

VII

ELECTRONENBUIZEN

ZENDBUIZEN



**PHILIPS TECHNISCHE BIBLIOTHEEK**

---

Onderdeel

**BOEKENREEKS**

over

**Electronenbuizen**

**DEEL VII - ZENDBUIZEN**

**UITGAVE: MEULENHOF & Co. N.V. - AMSTERDAM**



AUTEURSRECHTEN N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN  
(NEDERLAND).

NADRUK, GEHEEL OF GEDEELTELIJK VERBODEN.  
GEDRUKT IN NEDERLAND.

ALLE IN DIT BOEK OPGENOMEN GEGEVENS WORDEN MEDEGEDEELD  
ZONDER OCTROOIGARANTIE DER  
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN TE EINDHOVEN.

# ZENDBUIZEN

door

Ir. J. P. HEYBOER †

MET 285 FIGUREN EN EEN AANHANGSEL

---

1946

---



*In de Philips Boekenreeks over Electronenbuizen  
verschenen tot nu toe:*

- 1e. DEEL: Grondslagen van de Radiobuizentechniek.
  - 2e. DEEL: Gegevens en Schakelingen van moderne Ontvang- en Versterkerbuizen.
  - 3e. DEEL: Gegevens en Schakelingen van moderne Ontvang- en Versterkerbuizen (Supplement).
  - 4e. DEEL: Toepassing van de Electronenbuis in Radio-ontvangtoestellen en Versterkers (onderdeel H.F. en M.F. Versterking, Menging en Detectie).
  - 7e. DEEL: Zendbuizen.
- In bewerking:
- 5e. DEEL: Toepassing van de Electronenbuis in Radio-ontvangtoestellen en Versterkers. Onderdeel: L.F. en Eindversterking en voeding.
  - 6e. DEEL: Toepassing van de Electronenbuis in Radio-ontvangtoestellen en Versterkers. Onderdeel: Regelingen, nevenverschijnselen en berekeningen van den Ontvanger en Versterker.
- DEEL 3A: Gegevens en Schakelingen van moderne Ontvang- en Versterkerbuizen (2e Supplement).

## VOORWOORD

*De schrijver van dit boek, Ingenieur Johannes Pieter Heijboer, heeft de verschijning ervan niet mogen beleven; ook hij viel ten offer aan de wreedheid van den overweldiger. Eerlijk en oprecht als hij van nature was, was het hem onmogelijk zich niet te verzetten tegen het weergalooze onrecht, dat in de oorlogs-jaren ons volk werd aangedaan. Op 30 Jan. 1945, toen hij in Amsterdam vertoefde, om ook daar zijn kennis op radiogebied in dienst van de goede zaak te stellen, werd hij met enkele medewerkers door den vijand gegrepen en op 14 April om het leven gebracht. Na de bevrijding is zijn stoffelijk overschot, samen met dat van vele anderen, die voor de vrijheid van ons vaderland het leven lieten, den 27en November 1945 op de eere-begraafplaats te Bloemendaal te ruste gelegd. Het manuscript van dit boek was in den loop van 1944 gereed gekomen; de uitgave ervan kan door de tijdsomstandigheden eerst thans plaats hebben. Het hoofddoel, dat de schrijver zich heeft gesteld, is de behandeling van de werkwijze der zendbuizen in hun verschillende toepassingen; achtereenvolgens komen de versterking, de modulatie, de oscillatie en de frequentievermenigvuldiging ter sprake en worden de voor ieder geval belangrijkste grootheden deels rekenend, deels langs grafischen weg, uit de buiskarakteristieken afgeleid. Een afzonderlijk hoofdstuk is gewijd aan de zendbuizen voor zeer hooge frequenties. De verzorging van de uitgave is, na den dood van den schrijver, door enkele van zijn vroegere collega's ter hand genomen; het is hun wensch, dat de ruime ervaring, waarover de schrijver beschikte en die hij in dit boek heeft neergelegd, ten goede moge komen zoowel aan de vele gebruikers van zendbuizen als aan studeerenden, die hun inzicht in de op dit terrein gelegen kwesties willen verdiepen.*

EINDHOVEN, Februari 1946.



# INHOUD

Blz.

## Inleiding

De zendbuis vergeleken met de ontvangbuis . . . . .	1
---	---

## Hoofdstuk I. De technologie van de zendbuis

§ 1. De kathode . . . . .	4
§ 2. De anode . . . . .	11
§ 3. De roosters . . . . .	18
§ 4. Het omhulsel . . . . .	20
§ 5. Mechanische bouw . . . . .	22
§ 6. Het pompen . . . . .	23

## Hoofdstuk II. Classificatie

§ 1. Indeeeling naar het aantal electroden . . . . .	25
§ 2. Indeeeling naar het vermogen . . . . .	26
§ 3. Indeeeling naar de toepassing . . . . .	26

## Hoofdstuk III. De triode als zenderversterker

§ 1. Impulsexcitatie . . . . .	29
§ 2. Berekening van de stroomcomponenten . . . . .	34
§ 3. De afgestemde anodekring . . . . .	41
§ 4. De statische karakteristieken van de triode . . . . .	42
§ 5. De belastinglijn bij afgestemden anodekring . . . . .	43
§ 6. Opgenomen vermogen, afgegeven vermogen en rendement . . . . .	45
§ 7. Factoren, waarvan het afgegeven vermogen en het rendement afhankelijk zijn . . . . .	47
§ 8. Begrenzing van het afgegeven vermogen door de anodedissipatie . . . . .	55
§ 9. Begrenzing van het afgegeven vermogen door den anodegelijkstroom . . . . .	60
§ 10. Begrenzing van het afgegeven vermogen door den verzadigingstroom van de kathode . . . . .	63
§ 11. Conclusies voor de instelling van een triode . . . . .	65
§ 12. Roosterstroom en stuurvermogen . . . . .	66
§ 13. Verstemming van den anodekring . . . . .	69
§ 14. Overexcitatie van zendbuizen . . . . .	78
§ 15. Nadeelen van de triode als zenderversterker . . . . .	81

**Hoofdstuk IV. De tetrode en de penthode als zenderversterker** Blz.

§ 1. De beteekenis van het schermrooster . . . . .	85
§ 2. Secundaire emissie . . . . .	86
§ 3. Het vangrooster . . . . .	89
§ 4. Energie-omzetting bij penthoden . . . . .	91
§ 5. Vergelijking van penthoden, tetroden en trioden . . . . .	94

**Hoofdstuk V. De modulatie van den zenderversterker**

§ 1. Soorten van modulatie . . . . .	95
§ 2. Amplitudemodulatie. Modulatiekarakteristiek . . . . .	97
§ 3. Stuurroostermodulatie . . . . .	99
§ 4. Schermroostermodulatie . . . . .	105
§ 5. Vangroostermodulatie . . . . .	111
§ 6. Anodemodulatie . . . . .	117
§ 7. Telefonieversterking (H.F. klasse B) . . . . .	128
§ 8. Gecombineerde modulatiemethoden . . . . .	136
§ 9. Modulatievermogen . . . . .	140

**Hoofdstuk VI. De zendbuis als oscillator**

§ 1. Principe; diverse schema's . . . . .	144
§ 2. Berekening van frequentie en amplitude. Stabiliteit en labiliteit . . . . .	148
§ 3. Stabilisatie van de amplitude. Intermitterend oscilleeren . . . . .	154
§ 4. Toepassingen:	
a. Sturing van zenders . . . . .	160
b. H.F. smeltovens . . . . .	162
c. Diathermie . . . . .	164
d. Opwekken van ultra-acoustische trillingen . . . . .	166

**Hoofdstuk VII. De zendbuis als frequentievermenigvuldiger**

§ 1. Principe . . . . .	169
§ 2. Afgegeven vermogen en rendement . . . . .	173

**Hoofdstuk VIII. Speciale onderwerpen**

§ 1. Roosteremissie . . . . .	182
§ 2. Ontladingen in zendbuizen . . . . .	189
§ 3. Voeding van den gloeidraad met wisselstroom. Brommen. Gloeidraden voor meer dan één fasen . . . . .	193
§ 4. Kringverliezen . . . . .	200
§ 5. Het meten der statische karakteristieken van zendbuizen . . . . .	203



## Hoofdstuk IX. Zendbuizen voor zeer hoge frequenties

<b>A. Opwekking van zeer hoge frequenties met behulp van terugkoppelschakelingen</b>	Blz.
§ 1. Toepassing van de terugkoppelschakelingen voor lange golven in het gebied der hoge frequenties . . . . .	206
§ 2. Balansoscillator. Lechersystemen . . . . .	211
§ 3. H.F.-versterking . . . . .	218
§ 4. Zendbuizen voor golflengten kleiner dan ca. 10 meter . .	225
<b>B. De invloed van de traagheid der electronen op de werking van een zendbuis</b>	
§ 1. Vlakke diode, gevoed met gelijkspanning . . . . .	234
§ 2. Vlakke diode, gevoed met wisselspanning . . . . .	237
§ 3. De invloed van den looptijd der electronen in een triode	247
<b>C. Nieuwere ontwikkeling op het gebied van zendbuizen voor uk</b>	
§ 1. Inleiding . . . . .	261
§ 2. Snelheidsmodulatie . . . . .	261
§ 3. Versterkbuis volgens Haeff . . . . .	272
§ 4. Vergelijking tusschen de penthode, de buis volgens Haeff en de inhaalbuis . . . . .	273

---

### Aanhangsel

§ 1. De regel van Simpson . . . . .	277
§ 2. L.F. klasse A versterker . . . . .	283
A. Theorie der rechte lijnige karakteristieken . . . . .	284
B. Theorie van de niet-lineaire karakteristieken. Distorsie	291
§ 3. L.F. klasse B versterker . . . . .	299
A. Theorie der rechte lijnige karakteristieken . . . . .	302
B. Theorie van de niet-lineaire karakteristieken. Distorsie	304

<b>Overzicht van de voornaamste technische gegevens van Philips Zendbuizen en Zendgelijkrichtbuizen . . . . .</b>	<b>315</b>
---	------------

## INLEIDING

### De zendbuis vergeleken met de ontvangbuis

Hoewel er, wat de principieele werking betreft, geen verschil bestaat tusschen een ontvangbuis en een zendbuis, is het, op grond van hun respectieve toepassing, noodzakelijk ze afzonderlijk te behandelen, omdat de eischen, die aan een hoogvacuumbuis in een ontvanger worden gesteld, geheel anders zijn dan bij gebruik in een zender.

Het doel van een ontvanger toch is, het versterken en detecteeren van gemoduleerde hoogfrequente signalen op zoodanige wijze, dat een onvervormd laagfrequent signaal van voldoende sterkte wordt verkregen.

Een zendinstallatie daarentegen heeft tot taak een gegeven gelijkstroomvermogen, dat op zichzelf weer wordt verkregen uit een gelijkspanningsbron (netspanningsgelijkrichter, accubatterij met omvormer), om te zetten in hoogfrequent vermogen en op de verkregen hoogfrequente trilling het over te zenden laagfrequent signaal met zoo min mogelijk vervorming te moduleren. Daarbij moet de omzetting van gelijkstroomvermogen in hoogfrequent vermogen uit economische overwegingen geschieden met zoo goed mogelijk rendement; een zendinstallatie is dus te beschouwen als omvormer. Het gevolg hiervan is, dat bij zendbuizen de uitsturing van den anodestroom niet plaats heeft in het rechte gedeelte van de statische karakteristieken, doch dat z.g. impulsexcitatie wordt toegepast, waarbij de anodestroom slechts vloeit gedurende minder dan de helft van de periode van de roosterwisselspanning; bij ontvangbuizen echter (althans wat betreft de hoogfrequent- en middenfrequentversterkers) kan men van zulk een excitatiemethode op grond van de groote vervorming, die ermee gepaard gaat, geen gebruik maken en is men genoodzaakt in het lineaire deel der statische karakteristieken te werken. Dit laatste beteekent, dat moet worden gewerkt niet alleen met een bepaalden ruststroom, doch tevens met kleine uitsturing van den anodestroom; door beide oorzaken worden afgegeven vermogen en rendement laag.

Wegens het geringe vermogen is dit laatste echter ook van geen beteekenis;

daarentegen is het wèl de bedoeling het steeds zeer kleine roostersignaal zooveel mogelijk te versterken. De ontvangbuis voor hoogfrequent- of middenfrequentversterking moet dus als spanningversterker worden beschouwd.

Dit laatste houdt weer in, dat aan de anodezijde van een H.F. of M.F. ontvangbuis met een zoo hoog mogelijken belastingweerstand in den vorm van afgestemde kringen van hooge kwaliteit zal worden gewerkt; bij de zendbuis is aan de anodezijde een -meestal vrij kleine- belastingweerstand aanwezig, waarin het ontwikkelde hoogfrequent vermogen wordt verwerkt, terwijl de anodekring tot taak heeft te verhinderen, dat de ongewenschte componenten van den anodestroom, die ontstaan zijn als gevolg van de impulsexcitatie, door den belastingweerstand gaan. Bij de zendbuis fungeert de anodekring derhalve als filter voor de harmonischen en is hij als zoodanig uitgerust met relatief groote capaciteit. Bij de ontvangbuis daarentegen wordt juist een betrekkelijk kleine capaciteit in den anodekring toegepast om een hoogen parallelweerstand te verkrijgen.

Dit wat betreft het gebruik van hoogvacuumbuizen als H.F. ontvang- resp. zendversterker.

De ontvangtechniek kent verder het gebruik van de hoogvacuumbuis als mengbuis, waarbij twee H.F. signalen aan verschillende roosters worden toegevoerd en aan de anodezijde een signaal ontstaat met een frequentie gelijk aan het verschil der frequenties van de H.F. signalen. Bij dit mengen wordt principieel gebruik gemaakt van het niet-lineaire verband dat bestaat tusschen den anodestroom en de spanningen op de genoemde roosters.

Van ditzelfde principe maakt men gebruik, indien men op het gevormde H.F. signaal in een zendbuis het L.F. signaal, dat moet worden overgebracht, wil superponeeren; men spreekt hier echter van moduleeren, op grond van den vorm die het H.F. antennesignaal als functie van den tijd vertoont.

Het verschil tusschen het mengen bij een ontvangbuis en dat bij een zendbuis is echter: ten eerste, dat bij de ontvangbuis de te mengen signalen beide hoogfrequent zijn, terwijl bij de zendbuis een der signalen laagfrequent is; ten tweede, dat bij de ontvangbuis één der H.F. signalen L.F. gemoduleerd is met verschillende frequenties, terwijl bij de zendbuis het L.F. signaal zelf uit verschillende frequenties bestaat; ten derde, dat -zooals thans gebruikelijk is- de ontvangbuis zelf het tweede H.F. signaal (hulp-signaal) opwekt, terwijl de zendbuis het L.F. signaal van een afzonderlijken versterker krijgt toegevoerd.

Aldus beschikt de ontvangtechniek over de octode met zes roosters, terwijl de zendtechniek slechts tot de penthode met drie roosters is gegaan.

De ontvanger bevat voorts den middenfrequent versterker en den detector voor het L.F. signaal, waarvoor de zender geen equivalent heeft, en voorts den L.F. versterker, die te vergelijken is met den modulator-versterker bij den zender; alleen is het afgegeven vermogen bij dezen vele malen grooter.

Ten slotte bezit de zendinstallatie als eerste trap den oscillator, die de uit te zenden frequentie opwekt; de ontvanginstallatie heeft hiervoor geen equivalent.

In het volgende nu zal, nadat in de eerste twee hoofdstukken in het kort de technologie en de indeeling van de zendbuizen, beschouwd uit verschillende gezichtspunten, zijn behandeld, worden nagegaan hoe de werking van een hoogvacuumbuis is voor het geval van impulsexcitatie; vervolgens, waarom ook de zendtechniek de triode heeft verbeterd door over te gaan op de tetrode, resp. penthode; daarna, welke overwegingen bij het moduleeren gelden, en voorts de werking van de zendbuis als oscillator en als frequentievermenigvuldiger.

In het achtste hoofdstuk komen dan enkele speciale onderwerpen ter sprake, die van beteekenis zijn bij de practische toepassing van zendbuizen, terwijl ten slotte in het negende hoofdstuk bepaalde problemen, die zich bij zeer hoge frequenties voordoen, worden behandeld.

Niet behandeld worden de gelijkrichtbuizen, omdat zij niet tot het hoogfrequente deel van de zendinstallatie behooren. Om dezelfde reden had ook de bespreking van de modulatorbuizen achterwege dienen te blijven; in het aanhangsel zijn er niettemin enkele woorden aan gewijd omdat het gewenscht leek een en ander mede te deelen over de wijze waarop het modulatievermogen wordt verkregen, waarover in hoofdstuk V wordt gesproken.

Echter worden hierbij alleen kwesties betreffende vermogen, rendement en distorsie besproken, voor zoover de karakteristieken van de buis hierop van invloed zijn, terwijl vragen over de frequentiekarakteristiek e.d. van modulatorversterkers, als vallende buiten het bestek van dit boek, onbesproken blijven.



# HOOFDSTUK I

## **De technologie van de zendbuis**

### § 1. De kathode

Evenals de ontvangbuizen, werden de eerste zendbuizen uitgerust met een wolframgloeidraad. Tot het gebruik van wolfram als bron van electronenemissie is men gekomen door de speciale eischen, waaraan een electronenbron in een hoogvacuumbuis moet voldoen. Eenerzijds moet de electronenemissie voldoende hoog zijn, anderzijds mag bij de bedrijfstemperatuur de verdamping van het metaal niet sterk zijn, aangezien anders de levensduur van de kathode oneconomisch kort zou worden, terwijl bovendien op de andere onderdeelen in de buis, met name de roosters, dit metaal zou kunnen neerslaan, waardoor zeer ongewenste effecten (o.a. roosteremissie) kunnen optreden. Voorts mag het kathodemateriaal niet te bros zijn, daar anders bij het transport gemakkelijk beschadiging ontstaat.

Wolfram nu is een metaal, dat aan de bovengestelde eischen tamelijk goed voldoet, zij het ook dat, ter verkrijging van een eenigszins behoorlijke emissie, een hoge temperatuur wordt vereischt. De bedrijfstemperatuur van wolframgloeidraden in zendbuizen is ca.  $2550^{\circ}$  K; bij deze temperatuur is de verdamping nog voldoende laag om een behoorlijken levensduur te verzekeren. Uiteraard zal voor het verkrijgen van deze hoge temperatuur het gloeistroomvermogen tamelijk hoog moeten zijn. Een maat voor dit vermogen, in vergelijking met dat noodig bij kathoden van ander materiaal, is de z.g. specifieke emissie; hieronder verstaat men het quotiënt van den verzadigingstroom en het gloeistroomvermogen. Bij een wolframgloeidraad op een temperatuur van  $2550^{\circ}$  K is de specifieke emissie 7 mA/W; wij zullen later zien, dat deze waarde, vergeleken met die voor andere kathoden, zeer ongunstig is.

Voor buizen van klein vermogen is men dan ook sedert lang tot andere soorten van kathoden overgegaan, zoodat tegenwoordig wolframgloeidraden nog slechts worden toegepast in buizen voor groot vermogen, die met hoge anodespanning werken. Dit zijn dus in hoofdzaak de buizen met waterkoeling en de buizen met geforceerde luchtkoeling.

Door de kleine specifieke emissie van wolfram kan, bij buizen van groot vermogen, het gloeistroomvermogen aanzienlijke waarden bereiken. Zoo verbruikt de zendbuis TA 20/250, die met water wordt gekoeld, en die bij een

anodespanning van 20 kV een H.F. vermogen van 250 kW kan leveren, een gloeistroomvermogen van 14,7 kW ( $V_f = 35$  V;  $I_f = 420$  A); de verzadigingsstroom van dezen gloeidraad is ca. 100 A. De hoge gloeistroom vereist een speciale constructie van den gloeidraad en ook van de gloeidraad-doorvoeringen; bij deze buis bestaat de gloeidraad uit 12 draden, ieder ter lengte van 426 mm, samengevat in twee in serie geschakelde groepen van ieder 6 parallel loopende draden. De stroom per draad is daardoor 70 A; de dikte van iederen draad is 1,3 mm. De doorvoeringen van den gloeistroom door den ballon bestaan uit dikke koperen staven, die aan het glas zijn bevestigd met ruim gedimensioneerde chroomijzeren flenzen. In fig. 1 is de kop van deze zendbuis weergegeven; daarop zijn o.a. de gloeidraad-doorvoerleidingen te zien. Fig. 148 toont dezelfde buis, gemonteerd in een H.F. installatie.

In zendbuizen van groot vermogen worden steeds nog wolframgloeidraden gebruikt in plaats van de moderne gloeidraden met veel grootere specifieke emissie, omdat wolframgloeidraden beter weerstand bieden tegen het ionenbombardement, dat in hoogvacuumbuizen steeds optreedt als gevolg van zeer geringe gasresten die door den elektronenstroom worden geïoniseerd. Doordat de gloeidraad de electrode met de laagste potentiaal is, worden de gevormde ionen naar den gloeidraad getrokken, en wel met des te meer kracht naarmate de

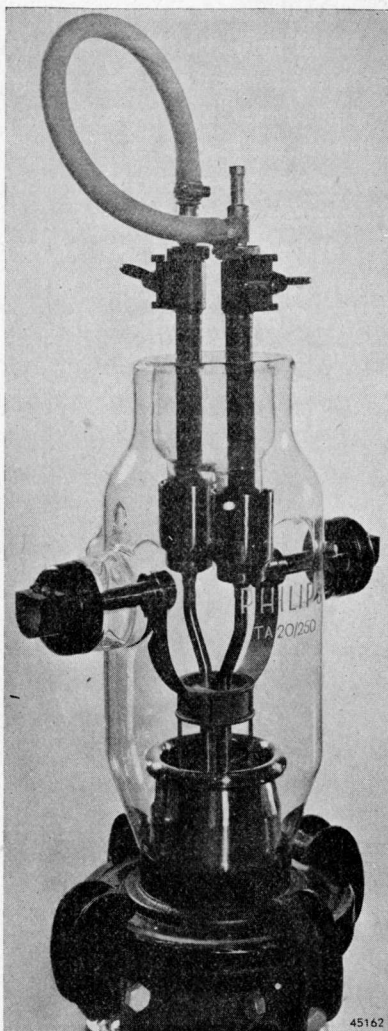
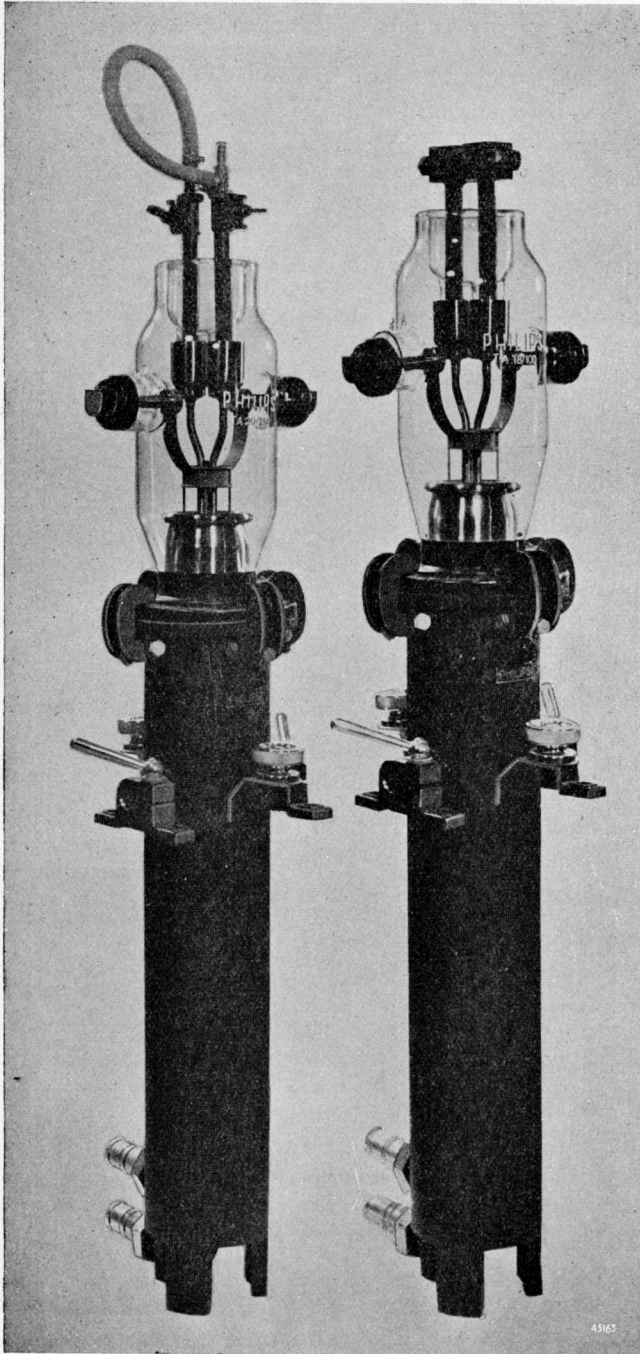


Fig. 1. Kop van de watergekoelde zendbuis TA 20/250, met twee aansluitingen voor den gloeidraad en twee voor het rooster.



anodespanning grooter is. In buizen voor groot vermogen kan dit effect in hinderlijke mate optreden; bij gloeidraden, waarbij de emissie bepaald wordt door een dunne emitterende laag aan het oppervlak van den draad, zooals bij de gethorieerde wolframgloeidraden en bij de oxydgloeidraden, zou door het ionenbombardement de emitterende laag beschadigd worden en de emissie van den gloeidraad geleidelijk verdwijnen.

De figuren 2a, b en c toonen een aantal trioden met wolframgloeidraad, nl.

*Fig. 2a.* Trioden met wolframgloeidraad: TA 20/250 en TA 18/100. Deze buizen hebben een watergekoelde anode.

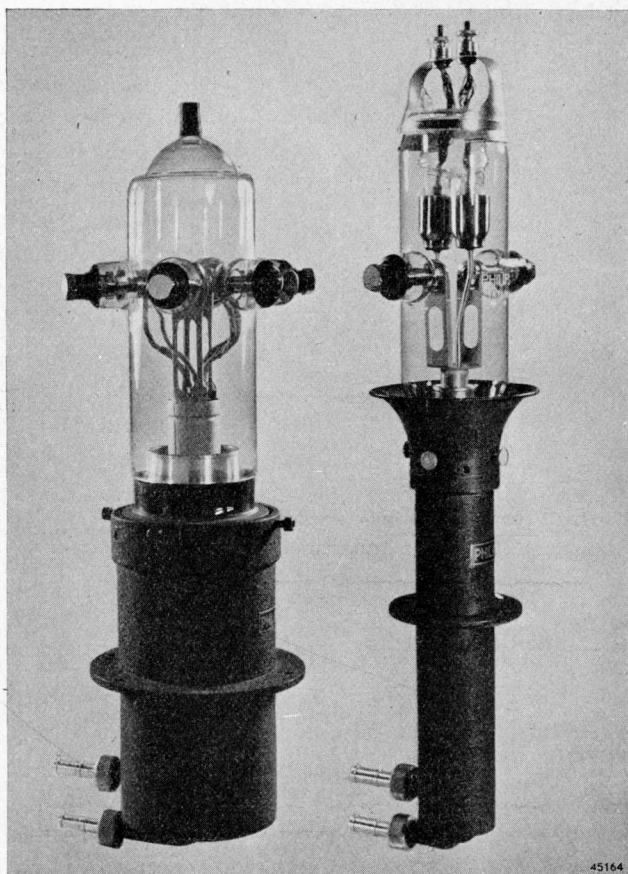
TA 20/250 - TA 18/100 - TA 12/35 - TA 12/20 en TAL 12/10. De laatste buis heeft geforceerde luchtkoeling; alle andere hebben waterkoeling. Fig. 3 toont een aantal penthoden met wolframgloeidraad, nl. PAW 12/20, PAW 12/15 en PAL 12/15; daarvan heeft de laatste geforceerde luchtkoeling; de andere hebben waterkoeling van de anode.

Een belangrijke verbetering van de specifieke emissie wordt verkregen door het gebruik van z.g. gethorieerde wolframgloeidraden. Zij worden gemaakt van wolfram, dat ca. 2% thoriumoxyde bevat. Door een geschikte temperatuurbehandeling in vacuüm wordt het thoriumoxyde gereduceerd tot thorium, dat naar het oppervlak van den draad diffundeert. Dientengevolge stijgt de electronenemissie van den draad buitengewoon sterk, zoodat

bij lagere temperatuur een specifieke emissie wordt verkregen, die veel grooter is dan die van een gewoon wolframgloeidraad. Bij de bedrijfstemperatuur van  $2000^{\circ}$  K is de specifieke emissie van een gethorieerden wolframgloeidraad 70 à 100 mA/W.

In de practijk wordt aan den wolframdraad een zekere hoeveelheid koolstof toe-

*Fig. 2b.* Trioden met wolframgloeidraad: TA 12/35 en TA 12/20. Ook deze buizen hebben een watergekoelde anode.



45164



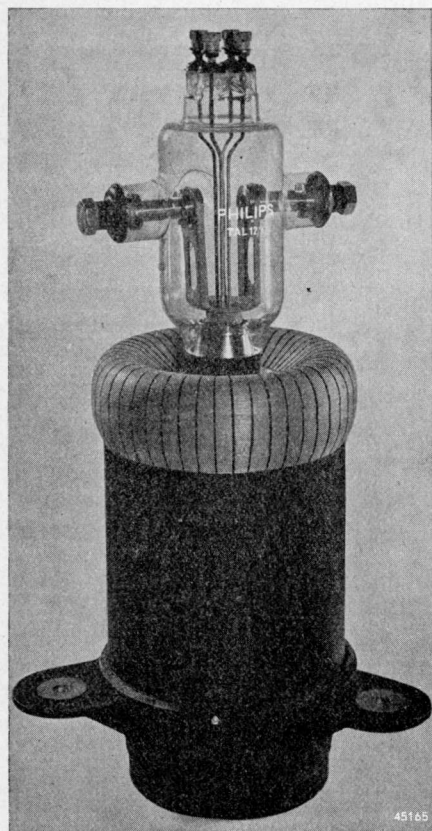


Fig. 2c. Triode met wolframgloeidraad: TAL 12/10. Bij deze buis wordt de anode door middel van een luchtstroom gekoeld.

toont een aantal zendtriodes, die met deze gloeidraden zijn uitgerust, nl. TB 3/2000, TB 3/1000, TB 2/500 en TB 2/200, waarvan de eerste bij een anodespanning van 3500 V een vermogen van 2900 W levert; de laatste bij een anodespanning van 2000 V een vermogen van 275 W. In fig. 5 zijn eenige penthoden met dit gloeidraadtype weergegeven, nl. PB 3/800, PB 2/500 en PB 2/200; de eerste levert bij 3000 V een vermogen van 1200 W; de laatste bij 2000 V een vermogen van 280 W.

gevoegd, bijv. door hem gedurende eenigen tijd te laten gloeien in een koolwaterstofatmosfeer. De koolstof bevordert de reductie van het thoriumoxyde tot thorium, zoodat het activeeren van den draad sneller geschiedt. Na dit z.g. carboniseeren bestaat het buitenste deel van den wolframdraad uit een verbinding van wolfram en koolstof. Vervolgens wordt de draad in vacuum tot een bepaalde temperatuur verhit, waardoor thorium naar het oppervlak van den draad diffundeert.

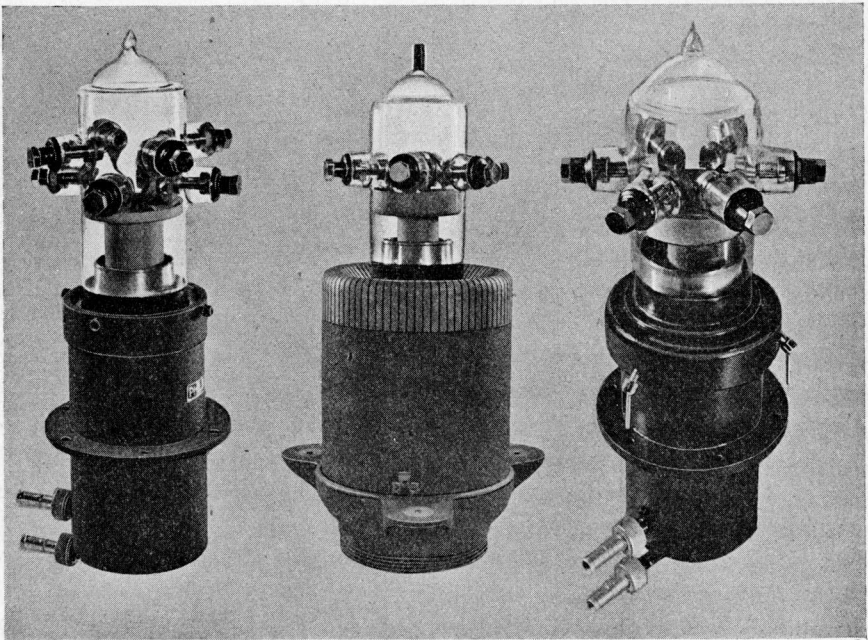
Het is gebleken, dat de verdamping van het thorium met een wolframcarbiddlaag als ondergrond veel geringer is dan de verdamping van een niet-gecarboniseerden draad, hetgeen den levensduur ten goede komt.

Gethorieerde wolframgloeidraden worden gebruikt in zendbuizen van matig groot vermogen en matig hoge anodespanning; de nieuwere ontwikkeling gaat echter ook voor watergekoelde buizen met hoge anodespanning (10 kV en hooger) over naar dit gloeidraadtype. Fig. 4

De grootste specifieke emissie wordt verkregen met de z.g. oxydkathoden. In zendbuizen worden deze op twee wijzen toegepast, nl. als direct verhitte en als indirect verhitte kathode. De direct verhitte kathode wordt gevormd door een zigzagsgewijze uitgespannen draad, meestal bestaande uit nikkel, wolfram of een combinatie van beide. Ook worden wel andere metalen of alliages toegepast. De indirect verhitte kathode bestaat uit een nikkelen buisje, waarin een gloeispiraal is gemonteerd. Beide soorten van kathoden worden bedekt met een laag barium-strontium carbonaat. Worden deze kathoden op een geschikte temperatuur in vacuum gegloeid, dan ontleedt zich het carbonaat en vormt zich o.a. bariumoxyd; door voortgezette temperatuurbehandeling wordt aan de oppervlakte van de oxydlaag vrij barium gevormd.

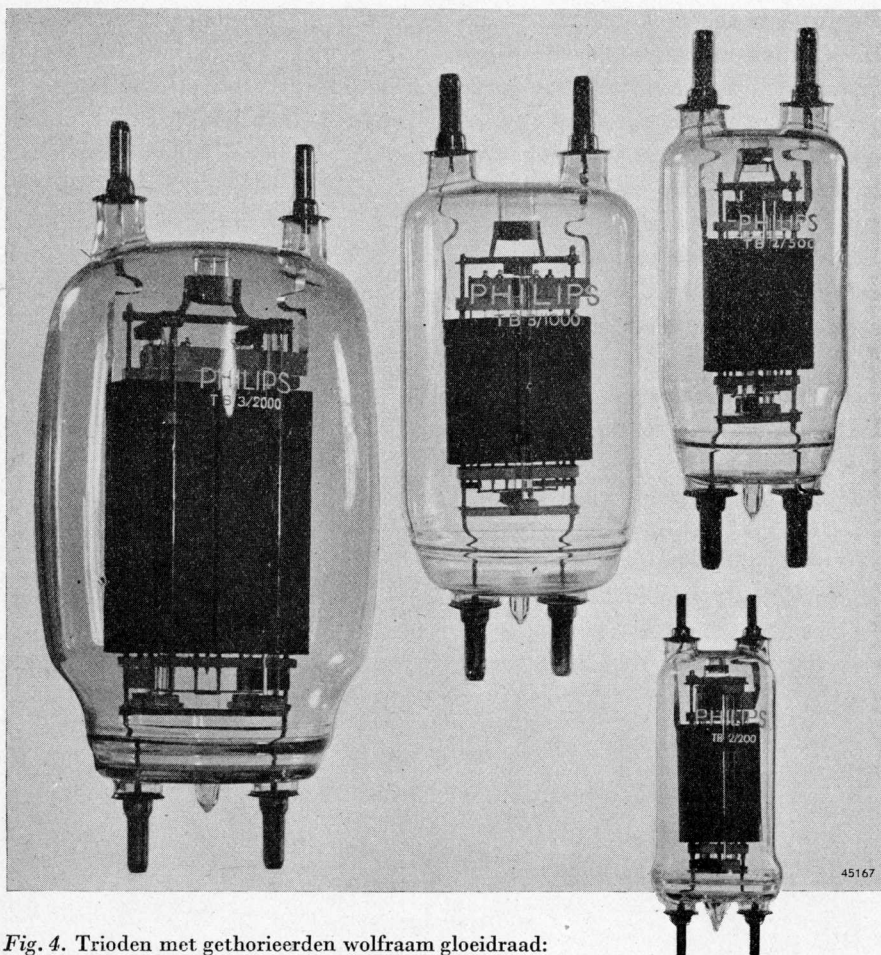
De electronenemissie van een dergelijke kathode is zeer hoog; bij de be-

*Fig. 3.* Penthoden met wolfram gloeidraad: PAW 12/20, PAW 12/15 en PAL 12/15. Bij de eerste twee buizen wordt de anode met water gekoeld; bij de laatste (de middelste in de afbeelding) met een luchtstroom.



451667





45167

Fig. 4. Trioden met gethorieerden wolfram gloeidraad:  
TB 3/2000, TB 3/1000, TB 2/500 en TB 2/200.

drijfstemperatuur van ca.  $1060^{\circ}$  K is de specifieke emissie 200 à 300 mA/W. Deze kathoden worden in kleine zendbuizen gebruikt. Fig. 6 toont een aantal trioden met oxydkathode, nl. TC 2/250, TC 1/75, TC 04/10 en TE 05/10, waarvan de eerste drie een direct verhitte kathode hebben, en de laatste van een indirect verhitte kathode is voorzien.

Het vermogen van de TC 2/250 is 500 W bij 2000 V; dat van de TE 05/10 15 W bij 500 V.

Pentoden met oxydkathode zijn weergegeven in fig. 7, nl. PC 1,5/100,

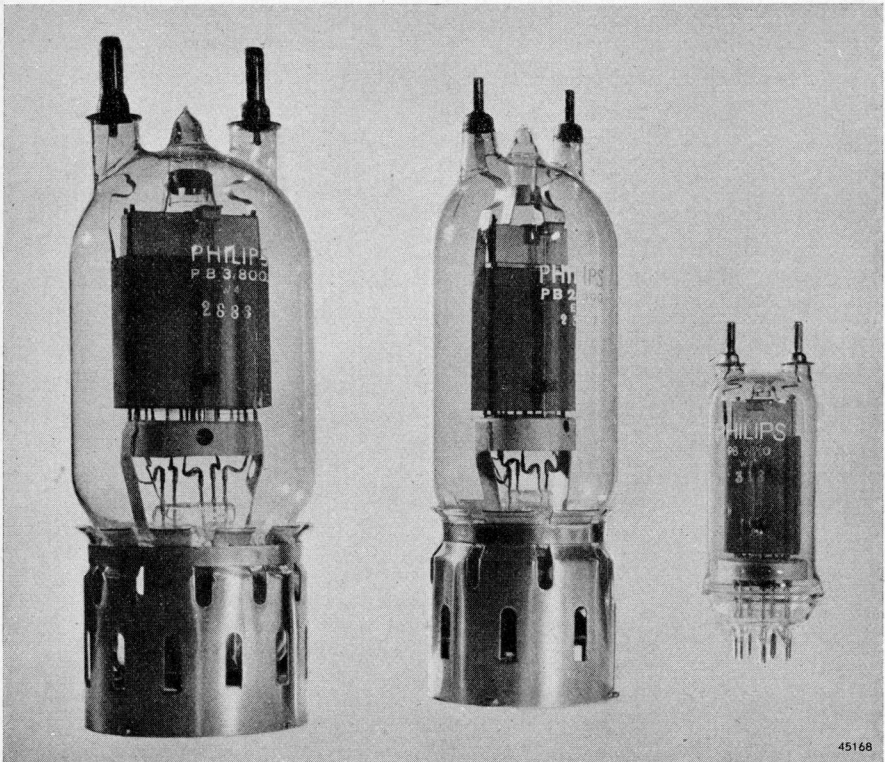


Fig. 5. Penthoden met gethorieerden wolfram gloei-draad: PB 3/800, PB 2/500 en PB 2/200.

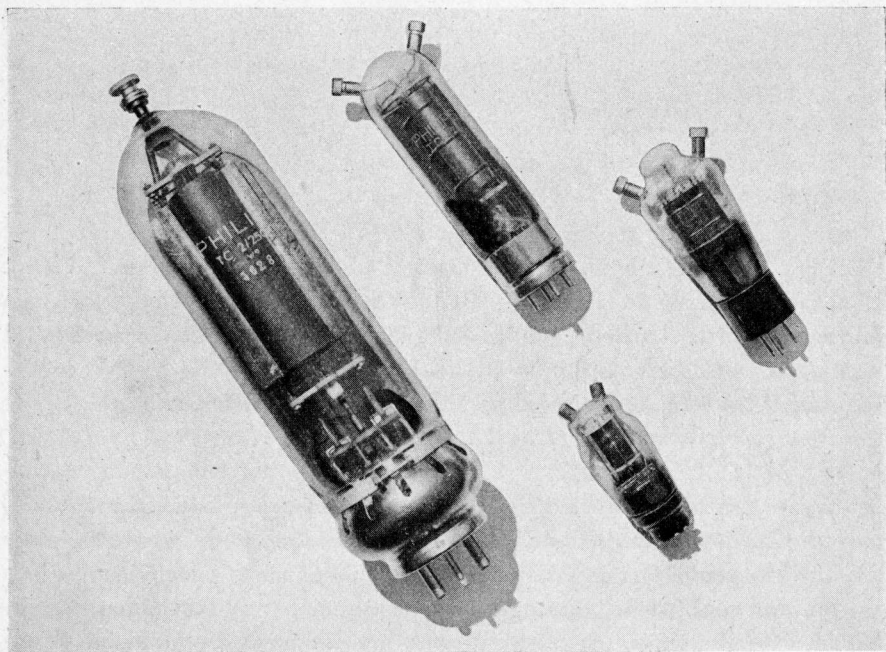
PE 1/80, PC 1/50, PE 06/40, PE 05/15, PC 05/15, PE 04/10 en PC 03/3. Daarvan bezitten de PE 1/80, PE 06/40, PE 05/15 en PE 04/10 een indirect verhitte kathode, de andere een direct verhitte kathode. Het vermogen van de grootste buis, de PC 1,5/100, is 140 W bij 1500 V anodespanning; dat van de kleinste, de PC 03/3, 3 W bij 300 V.

## § 2. De anode

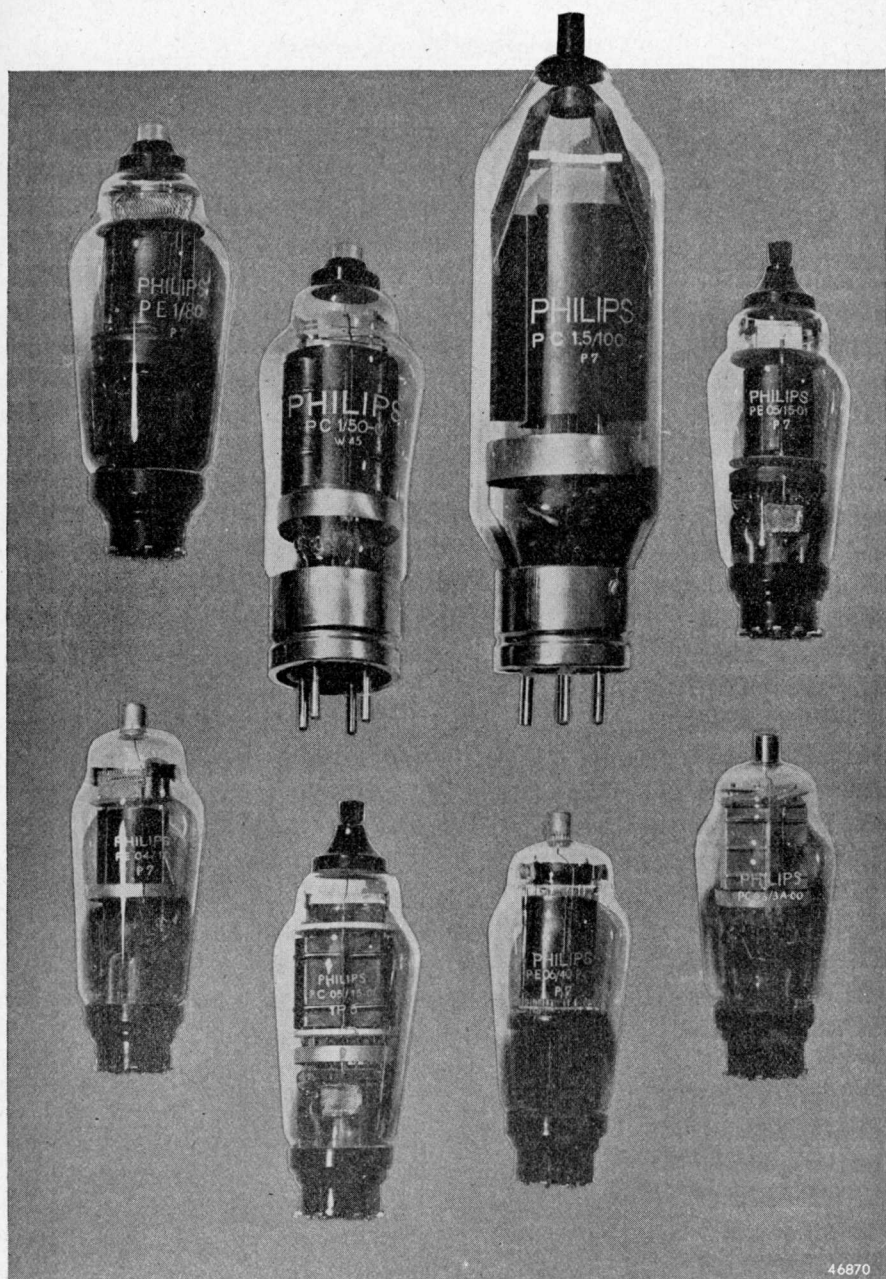
De keuze van het materiaal voor de anode wordt bepaald door het vermogen van de zendbuis, omdat daarmee samenhangt de anodedissipatie en dus de temperatuur die de anode tijdens het bedrijf aanneemt. In buizen voor klein vermogen, uitgerust met oxydkathoden, is de anode vrijwel steeds van nikkel, o.a. omdat nikkel gemakkelijk tot

allerlei vormen te verwerken is. Het oppervlak van deze anoden wordt meestal zwart gemaakt, omdat de warmte door straling moet worden afgevoerd, wat bij des te lagere temperatuur kan geschieden naarmate het anodeoppervlak meer dat van een zwart lichaam benadert. Zou men de anode van blank nikkel vervaardigen, dan is, in vergelijking met een zwarte anode, een hogere temperatuur noodig om een bepaald vermogen te kunnen uitstralen. Een te hoge temperatuur is echter ongewenscht, wegens het feit dat nikkel reeds bij betrekkelijk lage temperatuur verdampt, en omdat met de anodetemperatuur ook de roostertemperatuur stijgt, waardoor roosteremissie kan optreden. De anoden van de buizen weergegeven in de fig. 6 en 7 zijn alle van zwart nikkel vervaardigd, uitgezonderd die van de PC 03/3; wegens de geringe dissipatie heeft deze buis een anode van blank nikkel. Op de meeste

*Fig. 6.* Trioden met oxydkathode: TC 2/250, TC 1/75, TC 04/10 en TE 05/10. De eerste drie hebben een direct verhitte kathode; de laatste heeft een indirect verhitte kathode.



45169



46870

*Fig. 7. Pentoden met oxydkathode: PC 1,5/100, PE 1/80, PC 1/50, PE 06/40, PE 05/15, PC 05/15, PE 04/10 en PC 03/3. Daarvan bezitten PE 1/80, PE 06/40, PE 05/15 en PE 04/10 een indirect verhitte kathode, de andere buizen een direct verhitte kathode.*



anoden zijn koelvinnen aangebracht, ten einde het stralend oppervlak te vergrooten. In de buis is verder een z.g. getter aangebracht, meestal in den vorm van een bariumpiegel, die op den ballonwand wordt neergeslagen, en die dient om sporen van gas, die tijdens het bedrijf kunnen vrijkomen, te binden en zodoende een goed vacuum te onderhouden. Voor buizen van grooter vermogen, nl. die, waarin een gethorieerde wolfram gloeidraad wordt toegepast, wordt meestal molybdeen als anodemateriaal gebruikt. De anodedissipatie van deze buizen is nl. zoodanig groot, dat de anodetemperatuur te hoog is voor het gebruik van nikkel. Men zou kunnen overwegen de anodetemperatuur te verlagen door een grooter anodeoppervlak te gebruiken, doch met het anodeoppervlak nemen de inwendige capaciteiten en zelfinducties van de buis toe, wat vooral bij hogere frequenties bezwaren oplevert.

Men is dus gedwongen een materiaal te gebruiken dat zwaarder kan worden belast, en hiervoor is molybdeen speciaal geschikt. Het smeltpunt van molybdeen is  $2600^{\circ}\text{C}$ , dat van nikkel  $1450^{\circ}\text{C}$ ; hieruit volgt dat molybdeen bij veel hogere temperaturen kan worden gebruikt dan nikkel. Het materiaal is voorts vrij gemakkelijk te bewerken; het is in dat opzicht te verkiezen boven wolfram, dat zeer moeilijk te bewerken is. Ook tantaal wordt wel toegepast.

Ook in deze buizen maakt men gebruik van een getter, en wel gewoonlijk in den vorm van zirkoon, dat als fijn verdeeld poeder op de anode wordt aangebracht. Deze bedekking met zirkoon heeft bovendien nog het voordeel dat het anodeoppervlak zeer goed straalt.

De buizen der figuren 4 en 5 zijn met molybdeenanoden uitgerust. Behalve van molybdeen maakt men bij buizen van dit vermogen 'nog wel gebruik van grafiet als anodemateriaal, waarbij de goede stralende eigenschappen een voordeel zijn. De brosheid van dit materiaal brengt met zich, dat de wanddikte van de anode veel grooter moet zijn dan die van een metalen anode; vervorming van de anode kan dus niet optreden. Bovendien is de warmteverdeling in een dikwandige anode gelijkmatiger dan die in een dunwandige. Daartegenover staat dat dergelijke anoden zwaarder zijn.

Fig. 8 toont de triode TB 1/60, die met een grafietanode is uitgevoerd.

De tot nu toe besproken uitvoeringen hebben betrekking op anoden, waarbij de ontwikkelde warmte door straling wordt weggevoerd. Zij worden toegepast in buizen voor betrekkelijk klein vermogen en dus

voor een niet al te groote anodedissipatie. Zoo is bijv. bij de grootste triode van deze categorie, de TB 3/2000, de hoogste toelaatbare anodedissipatie 1100 W.

Bij buizen voor grooter vermogen en dus grootere anodedissipatie moet speciale koeling van de anode worden toegepast. De meest gebruikelijke vorm is waterkoeling. Bij dergelijke buizen bestaat het omhulsel dan niet uit een glazen ballon, zooals bij buizen met stralende anode, doch uit de anode zelf, die in dit geval van koper kan zijn vervaardigd. De roosters en de gloeidraad zijn naar buiten gevoerd door een glazen afsluitstuk, dat de anode luchtdicht afsluit en dat tevens dient voor voldoende isolatie tusschen de verschillende elektroden.

De anode is geplaatst in een koelmantel, die dubbelwandig kan zijn uitgevoerd. Het koelwater wordt in dat geval geleid tusschen de anode en den binnenwand van den koelmantel en vloeit af tusschen den binnen- en den buitenwand. Schematisch is dit in fig. 9 weergegeven.

Fig. 10 toont de triode TA 12/35 met waterkoeling, en ernaast den bijbehorenden koelmantel. Deze triode levert bij een anodespanning van 15 kV een vermogen van 42 kW; de als maximum toegelaten anodedissipatie bedraagt 18 kW. Ter illustratie zij vermeld dat de noodige hoeveelheid koelwater voor deze buis 20 l/min bedraagt.

Het gloeistroomvermogen van deze buis is 4,24 kW; dit is zoodanig hoog, dat reeds waterkoeling moet worden toegepast wanneer alleen dit vermogen aan de buis wordt toegevoerd. Bij installaties met watergekoelde buizen moet dan ook steeds een z.g. waterslot worden aangebracht; dit is een inrichting, die de gloeispanning uitschakelt wanneer de snelheid van het koelwater te klein wordt.

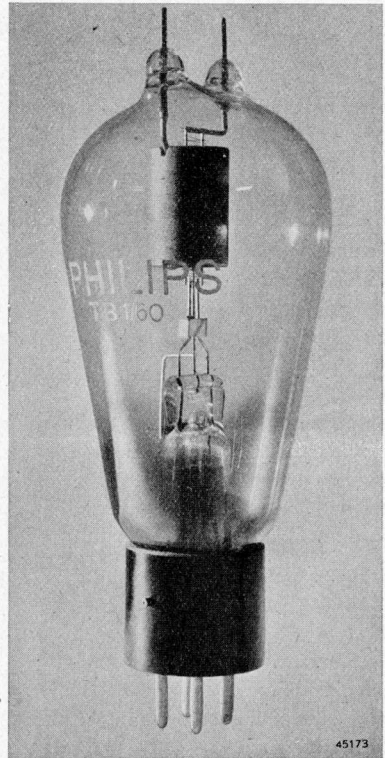
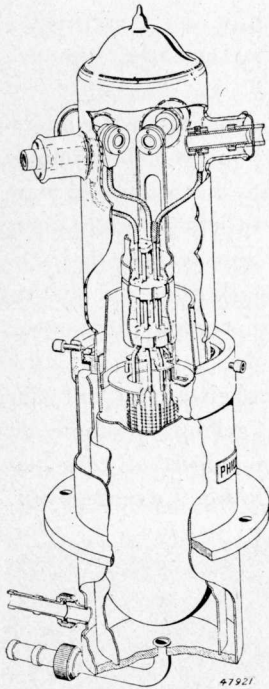


Fig. 8. Triode TB 1/60, uitgerust met grafiet-anode en gloeidraad van gethorieerd wolfram.



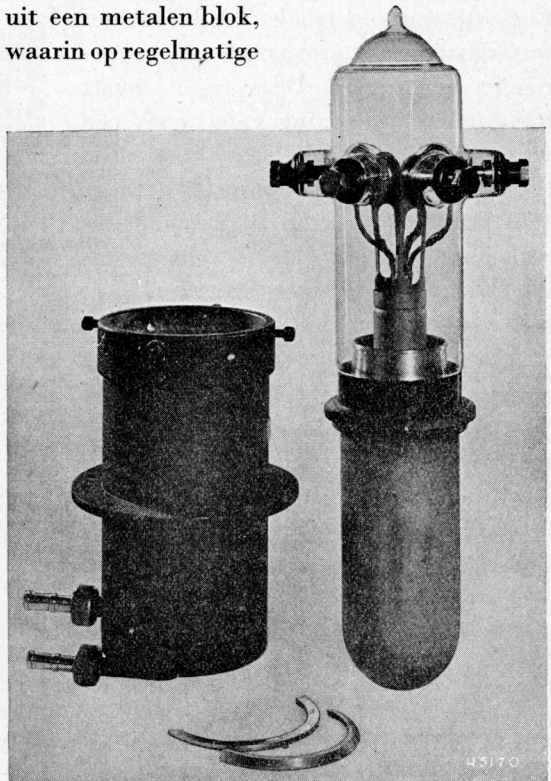


*Fig. 9.* Schets van het inwendige van de watergekoelde triode TA 12/35. De koelmantel bestaat uit een dubbelwandigen cylinder; het koelwater wordt toegevoerd door den bodem van den koelmantel, stroomt tusschen de anode en den linnensten cylinder naar boven en vervolgens terug tusschen dezen en den buitenwand van den koeler.

*Fig. 10.* Watergekoelde triode TA 12/35 met daarnaast de koelmantel. Anodespanning 15 kV; H.F. vermogen 42 kW; anodedissipatie 18 kW. Noodige hoeveelheid koelwater 20 l/min.

Wegens de hooge anodespanning moet het water steeds zoodanig worden toegevoerd, dat voldoende isolatieweerstand tusschen anode en aarde aanwezig is. Men verkrijgt dezen door het water toe- en af te voeren via gummislangen van voldoende lengte, die ter besparing van ruimte op een trommel zijn gewikkeld. In plaats van gummislangen gebruikt men tegenwoordig wel porseleinen buizen, die opgebouwd zijn in den vorm van een spiraal.

Naast de waterkoeling wordt in de laatste jaren koeling van de anode met behulp van een luchtstroom toegepast. De koperen anode wordt dan geplaatst in een koeler, bestaande uit een metalen blok, waarin op regelmatige



afstanden overlansche spleten zijn aangebracht. Deze radiator is omgeven door een dunnen metalen mantel. Aan de onderzijde van den radiator voert men nu (met behulp van een ventilator) lucht toe; door de anode in den radiator te soldeeren, wordt voor een goede warmteoverdracht tusschen de anode en de koelvinnen zorg gedragen.

De voordeelen van deze methode zijn gelegen in de afwezigheid van waterkoeling en van de daarbij behorende koelslangen en in de koeling van de glazen deelen van de zendbuis door de afvloeiende koellucht.

Voor al bij hoogere frequenties, waar de roosterdoorvoeren, ten gevolge van de capaciteieve stroomen die in de zendbuis vloeien, tamelijk zwaar belast worden, is dit een voordeel.

Uiteraard is de als maximum toelaatbare dissipatie van een anode met luchtkoeling kleiner dan die van een anode met waterkoeling.

Fig. 11 toont de penthode PAL 12/15, waarvan de anode op de bovenomschreven wijze wordt gekoeld. Deze buis levert bij 12 kV een vermogen van ca. 15 kW; de anodedissipatie mag ten hoogste 8 kW bedragen. Daarnaast komen dan nog ten hoogste 1,5 kW voor het

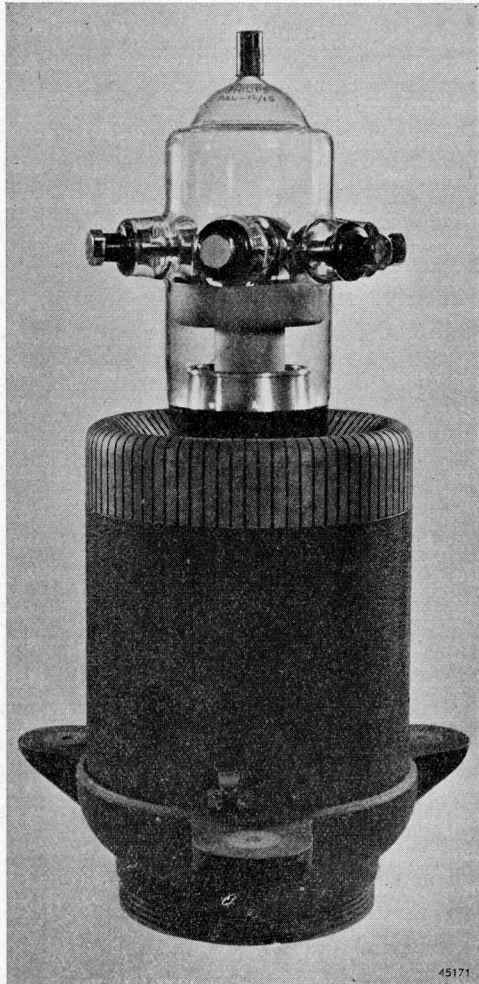


Fig. 11. Penthode PAL 12/15, waarvan de anode wordt gekoeld met behulp van een luchtstroom. Op de anode is een koelmantel met ribben gesoldeerd; de lucht stroomt door de spleten van den koeler van beneden naar boven en koelt daardoor ook nog den glazen ballon. Anodespanning 12 kV; H.F. vermogen 15 kW; anodedissipatie 8 kW.

schermrooster en 1,76 kW voor den gloeidraad, zoodat door de koellucht in het uiterste geval ruim 11 kW wordt afgevoerd.

De hoeveelheid koellucht, die hiertoe noodig is, is afhankelijk van de temperatuur die de lucht heeft bij den ingang van den koeler, en van de hoogte boven het zeeniveau. Zoo is bijv. op zeeniveau en bij een begintemperatuur van 25° C 10 m<sup>3</sup>/min noodig; op 3000 m hoogte bij dezelfde begintemperatuur 14,5 m<sup>3</sup>/min. Bij een begintemperatuur van 15° C zijn deze getallen resp. 9 en 13 m<sup>3</sup>/min.

### § 3. De roosters

Het materiaal dat voor de roosters wordt gebruikt is, evenals het anodemateriaal, afhankelijk van het vermogen van de buis.

Evenals bij de anode, is het ook bij de roosters van belang, dat de ontwikkelde warmte zoo goed mogelijk wordt weggevoerd. Vooral bij buizen met oxydekathode is dit noodzakelijk, aangezien gemakkelijk emitterend materiaal (barium) van de kathode verdampt en neerslaat op de roosters, met name op het stuurrooster. Is dan de roostertemperatuur te hoog, dan gaat deze laag zelf emitteren. Deze z.g. thermische roosteremissie kan onaangename gevolgen hebben; hierover zal later nog het een en ander worden meegedeeld.

Een middel om de temperatuur van de roosterdraden laag te houden is het gebruik van dikke roostersteundraden van goed geleidend materiaal. Om de warmteafvoer door deze steundraden effectief te maken, lascht men op de vrije uiteinden wel zwartgemaakte koelvinnen, die door straling de toegevoerde warmte afvoeren.

Een methode die, vooral voor het stuurrooster van zendbuizen met oxydekathode, met succes kan worden toegepast is die waarbij men de roosterdraden een zoodanige oppervlaktebehandeling geeft, dat de opname van warmte zoo gering mogelijk is. De overweging hierbij is, dat de temperatuur van het stuurrooster nagenoeg geheel wordt bepaald door de warmte die door de kathode en de andere electroden in de richting van het stuurrooster wordt uitgestraald, terwijl de warmte die in het rooster zelf wordt ontwikkeld als gevolg van het electronenbombardement (de stuurroosterstroom), zeer gering is. Het is duidelijk dat het oppervlak der roosterdraden dan een goede reflector voor warmtestralen moet zijn; dit is de reden waarom men het stuurrooster van oxydebuizen wel met goud bedekt. Uiteraard kan deze methode alleen succes hebben indien

het rooster zijn warmte grootendeels door straling van de andere elektroden ontvangt.

Wordt echter in het rooster zelf veel warmte ontwikkeld, zooals dat bijv. in het schermrooster van een penthode het geval is ten gevolge van het bombardement door de electronen van den schermroosterstroom, dan is het noodzakelijk dat het roosteroppervlak goede stralende eigenschappen bezit. De draad van een dergelijk rooster is dan ook vaak van zwart nikkel gemaakt. In buizen van grooter vermogen, nl. die met gethorieerden wolframgloeidraad, is, wegens de hoogere temperatuur, het gebruik van nikkel niet toelaatbaar; molybdeen is hier het aangewezen roostermateriaal. Het schermrooster wordt daarbij wel met zirkoon bedekt, waardoor het beter in staat is de warmte die er in wordt ontwikkeld door straling af te voeren. Wegens de hoogere excitatiespanning, die bij deze buizen op het stuurrooster wordt toegepast en die tot gevolg heeft dat de stuurroosterspanning positieve waarden kan bereiken van 100 à 200 V, is het optreden van z.g. secundaire roosteremissie hier vrij algemeen. Het is bekend dat metalen, wanneer ze door electronen worden gebombardeerd, secundaire electronen afgeven, en wel in een mate die afhangt van de snelheid der primaire electronen, van den hoek van inval, van het materiaal en van den aard van het oppervlak. Daarbij kan onder omstandigheden het aantal secundaire electronen, dat uit het metaal wordt vrijgemaakt, grooter zijn dan het aantal primaire electronen dat het rooster treft. Doet zich deze omstandigheid voor bij het stuurrooster van een zendbuis, dan keert de uitwendig gemeten roosterstroom, die gelijk is aan het verschil van de primair opvallende en de secundair geëmitteerde electronen, om, aangezien, wegens de hoogere anode- of schermroosterspanning, het grootste deel der secundaire electronen die uit het stuurrooster zijn vrijgemaakt, niet op dit rooster terugvalt, doch naar de anode, resp. het schermrooster, verdwijnt. De mate waarin de stuurroosterstroom kleiner, resp. negatief wordt, is bij een bepaalde buis afhankelijk van de verhouding van anode- en roosterspanning. Geïllustreerd wordt dit door fig. 23, waar van de triode TB 2/500, die met een molybdeenrooster is uitgerust, de stuurroosterstroom als functie van de anodespanning is weergegeven voor diverse waarden van de stuurroosterspanning.

Aan de secundaire roosteremissie zijn bepaalde voor- en nadeelen verbonden, die later zullen worden besproken. Wil men de secundaire emissie van het stuurrooster onderdrukken, dan moet men de draden bedekken met een stof die geringe secundaire emissie heeft.

In zendbuizen met waterkoeling en wolfram gloeidraad wordt eveneens molybdeen als roostermateriaal gebruikt; alleen in de grootste buizen, waarin het rooster zwaarder wordt belast, past men wolfram toe.

#### § 4. Het omhulsel

Bij buizen van klein en van middelmatig vermogen bestaat het omhulsel uit een glazen ballon, die aan één zijde is afgesloten met de z.g. kneep of, in bepaalde gevallen, met een bodem van geperst glas, waarin de doorvoerleidingen naar de elektroden van de buis zijn aangebracht.

De warmte die in de verschillende elektroden van de buis wordt ontwikkeld, valt als straling op den ballon. Een deel dier straling wordt door het glas doorgelaten; de rest wordt geabsorbeerd en verwarmt dus den ballon. De temperatuur van dezen stijgt dus totdat, ten gevolge van afkoeling aan de buitenzijde, hoofdzakelijk door convectie in de omringende lucht, een bepaalde eindtemperatuur wordt bereikt.

Deze temperatuur moet zoo laag blijven, dat het glas niet week wordt, en dat geen gasafgifte optreedt.

Voor buizen van klein vermogen (oxydebuisen) kunnen gewone, z.g. zachte glassoorten worden gebruikt, nl. kalkglas en loodglas; het loodglas wordt dan bij de hooger belaste typen toegepast. Wordt de anodetemperatuur belangrijk hooger, zooals bij de buizen met gethorieerde wolfram gloeidraden, dan gebruikt men liever geen ballon van zacht glas, omdat daarvan het verweekingspunt te laag ligt. In dit geval maakt men den ballon van z.g. hard glas, nl. borosilicaatglas, dat een hooger verweekingspunt heeft en dus hogere temperaturen kan weerstaan. Dit beteekent echter dat, voor een bepaald vermogen, een buis met hardglazen ballon kleiner van afmetingen is dan een buis met zachtglazen ballon, wat een bijzonder voordeel is bij het gebruik op zeer hooge frequenties, zooals in hoofdstuk IX nog nader zal worden besproken. Bij buizen met waterkoeling wordt de anode, zooals reeds werd besproken, afgesloten met een glazen sluitstuk (zie fig. 1), waardoorheen de doorvoerleidingen van den gloeidraad en de roosters zijn aangebracht. Aangezien men hier niet een anode op hooge temperatuur heeft, kan dit sluitstuk van zacht glas (loodglas) worden gemaakt, mits men de constructie van de buis zoodanig inricht, dat van den gloeidraad geen straling op de glazen deelen kan vallen.

De verbinding tusschen het glas en de anode bij een watergekoelde zendbuis bestaat bij de Philips buizen uit een ring van chroomijzer. Wegens



het groote verschil in uitzettingscoëfficiënt tusschen glas en koper is het -behalve met zeer speciale constructiemethoden- niet mogelijk het koper direct aan het glas te lasschen. Chromijzer daarentegen is een alliage, waarvan de uitzettingscoëfficiënt nagenoeg gelijk is aan dien van lood- en kalkglas. In fig. 1 is deze chromijzerring bij de zendbuis TA 20/250 duidelijk te zien.

Bij de gloeistroom- en roosterdoorvoeren van de Philips buizen met waterkoeling bestaat de verbinding met het glas eveneens uit een chromijzeren flens. Aan de binnen- en de buitenzijde daarvan zijn, ter wille van het betere elektrische geleidingsvermogen, koperen staven gesoldeerd, die de verbinding met de elektroden in de buis en met de uitwendige schakeling bewerkstelligen.

Wordt het sluitstuk gemaakt van hard glas, waarvan de uitzettingscoëfficiënt kleiner is dan die van zacht glas, dan moet de verbinding met de anode eveneens van een materiaal met kleineren uitzettingscoëfficiënt worden vervaardigd.

Bij de buizen voor kleiner vermogen, met een ballon van zacht glas, zijn de doorvoeringen eveneens van chromijzer vervaardigd, voor zoover zij mechanische stevigheid moeten bezitten; zoo bijv. de anodedoorvoer van de TC 2/250 aan het boveneinde van de buis (fig. 6). De rooster- en de gloeidraad doorvoeringen daarentegen bestaan ook wel uit z.g. manteldraad, dit is een draad van nikkelijzer, omgeven door een koperen mantel. De gloeidraad- en roosterdoorvoeren worden meestal aan één zijde van de buis, in de z.g. kneep, aangebracht, zooals bijv. bij de penthoden van fig. 7. Bij sommige trioden daarentegen worden anode en rooster aan de bovenzijde van de buis uitgevoerd, de gloeidraad aan de onderzijde. Dit is het geval bij de TC 1/75, TC 04/10 en TE 05/10 (fig. 6).

De buizen met een ballon van hardglas, afgebeeld in de fig. 4 en 5, vereischen, wegens den kleineren uitzettingscoëfficiënt van het glas, doorvoeringen van ander metaal. Als zoodanig komen molybdeen, wolfram en fernico in aanmerking; het laatste is een alliage van ijzer, nikkel en cobalt. Bij de trioden van de genoemde serie bestaan alle doorvoeringen uit een dop van fernico, die het glas vacuumdicht afsluit, terwijl aan weerszijden koperen pennen zijn gesoldeerd, ter wille van het betere elektrische geleidingsvermogen. Dat bij deze buizen een bodem van geperst glas is gebruikt in plaats van een kneep, hangt samen met de kortegolfeischen, waaraan moet worden voldaan; hierop zal in hoofdstuk IX nader worden ingegaan. Bij de penthoden van fig. 5 zijn alleen het remrooster en de anode met behulp

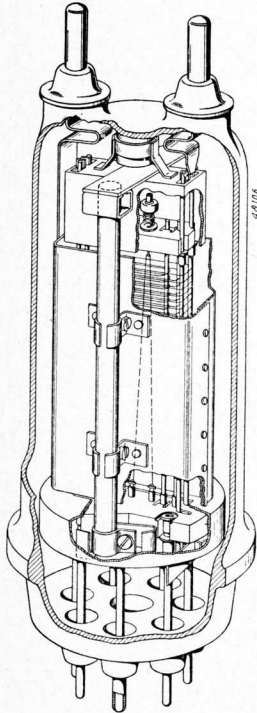


van fernico doppen uitgevoerd, terwijl de overige verbindingen in een kneep zijn samengevat; als doorvoeringsmetaal is wolfram gebruikt.

### § 5. Mechanische bouw

Voordat de verschillende onderdelen tot een complete buis worden samengevoegd, worden ze door wasschen in een of meer baden gereinigd en vervolgens voorontgast.

De wijze waarop de buis wordt gemonteerd, vertoont bij ieder type weer bijzonderheden, doch zoowel bij buizen met kneep als bij die met persglazen bodem wordt het samenstel van gloeidraad en roosters op deze onderdelen gemonteerd. Bij sommige typen rust ook de anode daarop, terwijl bij andere de anode gedragen wordt door den ballon. Als isolatiemateriaal waarmee de verschillende elektroden op afstand worden gehouden, wordt mica gebruikt, terwijl ook verschillende keramische materialen een belangrijke plaats innemen. Als voorbeeld van de montage van een moderne zendpenthode toont fig. 12 een schets van de PB 2/200.



In den hardglazen persbodem zijn zeven molybdenen doorvoerpennen aangebracht, benevens de pompstengel. Vier van deze pennen dragen den isolatiesteen, die onder in de buis zit. Op dezen isolatiesteen zijn de elementen van de buis gebouwd, nl. de gloeidraad, de drie roosters en het schermdeksel. Aan de bovenzijde worden gloeidraad en roosters op afstand gehouden door een tweede isolatieplaat, die gedragen wordt door de balken van het derde rooster. Dit laatste is aan de bovenzijde voorzien van een metalen kapje, dat dient ter elektrische afscherming en dat tevens een bandje draagt, dat rond een glazen nok aan de bovenzijde van den ballon grijpt, zoodat daarmee het systeem aldaar wordt gesteund.

De anode is opgehangen aan twee kwartsstaven, die aan de onderzijde aan het schermdeksel zijn

Fig. 12. Schets van het inwendige van de penthode PB 2/200.

bevestigd, en aan de bovenzijde aan het kapje van het derde rooster. Van de zeven pennen in den buisbodem zijn er twee verbonden met het derde rooster, twee met den gloeidraad, een met het stuurrooster en twee met het schermrooster. Aan de bovenzijde heeft de buis twee uitvoeringen, nl. een voor de anode en een voor het derde rooster. De laatste is van voordeel bij gebruik van de buis op ultrakorte golven.

Het rooster-gloeidraadsysteem van een buis met waterkoeling als bijv. de TA 12/35 (zie fig. 10) is gemonteerd op den glazen kop, die de anode afsluit. Ook hierbij worden de electroden met behulp van platen van keramisch materiaal op afstand gehouden. Door een isolator van kwarts, aangebracht aan het einde van het rooster-gloeidraadsysteem, wordt de gloeidraad gecentreerd t.o.v. het rooster. In fig. 9 is min of meer schematisch de doorsnede van de buis TA 12/35 geteekend, waaruit de opstelling van de onderdeelen blijkt.

## § 6. Het pompen

Het doel van het pompen is, de buis zoodanig te evacueeren dat naderhand in het bedrijf geen gevaar bestaat voor het vrijkomen van gasresten. Behalve dat de onderdeelen vóór het monteeren van de buis worden voor-ontgast, worden tijdens het pompen de verschillende electroden verhit op een temperatuur die veel hooger is dan die welke zij later in het bedrijf aannemen.

Bij de buizen met glazen omhulsel wordt met behulp van een oven de ballon warm gestookt, zoodat de gassen, die aan dezen ballon geadsorbeerd zijn (hoofdzakelijk waterdamp), worden vrijgemaakt en door de vacuum-pomp worden afgevoerd.

Vervolgens wordt de anode tot gloeitemperatuur verhit met behulp van H.F. stroomen. Men plaatst daartoe rond de buis een spoel, waarin een sterke H.F. stroom vloeit; deze spoel is te beschouwen als de primaire wikkeling van een transformator, waarvan de secundaire wikkeling wordt gevormd door de anode, die dus a.h.w. als kortsluitwikkeling fungeert. Nadat de anode op deze wijze voldoende is ontgast, wordt de gloeidraad geformeerd, d.w.z. hij krijgt een zoodanige temperatuurbehandeling (door middel van een juist gekozen gloeispanning), dat de emitterende laag zich vormt. Vervolgens worden de roosters ontgast door electronenbombardeement, terwijl ook de anode meestal nog wordt gebombardeerd.

Ten slotte wordt (bij buizen met oxydkathode en bij sommige buizen met thoriumkathode) de getter verstoven. Op een geschikte plaats in de buis

is nl. een klein metalen bakje met gazen deksel gemonteerd, meestal gevuld met metallisch barium. Het bakje wordt met behulp van H.F. stroomen verhit tot een zoodanige temperatuur, dat het barium verdampt en vervolgens op den naburigen ballonwand in den vorm van een spiegel neerslaat. Deze absorbeert de gasresten, die nog in de buis aanwezig zijn of naderhand zouden kunnen vrij komen; zoodoende is een goed vacuum gewaarborgd.

Daarna wordt de buis afgesmolten en, zoo noodig, van een huls voorzien. Bij buizen met oxydkathode wordt vervolgens gedurende eenigen tijd een iets verhoogde gloeispanning aangelegd, terwijl eenige kathodestroom wordt getrokken. Het formeeringsproces van de kathode wordt daardoor voltooid en de emissie gestabiliseerd.

Het eigenlijke pompen gebeurt voor kleine oxydbuizen op een roteerende pompmachine, waarop de verschillende hierboven genoemde bewerkingen in de juiste volgorde en gedurende een vastgestelden tijd worden uitgevoerd. Buizen van grooter vermogen, zooals de groote oxydebuizen (bijv. TC 2/250), de thoriumbuizen en de watergekoelde buizen, worden individueel gepompt.

De werkwijze bij het pompen van thoriumbuizen is in zooverre afwijkend van die van oxydebuizen, dat daar de gloeidraad een andere behandeling ondergaat. Zooals reeds werd besproken, wordt deze gloeidraad gecarboniseerd; deze bewerking wordt verricht vóór het eigenlijke pompen begint. Bovendien wordt vóór het carboniseeren de gloeidraad even op hooge temperatuur gebracht en zoodoende ontgast.

Bij buizen met waterkoeling kan H.F. verhitting van de anode niet worden toegepast; de ontgassing van de anode geschiedt daar door plaatsing in een oven. Daarna volgt het ontgassen van den gloeidraad door gloeien op hooge temperatuur, vervolgens het ontgassen van de roosters door electronenbombardement.

Het is noodzakelijk de genoemde bewerkingen van alle onderdeelen meermalen te herhalen, omdat bij het ontgassen van den gloeidraad en de roosters de vrijkomende gassen zich gemakkelijk aan de koude anode hechten.

## HOOFDSTUK II

### Classificatie

#### § 1. Indeeing naar het aantal electroden

Naar het aantal electroden onderscheidt men in de zendtechniek dioden, trioden, tetroden, penthoden en dubbele buizen.

- a. *Dioden* worden als gelijkrichter gebruikt voor het omzetten van de wisselspanning van het net in gelijkspanning, noodig voor de voeding van zendbuizen.

In vroeger jaren werden hoogvacuum dioden gebruikt; in de laatste jaren daarentegen veelal kwikdampgelijkrichters. Deze hebben het voordeel van een zeer hoog rendement (tot 99,5%), doordat zij een zeer geringen inwendigen weerstand hebben; daardoor is tevens de afgegeven gelijkspanning vrijwel onafhankelijk van de belasting.

- b. *Trioden* waren in de zendtechniek, evenals in de ontvangtechniek, de eerste H.F. versterkbuizen; door de grootere vermogens die vereischt worden, zijn zij echter grooter van afmetingen, en is soms speciale koeling van de anode (water, olie, lucht) noodzakelijk. Doordat een zendbuis, zooals in hoofdstuk III zal worden besproken, als energie-omvormer werkt, is de wijze van gebruik in de schakeling afwijkend van die in de ontvangtechniek (zie § 3. Toepassing).

- c. *Tetroden* hebben, tegenover trioden, in de zendtechniek het voordeel van het kleinere stuurvermogen, zooals in hoofdstuk IV zal worden besproken. Door de toepassing van een schermrooster wordt tevens bereikt, dat de capaciteit tusschen de anode en het stuurrooster zeer klein wordt, waardoor het neutrodyniseeren, dat bij trioden noodzakelijk is, vervalt.

- d. *Penthoden* zijn uit de tetroden ontstaan door het bezwaar dat kleeft aan de secundaire emissie van de anode, waardoor de uitsturing van de anodespanning, en dus het rendement, bij een tetrode kleiner zijn dan bij een aequivalente triode. Het aanbrengen van een vangrooster tusschen schermrooster en anode brengt hierin verbetering. Het rendement van een penthode is daardoor te vergelijken met dat van een triode, terwijl daarnaast de voordeelen van een tetrode aanwezig zijn. Door de aanwezigheid van twee roosters tusschen de anode en het

stuurrooster, is de capaciteit tusschen de laatste twee electroden nog kleiner dan bij een overeenkomstige tetrode.

Een zekere beteekenis heeft in de zendtechniek de z.g. vangroostermodulatie gekregen (zie hoofdstuk V, § 6), doordat dit een methode van amplitudemodulatie is waarbij het modulatievermogen zeer klein is.

- e. *Dubbele buizen*. Dit zijn buizen waarbij twee volkomen gelijke systemen zijn ondergebracht in één ballon. Een dergelijke constructie heeft bijzondere voordeelen bij gebruik van de buizen op ultra-hooge frequenties, omdat daardoor met een balansschakeling met zeer korte verbindingen kan worden gewerkt. In hoofdstuk IX zal hierop nader worden ingegaan.

### § 2. Indeeling naar het vermogen

Een indeeling naar het vermogen, dat de buis kan leveren, is in zooverre mogelijk, dat gelet kan worden op de wijze waarop de anode wordt gekoeld.

- a. Bij buizen van klein en middelmatig vermogen (tot een maximum H.F. vermogen van ca. 2 kW) wordt de anode door *straling* gekoeld; als omhulsel dient een glazen ballon. De grootste anodedissipatie, die op deze wijze wordt afgevoerd, is omstreeks 1 kW (zoo bijv. 1100 W bij de triode TB 3/2000).

Hoogere dissipaties kunnen op deze wijze bezwaarlijk worden verwerkt, omdat dan de anode en de ballon te groot zouden moeten worden; dit wordt te ongunstig voor de toepassing op ultra-hooge frequenties.

- b. Voor grootere vermogens wordt daarom *geforceerde koeling* toegepast, meestal waterkoeling, en in enkele gevallen luchtkoeling, op de wijze als besproken in hoofdstuk I, § 2. Ook past men wel oliekoeling toe.

### § 3. Indeeling naar de toepassing

- a. *Gelijkrichtbuizen*, dienende voor het omzetten van wisselspanning in gelijkspanning ter voeding van de zendbuizen. Zooals reeds werd vermeld, worden hiervoor dioden gebruikt, de laatste jaren met kwikdamp gevulde, en al of niet van roosterbesturing voorzien.
- b. *Zenderversterkers*, dienende voor het omzetten van gelijkstroomvermogen in H.F. vermogen, waarbij een afzonderlijk opgewekte wisselspanning als stuurspanning dient. Dit omzetten dient te geschieden

met zoo goed mogelijk rendement; een zenderversterker is dan ook te beschouwen als een omvormer, in tegenstelling tot een H.F.- en M.F.versterker in een ontvanger, die als spanningversterkers bedoeld zijn. Zooals in hoofdstuk III uitvoerig zal worden besproken, is een bepaalde instelling van de zendbuis (triode, tetrode of penthode) noodzakelijk om een hoog rendement te verkrijgen, nl. de z.g. klasse C-instelling; de ontvangtechniek daarentegen gebruikt vrijwel steeds de buizen in klasse A-instelling (zie verder hoofdstuk III, § 1).

Wordt de zenderversterker gebruikt voor de overdracht van spraak of muziek, dan moet hij worden gemoduleerd. De oudste en meest gebruikelijke vorm van modulatie is de z.g. amplitudemodulatie, die in hoofdstuk V ter sprake komt.

c. *Modulatieversterkers* zijn buizen, die de signalen, die door den microfoonversterker worden geleverd, moeten versterken tot het niveau dat voor het moduleeren van den zenderversterker noodig is. De toepassing ligt dus op het gebied van de lage (audio-)frequenties.

d. *Oscillatoren* dienen voor het opwekken van H.F. trillingen. Zij worden dus gebruikt als eerste trap van een zender, vaak in combinatie met een kristal ter stabiliseering van de frequentie. Omdat in deze toepassing slechts een gering vermogen geleverd behoeft te worden, wordt hier meestal een ontvangbuis gebruikt.

Toepassing van zendbuizen als oscillatoren voor een belangrijk grooter vermogen vindt men in de H.F. smeltovens en in diathermietoestellen (zie hoofdstuk VI).

e. *Frequentievermenigvuldigers* worden in zenders gebruikt als men een hooge frequentie wil bereiken, waarvan het directe opwekken en versterken bezwaar zou opleveren.

Tusschen den oscillator en den eindtrap worden dan een of meer trappen opgenomen, waarin frequentievermenigvuldiging (meestal verdubbeling of verdrievoudiging) plaats heeft.

Als frequentievermenigvuldiger wordt een zendbuis in klasse C-instelling gebruikt. Men maakt daarbij gebruik van de omstandigheid, dat de anodestroom van een C-versterker componenten bevat waarvan de frequentie een veelvoud is van die der grondtrilling. Door geschikte schakelingen (zie hoofdstuk VII) kan men den gewenschten component afzonderen en verder versterken of weer veelvoudigen.

---

### De triode als zenderversterker

#### Inleiding

In dit hoofdstuk worden het opgenomen en het afgegeven vermogen, alsmede het rendement berekend van een triode in een zenderversterker.

- A. In de §§ 1 t/m 3 vindt men berekeningen over de klasse A-, B- en C-instelling voor een triode met constante steilheid der  $I_a$ - $V_g$ -karakteristieken, en is ondersteld, dat de amplitude van de anode-wisselspanning gelijk is aan de anode-gelijkspanning. De anodestroom wordt niet beïnvloed door de anodespanning; de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken zijn rechte lijnen, evenwijdig aan de  $V_a$ -as; zij eindigen alle op de  $I_a$ -as. Tevens wordt de invloed van gekromde  $I_a$ - $V_g$ -karakteristieken nagegaan.
- B. In de §§ 4 t/m 10 worden berekeningen gegeven, waarbij de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken eveneens rechte lijnen zijn; zij zijn onderling evenwijdig, doch niet evenwijdig aan de  $V_a$ -as, en zij eindigen alle op een rechte lijn door den oorsprong van het  $I_a$ - $V_a$ -diagram (de z.g. grenskaracteristiek — zie fig. 25). De maximale waarde van den anodestroom en de minimale waarde van de anodespanning worden door deze karakteristiek bepaald, m.a.w. de buis wordt uitgestuurd tot de grenskaracteristiek.

Zonder aanvankelijk te letten op de begrenzingen die door de maximaal toelaatbare waarden van anodedissipatie, anodegelijkstroom en anodetopstroom zijn gegeven (§§ 4 t/m 7), wordt berekend de grootste waarde, die het afgegeven vermogen onder deze omstandigheden kan bereiken. Daarna worden ook het afgegeven vermogen en het rendement berekend, met inachtneming van de genoemde begrenzingen (§§ 8 t/m 10).

In de laatstgenoemde §§ vindt men ook berekeningen aan de hand van de statische karakteristieken, die in de praktijk aan verschillende zendbuizen werden gemeten, waaruit blijkt dat de bovenomschreven schematisering der karakteristieken voor het berekenen van afgegeven vermogen en rendement goed bruikbaar is.

In § 11 vindt men de conclusies waartoe de berekeningen der voorafgaande §§ leiden.

Ten slotte behandelen de §§ 12 t/m 15 enkele bijzondere onderwerpen.



§ 1. Impulsexcitatie

Reeds in de inleiding tot dit boek werd vermeld, dat bij den zender-versterker, ter verkrijging van een hoog rendement impulsexcitatie wordt toegepast. Men verkrijgt deze bij een z.g. klasse C-instelling van de zendbuis, waarbij de negatieve voorspanning en de wisselspanning op het stuurrooster zoodanig worden gekozen, dat de anodestroom niet gedurende den vollen duur van een periode der wisselspanning vloeit, doch slechts gedurende een deel daarvan. In de zendtechniek definieert men nl. drie soorten van instelling, t.w. klasse A-, klasse B- en klasse C-instelling. Bij de klasse A-instelling worden de negatieve roosterspanning en de roosterwisselspanning (= excitatiespanning) zoodanig gekozen, dat gedurende de volledige periode van de roosterwisselspanning anodestroom vloeit; bij de klasse B-instelling vloeit de anodestroom gedurende ongeveer de halve periode en bij de klasse C-instelling is de duur van den anodestroom kleiner dan de duur van een halve excitatieperiode.

Ten einde de beteekenis van de verschillende instellingen ten aanzien van afgegeven vermogen en rendement te kunnen beoordeelen, beschouwen wij het geïdealiseerde geval van een zendbuis, waarvan de  $I_a-V_a$ -karakteristieken rechte lijnen zijn, evenwijdig aan de  $V_a$ -as, waarbij dus de anodespanning geen invloed uitoefent op de grootte van den anodestroom. In de praktijk voldoet een penthode min of meer aan deze eischen, en een triode eveneens, indien de versterkingsfactor voldoende groot is. De anodegelijkspanning zij  $V_a$ , de roostergelijkspanning  $V_g$  ( $V_g$  is dus een negatieve grootheid), de roosterwisselspanning  $V_{gp} \cos \omega t$ . In de anodeleiding is voorts een impedantie  $Z_a$  opgenomen, die, zooals in § 3 nog nader zal worden besproken, bestaat uit de parallelschakeling van een zelfinductie, een capaciteit en een weerstand, waarbij de zelfinductie en de capaciteit zoodanige grootte hebben, dat de resonantiefrequentie van dezen kring gelijk is aan de frequentie  $\omega$  van de excitatiespanning. Uit de wisselstroomtheorie is bekend, dat de impedantie van deze parallelschakeling reëel is voor de frequentie  $\omega$  en dat zij daar tevens een grootste waarde bereikt, terwijl voor hogere, zoowel als voor lagere frequenties, de impedantie zeer veel kleiner is. Voor gelijkstroom is de impedantie nul.

In fig. 14 is, voor het geval van klasse A-instelling, de constructie van den

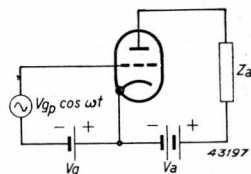


Fig. 13. Principeschema van een zenderversterker.

anodestroom als functie van den tijd gegeven, uitgaande van de gegeven excitatiespanning en de statische karakteristiek. Blijkbaar is

$$i_a = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t, \quad (3, 1)$$

waarin

$$I_{a1} = S V_{gp}$$

en  $S$  de steilheid van de karakteristiek is.

De anodestroom (3, 1) vloeit door  $Z_a$  en veroorzaakt daarin een spanningverlies, dat, op grond van de bovengenoemde eigenschappen van  $Z_a$ , is voor te stellen door  $V_{a1} \cos \omega t = I_{a1} R_a \cos \omega t$ , zoodat de resterende anodespanning is:

$$v_a = V_a - V_{a1} \cos \omega t. \quad (3, 2)$$

Op het tijdstip  $t$  is het vermogen, dat in de zendbuis, en wel in de anode, wordt omgezet in warmte, gelijk aan het product van  $v_a$  en  $i_a$  uit (3, 2) en (3, 1), derhalve

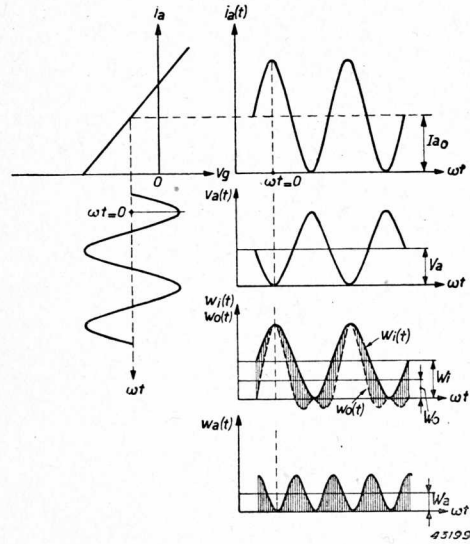


Fig. 14. Constructie van anodestroom, anodespanning, opgenomen vermogen, afgegeven vermogen en anodedissipatie als functie van den tijd voor een H.F. klasse A-versterker.

$$w_a(t) = v_a i_a = (V_a - V_{a1} \cos \omega t) (I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t),$$

of

$$w_a(t) = V_a I_{a0} + (V_a I_{a1} - V_{a1} I_{a0}) \cos \omega t - V_{a1} I_{a1} \cos^2 \omega t \quad (3, 3)$$

Het vermogen, ontwikkeld in  $Z_a$ , is dan:

$$w_o(t) = V_{a1} \cos \omega t i_a = V_{a1} \cos \omega t (I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t) \quad (3, 4)$$

en dat geleverd door de anodespanningsbron is:

$$w_i(t) = V_a i_a = V_a (I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t) \quad (3, 5)$$

Uiteraard is  $w_i(t) = w_o(t) + w_a(t)$ .

De grootste amplitude die de wisselcomponent van den anodestroom,  $I_{a1} \cos \omega t$ , kan bereiken in het klasse A-geval is blijkbaar  $I_{a1} = I_{a0}$ ; de grootste waarde van de anodewisselspanning,  $V_{a1}$ , is iets geringer dan

de anodeglijkspanning  $V_a$ , zooals later nader zal worden aangetoond. Stellen wij hier als geïdealiseerd geval  $V_{a1} = V_a$ , dan worden achter-eenvolgens:

$$w_a(t) = V_a I_{a0} - V_a I_{a0} \cos^2 \omega t = V_a I_{a0} \sin^2 \omega t \quad \dots \quad (3, 6)$$

$$w_o(t) = V_a \cos \omega t (I_{a0} + I_{a0} \cos \omega t) = V_a I_{a0} (\cos \omega t + \cos^2 \omega t) \quad (3, 7)$$

$$w_i(t) = V_a (I_{a0} + I_{a0} \cos \omega t) = V_a I_{a0} (1 + \cos \omega t) \quad \dots \quad (3, 8)$$

Het verloop van  $i_a(t)$ ,  $v_a(t)$ ,  $w_o(t)$ ,  $w_a(t)$  en  $w_i(t)$  is in fig. 14 tevens weergegeven.

Daaruit blijkt, dat de anodedissipatie gedurende één periode tweemaal een minimale waarde passeert, nl. indien  $i_a$  nul is en indien  $v_a$  nul is. Voor alle andere waarden van  $t$  heeft  $w_a(t)$  een van nul verschillende waarde, omdat dan noch  $i_a$ , noch  $v_a$  nul is.

Uit fig. 14 blijkt verder, dat het oogenblikkelijk vermogen  $w_o(t)$  gedurende een zeker deel van de periode negatief is. Dit hangt samen met de definitie van dit vermogen, nl. het product van de anodewisselspanning en den (totalen) anodestroom. In den eigenlijken weerstand  $R_a$  echter is het oogenblikkelijk vermogen gelijk aan

$$V_a \cos \omega t \cdot I_{a1} \cos \omega t = V_a I_{a1} \cos^2 \omega t;$$

dit is dus steeds positief. Door den eigenlijken kring, d.w.z. de parallelschakeling van  $L$  en  $C$ , vloeit dan de rest van den anodestroom, nl.  $I_{a0}$ ; deze component draagt dan het deel

$$V_a \cos \omega t \cdot I_{a0}$$

bij tot het oogenblikkelijk vermogen, en dit deel, dat afwisselend positief en negatief is, heeft tot gevolg dat het resulterende oogenblikkelijk vermogen gedurende een deel der periode negatief is.

Wat nu echter alleen van belang is, is niet de momenteele waarde der verschillende vermogens, doch hun waarde gemiddeld over één periode der excitatiespanning. Deze grootheden, die wij aanduiden met  $W_a$ ,  $W_o$  en  $W_i$  (resp. anodedissipatie, afgegeven vermogen en opgenomen vermogen), zijn uit (3, 3), (3, 4) en (3, 5) gemakkelijk te berekenen. Men vindt:

$$W_a = V_a I_{a0} - 1/2 V_{a1} I_{a1} \quad \dots \quad (3, 9)$$

$$W_o = 1/2 V_{a1} I_{a1} \quad \dots \quad (3, 10)$$

$$W_i = V_a I_{a0} \quad \dots \quad (3, 11)$$

Het rendement  $\eta$ , waaronder is te verstaan de verhouding van het afgegeven vermogen tot het opgenomen vermogen, is nu:

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} = \frac{1}{2} \frac{V_{a1} I_{a1}}{V_a I_{ao}} \dots \dots \dots (3, 12)$$

In het bovengenoemde gunstigste geval met  $V_{a1} = V_a$  en  $I_{a1} = I_{ao}$ , wordt  $\eta = 50\%$ , dus  $W_o = W_a = \frac{1}{2} W_i$ .

Het behoeft geen betoog, dat een dergelijk rendement voor zenders van groot vermogen in het algemeen veel te ongunstig is.

Uit fig. 14 is ook direct de oorzaak van de groote anodedissipatie te zien: de grootste momenteele waarden van  $w_a(t)$  worden veroorzaakt door het gelijktijdig optreden van betrekkelijk hoge waarden van  $v_a(t)$  en  $i_a(t)$ . Wil men dus het rendement verbeteren, dan moet de instelling zoodanig worden gewijzigd, dat alleen dan anodestroom vloeit als de anodespanning vrij lage waarden bezit. Dit nu wordt bereikt bij de klasse B-, en in nog grootere mate bij de klasse C-instelling.

In fig. 15 is de klasse B-instelling weergegeven. De anodestroom als functie van den tijd is nu niet meer, zooals in het voorgaande geval, te beschrijven met een enkele formule zooals (3, 1), doch moet op de volgende wijze worden omschreven:

$$i_a = SV_{gp} \cos \omega t \text{ voor } \left\{ \begin{array}{l} -\pi/2 < \omega t < \pi/2 \\ \frac{3\pi}{2} < \omega t < \frac{5\pi}{2}, \text{ enz.,} \end{array} \right.$$

$$\text{en } i_a = 0 \text{ voor } \left\{ \begin{array}{l} \pi/2 < \omega t < \frac{3\pi}{2} \\ \frac{5\pi}{2} < \omega t < \frac{7\pi}{2}, \text{ enz.} \end{array} \right.$$

In § 2 wordt aangetoond, dat deze impulsvormige anodestroom is te ontleden in een gelijkstroomcomponent en een aantal sinusvormige componenten met frequenties, die alle veelvouden zijn van de excitatiefrequentie  $\omega$ . De anode-impedantie  $Z_a$  heeft weer dezelfde eigenschappen als in het geval van klasse A-instelling; zodoende veroorzaakt alleen de component met frequentie  $\omega$  een spanningverlies in deze impedantie, welk spanningverlies dus uiteraard sinusvormig met den tijd verloopt.

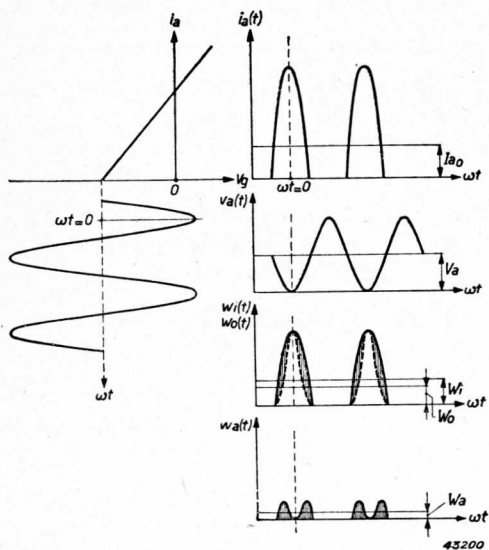


Fig. 15. Als fig. 14, echter nu voor H.F. klasse B.

dat het stroomvoerende deel der excitatieperiode kleiner is dan  $180^\circ$ .

Een vergelijkend overzicht van de drie instellingsmogelijkheden geeft fig. 16. In de bovenste figuur ziet men voor elk dier instellingen den anodestroom als functie van  $\omega t$ , in de onderstelling van eenzelfde maximale waarde van den stroom, alsmede het verloop van de anodespanning. Daaruit blijkt, dat bij de A-instelling de stroom gedurende  $360^\circ$  vloeit; bij de B-instelling gedurende  $180^\circ$ , terwijl in de figuur de C-instelling zoodanig is gekozen, dat de stroom gedurende  $120^\circ$  vloeit.

Daaronder zijn voor de A-, B- en C-instelling weergegeven het verloop van  $w_i$ ,  $w_o$  en  $w_a$ ; tevens zijn de gemiddelde waarden  $W_i$ ,  $W_o$  en  $W_a$  aangeduid.

Duidelijk blijkt hieruit, dat de geringe anodedissipatie bij de klasse B- en C-

De anodedissipatie is nu weer op ieder moment het product van de dan aanwezige anodespanning en anodestroom; doch, doordat de anodestroom nu gedurende langen tijd nul is, en wel juist tijdens de hooge waarden van de anodespanning, is ook de dissipatie gedurende dien tijd nul. Dit blijkt dan ook uit het verloop van  $w_a$  met  $t$ , zooals weergegeven in fig. 15.

De klasse C-instelling onderscheidt zich van de B-instelling slechts hierin, dat de negatieve voorspanning op het stuurrooster een grootere absolute waarde heeft, waardoor bereikt wordt,

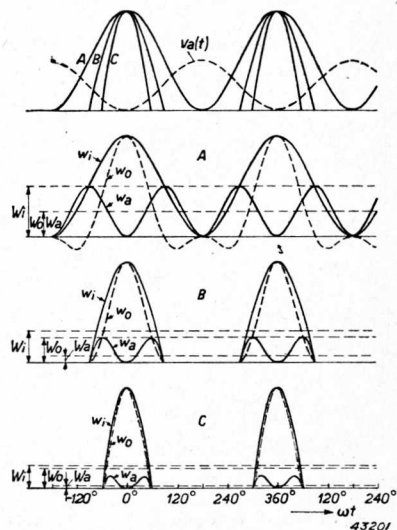


Fig. 16. Vergelijking van stroomen en vermogens bij de H.F. klasse A-, B- en C-versterkers.



instellingen is te danken aan het wegvallen van den anodestroom op de oogenblikken waarop de anodespanning hoog is. Dit komt dan ook het maximale rendement, dat in deze instellingen resp. 78,5 en 89% bedraagt ten goede. Wij merken nog op, dat het rendement van de klasse C-instelling des te grooter wordt, naarmate het gedeelte der periode, gedurende hetwelk de anodestroom vloeit (de z.g. stroomhoek) kleiner is. Berekening leert, dat het theoretisch bereikbare rendement 100% bedraagt (zie hiervoor § 2).

## § 2. Berekening van de stroomcomponenten

Bij het berekenen van de klasse A-instelling in § 1 is het verloop van den anodestroom als functie van den tijd direct af te leiden uit de sinusvormige roosterspanning en een rechtlijnige  $I_a-V_g$ -karakteristiek. Eveneens is dit voor de klasse B- en C-instellingen te doen. Echter is alleen bij de klasse A-instelling een eenvoudige ontleding van den anodestroom mogelijk, nl. in een gelijkstroomcomponent en een wisselstroomcomponent met frequentie  $\omega$ . Voor ieder dezer componenten kan men het gedrag t.a.v. de anode-impedantie  $Z_a$  bepalen, waaruit dan het verloop van de anodespanning volgt; daarmee is het gedrag van de buis volkomen bepaald.

Bij de instellingen voor klasse B en C gaat men op soortgelijke wijze te werk; echter is daarbij het resultaat van het splitsen in componenten iets ingewikkelder. Vraagt men zich af waarom een dergelijke splitsing in sinusvormige componenten noodzakelijk is, dan luidt het antwoord, dat het alleen op die wijze mogelijk is het gedrag van den niet-sinusvormigen anodestroom t.a.v. een LCR-schakeling te bepalen met behulp van de rekenmethoden, die uit de wisselstroomtheorie bekend zijn. Wel is het mogelijk om door een directe rekenmethode de werking van een impulsreeks op een LCR-schakeling te bepalen, doch deze methode is ingewikkelder en minder overzichtelijk.

De bovenbedoelde splitsing nu wordt „reeksontwikkeling van Fourier” genoemd. Zij komt hierop neer, dat men iedere functie, die periodiek is naar den tijd, kan ontleden in een component, die niet met den tijd verandert, en in een aantal componenten die sinusvormig afhankelijk zijn van den tijd. De frequenties van deze componenten zijn niet willekeurig, doch alle zijn zij geheele veelvouden van één andere frequentie, die „grondfrequentie” wordt genoemd.

Beschouwen wij nu het geval van de klasse B- en C-instellingen, dan zullen

de anodestroomimpulsen elkaar opvolgen in het rythme van de positieve spanningamplituden op het rooster; uiteraard is dus de anodestroom een periodiek verschijnsel en kan derhalve in een Fourier reeks worden ontleed. Leggen wij nu in de figuren 14, 15 en 16 het nulpunt van den tijd ter plaatse van de positieve amplitude van de roosterspanning, dan is de rooster-spanning voor te stellen door

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t \dots \dots \dots (3, 13)$$

en dan valt van een der anodestroomimpulsen de top bij  $\omega t = 0$ ; de geheele impulsreeks ligt dan symmetrisch t.o.v. de lijn  $\omega t = 0$ . (Het is van belang er hier op te wijzen, dat niet alleen de impulsen voor  $t > 0$  doch ook die voor  $t < 0$  in de beschouwing moeten worden betrokken, want alleen voor het geheele gebied  $-\infty < t < +\infty$  geldt de Fourier reeksontwikkeling, niet voor een gedeelte daarvan.)

Onder deze omstandigheden is de anodestroom voor *alle* waarden van den tijd voor te stellen door een reeks van de gedaante:

$$i_a(t) = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2 \omega t + I_{a3} \cos 3 \omega t + \dots \text{ ad inf } (3, 14),$$

waarin de verschillende coëfficiënten zijn te berekenen uit de volgende bepaalde integralen:

$$\left. \begin{aligned} I_{a0} &= \frac{1}{T} \int_0^T i_a(t) dt \\ I_{a1} &= \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos \omega t dt \\ I_{a2} &= \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos 2 \omega t dt \\ I_{a3} &= \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos 3 \omega t dt \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3, 15)$$

enz.; daarin is  $T \left( = \frac{2\pi}{\omega} \right)$  de duur van één periode der excitatiespanning.

Vgl. (3, 14) laat zien dat inderdaad de anodestroom bestaat uit een component  $I_{a0}$ , die niet met  $t$  verandert (de gelijkstroomcomponent), een component met frequentie  $\omega$ , d.i. de frequentie van de roosterwisselspanning, en voorts componenten met frequenties  $2\omega, 3\omega, 4\omega$ , enz.

De laatste noemt men „hogere harmonischen”; die met frequentie  $\omega$  (de grondfrequentie) heet de „eerste harmonische”.

Het resultaat van de integraties (3, 15) is uiteraard afhankelijk van den vorm van de anodestroomimpuls  $i_a(t)$ ; deze worden bepaald door den vorm van de  $I_a$ - $V_g$ -karakteristiek en de grootte van  $V_g$  en  $V_{gp}$ . Slechts bij tetroden en penthoden wordt met de  $I_a$ - $V_g$ -karakteristiek een statische karakteristiek (voor bepaalde schermroosterspanning) bedoeld; bij trioden, waar de kathodestroom, behalve door het stuurrooster ook nog eenigermate door de anode wordt gestuurd, moet de z.g. dynamische  $I_a$ - $V_g$ -karakteristiek worden gebruikt, die later wordt besproken.

Zooals bekend, wordt bij een ideale triode het verband tusschen den kathodestroom en de z.g. stuurspanning gegeven door de ruimtelading-formule van Langmuir:

$$i = c v_s^{3/2} \quad \dots \dots \dots (3, 16)$$

De stuurspanning is daarbij bepaald door de uitdrukking:

$$v_s = \frac{v_g + D_{ag} v_a}{1 + D_{ag} + D_{kg}}, \quad \dots \dots \dots (3, 17)$$

waarin  $D_{ag}$ , resp.  $D_{kg}$ , de z.g. doorwerkingen zijn van anode, resp. kathode door het stuurrooster.

In de praktijk treden door allerlei omstandigheden afwijkingen van deze 3/2-machtswet op; daar wij verder den anodestroom en niet den kathodestroom wenschen te bestudeeren moeten wij bedenken, dat de eerste uit den laatste wordt verkregen door vermindering met den roosterstroom. Deze factor is van des te meer beteekenis waar, zooals bij zendbuizen, positieve roosterspanning gelijktijdig optreedt met vrij lage anodespanning, ten gevolge waarvan vrij groote roosterstromen optreden. Met de onderstelling van een 3/2-machtswet voor de dynamische  $I_a$ - $V_g$ -karakteristiek wordt de praktijk dus niet volledig weergegeven.

Ofschoon wij later zullen zien hoe, voor een bepaald geval, de dynamische karakteristiek wordt geconstrueerd, is het ter wille van het overzicht gewenscht, de Fourier analyse uit te voeren voor verschillende geïdealiseerde vormen van dynamische karakteristieken; t.z.t. (§5) zal dan worden nagegaan in hoeverre de praktijk met een van deze vormen in overeenstemming is.

In fig. 17 is nu een dynamische karakteristiek,  $i_a = f(v_s)$ , weergegeven, waarbij, ter wille van de algemeenheid, niet de roosterspanning doch de

stuurspanning volgens (3, 17) als basis is gebezigd. Zij is samengesteld uit een gelijkspanning,  $V_s$ , en een wisselspanning,  $V_{sp} \cos \omega t$ . De amplitude  $V_{sp}$  is grooter dan  $-V_s$ , zoodat gedurende een gedeelte van de periode anodestroom vloeit. Dit deel duiden wij aan met  $2\Theta$ , als de totale periode wordt voorgesteld door  $\omega T = 2\pi$ . De klasse A-, B- en C-instellingen, die hierboven werden gedefinieerd, kunnen wij nu met behulp van den stroomhoek nader preciseren; voor de klasse A-instelling is  $2\Theta = 360^\circ$ ; voor de klasse B-instelling is  $2\Theta = 180^\circ$  en voor de klasse C-instelling is  $2\Theta < 180^\circ$ .

De berekening wordt uitgevoerd voor een karakteristiek van de gedaante

$$\left. \begin{aligned} i_a &= c v_s^k (v_s > 0) \\ i_a &= 0 \quad (v_s < 0) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3, 18)$$

en wel voor de gevallen  $k = 1$  (rechte karakteristiek);  $k = 2$  (parabool) en  $k = 3/2$  (ruimteladingkarakteristiek).

Uit de figuur blijkt, dat de halve stroomhoek  $\Theta$  wordt bepaald door:

$$\cos \Theta = - \frac{V_s}{V_{sp}} \dots \dots \dots (3, 19)$$

Voor  $k = 1$  wordt, volgens (3, 15), (3, 18) en (3, 19):

$$I_{a0} = \frac{1}{T} \int_0^T i_a(t) dt = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{\Theta}{\omega}} c (V_s + V_{sp} \cos \omega t) dt = \frac{c}{\pi} (V_s \Theta + V_{sp} \sin \Theta);$$

$$\begin{aligned} I_{a1} &= \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos \omega t dt = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{\Theta}{\omega}} c (V_s + V_{sp} \cos \omega t) \cdot \cos \omega t dt = \\ &= \frac{2c}{\pi} \left[ V_s \sin \Theta + V_{sp} \left( \frac{1}{2} \Theta + \frac{1}{4} \sin 2\Theta \right) \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{a2} &= \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos 2 \omega t dt = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{\Theta}{\omega}} c (V_s + V_{sp} \cos \omega t) \cdot \cos 2 \omega t dt = \\ &= \frac{c}{\pi} \left[ V_s \sin 2 \Theta + V_{sp} \left( \sin \Theta + \frac{1}{3} \sin 3\Theta \right) \right]; \end{aligned}$$

en algemeen, voor  $n \geq 1$ :

$$I_{an} = \frac{2}{T} \int_0^T i_a(t) \cos n\omega t dt = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{\theta}{\omega}} c (V_s + V_{sp} \cos \omega t) \cos n\omega t dt =$$

$$= \frac{2c}{\pi} \left[ V_s \frac{\sin n\theta}{n} + \frac{1}{2} V_{sp} \left\{ \frac{\sin (n+1)\theta}{n+1} + \frac{\sin (n-1)\theta}{n-1} \right\} \right].$$

Overzichtelijker worden deze uitdrukkingen door  $V_s$  met behulp van (3, 19) om te zetten in  $V_{sp}$ ; men vindt dan:

$$\left. \begin{aligned} I_{a0} &= \frac{c}{\pi} V_{sp} (\sin \theta - \theta \cos \theta), \\ I_{a1} &= \frac{c}{\pi} V_{sp} \left( \theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta \right), \\ I_{a2} &= \frac{c}{2\pi} V_{sp} \left( \sin \theta - \frac{1}{3} \sin 3\theta \right), \end{aligned} \right\} (3, 20)$$

en algemeen, voor  $n \geq 1$ :

$$I_{an} =$$

$$= \frac{c}{n\pi} V_{sp} \left[ \frac{\sin (n-1)\theta}{n-1} - \frac{\sin (n+1)\theta}{n+1} \right].$$

Van belang is ook de maximale waarde, die de anodestroom tijdens een impuls bereikt; deze is:

$$I_{ap} = c (V_s + V_{sp}) = c V_{sp} (1 - \cos \theta). \quad (3, 21)$$

Voor latere berekeningen is de verhouding van elk der componenten tot de maximale waarde van den anodestroom van belang; uit (3, 20) en (3, 21) volgt daarvoor:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_{a0}}{I_{ap}} &= f_0(\theta) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{1 - \cos \theta} \\ \frac{I_{a1}}{I_{ap}} &= f_1(\theta) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta}{1 - \cos \theta} \\ \frac{I_{a2}}{I_{ap}} &= f_2(\theta) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\sin \theta - \frac{1}{3} \sin 3\theta}{1 - \cos \theta} \\ \frac{I_{an}}{I_{ap}} &= f_n(\theta) = \frac{1}{n\pi} \cdot \frac{\frac{\sin (n-1)\theta}{n-1} - \frac{\sin (n+1)\theta}{n+1}}{1 - \cos \theta} \end{aligned} \right\} (3, 22)$$

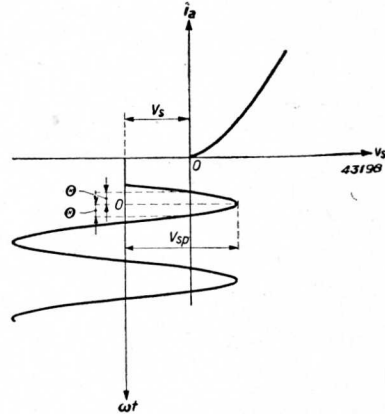
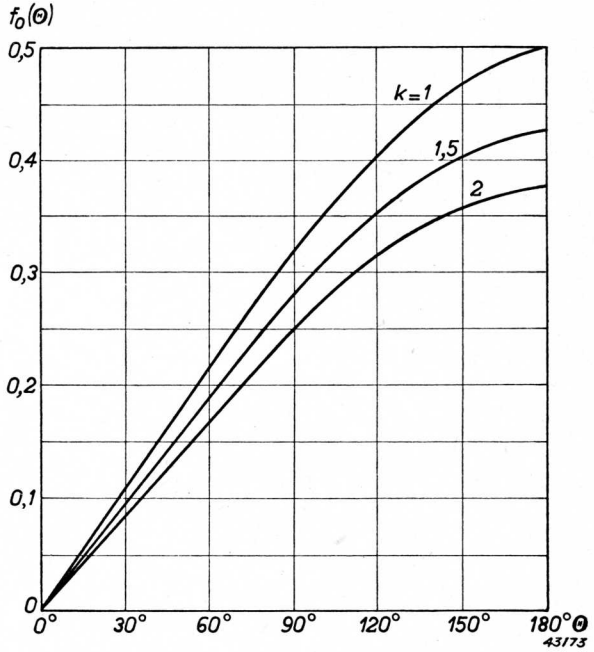


Fig. 17. Uitsturing van den anodestroom van een hoogvacuumbuis door middel van de stuurspanning  $v_s = V_s + V_{sp} \cos \omega t$ .



Fig. 18. De verhouding  $I_{a0}/I_{ap} = f_0(\theta)$  als functie van den halven stroomhoek  $\theta$  voor het geval van een  $i_a/v_s$ -karakteristiek van de gedaante  $i_a = cv_s^k$ , voor  $k = 1; 1,5$  en  $2$ .



Voor  $k = 2$  geschiedt de berekening op analoge wijze; de resultaten volgen hieronder:

$$I_{a0} = \frac{c}{\pi} V_{sp}^2 \left[ \theta \left( 1 + \frac{1}{2} \cos 2\theta \right) - \frac{3}{4} \sin 2\theta \right];$$

$$I_{a1} = \frac{2c}{\pi} V_{sp}^2 \left( \sin \theta - \frac{1}{3} \sin^3 \theta - \theta \cos \theta \right);$$

$$I_{a2} = \frac{2c}{\pi} V_{sp}^2 \left[ \frac{1}{4} \theta + \frac{1}{24} \sin 2\theta (-4 + \cos 2\theta) \right];$$

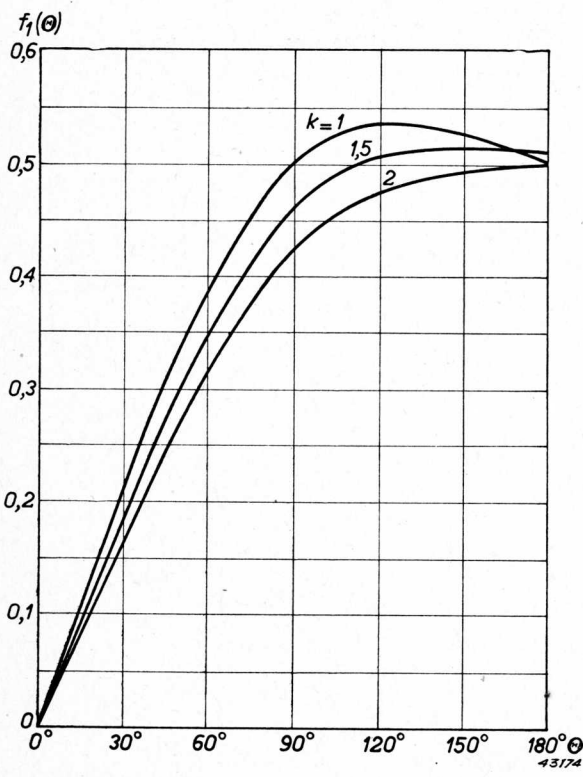
$$I_{an} = \frac{2c}{\pi} V_{sp}^2 \left[ \left\{ \frac{1}{4n} - \frac{1}{2(n-1)} + \frac{1}{4(n-2)} \right\} \sin (n-2)\theta + \right. \\ \left. + \left\{ \frac{1}{n} - \frac{1}{2(n-1)} - \frac{1}{2(n+1)} \right\} \sin n\theta \right. \\ \left. + \left\{ \frac{1}{4n} - \frac{1}{2(n+1)} + \frac{1}{4(n+2)} \right\} \sin (n+2)\theta \right];$$

$$I_{ap} = c (V_s + V_{sp})^2 = c V_{sp}^2 (1 - \cos \theta)^2.$$

Hieruit volgt:

$$\left. \begin{aligned} f_0(\theta) &= \frac{1}{\pi} \frac{\theta \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\theta\right) - \frac{3}{4} \sin 2\theta}{(1 - \cos \theta)^2} \\ f_1(\theta) &= \frac{2}{\pi} \frac{\sin \theta - \frac{1}{3} \sin^3 \theta - \theta \cos \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \\ f_2(\theta) &= \frac{2}{\pi} \frac{\frac{1}{4} \theta - \frac{1}{24} (4 - \cos 2\theta) \sin 2\theta}{(1 - \cos \theta)^2} \end{aligned} \right\} \quad (3, 23)$$

Voor  $k = 1,5$  is de integratie in gesloten vorm niet mogelijk; de berekening is daarom uitgevoerd met den regel van Simpson <sup>1)</sup>.



De resultaten van bovenstaande berekeningen zijn weergegeven in de fig. 18, 19 en 20, gevende resp.  $f_0(\theta)$ ,  $f_1(\theta)$  en  $f_2(\theta)$  als functie van  $\theta$ , met  $k$  als parameter.

Uit deze figuren blijkt, dat de krommen voor verschillende waarden van  $k$  niet erg sterk uiteenloopen. Voor de meeste in de praktijk voorkomende gevallen is dan ook de onderstelling  $k = 1$  (rechte karakteristiek) voldoende.

<sup>1)</sup> Zie hiervoor het aanhangsel.

Fig. 19. De verhouding  $I_{a1}/I_{ap} = f_1(\theta)$  als functie van  $\theta$ , voor dezelfde waarden van  $k$  als in fig. 18.

§ 3. De afgestemde anodekring

In de inleiding is medegedeeld, dat de zendbuis als omvormer wordt gebruikt en als zoodanig tot taak heeft het omzetten van gelijkstroomvermogen in hoogfrequent vermogen met zoo hoog mogelijk rendement. Dit hoogfrequente vermogen is in de meeste gevallen het uitgestraalde vermogen van een antenne. In dat geval wordt de antenne gevoed met een wisselstroom van een bepaalde sterkte en een bepaalde frequentie, en uit de zendtechniek is bekend, dat voor de voedingbron de antenne zich in afstemming gedraagt als een ohmsche weerstand (stralingsweerstand). In het geval van een H.F. smeltoven wordt een sterke H.F. stroom door een spoel geleid, waarbinnen een kroes met het te smelten metaal is opgesteld. Ook in dit geval is het geheel te vervangen door een aequivalenten weerstand, waarbij het kwadraat van den H.F. stroom, vermenigvuldigd met den weerstand, gelijk is aan het H.F. vermogen.

Bij het afregelen van groote zenders maakt men vaak gebruik van een z.g. kunstantenne, in hoofdzaak bestaande uit een ohmschen weerstand, die in plaats van de echte antenne als belasting van den zender fungeert, en waarbij het afgegeven vermogen weer met de wet van Joule is te berekenen. Fig. 21a geeft het principeschema, volgens hetwelk een zendbuis als omvormer werkt. De gelijkspanningbron  $V_a$  levert gelijkstroom in den belastingweerstand  $R_a$ ; in deze keten nu is de zendbuis opgenomen, die, ten gevolge van de excitatie op het rooster, afwisselend de keten sluit en verbreekt.

Dientengevolge vloeit door  $R_a$  een pulseerende gelijkstroom, die in de practijk ongeveer de gedaante heeft als aangeduid in fig. 16. Deze anodestroom bevat echter, volgens Fourier, naast den gelijkstroomcomponent wisselstroomcomponenten van allerlei frequenties, terwijl slechts een dezer componenten, en wel in den regel die met de laagste

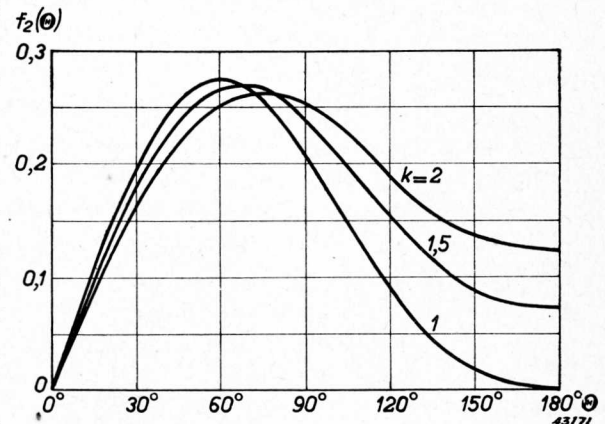


Fig. 20. De verhouding  $I_{a2}/I_{ap} = f_2(\theta)$  als functie van  $\theta$ , voor dezelfde waarden van  $k$  als in fig. 18.

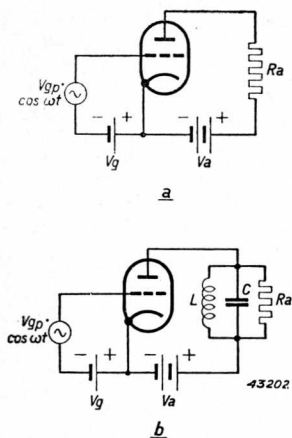


Fig. 21. Schema van een zenderversterker:

- a. Principeel, met weerstand  $R_a$  in de anodeleiding.
- b. Practisch, met parallel aan  $R_a$  een LC-kring, die afgestemd is op de excitatiefrequentie.

frequentie van de roosterwisselspanning), in den belastingweerstand gewenscht is. Daarom moet men de schakeling zóó inrichten, dat alleen de gewenschte component door  $R_a$  gaat en alle andere componenten, dus ook de gelijkstroomcomponent, dezen weerstand mijden.

Men bereikt dit door aan  $R_a$  een LC-kring parallel te schakelen (fig. 21b). Stemt men dezen kring af op de frequentie van den gewenschten stroomcomponent (meestal dus de frequentie van de excitatiespanning), dan ondervindt juist deze component van den anodestroom een hoogen weerstand in den LC-kring (nl.  $R_p = L/Cr$ , als  $r$  de serie-verliesweerstand van den kring is); alle andere componenten daarentegen ontmoeten een zeer lage impedantie, zulks op grond van den vorm van de resonantiekromme van den kring. Daarom zal de gewenschte stroomcomponent niet den weg van den kring nemen, doch juist den weg van  $R_a$  (in de practijk is  $L/Cr$  van de orde van grootte van  $10^5$  tot  $3 \cdot 10^5 \Omega$ ;  $R_a$  van de orde van grootte van

$10^3$  tot  $10^4 \Omega$ ), terwijl daarentegen de niet gewenschte componenten alle door den kring gaan.

Uiteraard is de impedantie van den kring voor de hoogere harmonischen niet geheel nul; in de practijk is het dan ook zoo, dat men in den stroom door  $R_a$  nog zwakke hoogere harmonischen aantreft. De mate waarin zulks het geval is, hangt natuurlijk o.m. af van de grootte van de kringimpedantie voor deze harmonischen, in vergelijking tot  $R_a$ . Uit de hierboven gegeven formule voor  $R_p$  ziet men, dat deze impedantie des te geringer is, naarmate de zelfinductie van den kring kleiner en diens capaciteit grooter is. Daarom wordt de anodekring van den eindtrap van een zender steeds met tamelijk groote capaciteit uitgevoerd; voor nadere gegevens dienaangaande wordt naar werken over zendtechniek verwezen.

#### § 4. De statische karakteristieken van de triode

Van de schakeling volgens fig. 21b is nu het gedrag van alle onderdeelen schematisch weergegeven. Voor een nauwkeurige beschouwing van het

omzettingsproces is het noodig de werking van de zendbuis als zoodanig nader te bezien.

Uit het voorgaande is al gebleken dat, bij de werking van de zendbuis, drie grootheden van fundamenteele beteekenis zijn, nl. de anodespanning  $v_a$ , de roosterspanning  $v_g$  en de anodestroom  $i_a$  (de roosterstroom komt later ter sprake). Het onderling verband tusschen de genoemde grootheden wordt, zooals bekend is, gegeven door de statische karakteristieken. In tegenstelling tot de ontvangtechniek, waar men, mede in verband met het gebruik als spanningversterker, gaarne gebruik maakt van de  $I_a-V_g$ -karakteristieken, bezigt men in de zendtechniek vrijwel uitsluitend  $I_a-V_a$ -karakteristieken, omdat de energie-omzetting nu eenmaal in den anodekring plaats heeft en het best kan worden overzien door het verloop van  $i_a$  en  $v_a$  als functie van  $t$  te bestudeeren. In de laatste jaren wordt ook wel van  $V_a-V_g$ -karakteristieken gebruik gemaakt, omdat zij bepaalde voordeelen boven  $I_a-V_a$ -karakteristieken bezitten, waarop hier echter niet zal worden ingegaan.

Ter illustratie is in fig. 22 de  $I_a-V_a$ -karakteristiekenbundel van de triode TB 2/500 gegeven. In tegenstelling tot wat bij ontvangers te doen gebruikelijk is, worden hier ook de karakteristieken voor positieve waarden van  $V_g$  weergegeven en wel omdat, ter verkrijging van voldoende vermogen en rendement, het rooster tot in het positieve spanninggebied moet worden gestuurd.

Daarom is het ook noodig, naast den  $I_a-V_a$ -bundel een  $I_g-V_a$ -bundel te geven (fig. 23), ten einde de energie-omzettingen aan de roosterzijde te kunnen bepalen.

### § 5. De belastinglijn bij afgestemden anodekring

Doordat de  $I_a-V_a$ -karakteristieken het verband tusschen de drie grootheden  $i_a$ ,  $v_a$  en  $v_g$  vastleggen, zal het verloop van  $i_a$  als functie van  $t$  bekend zijn, zoodra men dat van  $v_a$  en  $v_g$  kent.

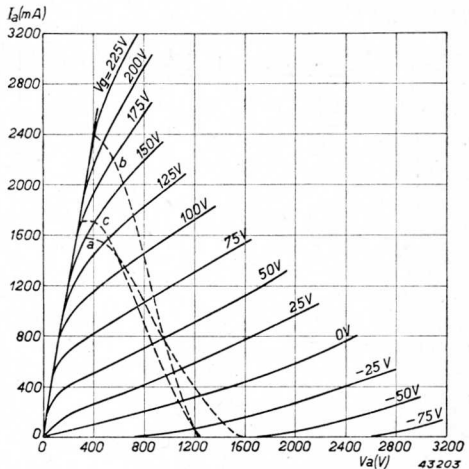


Fig. 22.  $I_a-V_a$ -karakteristieken van de triode TB 2/500, met verschillende belastinglijnen (a, b en c).



De roosterspanning  $v_g$  bestaat steeds uit de superpositie van de (negatieve) gelijkspanning  $V_g$  en de H.F. excitatiespanning, die wij voorstellen door  $V_{gp} \cos \omega t$ ; derhalve is

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t \quad \dots \dots \dots (3, 24)$$

De anodespanning  $v_a(t)$  is op ieder oogenblik gelijk aan het verschil van de anodegelijkspanning  $V_a$  en het spanningverlies dat de anodestroom ondergaat in de combinatie belastingweerstand - afgestemde anodekring. In § 3 is opgemerkt dat slechts één component van den anodestroom een weerstand ondervindt, nl. de component waarvan de

frequentie gelijk is aan de eigen frequentie van den LC-kring. Wij zullen aannemen, dat de kring is afgestemd op de frequentie van de stuurroosterwisselspanning; het bedoelde spanningverlies komt dan, volgens (3, 14), ten laste van de eerste harmonische  $I_{a1} \cos \omega t$  van den anodestroom, en is gelijk aan  $I_{a1} R_a \cos \omega t = V_{ap} \cos \omega t$ . Derhalve wordt:

$$v_a(t) = V_a - I_{a1} R_a \cos \omega t,$$

of ook:

$$v_a(t) = V_a - V_{ap} \cos \omega t \quad (3, 25),$$

welke formule als (3, 2) ook reeds in § 1 werd gevonden.

Met behulp van (3, 24) en (3, 25)

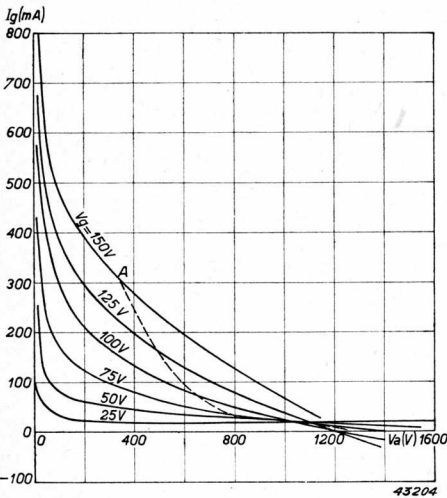


Fig. 23.  $I_g$ - $V_a$ -karakteristieken van de triode TB 2/500. De gestippelde lijn is een belastinglijn.

zijn nu, voor iedere waarde van  $t$ ,  $v_g$  en  $v_a$  te berekenen, en uit de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken is dan ook de bijbehorende waarde van  $i_a$  bekend.

In het  $I_a$ - $V_a$ -diagram kan men, voor iedere  $t$ , de bij elkaar behorende waarden van  $v_a$ ,  $v_g$  en  $i_a$  markeren met een punt (werkpunt); de aanschakeling van alle werkpunten in het verloop van één periode der H.F. roosterspanning heet de „werklijn” of „belastinglijn”.

Ter illustratie is in fig. 22 een belastinglijn (a) geteekend in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram van de triode TB 2/500, onder toepassing van de volgende uitdrukkingen voor  $v_a$  en  $v_g$ :

$$v_g(t) = -120 + 270 \cos \omega t$$

$$v_a(t) = 2000 - 1660 \cos \omega t;$$

het daaruit volgend verloop van  $i_a$  met  $t$  is in fig. 24 (kromme  $a$ ) weergegeven.

Uit deze figuren volgt tevens, dat de belastinglijn voor het gedeelte van de periode, waarvoor  $i_a > 0$  is, nagenoeg een rechte lijn is, en dat dientengevolge de anodestroomimpulsen met goede benadering zijn te beschouwen als afgesneden sinustoppen, waarvoor de formules (3, 22) gelden.

Het is trouwens gemakkelijk in te zien, dat de belastinglijn inderdaad een rechte lijn wordt, indien de statische  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken rechten zijn. In dat geval is nl. voor  $i_a > 0$ :

$$i_a = a v_a + \beta v_g$$

en dus, in verband met (3, 24) en (3, 25):

$$i_a(t) = a(V_a - V_{ap} \cos \omega t) + \beta(V_g + V_{gp} \cos \omega t),$$

of 
$$i_a(t) = aV_a + \beta V_g + (\beta V_{gp} - aV_{ap}) \cos \omega t.$$

Vervang hierin  $\cos \omega t$  door

$$\cos \omega t = \frac{V_a - v_a(t)}{V_{ap}}, \text{ volgens (3, 25),}$$

dan wordt:

$$i_a(t) = aV_a + \beta V_g + (\beta V_{gp} - aV_{ap}) \frac{V_a - v_a(t)}{V_{ap}} = A - Bv_a(t),$$

waarmee dus het lineaire verband tusschen  $i_a(t)$  en  $v_a(t)$  voor  $i_a > 0$  is aangetoond.

Uit het voorbeeld van fig. 22 blijkt al, dat het benaderen van de statische karakteristieken door rechte lijnen practisch wel is toegestaan; voor de meeste berekeningen zullen wij daarom deze benadering toepassen en alleen in speciale gevallen correcties aanbrengen.

### § 6. Opgenomen vermogen, afgegeven vermogen en rendement

Uit de voorgaande beschouwingen is gebleken, dat het afgegeven H.F. vermogen niets anders is dan het vermogen, dat door den component

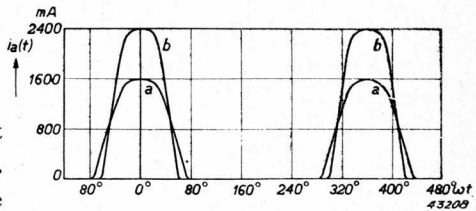


Fig. 24. Anodestroomimpulsen behorend bij de belastinglijnen a en b van fig. 22.

$I_{a_1} \cos \omega t$  van den anodestroom in  $R_a$  wordt ontwikkeld; volgens de wet van Joule is dit vermogen, gemiddeld over één H.F. periode:

$$W_o = \frac{1}{2} I_{a_1}^2 R_a,$$

of, indien wij de anodewisselspanning  $V_{ap}$  invoeren met behulp van de formule

$$V_{ap} = I_{a_1} R_a : \dots \dots \dots (3, 26)$$

$$W_o = \frac{1}{2} I_{a_1} V_{ap}, \dots \dots \dots (3, 27)$$

welke uitdrukking wij ook reeds in § 1 vonden (3, 10). Voor het opgenomen vermogen vonden we daar (vgl. 3, 11):

$$W_i = V_a I_{ao}, \dots \dots \dots (3, 28)$$

waarin  $I_{ao}$  de gelijkstroomcomponent van den anodestroom is. Ook in het meer algemeene geval, dat de anodestroom een impuls karakter heeft, wordt het opgenomen vermogen door (3, 11) gegeven. Immers, in § 1 werd reeds gezegd, dat de momenteele waarde van het opgenomen vermogen gelijk is aan het product van de anodegelijkspanning en de oogblikkelijke waarde van den anodestroom; het gemiddelde opgenomen vermogen  $W_i$ , dat in de practijk alleen van belang is, is dus gelijk aan het product van de anodegelijkspanning en de gemiddelde waarde van den anodestroom, en blijkens (3, 14) en (3, 15) is de laatste niets anders dan de anodegelijkstroom  $I_{ao}$ . Voor het rendement geldt dus nu ook de formule (3, 12) uit § 1:

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} = \frac{1}{2} \frac{I_{a_1}}{I_{ao}} \cdot \frac{V_{ap}}{V_a} \dots \dots \dots (3, 29)$$

Het omvormerbeginsel eischt, dat men het rendement zoo hoog mogelijk zal trachten op te voeren.

Natuurlijk zal een zendbuis evenmin met 100% rendement werken als welke omvormer ook; het verschil tusschen opgenomen en afgegeven vermogen blijft als verlies in den omvormer achter, in dit geval als anodedissipatie  $W_a$ :

$$W_a = W_i - W_o \dots \dots \dots (3, 30)$$

Het is duidelijk dat deze anodedissipatie, wil de buis bedrijfszeker functioneeren, een bepaalde maximale waarde niet mag overschrijden; derhalve is deze maximaal toegestane anodedissipatie een der factoren die het afgegeven vermogen van een zendbuis kunnen begrenzen.

Een andere begrenzende factor is de maximaal toegestane kathodestroom; hetzij, dat de topwaarde van de anodestroomimpulsen ( $I_{ap}$ ) haar bovenste grens vindt in den verzadigingstroom van de kathode, zooals dat bij wolframgloeidraden het geval is, hetzij dat, ter wille van een behoorlijken levensduur van de buis, door den fabrikant een maximaal toegestane waarde voor den kathodestroom wordt voorgeschreven, zooals bij oxydkathoden en gethorieerde wolframkathoden.

In de volgende §§ zal nu, zonder te letten op de bovengenoemde begrenzungen, worden nagegaan hoe groot het rendement onder bepaalde omstandigheden kan worden; daarna zal worden berekend hoe groot het afgegeven vermogen kan zijn onder inachtneming van meergenoemde begrenzungen, en hoe onder die omstandigheden het rendement wordt.

§ 7. Factoren, waarvan het afgegeven vermogen en het rendement afhankelijk zijn

Daartoe benaderen wij de  $I_a \cdot V_a$ -karakteristieken door rechte lijnen (fig. 25), gegeven door de vergelijking:

$$i_a = a(v_g + bv_a) \dots \dots \dots (3, 31)$$

met de conditie, dat deze formule alleen geldt voor waarden van  $v_g$  en  $v_a$ , die voldoen aan

$$i_a > 0 \text{ en } v_a > 0 \dots \dots \dots (3, 31a)$$

De grootheid  $b$  is de reeds genoemde doorwerking  $D_{ag}$  van de anode door het rooster; de reciproke waarde van  $b$  is de versterkingsfactor  $\mu$ :

$$b = \frac{1}{\mu}$$

Uit fig. 22 blijkt, dat deze benadering goed is toe te passen op practische gevallen, mits de waarden van  $v_a$  niet te klein zijn. Voor zeer kleine waarden van  $v_a$ , met name voor de waarden kleiner dan  $v_g$ , neemt de anodestroom nl. sterk af (onder gelijktijdige toeneming van  $i_g$ ), en uit fig. 22 volgt, dat alle karakteristieken eindigen op een lijn door den oorsprong, die vrijwel als recht is te beschouwen en die wij de grenskarakteristiek zullen noemen. Deze is voor te stellen door de vergelijking

$$i_a = \sigma v_a \dots \dots \dots (3, 32)$$

en als verdere beperking van de geldigheid van (3, 31) geldt dus de voorwaarde:

$$i_a \leq \sigma v_a \dots \dots \dots (3, 32a)$$

Uit de laatste voorwaarde en (3, 31) is nu, bij elke waarde van  $v_a$ , de  $v_g$  aan te geven, waarvoor nog juist de vergelijking (3, 31) geldt, nl.:

$$i_a = \sigma v_a = a (v_g + b v_a);$$

hieruit volgt:

$$v_g = \frac{\sigma - ab}{a} v_a.$$

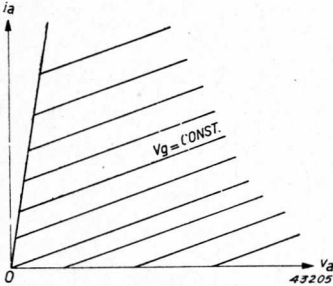


Fig. 25. Benadering van de statische karakteristieken van een triode met behulp van rechte lijnen:  $i_a = a (v_g + b v_a)$ , geldig voor  $v_a > 0$  en  $0 < i_a < \sigma v_a$ .

Het verband tusschen  $i_a$  en  $t$  is nu direct te vinden uit (3, 31), met behulp van de reeds vroeger gebruikte formules:

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t, \quad (3, 24)$$

$$v_a(t) = V_a - V_{ap} \cos \omega t, \quad (3, 25)$$

nl.:

$$i_a(t) = a [V_g + b V_a + (V_{gp} - b V_{ap}) \cos \omega t], \quad (3, 33)$$

waarbij, in verband met (3, 31a):

$$-\Theta < \omega t < \Theta; \quad 2\pi - \Theta < \omega t < 2\pi + \Theta, \text{ enz.},$$

terwijl, voor andere waarden van  $\omega t$ ,  $i_a = 0$  is;  $\Theta$  is daarbij de halve stroomhoek, zooals vroeger gedefinieerd en gegeven door de vergelijking:

$$V_g + b V_a + (V_{gp} - b V_{ap}) \cos \Theta = 0,$$

of

$$\cos \Theta = \frac{-V_g - b V_a}{V_{gp} - b V_{ap}} \dots \dots \dots (3, 34)$$

Op dezelfde wijze als in § 5 kan men aantoonen, dat de belastinglijn een rechte is voor het deel van de periode waarin anodestroom vloeit. In fig. 26 is dit de lijn BC, geteekend voor het geval van klasse C-instelling. Voor het overige deel van de periode valt de belastinglijn samen met de  $V_a$ -as; in fig. 26 is dit BD.  $A$  is daarbij het punt, waar de oogenblikkelijke spanning gelijk is aan  $V_a$  (de gelijkspanning). Omdat de anodewisselspanning sinusvormig is, is  $AD = AC_1 = V_{ap}$ .



Het rendement  $\eta$  is, volgens (3, 29):

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{I_{a1}}{I_{a0}} \cdot \frac{V_{ap}}{V_a},$$

dus, in verband met (3, 22):

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{f_1(\theta)}{f_0(\theta)} \cdot \frac{V_{ap}}{V_a} = \frac{1}{2} \varphi(\theta) \cdot \frac{V_{ap}}{V_a} \dots \dots \dots (3, 35)$$

De uitdrukking  $\frac{f_1(\theta)}{f_0(\theta)} = \frac{\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta}{\sin \theta - \theta \cos \theta} = \varphi(\theta) \dots \dots \dots (3, 36)$

is in fig. 27 weergegeven als functie van  $\theta$ .

Het rendement is dus afhankelijk van twee factoren, nl.  $\varphi(\theta)$  en  $V_{ap}/V_a$ . De eerste factor hangt alleen af van den (halven) stroomhoek  $\theta$  en is grooter naarmate  $\theta$  kleiner is; de grootste waarde die  $\varphi(\theta)$  bereikt is 2, nl. bij  $\theta = 0$ . De impulsen hebben dan de breedte nul. Voor het verkrijgen van een goed rendement is het dus belangrijk den hoek  $\theta$  niet te groot te kiezen; overigens is men bij de keuze beperkt door de voorwaarde, dat men de negatieve voorspanning en de excitatiespanning liever niet extreem groot kiest. Uit (3, 34) blijkt nl. dat  $\theta$  kleiner, dus  $\cos \theta$  grooter wordt, naarmate (bij gegeven  $V_{gp}$  en  $V_{ap}$ ) de uitdrukking  $-V_g - bV_a$  grooter is, dat wil dus zeggen naarmate, bij gegeven  $V_a$ , de  $V_g$  grootere negatieve waarden bereikt. Dit is ook direct duidelijk, aangezien in dat geval de instelling steeds meer het klasse C-karakter krijgt, waardoor de anodestroomimpulsen smaller worden.

De tweede factor,  $V_{ap}/V_a$ , de z.g. uitsturing van de anodespanning, is direct evenredig met de anodewisselspanning  $V_{ap}$ ; in fig. 26 is dit de afstand  $AC_1$ . Voor een goed rendement is het dus van belang  $V_{ap}$  zoo groot mogelijk te kiezen, hetgeen neerkomt op den eisch, dat het eindpunt C van de werklijn zoover mogelijk naar links moet liggen.

Dit is op twee manieren te bereiken, nl. door, bij constant houden van  $V_{gp}$ ,

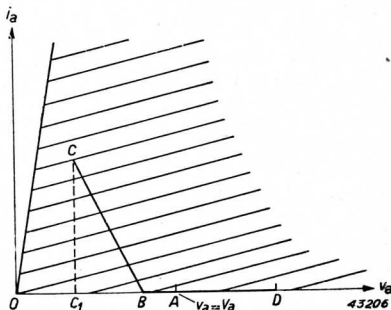


Fig. 26. Werklijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram van een triode, die in de anodeleiding een afgestemden LC-kring met parallel geschakelden belastingweerstand bevat, en die in klasse C-instelling wordt geëxciteerd.

### III. De triode als zenderversterker

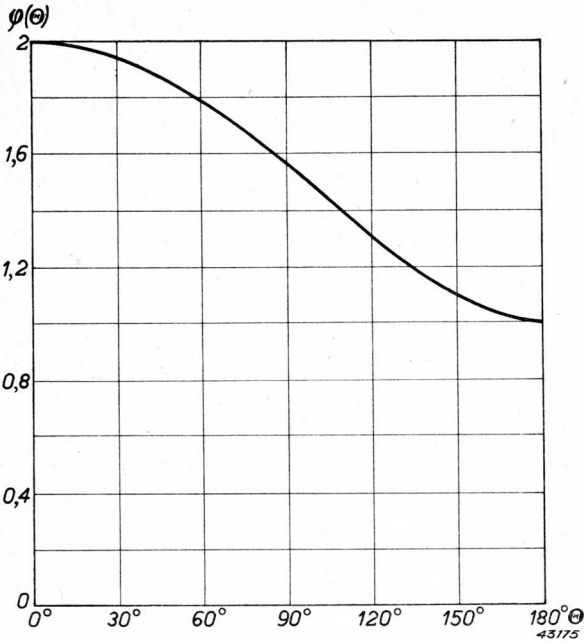


Fig. 27. De grootheid  $\varphi(\theta) = f_1(\theta)/f_0(\theta)$  als functie van  $\theta$ , voor  $k = 1$ ; daarbij zijn  $f_0(\theta)$  en  $f_1(\theta)$  ontleend aan fig. 18, respectievelijk fig. 19.

dus  $V_{gmax}$ , het punt C naar links te verplaatsen (dus langs de betreffende statische karakteristiek  $V_g = \text{constant}$ ), waarbij dus de helling van de belastinglijn, en dus  $R_a$ , zich wijzigen, dan wel door, bij constante  $R_a$ , de roosterwisselspanning te vergrootten.

Wij zullen nu nagaan hoe rendement en opgenomen en afgegeven vermogen kunnen worden berekend uit de karakteristieken van fig. 26, en welke extreme waarden deze grootheden kunnen krijgen; voorloopig zal hierbij niet worden gelet op de begrenzing door maximale anodedissipatie of maximale anode-topstroom.

De grootste waarde die de anodewisselspanning  $V_{ap}$  kan bereiken, bij gegeven anodebelasting  $R_a$  en gegeven stroomhoek  $2\theta$ , is die waarbij het eindpunt C van de belastinglijn (fig. 26) ligt op de grenskarakteristiek  $i_a = \sigma v_a$ <sup>1)</sup>. Onder die omstandigheden geldt:

$$I_{ap} = \sigma V_{amin} \dots \dots \dots (3, 37)$$

Met

$$V_{amin} = V_a - V_{ap},$$

$$V_{ap} = I_{a1} R_a,$$

$$I_{a1} = f_1(\theta) \cdot I_{ap}$$

geeft dat:  $I_{ap} = \sigma(V_a - V_{ap}) = \sigma(V_a - I_{a1}R_a) = \sigma[V_a - f_1(\theta) \cdot I_{ap}R_a]$ ,

waaruit volgt:

1) Later zal worden besproken, dat bij z.g. overexcitatie de anodewisselspanning nog groter kan worden; echter heeft zulk een instelling bepaalde nadeelen.

$$I_{ap} = \frac{\sigma V_a}{1 + \sigma R_a f_1(\theta)} \dots \dots \dots (3, 38)$$

Hieruit leidt men af:

$$I_{ao} = f_0(\theta) \cdot I_{ap} = \frac{f_0(\theta) \cdot \sigma V_a}{1 + \sigma R_a f_1(\theta)} \dots \dots \dots (3, 39)$$

$$I_{a1} = f_1(\theta) \cdot I_{ap} = \frac{f_1(\theta) \cdot \sigma V_a}{1 + \sigma R_a f_1(\theta)} \dots \dots \dots (3, 40)$$

$$V_{ap} = I_{a1} R_a = \frac{f_1(\theta) \cdot \sigma V_a R_a}{1 + \sigma R_a f_1(\theta)} \dots \dots \dots (3, 41)$$

$$W_0 = \frac{1}{2} V_{ap} I_{a1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma R_a f_1^2(\theta)}{[1 + \sigma R_a f_1(\theta)]^2} \cdot \sigma V_a^2 \quad (3, 42)$$

$$W_i = V_a I_{ao} = \frac{f_0(\theta)}{1 + \sigma R_a f_1(\theta)} \cdot \sigma V_a^2 \quad \dots \dots \dots (3, 43)$$

$$W_a = W_i - W_0 \quad \dots \dots \dots (3, 44)$$

$$\eta = \frac{W_0}{W_i} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma R_a f_1^2(\theta)}{f_0(\theta) [1 + \sigma R_a f_1(\theta)]} \quad \dots \dots \dots (3, 45)$$

In de figuren 28, 29, 30, 31 en 32 is het resultaat van deze berekeningen weergegeven, nl. achtereenvolgens  $W_0/\sigma V_a^2$ ,  $W_i/\sigma V_a^2$  (of  $I_{ao}/\sigma V_a$ ),  $W_a/\sigma V_a^2$ ,  $\eta$  en  $I_{ap}/\sigma V_a$  als functies van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter. Beschouwen wij eerst fig. 28, dan blijkt dat er voor iedere waarde van  $\theta$  een waarde voor  $\sigma R_a$  is aan te wijzen, waarvoor het afgegeven vermogen een maximum bereikt. Deze waarde van  $\sigma R_a$  volgt uit:

$$\frac{dW_0}{d(\sigma R_a)} = 0 \quad \text{of} \quad [1 + \sigma R_a f_1(\theta)] [1 - \sigma R_a f_1(\theta)] = 0.$$

Aangezien uiteraard  $\sigma R_a$  een positieve grootheid is, is de eenige wortel die in dit geval kan worden gebruikt:

$$\sigma R_a = \frac{1}{f_1(\theta)} \dots \dots \dots (3, 46)$$

De bijbehorende waarde van het afgegeven vermogen is:

$$W_{o \max} = \frac{\sigma V_a^2}{8} \cdot f_1(\theta) \quad \dots \dots \dots (3, 47)$$

en die van anodedissipatie, rendement en anodewisselspanning achtereenvolgens:

$$W_{a\text{opt}} = \sigma V_a^2 \left[ \frac{f_0(\Theta)}{2} - \frac{f_1(\Theta)}{8} \right] \dots \dots \dots (3, 48)$$

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{1}{4} \frac{f_1(\Theta)}{f_0(\Theta)} = \frac{1}{4} \varphi(\Theta) \dots \dots \dots (3, 49)$$

$$V_{a\text{opt}} = \frac{1}{2} V_a \dots \dots \dots (3, 50)$$

Wij zien dus dat, bij deze instelling op maximaal afgegeven vermogen, de anodewisselspanning slechts de helft van de anodeglijkspanning be draagt; daaruit volgt dat het rendement niet hoog kan zijn. Dit blijkt ook uit formule (3,49); daar, volgens fig. 27, de grootste waarde die  $\varphi(\Theta)$  ooit kan bereiken, gelijk is aan 2, volgt uit deze formule dat het rendement ten hoogste gelijk kan zijn aan  $1/2 = 50\%$ .

Voorts leert (3, 47) dat de gevonden maximale waarde van het afgegeven vermogen nog afhankelijk is van  $\Theta$ , zooals ook uit fig. 28 blijkt; zelfs bestaat er voor een bepaalde  $\Theta$  een maximum. Uiteraard is de waarde van  $\Theta$ , waarbij dit maximum optreedt, dezelfde als die van  $f_1(\Theta)$ ; fig. 19 nu leert dat, voor  $k = 1$ , een maximum van  $f_1(\Theta)$  optreedt bij  $\Theta = 122^\circ 34'$ , en dat dit maximum de waarde 0,5365 heeft. De hoogste waarde die het afgegeven vermogen dus ooit kan bereiken, is derhalve:

$$W_{o\text{max}}^* = \frac{\sigma V_a^2}{8} \cdot 0,5365 = 0,0671 \sigma V_a^2 \dots \dots (3, 51)$$

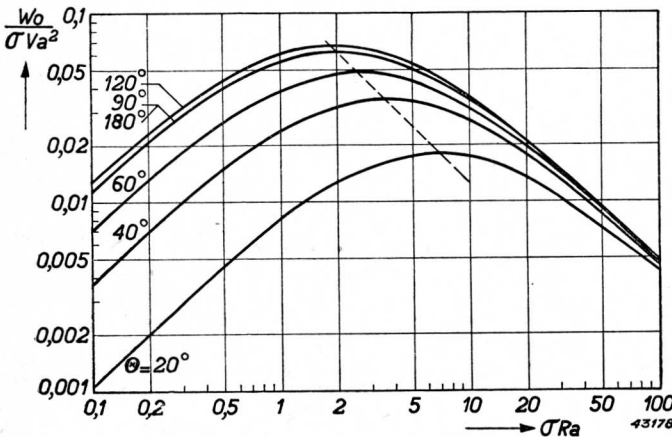


Fig. 28.  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\Theta$  als parameter, geldig voor een zendbuis met rechte karakteristieken en die tot de grenskarakteristiek wordt uitgestuurd (vgl. fig. 26).

§ 7. Factoren, waarvan het afgegeven vermogen en het rendement afhankelijk zijn

De bijbehorende waarden der andere grootheden zijn:

$$W_{a\ opt}^* = 0,139 \sigma V_a^2 \dots \dots \dots (3, 52)$$

$$\eta_{opt}^* = 32,5\% \dots \dots \dots (3, 53)$$

$$(\sigma R_a^*)_{opt} = 1,87 \dots \dots \dots (3, 54)$$

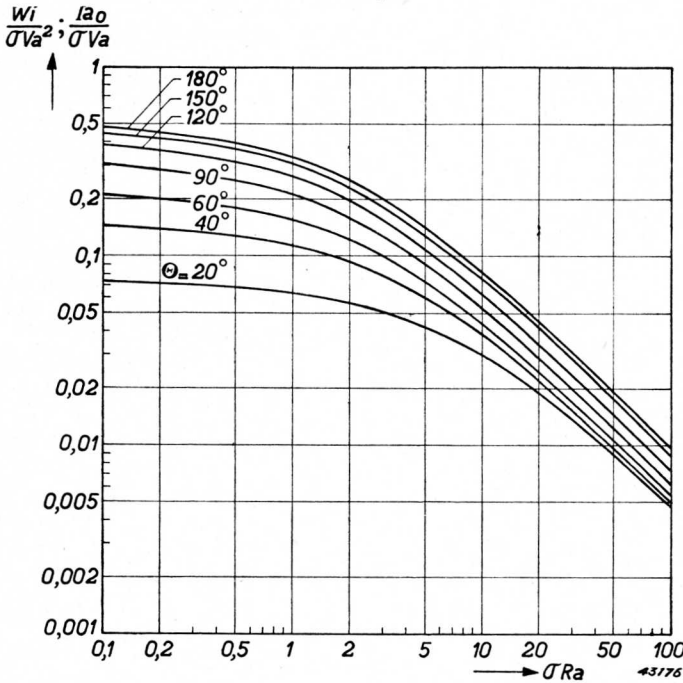


Fig. 29.  $W_i/\sigma V_a^2$  (of  $I_{a0}/\sigma V_a$ ) als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter (vgl. het onderschrift van fig. 28).

Aangezien de gevonden optimale waarde van  $\theta$  gelegen is tussen  $90^\circ$  en  $180^\circ$ , volgt daaruit dat de optimale instelling gelegen is tussen klasse A en klasse B.

De hierboven berekende optimale instelling zal in de praktijk zelden of nooit worden toegepast wegens het lage rendement. Doch daarnaast bestaat er nog een belangrijk bezwaar, nl. dat de anodedissipatie  $W_{a\ opt}^*$  veelal waarden zal bereiken die veel groter zijn dan wat door den zendbuizenfabrikant als bedrijfszeker maximum wordt toegestaan. Wij illustreren dit het best aan de triode TB 2/500.

Uit fig. 22 blijkt, dat hier de waarde van  $\sigma$  gelijk is aan 6 mA/V.

Voor een anodespanning  $V_a = 2000$  V wordt dan:

$$W_{o\ max}^* = 0,0669 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot (2000)^2 = 1605 \text{ W},$$

$$W_{a\ opt}^* = 0,139 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot (2000)^2 = 3340 \text{ W},$$

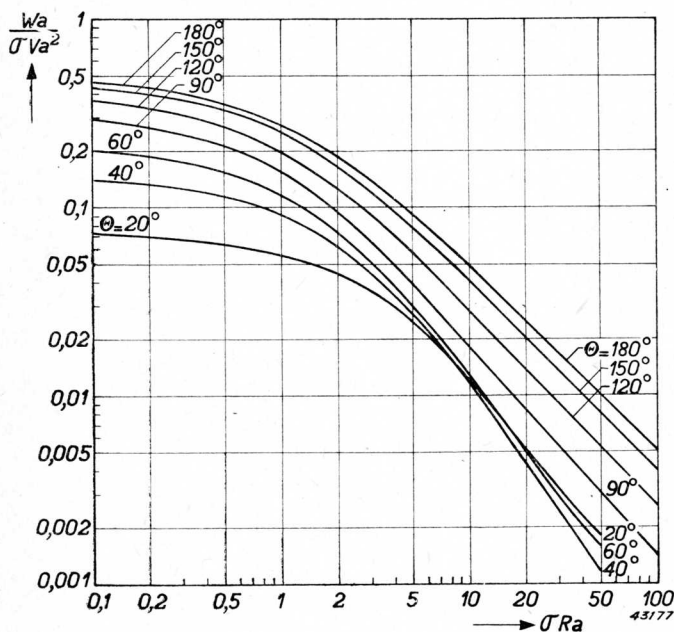
$$W_{i\ opt}^* = 1605 + 3340 = 4945 \text{ W},$$

$$I_{ao\ opt}^* = \frac{4945}{2000} = 2,473 \text{ A}.$$

De maximale waarde van de anodedissipatie mag volgens den fabrikant echter voor deze buis slechts 300 W zijn, en die van den anodegelijkstroom 600 mA; in de optimale instelling zou dus de anodedissipatie een factor 11 te groot worden en de anodestroom een factor 4.

Men zou aan deze bezwaren tegemoet kunnen komen door verlaging der anodegelijkspanning. Stelt men in (3, 52)  $W_{a\ opt}^* = 300$  W, dan wordt  $V_a = 600$  V en  $W_{o\ max}^* = 144$  W. De anodespanning wordt dan veel lager dan het toegestane maximum (2000 V) en, ten gevolge van het lage rendement, blijft het afgegeven vermogen gering.

Wil men dus de maximaal toegestane spanning van 2000 V gebruiken en tevens de maximale anodedissipatie van 300 W niet overschrijden, dan kan men geen gebruik maken van de optimale instelling, doch moet men de instelling zoo wijzigen dat het rendement wordt verbeterd. Blijkens fig. 31 is de eenige



mogelijkheid daartoe vergroting van  $R_a$  boven de optimale waarde. In de volgende § zal nu worden nagegaan hoe de instelling van de buis moet worden gekozen, indien de anodedissipatie een bepaald maximum niet mag overschrijden.

Fig. 30.  $W_a/\sigma R_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter (vgl. het onderschrift van fig. 28).



### § 8. Begrenzing van het afgegeven vermogen door de anodedissipatie

Uit fig. 30 kan men bij gegeven waarden van  $\sigma R_a$  en  $\theta$  de grootheid  $W_a/\sigma V_a^2$  en dus, bij gegeven  $V_a$ , de anodedissipatie  $W_a$  bepalen. Is men met de anodedissipatie aan een maximum gebonden, dan kan men niet iedere willekeurige combinatie van  $\sigma R_a$  en  $\theta$  gebruiken.

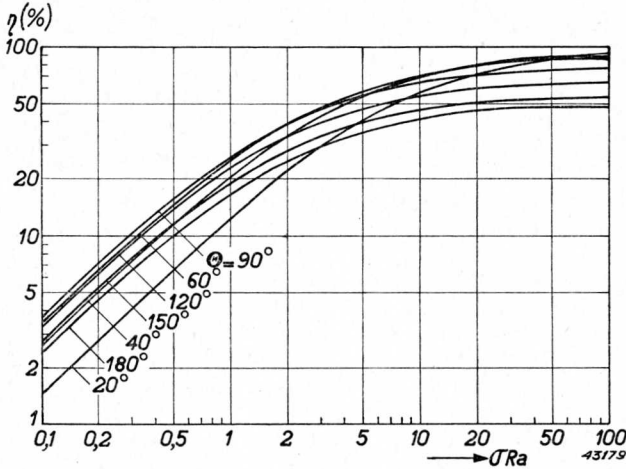


Fig. 31.  $\eta$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter (vgl. het onderschrift van fig. 28).

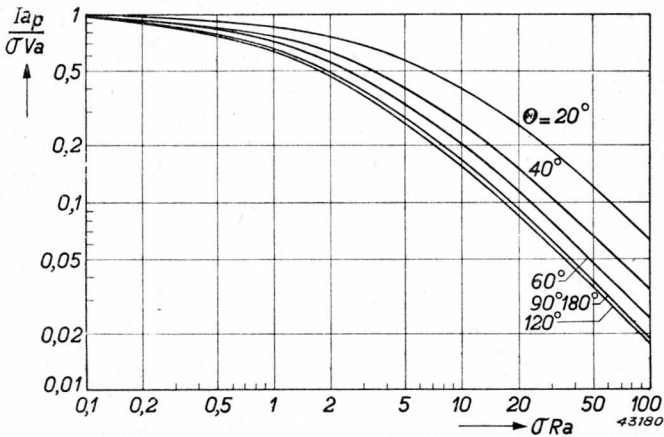


Fig. 32.  $I_{ap}/\sigma V_a$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter (vgl. het onderschrift van fig. 28).

Stellen wij voorop, de instellingen te maken waarbij  $W_a$  een bepaalde constante waarde heeft (dus eventueel de maximaal toegestane waarde), dan geeft in fig. 30 een lijn  $W_a/\sigma V_a^2 = \text{const.}$  de bij elkaar behorende waarden van  $R_a$  en  $\theta$ , die aan deze voorwaarde voldoen. Voor  $W_a/\sigma V_a^2 = 0,2, 0,1, 0,05, 0,02, 0,01$  en  $0,005$  is dit verband tusschen  $\sigma R_a$  en  $\theta$  weergegeven in fig. 33 (gestippelde krommen).

Met behulp van deze krommen vindt men dan verder uit fig. 28 de bijbehorende waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$ . Deze waarden zijn eveneens in fig. 33 weergegeven (getrokken lijnen); zij stellen dus voor  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , voor  $W_a = \text{const.}$  Fig. 34 geeft de bijbehorende rendementkrommen. Uit fig. 33 blijkt dat, voor een gegeven anodedissipatie, er steeds een waarde van  $\sigma R_a$  is aan te wijzen, waarvoor het afgegeven vermogen, en dus ook het rendement, een maximale waarde bereiken. De waarde van  $\sigma R_a$ , waarvoor  $W_o$  maximaal wordt bij gegeven  $W_a$ , is principieel te bepalen uit (3, 42), door deze uitdrukking naar  $\sigma R_a$  te differentieeren en gelijk te stellen aan nul, waarbij echter als nevenvoorwaarde geldt:  $W_a = \text{const.}$  ( $W_a$  uit 3, 44). Deze nevenvoorwaarde echter, die het verband geeft tusschen  $\theta$  en  $\sigma R_a$ , waarover hierboven werd gesproken, maakt het bepalen van de gezochte optimale waarde van  $R_a$  zeer lastig, zoodat op de berekening daarvan niet zal worden ingegaan.

Verder blijkt uit fig. 33 dat - bij gegeven  $W_a$  - een bepaalde  $W_o$  kan

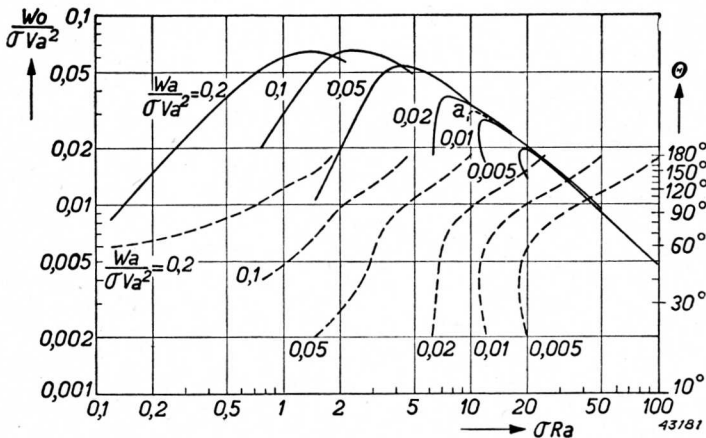


Fig. 33. Getrokken lijnen:  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $W_a/\sigma V_a^2$  als parameter. Gestippelde lijnen: de bijbehorende waarden van  $\theta$ .

worden bereikt bij twee verschillende waarden van  $\sigma R_a$ . Zoo is, voor  $W_a/\sigma V_a^2 = 0,02$ , een  $W_o/\sigma V_a^2$  van 0,03 (en dus een rendement van 60%) te bereiken met  $\sigma R_a = 6,5$ , resp. 12. De bijbehorende waarden

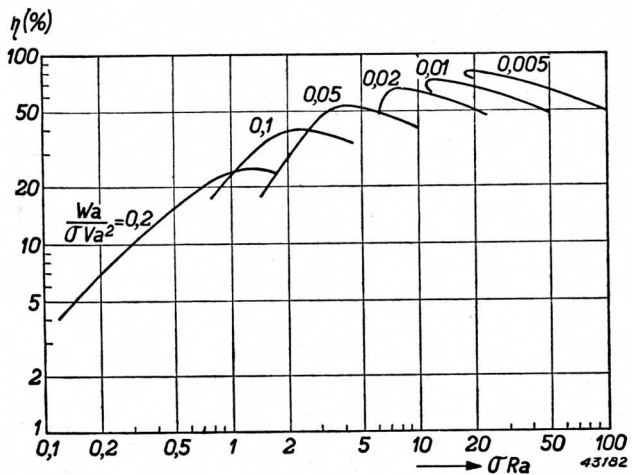


Fig. 34.  $\eta$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $W_a/\sigma V_a^2$  als parameter.

van  $\Theta$  zijn resp.  $30^\circ$  en  $110^\circ$ , zoodat in het eerste geval de anodestroomimpulsen veel smaller zijn dan in het tweede. Aangezien echter in beide gevallen het opgenomen vermogen hetzelfde is (nl.  $W_i/\sigma V_a^2 = 0,05$ ), moet ook de anodegelijkstroom dezelfde zijn; derhalve moet in het eerste geval de anodetopstroom veel grooter zijn dan in het tweede geval. Inderdaad vindt men uit fig. 32, bij  $\sigma R_a = 6,5$  en  $\Theta = 30^\circ$ :  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,4$ ; bij  $\sigma R_a = 12$  en  $\Theta = 110^\circ$ :  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,135$ , zoodat de topstroom in het eerste geval ca.  $3 \times$  zoo groot is als die in het tweede geval. Zijn dus uit een oogpunt van anodedissipatie de beide instellingen gelijkwaardig, dan is, wegens de geringere kathodebelasting, de tweede instelling te prefereren, ook al omdat daarbij, wegens den grooteren stroomhoek, de negatieve roosterspanning en de excitatiespanning geringer zijn.

In de practijk zal men overigens steeds op het maximum van het hoogfrequent vermogen instellen, waarbij uiteraard maar één waarde, zoowel voor  $\sigma R_a$  als voor  $\Theta$ , in aanmerking komt.

Ter illustratie berekenen we een klasse C-instelling voor de triode TB 2/500, voor  $W_a = 300$  W,  $V_a = 2000$  V. Met  $\sigma = 6.10^{-3}$  wordt dan  $W_a/\sigma V_a^2 = 0,0125$ .

Uit fig. 30 vindt men hierbij de volgende combinaties van  $\sigma R_a$  en  $\Theta$ , en voorts uit fig. 28 de bijbehorende waarde van  $W_o/\sigma V_a^2$ :

Tabel I

$\sigma R_a$	= 9,5	10	14	22	32	40
$\Theta$	= $40^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$	$180^\circ$
$W_o/\sigma V_a^2$	= 0,0275	0,031	0,0275	0,0193	0,0137	0,0115

Deze waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$  vindt men in fig. 33 aangeduid met een stippellijn bij  $a$ .

Daaruit blijkt dat het afgegeven vermogen maximaal is bij  $\sigma R_a = 10$ ;  $\Theta = 60^\circ$ ; daarbij is  $W_o/\sigma V_a^2 = 0,031$ .

Hieruit volgt:

$$W_o = 0,031 \sigma V_a^2 = 0,031 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot (2000)^2 = 744 \text{ W};$$

$$W_i = W_o + W_a = 1044 \text{ W};$$

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} = 71,2\%;$$

$$I_{ao} = \frac{W_i}{V_a} = 522 \text{ mA}.$$

Voorts is, voor  $\Theta = 60^\circ$ :  $f_0(\Theta) = I_{ao}/I_{ap} = 0,218$ , dus  $I_{ap} = 522/0,218 = 2400 \text{ mA}$ , en  $f_1(\Theta) = I_{a1}/I_{ap} = 0,391$ , dus  $I_{a1} = 0,391 \cdot 2400 = 938 \text{ mA}$ .  
 Uit  $W_o = \frac{1}{2} I_{a1} V_{ap}$  volgt dan:  $V_{ap} = 1588 \text{ V}$ , zoodat ten slotte

$$R_a = \frac{V_{ap}}{I_{a1}} = 1690 \Omega.$$

Een contrôle wordt nog geleverd door de betrekking  $\sigma R_a = 10$ , die levert:  $R_a = 1670 \Omega$ . De overeenstemming is dus behoorlijk <sup>1)</sup>.

Wij zullen nu nog nagaan in hoeverre door grafische berekening uit de statische karakteristieken dezelfde resultaten kunnen worden gevonden, ten einde aldus eenig inzicht te krijgen in de juistheid van de gemaakte onderstellingen.

In fig. 22 kiezen wij als eindpunt van de belastinglijn (kromme b) het punt  $i_a = 2400 \text{ mA}$ ;  $v_a = 400 \text{ V}$ , zulks in overeenstemming met de bovenstaande berekening. Dan is blijkbaar  $v_g = 225 \text{ V}$  en  $V_{ap} = 1600 \text{ V}$ , indien  $V_a = 2000 \text{ V}$  gekozen wordt.

<sup>1)</sup> De afwijking wordt veroorzaakt doordat de waarde van  $\sigma$  uit het  $I_a$ - $V_a$ -diagram slechts ruw kan worden bepaald.

Ten einde de juiste waarde van den stroomhoek te verkrijgen, kiezen we  $V_g = -275$  V; dan is  $V_{gp} = 500$  V. Waar de versterkingsfactor van deze buis  $\mu = 30$  is, wordt volgens (3, 34):

$$\cos \theta = \frac{275 - \frac{2000}{30}}{500 - \frac{1600}{30}} = 0,466; \theta = 62^\circ.$$

Dit is dus vrijwel de waarde uit de voorgaande berekening. Wij houden dus aan:

$$\begin{aligned} v_g(t) &= -275 + 500 \cos \omega t, \\ v_a(t) &= 2000 - 1600 \cos \omega t \end{aligned}$$

en kunnen, met behulp van deze formules, de  $v_g$  en  $v_a$  als functies van  $t$  berekenen, en dus eveneens  $i_a$  (fig. 24, kromme b).

Met behulp van den regel van Simpson berekent men hieruit voor den anodegelijkstroom:  $I_{ao} = 573$  mA en voor de eerste harmonische:  $I_{a1} = 1023$  mA.

Dan wordt:

$$W_o = \frac{1}{2} \cdot I_{a1} \cdot V_{ap} = 820 \text{ W}$$

$$W_i = V_a I_{ao} = 1146 \text{ W}$$

$$W_a = W_i - W_o = 326 \text{ W}$$

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} = 71,5\%$$

$$R_a = \frac{V_{ap}}{I_{a1}} = 1560 \Omega.$$

Vergelijkt men deze getallen met de vroeger berekende, dan ziet men dat  $W_o$ ,  $W_i$  en  $W_a$  volgens de laatste berekening ca. 10% hoger zijn, terwijl  $R_a$  kleiner is en  $\eta$  onveranderd is gebleven.

Een en ander is gemakkelijk te verklaren uit den vorm van de belastinglijn (fig. 22, kromme b). Deze is nl. vrij behoorlijk recht en alleen aan de

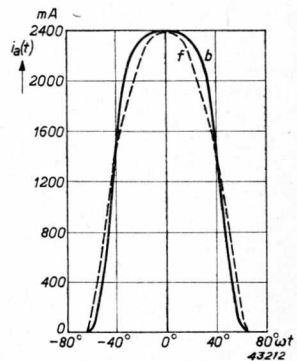


Fig. 35. Anode-stroomimpuls van de triode TB 2/500: b: behoorend bij de belastinglijn b van fig. 22. f: berekend met de hypothese van rechte karakteristieken.

bovenzijde tamelijk sterk gekromd. Dit laatste wordt weer veroorzaakt door het kennelijk niet-lineaire verloop der statische karakteristieken in de nabijheid van de grenskaracteristiek. Het gevolg hiervan is, dat de anodestroomimpulsen (fig. 24, kromme b) hun spitse gedaante verliezen en een meer rechthoekig karakter vertoonen. Ter vergelijking geeft fig. 35 den werkelijken anodestroomimpuls (b) en een impuls met denzelfden topstroom (f), doch in de gedaante van een sinustop, de gedaante dus, die aan de hierboven geschetste theorie der rechte karakteristieken ten grondslag ligt. De verbreding van den impuls heeft tot gevolg, dat  $I_{a0}$  en  $I_{a1}$  toenemen; daarmee is de vergrooing van  $W_i$  en  $W_o$  verklaard.

### § 9. Begrenzing van het afgegeven vermogen door den anodegelijkstroom

Het is ook mogelijk, dat het afgegeven vermogen wordt begrensd, doordat de kathodegelijkstroom een bepaalde waarde niet mag overschrijden. Dit geval doet zich voor bij zendbuizen met oxydkathode en gethorieerden wolframgloeidraad. Het is bekend, dat de verzadigingstroom van dergelijke kathoden zeer hoog is; daar echter een te groote kathodestroom de levensduur van de kathode ongunstig beïnvloedt, wordt door den fabrikant steeds een maximaal toelaatbare kathodegelijkstroom van zoodanige grootte voorgeschreven, dat daardoor een behoorlijke levensduur van de kathode wordt gegarandeerd.

Wij zullen nu nagaan wat de hierboven geschetste theorie oplevert voor

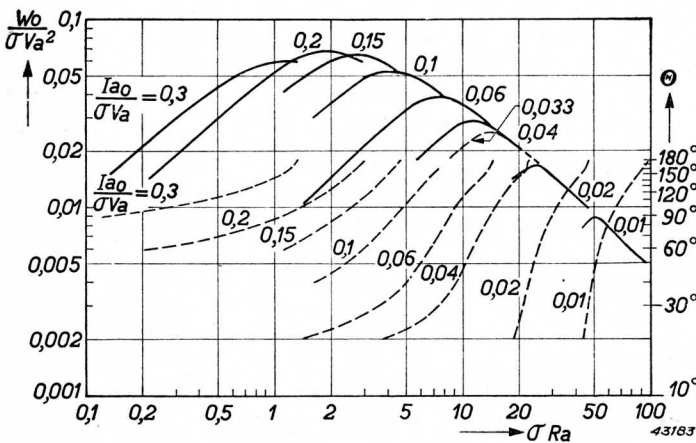


Fig. 36. Getrokken lijnen:  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $I_{a0}/\sigma V_a$  als parameter. Gestippelde lijnen: de bijbehorende waarden van  $\theta$ .



het vermogen van een zendbuis, indien de anodeglijkstroom<sup>1)</sup> constant gehouden wordt op een bepaalde waarde, die dus eventueel de maximaal toegelaten waarde kan zijn.

In fig. 29, waar de verhouding  $I_{ao}/\sigma V_a$  is gegeven als functie van  $\sigma R_a$  en  $\Theta$ , kan men, door lijnen evenwijdig aan de abscissenas, de waarden van  $\sigma R_a$  en  $\Theta$  bepalen, die behooren bij bepaalde constante waarden van  $I_{ao}$ . In fig. 36 geven stippellijnen deze bij elkaar behorende waarden van  $R_a$  en  $\Theta$  weer, resp. voor  $I_{ao}/\sigma V_a = 0,3, 0,2, 0,15, 0,1, 0,06, 0,04, 0,02$  en  $0,01$ .

Met behulp van deze krommen vindt men dan uit fig. 28 gemakkelijk de bijbehorende waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$  (fig. 36, getrokken lijnen), en uit fig. 31 het bijbehorende rendement (fig. 37).

Evenals in het geval van constante anodedissipatie, vertoont elke kromme een maximum van  $W_o/\sigma V_a^2$  (en derhalve ook van  $\eta$ ) voor een bepaalde waarde van  $\sigma R_a$ . Ook hier kan, bij gegeven anodeglijkstroom, een bepaald vermogen worden verkregen voor twee waarden van  $\sigma R_a$ , met resp. kleine en groote waarde van  $\Theta$ . Zoo wordt bijv. (fig. 36), voor  $I_{ao}/\sigma V_a = 0,02$ , een waarde  $W_o/\sigma V_a^2 = 0,015$  verkregen, voor  $\sigma R_a = 20$ , resp. 29,5. De bijbehorende waarden van  $\Theta$  zijn  $26^\circ$  en  $90^\circ$ . Bij eenzelfde anodeglijkstroom geven deze stroomhoeken uiteraard aanleiding tot zeer verschillende anodetopstroomen. Inditgevalgeeft fig. 32  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,20$ , resp.  $0,063$ , zoodat in het eerste geval de anodetopstroom ruim  $3 \times$  die in het tweede geval is. Vanzelfsprekend is ook hier de instelling met grooten stroomhoek te prefereren.

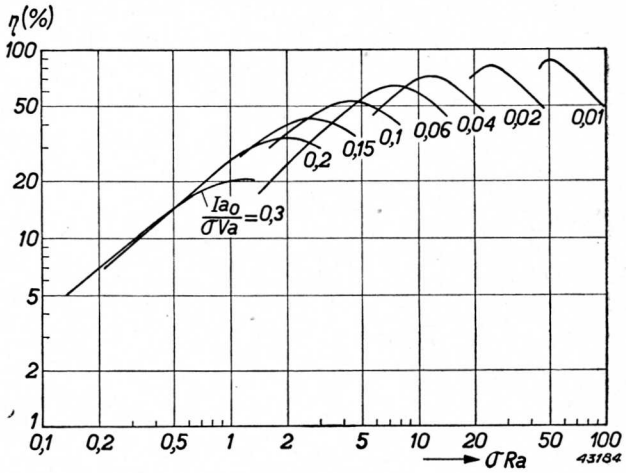


Fig. 37.  $\eta$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $I_{ap}/\sigma V_a$  als parameter.

<sup>1)</sup> Doordat de kathodestroom de som is van den anodestroom en de stroom naar het rooster, is de maximaal toegestane waarde van den anodestroom kleiner dan die van den kathodestroom.

Overigens zal men ook hier, evenals in het geval van begrensde anode-dissipatie, de instelling kiezen waarbij het afgegeven vermogen maximaal wordt, wat bij slechts één waarde, zowel van  $\sigma R_a$  als van  $\Theta$ , het geval is. Het bovenstaande passen wij toe op het geval van TB 2/500.

Bij  $V_a = 2000$  V en  $I_{ao} = 400$  mA wordt gevraagd de instelling te berekenen die het grootste vermogen levert.

Dan is:

$$\frac{I_{ao}}{\sigma V_a} = \frac{0,04}{6 \cdot 10^3 \cdot 2000} = 0,033.$$

Uit fig. 29, en vervolgens uit fig. 28, vindt men de volgende waarden voor  $\Theta$ ,  $\sigma R_a$  en  $W_o/\sigma V_a^2$ :

Tabel II

$\Theta$	=	20°	40°	60°	90°	120°	150°	180°
$\sigma R_a$	=	8,5	12,5	14,5	17,3	20,7	25,5	28
$W_o/\sigma V_a^2$	=	0,018	0,024	0,025	0,023	0,020	0,017	0,0157

Deze waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$  zijn in fig. 36 weergegeven door een stippellijn (aangeduid met den parameter 0,033). Het maximum van deze kromme ligt bij  $\sigma R_a = 14,5$  met  $\Theta = 60^\circ$ ; daarbij is  $W_o/\sigma V_a^2 = 0,025$  en dus  $W_o = 0,025 \cdot V_a^2 = 600$  W. Voorts is dan  $W_i = 800$  W;  $W_a = 200$  W;  $\eta = 75\%$ ;  $R_a = 14,5/\sigma = 2420 \Omega$ , terwijl de anodewisselspanning  $V_{ap}$  volgt uit:

$$W_o = \frac{V_{ap}^2}{2 R_a}; \text{ dus } V_{ap} = \sqrt{2 R_a W_o} = 1705 \text{ V.}$$

De eerste harmonische van den anodestroom wordt nu:

$I_{a1} = V_{ap}/R_a = 705$  mA, dus  $I_{a1}/I_{ao} = \varphi(\Theta) = 1,76$ . Uit fig. 27 blijkt dan dat deze waarde van  $\varphi(\Theta)$  wordt bereikt bij  $\Theta = 65^\circ$ .

Deze afwijking van  $\Theta$  van de oorspronkelijk gevonden  $60^\circ$  is te verklaren uit fig. 29. Daarin ziet men dat, op de lijn  $I_{ao}/\sigma V_a = 0,033$ , een kleine verandering van  $\sigma R_a$  reeds een groote verandering van  $\Theta$  teweegbrengt (vgl. tabel II, waarin, bij  $\Theta = 60^\circ$  resp.  $90^\circ$ , behooren:  $\sigma R_a = 14,5$ , resp.  $17,3$ ). Zodoende zal dus een verandering van  $5^\circ$  in  $\Theta$  slechts een kleine verandering van  $\sigma R_a$  teweegbrengen, en een onbeduidende wijziging in  $W_o$  (fig. 36), m.a.w. voor het vermogen is de waarde van den stroomhoek niet kritisch.

Houden wij nu verder aan, in verband met de berekening van  $\varphi(\Theta)$ , dat  $\Theta = 65^\circ$  is, dan geeft fig. 18:  $f_o(\Theta) = I_{ao}/I_{ap} = 0,235$ ; daaruit volgt:  $I_{ap} = 1700$  mA.

Uit fig. 22 nu blijkt, dat de berekende waarden van  $I_{ap}$  en  $V_{ap}$  worden bereikt bij  $v_g = 175$  V. Met behulp van (3, 34) is nu de negatieve voorspanning  $V_g$  te berekenen, waarbij een  $\Theta$  van  $65^\circ$  wordt bereikt; die is  $V_g = -200$  V; dus is verder  $V_{gp} = 375$  V.

Ter contrôle van de theorie kunnen wij nu verder, op dezelfde wijze als in de vorige §, de werkelijke belastinglijn berekenen, uitgaande van de gegeven waarden voor  $V_g$ ,  $V_a$ ,  $V_{gp}$  en  $V_{ap}$ , en daaruit den anodestroomimpuls met de componenten afleiden. De werklijn is aangegeven in fig. 22 (kromme c); de resultaten van deze berekening zijn als volgt:

$$I_{ao} = 435 \text{ mA}; I_{a1} = 767 \text{ mA}; W_i = 870 \text{ W}; W_o = 653 \text{ W}; W_a = 217 \text{ W}; \\ \eta = 75\%; R_a = 2220 \Omega.$$

Ook hier zijn, evenals bij de berekening in de vorige §,  $W_i$ ,  $W_o$  en  $W_a$  ca. 10% hooger dan volgens de theorie met lineaire karakteristieken;  $R_a$  is kleiner en  $\eta$  is onveranderd. Evenals vroeger ligt de verklaring hiervan in de kromming van de belastinglijn in de nabijheid van den anodetopstroom, waardoor de anodestroomimpuls wordt afgeplat.

## § 10. Begrenzing van het afgegeven vermogen door den verzadigingstroom van de kathode

Een andere begrenzing van het vermogen doet zich voor bij zendbuizen met wolfram gloeidraad. Het is duidelijk, dat onder geen omstandigheid de anodetopstroom grooter kan worden dan de verzadigingstroom van de kathode, en waar nu bij wolframgloeidraden de specifieke verzadigingstroom (waaronder te verstaan is de verzadigingsstroom per watt gloeidraadvermogen) klein is in vergelijking met dien van de andere kathoden, ligt het voor de hand dat, bij buizen met wolfram gloeidraden, het vermogen door den verzadigingstroom kan worden begrensd.

Ten einde te kunnen beoordeelen in hoeverre dit het geval is, bepalen wij met behulp van fig. 32 de waarden van  $\Theta$  en  $\sigma R_a$ , waarvoor de anodetopstroom een constante waarde heeft. Deze waarden worden in fig. 38 weergegeven door de stippellijnen, en wel voor  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,6, 0,4, 0,3, 0,2, 0,15, 0,1, 0,07$  en  $0,04$ .

De bijbehorende waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$  worden dan weer gevonden uit fig. 28 en zijn weergegeven door de getrokken lijnen in fig. 38.

Daaruit blijkt in de eerste plaats dat er, voor iedere waarde van de verhouding  $I_{ap}/\sigma V_a$ , één waarde  $\sigma R_a$  is aan te wijzen, waarvoor het afgegeven vermogen een grootste waarde bereikt, en dat de bijbehorende waarde

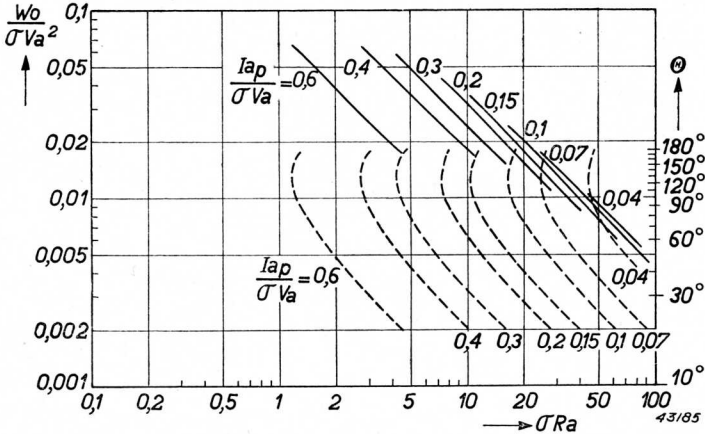
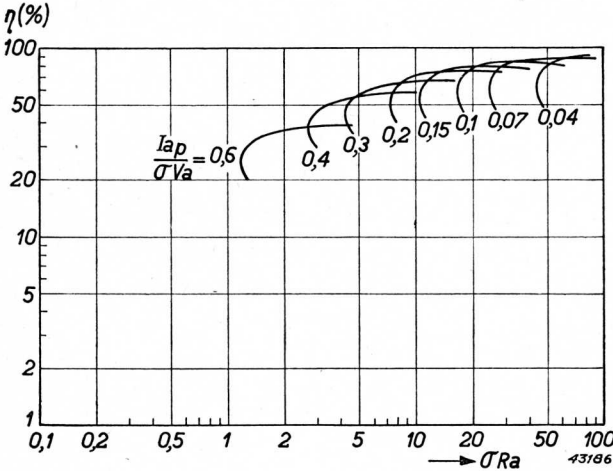


Fig. 38. Getrokken lijnen:  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $I_{ap}/\sigma V_a$  als parameter. Gestippelde lijnen: de bijbehorende waarden van  $\theta$ .

van  $\theta$  ca. 120° is en zeer weinig afhankelijk is van  $I_{ap}/\sigma V_a$ ; vervolgens, dat waarden van  $W_o/\sigma V_a^2$ , die kleiner zijn dan het maximum, kunnen worden bereikt met twee waarden van den stroomhoek, mits deze gelegen



zijn tusschen 90° en 180°. Zoo vindt men voor  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,6$  een waarde  $W_o/\sigma V_a^2 = 0,06$ , bij  $\sigma R_a = 1,3$ ; deze wordt bereikt zoowel bij  $\theta = 90^\circ$  als bij  $\theta = 180^\circ$  (in dit geval dus resp. klasse B en klasse A).

Fig. 39.  $\eta$  als functie van  $\sigma R_a$ , met  $I_{ap}/\sigma V_a$  als parameter.

Uiteraard is in het eerste geval de anodegelijkstroom kleiner dan in het tweede en het rendement dus grooter, zooals ook door fig. 39 wordt geïllustreerd.

### § 11. Conclusies voor de instelling van een triode

Uit de voorgaande §§ kunnen nu de volgende richtlijnen worden getrokken voor de instelling van een triode in klasse C.

In de eerste plaats wordt, bij een gegeven belastingweerstand  $R_a$ , het rendement zoo gunstig mogelijk, indien de buis tot aan de grenskarakteristiek wordt uitgestuurd. Dat deze situatie bereikt is, is in de practijk daaraan te herkennen, dat het afgegeven vermogen en het rendement niet noemenswaard meer toenemen als de excitatiespanning wordt vergroot; de roosterstroom daarentegen neemt wel sterk toe indien de excitatiespanning grooter wordt dan deze optimale waarde.

In de tweede plaats mogen, bij de aldus gevonden instelling, noch de kathodegelijkstroom (bij buizen met oxyd-, resp. gethorieerde wolframkathode), noch de anodedissipatie boven hun maximaal toegestane waarden komen. Doen zij dit wel, dan moet de belastingweerstand  $R_a$  zoover worden verhoogd, dat aan de bovengenoemde eischen is voldaan. Bij buizen met wolframgloeidraad mag, zooals besproken, de anodestroom tot aan de verzadiging van de kathode worden uitgestuurd; of deze toestand bereikt is, is gemakkelijk te constateeren door het aanbrengen van een kleine gloeispanningverandering, want met de gloeispanning zal de verzadigingstroom, en dus ook de anodestroom, stijgen of dalen. De juiste instelling bij deze buizen is uiteraard die, waarbij èn tot aan de grenskarakteristiek èn tot aan de verzadiging wordt uitgestuurd. Een eenvoudige overweging leidt tot de conclusie, dat in dezen toestand de anodestroom daalt bij vermindering van de gloeispanning, doch constant blijft bij verhooging van die spanning.

Over de grootte van de negatieve spanning op het rooster bij gegeven anodespanning kan nog het volgende worden gezegd. Uiteraard zal bij een klasse C-instelling de absolute waarde van deze spanning *minstens* gelijk moeten zijn aan  $V_a/\mu$ , aangezien voor deze waarde van de roosterspanning de anodestroom juist gelijk wordt aan nul. De *juiste* waarde, d.i. die, welke bij de voorgeschreven begrenzingen de optimale instelling levert, volgt uit een der figuren 33, 36 of 38. Hiervoor moet echter de steilheid  $\sigma$  van de grenskarakteristiek bekend zijn. Is deze voor een bepaalde buis niet bekend, dan is een vaak toegepaste praktijkregel die, volgens welke

de roosterspanning gelijk aan  $-2V_a/\mu$  wordt gekozen. Uit de praktijk is nl. bekend, dat het vermogen en het rendement bij een klasse C-instelling niet sterk varieren met de negatieve roosterspanning.

### § 12. Roosterstroom en stuurvermogen

Beschouwt men de verschillende belastinglijnen, die in fig. 22 zijn weergegeven, dan blijkt, dat ze voor een belangrijk deel gelegen zijn in het gebied, waar de stuurroosterspanning positief is. Dit beteekent, dat roosterstroom vloeit.

Het is gemakkelijk aan te geven hoe groot deze stroom zal zijn, want eenerzijds geeft fig. 23 den roosterstroom  $i_g$  als functie van  $v_a$  en  $v_g$ , anderzijds is het verloop van  $v_a$  en  $v_g$  als functie van  $t$  bekend.

Beschouwen wij het geval, dat in § 5 werd behandeld, waarbij

$$\begin{aligned} v_g(t) &= -120 + 270 \cos \omega t, \\ v_a(t) &= 2000 - 1600 \cos \omega t, \end{aligned}$$

dan is voor iedere waarde van  $\omega t$  te berekenen  $v_g(t)$  en  $v_a(t)$  en verder, uit fig. 23,  $i_g(t)$ .

De roosterstroomimpuls is (als stippellijn) weergegeven in fig. 40; ter vergelijking is de reeds vroeger berekende anodestroomimpuls eveneens geteekend.

Doordat nu gedurende een deel van de totale periode van de excitatiespanning roosterstroom vloeit, wordt door deze spanning een zeker vermogen, het z.g. excitatievermogen, geleverd aan het roostercircuit. Is  $T$  de duur van één periode, dan is dit vermogen:

$$W_{HF} = \frac{1}{T} \int_0^T V_{gp} \cos \omega t \cdot i_g(t) dt \quad \dots \quad (3, 55)$$

Hierin kan men den roosterstroom  $i_g(t)$  ontleed denken in een reeks van Fourier:

$$i_g(t) = I_{g0} + I_{g1} \cos \omega t + I_{g2} \cos 2 \omega t + \dots \quad (3, 56)$$

Bij het uitvoeren van de integratie in (3, 55) levert alleen de tweede term van (3, 56) een bijdrage, zoodat het resultaat wordt:

$$W_{HF} = \frac{1}{2} V_{gp} \cdot I_{g1} \dots \dots \dots (3, 57)$$



De amplitude van de eerste harmonische van den roosterstroom,  $I_{g1}$ , is uit de gegeven impulsen te bepalen met behulp van den regel van Simpson. In de praktijk is deze methode voor het bepalen van het stuurvermogen te omslachtig; men gaat dan liever als volgt te werk:

Men overweegt, dat de roosterstroom pas begint te vloeien als het stuurrooster positief wordt; daaruit volgt, dat de roosterstroomimpulsen smaller zijn dan de anodestroomimpulsen. Men kan nu in eerste benadering aannemen, dat de stroomhoek  $\Theta$  der impulsen zoo klein is, dat de grootheid  $\varphi(\Theta) = I_{g1}/I_{g0}$  uit fig. 27<sup>1)</sup> practisch gelijk is aan 2. In dat geval is  $I_{g1} = 2I_{g0}$ , zoodat (3, 57) overgaat in:

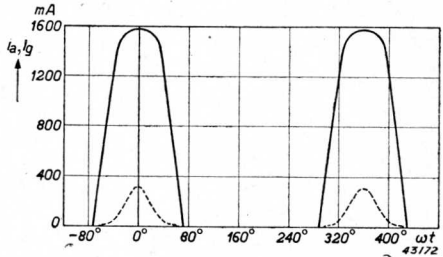


Fig. 40. Anode- en roosterstroomimpulsen van de triode TB 2/500, geëxciteerd in klasse C volgens de belastinglijn a van fig. 22.

$$W_{HF} = V_{gp} \cdot I_{g0} \dots \dots \dots (3, 58)$$

Aangezien  $V_{gp}$  en  $I_{g0}$  op meetinstrumenten zijn af te lezen, is het stuurvermogen direct bekend.

De juistheid van deze benadering is gemakkelijk te controleeren aan het geval van den roosterstroomimpuls van fig. 40. Met den regel van Simpson vindt men voor dezen impulsform:

$$I_{g0} = 46,7 \text{ mA}; I_{g1} = 86,8 \text{ mA}.$$

Daaruit volgt:  $\frac{I_{g1}}{I_{g0}} = 1,86$ , zoodat (3, 57) in dit geval zou over-

gaan in:  $W_{HF} = 0,93 V_{gp} \cdot I_{g0}$ .

De getallenfactor in deze formule hadden we ook door de volgende overweging kunnen vinden.

<sup>1)</sup> Fig. 27 is uit de fig. 18 en 19 afgeleid door voor  $k = 1$  de grootheden  $f_1(\Theta)$  en  $f_0(\Theta)$  op elkaar te deelen. Voor andere waarden van  $k$  (die waarschijnlijk beter het verloop der statische roosterstroomkarakteristieken weergeven) vindt men uiteraard andere krommen  $\varphi(\Theta)$ , die echter alle voor  $\Theta = 0$  de waarde  $\varphi = 2$  bezitten.

Doordat de roosterstroom pas begint te vloeien bij positieve waarden van  $v_g(t)$ , volgt uit

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t,$$

dat de halve stroomhoek  $\Theta_g$  van den roosterstroomimpuls berekend kan worden uit:

$$0 = V_g + V_{gp} \cos \Theta_g,$$

of 
$$\cos \Theta_g = -\frac{V_g}{V_{gp}}.$$

In ons voorbeeld is  $V_g = -120$  V;  $V_{gp} = 270$  V; derhalve  $\cos \Theta_g = 0,445$ , of  $\Theta_g = 63\frac{1}{2}^\circ$ .

Uit fig. 27 volgt dan:  $\varphi(\Theta) = \frac{I_{g1}}{I_{g0}} = 1,77$ , dus:

$$W_{HF} = \frac{1}{2} V_{gp} \cdot I_{g1} = 0,885 V_{gp} I_{g0}.$$

De laatste berekening is overigens gemaakt in de veronderstelling, dat de roosterstroomimpulsen de gedaante hebben van sinustoppen, wat in dit geval, blijkens fig. 40, niet geheel juist is. Dat niettemin in de formule voor  $W_{HF}$  een getallenfactor wordt gevonden, die slechts 5% afwijkt van dien volgens de exacte berekening, wettigt het vermoeden, dat practisch met goede benadering het stuurvermogen zal kunnen worden berekend met behulp van de formule:

$$W_{HF} = 0,9 V_{gp} \cdot I_{g0}, \quad \dots \dots \dots (3, 59)$$

ook voor andere vormen van roosterstroomimpulsen, zooals inderdaad wiskundig kan worden aangetoond.

Het stuurvermogen wordt gebruikt eenerzijds als roosterdissipatie, anderzijds als laadvermogen van de bron, die de negatieve roostervoorspanning levert. Immers, de roosterdissipatie is het product van roosterspanning en -stroom, gemiddeld over één periode:

$$W_g = \frac{1}{T} \int_0^T (V_g + V_{gp} \cos \omega t) \cdot i_g(t) dt \quad \dots \dots (3, 60)$$

Het resteerende vermogen is, blijkens (3, 55) en (3, 60):

$$W_{HF} - W_g = \frac{1}{T} \int_0^T -V_g \cdot i_g(t) dt,$$

of, wegens (3, 56):

$$W_{HF} - W_g = -V_g I_{g0}.$$

Inderdaad is dit het laadvermogen van de negatieve voorspanningbron, resp. het vermogen, ontwikkeld in den roosterlekweerstand.

### § 13. Verstemming van den anodekring

De berekeningen in de vorige §§ werden gemaakt in de onderstelling, dat de anodekring in afstemming is met de excitatiefrequentie, zoodat de anodebelasting reëel is.

Wij zullen nu nagaan wat er gebeurt, indien de anodekring iets verstemd is ten opzichte van de excitatiefrequentie. In fig. 21b wordt dan de anode-impedantie  $Z_a$  complex, en wel is:

$$\frac{1}{Z_a} = \frac{1}{R_a} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L}.$$

Hieruit zijn te berekenen de modulus  $|Z_a|$  en de fasehoek  $\varphi$  van  $Z_a$ :

$$\frac{1}{|Z_a|^2} = \frac{1}{R_a^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2; \quad \operatorname{tg} \varphi = R_a \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right). \quad (3, 61)$$

Voor het volgende is van belang het verband tusschen  $|Z_a|$  en  $\varphi$ ; door eliminatie van de grootheid  $1/\omega L - \omega C$  tusschen de vergelijkingen (3, 61) vindt men daarvoor:

$$|Z_a| = R_a \cos \varphi. \quad (3, 62)$$

Uit deze formule blijkt nog eens duidelijk het bekende feit, dat in afstemming, waarbij de fasehoek  $\varphi = 0$ , tevens de modulus van de impedantie maximaal en gelijk is aan  $R_a$ .

We gaan nu na, wat er gebeurt met de belastinglijn in het  $I_a \cdot V_a$ -diagram, als de anodekring wordt verstemd.

Ter wille van het overzicht zullen we onderstellen, dat de anodestroom

kan worden voorgesteld door rechte lijnen, evenwijdig aan de  $V_a$ -as, en voorts dat  $i_a$  lineair afhankelijk is van  $v_g$ :

$$i_a = s v_g,$$

met als conditie, dat deze formule alleen geldt voor  $i_a > 0$  en  $v_a > 0$ . Practisch beteekent dit, dat de anodespanning geen invloed uitoefent op den anodestroom; deze toestand wordt min of meer door penthoden gerealiseerd en tot op zekere hoogte ook door trioden met hoogen versterkingsfactor.

De roosterspanning  $v_g$  schrijven we in de gedaante

$$v_g = V_g + V_{gp} \cos \omega t;$$

dan wordt:

$$i_a = s (V_g + V_{gp} \cos \omega t), \quad \dots \dots \dots (3, 63)$$

geldig voor

$$-\Theta < \omega t < \Theta$$

$$2\pi - \Theta < \omega t < 2\pi + \Theta, \text{ enz.}$$

met

$$\cos \Theta = -\frac{V_g}{V_{gp}}.$$

Dit is weer een anodestroom met een impuls karakter, indien althans  $\Theta < 180^\circ$  is, en ontwikkeling in een Fourier reeks levert op:

$$i_a = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2\omega t + \dots \dots \dots$$

De component  $I_{a1} \cos \omega t$  vloeit door de anode-impedantie; hierop ontstaat de anodewisselspanning  $V_{ap} \cos (\omega t + \varphi)$ , met

$$V_{ap} = I_{a1} |Z_a|, \quad \dots \dots \dots (3, 64)$$

zodat de anodespanning wordt:

$$v_a = V_a - V_{ap} \cos (\omega t + \varphi) \quad \dots \dots \dots (3, 65)$$

De belastinglijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram is nu bepaald door (3, 63) en (3, 65), met als nevenbetrekkingen (3, 62) en (3, 64). Door eliminatie van  $\omega t$  tusschen (3, 63) en (3, 65) is gemakkelijk aan te toonen, dat deze belastinglijn een ellips is. Uit (3, 63) volgt nl.:

$$\cos \omega t = \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}}, \text{ dus}$$

$$\sin \omega t = \sqrt{1 - \left( \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}} \right)^2}$$

(3, 65) wordt nu:  $v_a = V_a - V_{ap} \cos \omega t \cos \varphi + V_{ap} \sin \omega t \sin \varphi =$   
 $= V_a - V_{ap} \cos \varphi \cdot \left( \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}} \right) + V_{ap} \sin \varphi \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}} \right)^2}$

of:

$$\left\{ v_a - V_a + V_{ap} \cos \varphi \cdot \left( \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}} \right) \right\}^2 = V_{ap}^2 \sin^2 \varphi \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{i_a}{sV_{gp}} - \frac{V_g}{V_{gp}} \right)^2 \right\}.$$

Dit is een tweedegraadsvergelijking tusschen de beide coördinaten  $i_a$  en  $v_a$  van het  $i_a$ - $v_a$ -diagram, dus de vergelijking van een kegelsnede; nader onderzoek leert dan, dat het een ellips is.

In fig. 41 is zulk een elliptische belastinglijn weergegeven. De horizontale aequidistante lijnen stellen voor de lijnen

$i_a = f(v_a)$  voor  $v_g = \text{const.}$

Er zijn twee belastinglijnen geteekend. De eerste, de gebroken lijn  $DABC$ , geldt voor het geval van den afgestemden anodekring, waarbij het deel  $BC$  van de belastinglijn recht is, zoals vroeger reeds werd aangetoond. De anodestroom  $CE$  is daarbij, blijkens (3, 63), gelijk aan  $s(V_g + V_{gp})$ , terwijl  $AE = AD = V_{ap}$  is.

Wordt nu de anodekring verstemd, waarbij dus  $\varphi \neq 0$  en  $|Z_a| < R_a$  wordt, dan blijft de uitdrukking (3, 63) voor den anodestroom ongewijzigd, omdat immers  $V_g$  en  $V_{gp}$  niet veranderen. Ook de stroomhoek  $\theta$  blijft dan dezelfde. Met name behoudt dus de anodetopstroom zijn oorspronkelijke waarde, zoodat in fig. 41 bij de nieuwe belastinglijn het punt, dat daarmee overeenkomt, op de lijn  $CF$  moet zijn gelegen.

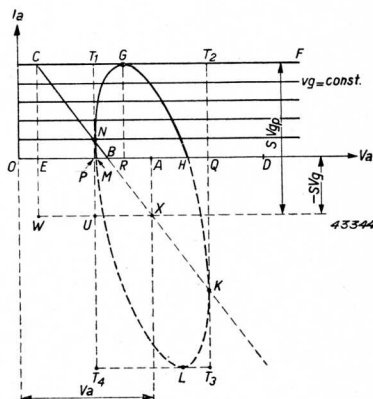


Fig. 41. Invloed van het verstemma van den anodekring op den vorm van de belastinglijn in het  $i_a$ - $v_a$ -diagram van een geïdealiseerde penthode, die geëxciteerd wordt in klasse C: CBD: anodekring in afstemming; DMGHD: anodekring verstemd; fasehoek van de anode-impedantie:  $60^\circ$ .

Indien echter de anodestroomimpuls niet van gedaante verandert, behouden ook alle componenten hun waarde, met name  $I_{a0}$  en  $I_{a1}$ .

Hieruit volgt dus dat, bij verstemming van den anodekring, de anodegelijkstroom constant blijft (wel te verstaan dus voor een buis met horizontale  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken!), en vervolgens, dat  $V_{ap}$ , blijkens (3, 64), alleen kleiner wordt doordat  $|Z_a| = R_a \cos \varphi$  en  $\cos \varphi < 1$  wordt.

In fig. 41 is nu het geval  $\varphi = 60^\circ$  weergegeven. Dan wordt

$$|Z_a| = \frac{1}{2} R_a \text{ en } V_{ap} = \frac{1}{2} I_{a1} R_a = \frac{1}{2} V_{ap0},$$

d.w.z. de anodewisselspanning krijgt een waarde gelijk aan de helft van die in afstemming.

Met behulp van (3, 63) en (3, 65) is de belastinglijn nu gemakkelijk te construeeren; dit is de ellips  $GHKLMN$ . Het middelpunt  $X$  van deze ellips ligt ter plaatse  $i_a = -sV_g$ ;  $v_a = V_a$ .

Omdat (3, 63) alleen geldig is voor  $i_a > 0$ , is hier alleen het deel  $MNGH$  van betekenis.

De verschillende belangrijke grootheden zijn nu gemakkelijk aan te wijzen, nl.:

$GR$  = anodetopstroom =  $CE$

$AP = AQ = \frac{1}{2}AE = \frac{1}{2}AD$  = amplitude van de anodewisselspanning

$AO$  = anodegelijkspanning.

Evenals in het geval van den afgestemden anodekring, waar de werklijn bestaat uit een stroomvoerend deel  $CB$  en een stroomloos deel  $BD$ , heeft ook de werklijn bij niet-afgestemden anodekring een stroomvoerend deel  $MNGH$  en een stroomloos deel  $HQAM$ .

De waarde van  $\omega t$  in de verschillende punten der belastinglijn is eveneens gemakkelijk aan te geven.

Volgens (3, 63) wordt de maximale waarde van  $i_a$  bereikt bij  $\omega t = 0$  (punt  $G$ ); de waarde nul bij  $\omega t = \Theta$  (punt  $H$ ) en bij  $\omega t = -\Theta$  (punt  $M$ ). Dit laatste beteekent dus, dat de belastinglijn in de richting  $MGH$  wordt doorlopen, hetgeen weer blijkt uit (3, 65): immers, voor  $\omega t = 0$  en  $\varphi = 60^\circ$ , is:

$$v_a = V_a - V_{ap} \cos 60^\circ = V_a - \frac{1}{2} V_{ap} = OR$$

en voor  $\omega t = -60^\circ$  is:

$$v_a = V_a - V_{ap} \cos 0^\circ = V_a - V_{ap} = OP.$$



Het punt  $N$  werd dus bereikt bij  $\omega t = -60^\circ$ ; het punt  $G$  bij  $\omega t = 0^\circ$ ; daardoor is de omlooprichting bepaald.

In het punt  $Q$  is  $v_a$  maximaal; volgens (3, 65) is dan  $\cos(\omega t + \varphi) = -1$ , derhalve  $\omega t + \varphi = 180^\circ$ , dus  $\omega t = 180^\circ - \varphi = 120^\circ$ . In  $A$  is  $v_a = V_a$  en dus  $\cos(\omega t + \varphi) = 0$ , dus  $\omega t + \varphi = 270^\circ$  of  $\omega t = 210^\circ$ . De volgende tabel geeft een overzicht van de waarde van  $\omega t$  in de verschillende punten:

Tabel III

punt	$G$	$H$	$Q$	$A$	$M$	$N$
$\omega t =$	0	$\Theta$	$180^\circ - \varphi$	$270^\circ - \varphi$	$360^\circ - \Theta$	$360^\circ - \varphi$

Het zal duidelijk zijn, dat de omloopzin van het werkpunt bepaald wordt door het teeken van  $\varphi$  in (3, 65); in ons geval, waar een positieve waarde van  $\varphi$  werd ondersteld, beteekent dit, dat de anodewisselspanning voorijlt bij den anodewisselstroom, dus dat de anode-impedantie inductief is. Omgekeerd is gemakkelijk aan te toonen, dat bij capacitieve anode-impedantie het werkpunt links omloopt.

Voor andere waarden van  $\varphi$  wordt een ellips gevonden, met hetzelfde middelpunt  $X$  en eveneens rakend aan  $CF$ ; de raaklijnen  $T_1T_4$  en  $T_2T_3$  liggen dus op een afstand van  $X$ , gelijk aan de topwaarde van de anodewisselspanning voor dat geval. De laatste bereikt haar grootste waarde in de afstemming; de belastinglijn gaat dan over in een rechte. Het punt waar de anodestroom zijn maximale waarde bereikt, beweegt zich dus langs de lijn  $CF$  (lijn van constante  $v_g$ , dus constante  $V_{gp}$ ) en bereikt in afstemming het punt  $C$ .

*Opmerking:* Het punt  $N$  in fig. 41, waar de ellips een verticale raaklijn  $T_1T_4$  heeft, is tevens het punt, waar de werklijn  $CBX$  voor den afgestemden anodekring de ellips snijdt. Om dit te bewijzen, behoeft slechts te worden aangetoond, dat  $\angle CXW = \angle NXU$  is.

Nu is:

$CW = sV_{gp}$ ;  $WX = V_{ap0}$  (= anodewisselspanning bij afgestemden anodekring) =  $I_{a1}R_a$ ;  $UX = V_{ap1}$  (= anodewisselspanning bij verstemden anodekring) =  $I_{a1}R_a \cos \varphi$ ;  $NU = sV_{ap} \cos \varphi$  (dit laatste is als volgt te vinden: in  $N$  is, bij verstemden anodekring, de  $v_a$  minimaal, dus volgens (3, 65)  $\omega t = -\varphi$ ; verder is dan volgens (3, 63) :  $i_a = sV_g + sV_{gp} \cos \varphi = NP$ , en dus  $NU = NP + PU = sV_{gp} \cos \varphi$ ). Blijkbaar is nu  $CW/WX = NU/UX$  en dus  $\angle CXW = \angle NXU$ , q.e.d.

Wij zullen nu het geval beschouwen, dat de anodestroom ook eenigermate van  $v_a$  afhankelijk is, hetgeen, zooals reeds in § 7 werd opgemerkt, meer in overeenstemming met de werkelijkheid is, en wel stellen wij volgens fig. 25:

$$i_a = a(v_g + bv_a) = av_s, \dots \dots \dots (3, 66)$$

waarin  $v_s$  de stuurspanning is.

We stellen weer  $v_g = V_g + V_{gp} \cos \omega t \dots \dots \dots (3, 67)$

en verder  $v_a = V_a - V_{ap} \cos(\omega t + \chi), \dots \dots \dots (3, 68)$

waarin  $\chi$  een — voorloopig nog onbekende — fasehoek is.

Dat geeft:  $v_s = v_g + bv_a = V_g + bV_a + V_{gp} \cos \omega t - bV_{ap} \cos(\omega t + \chi)$ . (3, 69)

De stuurspanning bestaat dus uit een stuurgelijkspanning,

$$V_s = V_g + bV_a$$

en een stuurwisselspanning

$$V_{gp} \cos \omega t - bV_{ap} \cos(\omega t + \chi).$$

In fig. 42 zijn de verschillende wisselspanningen met hun onderlinge faseverschuivingen aangeduid in een vectordiagram. Daaruit ziet men, dat de beide componenten van de stuurwisselspanning zijn samen te stellen tot een vector  $V_{sp}$ , die een hoek  $\psi$  naaijlt bij  $V_{gp}$ , zoodat

$$V_{gp} \cos \omega t - bV_{ap} \cos(\omega t + \chi) = V_{sp} \cos(\omega t - \psi) \quad (3, 70)$$

is; de totale stuurspanning  $v_s$  is dan, volgens (3, 69):

$$v_s = V_s + V_{sp} \cos(\omega t - \psi) \dots \dots \dots (3, 71)$$

(3, 66) geeft nu:

$$i_a = aV_s + aV_{sp} \cos(\omega t - \psi), \dots \dots \dots (3, 72)$$

geldig alleen voor die waarden van  $\omega t$ , waarvoor  $i_a > 0$  is, nl.:

$$\begin{aligned} -\Theta + \psi < \omega t < \Theta + \psi \\ 2\pi - \Theta + \psi < \omega t < 2\pi + \Theta + \psi, \text{ enz.}, \end{aligned}$$

waarbij

$$\cos \Theta = -\frac{V_s}{V_{sp}} \dots \dots \dots (3, 73)$$

De anodestroom bestaat dus weer uit een serie impulsen, waarvan de eerste harmonische is voor te stellen door

$$i_{a1} = I_{a1} \cos(\omega t - \psi);$$

in het diagram van fig. 42 is deze grootte derhalve aangeduid door een vector, waarvan de richting samenvalt met die van  $V_{sp}$ .

Wij zien dan, dat de vector  $I_{a1}$  een hoek

$$\chi + \psi = \varphi$$

naijlt bij den factor  $V_{ap}$ ; blijkbaar is deze hoek  $\varphi$  den fasehoek van de anode-impedantie  $Z_a$ , terwijl de modulus  $|Z_a| = R_a \cos \varphi$  van deze impedantie weer met  $V_{ap}$  en  $I_{a1}$  samenhangt, volgens

$$V_{ap} = I_{a1} |Z_a|.$$

Het onderscheid met het vorige geval, waarin  $i_a$  niet afhankelijk is van  $v_a$ , is slechts hierin gelegen dat, daar  $b = 0$ , de vector  $V_{sp}$  samenvalt met  $V_{gp}$  en de hoek  $\psi = 0$  wordt;  $I_{a1}$  valt dan ook samen met  $V_{gp}$  en de hoek  $\chi$  wordt gelijk aan  $\varphi$ .

Op analoge wijze als in het vorige geval is aan te toonen, dat de belastinglijn een ellips is. Daartoe moet men tusschen de vergelijkingen (3, 66), (3, 67) en (3, 68) de grootheden  $\omega t$  en  $v_g$  elimineeren; er blijft dan een tweedegraadsvergelijking tusschen  $i_a$  en  $v_a$  over.

In fig. 43 is zulk een belastinglijn weergegeven, nl. de ellips  $MGHK$ , en ook de belastinglijn  $CBX$ , behoorend bij het geval van den afgestemden anodekring. Wegens de beperkte geldigheid van (3, 72) is van beide lijnen alleen het deel boven de  $v_a$ -as van belang.

Het middelpunt  $X$  van de ellips wordt bepaald door de termen in (3, 68) en (3, 72), die niet van  $t$  afhangen, dus door:

$$v_a = V_a \text{ en } i_a = aV_s = a(V_g + bV_a).$$

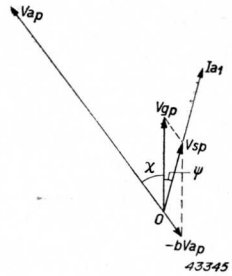


Fig. 42. Vectordia-gram van de verschillende wisselspanningen bij een verstemden anodekring.

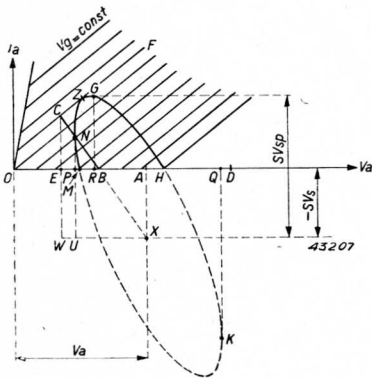


Fig. 43. Als fig. 41, echter nu voor het geval van een triode.

In het geval van den afgestemden kring is  $C$  het punt, waar roosterspanning en anodestroom maximaal worden en waar de anodespanning minimaal wordt.  $CE$  is dan de anodetopstroom en  $AE$  de amplitude van de anodewisselspanning.

Bij verstemming van den anodekring blijft de excitatiespanning ongewijzigd en dus ook de maximale waarde van  $v_g$ ; dus moet de elliptische werklijn raken aan de lijn  $CF$ , waarvan  $v_g$  constant is (punt  $Z$ ).

Voorts blijkt uit fig. 42, dat de eerste harmonische van den anodestroom, en dus ook de anodestroomimpuls, later haar maximum bereikt dan de excitatiespanning, en wel een fasehoek  $\psi$ ; daarom valt in fig. 43 het punt  $G$ , waar  $i_a$  maximaal is, niet samen met  $Z$ , doch wordt door het werkpunt iets later bereikt, nl. ten tijde  $\omega t = \psi$ , terwijl  $Z$  te  $\omega t = 0$  werd gepasseerd. Wegens het impuls karakter van den anodestroom zal een hoek  $\Theta$  vóór en na het bereiken van het maximum de anodestroom nul worden; dit zijn in de figuur de punten  $M$  ( $\omega t = \psi - \Theta$ ) en  $H$  ( $\omega t = \psi + \Theta$ ). Na het bereiken van  $H$  zet de belastinglijn zich voort langs de  $v_a$ -as tot  $Q$ , waar de anodespanning haar maximum bereikt; blijkens (3, 68) is dan  $\omega t = 180^\circ - \chi$ . Vervolgens loopt het werkpunt terug van  $Q$  naar  $A$  ( $\omega t = 270^\circ - \chi$ ) en  $M$ , en langs de ellips via  $N$  ( $\omega t = -\chi$ ) naar  $Z$ .

Ook hier wordt de ellips rechtsom doorlopen, hetgeen in fig. 42 correspondeert met het najlen van  $I_{a1}$  bij  $V_{ap}$ , dus met inductieven anodekring. De grootte van de anodewisselspanning wordt ook hier, zooals reeds werd opgemerkt, gegeven door

$$V_{ap} = I_{a1} R_a \cos \varphi.$$

Bij verstemming van den anodekring neemt  $\cos \varphi$  af; echter  $I_{a1}$  toe, en wel omdat de anodetopstroom,  $I_{ap}$ , toeneemt (fig. 43:  $GR > CE$ ). Practisch echter is deze toeneming niet zeer groot, zulks omdat de statische karakteristieken (waaronder  $CF$ ) een vrij vlak verloop hebben wegens de meestal kleine waarde van de doorwerking. Daarom zal in de uitdrukking voor  $V_{ap}$  de afneming van  $\cos \varphi$  de toeneming van  $I_{a1}$  verre overtreffen, zoodat  $V_{ap}$  zal afnemen. Daarom liggen ook de punten  $P$  en  $Q$ , waartusschen  $v_a$  schommelt, tusschen  $E$  en  $D$ .

*Opmerking:* Bij het verstemmen van den anodekring blijft de stroomhoek  $\Theta$  niet geheel constant. Immers, volgens (3, 73) is  $\cos \Theta = -V_s/V_{sp}$ ; daarin is  $V_s$  constant, doch  $V_{sp}$ , blijkens fig. 42, afhankelijk van de ligging en de grootte van  $V_{ap}$ , dus van de mate van verstemming. Het is gemakkelijk in te zien, dat  $V_{sp}$  het kleinst is bij afgestemden anodekring, en het

grootst, indien de laatste zoover mogelijk buiten afstemming is. In het eerste geval toch vallen de vectoren  $V_{ap}$  en  $-bV_{ap}$  in de lijn van den vector  $V_{gp}$ ; dan is  $V_{sp} = V_{gp} - bV_{ap}$ . In het laatste geval is  $|Z_a| \approx 0$  en dus eveneens  $V_{ap}$  en  $-bV_{ap}$ ; dan is  $V_{sp} = V_{gp}$ .

Het verschil in stuurwisselspanning bedraagt derhalve  $bV_{ap}$ , waarbij  $V_{ap}$  de anodewisselspanning bij afgestemden kring is.

Buiten afstemming neemt dus  $\cos \Theta$  iets af en wordt  $\Theta$  iets grooter; daardoor wordt ook  $f_1(\Theta) = I_{a1}/I_{ap}$  volgens fig. 19 iets grooter.

Echter moet direct worden opgemerkt, dat deze vergroting van  $f_1(\Theta)$  zeer gering is, en wel omdat  $\Theta$  ten slotte weinig verandert, ook al omdat de term  $bV_{ap}$  klein is ten opzichte van den term  $V_{gp}$ .

Practisch kan daarom dit effect wel worden verwaarloosd.

Ten slotte zal het verstemmen van den anodekring tot gevolg hebben, dat de anodegelijkstroom  $I_{ao}$  toeneemt. Want  $I_{ao} = f_o(\Theta) \cdot I_{ap}$ , en wij hebben gezien, dat  $I_{ap}$  bij verstemmen grooter wordt, terwijl ook  $f_o(\Theta)$  iets grooter wordt. Daarom wordt in de practijk bij het afstemmen van den anodekring ingesteld op minimale  $I_{ao}$ .

Dat in afgestemden toestand het afgegeven vermogen maximaal is, volgt uit de formule voor dit vermogen:

$$W_o = \frac{1}{2} I_{a1} \cdot V_{ap} \cdot \cos \varphi.$$

Met

$$V_{ap} = I_{a1} R_a \cos \varphi \text{ of } I_{a1} \cos \varphi = \frac{V_{ap}}{R_a}$$

wordt dat:

$$W_o = \frac{1}{2} \frac{V_{ap}^2}{R_a}.$$

Wij hebben gezien, dat in afstemming  $V_{ap}$  een extreme waarde bereikt; dit zal dus ook met  $W_o$  het geval zijn.

Het afstemmen van den anodekring kan dus ook geschieden door instelling op maximum  $W_o$ .

Ook de roostergelijkstroom zal bij het verstemmen van den anodekring verandering ondergaan. Dit wordt duidelijk, als men in het  $I_g$ - $V_a$ -diagram (fig. 23) de ligging beschouwt van de belastinglijn bij afgestemden kring. Het eindpunt  $A$  van deze belastinglijn duidt aan de maximale waarden van  $v_g$  en  $i_g$ , alsmede de minimale waarde van  $v_a$ . Door het verstemmen van den anodekring neemt, zooals wij gezien hebben, de anodewisselspanning

af, zoodat  $v_{a_{\min}}$  zal toenemen; aangezien echter  $v_{g_{\max}}$  constant blijft, zal het punt  $A$  langs de lijn  $v_g = \text{const.}$  (in dit geval 150 V) naar rechts bewegen, dus  $I_{gp}$  zal afnemen.

Met  $I_{gp}$  zal dan ook  $I_{go}$ , d.i. de roostergelijkstroom, dalen, omdat de roosterstroomhoek  $\Theta_g$  van den roosterstroomimpuls constant blijft en dus  $I_{go}$  verder alleen door  $I_{gp}$  wordt bepaald.

Daaruit volgt, dat in den afgestemden toestand van den anodekring de roostergelijkstroom een maximum bereikt.

Evenals de belastinglijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram, zal ook die in het  $I_g$ - $V_a$ -diagram bij verstemmen van den anodekring een lusvormige gedaante aannemen; de juiste vorm daarvan zal hier echter niet verder worden onderzocht.

#### § 14. Overexcitatie van zendbuizen

In de theorie van de triode als zenderversterker, zooals die in § 7 e.v. werd behandeld, werden de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken voorgesteld door rechte lijnen, die voor lage waarden van de anodespanning eindigden op de rechte  $i_a = \sigma v_a$ , de z.g. grenskarakteristiek, zulks op grond van het beeld, dat in de praktijk door den  $I_a$ - $V_a$ -bundel van bestaande buizen wordt getoond (fig. 22). In deze figuur was tevens te zien, dat de belastinglijn min of meer recht is en alleen aan de bovenzijde een sterk gekromd verloop vertoont. De oorzaak daarvan is blijkbaar, dat bij de gegeven  $V_{gp}$ , dus  $V_{g_{\max}}$ , de  $v_{a_{\min}}$  zeer kleine waarden bereikt, zoodat het eindpunt van de belastinglijn steeds dichterbij de grenskarakteristiek komt te liggen.

Blijkbaar kan de laatstgenoemde toestand worden verkregen hetzij door vergrooing van  $V_{gp}$ , van  $V_{ap}$  of van beide.

Wij zullen nu nagaan welke gevolgen dit heeft.

In aansluiting op § 5, waar voor de belastinglijn  $a$  van fig. 22 werd uitgegaan van

$$V_g = -120 \text{ V}, V_{gp} = 270 \text{ V}, V_a = 2000 \text{ V}, V_{ap} = 1660 \text{ V},$$

construeeren we nu de belastinglijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram van TB 2/500 voor drie andere gevallen, nl.  $V_{ap} = 1500 \text{ V}$ ,  $V_{ap} = 1900 \text{ V}$  en  $V_{ap} = 2200 \text{ V}$ , met dezelfde waarden der andere grootheden.

De methode van berekenen is analoog aan de vroeger behandelde: voor verschillende waarden van  $\omega t$  zijn, met bovenstaande gegevens,  $v_g(t)$  en  $v_a(t)$  te berekenen, en uit het  $I_a$ - $V_a$ -diagram is dan de bijbehorende waarde van  $i_a(t)$  te vinden.



De resultaten zijn weergegeven in de fig. 44 en fig. 45, en wel geeft de eerste figuur de belastinglijnen en de tweede figuur de bijbehorende anodestroomimpulsen, waarbij *a*, *b*, *c* en *d* voorstellen de gevallen  $V_{ap} = 1500, 1660, 1900$  en  $2200$  V.

Uit fig. 44 blijkt dat, bij constant blijvende  $V_{gp}$  en toenemende  $V_{ap}$ , de belastinglijn aan de bovenzijde steeds meer gaat ombuigen, waarbij het eindpunt eerst langs de lijn

$v_g = 150$  V en daarna langs de grenskaracteristiek steeds verder naar beneden schuift, om ten slotte, wanneer de anodewisselspanning groter wordt dan de anodegelijkspanning, terecht te komen op de negatieve  $v_a$ -as.  $C_1, C_2, C_3$  en  $C_4$  zijn de bedoelde eindpunten voor de vier beschouwde gevallen.

Daaruit volgt direct, dat de anodestroomimpulsen bij dit proces eerst gaan afplatten (*b* in fig. 45) en vervolgens een indeuking verkrijgen (*c*), die zich ten slotte tot de abscissenas kan voortzetten (*d*).

Met den regel van Simpson berekenen we de componenten  $I_{a0}$  en  $I_{a1}$  van den anodestroom voor ieder der vier gevallen; dan zijn daarna  $W_i, W_o, \eta$  en  $R_a$  gemakkelijk te bepalen. Het resultaat vindt men in de volgende tabel en in fig. 46.

Tabel IV

Belastinglijn	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
$I_{a0}$ (mA)	489	447	332	148
$I_{a1}$ (mA)	836	758	547	211
$W_i$ (W)	978	894	664	296
$W_o$ (W)	627	629	520	232
$\eta$ (%)	64,0	70,3	78,3	78,4
$R_a$ ( $\Omega$ )	1795	2190	3470	9490
$V_{ap}$ (V)	1500	1660	1900	2200

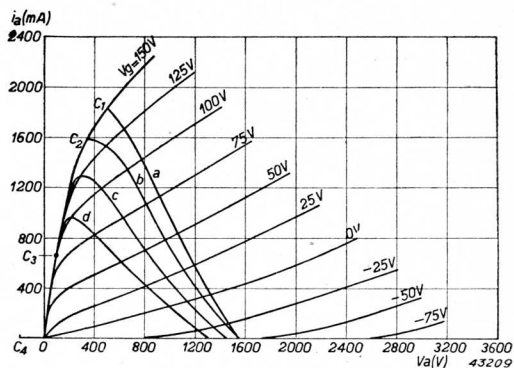


Fig. 44. Verschillende belastinglijnen in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram van de triode TB 2/500: a)  $V_{ap} = 1500$  V; b)  $V_{ap} = 1660$  V; c)  $V_{ap} = 1900$  V; d)  $V_{ap} = 2200$  V.

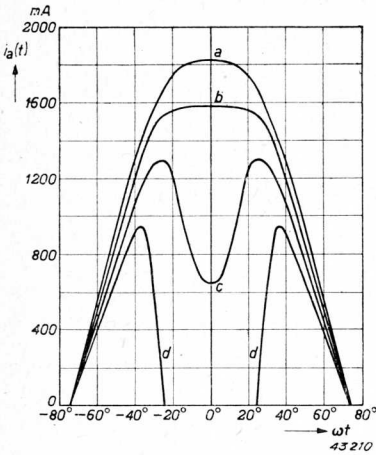


Fig. 45. Anodestroomimpulsen, behorend bij de belastinglijnen van fig. 44.

Daaruit blijkt, dat het grootste vermogen wordt geleverd bij  $R_a = \text{ca. } 2200 \Omega$ , dus bij de belastinglijn *b*. Bij vergrooting van  $R_a$  neemt  $W_o$  af, wat wel moet worden toegeschreven aan het optreden van de indeuking in de anodestroomimpulsen, waardoor de component  $I_{a1}$  sterk verkleint.

Opvallend is verder, dat het rendement blijft toenemen tot  $R_a = \text{ca. } 3500 \Omega$ , en daarna constant blijft. De verklaring hiervoor is, dat de verhouding  $I_{a1}/I_{a0}$ , die voorkomt in de uitdrukking voor  $\eta$  in de drie gevallen *a*, *b* en *c*, vrijwel eenzelfde waarde heeft en pas gaat afnemen indien, zoals bij *d*, de indeuking zich tot aan de

abscissenas heeft uitgebreid. Dit laatste nu heeft plaats voor  $R_a > 3500 \Omega$ . Voor  $R_a < 3500 \Omega$  zal derhalve de stijging van het rendement bij toenemende  $R_a$  worden beheerscht door de toeneming van  $V_{ap}/V_a$ , terwijl voor  $R_a > 3500 \Omega$  de toeneming van  $V_{ap}/V_a$  vrijwel wordt gecompenseerd door de afneming van  $I_{a1}/I_{a0}$ , waardoor het rendement constant blijft.

Uit dit voorbeeld blijkt, dat de gunstigste instelling die is, waarbij de belastinglijn de neiging begint te vertoonen naar beneden om te buigen. Het afgegeven vermogen is dan zoo groot mogelijk (bij de gegeven excitatiespanning) en het rendement behoorlijk. Bij hogere waarden van  $R_a$  kan slechts weinig hoger rendement worden verkregen, terwijl het vermogen afneemt; bovendien neemt de roosterstroom en dus het stuurvermogen sterk toe.

Dit laatste wordt aangetoond door fig. 47, waar, voor de verschillende gevallen, de roosterstroomimpuls wordt weergegeven. Uit deze figuur kan men den gelijkstroomcomponent  $I_{g0}$  en de eerste harmonische  $I_{g1}$  van den rooster-

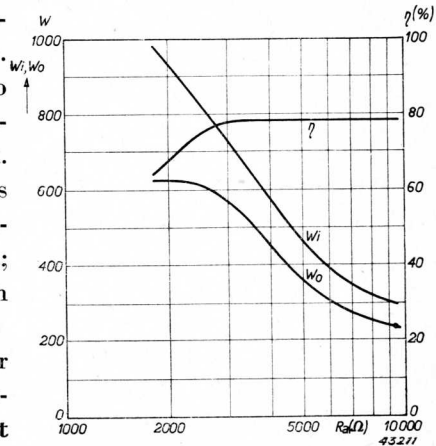


Fig. 46.  $W_i$ ,  $W_o$  en  $\eta$  als functies van  $R_a$  voor de triode TB 2/500, berekend uit de belastinglijnen van fig. 44.

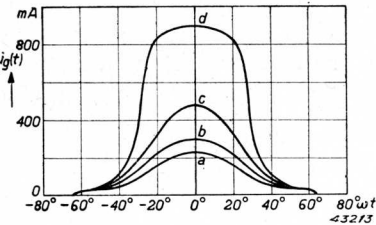


Fig. 47. Roosterstroomimpulsen, behoorend bij de belastinglijnen a, b, c en d van fig. 44.

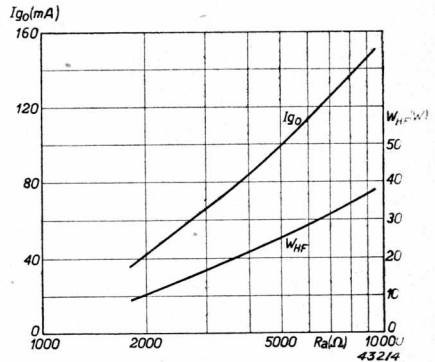


Fig. 48.  $I_{go}$  en  $W_{HF}$  als functies van  $R_a$ , berekend met behulp van fig. 47.

stroom berekenen, en met behulp van dezen ook het stuurvermogen. Men vindt dan het volgende:

Tabel V

Belastinglijn	a	b	c	d
$I_{go}$ (mA) =	35	48	74	150
$I_{g1}$ (mA) =	65	89	139	282
$W_{HF}$ (W) =	8,8	12,0	18,8	38,0

In fig. 48 zijn  $I_{go}$  en  $W_{HF}$  weergegeven als functies van  $R_a$ .

De sterke toeneming van het stuurvermogen bij overexcitatie is toe te schrijven aan het sterke oplopen van de  $I_g-V_a$ -karakteristieken in de nabijheid van de  $I_g$ -as (zie fig. 23).

### § 15. Nadeelen van de triode als zenderversterker

In § 12 werd reeds opgemerkt, dat in het  $I_a-V_a$ -diagram van de triode TB 2/500 (fig. 22) de ligging van de verschillende belastinglijnen zoodanig is, dat ze alle voor een belangrijk deel liggen in het gebied, waar  $v_g$  positief is. Dit heeft tot gevolg, dat bij het uitsturen van de zendbuis volgens deze instellingen tamelijk veel roosterstroom vloeit, zoodat een zeker stuurvermogen noodig is. Dit stuurvermogen moet worden geleverd door den trap, die aan den beschouwdend zenderversterker voorafgaat. Aan-

gezien het uiteraard voordeelig is, een zender met een bepaald eindvermogen op te bouwen uit een zoo gering mogelijk aantal trappen, is het van belang dat voor iederen trap de verhouding van het afgegeven vermogen tot het stuurvermogen, de z.g. energieversterking, zoo groot mogelijk is, of, met andere woorden, dat het stuurvermogen zoo klein mogelijk is.

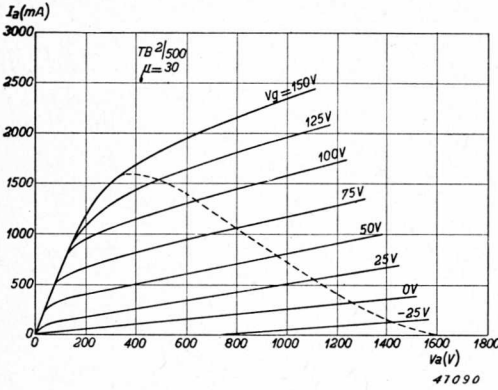


Fig. 49. Karakteristieken van TB 2/500 ( $\mu = 30$ ), met belastinglijn voor  $V_a = 2000$  V,  $I_{ap} = 1600$  mA,  $V_{a\min} = 340$  V.

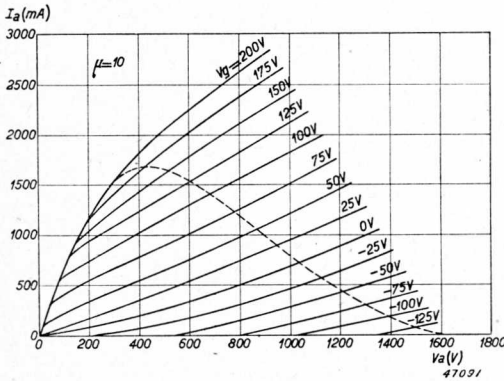


Fig. 50. Karakteristieken van een aan TB 2/500 analoge triode, maar met  $\mu = 10$ . Gegevens van de belastinglijn dezelfde als in fig. 49. Door de verlaging van  $\mu$  blijkt zoowel  $V_{gp}$  als  $V_{g\max}$  te worden verhoogd.

Men zou verwachten dit te kunnen bereiken door de statische  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken zoodanig te veranderen, dat de belastinglijn voor een belangrijk deel valt in het gebied van negatieve  $v_g$ . Bij de triode moet men dan trachten, de karakteristiek voor  $V_g = 0$  V zoo steil mogelijk te doen verlopen, m.a.w. bij gegeven  $V_a$  en  $V_g = 0$  moet  $I_a$  zoo hoog mogelijk worden opgevoerd. Het is duidelijk, dat de eenige mogelijkheid daartoe bij de triode is, den invloed van de anodespanning op de grootte van den anodestroom te doen toenemen, m.a.w. de doorwerking van de anode door het rooster te vergrooten.

In fig. 49 en fig. 50 is de beteekenis van deze doorwerking voor de ligging van de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken geïllustreerd: fig. 49 is de  $I_a$ - $V_a$  bundel van de triode TB 2/500, waarvoor  $\mu = 30$ , dus  $D = 1/\mu = 0,033$ ; fig. 50 dezelfde bundel, berekend voor een analoog geconstrueerde triode met  $\mu = 10$ , dus  $D = 0,1$ . Inderdaad verloopt bij de laatste buis de karak-

teristiek voor  $V_g = 0$  veel steiler. Op grond hiervan zou men dus kunnen meenen, dat een groote doorwerking gewenscht is ter wille van een gering excitatievermogen. Dat dit niet juist is, wordt duidelijk, indien men voor beide typen de belastinglijn construeert voor eenzelfde klasse C-instelling. We kiezen  $V_a = 2000$  V en  $I_{ap} = 1600$  mA, verder  $V_{a_{\min}} = \text{ca. } 340$  V. Dan blijkt dat bij de lage  $\mu$ -buis:  $V_{g_{\max}} = 200$  V, bij de hooge  $\mu$ -buis:  $V_{g_{\max}} = 150$  V moet zijn. Kieszen we bij de laatste:  $V_g = -120$  V, dan wordt  $V_{gp} = 270$  V en  $\cos \Theta = 0,248$ . Wil men bij de lage  $\mu$ -buis dezelfde  $\Theta$  verkrijgen, dan moet  $V_g = -275$  V zijn, dus  $V_{gp} = 475$  V. De belastinglijn wordt dus voor de beide buizen gegeven door de volgende vergelijkingen:

$$\begin{aligned} \text{TB } 2/500 \ (\mu = 30) & \quad \left\{ \begin{array}{l} v_g = -120 + 270 \cos \omega t \\ v_a = 2000 - 1660 \cos \omega t \end{array} \right. \\ \text{Analoge buis } (\mu = 10) & \quad \left\{ \begin{array}{l} v_g = -275 + 475 \cos \omega t \\ v_a = 2000 - 1660 \cos \omega t \end{array} \right. \end{aligned}$$

Deze belastinglijnen zijn weergegeven in de figuren 49 en 50.

Het blijkt dus dat de buis met lage  $\mu$  ten eerste een hoogere  $V_{g_{\max}}$  en ten tweede een veel grootere  $V_{gp}$  heeft dan de buis met hooge  $\mu$ . We kunnen dit verklaren door gebruik te maken van de uitdrukking (3, 17) voor de spanning van een triode die, in een eenigszins anderen vorm geschreven, luidt:

$$v_s = \frac{\mu v_g + v_a}{\mu + C} = v_g \frac{\mu + v_a/v_g}{\mu + C}.$$

Hierin mag  $C$  voor buizen van analogen bouw als een constante worden beschouwd, die in het onderhavige geval ongeveer de waarde 6 heeft. De maximum waarde  $I_{ap}$  van  $i_a$ , dus ook die van  $v_s$  wordt bereikt wanneer  $v_a$  een lage waarde heeft, waarbij hier  $v_a/v_g < C$  blijkt te zijn. In dit geval moet men, ten einde bij dezelfde  $v_a$  ook dezelfde  $v_s$  te verwezenlijken,  $v_g$  grooter nemen naarmate  $\mu$  kleiner is; hiermee is dus de grootere waarde van  $V_{g_{\max}}$  bij kleinere  $\mu$  verklaard.

In de tweede plaats is in dit geval ook  $V_{gp}$  grooter. Dit volgt uit het feit dat, volgens de bovenstaande formule, voor het punt waar  $i_a = 0$ , dus ook  $v_s = 0$  is,  $v_g$  omgekeerd evenredig met  $\mu$  blijkt te zijn. Een lage  $\mu$  gaat dus gepaard met een sterker negatieve waarde van  $v_g$  en, daar bij de vergelijking de stroomhoek gelijk genomen werd, moet ook  $V_{gp}$  bij de lage  $\mu$ -buis aanzienlijk grooter zijn dan bij de hooge  $\mu$ -buis.

De uit de formules en uit de bovenstaande redeneering volgende toename van  $V_{g_{\max}}$  en  $V_{gp}$  bij afnemende  $\mu$  leiden nu tot het volgende resultaat. Dank zij de toename van  $V_{g_{\max}}$  neemt ook de roosterstroom toe. Dit effect wordt weliswaar weer verminderd door den geringeren roosterstroomhoek, maar het resultaat van beide factoren is toch dat de oorspronkelijk verwachte verlaging van den gemiddelden roosterstroom  $I_{go}$  door verlaging van de  $\mu$  niet of slechts in geringe mate optreedt. Daar nu het stuurvermogen volgens (3, 59) evenredig is met  $I_{go}$ ,  $V_{gp}$ , en  $V_{gp}$  bij de lage  $\mu$ -buis veel grooter is dan bij de hooge  $\mu$ -buis, moeten we concludeeren dat het stuurvermogen hier grooter is en de verkleining van  $\mu$  dus in dit opzicht nadeelig is in plaats van voordeelig.

Bij de moderne trioden is dan ook duidelijk het streven kenbaar om de  $\mu$  zoo hoog mogelijk op te voeren. Het blijkt, o.a. ten gevolge van dezen maatregel, mogelijk te zijn een energieversterking van 50 maal en meer te bereiken.

Nog hoogere waarden voor de energieversterking kunnen worden bereikt door de toepassing van schermroosterbuizen.

Deze zullen worden behandeld in het volgende hoofdstuk.

## HOOFDSTUK IV

### De tetrode en de penthode als zenderversterker

#### § 1. De betekenis van het schermrooster

Zoals bekend mag worden verondersteld, is de schermroosterbuis uit de triode ontstaan door tusschen het stuurrooster en de anode een tweede rooster, het z.g. schermrooster, aan te brengen, dat een constante positieve potentiaal heeft ten opzichte van de gloeikathode.

Het deel van de buis, dat gevormd wordt door de kathode, het stuur- en het schermrooster, kan men nu beschouwen als een triode, waarbij de schermroosterspanning de rol van anodespanning vervult. De grootte van den stroom, die zich, onder invloed van stuur- en schermroosterspanning, beweegt in de richting van het schermrooster, is dus op dezelfde wijze afhankelijk van deze spanningen, als dit bij een normale triode met den anodestroom het geval is. Deze stroom zal echter, wegens de gaas- of spiraalstructuur van het schermrooster, voor het grootste deel dit rooster passeeren en zich begeven naar de daarachter gelegen anode, terwijl slechts een klein gedeelte op het schermrooster terechtkomt. Vandaar dan ook dat, wat bij een triode de  $I_a-V_g$ -karakteristieken (bij constante  $V_a$ ) zijn, bij de schermroosterbuis de  $I_a-V_{g1}$ -karakteristieken heeten, echter met de schermroosterspanning  $V_{g2}$  als parameter. (De anode wordt geacht aan een positieve potentiaal t.o.v. de kathode te liggen.) Evenals bij een triode de ligging van de  $I_a-V_g$ -karakteristieken bepaald wordt door de waarde van  $V_a$ , en wel zoodanig, dat de karakteristiek naar links verschuift indien  $V_a$  grooter wordt, zoo wordt bij een tetrode deze ligging door  $V_{g2}$  bepaald; men kan dus de karakteristiek naar links (d.i. naar het gebied van negatieve  $V_{g1}$ ) verschuiven, door verhooging van  $V_{g2}$ .

De anodespanning heeft nu praktisch geen invloed meer op de grootte van den anodestroom, omdat zulks door de afschermdende werking van het schermrooster wordt verhinderd (het gebied van de zeer lage anodespanning laten we voorloopig buiten beschouwing).

Wordt zulk een buis als zenderversterker gebruikt en op het stuurrooster geëxciteerd met wisselspanning, dan zal men, ter bepaling van den anodestroom uit het  $I_a-V_{g1}$ -diagram, slechts behoeven te rekenen met één statische karakteristiek, n.l. die, welke behoort bij de schermroosterspanning, waarmee men de buis laat werken.



Dit beteekent dus, dat de dynamische  $I_a$ - $V_{g_1}$ -karakteristiek identiek is met de statische; in vergelijking met de triode is dus de dynamische karakteristiek steiler geworden, zoodat een bepaalde anode-topstroom bereikt wordt met minder sterk positieve spanning op het stuurrooster, en derhalve de roosterstroom kleiner zal zijn. Dit gunstig effect kan eventueel nog worden versterkt door  $V_{g_2}$  op te voeren, waardoor de karakteristiek naar links verschuift, zoodat voor een gegeven anode-topstroom met nog minder positieve stuurroosterspanning kan worden volstaan. Overigens kan de vergrooing van  $V_{g_2}$  niet onbepert worden voortgezet, omdat het schermrooster nu eenmaal een zeker deel opvangt van den doorgaanden kathodestroom, die aanleiding geeft tot schermroosterdissipatie, en uiteraard wel des te meer, naarmate de schermroosterspanning grooter is. Practisch kan men dus met de verhooging van  $V_{g_2}$  slechts zoover gaan als de maximaal toegelaten schermroosterdissipatie, bij de gegeven stuurroosterwisselspanning, dit toelaat.

## § 2. Secundaire emissie

Door de afschermende werking van het schermrooster zal de invloed van de anodespanning (afgezien van zeer lage waarden) op den kathodestroom practisch nihil zijn. Aangezien de anodestroom slechts iets kleiner is dan de kathodestroom, en wel ten bedrage van den stuur- en schermroosterstroom, zal ook de anodestroom nagenoeg niet door de anodespanning worden beïnvloed.

Op grond hiervan verwacht men, dat de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van een tetrode vrijwel parallel met de  $V_a$ -as loopen.

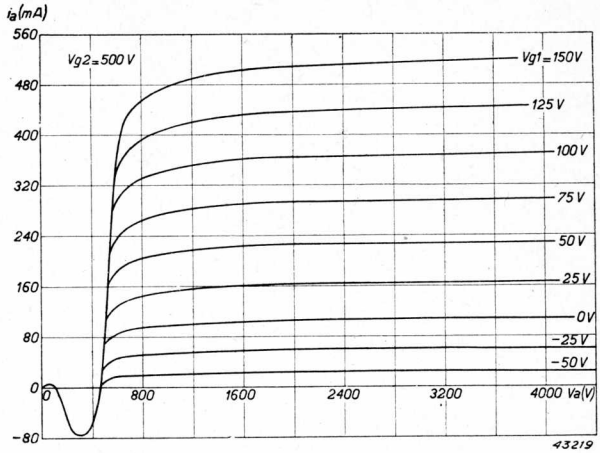
In fig. 51 zijn deze karakteristieken weergegeven voor de tetrode QB 2/75, en wel voor een schermroosterspanning van 500 V. Inderdaad voldoet het verloop der karakteristiek vrij behoorlijk aan de verwachting, echter alleen voor het gebied  $V_a > \text{ca. } 500$  V. Wordt de anodespanning gelijk aan of kleiner dan 500 V, dan daalt de anodestroom plotseling zeer sterk en wordt zelfs negatief, terwijl bij  $V_a = 0$  de waarde nul wordt bereikt.

In fig. 52 zijn voorts de schermroosterstroomkarakteristieken weergegeven, gevende  $I_{g_2}$  als functie van  $V_a$ , met  $V_{g_1}$  als parameter. Daaruit blijkt dat, voor  $V_a > \text{ca. } 650$  V, de schermroosterstroom negatief is, doch bij  $V_a = 650$  V plotseling sterk positief wordt, en dit blijft voor kleinere waarden van de anodespanning.

Deze verschijnselen worden, zooals bekend, verklaard door de secundaire

§ 2. Secundaire emissie

Fig. 51.  $I_a-V_a$ -karakteristieken van de tetrode QB 2/75, voor  $V_{g2} = 500$  V.



emissie van anode en schermrooster. Door het bombardement van de electronen van den kathodestroom worden zoowel uit de anode als uit het schermrooster de z.g. secundaire electronen vrijgemaakt. Is nu de anodespanning hooger dan de schermroosterspanning, dan is het veld tusschen schermrooster en anode voor electronen versnellend in de richting van de anode; de secundaire electronen van het schermrooster zullen dus naar de anode gaan en bijdragen tot den anodestroom, terwijl ze den (uitwendig gemeten) schermroosterstroom verminderen. Aangezien per botsend electron meer dan één secundair electron kan worden vrijgemaakt, kan de stroom der wegvloeiende secundaire electronen grooter zijn dan die der primair opvallende, en kan dus de (uitwendige) schermroosterstroom negatief zijn.

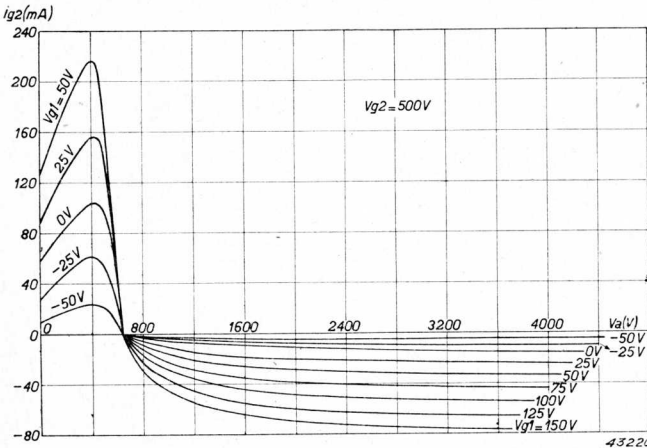


Fig. 52.  $I_{g2}-V_a$ -karakteristieken van de tetrode QB 2/75, voor  $V_{g2} = 500$  V.

De secundaire electronen, die uit de anode worden vrijgemaakt, kunnen zich wegens het remmende veld niet verwijderen en vallen op de anode terug; zij spelen dus geen rol.

Wij komen dus tot de conclusie, dat voor  $v_a > V_{g2}$  de (uitwendig gemeten) anodestroom gelijk is aan de som van de primair opvallende electronen en de secundaire electronen van het schermrooster. Aangezien de eerste categorie verreweg het grootst in aantal is, zal het gedrag van den anodestroom voor  $v_a > V_{g2}$  nagenoeg gelijk zijn aan dat voor het geval van afwezigheid van secundaire emissie, d.w.z. de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken zullen in dit gebied in eerste benadering evenwijdig met de  $V_a$ -as lopen. Is  $v_a < V_{g2}$ , dan zullen daarentegen de secundaire anode-electronen van de anode wegvloeiën, terwijl die van het schermrooster op dit laatste moeten terugvallen; derhalve zal nu de anodestroom bestaan uit het verschil van de primair opvallende en de secundair wegvloeiende electronen. De laatste kunnen groter in aantal zijn dan de eerste en daardoor kan de uitwendig gemeten anodestroom negatief worden. De schermroosterstroom daarentegen bestaat nu uit de primair opvallende electronen en een groot gedeelte van de secundaire anode-electronen; die stroom zal dus sterk positief worden.

Daarmee is het verloop van  $I_a$  en  $I_{g2}$  als functie van  $V_a$  kwalitatief verklaard.

Vergelijkt men nu de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van een triode (fig. 22) met die van een tetrode (fig. 51), dan is het volgende op te merken.

In beide gevallen wordt de bundel aan de linkerzijde begrensd door een steil verloopende grenslijn; evenals bij een triode, zal dus ook bij een tetrode de uitsturing van de anodespanning slechts tot aan deze lijn kunnen plaats hebben.

Daar deze grenslijn gelegen is ongeveer ter plaatse  $v_a = V_{g2}$ , beteekent zulks, dat de anodewisselspanning ten hoogste gelijk zal kunnen worden

aan het verschil tusschen anode- en schermrooster-gelijkspanning. Daaruit volgt, dat het rendement van tetroden betrekkelijk

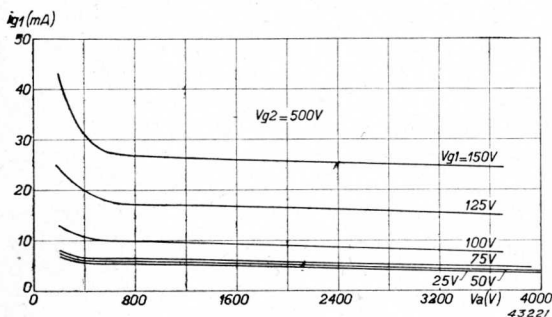


Fig. 53.  $I_{g1}$ - $V_a$ -karakteristieken van de tetrode QB 2/75, voor  $V_{g2} = 500$  V.

laag zal zijn, omdat immers in de uitdrukking voor het rendement het quotiënt  $V_{ap}/V_a$  optreedt, dat dus ten hoogste gelijk wordt aan  $V_a - V_{g2}/V_a = 1 - V_{g2}/V_a$ ; hoe grooter derhalve de schermroosterspanning in vergelijking tot de anodespanning, des te kleiner zal het rendement zijn.

In fig. 53 zijn de stuurroosterstroomkarakteristieken van QB 2/75 weergegeven. Deze vertoonen de belangrijke eigenschap, dat zij nagenoeg evenwijdig met de  $V_a$ -as lopen, althans in het gebied, waarin de uitsturing van de anodespanning plaats heeft. De stuurroosterstroom is hier (ten gevolge van de afscherpende werking van het schermrooster) niet afhankelijk van de anodewisselspanning, zooals dat bij een triode het geval is (vgl. fig. 23), wat dus inhoudt, dat volledige uitsturing van de anodespanning kan plaats hebben, zonder dat dit met een overmatig excitatievermogen gepaard gaat. Hierin is derhalve het groote voordeel van een tetrode boven een triode gelegen.

Een andere gunstige eigenschap is nog, dat de capaciteit van de anode ten opzichte van het stuurrooster zeer klein is, ten gevolge van de afscherpende werking van het schermrooster. Aangezien deze capaciteit een electrostatische koppeling beteekent tusschen anode en stuurrooster, is ze bij de werking van de buis een storend element en is het van belang, dat deze capaciteit zoo klein mogelijk is. Ter illustratie zij vermeld, dat bij TB 2/500  $C_{ag} = 6$  pF is; daarentegen is bij QB 2/75:  $C_{ag1} = 0,02$  pF.

### § 3. Het vangrooster

Vanzelfsprekend heeft men getracht, den nadeeligen invloed van de secundaire emissie bij het uitsturen van tetroden te elimineeren. Een van de methoden, waarmee dit is gelukt, is het aanbrenge, tusschen schermrooster en anode, van een derde rooster, dat de potentiaal van de kathode heeft. Dit heeft tot gevolg, dat in de ruimte tusschen schermrooster en anode een vlak van lage potentiaal is; deze potentiaaldrempel verhindert het overgaan van de secundaire electronen, zoowel die van het schermrooster als die van de anode; daarentegen zullen de electronen van den kathodestroom, nadat zij het schermrooster zijn gepasseerd, niet worden tegengehouden, aangezien de snelheid waarmee zij de ruimte  $g_2$ -anode binnentreden, veel grooter is dan de snelheid waarmee de secundaire electronen uittreden.

Het gevolg van het aanbrenge van het vangrooster moet dus zijn, dat de sterke daling in de anodestroomkarakteristieken ter plaatse  $v_a \approx V_{g2}$

#### IV. De tetrode en de penthode als zenderversterker

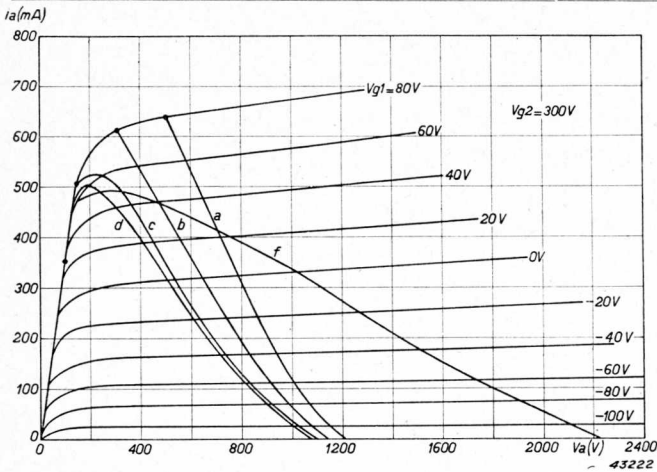


Fig. 54.  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V, met belastinglijnen a, b, c, d en f.

niet meer optreedt. Dit wordt geïllustreerd door fig. 54, waar deze karakteristieken zijn weergegeven voor de penthode PC 1,5/100, voor een schermroosterspanning van 300 V. Men ziet dat, bij  $v_a = 300$  V, de karakteristieken niets bijzonders vertoonen en normaal doorlopen tot ze bij lage waarden van  $v_a$  eindigen in de grenskarakteristiek.

Voor de sterke daling van den anodestroom bij lage anodespanning (m.a.w. het bestaan van een grenskarakteristiek) zijn twee oorzaken aan te wijzen. In de eerste plaats ondergaan de electronen, door de aanwezigheid van de verschillende roosters, afbuigingen uit de oorspronkelijke richting (die loodrecht staat op de vlakken der verschillende electroden), waardoor een groot gedeelte van hen de anode niet meer kan bereiken, als deze op een lage potentiaal staat, wat bij een ongestoorde beweging wèl het geval is. Deze electronen keeren dus terug, en wel is hun aantal des te grooter, naarmate de anodespanning lager is.

In de tweede plaats ontstaat er, althans bij groote stroomsterkten, een niet onaanzienlijke negatieve ruimtelading in de ruimte tusschen schermrooster en anode, speciaal bij lage anodespanning, waardoor een remmende invloed wordt uitgeoefend op de electronen, die het schermrooster gepasseerd zijn en op weg zijn naar de anode. Ook dit effect wordt sterker naarmate de anodespanning lager wordt.

De schermroosterstroom is als functie van de anodespanning weergegeven in fig. 55. Deze stroom vertoont dus min of meer het verloop, dat bij de triode de stuurroosterstroom bleek te bezitten, nl. het oploopen bij lage anodespanning. In analogie met wat bij de triode bleek, nl. het oploopen van den stuurroosterstroom bij extreem hoge anodespanning.

### § 3. Het vangrooster

spanning, kan men dus hier in zoo'n geval het oploopen van den schermroosterstroom verwachten.

De stuurroosterstroom van deze penthode is afgebeeld in fig. 56. Men ziet weer dat, evenals bij de tetrode, deze stroom nagenoeg onafhankelijk is van  $v_a$ , zoodat bij hooge anodewisselspanning geen toeneming van den stuurroosterstroom is te verwachten. Dit beteekent derhalve, dat de buis kan worden uitgestuurd met goed rendement bij klein stuurvermogen.

In de laatste jaren zijn de tetroden, althans voor zoover het de typen betreft, waarin niet door andere middelen dan het hierboven beschreven vangrooster secundaire emissie onschadelijk is gemaakt, veelal verdrongen door de penthoden. In de volgende § houden wij ons daarom uitsluitend met de penthoden bezig.

### § 4. Energie-omzetting bij penthoden

Vergelijkt men de statische karakteristieken van een penthode (fig. 54) met die van een triode (fig. 22), dan ziet men, dat van beide typen deze karakteristieken met goede benadering door rechte lijnen kunnen worden voorgesteld op de wijze van fig. 25. Daaruit volgt, dat de theorie, die voor de triode in hoofdstuk II, § 5 e.v. werd ontwikkeld, onveranderd geldig is voor penthoden. Voor de beschouwingen ten aanzien van maximaal te bereiken vermogen, onder inachtneming van de verschillende begrenzungen (anodedissipatie, anode-gelijkstroom, anode-topstroom) wordt daarom verwezen naar genoemd hoofdstuk. Slechts bij het berekenen van den stroomhoek dient erop te worden gelet, dat de anodestroom ook afhankelijk

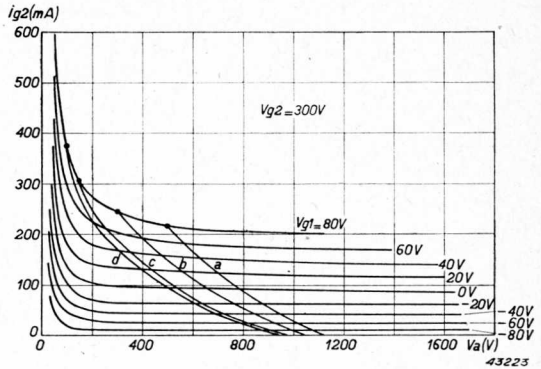
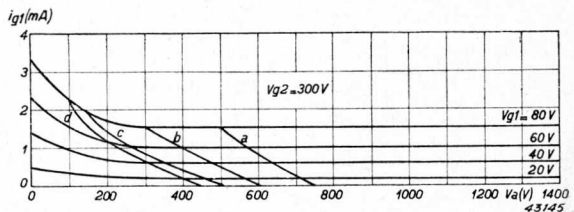


Fig. 55.  $I_{g2}$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V, met belastinglijnen a, b, c en d.

Fig. 56.  $I_{g1}$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V, met belastinglijnen a, b, c en d.



is van de schermroosterspanning, en wel is in dit verband te schrijven:  
 $i_a = a (v_{g1} + bv_a + cv_{g2})$ . Substitueert men hierin  $v_{g1} = V_{g1} + V_{g1P} \cos \omega t$ ,  
 $v_a = V_a - V_{ap} \cos \omega t$ , en bedenkt men, dat voor  $\omega t = \Theta$ ,  $i_a = 0$  wordt,  
 dan volgt hieruit:

$$\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - bV_a - cV_{g2}}{V_{g1P} - bV_{ap}}.$$

In het geval van een ideale penthode, waarbij  $b = 0$ , gaat deze formule over in:

$$\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - cV_{g2}}{V_{g1P}}.$$

Als extra factor treedt bij penthoden de schermroosterdissipatie op, die, ter wille van de bedrijfszekerheid van de buis, een bepaalde waarde niet mag overschrijden.

Ten einde eenig idee te krijgen van de grootte van deze dissipatie in afhankelijkheid van de instelling van de buis, berekenen we eenige instellingen voor de penthode PC 1,5/100.

We kiezen:

$V_a = 1500$  V;  $V_{g1} = -200$  V;  $V_{g2} = 300$  V;  $V_{g3} = 0$  V;  $V_{g1P} = 280$  V,  
 en verder resp.:

a)  $V_{ap} = 1000$  V; b)  $V_{ap} = 1200$  V; c)  $V_{ap} = 1350$  V; d)  $V_{ap} = 1400$  V.

Uit de formules:

$$\begin{aligned} v_g(t) &= -200 + 280 \cos \omega t, \\ v_a(t) &= 1500 - V_{ap} \cos \omega t, \end{aligned}$$

kunnen  $v_g(t)$  en  $v_a(t)$  worden berekend als functies van  $\omega t$ ; uit fig. 54, 55 en 56 vindt men vervolgens  $i_a$ ,  $i_{g2}$  en  $i_{g1}$ .

De belastinglijnen zijn in deze figuren weergegeven. Verder toonen de figuren 57, 58 en 59 de verschillende stroomimpulsen, resp. voor  $i_a$ ,  $i_{g2}$  en  $i_{g1}$ , waaruit op de bekende wijze  $I_{a0}$ ,  $I_{a1}$ ,  $I_{g20}$ ,  $I_{g10}$ ,  $W_i$ ,  $W_o$ ,  $W_a$ ,  $W_{g2}$  en  $\eta$  kunnen worden gevonden als functies van  $R_a$ . Deze grootheden zijn weergegeven in de figuren 60 en 61 (d.w.z. voor ieder der genoemde grootheden was de waarde berekend voor vier verschillende waarden van  $V_{ap}$ , dus eveneens voor vier waarden van  $R_a$ . De krommen in fig. 60 en 61 zijn vloeiend getrokken door deze berekende punten.)

Evenals bij de triode (fig. 46), treedt bij een bepaalde waarde van  $R_a$  een maximum van  $W_o$  op; uit fig. 57 blijkt vervolgens, dat bij deze waarde



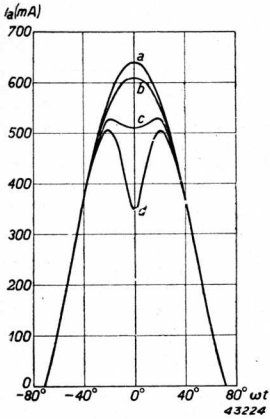


Fig. 57. Anodestroomimpulsen, behorend bij de belastinglijnen van fig. 54:

- a)  $V_{ap} = 1000 \text{ V}$
- b)  $V_{ap} = 1200 \text{ V}$
- c)  $V_{ap} = 1350 \text{ V}$
- d)  $V_{ap} = 1400 \text{ V}$ .

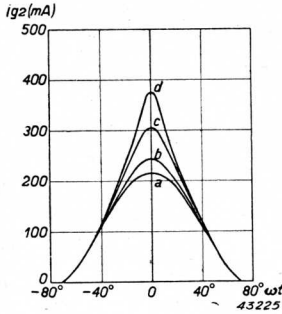


Fig. 58. Schermroosterstroomimpulsen, behorend bij de belastinglijnen a, b, c en d van fig. 55.

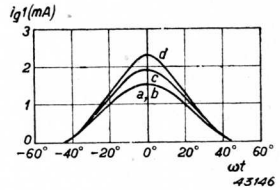


Fig. 59. Stuurroosterstroomimpulsen, behorend bij de belastinglijnen a, b, c en d van fig. 56.

van  $R_a$  de anodestroomimpulsen juist een indeking beginnen te vertoonen, dus dat (fig. 54) de werklijn (c) ombuigt in de richting van de grenskarakteristiek.

Tevens wordt bij deze waarde van  $R_a$  het rendement vrijwel constant. De schermroosterdissipatie stijgt voortdurend naarmate  $R_a$  toeneemt; dit is een gevolg van de steeds toenemende amplitude van de schermroosterstroomimpulsen, wat, blijkens fig. 55, weer een gevolg is van het oploopen der  $I_{g2}-V_a$ -karakteristieken in de nabijheid van de  $I_{g2}$ -as.

De stuurroosterstroom (fig. 61) verandert practisch niet met  $R_a$ , dit in tegenstelling tot den stuurroosterstroom bij trioden (fig. 48), en zulks in overeenstemming met fig. 59 en fig. 56.

In het beschouwde voorbeeld is  $W_{o,max} = 163 \text{ W}$  bij  $R_a = 5500 \Omega$ ; daarbij behooren  $W_a = 49 \text{ W}$ ,  $W_{g2} = 17 \text{ W}$ ,  $\eta = 77\%$ ,  $I_{a0} = 141 \text{ mA}$ ,  $I_{g20} = 57 \text{ mA}$ ,  $I_{g10} = 0,5 \text{ mA}$ , dus  $I_{k0} = 198,5 \text{ mA}$ . De grootheden, die hier aan begrenzungen onderworpen zijn, zijn  $W_a$  (= max. 85 W),  $W_{g2}$  (= max. 25 W) en  $I_{k0}$  (= max. 200 mA). Blijkbaar is bij bovengenoemde instelling de kathodestroom juist aan zijn maximum toe; het H.F. vermogen wordt hier dus door den kathodestroom begrensd, en niet door de anode- of schermroosterdissipatie.

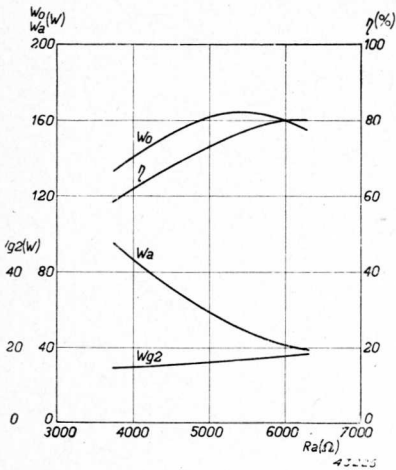


Fig. 50.  $W_0, W_a, W_{g2}$  en  $\eta$  als functie van  $R_a$ , berekend uit de belastinglijnen van de fig. 54 en 55.

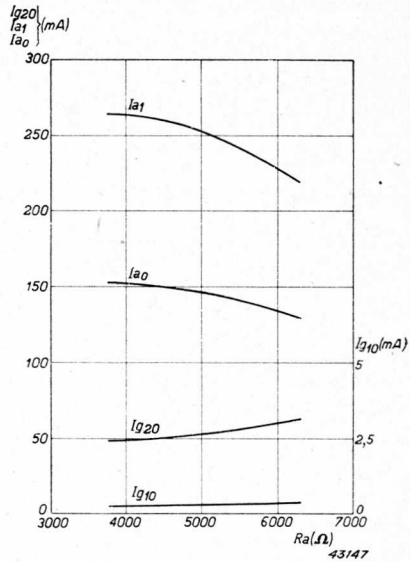


Fig. 61.  $I_{a0}, I_{a1}, I_{g20}, I_{g10}$  als functie van  $R_a$ , berekend uit de belastinglijnen van de fig. 54 55 en 56.

### § 5. Vergelijking van penthoden, tetroden en trioden

Resumeeren wij in het kort de voordeelen van penthoden t.o.v. tetroden en trioden, dan vinden wij het volgende:

- Het stuurvermogen van penthoden en tetroden is voor hetzelfde afgegeven vermogen veel geringer dan dat van trioden. Dit beteekent, dat de energieversterking bij de eerstgenoemde buizen veel grooter is.
- De capaciteit tusschen anode en stuurrooster is bij penthoden en tetroden veel kleiner dan bij trioden. Dientengevolge is neutrodyniseeren overbodig, wat bij het afregelen van zenders een groot voordeel is. Door de dubbele afscherming (scherm- en vangrooster) is een penthode in dit opzicht meestal nog weer gunstiger dan een tetrode.
- Door het elimineeren van den schadelijken invloed der secundaire emissie kan een penthode in de anodespanning verder worden uitgestuurd dan een tetrode; afgegeven vermogen en rendement van een penthode zijn dus grooter dan die van een tetrode, onder overigens gelijke omstandigheden.

## HOOFDSTUK V

### De modulatie van den zenderversterker

#### § 1. Soorten van modulatie

In de hoofdstukken III en IV is de werking van den zenderversterker uitvoerig nagegaan en werd onderzocht onder welke omstandigheden het afgegeven H.F. vermogen en het rendement zoo gunstig mogelijk konden zijn.

De uiteindelijke toepassing van den zenderversterker is echter gelegen in de overdracht van de laagfrequente signalen van spraak en muziek of van seintekens, zooals deze bij de telegrafie worden gebruikt.

Op een of andere wijze moeten deze laagfrequente signalen dus worden overgebracht op den H.F. antennestroom, die door den zenderversterker in de zendantenne wordt opgewekt.

Bij het overbrengen van telegrafische teekens is dit al heel eenvoudig te doen, nl. door in het rythme dier teekens den zender in- en uit te schakelen. Dit kan bijv. geschieden door op het stuurrooster van de zendbuis een zoodanig groote negatieve spanning te zetten, dat de anodestroom nul wordt; tijdens den duur van een seinteken wordt dan deze spanning teruggebracht tot de normale waarde, nl. die waarbij de buis in klasse C is ingesteld op zoo gunstig mogelijke wijze, dus met goed rendement en groot vermogen. Deze klasse C-instelling is het onderwerp geweest van hoofdstuk III, en wegens de toepassing ervan bij telegrafiezenders spreekt men wel van H.F. klasse C-telegrafie-instelling.

Het overbrengen van laagfrequente signalen van spraak en muziek is een veel lastiger probleem. Om te kunnen overzien welke mogelijkheden hier bestaan, overwegen we, dat een H.F. trilling, zooals bijv. de antennestroom in een zendantenne, is voor te stellen door de uitdrukking:

$$i = A \sin(\omega t),$$

waarin  $A$  de amplitude,  $\omega$  de (cirkel-) frequentie en  $t$  de tijd is. De grootheid  $\omega t$  is de fase van de trilling op het tijdstip  $t$ .

Zijn  $A$  en  $\omega$  constant, dan heeft men dus een H.F. signaal van constante amplitude, frequentie en fase; een dergelijk signaal wordt geleverd door den vroeger besproken klasse C-versterker.

Indien men nu in staat is een der grootheden  $A$  of  $\omega t$  te laten varieeren

in het rythme van de over te brengen L.F. signalen, dan bevat dus het uitgezonden H.F. signaal als het ware impliciet de L.F. signalen; aan de ontvangzijde moet men dan nog slechts over methoden beschikken om dit L.F. signaal af te zonderen (te detecteeren).

Varieert men de amplitude  $A$  in het rythme der L.F. signalen, dan ontstaat een H.F. signaal met amplitudemodulatie. Kiezen wij als voorbeeld een sinusvormige verandering van de amplitude, dan is de laatste voor te stellen door  $A + B\sin pt = A(1 + m\sin pt)$ , waarin  $p$  de cirkelfrequentie der L.F. trilling is. De antennestroom wordt dan

$$i = A(1 + m\sin pt) \sin \omega t.$$

Doet men hetzelfde met de fase  $\omega t$  van de trilling, dan ontstaat een modulatie, die men, naar analogie van het vorenstaande, fasemodulatie zou moeten noemen. Onder fasemodulatie verstaat men echter meestal een bijzonder geval van de hier bedoelde modulatiemethode.

Gesteld nl., dat de fase  $\omega t$  in L.F. tempo sinusvormig varieert, dan is ze te schrijven als:

$$\omega t + m\sin pt;$$

daarin is  $p$  de cirkelfrequentie van het L.F. signaal. De antennestroom is nu voor te stellen door

$$i = A\sin(\omega t + m\sin pt). \quad \dots \dots (5, 1)$$

We kunnen dezen stroom nog steeds beschouwen als een H.F. sinusvormig signaal, waarvan dan echter de frequentie niet constant is. De grootte van de frequentie op ieder moment vinden we, naar analogie van de oorspronkelijke, ongemoduleerde trilling,

$$i = A\sin \omega t,$$

als volgt: differentieert men de fase  $\omega t$  naar den tijd, dan is het resultaat  $\omega$ , d.i. de frequentie van de ongemoduleerde trilling. Differentieert men evenzoo de fase van de gemoduleerde trilling, dan vindt men:

$$\omega + mp \cos pt;$$

blijkbaar verandert de frequentie dus in L.F. tempo. Van dit algemeene geval nu bestaan twee bijzondere gevallen:

1e.  $mp$  is onafhankelijk van  $p$ , m.a.w. de amplitude ( $mp$ ), waarmee de frequentie varieert, hangt niet af van  $p$ . Men spreekt dan van frequentiemodulatie.

2e.  $m$  is onafhankelijk van  $p$ , m.a.w. de amplitude ( $m$ ), waarmee de fase  $\omega t$  varieert, hangt niet af van  $p$ . Dit noemt men fasemodulatie. Uit de beschrijving van de werking van den zenderversterker, die in hoofdstuk III werd gegeven, is gebleken, dat de grootte van het afgegeven H.F. vermogen,  $W_o$ , afhangt van de instelling van de zendbuis; uiteraard zal dus ook de amplitude  $A$  van den antennestroom daarvan afhankelijk zijn, omdat immers, als  $R_s$  de stralingsweerstand van de antenne is, het verband tusschen  $W_o$  en  $A$  gegeven is door

$$W_o = \frac{1}{2} A^2 R_s.$$

Daaruit volgt, dat amplitudemodulatie wordt verkregen door de instelling van de zendbuis te laten beïnvloeden door het L.F. signaal. Niet afhankelijk van de instelling van de zendbuis is echter de fase  $\omega t$ , zoodat men, ter verkrijging van frequentie- of fasemodulatie, andere middelen moet toepassen, en wel middelen van schakeltechnischen aard; de zendbuizen worden hierbij op normale wijze, als hoogfrequent versterkbuizen resp. frequentievermenigvuldigers gebruikt, en leveren principieel geen nieuwe gezichtspunten op. Wel is dit het geval bij de amplitudemodulatie, die in het volgende behandeld zal worden.

## § 2. Amplitudemodulatie. Modulatiekarakteristiek

In § 1 is gezegd, dat de amplitude  $A$  van den antennestroom afhankelijk is van de instelling van de zendbuis. Nemen wij het meest algemeene geval, nl. dat van een penthode, dan is deze instelling bepaald door de groottheden  $V_a$ ,  $V_{g1}$ ,  $V_{g1p}$ ,  $V_{g2}$ ,  $V_{g3}$  en  $R_a$ .

Wordt een dezer groottheden gewijzigd, dan zal in het algemeen ook het afgegeven H.F. vermogen, dus de antennestroom, verandering ondergaan. Van deze omstandigheid maakt men gebruik bij de practische uitvoering der amplitudemodulatie. Voor zoover het de gelijkspanningen  $V_a$ ,  $V_{g1}$ ,  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  betreft, wordt in de voedingsleiding tusschen de betreffende spanningbron en de zendbuis het L.F. signaal geschakeld; men spreekt dan achtereenvolgens van anodemodulatie, stuurroostermodulatie, schermroostermodulatie en vangroostermodulatie.

Wanneer de amplitude van de excitatiespanning,  $V_{g1p}$ , wordt gewijzigd in L.F. tempo (nl. doordat in den trap, die de excitatiespanning levert, een der bovengenoemde methoden van amplitudemodulatie wordt toegepast), dan heeft de zendbuis tot taak, deze gemoduleerde trilling te

versterken (telefonieversterking). Voor de behandeling daarvan verwijzen wij naar § 7.

Ten slotte is het ook mogelijk om, door een verandering van  $R_a$  in L.F. tempo, amplitudemodulatie te verkrijgen. Doordat de grootte van  $R_a$  bepaald wordt door de grootte van den antenneweerstand en de wijze van koppeling tusschen de antenne en den anodekring, kan deze methode van moduleeren alleen worden uitgevoerd door speciale schakeling, waarbij het koppellement in staat is de L.F. signalen te volgen. Het is duidelijk dat alleen een zendbuis in staat is als een zoodanig koppellement te fungeren. Op de speciale schakelingen, die hierbij worden toegepast, zal hier niet worden ingegaan.

Voor iedere methode van amplitudemodulatie is het gewenscht, dat er een lineair verband bestaat tusschen den H.F. antennestroom en de voedingspanning  $V$  waarop het modulatiesignaal zal worden gesuperponeerd, omdat alleen dan het L.F. signaal onvervormd in den gemoduleerden antennestroom wordt teruggevonden. Dit verband,  $I_{ant} = f(V)$ , de z.g. modulatiekarakteristiek, moet dus de gedaante

$$I_{ant} = a + \beta V$$

hebben. Heeft nu in ongemoduleerden toestand de voedingspanning de waarde  $V_o$ , en superponeert men hierop het modulatiesignaal  $V_1(t)$ , dan wordt:

$$I_{ant} = a + \beta V_o + \beta V_1(t) \dots \dots \dots (5, 2)$$

Onder  $I_{ant}$  wordt in deze formule verstaan de effectieve waarde van den H.F. antennestroom.

Het oogenblikkelijke verloop van den antennestroom is met deze effectieve waarde verbonden door de betrekking

$$i_{ant} = I_{ant} \sqrt{2} \cdot \sin \omega t,$$

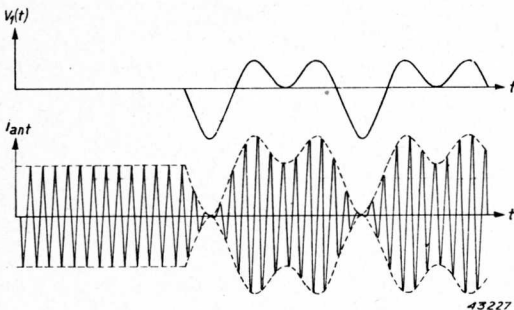


Fig. 62. Boven: L.F. signaal. Onder: H.F. signaal, gemoduleerd met dit L.F. signaal.

waarin  $\omega$  de cirkelfrequentie van de H.F. trilling is. Met de uitdrukking voor  $I_{ant}$  wordt dus

$$i_{ant} = [\alpha + \beta V_o + \beta V_1(t)] \sqrt{2} \cdot \sin \omega t.$$

In fig. 62b is een voorbeeld gegeven van een H.F. antennestroom, die gemoduleerd is met een bepaald L.F. signaal  $V_1(t)$  volgens fig. 62a. Bij afwezigheid van het modulatiesignaal is de effectieve waarde van den antennestroom constant en gelijk aan

$$I_{ant}(o) = \alpha + \beta V_o \dots \dots \dots (5, 3)$$

Men noemt dit de waarde van den antennestroom voor de (ongemoduleerde) draaggolf. In fig. 62b is links de ongemoduleerde draaggolf weergegeven.

### § 3. Stuurroostermodulatie

Stuurroostermodulatie wordt verkregen, als op het stuurrooster de laagfrequente signaalspanning in serie met de negatieve voorspanning wordt aangebracht (zie fig. 63). Voor het uitsturen van de buis beteekent dit (zie fig. 64), dat de negatieve voorspanning, waarop de excitatiespanning is gesuperponeerd, in L.F. rythme heen en weer schommelt, met als gevolg dat, waar de excitatiespanning onveranderd blijft, de anodestroomimpulsen in hetzelfde tempo variëren in amplitude en in openingshoek. Derhalve verandert ook de eerste harmonische van den anodestroom en dus eveneens de antennestroom.

Voor het berekenen van de modulatiekarakteristiek gaan wij ter vereenvoudiging uit van een rechte  $I_a - V_{g1}$ -karakteristiek, die onafhankelijk is

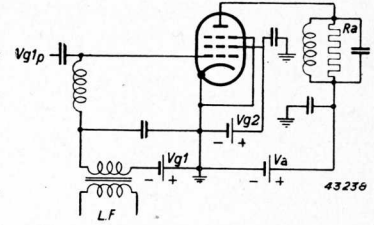


Fig. 63. Schema van een zenderversterker met stuurroostermodulatie.

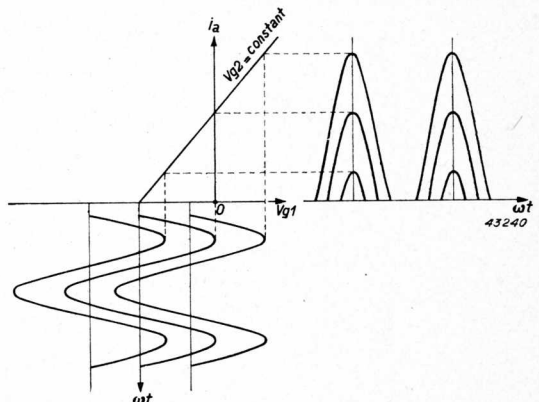


Fig. 64. Excitatie van een penthode in klasse C, bij variabele negatieve roosterspanning.



van de anodespanning (binnen het beschouwde spanninggebied), dus van een penthode. De anodestroom is weer alleen afhankelijk van  $v_{g1}$  en  $v_{g2}$ :

$$i_a = a (v_{g1} + bV_{g2}).$$

Bij excitatie met H.F. spanning wordt

$$v_{g1} = V_{g1} + V_{g1P} \cos \omega t, \dots \dots \dots (5, 4)$$

$$\text{dus } i_a = a (V_{g1} + bV_{g2} + V_{g1P} \cos \omega t) \dots \dots \dots (5, 5)$$

geldig binnen het gebied van den stroomhoek  $2\Theta$ , welke laatste bepaald is door:

$$\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{g1P}} \dots \dots \dots (5, 6)$$

De anodetopstroom wordt:

$$I_{ap} = a (V_{g1} + V_{g1P} + bV_{g2}) \dots \dots \dots (5, 7)$$

en de eerste harmonische:

$$I_{a1} = f_1(\Theta) I_{ap} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Theta - \frac{1}{2} \sin 2\Theta}{1 - \cos \Theta} \cdot I_{ap} \dots \dots \dots (5, 8)$$

Deze formules bepalen het verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{g1P}$ , dus de modulatiekarakteristiek.

Ter wille van de overzichtelijkheid schrijven we:  $\cos \Theta = x$ ; dan wordt

$$V_{g1} = -bV_{g2} - xV_{g1P} \dots \dots \dots (5, 9)$$

$$I_{ap} = a V_{g1P} (1-x) \dots \dots \dots (5, 10)$$

en is  $f_1(\Theta)$  gemakkelijk als functie van  $x$  te berekenen. Dit is gedaan in de volgende tabel:

Tabel VI

$x$	$V_{g1}$	$\Theta$	$f_1(\Theta)$	$1-x$	$f_1(\Theta) \cdot (1-x)$
1	$-bV_{g2} - V_{g1P}$	$0^\circ$	0	0	0
$\frac{2}{3}$	$-bV_{g2} - \frac{2}{3}V_{g1P}$	$48^\circ$	0,33	$\frac{1}{3}$	0,110
$\frac{1}{3}$	$-bV_{g2} - \frac{1}{3}V_{g1P}$	$70,5^\circ$	0,437	$\frac{2}{3}$	0,292
0	$-bV_{g2}$	$90^\circ$	0,5	1	0,500
$-\frac{1}{3}$	$-bV_{g2} + \frac{1}{3}V_{g1P}$	$109,5^\circ$	0,53	$\frac{1}{3}$	0,707
$-\frac{2}{3}$	$-bV_{g2} + \frac{2}{3}V_{g1P}$	$132^\circ$	0,534	$\frac{2}{3}$	0,890
-1	$-bV_{g2} + V_{g1P}$	$180^\circ$	0,5	2	1,000

### § 3. Stuurroostermodulatie

De grootheid  $f_1(\theta) \cdot (1-x)$  in de laatste kolom is direct evenredig met  $I_{a1}$ , want volgens (5, 8) en (5, 10) is:

$$\frac{I_{a1}}{aV_{g1P}} = f_1(\theta) \cdot (1-x).$$

Verder is, volgens (5, 9),  $V_{g1}$  evenredig met  $x$  (behoudens de constante  $-bV_{g2}$ ), zoodat een diagram  $I_{a1}/aV_{g1P} = \varphi(x)$  tevens de modulatiekarakteristiek voorstelt.

In fig. 65 is deze karakteristiek voorgesteld (kromme a). Onder de abscissenas is tevens aangegeven hoe groot  $\theta$  in ieder punt van de karakteristiek is.

Uit de figuur blijkt, dat de karakteristiek in het middelste deel behoorlijk recht en naar de beide uiteinden eenigszins gebogen is. Dit middelste punt komt overeen met  $\theta = 90^\circ$ , dus met de klasse B-instelling. Stelt men dus de negatieve voorspanning in op het voetpunt van de karakteristiek, dan zal bij het moduleeren de instelling variëren tusschen de klasse C- en de klasse A-instelling.

Het rendement is hier niet hoog, omdat tijdens het moduleeren de grootte van  $I_{a1}$ , dus die van  $V_{ap}$ , varieert. De belastingweerstand wordt zoodanig gekozen, dat in den top van de modulatie, dus daar waar de negatieve

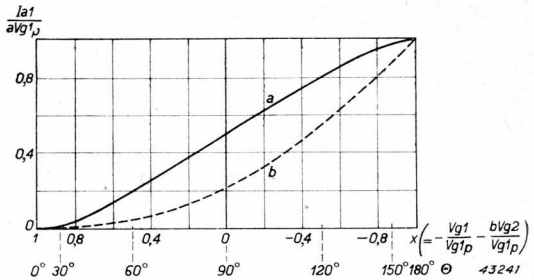
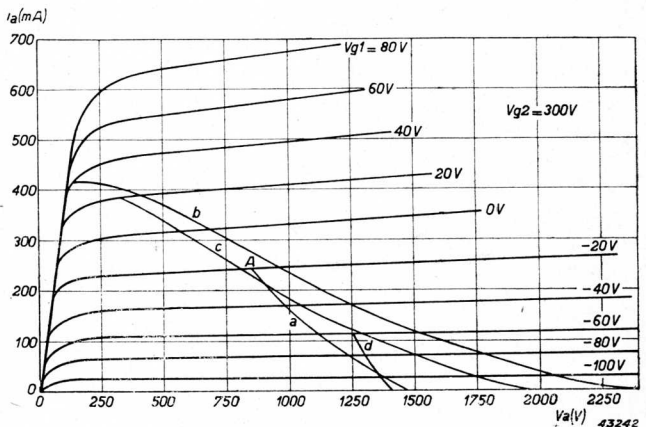


Fig. 65. Stuurrooster-modulatiekarakteristiek van een pentode met rechte  $I_a-V_{g1}$ -karakteristieken.

Fig. 66.  $I_a-V_a$ -karakteristieken van de penthode PC1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V;  $V_{g1P} = 100$  V, met belastinglijnen voor  $R_a = 5850 \Omega$  en  $V_{g1} = -120$  V (a);  $V_{g1} = -60$  V (b);  $V_{g1} = -80$  V (c) en  $V_{g1} = -160$  V (d) (stuurroostermodulatie).



## V. De modulatie van den zenderversterker

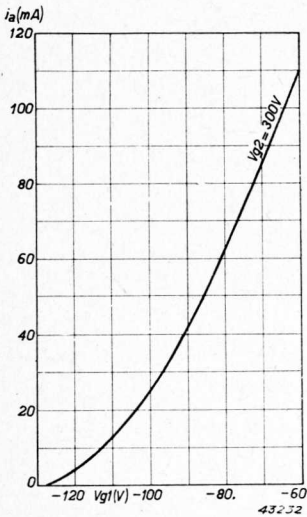


Fig. 67.  $I_a$ - $V_{g1}$  karakteristiek van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V,  $V_a = 1500$  V.

voorspanning zoo klein mogelijk en de eerste harmonische van den anodestroom zoo groot mogelijk is, de anodewisselspanning haar grootste waarde bereikt, bepaald door de anodegelijkspanning en de grenskarakteristiek; dan zal in den ongemoduleerden toestand (draaggolf) deze wisselspanning dalen tot ongeveer de helft. Het draaggolfrendement is daardoor klein.

Ter illustratie werd een instelling voor stuurroostermodulatie berekend voor de penthode PC 1,5/100, uitgaande van  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken (fig. 66), en wel voor een anodespanning  $V_a = 1500$  V, bij  $V_{g2} = 300$  V.

Op grond van het bovenstaande werd als negatieve voorspanning voor de draaggolfinstelling gekozen  $V_{g1} = -120$  V, overeenkomend met het voetpunt van de statische karakteristiek van de penthode (vgl. fig. 67).

Uit de ligging van de grenskarakteristiek (fig. 66) is af te leiden dat, bij volle uitsturing, de anodewisselspanning ca. 1300 V zal kunnen zijn; in de draaggolfinstelling, waarbij de uitsturing half zoo groot is, wordt dit dus ca. 650 V.

Verder schatten we daarbij het rendement op 33%, en, indien dus de maximale anodedissipatie van 85 W wordt toegelaten, zal het afgegeven vermogen 42,5 W, het opgenomen vermogen 127,5 W en de anodegelijkstroom 85 mA zijn. De anodetopstroom wordt dan, in de onderstelling van halfsinusvormige impulsen:  $\pi 85 = 267$  mA. Dit, gecombineerd met de anodewisselspanning van 650 V, geeft als eindpunt van de belastinglijn in draaggolf het punt A in fig. 66 op de karakteristiek voor  $v_{g1} = -20$  V. Er is dus een excitatiespanning noodig van 100 V.

De belastinglijn voor dit geval wordt nu berekend uit:

$$v_{g1} = -120 + 100 \cos \omega t,$$

$$v_a = 1500 - 650 \cos \omega t;$$

dit is de kromme  $a$  van fig. 66. De bijbehorende anodestroomimpuls is in fig. 68 eveneens met  $a$  aangeduid.

### § 3. Stuurroostermodulatie

Met den regel van Simpson berekenen we voor dezen impuls den anodeglijkstrom  $I_{a0}$  (= 68 mA) en de eerste harmonische  $I_{a1}$  (= 111 mA). Met de gegeven anodewisselspanning van 650 V is dan de anodeweerstand te vinden:  $R_a = 5850 \Omega$ .

Met deze waarde van  $R_a$  wordt nu de berekening herhaald voor eenige andere waarden van de negatieve voorspanning, nl.  $V_{g1} = -60$  V,  $-80$  V en  $-160$  V. De bijbehorende belastinglijnen zijn in fig. 66 aangeduid met *b*, *c* en *d*, en de overeenkomstige anodestroomimpuls in fig. 68 met dezelfde letters. Bij

deze berekeningen is het overigens noodig, om bij iedere nieuwe belastinglijn de anodewisselspanning te schatten, want alleen dan kan, zooals we hierboven zagen, deze lijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram worden geconstrueerd, en daarmee weer de stroomimpuls worden gevonden. Uit dezen volgt dan  $I_{a1}$  en deze geeft, in combinatie met  $V_{ap}$ , de waarde van  $R_a$  voor de betreffende belastinglijn. Blijkt dan, dat deze waarde van  $R_a$  niet gelijk is aan  $5850 \Omega$ , dan moet een correctie worden aangebracht in de oorspronkelijk aangenomen waarde van  $R_a$ , en moet de geheele berekening worden herhaald. Het resultaat van de berekeningen voor de vier belastinglijnen is weergegeven in de volgende tabel, en in teekening gebracht in fig. 69.

Tabel VII

Lijn	$V_{g1}$	$V_{ap}$	$I_{a1}$	$R_a$	$I_{a0}$	$W_i$	$W_o$	$W_a$	$\eta$
	V	V	mA	$\Omega$	mA	W	W	W	%
b	-60	1330	228	5850	172,5	259	151,5	107,5	58,5
c	-80	1170	200	5850	137	206	117	89	56,8
a	-120	650	111	5850	68	102	36	66	35,3
d	-160	249	42,6	5850	24	36	5,3	30,7	14,7

Hierbij valt op te merken, dat de modulatiekarakteristiek,  $I_{a1} = f(V_{g1})$ , sterk gekromd is, en wel met de holle zijde naar boven. Deze kromming wordt veroorzaakt doordat de statische  $I_a$ - $V_{g1}$ -karakteristieken van de buis (fig. 67) eveneens gekromd zijn. Dit blijkt ook nog nader, indien men

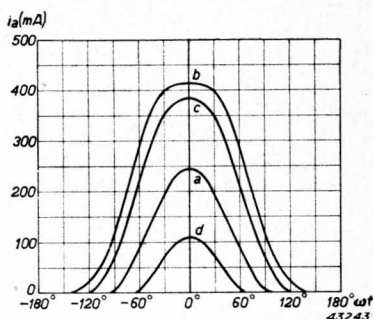


Fig. 68. Anodestroomimpulsen, behorend bij de belastinglijnen van fig. 66.

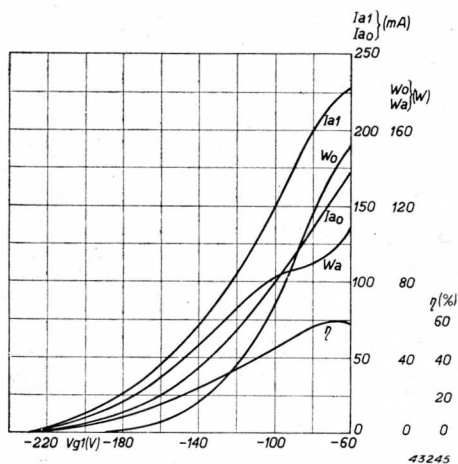


Fig. 69. Karakteristiek voor stuurroostermodulatie van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_a = 1500$  V;  $V_{g2} = 300$  V;  $V_{g1p} = 100$  V;  $R_a = 5850 \Omega$ .

(fig. 69,  $V_{g1} = -120$  V)  $W_0$ ,  $W_a$  en  $W_i$  kleiner dan oorspronkelijk werd geschat, en is het rendement iets hoger.

Op te merken valt nog, dat in den modulatie-top ( $V_{g1} = -60$  V) de modulatiekarakteristiek gaat ombuigen met de holle zijde naar de abscissenas, als gevolg van het feit, dat de belastinglijn de grenskarakteristiek nadert (zie kromme *b* in fig. 66). Zou de modulatie nog iets verder worden voortgezet, dan zal de impuls op de bekende wijze een indeuking gaan vertoonen, waardoor de toeneming van  $I_{a1}$  wordt begrensd.

Ten slotte ziet men, dat in den modulatie-top het rendement betrekkelijk laag is; dit is een gevolg van het feit, dat de instelling dan vrijwel overeenkomt met klasse A, waarbij de verhouding  $I_{a1}/I_{a0}$  ongunstig is. Het klasse A-karakter is trouwens duidelijk te zien aan de ligging van de belastinglijn *b* (fig. 66), want bij de gelijkspanning  $V_a = 1500$  V is een ruststroom van 115 mA aanwezig.

In de moderne zenders wordt stuurrooster-

bij het berekenen van de theoretische modulatiekarakteristiek (fig. 65, kromme *a*) niet uitgaat van rechte lijnige  $I_a$ - $V_{g1}$ -karakteristieken, maar van kromlijnige. Zoo werd kromme *b* in fig. 65 berekend, door uit te gaan van een kwadratische kromme voor de statische karakteristiek (ter wille van een gemakkelijke vergelijking der beide krommen werd de ordinatenschaal van *b* zoodanig gekozen, dat de eindpunten ( $x = -1$ ) samenvallen. Inderdaad is nu de modulatiekarakteristiek sterk gebogen, in overeenstemming dus met fig. 69.

Ten gevolge van deze kromming zijn in de draaggolfinstelling

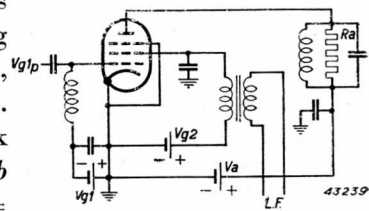


Fig. 70. Schema van een zenderversterker met schermroostermodulatie.

modulatie zelden of nooit meer toegepast, niet alleen vanwege het lage rendement, doch ook vanwege de kromme modulatiekarakteristiek, die tot gevolg heeft dat na detectie in den ontvanger het L.F. signaal vervormd is.

§ 4. Schermroostermodulatie

Werd bij stuurroostermodulatie de L.F. variatie van de anodestroomimpulsen verkregen door bij constant gehouden schermroosterspanning de negatieve voorspanning  $V_{g1}$  te veranderen, bij schermroostermodulatie zijn de rollen van  $V_{g1}$  en  $V_{g2}$  verwisseld en wordt  $V_{g1}$  constant gehouden en  $V_{g2}$  in L.F. rythme gewijzigd (zie fig. 70). Dat ook op die wijze een modulatie mogelijk is, is aan te toonen aan de hand van de statische  $I_a-V_{g1}$ -karakteristieken.

In fig. 71 zijn deze karakteristieken schematisch geteekend voor drie waarden van de schermroosterspanning; voorts is de excitatiespanning aangegeven. De anodestroomimpulsen zijn in de rechterhelft van de figuur weergegeven. Doordat de statische karakteristiek verschuift als de schermroosterspanning verandert, veranderen ook de amplitude en de stroomhoek van de impulsen, en daarmee de eerste harmonische en de antenestroom.

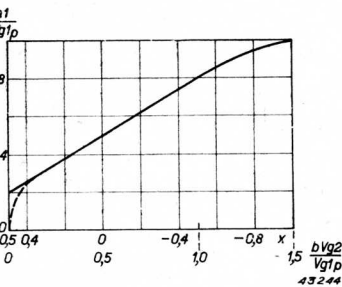


Fig. 72. Schermroostermodulatiekarakteristiek van een penthode met rechte  $I_a-V_{g1}$  karakteristieken, voor het geval  $V_{g1P} = 2 (-V_{g1})$ .

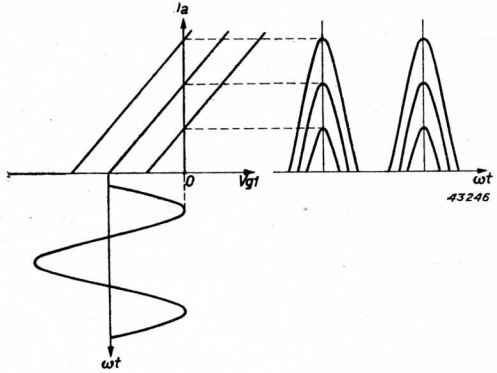


Fig. 71. Excitatie van een penthode in klasse C, bij variabele schermroosterspanning.

De vorm van de modulatiekarakteristiek,  $I_{a1} = f(V_{g2})$ , is af te leiden met behulp van de formules, die in § 3 werden gebruikt voor de stuurroostermodulatie; echter beschouwen we nu  $V_{g2}$  als onafhankelijk veranderlijke. Dus is, met  $\cos \theta = x$ :

$$I_{a1} = f_1(\theta) \cdot I_{ap} = f_1(\theta) \cdot aV_{g1P}(1-x) \quad (5, 11)$$

$$bV_{g2} = -V_{g1} - xV_{g1P} \dots \dots \dots (5, 12)$$

Behoudens de constante  $-V_{g1}$ , is dus  $V_{g2}$

## V. De modulatie van den zenderversterker

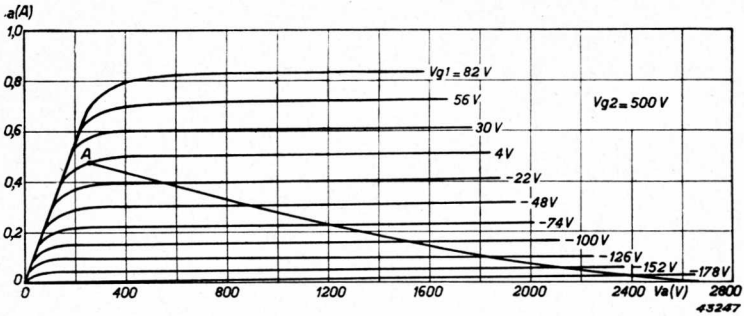


Fig. 73.  $I_a$ - $V_a$  karakteristiek van een penthode, voor  $V_{g_2} = 500$  V, met belastinglijnen voor  $R_a = 5175 \Omega$ .

evenredig met  $x$  en  $I_{a1}$  met  $(1-x) \cdot f_1(\theta)$ ; de modulatiekarakteristiek is derhalve ook hier kromme  $a$  in fig. 65.

Ook hier doorloopt de zendbuis tijdens het moduleren de instellingen tusschen klasse C (stroomloos) en klasse A, overeenkomende met  $x = 1$ , resp.  $-1$ . De schermroosterspanning moet daarbij veranderen van  $V_{g_2}'$  tot  $V_{g_2}''$ , bepaald door

$$bV_{g_2}' = -V_{g_1} - V_{g_{1p}} \text{ en } bV_{g_2}'' = -V_{g_1} + V_{g_{1p}}.$$

Aangezien  $-V_{g_1}$  een positieve grootheid is, is  $V_{g_2}''$  steeds positief, wat ook duidelijk is, als men bedenkt, dat  $V_{g_2}''$  overeenkomt met de bovenbedoelde klasse A-instelling, waarbij dus de statische  $I_a$ - $V_{g_1}$  karakteristiek zoover mogelijk links ligt.

$V_{g_2}'$  echter kan negatief worden, en wel als  $V_{g_{1p}} > -V_{g_1}$  wordt, dus als de excitatiespanning groter wordt dan de absolute waarde van de negatieve stuurroosterspanning. Echter geldt voor negatieve waarden van de schermroosterspanning niet meer de uitdrukking voor den anode-

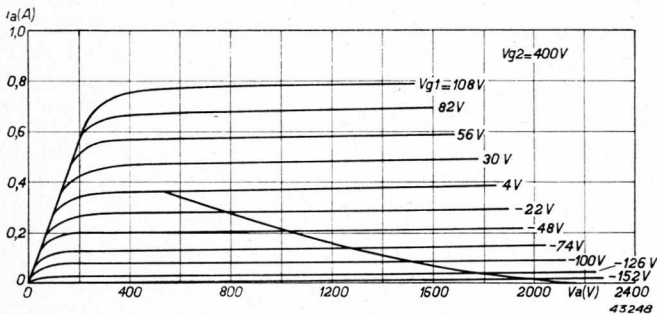


Fig. 74.  
Als fig. 73, voor  $V_{g_2} = 400$  V.



§ 4. Schermroostermodulatie

stroom, die hier werd gebruikt, nl.

$$i_a = a (v_{g1} + bV_{g2}),$$

want de anodestroom wordt nul of althans zeer klein, zodra de schermroosterspanning nul of negatief wordt.

Bovenstaande theorie is dus slechts toe te passen voor waarden van  $V_{g2} > 0$ . Is bijv.  $V_{g1p} = 2 (-V_{g1})$ , dan kan kromme a in fig. 65 slechts worden gebruikt tot  $x = 1/2$ . In fig. 72 is dit geval weergegeven; onder de abscissenas is tevens aangeduid de grootte van de schermroosterspanning. Daaruit blijkt, dat bij  $V_{g2} = 0$  de modulatiekarakteristiek een sprong vertoont; in de figuur daalt  $I_{a1}/aV_{g1p}$  van 0,2 op 0. In de praktijk zal, wanneer de schermroosterspanning naar nul daalt, de anodestroom meer geleidelijk afnemen; daardoor zal de modulatiekarakteristiek in de nabijheid van  $V_{g2} = 0$  min of meer afgerond zijn, zooals wordt aangeduid door de stippelijijn in fig. 72.

Wordt nu de modulatie van de schermroosterspanning zoover opgevoerd, dat in het dal van de modulatie de waarde  $V_{g2} = 0$  wordt bereikt, dan zal daar distorsie optreden ten gevolge van de bovenomschreven afbuiging der modulatiekarakteristiek.

De modulatiekarakteristiek kan worden verbeterd door vermindering van de excitatiespanning. Uit de formule

$$bV_{g2} = -V_{g1} - xV_{g1p}$$

lijkt nl., dat het punt  $x = 1$  kan worden bereikt bij  $V_{g2} = 0$ , indien  $V_{g1p} = -V_{g1}$ , dus indien de excitatiespanning gelijk is aan de absolute waarde van de stuurrooster-gelijkspanning. Dit beteekent, dat het stuurrooster nooit positief wordt; er zal dus nageenog geen stuurroosterstroom vloeien. De modulatiekarakteristiek heeft dan weer de gedaante van de lijn a in fig. 65.

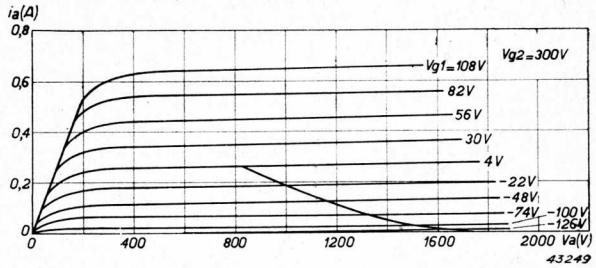


Fig. 75. Als fig. 73, voor  $V_{g2} = 300$  V.

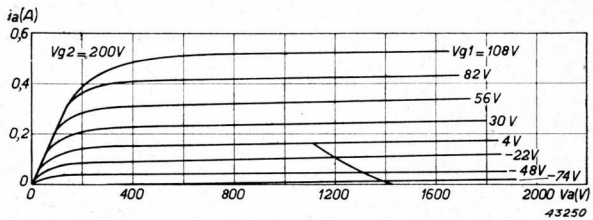


Fig. 76. Als fig. 73, voor  $V_{g2} = 200$  V.

## V. De modulatie van den zenderversterker

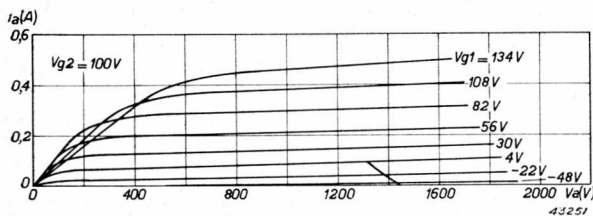


Fig. 77. Als fig. 73, voor  $V_{g2} = 100$  V.

Zijn de statische karakteristieken van de buis niet recht, doch min of meer gebogen, dan zal de modulatiekarakteristiek daarvan eveneens invloed onder vinden. In de onderstelling van een kwadratische karakteristiek vindt men dus als modulatiekarakteristiek de kromme *b* in fig. 65. Men kan nu deze modulatiekarakteristiek verbeteren door gebruik te maken van den invloed van de excitatiespanning, zooals beschreven in fig. 72. Uitgaande van de karakteristiek *b* volgens fig. 65, waarbij  $V_{g1P} = -V_{g1}$  is, verhoogt men nu  $V_{g1P}$  en bereikt daardoor dat de concave vorm van *b* min of meer gecompenseerd wordt door de convexe gedaante van de karakteristiek in fig. 72. Een berekening van de modulatiekarakteristiek voor een bepaalde penthode is in de volgende figuren in beeld gebracht. Van deze penthode zijn in de figuren 73 t/m 77 de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken weergegeven, resp. voor  $V_{g2} = 500, 400, 300, 200$  en  $100$  V. Beoogd werd een draaggolfinstelling met  $V_{g2} = 250$  V; dan zal bij een modulatie diepte van 100% de schermroosterspanning variëren van 0 tot 500 V. In den modulatie top, dus bij  $V_{g2} = 500$  V, moet de anodewisselspanning zoover mogelijk zijn uitgestuurd; daarom werd in fig. 73 het eindpunt *A* van de belastinglijn

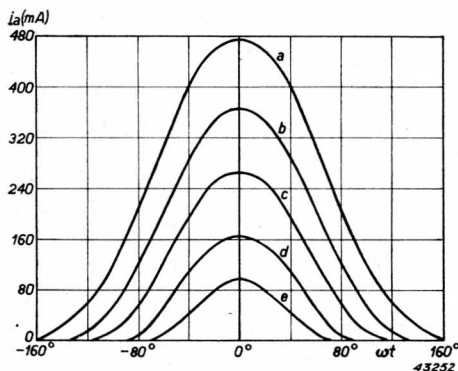


Fig. 78. Anodestroomimpulsen van de penthode volgens fig. 73-77, met  $V_a = 1500$  V,  $V_{g1} = -100$  V;  $V_{g1P} = 104$  V;  $R_a = 5175 \Omega$  (schermroostermodulatie).

gelegd bij  $V_a = 250$  V, dus in de nabijheid van de grenskarakteristiek. De anode gelijkspanning kiezen we  $V_a = 1500$  V; de modulatie top is dus  $V_{ap} = 1250$  V.

De negatieve spanning op het stuurrooster kiezen we zoodanig, dat in de draaggolfinstelling, dus bij  $V_{g2} = 250$  V, de buis in klasse *B* staat; zoodoende werd  $V_{g1} = -100$  V. De excitatiespanning kiezen we iets grooter, nl.  $V_{g1P} = 104$  V.

De belastinglijn van fig. 73 is dan te construeeren met behulp van

#### § 4. Schermroostermodulatie

de betrekkingen:

$$v_{g1} = -100 + 104 \cos \omega t,$$

$$v_a = 1500 - 1250 \cos \omega t,$$

en daaruit weer de anodestroomimpuls ( $a$  in fig. 78). De eerste harmonische van den anodestroom werd vervolgens berekend op  $I_{a1} = 242$  mA, zoodat, met  $V_{ap} = 1250$  V,  $R_a = 5175$  is.

Deze waarde van  $R_a$  wordt nu verder constant gehouden; de belastinglijnen der figuren 74 t/m 77 gelden dan ook alle voor dezen anodeweerstand. De bijbehorende anodestroomimpulsen zijn in fig. 78 aangegeuid met  $b$ ,  $c$ ,  $d$  en  $e$ .

Hieruit blijkt, dat de stroomimpulsen bij lagere schermroosterspanning kleinere amplitude en kleineren openingshoek krijgen; de laatste verandert nl. van  $\Theta = 160^\circ$  ( $V_{g2} = 500$  V) tot  $\Theta = 69^\circ$  ( $V_{g2} = 100$  V), zoodat bij het moduleeren de instelling van de buis inderdaad van klasse  $A$  via klasse  $B$  naar klasse  $C$  gaat.

De volgende tabel geeft een overzicht van de berekende grootheden.

Tabel VIII

Schermroostermodulatie van een penthode met  $V_a = 1500$  V;  $V_{g1} = -100$  V;  
 $V_{g1p} = 104$  V;  $R_a = 5175$   $\Omega$ .

$V_{g2}$	$V_{ap}$	$I_{a1}$	$I_{ao}$	$W_i$	$W_o$	$W_a$	$\eta$
(V)	(V)	(mA)	(mA)	(W)	(W)	(W)	%
500	1250	242	203	305	151	154	49,5
400	970	188	135	202	91	111	45
300	680	131	86	129	44	85	34
200	390	75	45	67,5	14,5	53	21,5
100	185	36	20	30	3,3	27	11

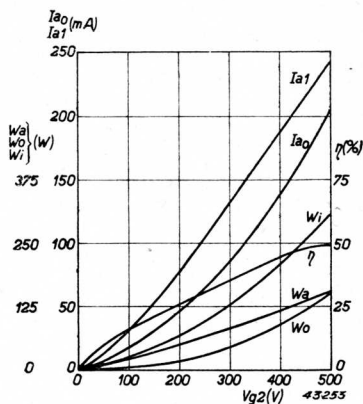


Fig. 79. Schermrooster-modulatiekarakteristiek van een penthode, volgens de gegevens van fig. 73-77.

## V. De modulatie van den zenderversterker

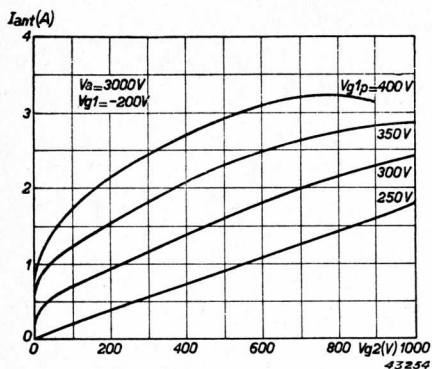


Fig. 80. Invloed van de grootte van de excitatiespanning op den vorm van de schermrooster-modulatiekarakteristiek gemeten aan de tetrode QB 3/500.

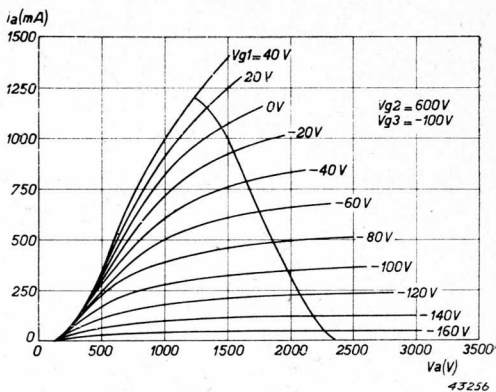


Fig. 82. Als fig. 81, voor  $V_{g3} = -100 V$ .

De modulatiekarakteristiek  $I_{a1} = f(V_{g2})$  is, tezamen met eenige andere grootheden, afgebeeld in fig. 79.

De benadering van de rechte lijn is, zooals men ziet, zeer behoorlijk.

Voor de draaggolfinstelling kozen we  $V_{g2} = 250 V$ ; daarbij is dan  $I_{a0} = 64 \text{ mA}$ ;  $W_i = 96 \text{ W}$ ;  $W_o = 30 \text{ W}$ ;  $W_a = 66 \text{ W}$ ;  $\eta = 31\%$ .

Het rendement is dus weer laag, zulks ten gevolge van de geringe uitsturing van de anodespanning.

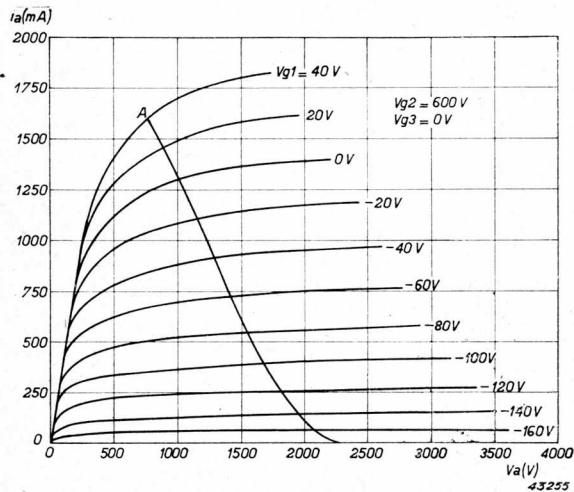


Fig. 81.  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PB 3/800, voor  $V_{g2} = 600 V$ ;  $V_{g3} = 0 V$ .

Ten slotte illustreert fig. 80 den invloed van een te groote excitatiespanning op den vorm van de modulatiekarakteristiek. Weergegeven is daar de karakteristiek voor schermroostermodulatie van de tetrode QB 3/500 bij  $V_a = 3000 V$ ,  $V_{g1} = -200 V$ , voor het spanningsgebied  $V_{g2} = 0 \dots 1000 V$  en voor excitatiespanningen van 250, 300, 350 en 400 V.

De meest rechte karak-

## § 5. Vangroostermodulatie

teristiek is die voor  $V_{g1p} = 250$  V, terwijl de karakteristieken voor grootere waarden van  $V_{g1p}$  steeds meer gekromd zijn, met de concave zijde naar de abscissenas.

Een en ander is dus in overeenstemming met fig. 72.

In de praktijk wordt schermroostermodulatie wel toegepast

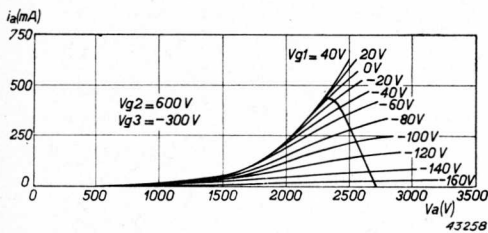


Fig. 84. Als fig. 81, voor  $V_{g3} = -300$  V.

vol uitgestuurde instelling, slechts weinig stroom neemt.

## § 5. Vangroostermodulatie

Bij de vangroostermodulatie wordt gebruik gemaakt van de stuurwerking, die het vangrooster uitoefent op den

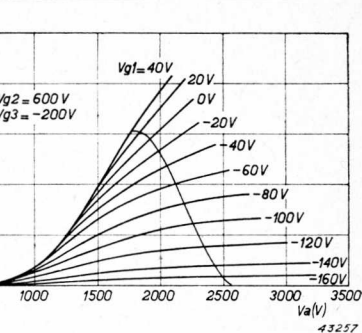
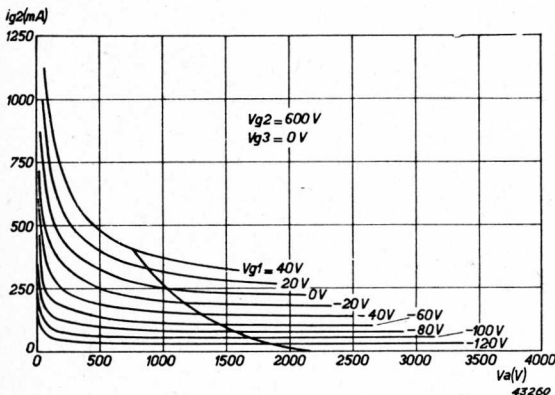


Fig. 83. Als fig. 81, voor  $V_{g3} = -200$  V.

wanneer men slechts een klein modulatievermogen ter beschikking heeft en men geen hoge eischen stelt t.a.v. distorsie en rendement. Het vereischte modulatievermogen is klein, omdat het schermrooster, vooral in deze niet

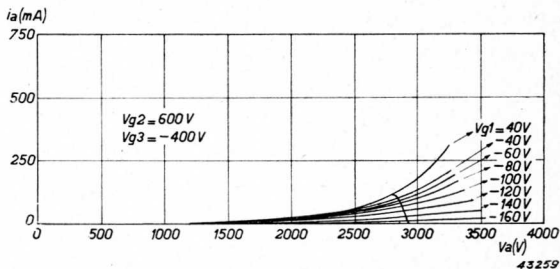


Fig. 85. Als fig. 81, voor  $V_{g3} = -400$  V.

anodestroom, wanneer het aan een negatieve spanning ten opzichte van de kathode wordt gelegd. Deze stuurwerking berust daarop, dat van den electronenstroom, die het schermrooster gepas-

Fig. 86.  $I_{g2}$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PB 3/800, voor  $V_{g2} = 600$  V;  $V_{g3} = 0$  V.

## V. De modulatie van den zenderversterker

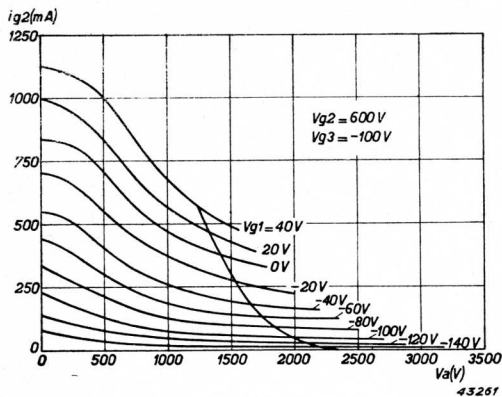


Fig. 87. Als fig. 86, voor  $V_{g3} = -100$  V.

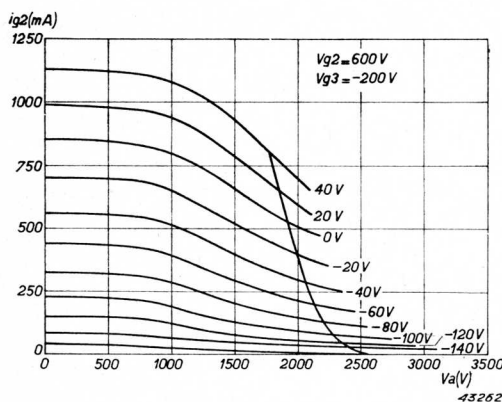


Fig. 88. Als fig. 86, voor  $V_{g3} = -200$  V.

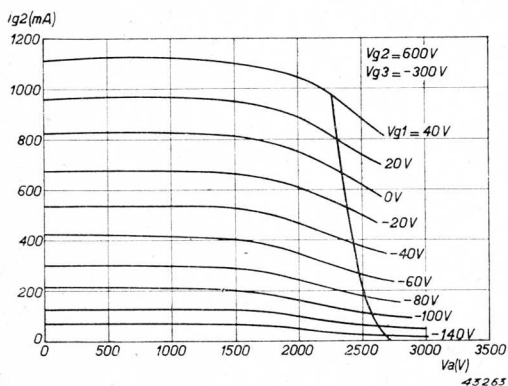


Fig. 89. Als fig. 86, voor  $V_{g3} = -300$  V.

seerd is, een gedeelte wordt teruggeworpen, zoodra het vangrooster op negatieve potentiaal komt, en wel des te meer, naarmate de potentiaal meer negatief is <sup>1)</sup>. De teruggeworpen electronenstroom komt grootendeels op het schermrooster terecht; derhalve gaat de afneming van den anodestroom gepaard met een toeneming van den schermroosterstroom.

Het bovenstaande wordt geïllustreerd door de statische karakteristieken van de penthode bij negatieve spanning op het vangrooster. In de figuren 81, 82, 83, 84, 85 zijn weergegeven de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PB 3/800, bij  $V_{g2} = 600$  V en  $V_{g3} = 0, -100, -200, -300$  en  $-400$  V, en in de figuren 86, 87, 88, 89 en 90 de  $I_{g2}$ - $V_a$ -karakteristieken van dezelfde penthode, bij dezelfde spanningen.

Heeft men nu een penthode ingesteld in H.F. klasse C-telegrafie, bij  $V_{g3} = 0$  V, waarbij de belastinglijn tot aan de grenskarakteristiek reikt, en legt men vervolgens het vangrooster aan een negatieve spanning, dan wordt, blijkens de

<sup>1)</sup> Bij sommige penthoden worden ook reeds electronen teruggeworpen als het vangrooster de potentiaal nul heeft t.o.v. de kathode, en worden alle electronen eerst dan doorgelaten naar de anode, wanneer de vangroosterpotentiaal eenigermate positief is.

## § 5. Vangroostermodulatie

bovengenoemde figuren, de grenskaracteristiek in het  $I_a-V_a$ -diagram naar rechts verschoven, terwijl tevens haar steilheid geringer wordt; het gevolg is dan, dat de anodetopstroom, alsmede de anodewisselspanning, verminderen, dus afgegeven vermogen en rendement afnemen. Bij de PB 3/800 gebeurt dit alles in het

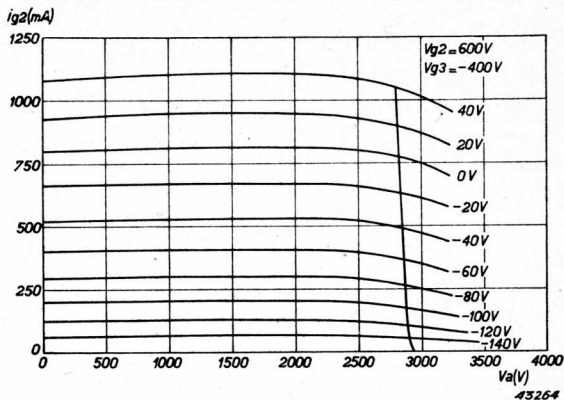


Fig. 90. Als fig. 86, voor  $V_{g3} = -400$  V.

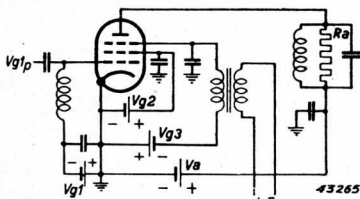


Fig. 91. Schema van een zenderversterker met vangroostermodulatie.

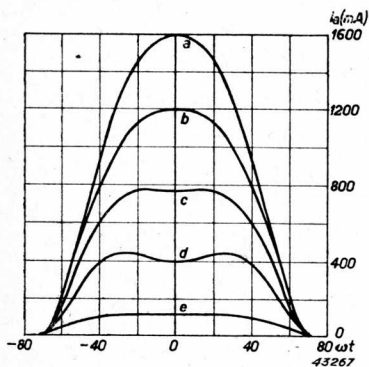


Fig. 92. Anodestroomimpulsen bij vangroostermodulatie van de penthode PB 3/800, behoorend bij de belastinglijnen der figuren 81-85.

spanninggebied  $V_{g3} = 0 \dots -400$  V. Geeft men dus het vangrooster een geschikt gekozen negatieve spanning, bijv.  $-200$  V, en superponeert men hierop een L.F. signaal, dan wordt de antennestroom in het ritme van dit L.F. signaal gemoduleerd. Het schema van deze methode van moduleren is weergegeven in fig. 91.

Ter illustratie berekenen we voor bovengenoemde penthode een vangrooster-modulatiekarakteristiek. Wij gaan dan uit van een telegrafie-instelling met  $V_a = 3000$  V,  $V_{g2} = 600$  V. Uit fig. 81 blijkt, dat de anodestroom nul wordt bij  $V_{g1} = -180$  V. Voor de klasse C-instelling kiezen wij daarom  $V_{g1} = -300$  V, en  $V_{g1p} = 340$  V; over de keuze van deze waarde van  $V_{g1p}$  zal later nog iets worden gezegd. Als eindpunt van de belastinglijn nemen we het punt A, met  $V_a = 760$  V; dan is  $I_{ap} = 1600$  mA en  $V_{ap} = 2240$  V. Men zou kunnen overwegen de uitsturing van de anodespanning iets grootter te maken; echter wordt dan (bij dezelfde excitatie-



spanning) de anodetopstroom kleiner, en wel is de afneming hier tamelijk sterk, wegens de helling van de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristiek daar ter plaatse. Het punt *A* is dus vermoedelijk het beste compromis voor maximaal vermogen.

Uit

$$\begin{aligned} v_{g_1} &= -300 + 340 \cos \omega t, \\ v_a &= 3000 - 2240 \cos \omega t, \end{aligned}$$

is de belastinglijn in fig. 81 te construeeren en daaruit weer de anodestroomimpuls (*a* in fig. 92); uit de laatste berekenen we  $I_{a_1} = 657$  mA, zoodat met  $V_{ap} = 2240$  V;  $R_a = 3410 \Omega$  wordt. Verder is ook  $I_{a_0}$  gemakkelijk te berekenen, alsmede  $W_i$ ,  $W_o$ ,  $W_a$  en  $\eta$ .

Deze berekeningen worden herhaald voor de figuren 82 ( $V_{g_3} = -100$  V), 83 ( $V_{g_3} = -200$  V), 84 ( $V_{g_3} = -300$  V) en 85 ( $V_{g_3} = -400$  V), en wel voor  $R_a = 3410 \Omega$ . Nu is het niet mogelijk, om in het  $i_a$ - $v_a$ -diagram direct een werklijn te construeeren voor een gegeven waarde van  $R_a$ ; integendeel werd de constructie steeds zóó uitgevoerd, dat een geschikte waarde van  $V_{ap}$  werd aangenomen, en uit de dan bekende waarden van  $v_{g_1}(t)$  en  $v_a(t)$  werd de belastinglijn geconstrueerd. De anodestroomimpuls, die daaruit volgt, levert de eerste harmonische  $I_{a_1}$ , en deze, in combinatie met  $V_{ap}$ , de bijbehorende waarde van  $R_a$ . Is de aldus gevonden waarde van  $R_a$  niet gelijk aan  $3410 \Omega$ , doch grooter (of kleiner), dan moet de berekening worden herhaald met een kleinere (of grootere) waarde van  $V_{ap}$ , totdat de belastinglijn voor  $R_a = 3410 \Omega$  is gevonden.

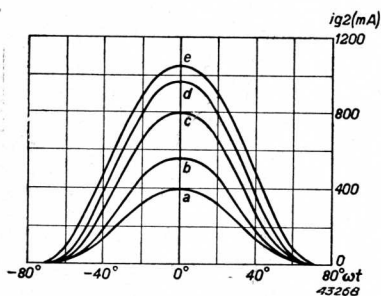


Fig. 93. Schermroosterstroomimpulsen bij vangroostermodulatie van de penthode PB 3/800, behoorend bij de belastinglijnen der figuren 86-90.

Op deze wijze werden de belastinglijnen der figuren 82 t/m 85 geconstrueerd. De bijbehorende anodestroomimpulsen vindt men in fig. 92 aangeduid met *b*, *c*, *d* en *e*. Uit de respectieve  $I_a$ - $V_a$ -diagrammen is nu duidelijk te zien hoe, door het opschuiven van de grenskarakteristiek naar rechts en door het afnemen van de steilheid dier karakteristiek, de anodetopstroom kleiner wordt, en eveneens de anodewisselspanning, indien de vangroosterspanning meer negatief wordt. Het kleiner worden der impulsen blijkt ook uit fig. 92.

De schermroostergelijkstroom  $I_{g_{20}}$ , die

## § 5. Vangroostermodulatie

optreedt bij de verschillende waarden van  $V_{g_3}$ , is te berekenen uit de  $I_{g_2}$ - $V_a$ -diagrammen van de fig. 86, 87, 88, 89 en 90, door daarin de belastinglijnen te construeeren op dezelfde wijze als dat werd gedaan in de  $I_a$ - $V_a$ -diagrammen. De schermroosterstroomimpulsen, die daaruit volgen, vindt men weergegeven in fig. 93, waarin  $a$  behoort bij  $V_{g_3} = 0$  V;  $e$  bij  $V_{g_3} = -400$  V. De toeneming van den schermroosterstroom bij het negatief worden van  $V_{g_3}$  blijkt hieruit duidelijk.

Het resultaat van alle berekeningen is weergegeven in de volgende tabel.

Tabel IX

Vangroostermodulatie PB 3/800.  $V_a = 3000$  V;  $V_{g_2} = 600$  V;  
 $V_{g_1} = -300$  V;  $V_{g_1p} = 340$  V;  $R_a = 3410 \Omega$ .

$V_{g_3}$ (V)	$I_{a0}$ (mA)	$I_{a1}$ (mA)	$V_{ap}$ (V)	$I_{g_{20}}$ (mA)	$W_i$ (W)	$W_o$ (W)	$W_a$ (W)	$W_{g_2}$ (W)	$\eta$ (%)
0	372	657	2240	77	1116	736	380	46	66,0
-100	292	520	1770	106	876	460	416	64	52,5
-200	209	360	1230	151	627	222	405	91	35,4
-300	125	217	740	190	375	80	295	114	21,3
-400	35	58,6	200	220	105	6	99	132	5,7

In fig. 94 zijn de verschillende grootheden uitgezet als functie van  $V_{g_3}$ . Daaruit ziet men, dat de modulatiekarakteristiek,  $I_{a1} = f(V_{g_3})$ , vrij behoorlijk de rechte lijn benadert in het spanninggebied  $V_{g_3} = 0 \dots -400$  V. Als draaggolfinstelling kiezen we daarom  $V_{g_3} = -200$  V; superponeert men hierop een L.F. signaal met een amplitude van ten hoogste 200 V, dan zal de antennestroom vrijwel evenredig met deze spanning veranderen.

Het rendement bereikt zijn hoogste waarde, nl. 66%, in den modulatie-top, evenals dat het geval was bij de andere roostermodulatiemethoden. Naarmate het vangrooster meer negatief wordt, daalt het rendement, en wel min of meer evenredig met  $V_{g_3}$ , zoodat in de draaggolfinstelling het rendement 35% is. Het afgegeven H.F. vermogen is daar 222 W; de dissipatie 405 W, zoodat de anode nog niet overbelast is, aangezien maximaal 450 W is toegestaan.

## V. De modulatie van den zenderversterker

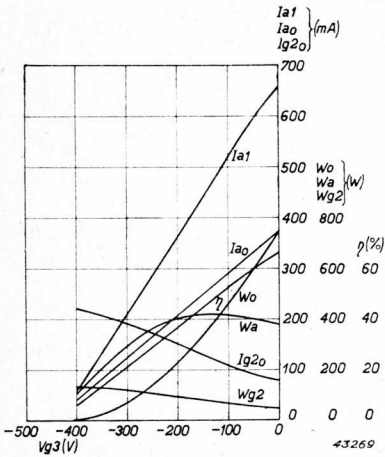


Fig. 94. Vanagrooster-modulatiekarakteristiek van de penthode PB 3/800, voor  $V_a = 3000$  V;  $V_{g2} = 600$  V;  $V_{g1} = -300$  V;  $V_{g1p} = 340$  V;  $R_a = 3410$   $\Omega$ .

diagram de grenskarakteristiek verschuift. In fig. 95 is de grenskarakteristiek voor verschillende waarden van  $V_{g3}$  weergegeven, tezamen met de belastinglijn voor  $3410$   $\Omega$ . Het

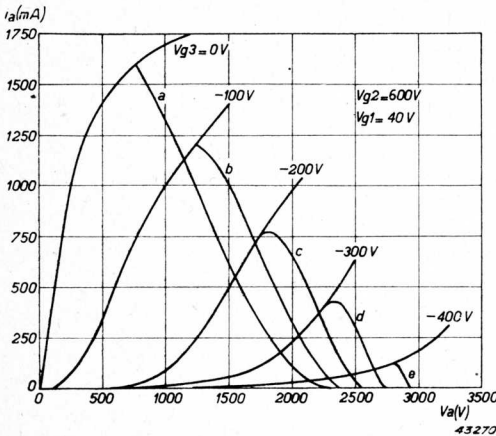


Fig. 95. Belastinglijnen voor vanagroostermodulatie van de penthode PB 3/800, voor  $R_a = 3410$   $\Omega$ ;  $V_a = 3000$  V;  $V_{g1} = -300$  V;  $V_{g1p} = 340$  V;  $V_{g2} = 600$  V, bij verschillende waarden van  $V_{g3}$ .

De schermroostergelijkstroom neemt toe, wanneer het vangrooster meer negatief wordt; in de draaggolfinstelling is  $I_{g20} = 151$  mA en de schermroosterdissipatie  $W_{g2} = 91$  W. Ook het schermrooster is dus nog juist onder het toegestane maximum van  $100$  W.

Naast de anodedissipatie is dus de schermroosterdissipatie een begrensende factor voor het H.F. vermogen. Bij het instellen van de penthode op vangroostermodulatie moet hiermee rekening worden gehouden. Dit gebeurt door geschikte keuze van de excitatiespanning, omdat daarmee de schermroostertopstroom wordt geregeld.

De vorm van de modulatiekarakteristiek wordt uiteraard geheel beheerscht door de wijze, waarop in het  $I_a-V_a$

diagram de grenskarakteristiek verschuift. Het is lastig, om voor deze grenskarakteristieken een bepaalde wetmatigheid aan te geven en op grond daarvan den vorm van de modulatiekarakteristiek te voorspellen, temeer daar de anodestroomimpulsen niet slechts van amplitude, doch ook van gedaante veranderen, en voor negatieve waarden van  $V_{g3}$  min of meer worden afgeplat of ingedeukt (fig. 92). Dit laatste hangt niet alleen af van den vorm van de grenskarakteristiek, doch ook van de mate waarin de  $i_a-v_a$ -karakteristieken in de nabijheid van

die grenskaracteristiek opeendingen (vgl. de figuren 81 t/m 85). Het kan nu bij bepaalde typen penthoden voorkomen, dat de modulatiekarakteristiek min of meer sterk gekromd is en wel zoo, dat de bolle zijde naar de abscissenas is gekeerd. In dit geval is eenige verbetering van de karakteristiek mogelijk door het aanbrengen van modulatiespanning op het schermrooster. Men verkrijgt op die wijze een geval van gecombineerde modulatie. In § 8 van dit hoofdstuk zal hierop nader worden ingegaan.

Vangroostermodulatie wordt in kleinere zenders vaak toegepast, omdat het modulatievermogen zeer klein is (het is nul wanneer bij het moduleeren de vangroosterspanning niet positief wordt). Hooge eischen t.a.v. distorsie en rendement kunnen echter niet worden gesteld.

## § 6. Anodemodulatie

De modulatiemethoden, die tot nu toe zijn besproken, berusten alle op de stuurwerking, die ieder der roosters kan uitoefenen op den anodestroom. Daarbij sturen het stuurrooster en het schermrooster direct den kathodestroom, terwijl het vangrooster de stroomverdeling tusschen schermrooster en anode bepaalt, en dus van den totalen stroom, die het schermrooster vlak is gepasseerd, een grooter of kleiner deel doorlaat naar de anode.

In alle gevallen wordt door het moduleeren de grootte van den impuls gewijzigd, hetzij alleen de amplitude, zooals bij vangroostermodulatie, hetzij de amplitude en den openingshoek, zooals bij stuur- en schermroostermodulatie. Met de grootte van den impuls verandert dan ook de eerste harmonische  $I_{a1}$  van den anodestroom, en daarmee de anodewisselspanning  $V_{ap} = I_{a1} R_a$ , en aangezien de anodegelijkspanning een gegeven waarde bezit, zal de spanningsuitsturing  $V_{ap}/V_a$ , en dus het rendement, eveneens door de modulatiespanning worden beïnvloed.

Dit is de reden, waarom het rendement in de draaggolfinstelling van een willekeurige roostermodulatiemethode zoo klein is, want in deze instelling heeft  $I_{a1}$ , en dus ook  $V_{ap}$ , slechts ongeveer de helft van de waarde, die bij volle uitsturing, dus in den modulatie-top, mogelijk is.

Past men anodemodulatie toe, d.w.z. brengt men in serie met de anodegelijkspanning het L.F. modulatiesignaal aan (zie fig. 96), dan moet de instelling van de buis zoodanig worden gekozen, dat de anodespanning de grootte of den vorm van de anodestroomimpulsen, en dus van de eerste harmonische  $I_{a1}$ , kan beïnvloeden. Evenals bij roostermodulatie moet dus bij kleiner worden van de betreffende spanning, in dit geval de anodegelijkspanning, de eerste harmonische van den anodestroom en daarmee

de anodewisselspanning, afnemen. Doordat echter juist de anodegelijkspanning kleiner wordt, zal de spanningsuitsturing,  $V_{ap}/V_a$ , nagenoeg niet van waarde veranderen en het rendement dus niet dalen, voor zoover het van deze grootte afhankelijk is.

Wij zullen nu nagaan, op welke wijze de anodestroomimpulsen kan beïnvloeden, en hoe daardoor modulatie mogelijk is.

We beschouwen daartoe het geval van de klasse C-instelling van een ideale penthode<sup>1)</sup> (fig. 97), die op het stuurrooster geëxciteerd wordt met een H.F. wisselspanning met amplitude  $V_{g1p}$ . De grootte van den anodeweerstand  $R_a$  zij zoodanig, dat de anodewisselspanning  $V_{ap}$  kleiner is dan

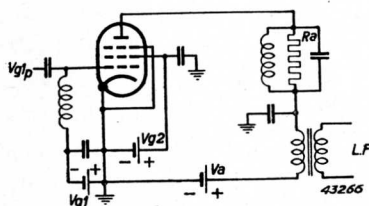


Fig. 96. Schema van een zenderversterker met anodemodulatie.

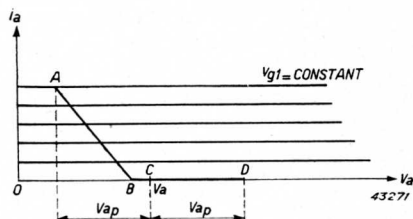


Fig. 97. Geïdealiseerde  $i_a$ - $v_a$ -karakteristieken van een penthode met belastinglijn voor H.F.-klasse C-instelling, voor  $V_{ap} < V_a$ .

de anodegelijkspanning  $V_a$ . Het H.F. vermogen is bepaald door de grootte van  $V_{ap}$  en  $I_{a1}$ , dus, daar  $V_{ap} = I_{a1} R_a$ , door  $I_{a1}$ . Deze laatste volgt uit den anodetopstroom  $I_{ap}$  en den halven stroomhoek  $\theta$ , door middel van de reeds vroeger gevonden betrekking:

$$I_{a1} = f_1(\theta) \cdot I_{ap} = \frac{I_{ap}}{\pi} \cdot \frac{\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta}{1 - \cos \theta},$$

waarbij  $\theta$  gevonden wordt uit:

$$\cos \theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{g1p}},$$

aangezien de statische karakteristieken worden beschreven door

$$i_a = a(v_{g1} + b v_{g2}).$$

<sup>1)</sup> Zie voor de anodemodulatie van een triode de opmerking aan het eind van deze §.

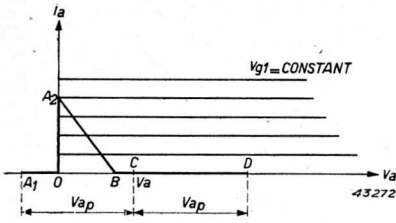


Fig. 98. Als fig. 97, echter voor  $V_{ap} > V_a$ .

Uit de bovenstaande formules blijkt onmiddellijk, dat  $I_{a1}$  onafhankelijk is van  $V_a$ , omdat  $I_{ap}$  en  $\Theta$  daarvan onafhankelijk zijn. Dit beteekent, dat onder deze omstandigheden modulatie van den antennestroom door middel van anodespanningsvariatie niet mogelijk is. Uit fig. 97 is dat overigens ook wel direct te zien; immers, wordt  $V_a$  grooter, dan schuift de werklijn ABCD in haar geheel

op naar rechts, zonder dat aan den anodestroomimpuls iets verandert. Inderdaad moet dan ook, zooals reeds hierboven werd opgemerkt, de instelling zoodanig worden gekozen, dat bij variatie van de anodegelijkspanning de grootte of de vorm van den stroomimpuls wordt gewijzigd. Dit nu wordt bereikt door een instelling als weergegeven in fig. 98, waarbij de anodewisselspanning grooter is dan de anodegelijkspanning. De werklijn krijgt dan de gedaante  $A_1OA_2BCD$ ; de anodespanning is dus negatief gedurende den tijd, dat het werkpunt de weg  $OA_1O$  aflegt, en gedurende dienzelfden tijd is de anodestroom nul. In tegenstelling tot het normale geval van fig. 97, waarbij het maximum van den anodestroom gelijktijdig optreedt

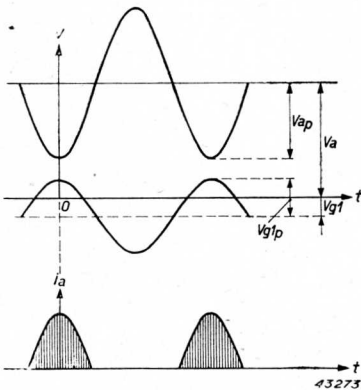


Fig. 99. Anodespanning, rooster-spanning en anodestroom als functies van den tijd, volgens de belastinglijn van fig. 97.

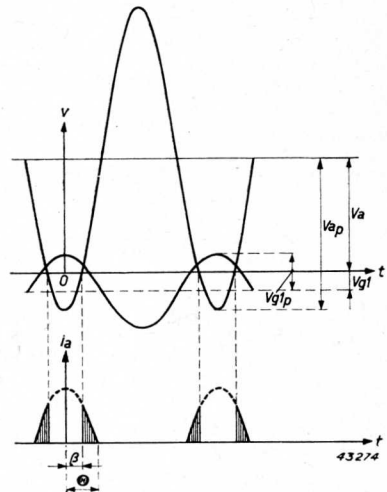


Fig. 100. Als fig. 99, echter nu voor de belastinglijn van fig. 98.

met het minimum van de anodespanning, is hier in de omgeving van de minimale anodespanning de anodestroom nul; de anodestroomimpuls heeft derhalve een indeuking, die reikt tot aan de abscissenas.

In de fig. 99 en 100 is het verloop van spanningen en stroomen voor de gevallen van fig. 97 en 98 weergegeven. Uit fig. 100 blijkt, dat het stroomlooze deel van den anodestroomimpuls optreedt gedurende den tijd, dat de anodespanning negatief is.

In de practijk zijn de verschijnselen in zooverre anders, dat de  $I_a-V_a$ -karakteristieken (fig. 98) niet doorloopen tot aan de ordinatenas, doch slechts tot aan de vroeger besproken grenskarakteristiek, die, in tegenstelling tot de ordinatenas, een eindige steilheid heeft. De indeuking in den anodestroomimpuls heeft daardoor niet het abrupte karakter van fig. 100, doch treedt meer geleidelijk op. Aan de hand van een voorbeeld zal dat later worden aangetoond.

Wij zullen nu voor het geval van fig. 98 nagaan, hoe de vorm van de modulatiekarakteristiek,  $I_{a1} = f(V_a)$ , wordt.

De  $I_a-V_a$ -karakteristieken stellen we weer voor door

$$i_a = a(v_{g1} + bv_{g2}), \quad i_a > 0, \quad v_a > 0, \quad \dots \dots \dots (5, 13)$$

de stuurroosterspanning door

$$v_{g1} = V_{g1} + V_{g1p} \cos \omega t, \quad \dots \dots \dots (5, 14)$$

de anodespanning door

$$v_a = V_a - V_{ap} \cos \omega t \quad \dots \dots \dots (5, 15)$$

Als functie van den tijd is nu de anodestroom gegeven door

$$i_a = a(V_{g1} + V_{g1p} \cos \omega t + bV_{g2}), \quad \dots \dots \dots (5, 16)$$

geldig voor de waarden van  $\omega t$ , waarvoor  $i_a > 0$  en  $v_a > 0$  is. Aan de eerste voorwaarde wordt als gewoonlijk voldaan door de conditie

$$\omega t < \Theta,$$

$$\text{met} \quad \cos \Theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{g1p}}, \quad \dots \dots \dots (5, 17)$$

en aan de tweede door

$$\omega t > \beta,$$

$$\text{waarbij } \beta \text{ bepaald is door } \cos \beta = \frac{V_a}{V_{ap}}. \quad \dots \dots \dots (5, 18)$$

In fig. 100 zijn de hoeken  $\Theta$  en  $\beta$  aangeduid; uit deze figuur is ook de formule voor  $\cos \beta$  af te leiden.



De anodestroom wordt dus voorgesteld door

$$i_a = a (V_{g1} + bV_{g2} + V_{g1P} \cos \omega t), \beta < \omega t < \Theta$$

of, indien we  $V_{g1} + bV_{g2}$  vervangen door  $-V_{g1P} \cos \Theta$ , door:

$$i_a = a V_{g1P} (\cos \omega t - \cos \Theta), \beta < \omega t < \Theta \quad \dots \dots (5, 19)$$

Voor alle andere waarden van  $\omega t$  is  $i_a = 0$ .

De gelijkstroomcomponent van de aldus gedefinieerde impulsreeks wordt nu:

$$I_{a0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} i_a(\omega t) d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \int_{\beta}^{\Theta} a V_{g1P} (\cos \omega t - \cos \Theta) d(\omega t) =$$

$$\frac{a V_{g1P}}{\pi} \left[ \sin \omega t - \omega t \cos \Theta \right]_{\beta}^{\Theta} = \frac{a V_{g1P}}{\pi} \left[ \sin \Theta - \sin \beta - (\Theta - \beta) \cos \Theta \right],$$

wat we schrijven in den vorm:

$$\frac{\pi I_{a0}}{a V_{g1P}} = \sin \Theta - \sin \beta - (\Theta - \beta) \cos \Theta = g_0(\Theta, \beta). \quad (5, 20)$$

Voor de eerste harmonische vinden we:

$$I_{a1} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_a(\omega t) \cos \omega t d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \int_{\beta}^{\Theta} a V_{g1P} (\cos \omega t - \cos \Theta) \cos \omega t d(\omega t) =$$

$$= \frac{2a V_{g1P}}{\pi} \left[ \frac{1}{2} \omega t + \frac{1}{4} \sin 2 \omega t - \cos \Theta \sin \omega t \right]_{\beta}^{\Theta} =$$

$$= \frac{a V_{g1P}}{\pi} \left[ \Theta - \beta + \frac{1}{2} (\sin 2 \Theta - \sin 2 \beta) - 2 \cos \Theta (\sin \Theta - \sin \beta) \right],$$

wat we schrijven in de gedaante:

$$\frac{\pi I_{a1}}{a V_{g1P}} = \Theta - \frac{1}{2} \sin 2 \Theta - \beta - \frac{1}{2} \sin 2 \beta + 2 \cos \Theta \sin \beta = g_1(\Theta, \beta). \quad (5, 21)$$

De anodewisselspanning wordt:

$$V_{ap} = I_{a1} R_a = \frac{a V_{g1P}}{\pi} R_a g_1(\Theta, \beta) \quad \dots \dots (5, 22)$$

Anderzijds volgt uit de formule voor  $\cos \beta$ :

$$V_{ap} = \frac{V_a}{\cos \beta} \quad \dots \dots (5, 23)$$

Gelijkstelling van beide uitdrukkingen geeft:

$$\frac{a V_{g1P}}{\pi} R_a g_1(\Theta, \beta) = \frac{V_a}{\cos \beta},$$

of

$$g_1(\Theta, \beta) \cdot \cos \beta = \frac{\pi V_a}{a V_{g1p} R_a} = C \dots \dots (5, 24)$$

Uit deze vergelijking is  $\beta$  op te lossen voor gegeven waarden van  $V_a$ , dus van  $C$ .

Is eenmaal het verband tusschen  $C$  en  $\beta$  gevonden, dan is de modulatiekarakteristiek volgens (5, 21) en (5, 24) bepaald door

$$\frac{\pi I_{a1}}{a V_{g1p}} = g_1(\Theta, \beta) = f(C) \quad (5, 25)$$

In fig. 101 is de betrekking (5, 24) tusschen  $\beta$  en  $C$  weergegeven, en wel voor twee waarden van  $\Theta$ . De modulatiekarakteristiek volgens (5, 25) vindt men in fig. 102, voor dezelfde waarden van  $\Theta$ . Daaruit blijkt, dat de benadering van de rechte lijn voor het grootste deel van de karakteristiek zeer goed is; alleen in het onderste deel, dus voor kleine waarden van  $C$ , is het verloop eenigszins convex.

Op te merken valt, dat de karakteristieken aan de bovenzijde eindigen bij verschillende waarden van  $C = \frac{\pi V_a}{a V_{g1p} R_a}$ ,

en wel blijkt uit fig. 101, dat bij die waarden van  $C$  juist  $\beta = 0$  is. De verklaring daarvoor is gemakkelijk te geven aan de hand van de fig. 97 en fig. 98. Verhoogt men, uitgaande van fig. 98, de anode-gelijkspanning  $V_a$ , terwijl alle andere grootheden constant blijven, dan zal de geknikte

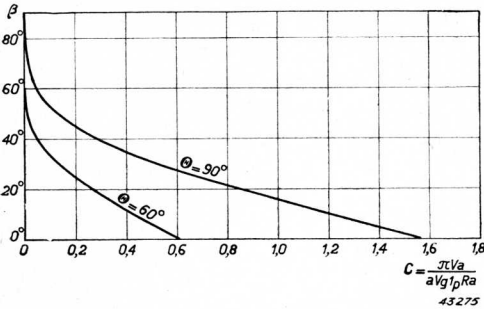


Fig. 101. Het verband tusschen den hoek  $\beta$  uit fig. 100 en de grootheid  $C = \frac{\pi V_a}{a V_{g1p} R_a}$  bij een penthode, die werkt in H.F.-klasse C met  $V_{ap} > V_a$ .

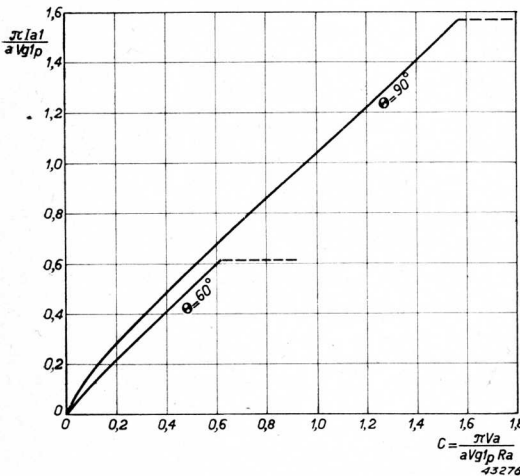


Fig. 102. Anodemodulatie-karakteristiek van een penthode met karakteristieken volgens fig. 98, voor twee waarden van den stroomhoek der anodestroomimpulsen.

§ 6. Anodemodulatie

belastinglijn  $DBA_2OA_1$  meer en meer naar rechts schuiven, met dien verstande, dat het punt  $A_2$  steeds op de  $I_a$ -as blijft liggen, en  $B, D, O$  en  $A_1$  op de  $V_a$ -as; daarbij verschuift  $A_1$  naar  $O$ . Er is nu een waarde van  $V_a$  aan te wijzen, waarbij  $A_1$  juist in  $O$  valt; dan is blijkbaar  $V_{ap} = V_a$  en heeft de belastinglijn de gedaante van die in fig. 97 (met  $A$  op de  $I_a$ -as). Op dat moment wordt  $\beta = 0$ , dus verdwijnt de indeuking in de anodestroomimpuls.

Zou men nu  $V_a$  nog verder verhoogen, dan blijft de anodestroomimpuls ongewijzigd, en dus ook  $I_{a1}$ ; de modulatiekarakteristiek krijgt dan dus een horizontaal verloop. In fig. 102 is dit deel gestippeld weergegeven.

De waarde van  $C$  (en dus van  $V_a$ ), waarbij deze knik in de modulatiekarakteristiek optreedt, is dus bepaald door  $\beta = 0$ , derhalve, in verband met (5, 24) en (5, 21):

$C_{max} = g_1(\Theta, 0) = \Theta - 1/2 \sin 2\Theta$ ,  
en inderdaad is deze waarde afhankelijk van  $\Theta$ .

Fig. 103 geeft den anodegelijkstroom als functie van de anodegelijkspanning voor  $\Theta = 90^\circ$  en  $60^\circ$ , berekend met behulp van (5, 20) en (5, 24). Voor het rendement vinden we met behulp van (5, 20), (5, 21) en (5, 23):

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{I_{a1}}{I_{a0}} \cdot \frac{V_{ap}}{V_a} = \frac{1}{2} \frac{g_1(\Theta, \beta)}{g_0(\Theta, \beta)} \cdot \frac{1}{\cos \beta} = \frac{\Theta - 1/2 \sin 2\Theta - \beta - 1/2 \sin 2\beta + 2 \cos \Theta \sin \beta}{2 \cos \beta [\sin \Theta - \sin \beta - (\Theta - \beta) \cos \Theta]}$$

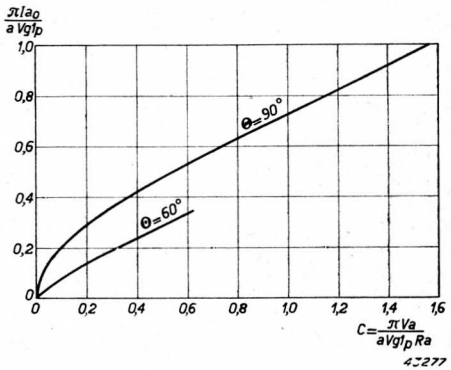


Fig. 103. Anodegelijkstroom als functie van de anodegelijkspanning bij anodemodulatie van een penthode met karakteristieken volgens fig. 98, voor twee waarden van den stroomhoek der anodestroomimpulsen.

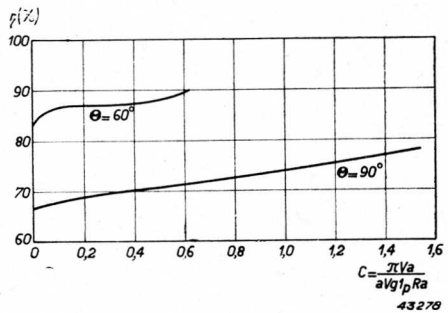


Fig. 104. Rendement als functie van de anodegelijkspanning bij anodemodulatie volgens fig. 98.

## V. De modulatie van den zenderversterker

Hieruit is  $\eta$  te berekenen als functie van  $\Theta$  en  $\beta$ , en, aangezien  $C$  (dus  $V_a$ ) eveneens als functie van  $\Theta$  en  $\beta$  bekend is (nl. (5, 24)), is ook het verband tusschen  $\eta$  en  $C$  te vinden.

Dit verband is weergegeven in fig. 104 voor  $\Theta = 60^\circ$  en  $\Theta = 90^\circ$ . Inderdaad is, zooals verwacht werd, het rendement zeer weinig veranderlijk met de anodeglijkspanning. Voor  $C = C_{max}$ , waarbij  $\beta = 0$  is, is

$$\eta = \frac{\Theta - \frac{1}{2} \sin 2\Theta}{2 (\sin \Theta - \Theta \cos \Theta)},$$

in overeenstemming met wat in hoofdstuk III werd gevonden bij de behandeling van den klasse C-versterker. Voor  $\Theta = 60^\circ$ , resp.  $90^\circ$ , volgt hieruit:  $\eta = 89,5\%$  resp.  $78,5\%$ .

Voor  $C = 0$  (d.i.  $V_a = 0$ ) is  $\beta = \Theta$ , en door een limietovergang wordt dan voor het rendement gevonden:

$$\eta = \frac{3 \cos 2\Theta - 1}{6 \cos 2\Theta};$$

hieruit volgt voor  $\Theta = 60^\circ$ , resp.  $90^\circ$ :

$$\eta = 83,3\%, \text{ resp. } 66,7\%.$$

Voor  $\Theta = 60^\circ$  ligt derhalve het rendement tusschen  $83,3\%$  en  $89,5\%$ ; voor  $\Theta = 90^\circ$  tusschen  $66,7\%$  en  $78,5\%$ .

Wij zullen nu aan de hand van de statische karakteristieken van de penthode PC 1,5/100 nagaan in hoeverre de boven behandelde theorie in overeenstemming is met de werkelijkheid.

De  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken zijn weergegeven in fig. 105. Wij zullen dan berekenen een instelling voor anodemodulatie, waarbij voor de draaggolfinstelling de anodeglijkspanning 1500 V bedraagt; verder kiezen we voor een behoorlijke klasse C-instelling:  $V_{g2} = 300$  V;  $V_{g1} = -200$  V  $V_{g1P} = 280$  V. De eisch is, dat een modulatie diepte

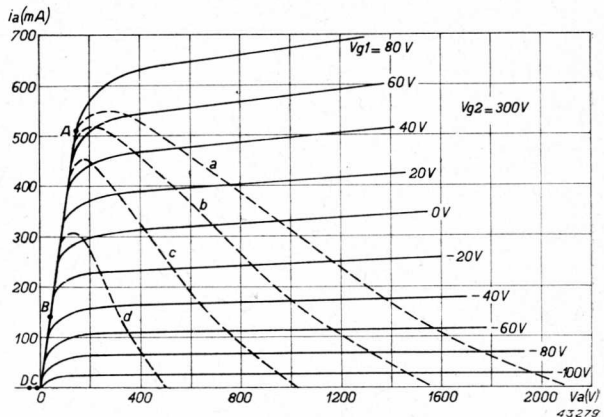


Fig. 105.  $i_a$ - $v_a$ -karakteristieken van de penthode PC 1,5/100 met belastinglijnen voor anodemodulatie.

## § 6. Anodemodulatie

van 100% moet kunnen worden bereikt met rechte modulatiekarakteristiek. Dit beteekent dus, dat de anodegelijkspanning alle waarden tusschen 0 en 3000 V zal kunnen verkrijgen.

Op grond van de boven behandelde theorie moet dan bij  $V_a = 3000$  V en bij de gegeven schermrooster- en stuurroosterspanningen de anodeweerstand  $R_a$  zoodanig worden gekozen, dat de anodewisselspanning juist vol uitgestuurd is. Daarom werd in fig. 105 als eindpunt A van de belastinglijn  $a$  (behoorend bij  $V_a = 3000$  V) gekozen:

$V_{a \min} = 150$  V,  $I_{ap} = 510$  mA; zoodat geldt:

$$v_{g1} = -200 + 280 \cos \omega t$$

$$v_a = 3000 - 2850 \cos \omega t.$$

De belastinglijn is daarmee te construeeren; vervolgens hieruit weer de anodestroomimpuls ( $a$  in fig. 106). De eerste harmonische die hieruit met den regel van Simpson volgt, is  $I_{a1} = 248$  mA, zoodat de belastingweerstand

$$R_a = \frac{2850}{0,248} = 11500 \Omega \text{ is.}$$

Met behoud van deze waarde van  $R_a$  en van stuur- en schermrooster-

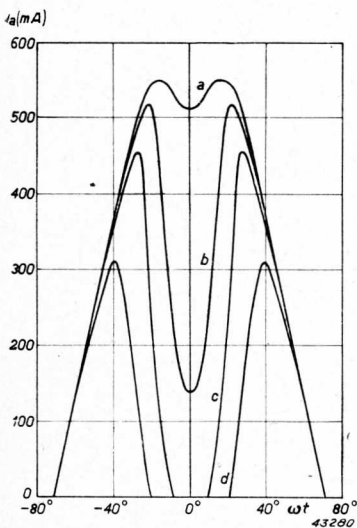


Fig. 106. Anodestroomimpuls van PC 1,5/100 bij anodemodulatie, behoorend bij de belastinglijnen van fig. 105.

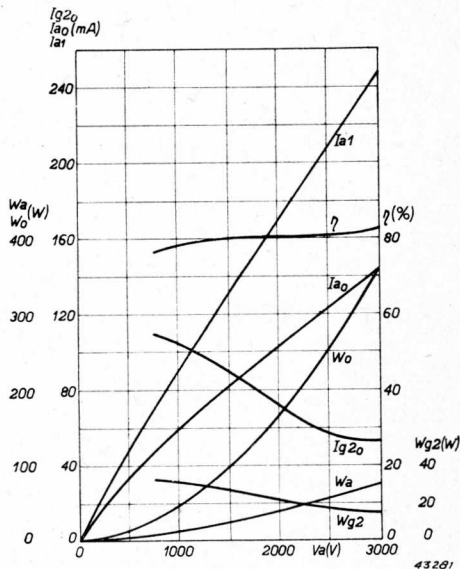


Fig. 107. Anodemodulatie-karakteristiek van PC 1,5/100 voor  $V_a = 1500$  V;  $V_{g1} = -200$  V;  $V_{g1p} = 280$  V;  $V_{g2} = 300$  V;  $R_a = 11500 \Omega$ .

spanning berekenen we nu soortgelijke instellingen voor  $V_a = 2250$ , 1500 en 750 V. Met *b*, *c* en *d* worden in fig. 105 de bijbehorende belastinglijnen weergegeven en in fig. 106 de bijbehorende impulsen.

Inderdaad vertoonen deze impulsen een indeuking, die des te sterker is naarmate  $V_a$  lager is. Doordat echter de grenskaracteristiek in fig. 105 een eindige steilheid heeft, vormt deze indeuking zich meer geleidelijk, en bereikt pas bij de lagere waarden van  $V_a$  de abscissenas (vgl. impuls *c*, met  $V_a = 1500$  V).

In de volgende tabel zijn verschillende grootheden, die uit de impulsen kunnen worden afgeleid, samengevoegd, en in beeld gebracht in fig. 107.

Tabel X

Anodemodulatie PC 1,5/100.  $V_a = 1500$  V;  $V_{g1} = -200$  V;  $V_{g1p} = 280$  V;  
 $V_{g2} = 300$  V;  $R_a = 11500 \Omega$ .

$V_a$ (V)	$V_{ap}$ (V)	$I_{a1}$ (mA)	$I_{a0}$ (mA)	$W_i$ (W)	$W_o$ (W)	$W_a$ (W)	$\eta$ (%)	$I_{g23}$ (mA)	$W_{g2}$ (W)
3000	2850	248	143	429	354	75	82,4	54	16
2250	2180	189	114	257	205	52	80	64	19
1500	1510	131	82	123	99	24	80,3	90	27
750	795	69	48	36	27	9	75,0	109	33

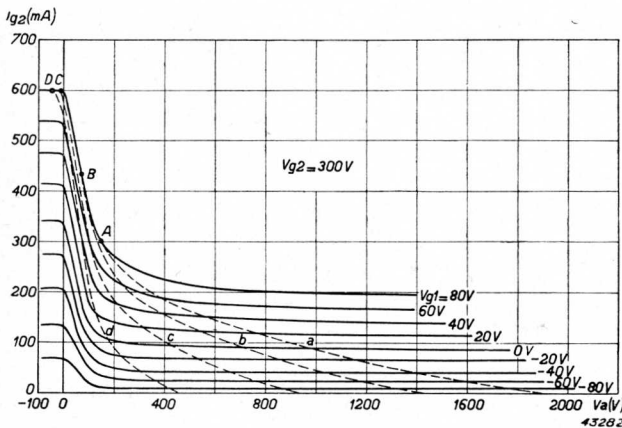


Fig. 108.  $i_{g2}$ - $v_a$ -karakteristieken van PC 1,5/100 met belastinglijnen voor anodemodulatie.

Men ziet uit fig. 107, dat de modulatiekarakteristiek,  $I_{a1} = f(V_a)$ , zeer goed de rechte lijn benadert. Alleen het onderste deel is een weinig gebogen, in overeenstemming met wat in fig. 102 werd gevonden. Ook blijkt uit fig. 107, dat het rendement hoog is, en praktisch onafhankelijk

kelijk van de anodeglijks spanning.

Verder zijn in fig. 107 weergegeven de schermroostergelijkstroom  $I_{g20}$  en de schermroosterdissipatie  $W_{g2}$ , die beide groter worden naarmate de anodeglijks spanning kleiner wordt. De verklaring hiervoor levert fig. 108, waar de schermroosterstroomkarakteristieken van deze penthode zijn afgebeeld, terwijl *a*, *b*, *c* en *d* de belastinglijnen voorstand voor  $V_a = 3000, 2250, 1500$  en  $750$  V. De stroomimpulsen vindt men in fig. 109. Deze worden derhalve des te hooger en breeder, naarmate de anodeglijks spanning lager is, en wel ten gevolge van het feit, dat de minimale anodespanning dan steeds lagere waarden bereikt. Zoo is bijv. bij  $V_a = 3000$  V,  $v_{amin} = V_a - V_{ap} = 150$  V; bij  $V_a = 750$  V is  $v_{amin} = -45$  V, en hoe kleiner  $v_{amin}$ , des te grooter is  $I_{g2p}$  (vgl. in fig. 108 de eindpunten *A*, *B*, *C* en *D* der respectieve belastinglijnen).

De draaggolfinstelling voor anodemodulatie voor deze penthode zal men dus kiezen bij  $V_a = 1500$  V; dan kan men een modulatie diepte van 100% bereiken met een nagenoeg rechtlijnige modulatiekarakteristiek. Wegens het hooge rendement van 80% blijft de anodedissipatie ver onder het toegestane maximum; hier is  $W_a = 24$  W. De schermroosterdissipatie echter komt wel aan haar maximum toe; in dit geval is  $W_{g2} = 27$  W, wat dus zelfs iets boven het toegelaten maximum van 25 W is<sup>1)</sup>. De hooge schermroosterdissipatie is trouwens steeds een bezwaar van anodemodulatie van een penthode. Ter verkrijging toch van een rechte modulatiekarakteristiek moet de instelling zoodanig worden gekozen, dat in den top van

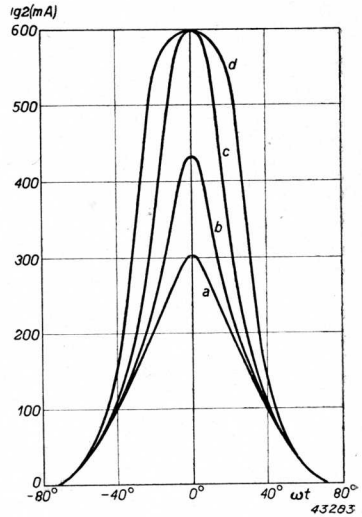


Fig. 109. Schermroosterstroomimpulsen van PC 1,5/100 bij anodemodulatie, behoorend bij de belastinglijnen van fig. 108.

<sup>1)</sup> De waarde voor  $W_{g2}$  van 27 W is, zooals opgemerkt, die, welke geldt voor de ongemoduleerde draaggolfinstelling ( $V_a = 1500$  V). Bij het moduleeren schommelt de anodespanning om deze waarde van 1500 V, en de oogenblikkelijke schermroosterdissipatie zal dus boven en beneden 27 W schommelen. Maatgevend is dan de gemiddelde dissipatie; een eenvoudige berekening leert, dat die in dit geval niet veel van 27 W afwijkt, dit ten gevolge van het ongeveer lineaire verloop der  $W_{g2}$ -lijn.



de modulatie, dat is dus bij de dubbele anodeglijkspanning, de anode-wisselspanning volledig uitgestuurd is; deze topinstelling is dus een gewone klasse C telegrafie-instelling, en wij hebben vroeger gezien (hoofdstuk IV), dat daarbij de schermroosterdissipatie reeds tamelijk hoog kan worden. Verlaagt men nu de anodespanning, met behoud van de eenmaal gekozen waarden van  $V_{g1}$ ,  $V_{g1p}$ ,  $V_{g2}$  en  $R_a$ , dan treedt overexcitatie op, met als gevolg verhooging van den schermroosterstroom en de schermroosterdissipatie.

Het is dan ook meestal zoo, dat de instelling voor anodemodulatie van een penthode begrensd wordt door de maximaal toelaatbare schermroosterdissipatie. In de volgende § zal worden besproken, hoe men hierin verbetering kan brengen.

De anodemodulatie van een triode wijkt principieel niet af van die van een penthode. Ook hier wordt de modulatie teweeggebracht doordat de anodewisselspanning als het ware vastloopt tegen de grenskaracteristiek, waardoor de indeuking van den anodestroomimpuls ontstaat. Doordat echter bij de triode de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken niet, zoals in fig. 97, horizontaal loopen, doch een zekeren hoek maken met de  $V_a$ -as, is het omgeknikte stuk van de modulatiekarakteristiek niet, zoals in fig. 102, horizontaal, doch loopt schuin omhoog; in de practijk is dit dus een bocht in de modulatiekarakteristiek.

Anodemodulatie wordt vooral daar toegepast, waar een hoog rendement en een goede kwaliteit van de modulatie worden geëischt. Als bezwaar staat daar tegenover, dat het modulatievermogen aanzienlijk is, nl. bij een modulatiediepte van 100% de helft van het opgenomen anode-gelijkstroomvermogen (zie § 9). Voor zenders van groot vermogen zijn dan krachtige modulatieversterkers noodig.

### § 7. Telefonieversterking (H.F.-klasse B)

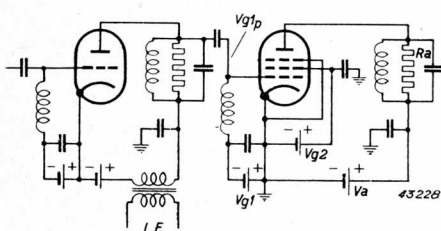


Fig. 110. Schema van een zenderversterker met H.F.-klasse B-modulatie.

In § 2 is reeds medegedeeld, dat onder telefonieversterking wordt verstaan het geval, dat de zendbuis wordt geëxciteerd met een excitatiespanning, die L.F. gemoduleerd is.

Fig. 110 toont het schema van een dergelijken telefonieversterker. Als voorbeeld werd hier gekozen een

penthode, die op het stuurrooster wordt geëxciteerd met een wisselspanning  $V_{g1p}$ , die gemoduleerd is in L.F. tempo. Deze excitatiespanning wordt hier geleverd door een triode, die in de anode met het laagfrequente signaal wordt gemoduleerd.

Wij zullen nu aan de hand van de geïdealiseerde karakteristieken van de zendbuis nagaan hoe, in het algemeen, het gedrag is van een klasse C-versterker bij variabele excitatiespanning, en wel willen wij den toestand bij

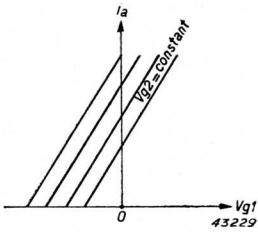


Fig. 111. Geschematiseerde  $I_a-V_{g1}$  karakteristieken van een penthode.

de penthode nader bezien. Met goede benadering is bij de penthode de anodestroom voor te stellen door een vergelijking van de gedaante

$$i_a = a (v_{g1} + b v_{g2}),$$

met andere woorden: de anodestroom is lineair afhankelijk van  $v_{g1}$  en  $v_{g2}$  en onafhankelijk van  $v_a$ . Deze formule is alleen geldig, zoolang zij waarden van  $i_a$  oplevert grooter dan nul, en voorts alleen voor  $v_a > 0$ .

Het  $I_a-V_{g1}$ -diagram heeft dus de gedaante van fig. 111.

In fig. 112 is een der karakteristieken uit fig. 111 overgeteekend, met daaronder drie verschillende waarden van de excitatiespanning, gesuperponeerd

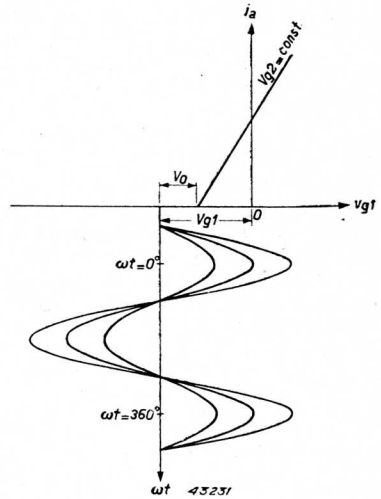


Fig. 112. Excitatie van een penthode in klasse C bij verschillende excitatiespanningen.

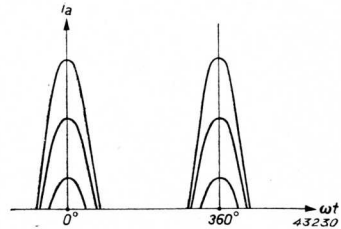


Fig. 113. Anodestroomimpulsen, behorend bij de excitatiespanningen van fig. 112.

op de negatieve roosterspanning,  $V_{g1}$ . Uit deze figuur is nu gemakkelijk het verloop van den anodestroom  $i_a$  als functie van  $\omega t$  te construeeren; het resultaat is weergegeven in fig. 113. Wij zien daaruit dat, door verandering van de excitatiespanning, zoowel de amplitude als de openingshoek van de stroomimpulsen worden gewijzigd.

Voor een willekeurige waarde  $V_{g1p}$  van de excitatiespanning is de halve openingshoek  $\Theta$  der stroomimpulsen volgens fig. 112 te berekenen uit:

$$\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{g1p}}, \dots \dots \dots (5, 26)$$

mits  $V_{g1p} > -V_{g1} - bV_{g2}$ ,  
terwijl de anodetopstroom  $I_{ap}$  wordt:

$$I_{ap} = a (V_{g1} + V_{g1p} + bV_{g2}) \dots \dots \dots (5, 27)$$

De topwaarde  $I_{a1}$  van de eerste harmonische van den anodestroom wordt

$$I_{a1} = f_1(\Theta) \cdot I_{ap} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Theta - \frac{1}{2} \sin 2\Theta}{1 - \cos \Theta} \cdot I_{ap}, \dots \dots (5, 28)$$

de anodewisselspanning  $V_{ap}$ :

$$V_{ap} = I_{a1} R_a \dots \dots \dots (5, 29)$$

en het afgegeven H.F. vermogen:

$$W_o = \frac{1}{2} I_{a1} V_{ap} = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_a \dots \dots \dots (5, 30)$$

Dit vermogen wordt door de antenne opgenomen <sup>1)</sup> en eensdeels als electromagnetisch vermogen uitgestraald in de ruimte, anderdeels gedissipeerd in den verliesweerstand van de antenne. Is  $R_{ant}$  de antenneweerstand (bestaande uit stralings- en verliesweerstand), en  $I_{ant}$  de effectieve waarde van den H.F. antennestroom, dan is:

$$W_o = I_{ant}^2 R_{ant} \dots \dots \dots (5, 31)$$

Uit (5, 30) en (5, 31) volgt het verband tusschen  $I_{a1}$  en  $I_{ant}$ :

$$I_{ant} = I_{a1} \sqrt{\frac{R_a}{2R_{ant}}}, \dots \dots \dots (5, 32)$$

hetgeen beteekent, dat  $I_{ant}$  evenredig is met  $I_{a1}$ , aangezien de vorm onder het wortelteeken constant is. Met behulp van de betrekkingen (5, 28), (5, 27) en (5, 26) is dan ook het verband tusschen  $I_{ant}$  en  $V_{g1p}$  vastgelegd. Noemen wij gemakshalve

$$-V_{g1} - bV_{g2} = V_o,$$

<sup>1)</sup> Behoudens de kringverliezen; zie hoofdstuk VIII, § 4.

waarbij dan  $V_o$  de absolute waarde is van het verschil tusschen de negatieve voorspanning en de spanning behoorend bij het voetpunt van de  $I_a$ - $V_{g1}$  karakteristiek (zie fig. 112), dan zijn voor  $I_{a1}$  en  $V_{g1p}$  de volgende uitdrukkingen uit het bovenstaande af te leiden:

$$\frac{\pi I_{a1}}{a V_o} = \frac{\Theta - 1/2 \sin 2\Theta}{\cos \Theta};$$

$$\frac{V_{g1p}}{V_o} = \frac{1}{\cos \Theta}.$$

Met behulp hiervan is het verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{g1p}$  te berekenen bij constante  $V_o$ . In fig. 114 is deze berekening in beeld gebracht; men vindt daar  $\pi I_{a1}/aV_o$  als functie van  $V_{g1p}/V_o$ .

Uit deze figuur blijkt, dat  $I_{a1}$ , en dus  $I_{ant}$ , eerst dan van nul verschillende waarden bereikt als  $V_{g1p}/V_o > 1$  wordt; dit is overigens ook uit fig. 112 direct te begrijpen, omdat er eerst dan anodestroomimpulsen gaan vloeien. Veranderingen van  $V_{g p}$  in het gebied  $V_{g1p} < V_o$  hebben derhalve geen invloed op den antennestroom.

Daaruit volgt dat, wanneer tijdens het moduleeren de amplitude  $V_{g1p}$  kleiner wordt dan  $V_o$ , dus in het dal van de modulatie, de antennestroom deze variaties van  $V_{g1p}$  niet meer volgt.

Het is duidelijk, dat daardoor een getrouwe weergave van de L.F. variaties van  $V_{g1p}$  niet mogelijk is. Daarvoor is integendeel noodig, dat er een lineair verband bestaat tusschen den antennestroom en de excitatiespanning, dus een betrekking van de gedaante  $I_{ant} = \text{const. } V_{g1p}$ , dus ook:  $I_{a1} = \text{const. } V_{g1p}$ . Dit is de vergelijking van een rechte door den oorsprong van coördinaten, en blijkens fig. 114 kan deze toestand nooit met een klasse C-versterker worden bereikt.

Daartoe is integendeel noodig dat, zoodra  $V_{g1p} > 0$  wordt, er tevens anodestroom gaat vloeien; blijkbaar kan dit alleen worden verkregen, indien  $V_o = 0$  is, dus bij klasse B-instelling.

Maken wij een instelling in klasse B, dan is in (5, 26) en (5, 27):

$$V_{g1} = -bV_{g2}, \text{ of } V_o = 0;$$

de negatieve voorspanning is dan ingesteld op het voetpunt van de  $I_a$ - $V_{g1}$ -

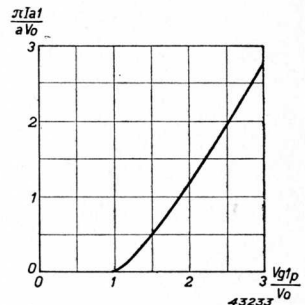


Fig. 114. Modulatiekarakteristiek van den klasse C-versterker, als de excitatiespanning wordt gemoduleerd.

## V. De modulatie van den zenderversterker

karakteristiek en  $\cos \Theta = 0$ , dus  $\Theta = 90$  is onafhankelijk van de grootte van de excitatiespanning.

Dan is verder

$$I_{ap} = aV_{g1P},$$

en

$$I_{a1} = f_1(\Theta) \cdot I_{ap} = \frac{1}{2} I_{ap} = \frac{1}{2} a V_{g1P},$$

m.a.w.: nu bestaat er tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{g1P}$  het gewenschte lineaire verband. Dit resultaat wordt dus verkregen doordat de statische karakteristiek een rechte is en doordat als rustpunt het voetspunt dier karakteristiek werd gekozen, waardoor bij excitatie de anodestroomimpulsen steeds den vorm van halve sinussen hebben.

Bij het bovenstaande is verondersteld, dat de anodestroom alleen afhankelijk is van  $v_{g1}$  en  $v_{g2}$ , doch niet van  $v_a$ . Dit laatste is alleen het geval, indien bij de uitsturing de grenskarakteristiek niet wordt bereikt. Wordt

de excitatiespanning opgevoerd tot dit punt is bereikt, dan treedt in-deuking op van den anodestroomimpuls, en dus vermindering van de eerste harmonische; het gevolg is, dat de stijging van den antennestroom niet meer voortgaat, doch dat de modulatiekarakteristiek een horizontaal verloop gaat vertoonen.

Het bovenstaande zal worden toegelicht aan de hand van een H.F. klasse B-instelling voor de penthode PC 1,5/100.

Van deze zendbuis geeft

fig. 67 de  $I_a$ - $V_{g1}$ -karakteristiek voor  $V_{g2} = 300$  V, en fig. 115 de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristiekenbundel, eveneens voor  $V_{g2} = 300$  V.

Wij stellen als eisch een zoodanige klasse B-instelling te maken, dat het

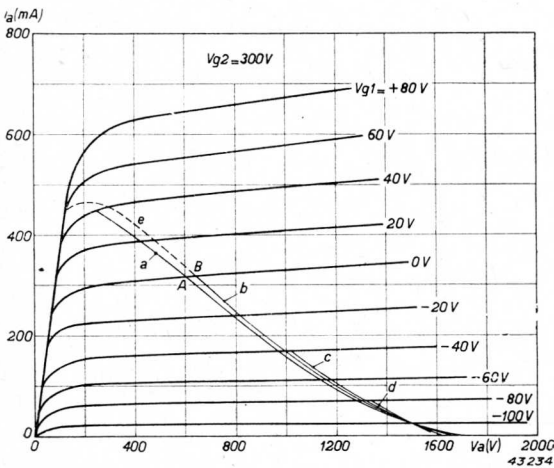


Fig. 115.  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_{g2} = 300$  V, met belastinglijnen voor H.F. klasse B-instelling bij  $R_a = 5680 \Omega$ : a)  $V_{g1P} = 140$  V; b)  $V_{g1P} = 100$  V; c)  $V_{g1P} = 60$  V; d)  $V_{g1P} = 20$  V; e)  $V_{g1P} = 160$  V.

verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{g1p}$ , dat wij de versterkerkarakteristiek zullen noemen, zoo veel mogelijk de rechte lijn benadert, en vervolgens, dat nergens de maximaal toegestane anodedissipatie van 85 W wordt overschreden. De anodeglijkspanning  $V_a$  nemen we 1500 V.

Indien aan den eersten eisch zal worden voldaan, is het noodig, dat bij de gekozen schermroosterspanning  $V_{g2} = 300$  V de absolute waarde van de negatieve spanning op het stuurrooster iets kleiner is dan die van de spanning behoorend bij het voetpunt van de karakteristiek. In fig. 67 ligt dit voetpunt bij  $V_{g1} = -128$  V, en feitelijk zou dit dus het rustpunt van de klasse B-instelling dienen te zijn. In dat geval zou echter de versterkerkarakteristiek aan de onderzijde een kromlijinig verloop vertoonen, als gevolg van de bocht in de statische karakteristiek, zooals naderhand nog zal worden aangetoond. Wij kiezen daarom als rustpunt  $V_{g1} = -100$  V; er loopt dan natuurlijk een zekere anode-ruststroom, in dit geval ten bedrage van 25 mA.

De tweede eisch, nl. die van de anodedissipatie, kan slechts worden beoordeeld, als de versterkerkarakteristiek, en dus het verloop van stroomen, spanningen en vermogens als functie van de excitatiespanning, bekend zijn. Op grond van een voorloopige berekening kiezen we als maximale waarde van de excitatiespanning 140 V (de meest positieve waarde van  $v_{g1}$  is dan + 40 V), met een bijbehorende anodewisselspanning van 1250 V. Dan zijn dus  $v_{g1}(t)$  en  $v_a(t)$  weer te berekenen, en wel uit:

$$v_{g1}(t) = -100 + 140 \cos \omega t$$

$$v_a(t) = 1500 - 1250 \cos \omega t,$$

en is de belastinglijn te construeeren ( $a$  in fig. 115); vervolgens daaruit weer de anodestroomimpuls ( $a$  in fig. 116). Op de bekende wijze volgen hieruit de anodeglijksstroom  $I_{a0}$  en de topwaarde van de eerste harmonische  $I_{a1}$ , en daaruit weer  $R_a = 5680 \Omega$ , alsmede  $W_i$ ,  $W_o$ ,  $W_a$  en  $\eta$ .

Is eenmaal de waarde van  $R_a$  bekend, dan wordt de heele berekening, met

behoud van deze waarde van  $R_a$ , herhaald voor eenige andere waarden van de excitatiespanning; hier werd gekozen:  $V_{g1p} = 100, 60$  en  $20$  V, overeenkomend met de lijnen  $b, c$  en  $d$  in de figuren 115 en 116. Daarbij

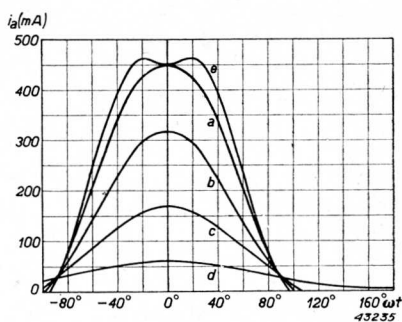


Fig. 116. Anodestroomimpulsen behoorend bij de belastinglijnen van fig. 115.

valt op te merken, dat in fig. 115 de verschillende belastinglijnen niet samenvallen. Waren de karakteristieken van de zendbuis rechte lijnen, dan zou dit wèl het geval moeten zijn. De belastinglijn *b* bijv. werd nu zóó gevonden, dat eerst op de lijn *a* bij uitsturing tot  $V_{g1p} = 100$  V (punt *A*) de anodestroomimpuls werd berekend, alsmede  $I_{a1}$ ; daaruit en uit de anodewisselspanning van 895 V volgt dan  $R_a = 5930 \Omega$ , dus een iets te hooge waarde. We corrigeeren dit, door als eindpunt van de belastinglijn een punt *B* te kiezen, behoorend bij een anodewisselspanning van  $5680/5930 \cdot 895 = 857$  V; de anodestroomimpuls verandert door deze kleine correctie van de belastinglijn nagenoeg niet.

Het resultaat van de berekeningen is weergegeven in fig. 117. De lijn  $I_{a1}$  is nu de gezochte versterkerkarakteristiek, want de antennestroom is immers met  $I_{a1}$  evenredig. Zooals men ziet, wordt de rechte lijn wel eenigszins benaderd. Aan de bovenzijde vertoont de karakteristiek de neiging tot afbuiging. Ten einde te kunnen beoordeelen wat hierbij gebeurt, werd nog een instelling berekend voor  $V_{g1p} = 160$  V, met behoud van

$R_a = 5680 \Omega$ . De belastinglijn gaat nu ombuigen bij de grenskarakteristiek (*e* in fig. 115), wat een indeuking van den anodestroomimpuls ten gevolge heeft (*e* in fig. 116). De toeneming van  $I_{a1}$ ,  $W_o$  en  $I_{a0}$  in fig. 117 is daardoor minder snel; dit effect is des te sterker, naarmate de excitatiespanning wordt opgevoerd en de indeuking van den impuls grooter wordt. Het is dus bij deze waarde van de excitatiespanning, dat het rechte deel van de versterkerkarakteristiek een begrenzing vindt. Omgekeerd beteekent dit, dat de variaties van  $V_{g1p}$ , als gevolg van de modulatiespanning in den voorgaanden trap slechts mogen liggen tusschen 0 en 160 V, indien men althans practisch vrij van distorsie wil blijven. Aangezien uiteraard de variaties in positieven zin gemiddeld even groot zullen zijn als die in negatieven zin, moet voor de draaggolfinstelling van den telefonieversterker een

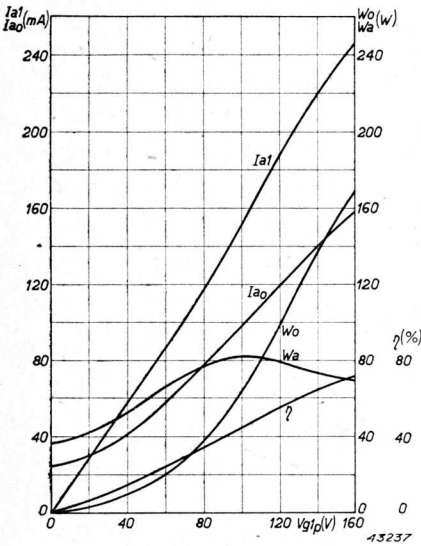


Fig. 117. Versterkerkarakteristiek der H.F. klasse B-instelling van de penthode PC 1,5/100, voor  $V_a = 1500$  V;  $V_{g1} = -100$  V;  $V_{g2} = 300$  V;  $R_a = 5680 \Omega$ .



excitatiespanning van 80 V worden gekozen.

Dan komt tevens een bezwaar van deze wijze van versterken aan het licht, nl. het lage rendement. Uit fig. 117 blijkt nl., dat het rendement ongeveer evenredig is met  $V_{g1p}$  en als hoogste waarde 72% bereikt bij  $V_{g1p} = 160$  V. Dat het rendement ongeveer evenredig moet zijn met  $V_{g1p}$  is uit de belastinglijnen van fig. 115 direct te begrijpen; immers, voor de verschillende belastinglijnen daalt de anodewisselspanning ongeveer evenredig met  $V_{g1p}$ , en het rendement is weer met de anodewisselspanning evenredig. De grootste waarde van deze spanning, dus van het rendement, wordt bereikt bij  $V_{g1p} = 160$  V, in dit geval  $\eta = 72\%$ ; bij  $V_{g1p} = 80$  V (draaggolf) is dus het rendement ongeveer de helft, hier 33%. Vandaar dan ook, dat voor de draaggolfinstelling de anodedissipatie ca.  $2 \times$  zoo groot is als het afgegeven H.F. vermogen, en wel is daar  $W_a = 77$  W;  $W_o = 38$  W. Wij zien dus dat, ten gevolge van het lage rendement, het vermogen, dat kan worden geleverd, zal worden begrensd door de maximale waarde, die voor de anodedissipatie is toegestaan.

In overeenstemming met de keuze van het rustpunt,  $I_{a0} = 25$  mA, gaat in fig. 117 de lijn  $I_{a0}$  niet door den oorsprong, doch begint aan te loopen bij 25 mA. De lijn voor de anodedissipatie  $W_a$  begint bij  $V_{g1p} = 0$  dan ook op een waarde van 37,5 W.

Wij zullen nu nog nagaan, hoe de vorm van de versterkerkarakteristiek wordt, indien als rustpunt een ander punt wordt gekozen dan  $V_{g1} = -100$  V.

Met behulp van fig. 67 berekenen we, voor  $V_{g1} = -128$  V (het voetpunt der karakteristiek) en voor  $V_{g1} = -145$  V, de grootte van  $I_{a1}$  en  $I_{a0}$  als functie van  $V_{g1p}$ . Het resultaat van deze berekeningen is weergegeven in fig. 118, waarin ook het geval  $V_{g1} = -100$  V uit fig. 117 is opgenomen. De getrokken lijnen stellen voor het verloop van  $I_{a1}$  als functie van  $V_{g1p}$ , resp. voor  $V_{g1} = -100, -128$  en  $-145$  V. Daaruit ziet men dat, indien wordt ingesteld op het voetpunt der statische karakteristiek, dus op  $V_{g1} = -128$  V, de versterkerkarakteristiek gekromd is, met de holle zijde

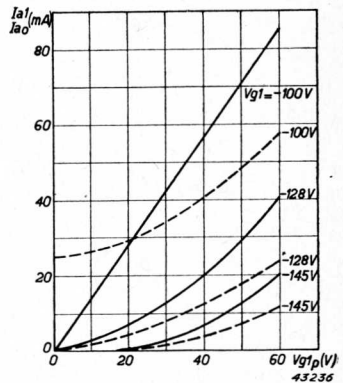


Fig. 118. Invloed van de negatieve voorspanning op den vorm van de versterkerkarakteristiek bij H.F. klasse B-instelling.

Getrokken lijnen:  $I_{a1} = f(V_{g1p})$  (versterkerkarakteristiek);

Stippellijnen:  $I_{a0} = f(V_{g1p})$ .

naar boven, blijkbaar als gevolg van den overeenkomstigen vorm der statische karakteristiek. Bij verhooging van de voorspanning tot  $-145$  V, zoodat de klasse C-instelling wordt bereikt, blijft de versterkerkarakteristiek gebogen en bereikt zelfs de abscissenas bij een waarde  $V_{g1p} = 17$  V; dit is blijkbaar het verschil tusschen het instelpunt en het voetpunt der statische karakteristiek. Dit laatste is dus in overeenstemming met wat in fig. 114 werd gevonden.

Vermindering van de negatieve voorspanning tot  $-100$  V heeft daarentegen het gewenschte rechtlijnige verloop ten gevolge. Overigens gaat dit gepaard met een ruststroom, die grooter is dan nul; in het algemeen wordt trouwens de anodegelijkstroom grooter; het rendement wordt daardoor dus eenigszins ongunstig beïnvloed. Het is derhalve van belang dat de kromming van de statische karakteristieken zoo gering mogelijk is

### § 8. Gecombineerde modulatiemethoden

De hooge schermroosterstroom bij anodemodulatie van een penthode wordt veroorzaakt, doordat in het dal van de modulatie de anodegelijkspanning daalt onder de schermroosterspanning, waardoor een groot gedeelte van den kathodestroom naar het schermrooster gaat. Wil men dezen grooten schermroosterstroom vermijden, dan moet men de schermroosterspanning gelijktijdig met de anodespanning laten veranderen, m.a.w. men moet het schermrooster eveneens moduleeren. Dat men daarbij toch een rechte modulatiekarakteristiek kan verkrijgen, is als volgt in te zien.

In § 6 werd meegedeeld, dat de instelling van de buis bij anodemodulatie zoodanig moet zijn, dat de anodespanning een sturende werking op den anodestroom kan uitoefenen. Daartoe was het noodig, de anodewisselspanning zoo hoog op te voeren, dat de anodestroomimpuls wordt ingedeukt, en wel des te meer, naarmate de anodegelijkspanning kleiner wordt. Door de indeuking verminderde de eerste harmonische van den anodestroom, wat immers juist beoogd werd. Het hooge rendement werd verklaard, doordat met  $V_{ap}$  ( $= I_{a1} R_a$ ) tevens  $V_a$  kleiner werd, echter de verhouding  $V_{ap}/V_a$  vrijwel constant bleef.

Vanzelfsprekend is het voor dit laatste niet noodig, dat de verkleining van  $I_{a1}$  door de indeuking van den stroomimpuls wordt teweeggebracht. Iedere andere methode waardoor de anodestroomimpuls, en dus  $I_{a1}$ , van grootte wordt veranderd, kan hier worden gebruikt. Slechts moet daarbij de verkleining van  $I_{a1}$ , dus van  $V_{ap} = I_{a1} R_a$ , gelijken tred houden met de verkleining van  $V_a$ ; daardoor bereikt men eenerzijds, dat de modulatie-

karacteristiek,  $I_{a1} = f(V_a)$ , een rechte wordt, anderzijds dat het rendement constant blijft. In principe kan men op deze wijze zelfs betere modulatiekaracteristieken verkrijgen dan met anodemodulatie alleen.

Denken wij ons bijv. het geval van een zendbuis, die in klasse B-instelling werkt als versterker van een gemoduleerde trilling. Zooals in § 7 werd besproken, is de instelling zoodanig, dat in den modulatietop, waarbij dus de excitatiespanning een waarde heeft gelijk aan het dubbele van die in de draaggolf, de anodewisselspanning vol uitgestuurd is. Door geschikte keuze van de negatieve spanning op het stuurrooster, is de versterkerkaracteristiek zeer goed recht te maken, d.w.z. dat, bij daling van de excitatiespanning, de eerste harmonische van den anodestroom,  $I_{a1}$ , en dus  $V_{ap}$ , evenredig verminderen. Laat men nu echter gelijktijdig de anodegelijkspanning  $V_a$  afnemen, dan zal, in tegenstelling tot de gewone klasse B versterking, het rendement constant blijven, omdat immers de verhouding  $V_{ap}/V_a$  niet verandert. Is dus aanvankelijk de anodewisselspanning bijv. 90% van de anodegelijkspanning, dan blijft deze verhouding over het geheele gebied van de modulatiekaracteristiek bestaan, m.a.w. de anodespanning zal nooit negatief worden, zooals bij anodemodulatie, en van een indeuking van den anodestroomimpuls is geen sprake. Daardoor zal de schermroosterstroom ook niet extreem hoog worden, wat bij de zuivere anodemodulatie door de uitsturing over de grenskaracteristiek juist wél het geval was.

Men kan het bovenstaande nog in een iets algemeener verband zien op de volgende wijze.

Bij een penthode wordt de kathodestroom gestuurd uitsluitend door het stuurrooster en het schermrooster; het vangrooster en de anode daarentegen beïnvloeden slechts de verdeeling van dezen kathodestroom over het schermrooster en de anode.

Daarom zal, zoowel bij vangroostermodulatie als bij anodemodulatie, een afneming van den anodestroom met een toeneming van den schermroosterstroom gepaard gaan, met als nadeelig gevolg een hooge schermroosterdissipatie.

Wil men dus hierin verbetering brengen — en dit geldt zoowel voor vangroostermodulatie als voor anodemodulatie — dan moet men door de modulatiespanning tevens den kathodestroom laten beïnvloeden, hetzij door middel van het stuurrooster, het schermrooster of beide, en wel zoodanig, dat met de afneming van den anodestroom (dus van den antenestroom) tevens de kathodestroom afneemt.

De volgende tabel geeft een overzicht van de mogelijke combinaties; daarbij zijn vermeld de figuren, waarin het betreffende schakelschema is afgebeeld.

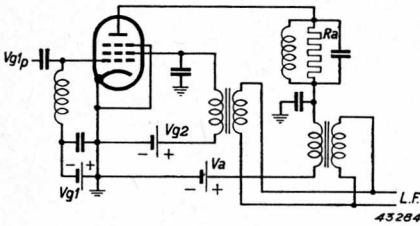


Fig. 119. Schema van een zenderversterker met modulatie in de anode en het schermrooster.

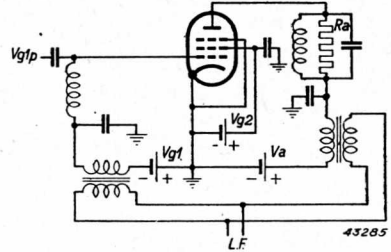


Fig. 120. Schema van een zenderversterker met modulatie in de anode en het stuurrooster.

Strikt genomen zijn de figuren 121 en 124 geen voorbeelden van gecombineerde modulaties in een buis; immers, een der beide modulaties geschiedt in den stuurtrap. Niettemin vermelden we deze beide methoden hier omdat zij met de andere methoden hetzelfde doel gemeen hebben, n. verbetering van een enkelvoudige modulatiemethode.

Tabel XI

Gecombineerde modulatiemethoden

$V_a/V_{g2}$	fig. 119
$V_a/V_{g1}$	fig. 120
$V_a/V_{g1p}$	fig. 121
$V_{g3}/V_{g2}$	fig. 122
$V_{g3}/V_{g1}$	fig. 123
$V_{g3}/V_{g1p}$	fig. 124

In de schema's der figuren 119, 120, 122 en 123 wordt de modulatiespanning op een electrode aangebracht door in serie met de voedingspanning dier electrode de secundaire wikkeling van een modulatietransformator op te nemen, die primair wordt gevoed uit een L.F. versterker.

Wordt gebruik gemaakt van gemoduleerde excitatiespanning, dan moet uiteraard in den stuurtrap, die deze excitatiespanning levert (fig. 121 en fig. 124) worden gemoduleerd. Gekozen werd hier het geval van een triode als stuurbuis, gemoduleerd in de anode.

Een bezwaar van de uitvoering der gecombineerde modulatie volgens de schema's van de fig. 119 t/m 124 is gelegen in het gebruik van twee modulatietransformatoren, waaraan de eisch moet worden gesteld, dat de

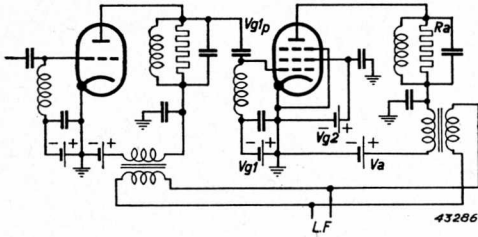


Fig. 121. Schema van een zenderversterker met modulatie in de anode en in H.F. klasse B-instelling.

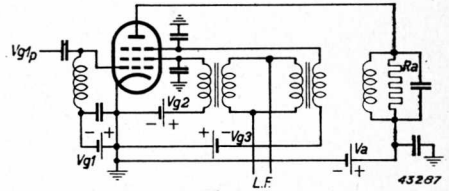


Fig. 122. Schema van een zenderversterker met modulatie in het vangrooster en het schermrooster.

afgegeven secundaire spanningen voor alle in aanmerking komende lage frequenties een constante verhouding moeten bezitten en gelijkfasig moeten zijn. Dit stelt bepaalde eischen aan het ontwerp van deze transformatoren, waarop hier echter niet verder kan worden ingegaan.

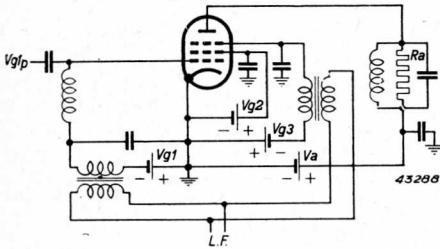


Fig. 123. Schema van een zenderversterker met modulatie in het vangrooster en het stuurrooster.

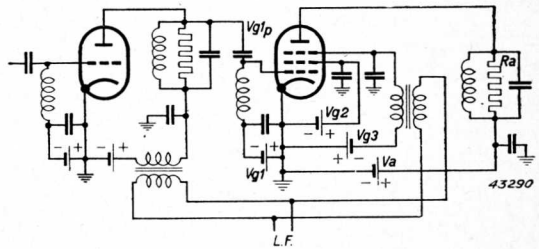


Fig. 124. Schema van een zenderversterker met modulatie in het vangrooster en in H.F. klasse B-instelling.

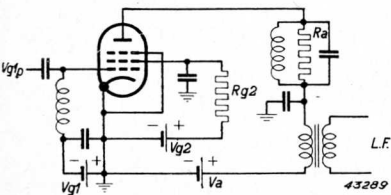


Fig. 125. Anode-schermroostermodulatie met weerstand  $R_{g2}$  in de schermroosterleiding.

Een eenvoudige uitvoeringsvorm, die vooral bij kleinere zendbuizen wordt toegepast, is die waarbij de hulpmodulatie wordt teweeggebracht door een weerstand in de voedingsleiding van de betreffende electrode. Vervangt men bijv. in fig. 119 den modulatietransformator van het schermrooster door een serieweerstand (fig. 125), dan zal bij modulatie in de anode tevens

een modulatiespanning op het schermrooster ontstaan, en wel in de juiste fase. Immers, volgens fig. 107, neemt bij dalende anodespanning de schermroosterstroom toe, en aangezien in fig. 125 de schermrooster-spanning bepaald is door

$$V_{g_2} = V_b - I_{g_{20}} \cdot R_{g_2},$$

zal tegelijkertijd de schermroosterspanning dalen.

Uiteraard is de mate van deze daling afhankelijk van den vorm van de kromme  $I_{g_{20}} = f(V_a)$ , zoodat alleen in het geval dat dit verband lineair is, de resulterende schermroosterspanning gelijkvormig zal zijn met de L.F. anodespanning. Meestal is dit verband niet lineair (zie bijv. fig. 107), zoodat de schermroosterwisselspanning dan ten opzichte van de L.F. anodespanning min of meer gedistordeerd zal zijn. Uit de practijk is echter bekend, dat dit meestal niet bezwaarlijk is.

Ook bij de andere gevallen van gecombineerde modulatie vervangt men den tweeden modulatietransformator wel door een serieweerstand van geschikte grootte, zoo bijv. bij vangroostermodulatie, waarbij een weerstand in de schermroosterleiding wordt geplaatst, en bij anodemodulatie van trioden, waar een serieweerstand in de stuurroosterleiding wordt toegepast.

In al deze gevallen is gemakkelijk na te gaan, dat de hulpmodulatie de juiste fase heeft en dat tevens de belasting van de betreffende electrode wordt verminderd.

## § 9. Modulatievermogen

Bij ieder der beschreven modulatiemethoden werd de modulatiespanning op een of meer electroden van de zendbuis aangebracht in serie met de voedingspanning, en kwam de modulatie tot stand, doordat hetzij de grootte van den kathodestroom, hetzij de verdeling van den kathodestroom over anode en schermrooster door de modulatiespanning werd beïnvloed. Bij dit proces zullen in het algemeen de stroomen van alle electroden tevens worden gevarieerd, en met name de stroom, die vloeit naar de electrode waarop de modulatiespanning wordt aangebracht. Dit beteekent dat, naast de gelijkstroomcomponent, een L.F. wisselstroom naar de modulatie-electrode vloeit, dus dat de modulatie-spanningbron een zeker vermogen moet leveren.

De grootte van dit modulatievermogen is bij anodemodulatie van een geheel andere grootte-orde dan bij roostermodulatie, en wel omdat spanning en stroom van de anode veel grooter zijn dan spanning en stroom

van ieder der roosters. Het geval van vangroostermodulatie is nog weer in zooverre bijzonder, dat de modulatiekarakteristiek geheel in het gebied van negatieve vangroosterspanning valt, en aangezien daarbij het vangrooster geen stroom opneemt, is het modulatievermogen bij deze wijze van moduleren gelijk aan nul.

De grootte van het modulatievermogen is in het algemeen geval direct te berekenen, zoodra de gelijkstroom naar de gemoduleerde elektrode bekend is als functie van de gelijkspanning op die elektrode, en de vorm van de modulatiespanning gegeven is. Wij zullen deze berekening uitvoeren voor het geval van anodemodulatie van fig. 107, waarin de anodegelijkstroom  $I_{ao}$  als functie van de anodegelijkspanning  $V_a$  is weergegeven.

Is nu bijv. de modulatiespanning sinusvormig en de modulatie diepte 100%, dan is het verband tusschen  $V_a$  en  $t$  bij een draaggolfinstelling van 1500 V voor te stellen door

$$V_a = 1500 + 1500 \cos pt,$$

waarin  $p$  de cirkelfrequentie van de modulatiespanning is. Voor een willekeurige waarde van  $pt$  is hieruit  $V_a$  te berekenen; uit fig. 107 volgt dan verder  $I_{ao}$ , zoodat dan ook het verband tusschen  $I_{ao}$  en  $pt$  bekend is. In fig. 126 zijn  $V_a$  en  $I_{ao}$  als functie van  $pt$  weergegeven.

Het vermogen  $W_i$ , dat door de zendbuis wordt opgenomen, is nu een functie van  $pt$  geworden, nl.:

$$W_i = V_a(pt) \cdot I_{ao}(pt) = (1500 + 1500 \cos pt) I_{ao}(pt).$$

In fig. 126 is dit verband tusschen  $W_i$  en  $pt$  eveneens weergegeven. Evenals in het geval van den ongemoduleerden versterker, is alleen het gemiddelde opgenomen vermogen van belang; dit is in fig. 126 aangeduid met de lijn  $\overline{W}_i$ .

Voorts kan uit fig. 107 nog het verloop van  $W_o$  als functie van  $pt$  worden bepaald, en

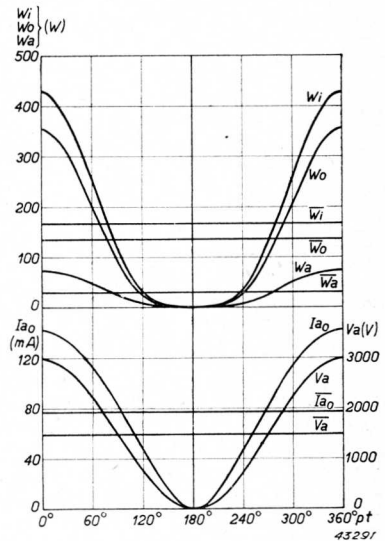


Fig. 126. Verloop van anodegelijkspanning  $V_a$ , anodegelijkstroom  $I_{ao}$ , opgenomen vermogen  $W_i$ , afgegeven H.F. vermogen  $W_o$  en anodedissipatie  $W_a$  als functie van den tijd, bij anodemodulatie van PC 1,5/100, volgens de modulatiekarakteristiek van fig. 107 en voor een modulatie diepte van 100%.



van deze grootheid weer de waarde  $\overline{W}_o$ , gemiddeld over één periode der L.F. trilling (fig. 126).

De gemiddelde waarden van de verschillende grootheden bij 100% modulatie diepte en bij een sinusvormige modulatiespanning zijn dus:

$$\begin{array}{cccccc} \overline{V}_a & \overline{I}_{ao} & \overline{W}_i & \overline{W}_o & \overline{W}_a & \overline{\eta} \\ 1500 \text{ V} & 78 \text{ mA} & 168 \text{ W} & 137 \text{ W} & 31 \text{ W} & 81,5\% \end{array}$$

Vergelijkt men hiermee de overeenkomstige waarden voor de (ongemoduleerde) draaggolf, nl.:

$$\begin{array}{cccccc} V_a & I_{ao} & W_i & W_o & W_a & \eta \\ 1500 \text{ V} & 82 \text{ mA} & 123 \text{ W} & 99 \text{ W} & 24 \text{ W} & 80,3\% \end{array}$$

dan ziet men, dat door het moduleeren de anodegelijkstroom nagenoeg niet verandert, evenmin als het rendement. Opgenomen vermogen, afgegeven vermogen en anodedissipatie stijgen, en wel alle ongeveer in dezelfde verhouding, wegens het vrijwel constante rendement.

Het vermogen, dat in de gemoduleerde instelling wordt geleverd door de anodegelijkspanningbron, is

$$\overline{W}_{io} = \overline{V}_a \cdot \overline{I}_{ao} = 1500 \cdot 78 \cdot 10^{-3} = 117 \text{ W.}$$

Aangezien het totale opgenomen vermogen 168 W bedraagt, moet het verschil, nl. 51 W, door de modulatiespanningbron worden geleverd.

Het verband tusschen de verschillende vermogens is, voor het geval van een zuiver rechte modulatiekarakteristiek, gemakkelijk aan te geven.

Is dus in fig. 107 het verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_a$  lineair, en veronderstelt men, dat zulks eveneens met  $I_{ao}$  en  $V_a$  het geval is, dan is, voor een modulatie diepte  $m$  en een sinusvormige modulatiespanning, de anodespanning gegeven door

$$V_a = V_{ao} (1 + m \cos pt),$$

de eerste harmonische door

$$I_{a1} = I_{a1o} (1 + m \cos pt)$$

en de gelijkstroom door

$$I_{ao} = I_{aoo} (1 + m \cos pt).$$

Het opgenomen vermogen is dan:

$$\overline{W}_i = \overline{V}_a \overline{I}_{ao} = V_{ao} I_{aoo} (1 + m \cos pt)^2;$$

het afgegeven vermogen:

$$W_o = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_a = \frac{1}{2} I_{a10}^2 R_a (1 + m \cos pt)^2.$$

Gemiddeld over één periode der modulatiespanning wordt:

$$\overline{I_{ao}} = I_{aoo};$$

$$\overline{W_i} = V_a I_{aoo} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$$

$$\overline{W_o} = \frac{1}{2} I_{a10}^2 R_a \left(1 + \frac{m^2}{2}\right),$$

terwijl de overeenkomstige waarden voor de ongemoduleerde draaggolf zijn:

$$I_{aoo}, V_a I_{aoo} \text{ en } \frac{1}{2} I_{a10}^2 R_a.$$

Daaruit blijkt, dat de anodegelijkstroom door het moduleeren niet verandert, en dat zowel het opgenomen vermogen als het afgegeven vermogen toenemen met een factor  $1 + m^2/2$ . Wegens dit laatste neemt de anodedissipatie toe met een factor  $1 + m^2/2$  en blijft het rendement bij het moduleeren constant.

Aangezien de anodegelijkstroom niet verandert, zal de anodegelijkspanningbron steeds hetzelfde vermogen, nl.  $V_a I_{aoo}$ , blijven leveren, zoodat het meer opgenomen vermogen, nl.  $V_a I_{aoo} \cdot m^2/2$ , door den modulator moet worden geleverd.

Voor een modulatie diepte van 100% ( $m = 1$ ) zijn dus  $\overline{W_i}$ ,  $\overline{W_o}$  en  $\overline{W_a}$   $1\frac{1}{2} \times$  zoo groot als in den ongemoduleerden toestand; van het opgenomen vermogen wordt daarbij  $2/3$  deel geleverd door de anodegelijkspanningbron en  $1/3$  door den modulator.

De modulator moet derhalve bij anodemodulatie een tamelijk groot vermogen leveren; daarom gebruikt men daarin versterkbuizen van ongeveer dezelfde vermogensklasse als de te moduleeren zendbuizen. Een zender met anodemodulatie in den laatsten versterkertrap heeft dus het nadeel van den grooten modulatorversterker, waaraan bovendien de eisch gesteld wordt, dat een breed frequentiegebied (bijv. van 30—10 000 Hz) gelijkmatig moet kunnen worden versterkt. Als voordeelen staan daartegenover de goede kwaliteit van de modulatie, alsmede het hooge rendement.

## HOOFDSTUK VI

### De zendbuis als oscillator

#### § 1. Principe; diverse schema's

In de hoofdstukken III en IV is de werking van den zenderversterker uitvoerig besproken. Wij hebben daarin gezien, hoe het door het aanbrengen van een afgestemden kring, parallel aan een belastingweerstand in de anodeleiding van een zendbuis, mogelijk is het gelijkstroomvermogen, dat de anodegelijkspanningsbron levert, om te zetten in H.F. vermogen in den genoemden belastingweerstand. De zendbuis moet daarbij, ter verkrijging van een goed rendement, in klasse C worden ingesteld, en het stuurrooster moet met een wisselspanning van zoodanige amplitude worden geëxciteerd dat, bij de gegeven anodegelijkspanning en den gegeven anodeweerstand, de anodewisselspanning een waarde bereikt, die slechts weinig kleiner is dan die van de anodegelijkspanning. Een factor, die bij dit proces van betekenis is, is de energieversterking, waaronder te verstaan is de verhouding tusschen het H.F. vermogen, dat in den anodeweerstand wordt ontwikkeld en het stuurvermogen, dat aan het stuurrooster moet worden toegevoerd. Omdat deze energieversterking, zooals wij hebben gezien, vele malen grooter is dan 1, en bovendien de anodewisselspanning ook zeer veel grooter is dan de excitatiespanning, is het mogelijk het noodige stuurvermogen aan den anodekring te ontleenen, zoodat dan een afzonderlijke excitatie-spanningsbron overbodig wordt. De zendbuis werkt dan als oscillator. Slechts moet er bij dit terugvoeren van de excitatiespanning uit den anodekring naar het rooster, de z.g. terugkoppeling, op worden gelet, dat de roosterwisselspanning in tegenfase is met de anodewisselspanning, omdat deze toestand ook bij den gestuurden klasse C-versterker bestaat.

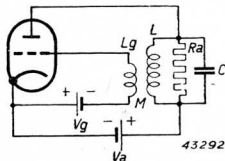


Fig. 127. Oscillator met inductieve (transformator-) terugkoppeling.

De terugkoppeling kan principieel op twee manieren worden bewerkstelligd, nl. door middel van een transformator en door middel van een potentiometerschakeling.

De transformatorterugkoppeling, meer bekend als inductieve terugkoppeling, is weergegeven in fig. 127. De primaire wikkeling van den transformator wordt gevormd door de anodekringspoel  $L$ , de secundaire door de terugkoppelspoel  $L_g$ . Door regeling

van de wederzijdsche inductie tusschen  $L$  en  $L_g$  is de terugkoppeling, d.i. de verhouding tusschen de roosteren de anodewisselspanning, te regelen. De goede fase van de roosterwisselspanning ten opzichte van de anodewisselspanning wordt verkregen door de terugkoppelspoel  $L_g$  op de juiste wijze aan te sluiten tusschen rooster en kathode; dit is afhankelijk van de wikkelrichting van  $L_g$  en  $L$ .

In de ontvangtechniek worden oscillatoren met inductieve terugkoppeling toegepast, waarbij de afgestemde kring in het rooster is opgenomen, de terugkoppelspoel daarentegen in de anodeleiding. Deze methode van terugkoppelen is voor de zendtechniek geheel ongeschikt, althans voor zoover het oscillatoren betreft, die als energie-omvormer worden gebruikt, omdat op deze wijze geen voldoende anodewisselspanning kan worden verkregen, wat voor het verkrijgen van een goede energieomzetting noodzakelijk is. Bij de terugkoppeling door middel van een potentiometerschakeling ligt het voor de hand, den anodekring zelf als spanningdeeler te gebruiken. Kiest men daarbij den inductieven tak van den anodekring, dan ontstaat de Hartley schakeling (fig. 128). Om aan den eisch van tegenfasigheid van anode- en roosterwisselspanning te voldoen, moeten de verbindingen van rooster en kathode met den anodekring worden gekruist, zoodat de anode

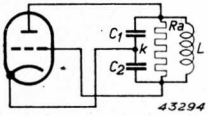


Fig. 129. Colpitts oscillator.

en het rooster ieder aan een uiteinde worden aangesloten en de kathode op een aftakking  $k$ . De grootte van de terugkoppeling wordt geregeld met de plaats van  $k$ ; hoe grooter  $L_2$  (en dus hoe kleiner  $L_1$ ), des te grooter is de terugkoppeling.

Gebruikt men den capaciteven tak, dan ontstaat het Colpitts schema (fig. 129). Uiteraard moeten ook hier de verbindingen van rooster en kathode met

den kring worden gekruist. De terugkoppeling wordt geregeld met de verhouding van de capaciteiten  $C_2$  en  $C_1$ . De oscillatorschema's met inductieven, resp. capaciteven potentiometer kan men ook uitvoeren als in fig. 130, resp. fig. 131, waarbij een afzonderlijke terugkoppeltak,  $L_p$  resp.  $C_p$ , is aangebracht. In de zendtechniek worden deze schema's wel gebruikt.

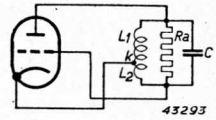


Fig. 128. Hartley oscillator.

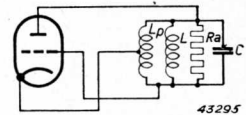


Fig. 130. Hartley oscillator met afzonderlijken inductieven terugkoppeltak.

In fig. 132 is een terugkoppelschakeling weergegeven, waarbij de spanningdeeler bestaat uit de serie-schakeling van een capaciteit  $C_1$  en een zelfinductie  $L_1$ . Doordat door beide elementen dezelfde wisselstroom vloeit, is de spanning op  $C_1$  in tegenfase met die op  $L_1$ . Door juiste keuze van de impedantie van  $C_1$  ten opzichte van die van  $L_1$  is het mogelijk dat de wisselspanning, die op de beide elementen samen staat, nl. de anodewisselspanning, in tegenfase is

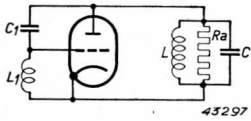


Fig. 132. Oscillator met capaciteive terugkoppeling en niet-afgestemden roosterkring.

met de spanning op  $L_1$ , nl. de excitatiespanning, waardoor aan een der voorwaarden voor oscilleeren is voldaan. De mate van terugkoppeling wordt uiteraard bepaald door de grootte van  $C_1$  en  $L_1$ : hoe grooter  $C_1$  en  $L_1$  zijn, des te grooter is de terugkoppeling.

Een variant op het schema van fig. 132 is dat van fig. 133, waarin parallel aan de zelfinductie  $L_1$  een capaciteit  $C_2$  is geplaatst. De grootte van  $L_1$  en  $C_2$  is zoodanig, dat de impedantie van den aldus ontstanen roosterkring voor de werkfrequentie inductief is, waardoor dus de werking van deze schakeling geheel dezelfde is als die van de schakeling volgens fig. 132. De capaciteit  $C_1$  van fig. 132, die parallel aan de anode-roostercapaciteit  $C_{ag}$  van de zendbuis staat, wordt in de schakeling volgens fig. 133 meestal weggelaten, omdat de buiscapaciteit zelf in de meeste gevallen voldoende groot is om een behoorlijke terugkoppeling te verzekeren. De grootte van de terugkoppeling is dan verder te regelen met de capaciteit  $C_2$ , omdat met  $C_2$

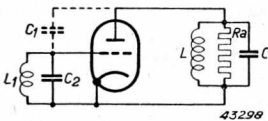


Fig. 133. Als fig. 132, echter met afgestemden roosterkring; de terugkoppeling wordt bewerkstelligd door de anode-roostercapaciteit van de buis (Huth-Kühn oscillator).

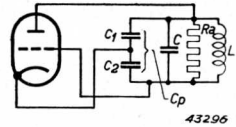


Fig. 131. Colpitts oscillator met afzonderlijken capaciteiven terugkoppeltak.

de impedantie van den roosterkring wordt beïnvloed. In de terugkoppelschakelingen der fig. 127 t/m 133 is steeds een triode als zendbuis aangeduid. Al deze schakelingen, met uitzondering van die volgens fig. 133, kunnen echter ook met een tetrode of penthode worden uitgevoerd. Dit geldt niet voor het schema van fig. 133, omdat bij tetroden en penthoden de capaciteit tusschen anode en stuurrooster te klein is voor voldoende terugkoppeling. Daarom kan de schakeling volgens fig. 133 alleen dan met een tetrode of penthode worden uitgerust als een extra terugkoppelcapaciteit,  $C_1$ , wordt

aangebracht.

In de schema's, zooals ze in de voorgaande figuren zijn weergegeven, zijn alleen de H.F. deelen der schakeling afgebeeld. Bij de praktische uitvoering moeten de verschillende voedingspanningen (anode-, rooster- en gloeispanning) zoodanig worden toegevoerd, dat de werking van het H.F. deel der schakeling niet wordt verstoord en dat tusschen de verschillende spanningbronnen geen kortsluiting optreedt.

Ter illustratie is in fig. 134 het Hartley schema van fig. 128, compleet met voeding, weergegeven. Gedacht is aan een zendbuis met direct verhitten gloeidraad, die gevoed wordt uit een transformator. Ter vermindering van gloeispanningbrommen wordt de kathodegelijkstroom weggevoerd over het midden van de secundaire wikkeling van den gloeispanningstransformator. De beide helften van deze wikkeling zijn overbrugd met condensatoren, waarover de H.F. componenten van den kathodestroom worden weggeleid.

De anodespanningbron is opgenomen in de verbindingsleiding van den gloeidraad naar den anodekring; de anode ontvangt dus via dezen kring haar spanning. Daarom noemt men deze wijze van voeding serievoeding. De anodespanningbron is met een condensator overbrugd, waardoor de H.F. stroomen passeeren en verliezen in deze bron worden vermeden.

In de terugkoppelleiding naar het rooster moet nu een scheidingcondensator  $C_g$  worden opgenomen, om te voorkomen dat de anodegelijkspanning het rooster bereikt. Uiteraard moet de grootte van  $C_g$  zoodanig zijn, dat de impedantie voor H.F. stroomen te verwaarloozen is.

Tusschen het rooster en den gloeidraad is de lekweerstand  $R_g$  aangebracht.

De roostergelijkstroom vloeit door  $R_g$  in de richting naar het rooster en verwekt zodoende de negatieve roosterspanning. In serie met den lekweerstand wordt een H.F. smoorspoel opgenomen, waardoor voorkomen wordt dat door den lekweerstand H.F. stroom vloeit.

In fig. 135 is de voeding van den Colpitts oscillator van fig. 129 weergegeven. Het verschil met fig. 134 is gelegen in de voeding van de anode, die hier niet geschiedt via den anodekring, doch via een tak,

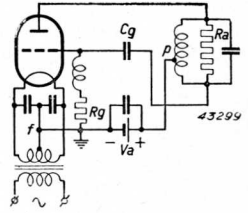


Fig. 134. Hartley oscillator, compleet met voeding.

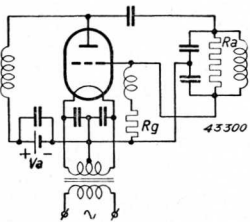


Fig. 135. Colpitts oscillator, compleet met voeding.

die daaraan parallel ligt. Daarom spreekt men hier van parallelvoeding. Om te voorkomen, dat de anodewisselspanning H.F. stroom in de anodespanningsbron voedt, is tusschen deze bron en de anode een H.F. smoorspoel opgenomen. In de leiding van de anode naar den kring moet nu een scheidingscondensator worden geplaatst, ten einde de anodegelijkspanning van het rooster verwijderd te houden.

§ 2. Berekening van frequentie en amplitude  
Stabiliteit en labiliteit

Wij zullen nu voor het geval van den Hartley oscillator nagaan, hoe van de opgewekte trilling de amplitude en de frequentie worden berekend. Het oorspronkelijke schema van fig. 128 wordt daarbij eenigszins gewijzigd, nl. in dat van fig. 136. De belastingweerstand  $R_a$  is daarin aangebracht over het deel  $L_1$  van de totale kring-zelfinductie dat tusschen anode en kathode is gelegen; voorts verwaarloozen we de wederzijdsche inductie tusschen  $L_1$  en  $L_2$ . Deze onderstellingen hebben het voordeel, dat de berekening overzichtelijker

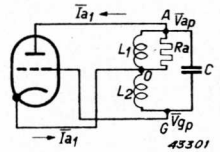


Fig. 136. Hartley-oscillator met belasting ( $R_a$ ) alleen over het anodedeel ( $L_1$ ) van de kring-spoel.

wordt, zonder dat aan het principe afbreuk wordt gedaan.

Wij onderstellen verder, dat de zendbuis in klasse C werkt, en dat de statische  $I_a-V_a$ -karakteristieken rechte lijnen zijn; ter wille van de overzichtelijkheid nemen wij aan dat ze evenwijdig aan de  $V_a$ -as loopen. Dit beteekent dus, dat wij het geval beschouwen van een ideale penthode, terwijl ook een triode met grooten versterkingsfactor dit ideaal min of meer benadert.

Zooals in hoofdstuk IV werd besproken, is de anodestroom onder deze voorwaarden voor te stellen door (zie fig. 137):

$$\left. \begin{aligned} i_a &= a (V_{g1} + V_{gp} \cos \omega t + bV_{g2}), \\ &\text{voor } -\theta < \omega t < \theta \\ \text{en } i_a &= 0 \quad \text{voor } \theta < \omega t < 2\pi - \theta \end{aligned} \right\} \quad (6, 1)$$

Daarbij is de halve stroomhoek  $\theta$  bepaald door

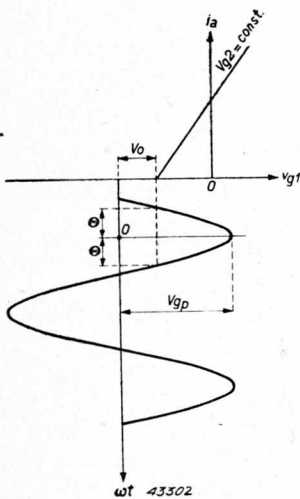


Fig. 137. Geïdealiseerde  $i_a-v_{g1}$ -karakteristieken, met klasse C-excitatie.



$$\cos \theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{gp}} = \frac{V_o}{V_{gp}} \dots \dots \dots (6, 2)$$

Van dezen impulsvormigen anodestroom is de eerste harmonische:

$$I_{a1} = f_1(\theta) \cdot I_{ap}, \dots \dots \dots (6, 3)$$

$$\text{met } f_1(\theta) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta}{1 - \cos \theta}, \dots \dots \dots (6, 4)$$

terwijl de anodetopstroom is:

$$I_{ap} = a(V_{g1} + bV_{g2} + V_{gp}) = a(V_o + V_{gp}),$$

of, in verband met (6, 2):

$$I_{ap} = a V_{gp} (1 - \cos \theta) \dots \dots \dots (6, 5)$$

Uit (6, 3) en (6, 5) volgt:

$$I_{a1} = \frac{aV_{gp}}{\pi} (\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta) \dots \dots \dots (6, 6)$$

(6, 6) geeft derhalve, in combinatie met (6, 2), het verband dat tusschen  $V_{gp}$  en  $I_{a1}$  wordt gelegd door de karakteristieken van de zendbuis. Wij noemen dit het „inwendig verband”.

Doordat de eerste harmonische,  $I_{a1}$ , door den anodekring vloeit, ontwikkelt zich over dezen kring de anodewisselspanning  $V_{ap}$ , en hieruit, door middel van de terugkoppelschakeling, de excitatiespanning  $V_{gp}$ . Tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$  wordt dus ook door den anodekring en de terugkoppelschakeling een verband gelegd, dat wij het „uitwendig verband” zullen noemen.

Dit laatste is uit de wisselstroomtheorie gemakkelijk af te leiden. Om daarbij tevens de faseverschuivingen tusschen de verschillende grootheden in rekening te kunnen brengen, beschouwen we  $\overline{I_{a1}}$ ,  $\overline{V_{ap}}$  en  $\overline{V_{gp}}$  als complexe grootheden (zie fig. 136).

De eerste wet van Kirchhoff levert, voor de punten  $A$  en  $G$ , de volgende vergelijkingen:

$$-\overline{V_{ap}} \left( \frac{1}{R_a} + \frac{1}{j\omega L_1} \right) + (\overline{V_{gp}} - \overline{V_{ap}}) j\omega C = \overline{I_{a1}}$$

$$(\overline{V_{ap}} - \overline{V_{gp}}) j\omega C - \overline{V_{gp}} \cdot \frac{1}{j\omega L_2} = 0,$$

of, gerangschikt:

$$\left. \begin{aligned} \overline{V_{gp}} j\omega C - \overline{V_{ap}} \left( \frac{1}{R_a} + \frac{1}{j\omega L_1} + j\omega C \right) &= \overline{I_{a1}} \\ -\overline{V_{gp}} \left( j\omega C + \frac{1}{j\omega L_2} \right) + \overline{V_{ap}} j\omega C &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6, 7)$$

Hierbij werd de invloed van den roosterstroom op de spanningverdeling in het circuit verwaarloosd.

Eliminatie van  $\overline{V_{ap}}$  uit (6, 7) geeft:

$$\overline{V_{gp}} \left[ j\omega C - \left( 1 - \frac{1}{\omega^2 L_2 C} \right) \left( \frac{1}{R_a} + \frac{1}{j\omega L_1} + j\omega C \right) \right] = \overline{I_{a1}},$$

dus:

$$\frac{\overline{I_{a1}}}{\overline{V_{gp}}} = \left( \frac{1}{\omega^2 L_2 C} - 1 \right) \frac{1}{R_a} + \frac{j}{\omega^3 L_1 L_2 C} \left[ \omega^2 (L_1 + L_2) C - 1 \right]. \quad (6, 8)$$

De vergelijking (6, 8) is het gezochte uitwendig verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$ .

Uiteraard moeten (6, 6) en (6, 8) hetzelfde resultaat opleveren voor de verhouding  $I_{a1}/V_{gp}$ . Nu is deze verhouding in (6, 6) reëel; daaruit volgt dat van het rechterlid van (6, 8) het imaginaire deel nul moet zijn<sup>1)</sup>. Dat geeft de voorwaarde

$$\omega^2 (L_1 + L_2) C - 1 = 0,$$

en, aangezien  $L_1$ ,  $L_2$  en  $C$  gegeven grootheden zijn, beteekent dit, dat  $\omega$  een zoodanige waarde moet aannemen dat aan bovenstaande betrekking wordt voldaan.

Wij vinden dus voor de frequentie:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) C}}; \dots \dots \dots (6, 9)$$

<sup>1)</sup> Het feit dat het rechterlid van het uitwendig verband (6,8) complex is, beteekent volgens de notatie van de wisselstroomtheorie niets anders dan dat er een faseverschuiving bestaat tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$ . Het inwendig verband (6,2) eischt dat de faseverschuiving tusschen de genoemde grootheden nul is; in (6,8) wordt dit verkregen door het imaginaire deel van het rechterlid gelijk te stellen aan nul. Men zegt daarom wel dat bij een oscillator de frequentie bepaald wordt uit de faseconditie.

dit is blijkbaar de resonantiefrequentie van den anodekring. De vergelijking (6, 8) gaat nu verder over in:

$$\frac{I_{a1}}{V_{gp}} = \left( \frac{1}{\omega^2 L_2 C} - 1 \right) \cdot \frac{1}{R_a},$$

dus, in verband met (6, 9), in:

$$\frac{I_{a1}}{V_{gp}} = \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{1}{R_a} \dots \dots \dots (6, 10)$$

De vergelijkingen (6, 6) en (6, 10) moeten nu voor de verhouding  $I_{a1}/V_{ap}$  hetzelfde resultaat opleveren. Ten einde te kunnen beoordeelen wat dit beteekent, geven we beide vergelijkingen weer in een  $I_{a1}$ - $V_{gp}$  diagram. Voor de vergelijking (6, 6) bepalen we daartoe eerst, voor gegeven waarde van  $V_o$ , de waarden van  $\theta$  behoorend bij verschillende waarden van  $V_{gp}$  volgens (6, 2); daarna kan dan uit (6, 6) voor iedere  $V_{gp}$  de bijbehorende  $I_{a1}$  worden gevonden. Het resultaat is weergegeven in fig. 138. Wij hebben ons hierbij niet beperkt tot één waarde van  $V_o$ , doch de waarden van  $-5$  tot  $+5$  genomen; de waarde  $V_o = 0$  heeft dan betrekking op klasse B-excitatie, terwijl de positieve waarden van  $V_o$  behooren bij klasse C-instellingen, de negatieve bij klasse A-B-instellingen. De eenheden van stroom en spanning zijn willekeurig.

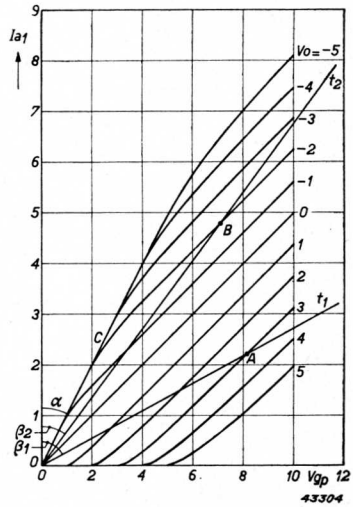


Fig. 138. Excitatiekarakteristieken gevende  $I_{a1} = f(V_{gp})$ , met  $V_o$  als parameter, voor de situatie van fig. 137.

Uit fig. 138 ziet men, dat het verband tusschen  $V_{a1}$  en  $V_{gp}$ , zooals gegeven door (6, 6), in het algemeen kromlijinig is; alleen de karakteristiek voor  $V_o = 0$  is rechtlijinig. Wij zullen deze karakteristieken in het vervolg aanduiden als excitatiekarakteristieken.

De vergelijking (6, 10) daarentegen, die het uitwendig verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$  voorstelt, is in het  $I_{a1}$ - $V_{gp}$ -diagram een rechte lijn  $t$ , die met de ordinatenas een hoek  $\beta$  insluit (fig. 138), bepaald door

$$\text{ctg } \beta = \frac{L_1}{L_2 R_a} \dots \dots \dots (6, 11)$$

Deze hoek,  $\beta$ , is des te grooter en de helling van  $t$  dus des te vlakker, naarmate de verhouding  $L_2/L_1$  grooter is. Omdat deze verhouding, blijkens fig. 136, de terugkoppeling bepaalt, noemt men  $t$  de terugkoppelrechte. In fig. 138 zijn twee terugkoppelrechten geteekend,  $t_1$  voor groote,  $t_2$  voor kleine terugkoppeling.

Beschouwen wij nu van het inwendig en het uitwendig verband tusschen  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$  een bepaald geval, nl. voor het eerste de kromme voor  $V_0 = 3$  en voor het tweede de rechte  $t_1$  (zie fig. 138), dan zullen de waarden van  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$ , die aan beide vergelijkingen gelijktijdig voldoen, gegeven zijn door het snijpunt  $A$ . Dit is dus een geval van sterke terugkoppeling van een

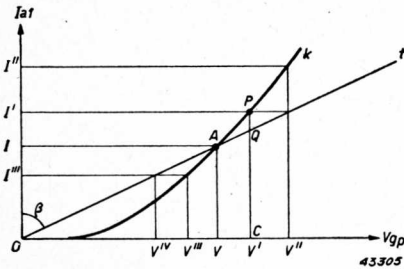


Fig. 139. Excitatiekarakteristiek ( $k$ ) en terugkoppelrechte ( $t$ ) van een oscillator in klasse C-instelling. Het punt  $A$  is een punt van labiel evenwicht.

de oscillator is ingesteld in het punt  $A$ , d.w.z. met amplituden van  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$ , zooals zij door dit punt worden bepaald, een kleine verstoring, bijv. van  $V_{gp}$ , voldoende zal zijn om de amplituden te doen aangroeien, dan wel te doen afnemen, al naar den aard van de verstoring. Bij een instelling als in punt  $B$  daarentegen, zal een verstoring in de een of andere richting geen verdere toe- of afneming van de amplituden bewerkstelligen, doch wordt na verloop van tijd de evenwichtstoestand weer bereikt.

Een en ander is als volgt in te zien.

In fig. 139 is  $k$  een excitatiekarakteristiek voor een klasse C-instelling,  $t$  de terugkoppelrechte. In het evenwichtspunt  $A$  heeft  $V_{gp}$  de waarde  $V$ ,  $I_{a1}$  de waarde  $I$ .

Stel nu dat door een of andere oorzaak de excitatiespanning toeneemt van  $V$  tot  $V^I$ . De buis produceert daarbij, volgens de excitatiekarakteristiek  $k$ , een eerste harmonische  $I^I$ , behoorend bij het punt  $P$ . Deze eerste harmonische veroorzaakt op den anodekring een bepaalde anodewissel-

spanning en dus, via de terugkoppeling, een excitatiespanning, die in fig. 139, volgens de terugkoppelrechte  $t$ , een waarde  $V^{II}$  heeft, die grooter is dan  $V^I$ . Deze grootere excitatie,  $V^{II}$ , verwekt in de buis een nieuwe eerste harmonische  $I^{II}$ , die grooter is dan  $I^I$ , en het zal duidelijk zijn, dat op deze wijze excitatie en anodestroom tot in het oneindige zullen aangroeien.

Was daarentegen de evenwichtsexcitatie  $V$  door een storing verminderd tot  $V^{III}$ , dan zou de buis daarbij een eerste harmonische,  $I^{III}$ , hebben geproduceerd; via de terugkoppeling komt op het rooster dan een excitatie,  $V^{IV}$ , terug, die kleiner is dan  $V^{III}$ . Op deze wijze neemt de amplitude voortdurend af, tot de waarde nul is bereikt.

Hiermee is de labiliteit van het evenwichtspunt  $A$  aangetoond.

De stabiliteit van het punt  $B$  in fig. 138 is als volgt te bewijzen. Neemt (zie fig. 140) de excitatiespanning toe van  $V$  tot  $V^I$ , dan produceert de buis daarbij een eerste harmonische  $I^I$ , waarvan de grootte door de excitatiekarakteristiek  $k$  wordt gevonden. Via de terugkoppeling geeft  $I^I$  een excitatiespanning  $V^{II}$  op het rooster terug, die kleiner is dan  $V^I$ . De oorspronkelijke uitwijking uit den evenwichtstand is dus kleiner geworden.

Had de verstoring de excitatiespanning verminderd tot  $V^{III}$ , dan zou de buis daarbij een eerste harmonische,  $I^{III}$ , hebben geproduceerd; daardoor zou een spanning  $V^{IV}$  op het rooster, grooter dan  $V^{III}$  zijn teruggekoppeld. Ook dan zou de evenwichtverstoring geen effect hebben gehad. Uit het bovenstaande volgt dat een oscillator alleen stabiel werkt, indien een situatie bestaat als in het punt  $B$ . Het kenmerk daarvan is, dat de steilheid van de excitatiekarakteristiek in haar snijpunt met de terugkoppelrechte kleiner is dan die van de laatste.

Op grond van fig. 138 zou men nu geneigd zijn te denken, dat de buis dan steeds in een klasse A/B-instelling moet werken, dus met betrekkelijk ongunstig rendement. Dit nu is niet noodzakelijk; men kan ook in klasse C een oscillator stabiel laten werken, mits men er in slaagt de labiliteit van het punt  $A$  in een stabiliteit te veranderen. Wij zullen nu nagaan hoe men dit bereikt.

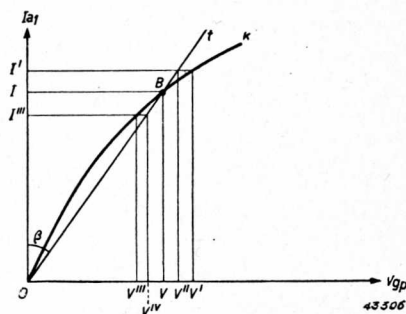


Fig. 140. Als fig. 139, echter nu voor klasse AB-instelling. Het evenwichtspunt  $B$  is stabiel.

§ 3. Stabilisatie van de amplitude. Intermitterend oscilleeren.

De labiliteit van het punt  $A$  in fig. 139 vindt haar oorzaak in het feit, dat bij verstoring van de evenwichtsamplitude,  $V$ , naar een grootere,  $V^I$ , de buis een eerste harmonische,  $PC$ , produceert, terwijl voor de instandhouding van de excitatiespanning  $V^I$  slechts een eerste harmonische,  $QC$ , noodig is. Daaruit volgt dat men het punt  $A$  kan stabiliseeren door de schakeling van den oscillator zoodanig in te richten, dat ter plaatse  $V^I$  de buis een eerste harmonische produceert die kleiner is dan  $QC$ .

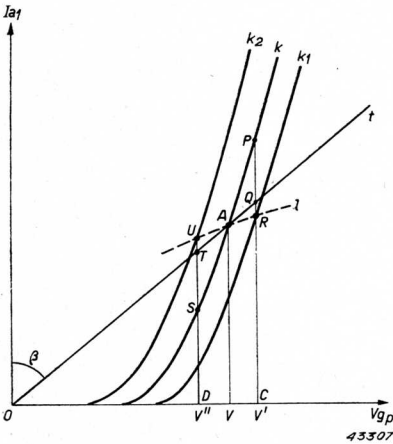


Fig. 141. Stabilisatie van den toestand van fig. 139 met behulp van roosterlekweerstand en roostercondensator, waardoor de dynamische excitatiekarakteristiek  $l$  wordt verkregen.

$A$  de steilheid kleiner is dan die van  $t$ ; blijkbaar is dan de situatie van het punt  $B$  in fig. 140 nagebootst.

De verschuiving van  $k$  naar rechts of naar links verkrijgt men, blijkens fig. 138, met een hoogere of een lagere waarde van den parameter  $V_0$ , dus, volgens vgl. (6, 2), met een hoogere of een lagere waarde van de negatieve voorspanning op het stuurrooster. Op grond van het besprokene moet dus, bij vergrooting van de excitatiespanning, de negatieve voorspanning eveneens grooter worden.

Dit is nu eenvoudig te bereiken met behulp van een roosterlekweerstand  $R_g$  (fig. 142), die is opgenomen in de roosterleiding en die met een condensator,  $C_g$ , is overbrugd. De roostergelijkstroom die door  $R_g$  vloeit in de

Fig. 141 toont hoe men dit kan bereiken door er voor te zorgen, dat bij vergrooting van de excitatiespanning van  $V$  tot  $V^I$ , de buis tevens op een nieuwe excitatiekarakteristiek,  $k_1$ , gaat werken, die rechts van de oorspronkelijke karakteristiek  $k$  ligt, zoodanig dat bij de spanning  $V^I$  een eerste harmonische,  $RC$ , behoort, die kleiner is dan  $QC$ . Omgekeerd moet, bij verkleining van de excitatiespanning tot  $V^{II}$ , de buis overgaan op een karakteristiek  $k_2$ , links van  $k$  gelegen, zoodanig dat  $UD$  grooter is dan  $TD$ . Dit komt dus hierop neer, dat men voor het evenwicht van  $A$  niet meer te rekenen heeft met de karakteristiek  $k$ , doch met een „dynamische” excitatiekarakteristiek  $l$ , waarvan in

richting van kathode naar rooster, verwekt dan de negatieve rooster-spanning  $V_g = -I_{g0} R_g$ ; de H.F. componenten van de roosterstromen vloeien door  $C_g$ .

Wordt nu door een storing de excitatiespanning tijdelijk grooter, dan vergroot daardoor eveneens de rooster-gelijkstroom en dus de negatieve roosterspanning; daardoor gaat de buis over van de excitatie-karakteristiek  $k$  (fig. 141) op een karakteristiek  $k_1$  die meer naar rechts is gelegen, en indien deze verschuiving voldoende groot is, ontstaat de stabiliseerende toestand als boven beschreven.

In plaats van een roosterlekweerstand kan men ook een kathodeweerstand,  $R_k$ , met condensator  $C_k$  (fig. 143) als stabiliseerend element gebruiken, want met toenemende excitatie vergroot ook de kathodestroom. Gebruikt men dus het spanningverlies over dezen kathodeweerstand als negatieve roosterspanning, dan ontstaat eveneens de situatie van fig. 141<sup>1)</sup>.

De bovenstaande beschouwingen berusten ten deele op den vorm en de ligging van de excitatie-karakteristieken, zooals ze in fig. 138 zijn afgebeeld. Bij het berekenen van deze karakteristieken werd aangenomen, dat de anodestroomimpulsen steeds de gedaante hebben van afgesneden sinus-toppen. Dit nu is alleen juist zoolang bij de uitsturing van den anodestroom de grenskarakteristiek niet wordt bereikt. Overschrijdt men echter deze karakteristiek, dan treedt een indeuking op, die een begrenzendende werking uitoefent op de grootte van de eerste harmonische van den anodestroom.

Ter bepaling van den invloed die deze indeuking heeft op den vorm van de excitatiekarakteristiek onderstellen wij, dat de statische karakteristieken

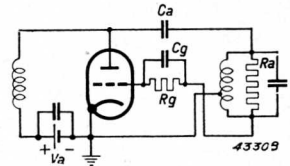


Fig. 142. Praktische uitvoering van de stabilisatie met behulp van roostercondensator en lekweerstand.

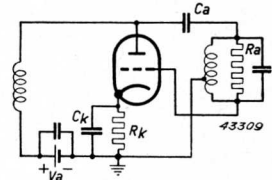


Fig. 143. Stabilisatie met behulp van kathodeweerstand en condensator.

<sup>1)</sup> Op grond van de betrekking  $V_o = -V_{g1} - bV_{g2}$ , kan men, behalve  $V_{g1}$ , ook  $V_{g2}$  als stabiliseerende spanning gebruiken, in dien zin dat  $V_{g2}$  kleiner moet worden bij vergroting van  $V_{gp}$ . Dit wordt bereikt met een serieweerstand in de schermroosterleiding. Doordat echter  $V_{g2}$  met  $b$  is vermenigvuldigd (d.i. de doorwerking van  $g_2$  door  $g_1$ ) en deze tamelijk wat kleiner is dan 1, is de stabiliseerende werking van  $V_{g2}$  niet bijzonder groot. Voor trioden moet  $V_{g2}$  door  $V_a$  worden vervangen.



en de belastinglijn zijn zooals in de figuren 98 en 100 is weergegeven. De waarde van de eerste harmonische bij gegeven excitatiespanning is reeds in hoofdstuk V berekend (vergelijking 5, 21), nl.:

$$\frac{\pi I_{a1}}{aV_{gp}} = \Theta - 1/2 \sin 2\Theta - \beta - 1/2 \sin 2\beta + 2 \cos \Theta \sin \beta = g_1(\Theta, \beta) \quad (6, 12)$$

waarin  $\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - bV_{g2}}{V_{gp}} \dots \dots \dots (6, 13)$

en  $\cos \beta = \frac{V_a}{V_{ap}} = \frac{V_a}{I_{a1}R_a} \dots \dots \dots (6, 14)$

Beschouwen wij hier ter wille van de overzichtelijkheid alleen het geval van klasse B-excitatie, dan is  $\Theta = \pi/2$  en wordt

$$\frac{\pi I_{a1}}{aV_{gp}} = \frac{\pi}{2} - \beta - 1/2 \sin 2\beta, \dots \dots \dots (6, 15)$$

waaruit  $I_{a1}$  als functie van  $\beta$  te berekenen is.

Anderzijds volgt uit (6, 14):

$$I_{a1} = \frac{V_a}{R_a \cdot \cos \beta} \dots \dots \dots (6, 16)$$

Uit (6, 15) en (6, 16) volgt, door eliminatie van  $I_{a1}$ :

$$\frac{V_a}{R_a \cdot \cos \beta} = \frac{aV_{gp}}{\pi} (\pi/2 - \beta - 1/2 \sin 2\beta), \dots \dots \dots (6, 17)$$

waaruit  $\beta$  te berekenen is voor iedere waarde van  $V_{gp}$ , bij gegeven  $V_a$  en  $R_a$ . Is  $\beta$  eenmaal bekend, dan is uit (6, 15)  $I_{a1}$  als functie van  $V_{gp}$  te vinden. De bovenstaande formules zijn alleen geldig zoolang de anodestroomimpulsen ingedeukt zijn en dus  $\beta > 0$  is. Dit is uiteraard alleen bij voldoende excitatiespanning het geval. Bij afnemende excitatiespanning wordt een punt bereikt waar  $\beta = 0$  is; de excitatiespanning die daarbij behoort, noemen we  $V_{gpo}$ : de eerste harmonische  $I_{a10}$ . Uit (6, 15) volgt voor deze grootheden:

$$\frac{\pi I_{a10}}{aV_{gpo}} = \frac{\pi}{2} \dots \dots \dots (6, 18)$$

en uit (6, 17):  $\frac{V_a}{R_a} = \frac{aV_{gpo}}{\pi} \cdot \pi/2 = \frac{a}{2} V_{gpo} \dots \dots \dots (6, 19)$

Uit (6, 17) en (6, 19) volgt:

$$\frac{1}{\cos \beta} = \frac{V_{gp}}{V_{gpo}} \cdot \frac{2}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} - \beta - \frac{1}{2} \sin 2\beta \right) \dots \dots (6, 20)$$

en uit (6, 15) en (6, 18):

$$\frac{I_{a1}}{I_{a10}} \cdot \frac{V_{gpo}}{V_{gp}} = \frac{\pi/2 - \beta - \frac{1}{2} \sin 2\beta}{\pi/2} \dots \dots (6, 21)$$

Eliminatie van  $V_{gp}/V_{gpo}$  uit (6, 20) en (6, 21) geeft ten slotte

$$\frac{I_{a1}}{I_{a10}} = \sec \beta \dots \dots (6, 22)$$

In fig. 144 zijn  $I_{a1}/I_{a10}$  en  $\beta$  uitgezet als functies van  $V_{gp}/V_{gpo}$ ; daarbij werd  $\beta$  berekend uit (6, 20) en  $I_{a1}/I_{a10}$  uit (6, 22).

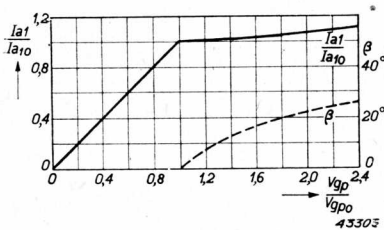


Fig. 144. Excitatiekarakteristiek voor het geval van klasse B-instelling bij overexcitatie.

snijpunt *A* van *k* en de terugkoppelrechte *t* komen overeen met het punt *A* van fig. 138. Ten gevolge van het boven omschreven begrenzend effect hebben *k* en *t* nu echter nog een tweede punt, *B*, gemeen, in welk punt de steilheid van de excitatiekarakteristiek kleiner is dan die van de terugkoppelrechte; dit punt is dus stabiel. Daaruit volgt, dat ook in klasse C een buis met vaste negatieve roosterspanning stabiel kan oscilleren.

Weliswaar is het voor het bereiken

Uit deze figuur blijkt, dat de excitatiekarakteristiek het normale rechtlijnige verloop voor klasse B-instelling heeft, zoolang de uitsturing nog niet de grenskarakteristiek heeft bereikt ( $V_{gp}/V_{gpo} < 1$ ), doch dat een sterke begrenzing optreedt zodra de uitsturing verder gaat. Wat hier voor het geval van klasse B-instelling werd berekend, geldt kwalitatief ook voor klasse C-instelling.

In fig. 145 stelt *k* zulk een geval voor. Het

snijpunt *A* van *k* en de terugkoppelrechte *t* komen overeen met het punt *A* van fig. 138. Ten gevolge van het

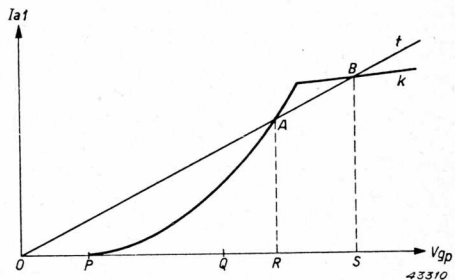


Fig. 145. Excitatiekarakteristiek voor klasse C-instelling, met begrenzing door de anode-wisselspanning.

van dezen toestand noodig dat de buis op een of andere wijze een excitatiespanning krijgt, die grooter is dan  $OR$ . Wij hebben immers gezien, dat het punt  $A$  een labiel evenwicht voorstelt; een excitatiespanning kleiner dan  $OR$  zal dus steeds kleiner worden en afnemen tot nul, terwijl een excitatiespanning grooter dan  $OR$  zal toenemen totdat de stabiele waarde  $OS$  van punt  $B$  is bereikt.

Uit het bovenstaande volgt, dat een buis in klasse C-instelling met vaste roosterspanning zich niet vanzelf op het punt  $B$  zal instellen. Uit fig. 145 toch blijkt, dat de eerste harmonische van den anodestroom verdwijnt, zoodra de excitatiespanning kleiner wordt dan  $OP$ . De excitatiekarakteristiek  $k$  kan men zich dus langs de abscissenas voortgezet denken van  $P$  tot  $O$ . In  $O$  is dan  $t$  weer steiler dan  $k$ ; derhalve is  $O$  een punt van stabiel evenwicht. Dit spreekt overigens ook vanzelf, aangezien door de klasse C-instelling de anodestroom nul is bij afwezigheid van excitatiespanning.

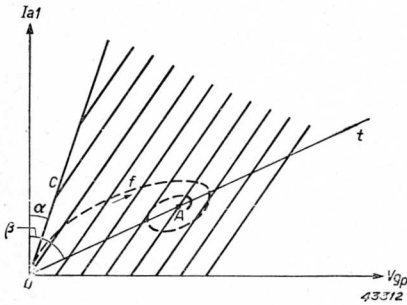


Fig. 146. Opslingeren van de trilling volgens de lijn  $f$ , bij gebruik van een lekweerstand en roostercondensator.

Hier komt nu een tweede voordeel van het gebruik van een rooster-lekweerstand aan het licht, nl. de mogelijkheid dat de trillingen na het inschakelen van de anodespanning van nul af opslingeren. Immers, op het moment dat de anodespanning wordt ingeschakeld, is de excitatiespanning nog nul, en zijn er dus ook nog geen roosterstroom en geen negatieve roosterspanning aanwezig; de buis is dan ingesteld in klasse A. De bijbehorende excitatiekarakteristiek  $c$  (zie fig. 146) is dan zoo steil mogelijk, en indien de hoek  $\beta$ , die  $t$  met de ordinatenas maakt, grooter is dan de hoek  $\alpha$ , die  $c$  met deze as insluit, wordt  $O$  een punt van labiel evenwicht; een geringe verstoring (bijv. de inschakelstoot zelf) is dan voldoende om de trillingen te doen opslingeren. Met toenemende excitatiespanning wordt dan de stuurroosterstroom grooter; derhalve ook de stuurroosterspanning, en dit beteekent dat het punt, dat op ieder oogenblik de instelling van de buis aangeeft, nl. de bij elkaar behorende waarden van  $I_{a1}$  en  $V_{gp}$ , van de karakteristiek  $c$  verschuift naar karakteristieken behorend bij meer negatieve waarden van de roosterspanning. In fig. 146 is de baan die het instelpunt dientengevolge in het  $I_{a1}$ - $V_{gp}$  diagram beschrijft, voorgesteld door de lijn  $f$ . Theoretische beschouwingen

leeren, dat  $f$  meestal een spiraalvormige gedaante heeft en asymmetrisch nadert tot een punt  $A$  van  $t$ . Is eenmaal dit punt bereikt, dan heerschen daar de evenwichtsvoorwaarden, zooals ze besproken zijn bij het gelijknamige punt van fig. 141. De lijn  $l$ , die daar als dynamische karakteristiek werd beschreven, is eigenlijk slechts een bijzonder geval van de lijn  $f$  van fig. 146. Bij het betoog naar aanleiding van fig. 141 toch is verondersteld dat, bij verhooging van de excitatiespanning van  $V$  tot  $V'$ , de negatieve rooster-spanning oogenblikkelijk toeneemt, waardoor dan de karakteristiek  $k_1$  en het punt  $R$  worden bereikt. Het is juist dit oogenblikkelijk volgen waaraan in de practijk niet is voldaan, en de oorzaak daarvan ligt in de aanwezigheid van den roostercondensator  $C_g$  (zie fig. 142). Bij iedere verandering van de excitatiespanning neemt de roosterstroom met een bepaald bedrag toe, en deze toeneming vloeit ten deele door  $R_g$ , ten deele door  $C_g$ , waardoor  $C_g$  tot hoogere spanning wordt opgeladen. Eerst nadat  $C_g$  is opgeladen en dus geen laadstroom meer noodig is, vloeit het volle bedrag van den vergrooten roosterstroom door  $R_g$  en eerst dan heeft de rooster-spanning haar definitieve waarde bereikt.

Hieruit blijkt dat de roostergelijkspanning bij de veranderingen van de excitatiespanning ten achter blijft; dit is de reden waarom het werkpunt in fig. 146 een spiraal om  $A$  beschrijft. Uit de bovenstaande verklaring volgt direct dat de vertraging, die de roostergelijkspanning ten opzichte van de excitatiespanning bezit, des te grooter is naarmate  $C_g$  en  $R_g$  grooter zijn, want hoe grooter  $C_g$  is, des te langer duurt de oplading, en hoe grooter  $R_g$  is, des te kleiner zal, bij verandering van den roosterstroom, het deel zijn dat door  $R_g$  vloeit, dus des te langer duurt het voordat de nieuwe evenwichtstoestand is bereikt. In die gevallen zal dan ook het werkpunt van de buis, uitgaande van  $O$ , een baan,  $f$ , beschrijven, die aanvankelijk steiler is dan normaal (zie fig. 147), waarbij dus veel minder snel de karakteristieken voor hogere  $V_g$  worden bereikt, terwijl ook in den terugloopenden tak de excitatiekarakteristieken onder kleine hoeken worden gesneden. Het werkpunt heeft dus de neiging om een veel wijdere baan om  $A$  te beschrijven.

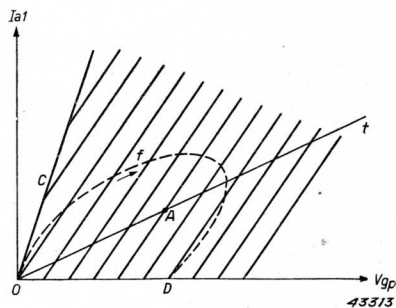


Fig. 147. Opslingeren van de trilling voor het geval van intermitterend oscilleeren.

Dit nu kan tot gevolg hebben — zooals ook in fig. 147 is aangeduid — dat de teruglopende tak van de baan  $f$  de abscissenas snijdt in een punt  $D$ . In dit punt is, bij de daar aanwezige excitatiespanning, de negatieve roosterspanning zoodanig groot, dat de anodestroom, en daarmee de eerste harmonische, verdwijnt. Dientengevolge verdwijnt ook de teruggekoppelde spanning, zoodat de excitatiespanning terugvalt van  $OD$  tot nul. De roosterstroom verdwijnt dan eveneens, en de roostercondensator ontlaaft zich over den lekweerstand; geleidelijk daalt dus ook de negatieve roosterspanning. Is de laatste zoover gedaald dat, bij de gegeven anodespanning, de klasse A-instelling weer wordt bereikt, dan zal het oscilleeren weer beginnen en herhaalt zich het verschijnsel. De buis oscilleert derhalve intermitterend. De frequentie waarmee het oscilleeren onderbroken wordt, is des te kleiner, naarmate  $C_g$  en  $R_g$  grooter zijn.

Behalve door een grooten roostercondensator en een grooten lekweerstand, wordt het intermitterend oscilleeren in de hand gewerkt door een sterke terugkoppeling en door een kleine steilheid van de stuurroosterstroomkarakteristiek. Het eerste heeft nl. tot gevolg dat de hoek tusschen  $t$  en de  $V_{gp}$ -as (zie fig. 146) kleiner wordt, waardoor het punt  $A$  lager komt te liggen; onder overigens normale omstandigheden kan daardoor de teruglopende tak van  $f$  de abscissenas snijden.

Is de steilheid van de roosterstroomkarakteristiek klein, dan zal met toenemende excitatie de roosterstroom, en daarmee de negatieve rooster-spanning, slechts langzaam toenemen; dit beteekent dat de baan  $f$  (fig. 147), uitgaande van  $O$ , de opeenvolgende excitatiekarakteristieken onder kleine hoeken zal snijden, zoodat  $f$  in een wijden boog om  $A$  heenloopt en de kans, dat op den terugweg de abscissenas gesneden wordt, groot is. Het bijzondere geval van de karakteristiek  $l$  van fig. 141 wordt nu benaderd zoodra de condities zoodanig zijn, dat de negatieve roosterspanning zeer snel iedere verandering van den roosterstroom, dus van de excitatiespanning, volgt. Op grond van het voorgaande moet dan de grootte van  $C_g$  zoodanig zijn, dat de laadstroom, die bij variatie van de rooster-spanning door  $C_g$  vloeit, klein is ten aanzien van de stroomverandering in  $R_g$ . Deze toestand wordt derhalve des te meer benaderd naarmate zowel  $C_g$  als  $R_g$  kleiner zijn.

#### § 4. Toepassingen

##### a) *Sturing van zenders*

Een belangrijke toepassing vindt de oscillator bij alle zendinstallaties,

omdat de oscillator de frequentie opwekt, die uiteindelijk door de zend-antenne wordt uitgestraald, waarbij, ter opvoering van het vermogen, tusschen den oscillator en de antenne een of meer versterkertrappen worden geschakeld, waarvan de werking in de hoofdstukken III en IV is besproken. Onder bepaalde omstandigheden kan het wenschelijk zijn, om de oscillator niet direct de uit te zenden frequentie te laten opwekken, doch een frequentie die een geheel aantal malen kleiner is, en waarbij de zendfrequentie dan wordt verkregen met behulp van frequentievermenigvuldigers (zie hoofdstuk VII).

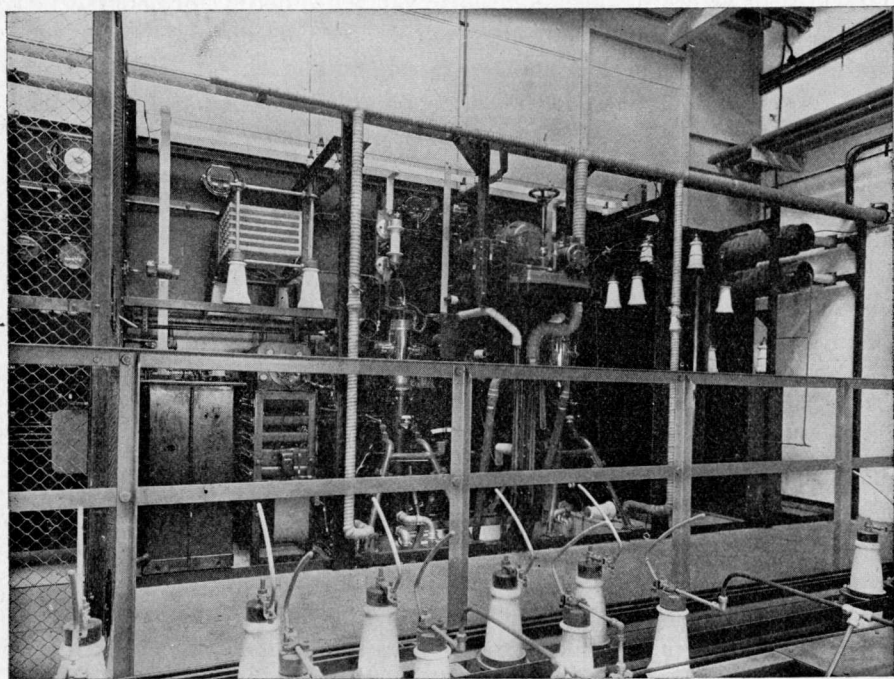
Nu ligt het voor de hand om voor den oscillator een der schema's te gebruiken, die in § 1 van dit hoofdstuk zijn besproken; daaraan kleeft echter het bezwaar, dat de frequentie van dergelijke oscillatoren zonder speciale voorzorgsmaatregelen niet zeer constant is. Uit de berekening van § 2 zou men de conclusie kunnen trekken, dat de opgewekte frequentie uitsluitend bepaald wordt door de grootte van zelfinductie en capaciteit van den anodekring. Bij deze berekening zijn echter verschillende dingen verwaarloosd, waarvan de voornaamste zijn de buiscapaciteiten en de stuurroosterstroom. De capaciteiten van de buis toch liggen parallel aan den anodekring, en wel  $C_{ag}$  ten volle,  $C_{ak}$  en  $C_{kg}$ , in serie geschakeld, eveneens. Uiteraard bepalen deze capaciteiten, als zijnde een deel van de kringcapaciteit, mede de frequentie, en iedere verandering van de buiscapaciteiten (temperatuurverandering, ruintelading) heeft een verandering van de oscillatorfrequentie ten gevolge, die des te grooter is naarmate de buiscapaciteiten een grooter deel van de totale kringcapaciteit vormen. Vooral bij hogere frequenties is dit het geval.

De stuurroosterstroom gedraagt zich in de oscillatorschakeling als een weerstand parallel aan de terugkoppelimpedantie; bijv. in het schema van fig. 136 parallel aan  $L_2$ . Als zoodanig beïnvloedt de roosterstroom niet alleen de grootte van de teruggekoppelde spanning, doch ook haar fase t.a.v. de eerste harmonische  $I_{a1}$ , en daardoor ook de frequentie, zooals wij in § 2 zagen. Iedere verandering van den roosterstroom zal dientengevolge de frequentie beïnvloeden; als belangrijkste oorzaken die verandering van den roosterstroom kunnen geven, noemen wij slechts verandering van de anode-gelijkspanning en van de emissie van de kathode. Een nader onderzoek omtrent de stabiliteit van de frequentie van een oscillator nu leert, dat de genoemde storende invloeden des te geringer effect hebben naarmate de kwaliteit van den anodekring beter is, dus naarmate de resonantiekromme scherper is. Uit dien hoofde gebruikt men in

oscillatoren voor zenders kwartzkristallen als slingerkring; zij hebben ten gevolge van hun geringe demping een zeer scherpe resonantiekromme. Voor de speciale schakelingen die bij kwartzoscillatoren worden toegepast, alsmede voor de eigenschappen van kwartzkristallen, wordt verwezen naar werken over zendtechniek.

#### b) *H.F. smeltovens*

Wordt een stuk metaal in een wisselend magneetveld gebracht, dan worden, zooals bekend, in het metaal wervelströmen opgewekt, die door den eindigen metaalweerstand aanleiding geven tot warmteontwikkeling. Deze verwarming is des te grooter naarmate de frequentie hooger is. In oscillatoren, uitgerust met zendbuizen, heeft men de mogelijkheid om op eenvoudige wijze een wisselend magneetveld van hooge frequentie en voldoende sterkte op te wekken.



47925

*Fig. 148.* H.F. oscillator voor het smelten van metaal, uitgerust met een zendbuis TA 20/250 (en één reservebuis), die een vermogen van 250 kW kan leveren bij een anodespanning van 20 kV.



Het schema van een H.F. installatie voor het smelten van metaal wijkt dus principieel niet af van dat van iederen anderen oscillator; waar echter de kroes met het te smelten metaal in het magnetisch veld van de anodekringspoel wordt geplaatst, moet, ter verkrijging van een sterk veld, de stroom in dat deel van den kring, waarin de smeltkroes staat, zeer groot zijn. Daarom is de anodekring veelal opgebouwd uit verschillende wikkelingen, die samen als transformator werken, waardoor in de eigenlijke smeltpoel een hooge stroom wordt opgewekt. De smeltpoel zelf moet dan met water worden gekoeld.

In fig. 148 is de praktische uitvoering van een H.F. installatie voor het smelten van metalen weergegeven, uitgerust met een zendbuis TA 20/250 (en één reservebuis), die een vermogen van 250 kW kan leveren bij een anodespanning van 20 kV. Fig. 149 toont de anodekringspoel en den anodekringcondensator van dezelfde installatie; fig. 150 de smeltkroes. Ter illustratie zij vermeld, dat met dezen oven ca. 100 kg staal in een kwartier gesmolten kan worden.

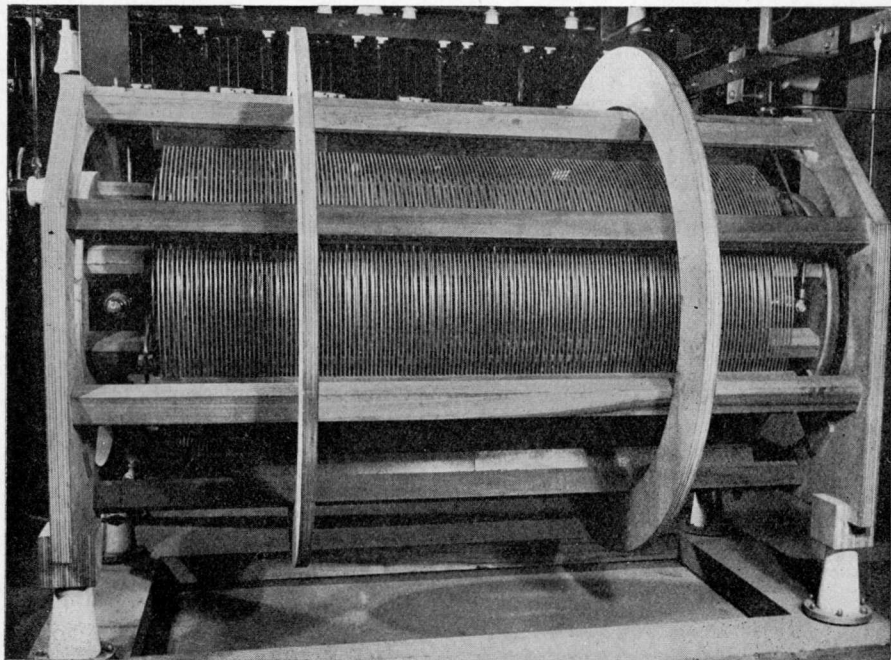


Fig. 149. Anodekringspoel en -condensator van de installatie van fig. 148.

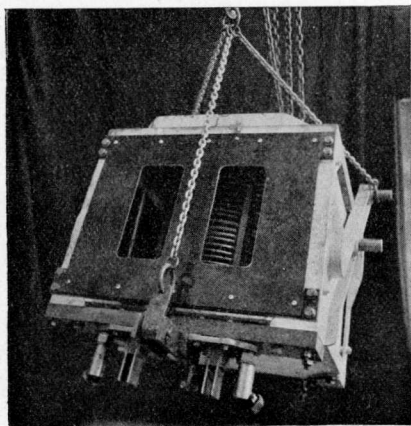


Fig. 150. Smeltkroes van de installatie van fig. 148.

### e) Diathermie

Bij de diathermie maakt men gebruik van de verwarming die H.F. stroomen bij doorgang door het menselijk lichaam veroorzaken. De frequentie van deze stroomen was in vroeger jaren ca.  $10^6$  p/s; in den laatsten tijd heeft men deze frequentie opgevoerd tot boven  $10^7$  p/s, dank zij de ontwikkeling van de kortegolf zendbuizen. De methode van behandelen kan van tweeërlei aard zijn, nl. een behandeling in het elektrische veld of in het magnetische veld. In het eerste geval wordt het te

behandelen lichaamsdeel tusschen twee electroden gebracht, waartusschen de H.F. wisselspanning staat; de capacatieve stroom van dezen condensator gaat dan als geleidingstroom door het lichaam en heeft als zoodanig warmteontwikkeling ten gevolge.

In het tweede geval brengt men het lichaamsdeel in het magnetische veld van een spoel; in het lichaam worden dan wervelstroomen opgewekt en daardoor treedt warmteontwikkeling op.

De apparaten voor kortegolftherapie, die door Philips werden ontwikkeld, werken volgens het balansprincipe. In fig. 151 is het schema van een balansoscillator weergegeven. Van de buizen  $T_1$  en  $T_2$  zijn de kathoden met elkaar verbonden; de anodekring ligt tusschen de beide anoden, de roosterkring tusschen de beide roosters. De anode- en de rooster-gelijkspanning worden toegevoerd in de middens  $a$  en  $g$  van anode- en roosterkringspoel.

Men kan zich deze balansoscillator ontstaan denken uit twee oscillatoren met afgestemden anode- en roosterkring en terugkoppeling via de anode-rooster capaciteit van de buis volgens fig. 133. In fig. 152 zijn deze twee oscillatoren weergegeven. Zij kunnen onafhankelijk van elkaar werken; aan de werking

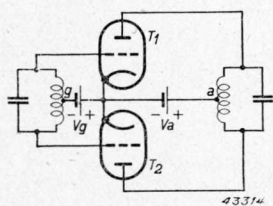


Fig. 151. Balansoscillator met terugkoppeling over de anode-rooster capaciteit.

verandert dus niets, indien men de voedingbronnen gemeenschappelijk neemt.

Het schema van fig. 151 is dan slechts in zooverre afwijkend, dat zoowel aan de anode- als aan de roosterzijde de beide kringen tot één geheel zijn vereenigd. Het gevolg daarvan is, dat weliswaar de werking van de buizen ongewijzigd blijft, doch dat door de koppeling, die bestaat tusschen de beide helften van de anodekringspoel en eveneens tusschen die van de roosterkringspoel, de anode-wisselspanning van de eene buis in tegenfase is ten opzichte van die van de andere; hetzelfde geldt voor de rooster-wisselspanningen. Aangezien verder de amplituden van beide buizen gelijk zijn, vormen de middens *a* en *g* van de genoemde spoelen nulpunten van H.F. spanning; het ligt dan voor de hand de voedingbronnen op die punten aan te sluiten.

Naarmate de frequentie, waarop de oscillator moet werken, hooger is, worden zelfinductie en capaciteit der beide kringen steeds kleiner; ten slotte vormen de capaciteiten van de buizen een onderste grens. Deze toestand bestaat bij de generatoren 11951 en

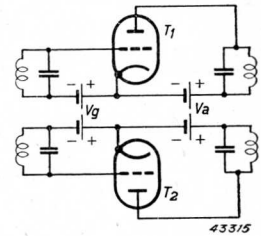


Fig. 152. Balansoscillator, opgevat als samenstelling van twee oscillatoren volgens het schema van fig. 133.

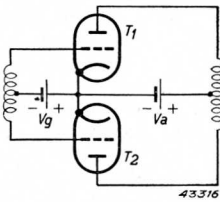


Fig. 153. Balansoscillator voor ukg; de afstemcapaciteiten van den rooster- en den anodekring worden gevormd door de capaciteiten tusschen roosterkathode, resp. anodekathode.

anodevoedingstransformator, is de secundaire wikkeling in balans uitgevoerd; iedere helft voedt dan één

11952, die werken op een golflengte van ca. 6 m. Het schema van fig. 151 gaat dan over in dat van fig. 153. Bij de praktische uitvoering van de genoemde generatoren gebruikt men voor de anodevoeding een transformator en voor de roostervoeding een lekweerstand (zie fig. 154). Beide zijn met de H.F. kringen verbonden door middel van smoorspoelen, om te verhinderen dat eventuele H.F. spanning, die op de middens der kringspoelen nog aanwezig zou kunnen zijn, doordringt in de voedingbronnen. Ter wille van een symmetrische belasting van den

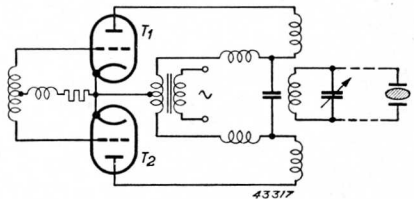
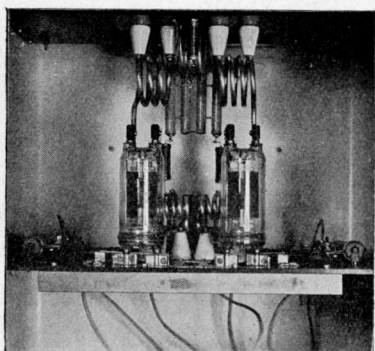


Fig. 154. Schakeling van de kortegolf therapie-apparaten 11951 en 11952.



47923

Fig. 155. Foto van het kortegolf therapie-apparaat 11952.

anode, en magnetisering van de transformator kern door den anode-gelijkstroom wordt zodoende verhinderd. De anodekringspoel is dan eveneens gesplitst in twee deelen, waartusschen een condensator is aangebracht, die voor de H.F. stroomen een kortsluiting vormt, doch voor de L.F. spanning van den transformator als scheidingcondensator fungeert.

De patiënt wordt aan den generator gekoppeld door middel van een afgestemden kring en een paar soepele verbindingen, die verbonden zijn met de

electroden, waartusschen het te behandelen lichaamsdeel wordt geplaatst. Een en ander is in de rechterhelft van fig. 154 aangeduid.

Fig. 155 is een foto van den generator 11952.

#### d) *Opwekken van ultra-acoustische trillingen*

Onder ultra-acoustische trillingen verstaat men geluidtrillingen met een frequentie die boven de gehoorrens ligt, dus boven ca. 20.000 p/s. Voor het opwekken van dergelijke geluidtrillingen maakt men tegenwoordig bij voorkeur van oscillatoren met zendbuizen gebruik, en wel onderscheidt men daarbij den magnetostrictie oscillator en den piëzo-electrischen oscillator.

De magnetostrictie oscillator berust op de eigenschap dat ferromagnetische stoffen, en wel speciaal nikkel, onder invloed van een magnetisch veld een volumeverandering ondergaan. Het teeken van deze volumeverandering is onafhankelijk van de richting van het magnetisch veld; zoo zal bijv. een nikkelen staaf onder invloed van een magnetisch veld steeds een verkorting ondergaan, die des te grooter is naarmate het veld sterker is, hoewel het verband tusschen beide grootheden geenszins lineair is. Brengt men dus den staaf in een spoel, waardoorheen een wisselstroom vloeit van een bepaalde frequentie, dan zal de staaf gaan trillen met de dubbele frequentie. Wenscht men de staaf te doen trillen in dezelfde frequentie als die van den wisselstroom, dan moet men een voormagnetisering aanbrengen van zoodanige sterkte, dat de richting van het resulterende veld steeds dezelfde is.

De amplitude van de trillende staaf is maximaal, indien haar mechanische eigenfrequentie dezelfde is als die van het magneetveld; met andere woorden: de staaf trilt dan in resonantie met het magneetveld.

Fig. 156 toont het schema van een magnetostrictie oscillator, waarbij het elektrische gedeelte een Hartley oscillator is. Met den variablen condensator in den anodekring wordt de frequentie zoodanig ingesteld, dat de staaf resonanceert. De laatste is in het midden ingeklemd; de beide deelen trillen longitudinaal.

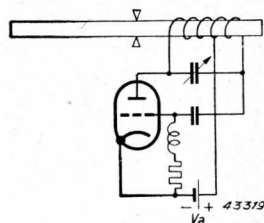


Fig. 156. Magnetostrictie oscillator met terugkoppeling volgens Hartley.

In fig. 157 wordt de terugkoppeling via de staaf tot stand gebracht; men maakt daarbij gebruik van het omgekeerde magnetostrictie effect, hierin bestaande, dat door het trillen van de staaf

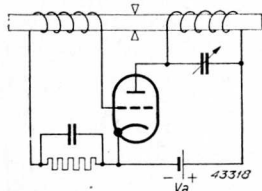


Fig. 157. Magnetostrictie oscillator met terugkoppelspoel op de trillende staaf.

de magnetisatie periodiek verandert, waardoor in de terugkoppelspoel, die om den staaf is aangebracht, een wisselspanning wordt geïnduceerd, die naar het rooster wordt geleid en aldus het oscilleeren van de buis onderhoudt.

De piëzo-electrische oscillator maakt gebruik van de eigenschappen van een kwartskristal. Wordt dit samengedrukt in de richting van de z.g. elektrische as (zie fig. 158), dan ontstaan aan de beide eindvlakken ladingen van tegengesteld teeken; keert de richting van de mechanische

kracht om, dan keert ook het teeken der ladingen om. Dit is het directe piëzo-electrische effect. Het omgekeerde effect bestaat eveneens: brengt men het kristal in het elektrische veld van een condensator, dan trekt het zich samen of zet het uit, al naar gelang de veldrichting is.

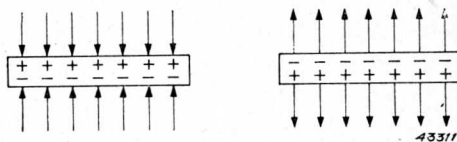


Fig. 158. Samenhang tusschen de richting der mechanische kracht en het teeken der lading bij een kwartskristal.

Fig. 159 toont het prinseschema van een ultra-acoustischen oscillator met kwartskristal. Het kristal *K* is van metalen elektroden voorzien en parallel aan den anodekring van een Hartley oscillator geplaatst.

Deze schakeling kan voor kleine vermogens worden toegepast, waarbij het



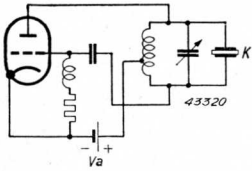


Fig. 159. Principe-schema van een ultra-acoustischen oscillator met kwartskristal, geschikt voor kleine vermogens.

rendement van de installatie van ondergeschikt belang is. Voor grootere vermogens, bijv. van 1 kW, waarbij het werken met goed rendement van meer beteekenis is, is de anode-wisselspanning niet voldoende groot om het kristal tot afgifte van dit acoustisch vermogen te brengen; de wisselspanning op het kristal moet daartoe nl. van de orde van grootte van 20.000 V zijn. Dit hangt samen met de zeer hoge elektrische impedantie van het kristal, die van de orde van grootte van 1 Megohm is. Aangezien een buis van genoemd vermogen een aanpassingsweerstand van enkele duizenden ohm heeft, moet een transformator *T* (zie fig. 160) tusschen den anodekring en het kristal worden aangebracht. Meestal is dit een Tesla transformator, die de eigenschap heeft de anode-wisselspanning zeer hoog op te transformeeren.

Het kwartskristal wordt bij deze toepassingen in olie geplaatst, omdat

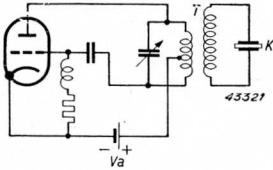


Fig. 160. Ultra-acoustische oscillator met kwartskristal, geschikt voor grootere vermogens. *T* is een Tesla transformator.

in lucht de amplitude te groot zou worden en het kristal defect zou raken. De olie vormt tevens een goede isolatie voor de hoge spanning tusschen de electroden en dient als medium voor het overbrengen van de acoustische energie.

Van de toepassingen die de ultra-acoustische generatoren vinden noemen wij de echopeiling bij de zeevaart, ter bepaling van de diepte van het vaarwater, en de bereiding van fijnkorrelige fotografische emulsies.

## HOOFDSTUK VII

### De zendbuis als frequentievermenigvuldiger

#### § 1. Principe

In hoofdstuk III, § 1 en § 2, is uiteengezet hoe de anodestroomimpulsen van een zendbuis kunnen worden ontleed in een reeks van Fourier, die bestaat uit een gelijkstroomterm en verder uit termen die sinusoidaal afhankelijk zijn van  $t$  en frequenties hebben die veelvoudig zijn van de excitatiefrequentie  $\omega$ . Wij schreven dus:

$$i_a(t) = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2 \omega t + \dots$$

In de volgende §§ van genoemd hoofdstuk werd de werking van de zendbuis onderzocht, indien in de anodeleiding was opgenomen een ohmsche weerstand  $R_a$ , met parallel daaraan een  $LC$ -kring, die afgestemd is op  $\omega$ .

Stemt men den kring echter af op een van de hogere harmonischen, bijv.  $2\omega$ , dan zal deze harmonische een hooge impedantie ondervinden in de parallel-schakeling van  $L$  en  $C$ , en zal derhalve deze component door den belastingweerstand  $R_a$  vloeien. Dit beteekent dus dat het vermogen, dat in  $R_a$  wordt ontwikkeld, de dubbele excitatiefrequentie heeft; de buis werkt dus als frequentieverdubbelaar.

Uiteraard is ook afstemming op ieder der andere componenten mogelijk, zoodat dan in het algemeen de buis als frequentievermenigvuldiger werkt. Aangezien in de practijk de frequentieverdubbeling het meest wordt toegepast, zal deze in het volgende alleen worden beschouwd.

De werking van de buis als verdubbelaar laat zich, evenals die van den gewonen versterker, het best overzien aan de hand van de belastinglijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram. De constructie van deze lijn berust op de overweging, dat de rooster- en de anode-wisselspanning sinusfuncties van den tijd zijn, de eerste met frequentie  $\omega$ , de laatste met frequentie  $2\omega$ , en dat het verband tusschen de anode-wisselspanning en de tweede harmonische van den anodestroom gegeven is door de wet van Ohm:

$$V_{ap} \cos 2 \omega t = I_{a2} R_a \cos 2 \omega t.$$

Aldus wordt:

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t \dots \dots \dots (7, 1)$$

$$v_a(t) = V_a - V_{ap} \cos 2 \omega t \dots \dots \dots (7, 2)$$



Uit deze formules zijn, bij gegeven  $V_g$ ,  $V_{gp}$ ,  $V_a$  en  $V_{ap}$ , de grootheden  $v_g(t)$  en  $v_a(t)$  te bepalen als functies van  $t$ ; daarna vindt men uit het  $I_a$ - $V_a$ -diagram de bijbehorende waarde van  $i_a(t)$ .

Wij zullen ook hier, ten einde een overzicht van de mogelijkheden te krijgen, het geval van een triode beschouwen, waarvoor de anodestroomkarakteristieken rechte lijnen zijn, van de gedaante

$$i_a = a(v_g + b v_a), \dots \dots \dots (7, 3)$$

geldig alleen voor  $v_a > 0$  en  $0 < i_a \leq \sigma v_a$ .

Het verband tusschen  $i_a$  en  $t$  wordt gevonden door (7, 1) en (7, 2) te substitueeren in (7, 3):

$$i_a = a [ V_g + bV_a + V_{gp} \cos \omega t - bV_{ap} \cos 2 \omega t ], \dots (7, 4)$$

welke uitdrukking, in verband met de beperkte geldigheid van (7, 3), alleen kan worden toegepast voor de waarden van  $\omega t$  die een waarde  $i_a \geq 0$  opleveren. Practisch beteekent dit weer, dat de buis in klasse C-instelling wordt geëxciteerd en dat de anodestroom een impuls karakter heeft.

De halve stroomhoek  $\theta$  is dan ook bepaald door:

$$0 = a [ V_g + bV_a + V_{gp} \cos \theta - bV_{ap} \cos 2\theta ].$$

Zet men hierin:  $\cos 2\theta = 2 \cos^2 \theta - 1$ , dan blijkt dit een kwadratische vergelijking voor  $\cos \theta$  te zijn, nl.:

$$2bV_{ap} \cos^2 \theta - V_{gp} \cos \theta - \{ V_g + b(V_a + V_{ap}) \} = 0.$$

Hieruit volgt:

$$\cos \theta = \frac{V_{gp} - \sqrt{V_{gp}^2 + 8bV_{ap} \{ V_g + b(V_a + V_{ap}) \}}}{4bV_{ap}}$$

(alleen de negatieve wortel heeft beteekenis voor de berekening van de impulsbreedte).

In het geval van een penthode moet in de uitdrukking voor  $i_a$  (7, 3) nog een term,  $cV_{g2}$ , worden opgenomen (zie hoofdstuk IV, § 4).

Dan gaat (7, 4) over in:

$$i_a = a [ V_{g1} + bV_a + cV_{g2} + V_{g1p} \cos \omega t - bV_{ap} \cos 2 \omega t ]$$

en wordt  $\theta$  berekend uit:

$$0 = V_{g1} + bV_a + cV_{g2} + V_{g1p} \cos \theta - bV_{ap} \cos 2\theta.$$

Hieruit volgt:

$$\cos \Theta = \frac{V_{g1p} - \sqrt{V_{g1p}^2 + 8bV_{ap}} \{ V_{g1} + cV_{g2} + b(V_a + V_{ap}) \}}{4bV_{ap}} \quad (7, 4a)$$

Voor de ideale penthode is  $b = 0$ ; dan wordt

$$\cos \Theta = \frac{-V_{g1} - cV_{g2}}{V_{g1p}} \dots \dots \dots (7, 4b)$$

De grootheid  $c$  is de doorwerking van het tweede rooster door het eerste. De vorm van de belastinglijn in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram vindt men, door tusschen (7, 1) en (7, 2)  $\omega t$  te elimineeren en vervolgens de aldus gevonden waarde van  $v_g$  in (7, 3) te substitueeren. Uit (7, 2) volgt:

$$x = v_a(t) = V_a - V_{ap} \cos 2 \omega t = V_a - V_{ap} (2 \cos^2 \omega t - 1),$$

dus

$$\cos \omega t = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{V_a - x}{V_{ap}} \right)}.$$

Dan wordt (7, 1):

$$v_g(t) = V_g + V_{gp} \cos \omega t = V_g + V_{gp} \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{V_a - x}{V_{ap}} \right)},$$

en (7, 3):

$$y = i_a = a \left[ V_g + V_{gp} \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{V_a - x}{V_{ap}} \right)} + bx \right].$$

Dit is een kwadratische vergelijking tusschen  $i_a$  ( $= y$ ) en  $v_a$  ( $= x$ ), die ook te schrijven is in de gedaante:

$$\left( \frac{y}{a} - bx - V_g \right)^2 = \frac{1}{2} V_{gp}^2 \left( 1 + \frac{V_a - x}{V_{ap}} \right) \dots \dots \dots (7, 5)$$

Nader onderzoek leert dat dit een parabool is.

In fig. 161 is weergegeven het verloop van  $v_g$ ,  $v_a$  en  $i_a$  met  $\omega t$ , zooals beschreven door de vergelijkingen (7, 1, 2 en 4).

Vervolgens brengt fig. 162 het  $I_a$ - $V_a$ -diagram in beeld, met daarin geteekend de parabolische werklijn (schematisch). Ten gevolge van de klasse C-instelling der buis is alleen het deel van de werklijn van beteekenis dat gelegen is boven de  $v_a$ -as.

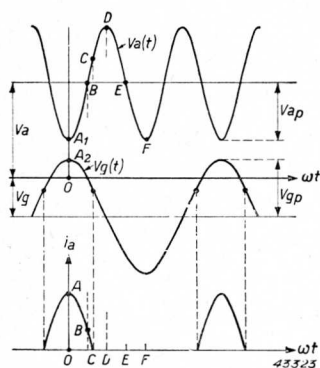


Fig. 161. Het verloop van de anodespanning, de roosterspanning en den anodestroom als functies van den tijd, bij een frequentieverdubbelaar.

kan worden, loopt het werkpunt na het passeeren van  $C$  eerst naar  $D$ , vervolgens terug over  $E$  naar  $F$ . Daarna wordt de baan in omgekeerde richting doorlopen, dus van  $F$  over  $E$  naar  $D$ , terug naar  $C$  en vervolgens over  $B$  naar  $A$ .

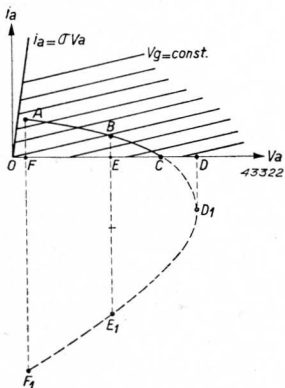


Fig. 162. Belastinglijn in het  $i_a$ - $v_a$ -diagram van een triode die als verdubbelaar werkt.

De loop van het werkpunt langs deze belastinglijn tijdens één periode der excitatie-spanning is aan de hand van fig. 161 gemakkelijk af te leiden. In beide figuren zijn de overeenkomstige punten aangeduid met dezelfde letter.

Zoo duidt  $A$  aan het punt waar  $v_g$  en  $i_a$  maximaal zijn en waar  $v_a$  minimaal is; in  $B$  passeert  $v_a$  de waarde van de anode-gelijkspanning  $V_a$ ; in  $C$  wordt  $i_a$  nul, terwijl in  $D$   $v_a$  maximaal wordt.

Lag de belastinglijn geheel boven de  $v_a$ -as, dan zou de baan van het werkpunt zijn:  $A B C D_1 E_1 F_1$  voor een halve periode van  $v_g$ , dus één periode van  $v_a$ . Nu echter bij  $C$  de  $v_a$ -as wordt bereikt en  $i_a$  niet kleiner dan nul

Evenals bij den gewonen versterker, zijn bij een bepaalde belastinglijn het afgegeven vermogen en het rendement het grootst als het eindpunt van die lijn (punt  $A$ ) gelegen is op de grenskarakteristiek, omdat dan de anode-wisselspanning haar grootste waarde bereikt.

In de volgende §§ zal daarom worden nagegaan hoe, bij uitsturing tot de grenskarakteristiek, de belastinglijn moet worden gelegd om een zoo groot mogelijk vermogen te verkrijgen, en in hoeverre daarbij beperkingen worden opgelegd door de maximaal toelaatbare waarden van anodedissipatie, anodegelijk- en anode-topstroom.

§ 2. Afgegeven vermogen en rendement

Bij uitsturing tot aan de grenskaracteristiek geldt naast (7, 1) en (7, 2) de volgende betrekking:

$$I_{ap} = \sigma V_{amin} = \sigma (V_a - V_{ap}) \quad \dots \quad (7, 6)$$

Verder zijn

$$V_{ap} = I_{a2} R_a,$$

$$I_{a2} = f_2(\theta) \cdot I_{ap},$$

$$f_2(\theta) = \frac{2 \sin^3 \theta}{3\pi (1 - \cos \theta)},$$

$$I_{a0} = f_0(\theta) I_{ap},$$

$$f_0(\theta) = \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi (1 - \cos \theta)}.$$

Daaruit volgt:

$$I_{ap} = \frac{\sigma V_a}{1 + \sigma R_a f_2(\theta)} \quad \dots \quad (7, 7)$$

$$I_{a0} = \frac{\sigma V_a f_0(\theta)}{1 + \sigma R_a f_2(\theta)} \quad \dots \quad (7, 8)$$

$$W_i = V_a I_{a0} = \frac{\sigma V_a^2 f_0(\theta)}{1 + \sigma R_a f_2(\theta)} \quad \dots \quad (7, 9)$$

$$W_c \doteq \frac{1}{2} I_{a2}^2 R_a = \frac{1}{2} \{f_2(\theta) \cdot I_{ap}\}^2 R_a = \frac{1}{2} \frac{\{\sigma V_a f_2(\theta)\}^2 R_a}{\{1 + \sigma R_a f_2(\theta)\}^2} \quad (7, 10)$$

Ten slotte is nog

$$W_a = W_i - W_c \quad \dots \quad (7, 11)$$

en

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} \quad \dots \quad (7, 12)$$

Het resultaat van deze berekeningen is weergegeven in de figuren 163, 164, 165, 166 en 167, waarin men achtereenvolgens vindt:

$$\frac{W_o}{\sigma V_a^2}, \frac{W_i}{\sigma V_a^2} = \frac{I_{a0}}{\sigma V_a}, \frac{W_a}{\sigma V_a^2} \text{ en } \frac{I_{ap}}{\sigma V_a},$$

alle als functie van  $\sigma R_a$ , met  $\theta$  als parameter, en verder  $\eta$  als functie van  $\theta$  met  $\sigma R_a$  als parameter.

VII. De zendbuis als frequentievermenigvuldiger

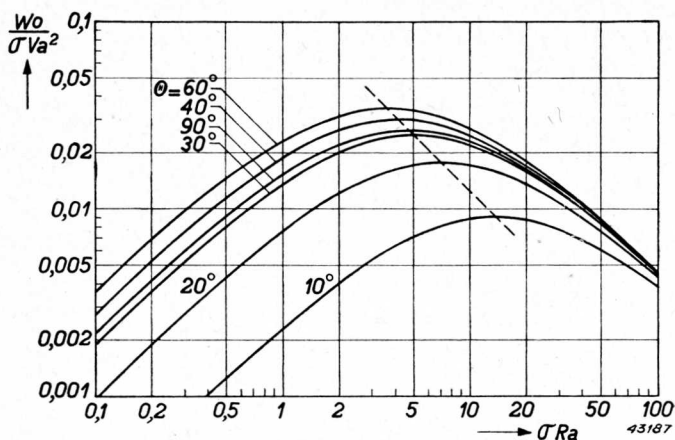


Fig. 163. Afgegeven vermogen als functie van den belastingsweerstand van een triode die als verdubbelaar werkt.

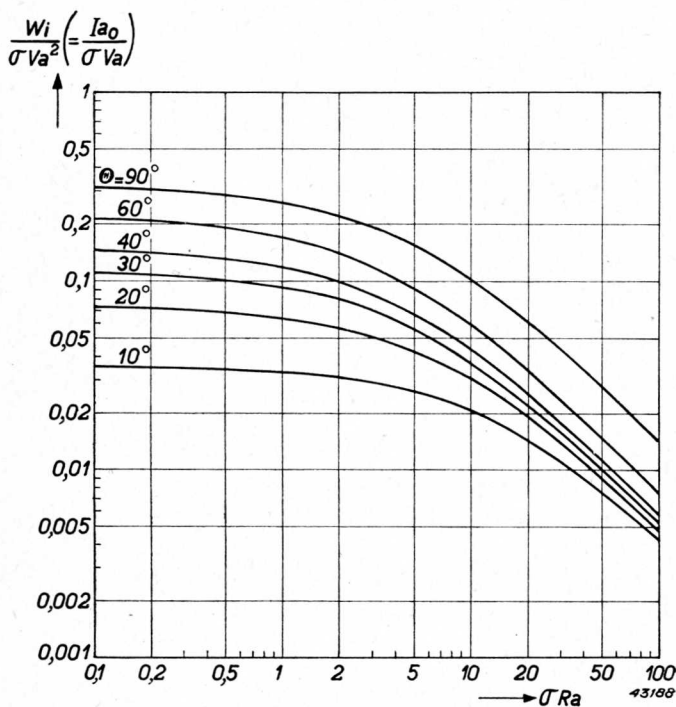


Fig. 164. Opgenomen vermogen, resp. anode-gelijkstroom, als functie van den belastingsweerstand van een triode die als verdubbelaar werkt.

Evenals bij den gewonen versterker, vertoont bij den verdubbelaar het afgegeven vermogen als functie van  $\sigma R_a$  een maximum (fig. 163), dat bovendien van  $\Theta$  afhankelijk is. Plaats en grootte van dit maximum zijn gemakkelijk uit (7, 10) te berekenen; en wel volgt uit

$$\frac{dW_o}{d\sigma R_a} = 0:$$

$$\sigma R_{aopt} = \frac{1}{f_2(\Theta)} \dots \dots \dots (7, 13)$$

en

$$\frac{W_{o\max}}{\sigma V_a^2} = \frac{f_2(\Theta)}{8} \dots \dots \dots (7, 14)$$

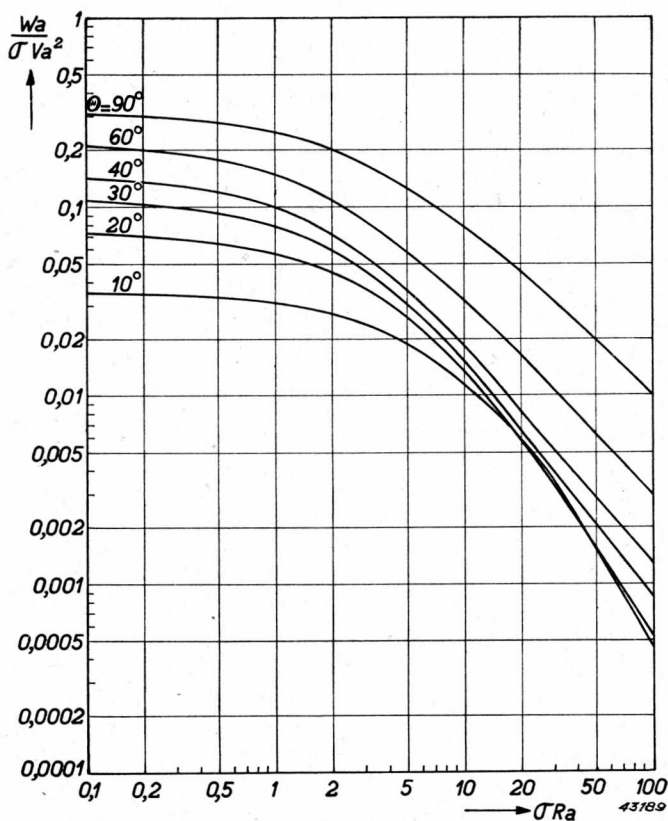


Fig. 165. Anodedissipatie als functie van den belastingweerstand van een triode die als verdubbelaar werkt.

De afhankelijkheid van  $\theta$  wordt dus blijkbaar omschreven door  $f_2(\theta)$ . Uit fig. 20 blijkt dat  $f_2(\theta)$  (voor  $k = 1$ ) een maximum ten bedrage van 0,276 bereikt bij  $\theta = 60^\circ$ . Hieruit volgt, dat de uiterste waarde, die het vermogen kan bereiken, gelijk is aan

$$W_{omax}^* = 0,0345 \sigma V_a^2. \quad \dots \dots \dots (7, 15)$$

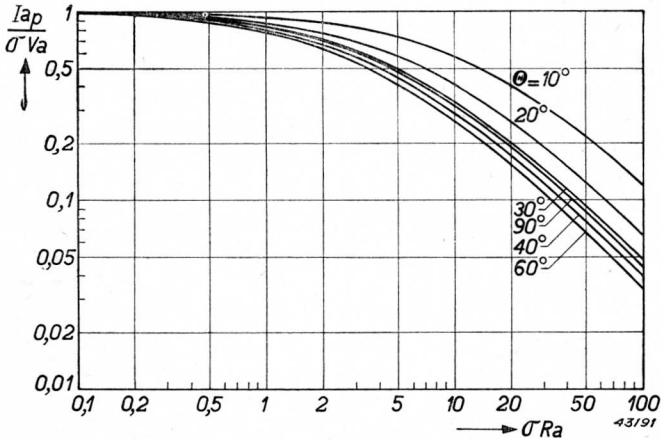


Fig. 166. Anode-topstroom als functie van den belastingweerstand van een triode die als verdubbelaar werkt.

De waarden van het opgenomen vermogen en het rendement, behoorend bij (7, 14) zijn:

$$\frac{W_{iopt}}{\sigma V_a^2} = \frac{1}{2} f_0(\theta) \quad \dots \dots \dots (7, 16)$$

$$\eta_{opt} = \frac{1}{4} \frac{f_2(\theta)}{f_0(\theta)}, \quad \dots \dots \dots (7, 17)$$

en die welke behooren bij (7, 15):

$$W_{iopt}^* = 0,109 \sigma V_a^2 \quad \dots \dots \dots (7, 18)$$

$$\eta_{opt}^* = 31,6\% \quad \dots \dots \dots (7, 19)$$

$$\sigma R_{aopt}^* = 3,62 \quad \dots \dots \dots (7, 20)$$

Wegens het lage rendement zal deze instelling praktisch nooit worden toegepast. Bovendien wordt de anodedissipatie veelal te groot.



Nemen we bijv. het geval van de TB 2/500, met  $\sigma = 6 \text{ mA/V}$  en  $V_a = 2000 \text{ V}$ . Daarvoor wordt:

$$W_{omax}^* = 0,0345 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot (2000)^2 = 828 \text{ W}$$

$$W_{iopt}^* = 0,109 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot (2000)^2 = 2620 \text{ W}$$

$$W_{aopt}^* = 1792 \text{ W.}$$

Aangezien slechts 300 W dissipatie is toegestaan, is — althans bij deze anodespanning — de optimale instelling niet toelaatbaar.

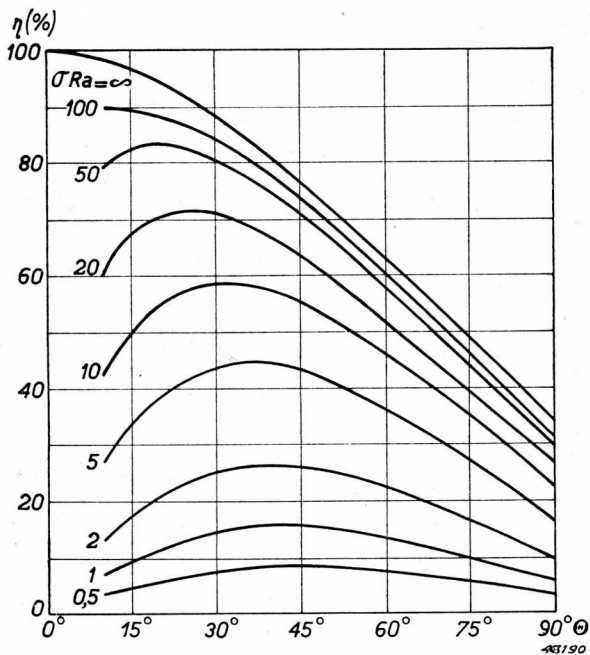


Fig. 167. Rendement als functie van den halven openingshoek der anodestroomimpuls, met den belastingweerstand als parameter, van een triode die als verdubbelaar werkt.

In de praktijk zal men dus, evenals bij den versterker, instellingen kiezen met hooger rendement, d.w.z. men zal den anodeweerstand grooter maken dan de optimale. Daarbij wordt er dan tevens op gelet, dat anodedissipatie, anode-gelijkstroom en anode-topstroom hun maximaal toegestane waarden niet overschrijden.

Uit de figuren 163, 164, 165 en 166 zijn nu af te leiden krommen  $W_o/\sigma V_a^2$  als functie van  $\sigma R_a$  voor constante  $W_a$ , constante  $I_{a0}$ , resp. constante  $I_{ap}$ . Deze krommen vindt men in de figuren 168, 169 en 170. In ieder dezer figuren stellen de stippellijnen voor de bijbehorende waarden van  $\theta$ .

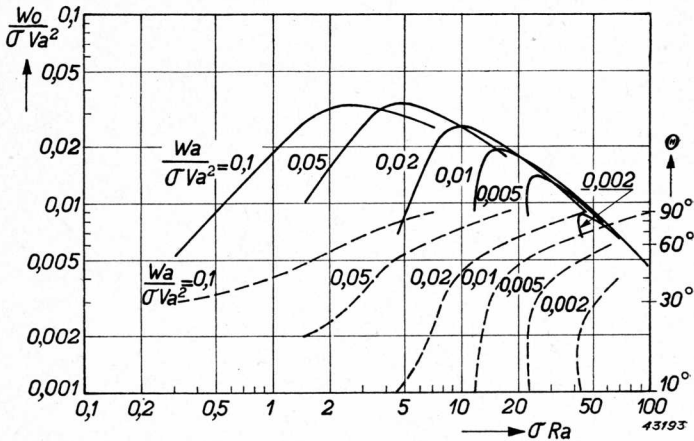


Fig. 168. Getrokken lijnen: Afgegeven vermogen van een verdubbelaar als functie van den belastingweerstand bij constant gehouden anodedissipatie. Stippellijnen: De bijbehorende waarden van den halven openingshoek  $\theta$  der anodestroomimpulsen.

Kwalitatief vertoont al deze figuren hetzelfde beeld als hetwelk in hoofdstuk III voor den versterker is besproken. Zoo is er, bij constante anodedissipatie, één waarde van  $\sigma R_a$  aan te wijzen waarbij het afgegeven vermogen een maximum bereikt.

Ter illustratie berekenen we voor de penthode PC 1,5/100 welk vermogen ten hoogste kan worden geleverd bij frequentieverdubbeling bij een anodespanning van 1500 V, met als voorwaarde dat de anode-topstroom gelijk moet zijn aan 525 mA.

Uit fig. 54 blijkt dat  $\sigma = 3,5$  mA/V is; dus wordt  $I_{ap}/\sigma V_a = 0,1$ .

Dan ziet men uit fig. 170 dat de maximale waarde van  $W_o/\sigma V_a^2 = 0,0125$  is, en dat die waarde wordt bereikt bij  $\sigma R_a = 33$  en  $\theta = 60^\circ$ . Daaruit volgt:

$$W_o = 98,5 \text{ W}; R_a = \frac{33}{3,5 \cdot 10^{-3}} = 9430 \Omega.$$

Verder is, volgens fig. 164:

$$\frac{W_i}{\sigma V_a^2} = \frac{I_{a0}}{\sigma V_a} = 0,0220 \text{ en dus } \frac{W_a}{\sigma V_a^2} = \frac{W_i}{\sigma V_a^2} - \frac{W_o}{\sigma V_a^2} = 0,0095, \text{ wat}$$

ook blijkt uit fig. 165.

Daaruit volgt:  $W_i = 173 \text{ W}$ ;  $W_a = 74,5 \text{ W}$ ;  $\eta = 57\%$ .

Ten slotte is  $V_{ap}$  te berekenen uit:

$$I_{ap} = \sigma (V_a - V_{ap}),$$

dus

$$V_{ap} = V_a - \frac{I_{ap}}{\sigma} = 1350 \text{ V.}$$

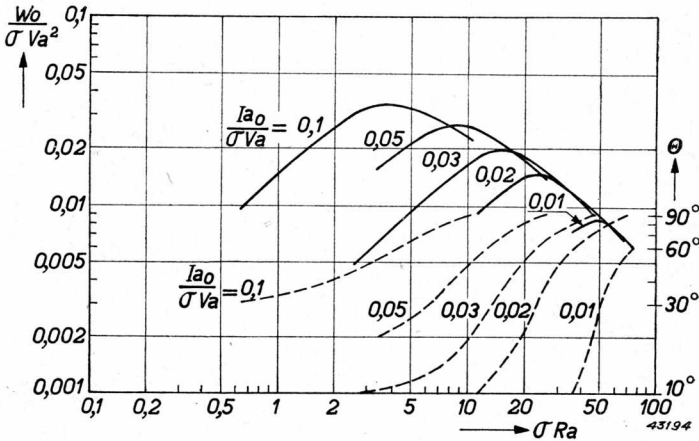


Fig. 169. Getrokken lijnen: Afgegeven vermogen van een verdubbelaar als functie van den belastingweerstand bij constant gehouden anode-gelijkstroom.

Stippellijnen: De bijbehorende waarden van den halven stroomhoek  $\theta$ .

Ter contrôle berekenen we nu nog deze verschillende grootheden, zooals ze worden geleverd volgens de werkelijke statische karakteristieken van fig. 54. Daarbij kiezen we de excitatiespanning en de negatieve voorspanning op het stuurrooster zoodanig dat een halve stroomhoek van  $60^\circ$  wordt verkregen en een anode-wisselspanning van 1350 V en een anode-stroom van ca. 525 mA worden bereikt.

Uit fig. 54 is dan te zien dat de roosterspanning tot + 60 V moet worden uitgestuurd.

De negatieve voorspanning  $V_{g1}$  berekenen we met (7, 4b); daarin is  $V_{g2} = 300$  V;  $c = 1/\mu_{g1g2} = 1/2,7$ . Met  $V_{g1P} = -V_{g1} + 60$  is dan te berekenen:

$$V_{g1} = -280 \text{ V, dus } V_{g1P} = 340 \text{ V.}$$

Wij stellen dus:

$$v_{g1}(t) = -280 + 340 \cos \omega t$$

$$v_a(t) = 1500 - 1350 \cos 2 \omega t$$

en construeeren met behulp van deze betrekkingen de belastinglijn in het  $i_a-v_a$ -diagram (fig. 54, kromme  $f$ ), alsmede den anodestroomimpuls (fig. 171). Daaruit blijkt dat de halve stroomhoek inderdaad  $60^\circ$  is; vervolgens dat de anodestroomimpuls eenigermate is ingedeukt, zoodat de anode-topstroom iets beneden de gewenschte waarde van 525 mA blijft, en ten slotte dat de belastinglijn niet de paraboolkromming vertoont die volgens de geschetste theorie vereischt is (fig. 162), doch meer een rechtlijnig verloop heeft. Dit laatste is te verklaren uit de toeneming van de steilheid bij hoogeran anodestroom, waardoor de  $i_a-v_a$ -karakteristieken niet meer aequidistant zijn, doch verder uiteen liggen naarmate de anodestroom stijgt.

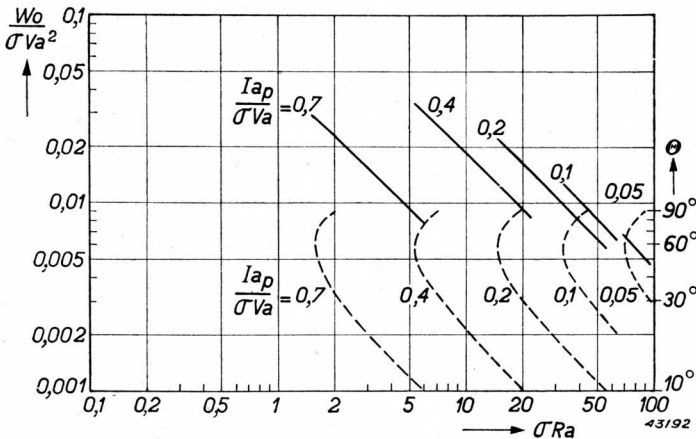


Fig. 170. Getrokken lijnen: Afgegeven vermogen van een verdubbelaar als functie van den belastingweerstand bij constant gehouden anode-topstroom.  
Stippellijnen: De bijbehorende waarden van den halven stroomhoek.

Uit fig. 171 berekent men nu:

$I_{a0} = 108 \text{ mA}$ ;  $I_{a2} = 140,5 \text{ mA}$ ; dus wordt  $W_i = 162 \text{ W}$ , en, met  $V_{ap} = 1350 \text{ V}$ :  $W_o = 95 \text{ W}$ ;  $W_a = 67 \text{ W}$ ;  $\eta = 58,6\%$ . Ten slotte is  $R_a = V_{ap}/I_{a2} = 9600 \Omega$ .

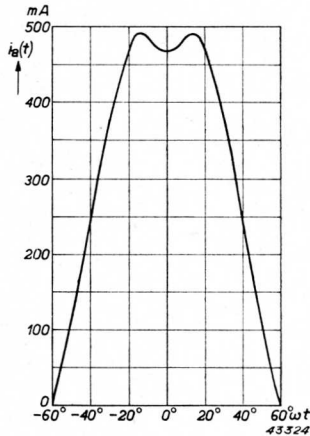


Fig. 171. Anodestroomimpuls van de penthode PC 1,5/100 bij gebruik als verdubbelaar, behorend bij de belastinglijn  $f$  van fig. 54.

Vergelijkt men deze waarden met die welke de theorie der lineaire karakteristieken levert, dan is de overeenstemming zeer bevredigend te noemen.

## HOOFDSTUK VIII

### Speciale onderwerpen

#### § 1. Roosteremissie

Onder roosteremissie verstaat men de eigenschap van een rooster, electronen te emitteren. Naar de wijze waarop de roosteremissie ontstaat, onderscheidt men thermische (primaire) emissie en secundaire emissie. Primaire of thermische emissie van een rooster is, evenals de emissie van de kathode, afhankelijk van de oppervlaktegesteldheid van het rooster en van zijn temperatuur.

Nu wordt de roostertemperatuur in zendbuizen tijdens het bedrijf zelden zoodanig, dat het zuivere metaal, waarvan het rooster is vervaardigd, in belangrijke mate electronen gaat emitteren. Wij hebben vroeger reeds vermeld (hoofdstuk I, § 3) dat het noodzakelijk is, de roostertemperatuur zoo laag te houden, resp. zoodanig materiaal te kiezen, dat geen merkbare verdamping optreedt. Onder deze voorwaarde is de thermische emissie van de gebruikelijke roostermaterialen meestal te gering dan dat zij storend zou kunnen worden.

Echter is het in buizen met oxydekathoden niet te vermijden dat emitterend materiaal van de kathode (bariumoxyde, resp. barium) verdampt en neerslaat op de roosters, voornamelijk op het stuurrooster. De ervaring nu leert dat de stuurroostertemperatuur, vooral in grootere oxydebuizen, wel zoo hoog kan worden dat een merkbare thermische emissie van deze overgedampte laag optreedt.

Ten gevolge van dezen emissiestroom van het stuurrooster is de roosterstroom, die buiten de buis wordt gemeten, kleiner dan bij afwezigheid van roosteremissie. Immers, doordat op het stuurrooster een electrode met hogere potentiaal volgt (anode bij trioden, schermrooster bij tetroden en penthoden), zal een deel van de electronen, die door het stuurrooster worden geëmitteerd, dit laatste verlaten en verdwijnen naar de anode of naar het schermrooster. De stuurroosterstroom, die buiten de buis wordt gemeten, is dus het verschil tusschen het aantal electronen dat op het stuurrooster valt als gevolg van het passeeren van den kathodestroom, en het aantal electronen dat het rooster emitteert. Onder omstandigheden kan de resulterende roosterstroom daardoor nul of zelfs negatief worden. In bepaalde schakelingen heeft dit laatste onaangename gevolgen. In een

oscillatorschakeling als die van fig. 134 bijv. wordt de negatieve spanning op het stuurrooster verkregen doordat de roosterstroom vloeit door den lekweerstand. Daardoor zal met het kleiner worden van den stuurroosterstroom deze voorspanning eveneens afnemen; de instelling van de buis verandert daardoor geleidelijk van klasse C naar klasse B en klasse A. Het gevolg hiervan is, dat het rendement vermindert en de anodedissipatie toeneemt; de anodetemperatuur stijgt daardoor en dientengevolge ook de roostertemperatuur. Dit heeft weer tot gevolg dat de roosteremissie toeneemt, zoodat het geheele effect verergerd wordt.

De anodedissipatie neemt als gevolg hiervan in korten tijd zoo snel toe, dat de buis defect raakt.

In het besproken geval kan men de nadeelige werking van de roosteremissie verhinderen door de negatieve stuurroosterspanning niet, of althans niet grootendeels, te laten afhangen van den stuurroosterstroom. Men kan bijv. een kathodeweerstand gebruiken (fig. 172); in dat geval bepaalt de kathodestroom de roostervoorspanning, en aangezien de stuurroosterstroom slechts een klein gedeelte van den kathodestroom uitmaakt, is de invloed van de roosteremissie op de instelling van de buis practisch nihil. Overigens is, inzonderheid bij oscillatoren, het gebruik van een vaste rooster spanning of kathodeweerstand wel bezwaarlijk, omdat dan vaak de trillingen minder gemakkelijk aanloopen (vgl. hoofdstuk VI, § 3). Daarom wordt er steeds naar gestreefd de roosteremissie zoo klein mogelijk te houden; blijkbaar gelukt dit als de roostertemperatuur laag is. Dit is de reden waarom men dikke roosterbalken van goed geleidend materiaal gebruikt, die aan de einden dan nog vaak voorzien zijn van zwartgemaakte koelvinnen. Ook past men wel bepaalde oppervlaktebehandelingen van den rooster-wikkeldraad toe, met het doel de warmteopneming door straling van de omringende electroden klein te houden; reeds werd in hoofdstuk I het vergulden van het rooster genoemd.

Eventuele thermische emissie van het schermrooster in penthoden is voor het bedrijf meestal niet bezwaarlijk. Doordat nl. de potentiaal van het schermrooster hooger is dan die van de naburige electroden, en de geëmitteerde electronen kleine snelheden hebben, zullen zij op het schermrooster

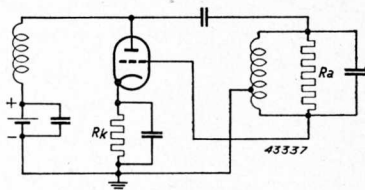


Fig. 172. Toepassing van een kathodeweerstand bij een Hartley oscillator, ter verkrijging van een negatieve roosterspanning die minder afhankelijk is van roosteremissie.



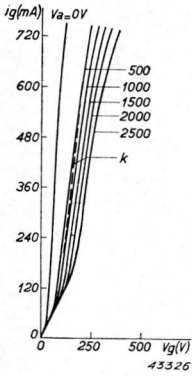


Fig. 173. Roosterstroomkarakteristieken van een triode met zeer geringe secundaire roosteremissie.

primaire electronen groter dan één; dit gebied ligt boven ongeveer 100 V. Beschouwen wij nu speciaal het stuurrooster, dan zullen niet alle secundaire

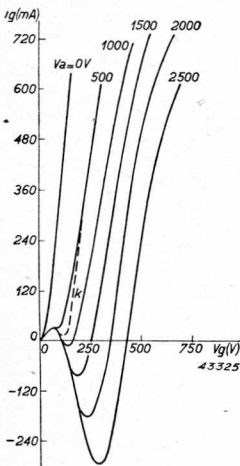


Fig. 174. Roosterstroomkarakteristieken van een triode met secundaire roosteremissie.

terugvallen; hun invloed komt dus niet tot uiting in den schermroosterstroom, die buiten de buis wordt gemeten.

Onder secundaire emissie van een rooster verstaat men het emitteren van z.g. secundaire electronen, wanneer het rooster wordt getroffen door de electronen van den kathodestroom (primaire electronen). De mate waarin door de primaire electronen secundaire worden vrijgemaakt, hangt af van de snelheid waarmee de primaire electronen het rooster treffen, van den hoek van inval, van het roostermateriaal en van de oppervlaktegesteldheid. Aangezien de snelheid waarmee de primaire electronen het rooster treffen, bepaald wordt door de rooster spanning, is de coëfficiënt van secundaire emissie (d.i. het aantal secundaire electronen, dat per primair electron bij loodrecht inval wordt vrijgemaakt) afhankelijk van de rooster spanning. Bij de meeste metalen is de coëfficiënt van secundaire emissie in een bepaald snelheidsgebied der

primaire electronen die worden vrijgemaakt, dit rooster verlaten, evenmin als dat bij de thermisch geëmitteerde electronen het geval was. Wel is het natuurlijk zoo, dat het aantal secundaire electronen dat het stuurrooster verlaat, des te grooter is naarmate de electrode, die op het stuurrooster volgt (schermrooster bij penthoden, anode bij trioden) hogere potentiaal heeft. De stuurroosterstroom die buiten de buis wordt gemeten, is dus bij aanwezigheid van secundaire emissie kleiner dan zonder die emissie, en bovendien sterk afhankelijk van de stuurrooster spanning en de schermrooster-, resp. de anodespanning. Het is zelfs mogelijk dat de resulterende stuurroosterstroom nul of negatief wordt. De fig. 173 en 174 illustreren dit; men vindt daar van een bepaalde triode weergegeven de stuurroosterstroom als functie van de stuurrooster spanning met de anodespanning als parameter, en wel heeft

fig. 173 betrekking op een triode met zeer geringe secundaire emissie, fig. 174 op een triode met sterke secundaire emissie van het stuurrooster.

De invloed van de secundaire stuurroosteremissie op de werking van een bepaalde schakeling is geheel anders dan die van de primaire emissie. Dit hangt samen met het feit dat de secundaire emissie afhankelijk is van de roosterspanning, terwijl de primaire emissie dat vrijwel niet is. Denken wij ons het geval dat een zendbuis met roosterstroomkarakteristieken volgens fig. 173 of 174 geëxciteerd wordt volgens een H.F. klasse C-instelling, dan kan het stuurvermogen worden berekend op de in hoofdstuk III beschreven wijze. Indien nl.  $V_{g1}$ ,  $V_{g1p}$ ,  $V_a$  en  $V_{ap}$  gegeven zijn, kunnen de oogenblikswaarden van de rooster- en de anodespanning worden berekend, en uit fig. 173 of 174 vindt men dan den bijbehorenden roosterstroom. In het  $I_g-V_g$ -diagram wordt het verloop van den roosterstroom als functie van de rooster-  
spanning onder excitatiecondities weergegeven door de z.g. dynamische roosterstroomkarakteristiek; in fig. 173 en 174 is dit de lijn  $k$ . De roosterstroomimpuls is hieruit gemakkelijk af te leiden, daar de roosterspanning als functie van den tijd bekend is. In de fig. 175 en 176 zijn de impulsen, die behooren bij  $k$  uit fig. 173 en 174, weergegeven.

Door van deze impulsreeksen de eerste harmonische te berekenen en ze te vermenigvuldigen met de halve topwaarde van de excitatiespanning, is het excitatievermogen te vinden. Het blijkt dan dat het excitatievermogen bij aanwezigheid van secundaire roosteremissie veel kleiner is dan bij afwezigheid ervan. De oorzaak hiervan moet worden gezocht in het feit dat de roosterstroomimpulsen bij aanwezigheid van secundaire emissie lager en bovendien smaller zijn, dit ten gevolge van het eigenaardige verloop van de dynamische karakteristiek  $k$ , die over een groot gebied van  $v_g$  min of meer horizontaal loopt en pas in de nabijheid van den excitatietop een steiler verloop krijgt. Dit is weer een gevolg van de bijzondere ligging van de statische roosterstroomkarakteristieken, dus van de secundaire emissie van het rooster.

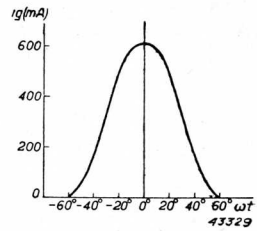


Fig. 175. Roosterstroomimpuls, behoorend bij de dynamische karakteristiek  $k$  van fig. 173.

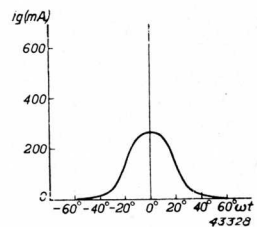


Fig. 176. Roosterstroomimpuls, behoorend bij de dynamische karakteristiek  $k$  van fig. 174.

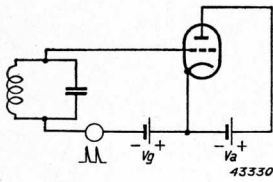


Fig. 177. Schakeling waarmee instabiliteit als gevolg van secundaire roosteremissie kan worden verkregen.

Vooraf bij grootere zendbuizen maakt men van het verschijnsel der secundaire emissie vaak gebruik om het excitatievermogen te drukken. Zoo werd, in een bepaald geval van een triode met een nuttig vermogen van 1200 W, het stuurvermogen door gebruikmaking van secundaire roosteremissie verminderd van 67 W op 33 W. Niettemin dient de zendbuizenfabrikant er terdege tegen te waken dat de secundaire roosteremissie te groot wordt, aangezien anders gevaar voor instabiliteit in het rooster-circuit bestaat.

Op verschillende wijzen kan deze instabiliteit zich voordoen.

In fig. 177 bijv. is een schakeling weergegeven, bestaande uit een triode met aan de anodezijde alleen de anodespanningsbron, aan de roosterzijde een L-C-kring, een bron voor negatieve voorspanning en een generator voor het opwekken van impulsvormige spanningen, van de gedaante weergegeven in fig. 178. De amplitude van deze spanningimpulsen is vrij veel groter dan de negatieve voorspanning; er vloeit dus roosterstroom. Het verloop van den roosterstroom als functie van de roosterspanning kan op een kathodestraalbuis zichtbaar worden gemaakt. Fig. 179 toont eenige van deze roosterstroomkarakteristieken voor verschillende waarden van de anodespanning. Blijkbaar is hier sterke secundaire emissie van het rooster aanwezig; de karakteristieken hebben een gedeelte met negatieve helling. In dat gedeelte nu blijkt een instabiliteit op te treden: de roosterkring geraakt in trilling, wat een verdikking van de lijn veroorzaakt. Het oscilleeren is des te heftiger naarmate de helling van de karakteristiek groter is. De verklaring van dit verschijnsel is te zoeken in de negatieve

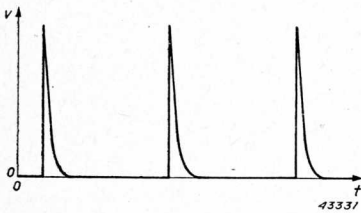


Fig. 178. Impulsvormige spanning, zooals die in de schakeling van fig. 177 wordt gebruikt om het rooster in het positieve spanninggebied uit te sturen.

helling die de roosterstroomkarakteristiek in een bepaald gebied bezit. Deze negatieve helling beteekent, dat voor de uitwendige schakeling de rooster-kathoderuimte zich gedraagt als een negatieve weerstand. Deze negatieve weerstand ligt parallel aan den roosterkring, die uiteraard niet verliesvrij is, en welke verliezen door een positieven weerstand parallel aan den kring kunnen worden voorgesteld. Indien nu de negatieve weerstand van de rooster-

kathoderuimte in absolute waarde kleiner is dan de positieve weerstand van den kring, is de resulterende weerstand negatief en zal een eenmaal aanwezige trilling in amplitude toenemen tot een bepaalde waarde.

Bij de krommen van fig. 179 is het buigpunt van de dynamische  $i_g$ - $v_g$ -karakteristiek het punt met de grootste negatieve helling, dus met den kleinsten negatieven weerstand. Voert men nu de anodespanning op, dan wordt de steilheid van het middelste deel der karakteristieken steeds grooter, en

bij een bepaalde anodespanning is de negatieve weerstand in het buigpunt juist gelijk aan den positieven weerstand van den roosterkring. In dat punt kan de roosterkring trillen; daarbuiten niet. Bij hogere anodespanning is er

rond het buigpunt een gebied waarvan de negatieve weerstand gelijk aan of kleiner is dan de kringweerstand. Het oscilleeren treedt dan op in dit geheele gebied. De meting van fig. 179 werd echter zoo uitgevoerd, dat bij hogere anodespanning, dus bij grootere negatieve helling, de kring overeenkomstig sterker werd gedempt, zoodat steeds nog juist een spoor van oscilleeren aanwezig was. Inderdaad blijkt uit fig. 179, dat de positieve dempweerstand die hiervoor noodig is, des te kleiner is naarmate de anodespanning grooter wordt.

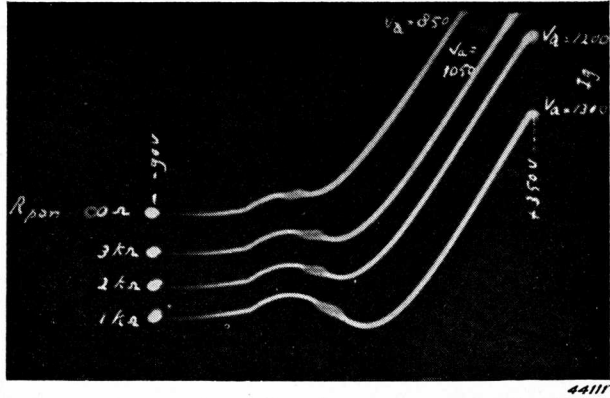


Fig. 179. Het verloop van den roosterstroom als functie van de impuls spanning, opgenomen met een schakeling volgens fig. 177, en wel voor verschillende waarden van de anodespanning. De anodespanning neemt toe van boven naar beneden; tegelijkertijd werd de demping van den kring zoodanig vergroot dat in het punt van de karakteristiek, waar de negatieve helling het grootst is, nog juist oscilleeren optreedt.

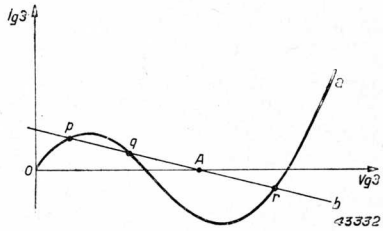


Fig. 180. Vangroosterstroom als functie van de (positieve) vangroosterspanning bij een penthode met secundaire emissie van het vangrooster (kromme a). b: belastinglijn behoorend bij den weerstand R van fig. 181.

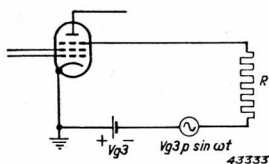


Fig. 181. Schema van het vangrooster-modulatiecircuit van een penthode, bij aanwezigheid van een weerstand  $R$ .

Naast deze „dynatron instabiliteit” kan secundaire roosteremissie nog een instabiliteit van een ander karakter ten gevolge hebben. Wij zullen dit aan de hand van het volgende voorbeeld toelichten. Bij de bespreking der vangroostermodulatie (hoofdstuk V, fig. 100) bleek, dat het vangrooster wordt gevoed met een negatieve voorspanning en met een L.F. spanning waarvan de amplitude ten hoogste gelijk is aan de absolute waarde van de voorspanning. Doordat het vangrooster zodoende steeds negatief blijft, is de vangroosterstroom nul, en daarmee het modulatievermogen, terwijl tevens distorsie wordt vermeden. Zet men de meting van de vangroostermodulatie-karakteristiek voort bij positieve waarden van de vangroosterspanning, dan treedt vangroosterstroom op, die vaak door secundaire emissie wordt beïnvloed, hetgeen, gezien de nabijheid van de sterk positieve anode, niet te verwonderen is. In fig. 180 is a zulk een  $I_{g3}$ - $V_{g3}$ -karakteristiek. Bevat nu het vangrooster-circuit een zekeren ohmschen weerstand  $R$  (fig. 181), dan zal het verband tusschen  $i_{g3}$  en  $v_{g3}$  mede door dit circuit worden bepaald, en wel is:

$$v_{g3} = V_{g3} + V_{g3p} \sin \omega t - i_{g3} R = e - i_{g3} R.$$

Deze betrekking wordt in fig. 180 weergegeven door de rechte  $b$ , die de abscissenas snijdt in  $A$ , waarvoor geldt:  $v_{g3} = e$ .

De waarden van  $i_{g3}$  en  $v_{g3}$ , die zich kunnen instellen, worden gegeven door de snijpunten van  $a$  en  $b$ ; in het geteekende geval zijn dat  $p$ ,  $q$  en  $r$ . Daarvan

zijn  $p$  en  $r$  stabiel;  $q$  is labiel, zooals kan worden aangetoond volgens een soortgelijke redeneering als in hoofdstuk VI gold ten aanzien van de figuren 139 en 140. Welke van de twee stabiele evenwichtstoestanden  $p$  en  $r$  zich zal instellen hangt af van de wijze waarop de variabele spanning  $e$  haar waarde bereikt.

In fig. 182 is de lijn  $b$  van fig. 180 geteekend voor 7 verschillende waarden van  $e$ , overeenkomend met de snijpunten  $A_1$  t.m.  $A_7$  met de  $V_{g3}$ -as.

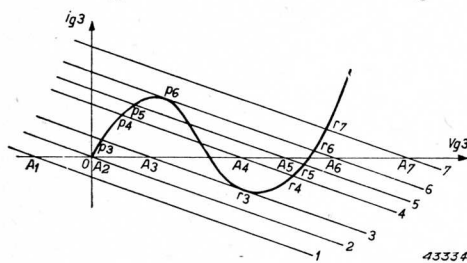


Fig. 182. Ten gevolge van de wisselspanning  $V_{g3p} \sin \omega t$  (zie fig. 181), schuift de belastinglijn  $b$  uit fig. 180 evenwijdig aan zichzelf heen en weer. Bij overgang van drie snijpunten met de roosterstroom-karakteristiek tot één snijpunt, heeft een sprong in den stroom en de spanning plaats.

In de gevallen 1 en 2 is de stroom  $i_{g3}$  nul; hij bereikt in de gevallen 3, 4, 5 en 6 de waarden overeenkomend met de snijpunten  $p_3$ ,  $p_4$ ,  $p_5$  en  $p_6$ . In den stand 6 raakt de lijn  $b$  aan de kromme  $a$ .

Wordt nu de spanning  $e$  grooter dan  $OA_6$ , dan blijft als eenig snijpunt het punt  $r$  over, in dit geval dus  $r_6$ . De roosterstroom daalt dus sprongsgewijze, de rooster spanning stijgt daarentegen sprongsgewijze. Bij verdere verhooging van  $e$  wordt  $r_7$  bereikt.

Wanneer vervolgens de spanning  $e$  daalt, doorloopt het snijpunt achtereenvolgens de punten  $r_7$ ,  $r_6$ , . . . .  $r_3$ , om bij voortgezette daling van  $e$  op den  $p$ -tak terug te springen ( $F_3$ ,  $F_2$ ,  $p_1$ ). Nu geeft  $e$  het verloop van de modulatiespanning aan, terwijl de abscissen der punten  $p$  en  $r$  de vangrooster spanning voorstellen. Door het beschreven sprongverschijnsel is er dus geen sprake van dat de vangrooster spanning  $v_{g3}$  de modulatiespanning  $e$  gelijkmatig volgt; er treedt integendeel ernstige distorsie op.

Verbetering wordt verkregen, indien de weerstand  $R$  voldoende klein is; blijktens fig. 183 zijn de snijpunten van  $a$  en  $b$  dan steeds stabiel.

Soortgelijke verschijnselen kunnen ook in het stuurrooster circuit optreden, wanneer het stuurrooster voldoende secundaire emissie vertoont en er voldoende weerstand in het circuit aanwezig is (rooster-lekweerstand). Uit het voorgaande blijkt dat een te sterke secundaire emissie van de roosters ongewenscht is; bij de fabricage van zendbuizen wordt deze dan ook bij voorkomende gevallen onderdrukt door een geschikte oppervlaktebehandeling der roosters.

Over de secundaire emissie bij tetroden werd in hoofdstuk IV reeds het noodige medegedeeld; wij verwijzen daarvoor naar dat hoofdstuk.

## § 2. Ontladingen in zendbuizen

Het vacuum dat in de moderne zendbuizen bestaat, is van de orde van grootte van  $10^{-7}$  à  $10^{-8}$  mm kwikdruk. Een dergelijk hoog vacuum is noodzakelijk, niet alleen voor het behoud van een goede emissie van de kathode, maar ook voor de isolatie tusschen de verschillende electroden. Vooral bij buizen voor groot vermogen en hoge anodespanning, zoals bijv. TA 20/250, zou bij een minder goed vacuum gemakkelijk ionisatie van de



Fig. 183. Indien de weerstand  $R$  uit fig. 181 voldoende klein is, treedt slechts één snijpunt met de roosterstroomkarakteristiek op en heeft geen sprong plaats.

gasmoleculen kunnen optreden, in zoodanige mate dat daardoor de ruimte-lading van de electronen wordt geneutraliseerd; daardoor ontstaat dan in plaats van de electronenontlading een gasontlading, waardoor de werking van de buis als H.F. versterker teniet wordt gedaan.

Ondanks het bovengenoemde hoge vacuum komt het van tijd tot tijd voor, dat de isolatie tusschen de anode en de andere electroden plotseling verdwijnt en binnen de buis een overslag optreedt. Dit verschijnsel is dan niet toe te schrijven aan een geleidelijk slechter worden van het vacuum, want noch voor, noch na den overslag wordt een verhoogde ionenstroom naar het stuurrooster gemeten <sup>1)</sup>. Integendeel moet men zich voorstellen dat, tijdens het bedrijf, door een of andere oorzaak plotseling uit een der electroden een kleine hoeveelheid gas vrijkomt, die geïoniseerd wordt en aldus een overslag bewerkstelligt, terwijl direct daarna het gas weer verdwijnt, vermoedelijk door absorptie of in de getter.

In de literatuur wordt dit verschijnsel meestal aangeduid als het „Rocky Point effect”, naar een Amerikaansch zendstation, waar het verschijnsel het eerst werd waargenomen.

Het Rocky Point effect treedt op, zoowel bij buizen van klein vermogen en lage anodespanning, als bij die voor groot vermogen en hoge anodespanning. In de buizen voor klein vermogen heeft het verschijnsel meestal geen nadeelige gevolgen, wat wel zal zijn toe te schrijven aan het beperkte

vermogen van de bron die de anodespanning levert. Buizen voor grooter vermogen daarentegen, met name zendbuizen met waterkoeling, worden gevoed uit gelijkrichters, waarbij het laatste element van het vereffeningsfilter een condensator van groote capaciteit is, die tot een hoge spanning is geladen (fig. 184). Treedt nu in de buis een overslag op, dan zal deze condensator zich via de buis

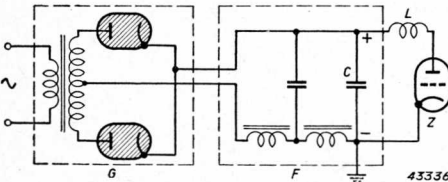


Fig. 184. Voeding van een zendbuis *Z* uit een gelijkrichter *G* met vereffeningsfilter *F*, via een smoorspoel *L*. Treedt een overslag in de buis op, dan ontlaaft de eindcondensator *C* van het filter zich met groote stroomsterkte door de buis.

<sup>1)</sup> Het vacuum kan nl. worden gecontroleerd, door bij negatief stuurrooster en positieve anode een zekere stroom door de buis te laten vloeien. De gasmoleculen in de buis worden dan nl. door den electronenstroom geïoniseerd; de positieve ionen begeven zich naar het negatieve rooster en veroorzaken buiten de buis een stroom van rooster naar kathode, die een maat is voor het vacuum.



ontladen, en, aangezien op dat moment de buis praktisch een kortsluiting vormt, zal de ontladstroom zeer hoge waarden kunnen bereiken. Deze groote ontladstroom kan beschadigingen in het inwendige van de buis veroorzaken, hoewel dit niet altijd gebeurt. Zoo worden op de gloeidraad-polen wel sterk vertakte figuren waargenomen; ook kan de gloeidraad zelf ontladingsverschijnselen vertoonen in den vorm van kleine bolletjes gesmolten metaal. In ernstige gevallen smelt de gloeidraad door. Soms zijn ten gevolge van de ontlading twee takken van den gloeidraad naar elkaar toe gebogen. Dit werd bijv. geconstateerd bij een zendbuis, waarvan de gloeidraad bestond uit twee parallel

loopende takken, ieder van 4 draden, opgesteld langs de beschrijvende lijnen van een cylinder. Fig. 185a toont een schets van de opstelling; fig. 185b de schakeling van den gloeidraad, uitgeslagen in een plat vlak.

Het rooster is vrijwel steeds onbeschadigd. Dit is waarschijnlijk toe te schrijven aan de omstandigheid dat het rooster via een betrekkelijk groote impedantie met aarde is verbonden,

de gloeidraad daarentegen direct geaard is. Een ontlading zal dus de neiging vertoonen haar weg naar aarde via den gloeidraad te zoeken. Bij den gloeidraad volgens fig. 185b vormen de draden AP en BP daarvoor den aangewezen weg. Wanneer de ontladstroom zich over beide draden verdeelt, vloeien de deelen in gelijke richting naar het punt P. De draden zullen elkaar diensgevolge aantrekken, en wanneer de kracht voldoende groot is, zullen de draden

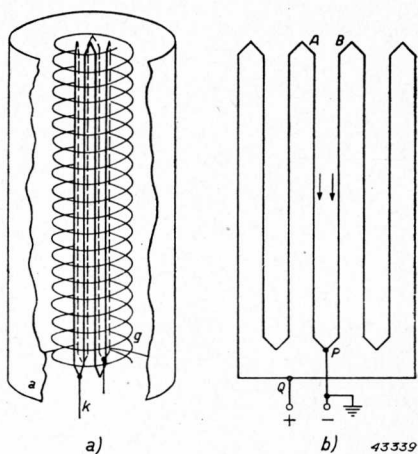


Fig. 185. a. Schets van de opstelling van den gloeidraad (k), het rooster (g) en de anode (a) in een watergekoelde zendbuis. b. Een der mogelijke schakelingen van den gloeidraad.

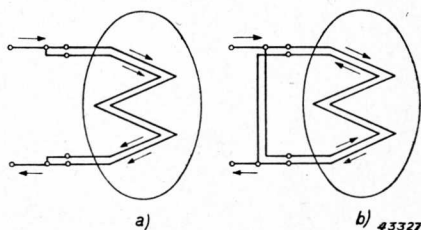


Fig. 186. Schakelmogelijkheden bij een proefopstelling van een gloeidraad volgens het model van fig. 185:

- a. de naast elkander gelegen draden der beide takken hebben dezelfde stroomrichting;
- b. zij hebben tegengestelde stroomrichting.

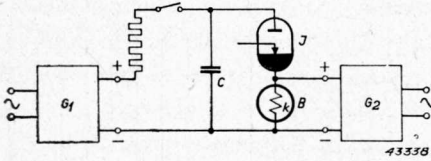


Fig. 187. Schakeling voor het verkrijgen van sterke stroomstooten in de gloeidraadopstelling van fig. 186.

zoover naar elkander buigen, dat blijvende vormverandering optreedt. Dit werd meermalen geconstateerd. Proeven hebben uitgewezen dat door ontladstroomen van de grootte als voorkomen in groote zendbuizen, inderdaad blijvende vormveranderingen van den gloeidraad kunnen worden veroorzaakt.

Een gloeidraad van het model van fig. 185b werd op zoodanige wijze in een glazen ballon gemonteerd, dat de takken afzonderlijk konden worden gevoed, zoodat men door de naast elkander gelegen draden der beide takken den stroom in gelijke of in tegengestelde richting kan voeren (fig. 186). Deze gloeidraad werd beproefd in een schakeling volgens fig. 187. Een condensator  $C$  van  $540 \mu\text{F}$  wordt opgeladen tot een span-

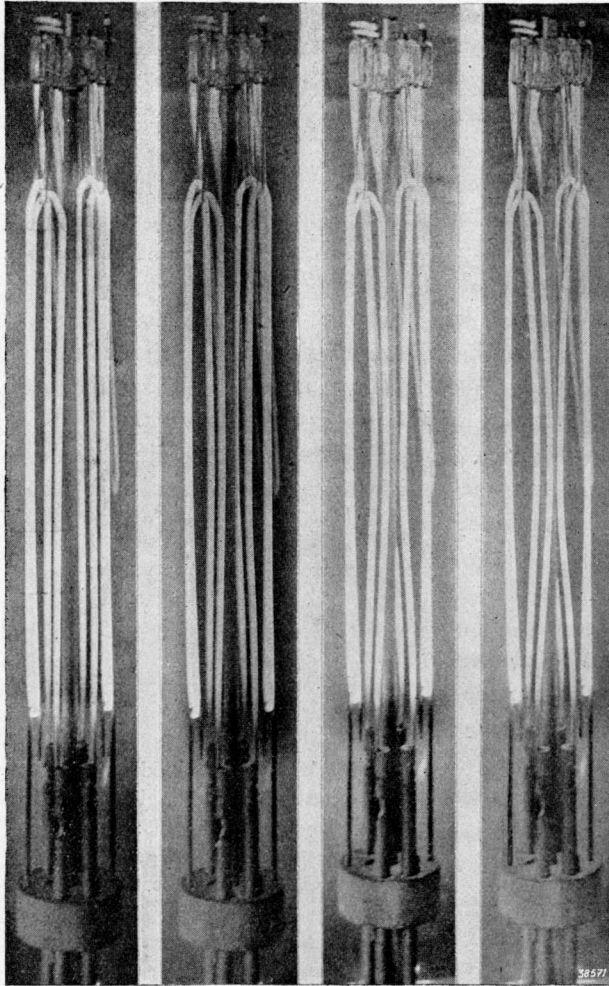


Fig. 188. Foto van de proefopstelling der gloeidraden volgens fig. 186: a) bij het begin, b) na 6, c) na 12, d) na 18 ontladingen in het schema volgens fig. 187.

ning van 1000 V, en via een schakelbuis I ontladen door de gloeidraden *k*. Een gelijkrichter  $G_2$  brengt vooraf de gloeidraden op bedrijfstemperatuur. Na een aantal ontladingen trad een duidelijk zichtbare vervorming op, zooals blijkt uit fig. 188. De schakeling van de gloeidraden was daarbij als in fig. 186a. Na de deformatie werd de schakeling van fig. 186b toegepast en werden wederom ontladingstooten door den gloeidraad geleid. Door de onderlinge afstooting tusschen de draden kon de deformatie ongedaan worden gemaakt.

De beschadiging van den gloeidraad als gevolg van het Rocky Point effect kan worden verhinderd door ervoor te zorgen, dat de grootte van den ontladestroom binnen redelijke grenzen blijft. Dit wordt bereikt door in de anodeleiding een weerstand van enkele tientallen ohm op te nemen. Voor de grootste zendbuizen is dan echter het vermogen, dat continu in dezen weerstand wordt ontwikkeld, niet onaanzienlijk.

In verband met het probleem der ontladingen moge hier nog worden gewezen op een schakeling, waarbij de groote ontladestroom wordt gebruikt om den gelijkrichter, die de anodespanning levert, uit te schakelen binnen den duur van één periode der netspanning. De gelijkrichter is daarbij uitgerust met kwikdampgelijkrichtbuizen met roostersturing.

Deze methode heeft het voordeel dat het afschakelen van de anodespanning sneller geschiedt dan met relais mogelijk zou zijn; beschadigingen in het inwendige der zendbuis als gevolg van den ontladestroom worden zoodoende tot een minimum beperkt.

Aangezien met deze methode alleen bereikt wordt dat, bij het optreden van een ontlading, de stroom van de gelijkrichtbuizen wordt verbroken, blijft het ontladen van den vereffeningscondensator door de zendbuis wel bestaan. Doordat echter de gelijkrichtbuizen worden gedooft, wordt deze condensator niet voortdurend bijgeladen; een eenmaal opgetreden ontlading in de buis moet dus na korten tijd dooven.

### § 3. Voeding van den gloeidraad met wisselstroom. Brommen. Gloeidraden voor meer dan één fasen.

De gloeidraad van zendbuizen wordt meestal met wisselstroom gevoed. Om verscheidene redenen zal de anodestroom van een buis, die op deze wijze van gloeistroomvermogen wordt voorzien, fluctueeren in het rythme van de aangelegde gloeispanning. Deze wisselingen van den anodestroom manifesteren zich in een zender als een modulatie van het H.F. signaal

dat wordt uitgezonden, en worden in den ontvanger als een bromtoon waargenomen; men spreekt daarom in dit geval van gloeidraadgebrom. Dit gloeidraadgebrom heeft verschillende oorzaken. In de eerste plaats zal, door de wisselende sterkte van den gloeistroom, de temperatuur periodiek hooger en lager worden, en wel met een frequentie die het dubbele is van die van den gloeistroom. De emissiestroom van den gloeidraad, die direct afhankelijk is van de temperatuur, schommelt dan eveneens met dezelfde frequentie. De anodestroom die door de buis vloeit, zal alleen dán door dit emissiegebrom worden beïnvloed, voor zoover zijn grootte afhankelijk is van de grootte der emissie. Bij buizen met oxydegloeidraad en gethorieerden wolframgloeidraad is de emissie van den gloeidraad zoo hoog, dat de anode-topstroom ver beneden die waarde blijft; de anodestroom wordt dan alleen bepaald door de ruimtelading en is onafhankelijk van de emissie. Alleen bij zendbuizen met wolframgloeidraad wordt de anodestroom tot aan de verzadiging van den gloeidraad uitgestuurd, en daar beteekent brommen van den emissiestroom brommen van den anodestroom. Overigens is, bij de zendbuizen die met een wolframgloeidraad zijn uitgerust, de warmtecapaciteit zoo groot, dat het anodestroomgebrom dat op deze wijze ontstaat, te verwaarlozen is ten opzichte van het brommen dat in andere verschijnselen zijn oorzaak vindt.

Een tweede oorzaak van anodestroomgebrom is gelegen in het feit, dat de gloeidraad bij voeding met wisselspanning niet meer een vlak van gelijke potentiaal vormt. Daardoor is het spanningverschil dat bestaat tusschen het rooster en den gloeidraad niet voor alle deelen van den draad gelijk, hetgeen beteekent dat de stuurspanning langs den gloeidraad verandert.

Dit houdt ook in dat, ook indien de gloeidraad met gelijkspanning wordt gevoed, de  $I_a-V_g$ -karakteristieken van de buis iets gewijzigd zijn ten opzichte van die voor een equipotentiaalkathode, en verder dat, bij voeding met wisselspanning, de verschillende deelen van den gloeidraad een wisselspanning hebben ten opzichte van het rooster en dientengevolge aanleiding geven tot een anode-wisselstroom met een frequentie gelijk aan die van de gloeispanning. Men spreekt hier wel van spanninggebrom, omdat het veroorzaakt wordt door de sturende werking van de gloeispanning op den anodestroom.

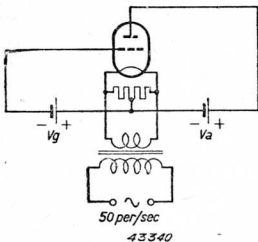


Fig. 189. Weerstand met middenaftakking parallel aan den gloeidraad van een zendbuis, ter vermindering van het spanninggebrom.

In de ontvangtechniek en in de kleine buizen van de zendtechniek wordt dit spanninggebrom vermeden door de toepassing van een indirect verhitte kathode, waarbij de gloeidraad alleen als verhittings-element dienst doet en het emitterende oppervlak van de kathode een vlak van gelijke potentiaal vormt.

In groote zendbuizen kan men dit spanninggebrom grootendeels elimineeren door gebruik te maken van een middenaftakking op den gloeispanningstransformator, dan wel door middel van een middenaftakking op den gloeidraad zelf. Ook gebruikt men wel een weerstand met middenaftakking, parallel aan de secundaire wikkeling van den gloeispanningstransformator (vgl. fig. 189).

Op deze wijze wordt nl. de gloeidraad in twee gelijke deelen verdeeld; het midden heeft dan een constante spanning ten opzichte van het stuurrooster, terwijl de spanningen die de beide helften tegen het rooster hebben, in tegenfase zijn. De toeneming van den anodestroom in de eene helft van de buis als gevolg van de halve gloeispanning op het betreffende deel van den gloeidraad, wordt dan gecompenseerd door een even groote afneming in de andere helft. Strikt genomen is een volledige compensatie niet mogelijk, zooals uit de volgende beschouwing moge blijken.

In fig. 190 zijn van de beide helften waarin de buis door de middenaftakking wordt verdeeld (fig. 189), de statische  $I_a-V_g$ -karakteristieken geteekend, die, zooals bekend, een eenigszins kromlijinig verloop hebben. Nu hebben wij zoojuist opgemerkt dat, ten aanzien van de stuurwerking op den anodestroom, de gloeispanning gelijkwaardig aan de roosterspanning is <sup>1)</sup>. Voor het uiterste einde van den gloeidraad is het dus alsof tusschen dit punt en het rooster een stuur-

) Hierbij is afgezien van een kleine correctie, die in de statische karakteristiek moet worden aangebracht als gevolg van het feit dat de gloeidraad niet een lichaam van gelijke potentiaal is, en dus de stuurwerking van de gloeispanning niet voor ieder deel van den gloeidraad even groot is.

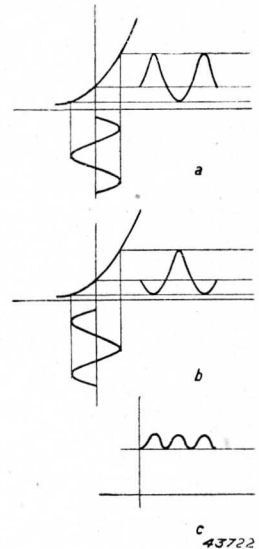


Fig. 190. Verklaring van de compensatie voor het brommen volgens fig. 189:

a. constructie van den anodestroom ten gevolge van de gloeispanning op de eene helft van den gloeidraad; b. idem voor de andere helft van den gloeidraad; c. de resteerende anode-wisselstroom heeft de dubbele frequentie van de gloeispanning.

wisselspanning aanwezig is met een amplitude gelijk aan die van de halve gloeispanning. Voor de deelen van den draad die dichter bij het midden zijn gelegen, is deze stuurspanning evenredig lager, doch in fase met die op het uiteinde. Voor de eene helft van den gloeidraad zal daarom de invloed van de gloeispanning op den anodestroom bij benadering kunnen worden beschreven als die van een wisselspanning in het  $I_a-V_g$ -diagram (fig. 190a). Voor de andere helft van de buis geldt een soortgelijke rede- neering; alleen is daarbij de stuurwisselspanning in tegenfase met die van de eerste helft (fig. 190b). In beide diagrammen is de bijbehorende anodestroom als functie van den tijd geteekend; ten gevolge van de krom- ming in de statische karakteristiek is het verloop niet geheel sinusvormig, doch in hoofdzaak te ontleden in een gelijkstroomcomponent, een compo- nent met een frequentie gelijk aan die van de gloeispanning en een component met de dubbele frequentie. Telt men de anodestroom van beide helften op, dan compenseeren de componenten met gloeispanning- frequentie elkaar; de componenten met de dubbele frequentie echter zijn in fase en worden dus opgeteld (fig. 190c).

Hiermee is dus aangetoond, dat een volledige compensatie voor brommen niet mogelijk is.

Een derde oorzaak van brommen wordt gevonden in het magnetisch veld van den gloeistroom; het heeft tot gevolg dat de electronen uit hun oorspronkelijk rechte baan van gloeidraad naar anode worden afgebogen. De richting van den gloeistroom en die van de bijbehorende afbuiging der electronen vindt men in fig. 191. Hoe sterker het magnetisch veld, des te sterker is de afbuiging; dus zal dit effect vooral bij groote zendbuizen met wolframgloeidraad optreden.

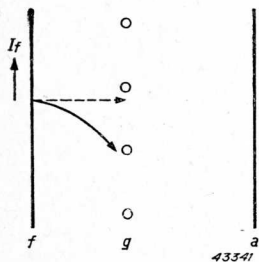


Fig. 191. Afbuiging van de electronen in een triode, als gevolg van het magnetisch veld van den gloeidraad.

De afbuiging der electronen heeft tot gevolg, dat de ruimtelading, welke gevormd wordt door de zich tusschen den gloeidraad en het stuur- rooster bewegende electronen, grooter wordt dan in het geval met rechte banen van de electronen. De anodestroom zal dus kleiner zijn naarmate het magnetisch veld sterker is. Bij een wisselend magnetisch veld zijn deze variaties van de ruimtelading onafhankelijk van den zin van dit veld, en dit beteekent dat, bij voeding met wis- selstroom, de anodestroom zal varieeren met de dubbele frequentie van den gloeistroom; de anode-



stroom is daarbij maximaal als de gloeistroom gelijk is aan nul, en minimaal als de gloeistroom zijn maximum waarde passeert.

Dit z.g. magnetisch brommen van den anodestroom, dat als zoodanig reeds in een diode moet optreden, kan nog worden versterkt door de aanwezigheid van een of meer roosters. Door het heen- en weer zwaaien van de kathodestroombundels toch wordt het roostervlak periodisch onder een anderen hoek getroffen dan normaal; de stroom naar het rooster is daardoor eveneens periodisch veranderlijk; dientengevolge ook de anodestroom, die het verschil is tusschen den kathodestroom en den roosterstroom. Door de aanwezigheid van meer roosters (penthoden) behoeft echter niet steeds het anodestroombrommen als gevolg van de stroomverdeling sterker te worden. Een verzwakking van het brommen bij watergekoelde zendbuizen wordt verkregen door een geschikte constructie van den gloeidraad. Reeds werd besproken, dat deze draad zigzagsgewijze in de buis is uitgespannen (zie fig. 9), volgens de beschrijvende lijnen van een cylinder. Door nu er voor te zorgen, dat de naast elkander gelegen draden zooveel mogelijk tegengestelde stroomrichtingen hebben, wordt het magnetisch veld van een draad grootendeels gecompenseerd door dat van de nabijgelegen draden. Ook splitst men den gloeidraad in verscheidene takken, die dan ieder een deel van den totalen gloeistroom voeren, zoodat ook daardoor het magnetisch veld in de nabijheid van een bepaalden draad kleiner wordt dan indien de volle gloeistroom door een (overigens dikkeren) gloeidraad zou worden geleid. Het schema van een aldus opgebouwen gloeidraad werd reeds in fig. 185 gegeven.

De ervaring leert overigens, dat op deze wijze het anodestroombrommen niet zoo klein wordt dat aan de eischen, die men tegenwoordig aan moderne omroepzenders ten aanzien van het percentage brommen stelt, zou kunnen worden voldaan.

Een middel ter verbetering bestaat in de toepassing van een gloeidraad die is opgebouwd uit verscheidene takken, welke door een meerfasigen wisselstroom worden gevoed. Dat men op deze wijze een belangrijke reductie van het anodestroombrommen verkrijgt, moge worden toegelicht aan de hand van de berekening van den anodestroom van een buis uitgerust met een gloeidraad volgens het schema van fig. 185, waarbij echter de takken worden gevoed met wisselstroom die een faseverschuiving van  $90^\circ$  bezitten. Schematisch wordt dit voorgesteld in fig. 192, waarbij de bedoelde faseverschuiving wordt verkregen met behulp van de bekende Scott schakeling.



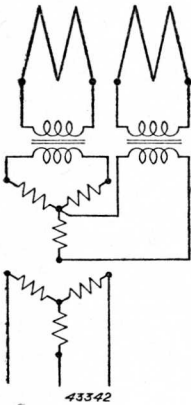


Fig. 192. Vermindering van het magnetisch brommen door toepassing van een gloeidraad bestaande uit twee takken, welke worden gevoed met stroomden, die een faseverschil van 90° vertoonen.

Reeds werd opgemerkt dat de verandering van den anodestroom uitsluitend van de sterkte van het magnetisch veld afhangt, en niet van de richting. Een theoretische beschouwing nu leert, dat deze verandering in den anodestroom is voor te stellen als een reeks van termen, die alle machten zijn van het kwadraat van het magnetisch veld, dus van den gloeistroom. Wij kunnen dus voor den anodestroom schrijven:

$$i_a = I_0 + a_1 i_f^2 + a_2 i_f^4 + \dots, \dots (8, 1)$$

waarin  $I_0$  de anodestroom is bij afwezigheid van het magnetisch veld,  $i_f$  de oogenblikkelijke waarde van den gloeistroom in een der takken van den gloeidraad, terwijl  $a_1, a_2 \dots$  constanten zijn die bepaald worden door de constructie van de buis.

Stellen wij den gloeistroom in een der takken voor door

$$i_f = I_f \sin pt, \dots (8, 2)$$

dan wordt de anodestroom volgens (8, 1):

$$i_a = I_0 + a_1 I_f^2 \sin^2 pt + a_2 I_f^4 \sin^4 pt + \dots$$

of, onder toepassing van de goniometrische betrekkingen:

$$\begin{aligned} \sin^2 pt &= \frac{1}{2} (1 - \cos 2pt); \sin^4 pt = \frac{1}{8} (3 - 4 \cos 2pt + \cos 4pt): \\ i_a &= (I_0 + \frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{3}{8} a_2 I_f^4) - (\frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{1}{2} a_2 I_f^4) \cos 2pt \\ &\quad + \frac{1}{8} a_2 I_f^4 \cos 4pt, \dots (8, 3) \end{aligned}$$

indien wij de termen met  $a_3, a_4, \dots$  verwaarloozen.

Naast een gelijkstroomcomponent bevat de anodestroom volgens (8, 3) een term met een frequentie  $2p$ , d.i. het dubbele van de frequentie van den gloeistroom, en met een amplitude  $-(\frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{1}{2} a_2 I_f^4)$ ; voorts een term met een frequentie  $4p$  en een amplitude  $\frac{1}{8} a_2 I_f^4$ . Van de wisselstroomcomponenten is de eerstgenoemde verreweg de grootste.

Voedt men den tweeden tak van den gloeidraad, die volkomen gelijk is aan den eersten, met een wisselstroom die 90° in fase is verschoven ten opzichte van den stroom in dien tak, dan geldt voor den anodestroom, dien de tweede tak levert, eveneens de formule (8, 1); echter is de gloeistroom nu:

$$i_f = I_f \cos pt \dots (8, 4)$$

Voor den tweeden tak vindt men dan:

$$i_a = I_0 + a_1 I_f^2 \cos^2 pt + a_2 I_f^4 \cos^4 pt,$$

of met

$$\cos^2 pt = \frac{1}{2}(1 + \cos 2 pt); \cos^4 pt = \frac{1}{8}(3 + 4 \cos 2 pt + \cos 4 pt):$$

$$i_a = (I_0 + \frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{3}{8} a_2 I_f^4) + (\frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{1}{2} a_2 I_f^4) \cos 2 pt + \frac{1}{8} a_2 I_f^4 \cos 4 pt. \dots \dots \dots (8, 5)$$

Deze uitdrukking is volkomen gelijk aan (8, 3), behalve dat de term met  $\cos 2 pt$  het tegengestelde teeken heeft.

De totale anodestroom van de buis is nu de som van (8, 3) en (8, 5):

$$i_a = 2 (I_0 + \frac{1}{2} a_1 I_f^2 + \frac{3}{8} a_2 I_f^4) + \frac{1}{4} a_2 I_f^4 \cos 4 pt, \dots \dots (8, 6)$$

waaruit blijkt, dat de component met de frequentie  $2p$  verdwenen is. Slechts een component met frequentie  $4p$  is overgebleven; de amplitude daarvan is echter een grootte-orde kleiner dan die van den oorspronkelijken  $2p$ -component.

Overigens is het voor een goede compensatie noodzakelijk dat de beide takken van den gloeidraad in alle opzichten aequivalent zijn. Een kleine onsymmetrie in de montage heeft tot gevolg dat in de uitdrukking (8, 1) voor den anodestroom de coëfficiënten  $a_1, a_2, \dots$  voor den eenen tak een iets andere waarde hebben dan voor den tweeden. In de uitdrukking (8, 6), die de som der anodestroomen voorstelt, blijft dan een term  $\cos 2 pt$  aanwezig, waarvan de amplitude weliswaar kleiner is dan zonder compensatie het geval zou zijn, daarentegen in den totalen bromstroom kan domineeren.

Uiteraard is ook met een gloeidraad met meer dan twee fasen bromcompensatie te bereiken. Voor de hand ligt het gebruik van een gloeidraad bestaande uit drie fasen. Door een berekening, analoog aan de voorgaande, kan worden aangetoond dat, behalve de component  $\cos 2 pt$ , ook de component  $\cos 4 pt$  verdwijnt, natuurlijk in de veronderstelling dat ook hier de drie takken volkomen aequivalent zijn. De term met  $\cos 6 pt$  daarentegen verdwijnt niet, doch zijn amplitude is dan ook zeer klein.

Van de Philips zendbuizen zijn de PA 12/20 en TA 12/35 uitgerust met een driefasigen gloeidraad. De constructie van dezen draad is zoodanig, dat hij desgewenscht ook met gelijkstroom kan worden gevoed.

De penthode PA 12/20 is — naast andere typen — weergegeven in fig. 3; de triode TA 12/35 in fig. 10.

## § 4. Kringverliezen

Bij de berekeningen die in hoofdstuk III werden uitgevoerd, is aangenomen dat het vermogen, dat in den belastingweerstand  $R_a$  wordt ontwikkeld, nuttig vermogen is. In werkelijkheid treden steeds verliezen op in den anodekring, eenerzijds wegens het feit dat de anodekringspoel, waardoorheen de kringstroom vloeit, een niet te verwaarloozen weerstand heeft; anderzijds doordat in den kringcondensator ohmsche verliezen in de bekleedsels en diëlectrische verliezen in de isolatie optreden. Deze verliezen hebben tot gevolg dat, in afstemming, de impedantie van den anodekring voor de eerste harmonische van den anodestroom niet oneindig groot is, doch een waarde bezit die practisch gelijk is aan  $R_k = L/C (r_L + r_C)$ , indien  $L$  en  $C$  resp. zelfinductie en capaciteit van den anodekring zijn, en  $r_L$  en  $r_C$  de verliesweerstand van den inductieven, resp. den capacitieven tak. De grootte van  $R_k$  is van geval tot geval zeer verschillend en bovendien afhankelijk van de golflengte. Goed beschouwt men een kring met  $R_k = 10^5$  à  $3 \cdot 10^5 \Omega$ , slecht een met bijv.  $R_k = 10^4 \Omega$ . Deze getallen hebben betrekking op golflengten grooter dan ca. 10 m.

De eindige waarde van den kringweerstand heeft tot gevolg dat, van het vermogen dat de zendbuis levert, en dat wij in hoofdstuk III hebben aangeduid met  $W_0$ , slechts een deel,  $W_n$ , in den nuttigen belastingweerstand  $R_n$  wordt verkregen, terwijl de rest,  $W_k$ , als kringverlies verloren gaat. Aangezien  $R_n$  en  $R_k$  parallel aan de anode-wisselspanning liggen, gelden de betrekkingen:

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_k} \dots \dots \dots (8, 7)$$

en

$$W_n = \frac{V_{ap}^2}{2 R_n}; W_k = \frac{V_{ap}^2}{2 R_k}; W_0 = W_n + W_k \dots \dots \dots (8, 8)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{W_k}{W_0} = \frac{1}{1 + \frac{R_k}{R_n}};$$

$$R_a = \frac{R_k}{1 + \frac{R_k}{R_n}}$$

In verband met de notatie van hoofdstuk III schrijven we deze vergelijkingen in de gedaante:

$$\frac{W_k}{W_0} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma R_k}{\sigma R_n}} \dots \dots \dots (8, 9)$$

en

$$\sigma R_a = \frac{\sigma R_k}{1 + \frac{\sigma R_k}{\sigma R_n}} \dots \dots \dots (8, 10)$$

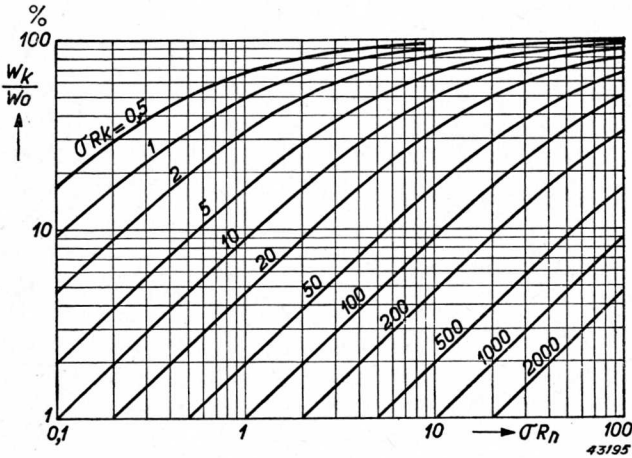


Fig. 193. De kringverliezen  $W_k$  als percentage van het afgegeven H.F. vermogen  $W_0$  van een H.F. klasse C-versterker, voor verschillende waarden van den nuttigen belastingsweerstand  $R_n$  en den kringweerstand  $R_k$ .

In fig. 193 is de vergelijking (8, 9) weergegeven, in dien zin dat de verhouding  $W_k/W_0$  in % is uitgedrukt als functie van  $\sigma R_n$ , met  $\sigma R_k$  als parameter. Fig. 194 toont  $\sigma R_a$  als functie van  $\sigma R_n$ , eveneens met  $\sigma R_k$  als parameter.

Met behulp van deze figuren kunnen nu de berekeningen van hoofdstuk III worden gecorrigeerd voor het geval dat kringverliezen aanwezig zijn. Voor gegeven waarden van  $\sigma R_n$  en  $\sigma R_k$  geeft nl. fig. 194 de bijbehorende waarde van  $\sigma R_a$  aan, en met behulp hiervan geven dan de grafieken uit hoofdstuk III (fig. 28, 33, 38) de grootheid  $W_0/\sigma V_a^2$ , d.i. het totaal afgegeven

H.F. vermogen. Vervolgens geeft fig. 193 de verhouding  $W_k/W_0$ , en zijn dus  $W_k$ , en derhalve ook  $W_n$ , te berekenen.

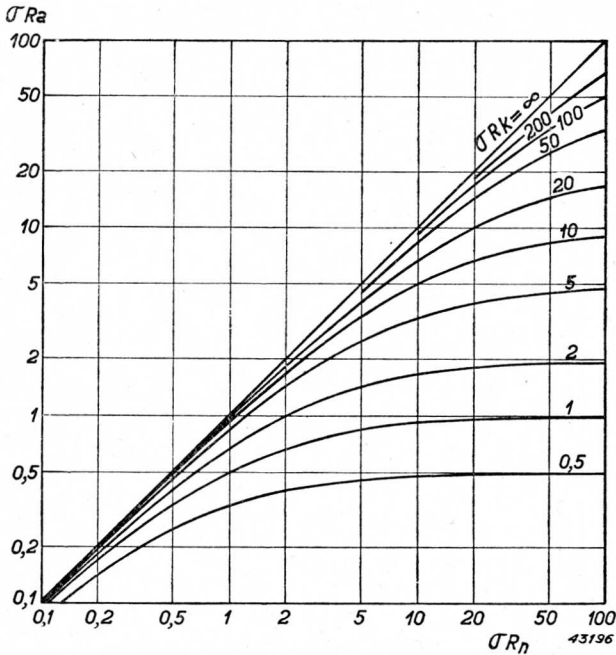


Fig. 194. Het verband tusschen  $R_a$ ,  $R_n$  en  $R_k$  volgens de betrekking  $1/R_a = 1/R_n + 1/R_k$ .

Eventueel zou men met behulp van bovenstaande formules het nuttig vermogen  $W_n$  als functie van den nuttigen belastingweerstand  $R_n$  kunnen berekenen, analoog aan wat in fig. 28 is gedaan voor  $W_0$  ten opzichte van  $R_a$ . Nog daargelaten dat men dan een figuur met twee parameters krijgt, nl.  $\theta$  en  $\sigma R_k$ , waardoor de overzichtelijkheid verloren gaat, levert een dergelijk onderzoek alleen interessante resultaten op (nl. ten aanzien van maximaal nuttig vermogen, optimalen nuttigen weerstand, e.d.) voor het geval dat de kringweerstand van dezelfde grootte-orde is als de nuttige weerstand. In de praktijk is echter, althans voor golf lengten boven ca. 10 m, aan deze voorwaarde meestal niet voldaan; de kringverliezen vormen meestal slechts een klein percentage (bijv. 5 à 10%) van het totale vermogen. Daarom kunnen in de praktijk beter de berekeningen van hoofdstuk III worden gebruikt, met als correcties de figuren 193 en 194.

### § 5. Het meten der statische karakteristieken van zendbuizen

De bundels statische karakteristieken, waarvan in de voorgaande hoofdstukken dikwijls gebruik werd gemaakt voor het berekenen van vermogens en stroomen van een zendbuis, en waarbij de anode-, resp. roosterstroom als functie van de anodespanning werden weergegeven, met de stuurrooster-spanning als parameter, kunnen niet op statische wijze worden gemeten. Immers, zou men bij de triode TB 2/500, waarvan fig. 22 de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken geeft, het punt willen meten dat overeenkomt met het eindpunt van de belastinglijn, dan is in dat punt  $v_g = +150$  V,  $v_a = 340$  V,  $i_a = 1600$  mA. Het vermogen dat aldaar als anodedissipatie wordt ontwikkeld, is dus  $340 \cdot 1,600 = 544$  W. Aangezien een continue belasting van slechts 300 W is toegestaan, moet de meting van het bewuste punt zoo snel geschieden, dat de anode door deze te hoge belasting niet haar normale bedrijfstemperatuur overschrijdt. De ervaring leert dat een dergelijk snelle meting niet is uit te voeren met wijzerinstrumenten. Dit is dan ook de reden waarom men bij het meten der statische karakteristieken gebruik maakt van zendbuizen van de kathodestraalbuis als meetinstrument.

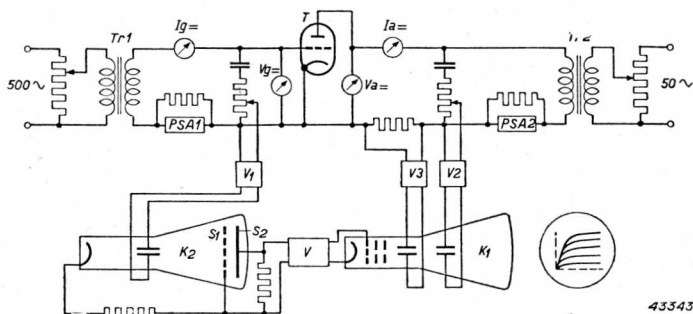


Fig. 195. Schema van een installatie voor het opnemen van statische karakteristieken van zendbuizen in het gebied van positieve stuurroosterspanning.

Van de vele methoden die in den loop der jaren zijn ontwikkeld, bespreken we in het kort die waarmede verscheidene van de in het voorgaande weergegeven karakteristieken zijn opgenomen. Fig. 195 geeft het prinscheschema van de installatie.

De triode waarvan de karakteristieken moeten worden gemeten, wordt

op het stuurrooster geëxciteerd met een wisselspanning van ca. 500 Hz.; in serie hiermee is een negatieve voorspanning aangebracht. De anode wordt gevoed met gelijkspanning en met een wisselspanning van 50 Hz. Doordat de frequenties van de wisselspanningen in den rooster- en den anodekring ongelijk zijn, zal bij een bepaalde waarde van de anodespanning (die tijdens den duur van één periode van de anode-wisselspanning tweemaal wordt bereikt) de roosterspanning zeer verschillende waarden hebben, en eveneens de anodestroom, en wel is het zoo dat, bij een bepaalde anodespanning de roosterspanning in den loop van den tijd alle waarden kan bereiken, die zijn gelegen tusschen de meest positieve en de meest negatieve. Maakt men nu de horizontale uitwijking van een kathodestraalbuis  $K_1$  evenredig met de anodespanning, de verticale met den anodestroom, op de wijze als in fig. 195 is geschied door middel van de versterkers  $V_2$  en  $V_3$ , dan volgt hieruit dat na verloop van tijd ieder punt van het scherm zal worden bereikt, dat gelegen is tusschen de abscissenas en de  $I_a-V_a$ -karakteristiek behoorend bij de meest positieve waarde van  $v_g$ . In fig. 22 is dit dus het gebied dat is gelegen onder de karakteristiek voor  $v_g = +150$  V. Nu is natuurlijk een verlichting van dit heele gebied ongewenscht; alleen de deelen van het scherm behoorend bij bepaalde waarden van de roosterspanning moeten oplichten; in het geval van fig. 22 dus bij  $v_g = 125, 100, 75$  V, enz.

Men bereikt dit door een schakeling waarbij het stuurrooster van de kathodestraalbuis  $K_1$  normaal een zoodanige negatieve spanning heeft dat de kathodestraal onderdrukt is, en dus op het scherm geen fluorescentievlak ontstaat, terwijl door het toevoeren van positieve impulsen aan dit rooster de kathodestraal wordt doorgelaten (en er dus een fluorescentievlek verschijnt) op die momenten waarop het stuurrooster van de te meten zendbuis waarden heeft van 150, 125, 100 V enz.

Voor dit doel dient de kathodestraalbuis  $K_2$  van fig. 195. De rooster-wisselspanning van de te meten zendbuis wordt via den versterker  $V_1$  aan de deflectieplaten van deze kathodestraalbuis toegevoerd. De kathodestraal treft aan het einde der buis een metalen scherm  $S_1$  met aequidistante spleten, waarachter een tweede metalen scherm,  $S_2$ , zonder spleten is aangebracht. Bij het heen en weer zwaaien van den kathodestraal zal dit tweede scherm stroomimpulsen ontvangen telkens wanneer de kathodestraal een spleet van het eerste scherm passeert. Deze stroomimpulsen worden door een weerstand geleid en via een versterker  $V$  toegevoerd aan het stuurrooster van de kathodestraalbuis  $K_1$ , die de karakteristieken teekent. Op



deze wijze ontstaan de gewenste spanningimpulsen, en aangezien de spleten in het bovengenoemde scherm  $S_1$  aequidistant zijn, zal de rooster-spanning van de zendbuis steeds met eenzelfde bedrag moeten veranderen, om de kathodestraal van een spleet naar de volgende te brengen. Door regeling van den versterker  $V_1$  kan er voor worden gezorgd dat de afstand tusschen twee spleten overeenkomt met bijv. 25 V verandering van de roosterspanning.

Met de beschreven installatie is het dus mogelijk een bundel karakteristieken op het scherm van een kathodestraalbuis zichtbaar te maken, zonder dat de zendbuis wordt overbelast; door voeding met wisselspanning toch zijn de hoge waarden van stroom en spanning slechts gedurende zeer korte tijden aanwezig.

Fig. 196 is een foto van de meetinstallatie.

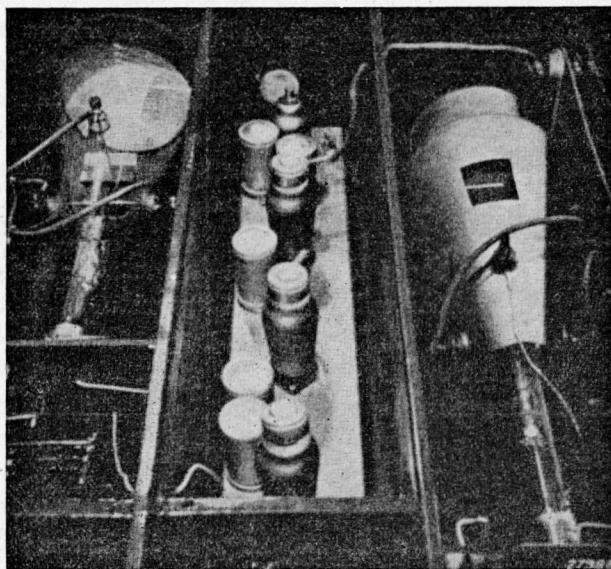


Fig. 196.

## HOOFDSTUK IX

### Zendbuizen voor zeer hoge frequenties

#### A. OPWEKKING VAN ZEER HOOG FREQUENTIES MET BEHULP VAN TERUGKOPPELSCHAKELINGEN

##### § 1. Toepassing van de terugkoppelschakelingen voor lange golven in het gebied der hoge frequenties

In hoofdstuk VI zijn aan de hand van de figuren 127 t/m 133 verscheidene terugkoppelschakelingen besproken. In de zendtechniek worden van deze schakelingen die volgens Hartley (fig. 128) en die volgens Huth-Kühn (fig. 133) het meest gebruikt. De andere schema's worden minder vaak gebezigd, omdat zij ingewikkelder zijn; zoo moet b.v. bij den Colpitts oscillator (fig. 129) de anodekringcondensator uit twee deelen bestaan, dan wel moet een aparte terugkoppeltak worden aangebracht (fig. 131), terwijl de schema's met inductieve terugkoppeling een afzonderlijke terugkoppelspoel vereischen.

Bij het betreden van het uk-g-gebied worden dan ook de schema's volgens Hartley en volgens Huth-Kühn het meest toegepast.

Het is bekend (hoofdstuk VI, § 2) dat de frequentie die door zulk een Hartley oscillator wordt opgewekt, ongeveer gelijk is aan de resonantiefrequentie van den anodekring:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$L$  is daarbij de zelfinductie,  $C$  de totale capaciteit van den trillingskring. Uit deze formule volgt, dat de opgewekte frequentie des te hooger is, naarmate de  $L$  en  $C$  kleiner zijn.

De verkleining van  $L$  beteekent dat men het aantal windingen, de axiale lengte en den diameter van de betreffende spoel steeds kleiner kiest; ten slotte zal men als zelfinductie een enkele winding overhouden.

De kringcapaciteit  $C$  bestaat uit de capaciteit van den afstemcondensator, met daaraan parallel een of meer capaciteiten van de buis.

Beschouwen wij b.v. de bovengenoemde Hartley en Huth-Kühn schakelingen (fig. 197 en fig. 198), dan zien wij dat, bij de eerste de capaciteit tusschen anode en rooster,  $C_{cg}$ , direct parallel aan de uitwendige capaciteit  $C_u$  ligt, terwijl de rooster-gloeidraad capaciteit,  $C_{gf}$ , en de anode-gloeidraad capaciteit  $C_{cf}$  resp. parallel aan het onderste en het bovenste deel van de zelfinductie  $L$  liggen.

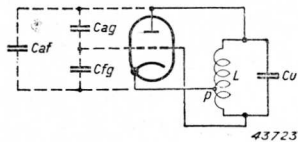


Fig. 197. Hartley oscillator.

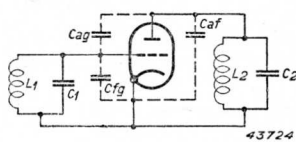


Fig. 198. Huth-Kühn oscillator

Bij de Huth-Kühn schakeling ligt  $C_{cf}$  parallel aan  $C_2$  van den anodekring;  $C_{gf}$  ligt parallel aan  $C_1$  van den roosterkring en  $C_{cg}$  zorgt voor de terugkoppeling.

Het is duidelijk, dat men bij het verhoogen van de oscillatorfrequentie en dus het verkleinen van de kringcapaciteit, uiteindelijk als kleinst mogelijke waarde van deze capaciteit de buiscapaciteiten zelf zal overhouden, nl. indien men de uitwendige capaciteiten ( $C_u$  in fig. 197,  $C_1$  en  $C_2$  in fig. 198) geheel weglaat.

In het bovengeschetste extreme geval, waarin de zelfinductie van den kring uit een enkele winding bestaat, terwijl de capaciteiten van de buis de kringcapaciteit vormen, gaan de schema's van fig. 197 en 198 over in die van fig. 199 en 200. Het punt  $p$  in fig. 199 komt daarbij overeen met het gelijknamige punt in fig. 197. Door verplaatsing van de kathode-aftakking  $p$  wordt in fig. 197 de terugkoppeling geregeld; iets dergelijks verwacht men dus ook t.a.v. de aftakking  $p$  in fig. 199. In de practijk is gebleken, dat de aftakking  $p$  niet uitsluitend de terugkoppeling bepaalt; hierover zal straks nog een en ander worden gezegd.

De golflengte van den oscillator volgens fig. 199 wordt in hoofdzaak bepaald door  $L_a$  en  $C_{cg}$ , zooals ook te verwachten is. Noemt men in fig. 200  $L_g$  en  $L_a$  de zelfinducties van den rooster- en den anodekring, dan blijkt dat de golflengte ten naaste bij wordt gegeven door de formule

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{(L_a + L_g) C_{cg}}}$$

Dit zou dus beteekenen, dat men te maken heeft met één kring, waarvan de

zelfinductie bestaat uit de serieschakeling van  $L_a$  en  $L_g$ , welke zelfinductie wordt afgestemd met de capaciteit  $C_{ag}$ , hetgeen dus overeenkomt met de Hartley schakeling van fig. 199. Een vergelijking van de figuren 199 en 200 toont overigens ook aan dat beide schakelingen identiek zijn, waarbij dan het punt  $k$  uit fig. 200 overeenkomt met het punt  $p$  uit fig. 199, terwijl  $L_a$  en  $L_g$  uit fig. 200 overeenkomen met  $L_2$  en  $L_1$  uit fig. 199. In het volgende zullen wij daarom alleen het schema volgens fig. 199 beschouwen.

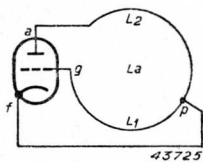


Fig. 199. Als fig. 197, echter voor ukg.

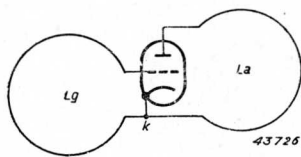


Fig. 200. Als fig. 198, echter voor ukg.

Bij het aansluiten van de voedingspanningen bij een oscillator volgens fig. 199 doen zich bepaalde moeilijkheden voor, die wij bespreken aan de hand van het overeenkomstige geval voor langere golven. In fig. 134 werd reeds de voeding van den Hartley oscillator geschetst. De anode-gelijkspanningsbron is aangebracht in de terugkoppelleiding  $pf$ , en overbrugd met een capaciteit van zoodanige grootte, dat in *H.F.* opzicht  $p$  en  $f$  dezelfde potentiaal hebben. De gloeidraad is door middel van twee gelijke condensatoren eveneens met het punt  $f$  verbonden. Daarmee wordt bereikt, dat het punt  $p$  dezelfde *H.F.* potentiaal bezit als de gloeidraad. De onderzijde van den anodekring wordt met het rooster verbonden via een scheidingcondensator  $C_g$ , die voor den *H.F.* stroom geen noemenswaardige impedantie bezit. Gelijksstroomvoeding van het rooster heeft plaats via een *H.F.* smoorspoel en den lekweerstand  $R_g$ .

Zou men dit voedingschema willen toepassen op de schakeling van fig. 199, dan stuit men op de volgende moeilijkheden:

- a. De gloeidraad kan meestal niet worden geaard. Immers, als gloeidraad dient het eigenlijke emitteerende deel van de kathode te worden opgevat; dit is met de aansluitklemmen verbonden door middel van min of meer lange draden of strippen, naar gelang van de constructie van de buis. Van deze verbindingsdraden is de zelfinductie weliswaar klein, doch voor de hoge frequenties die hier worden beschouwd is

hun impedantie niet te verwaarloozen. Vloeien er nu H.F. stroomen door deze impedantie, dan ontstaat er een spanningverschil tusschen het emitterende deel der gloeidraden en de aansluitklemmen op den glazen ballon; aarding van de aansluitklemmen heeft dan tot gevolg, dat de eigenlijke gloeidraad juist niet op aardpotential komt.

- b. Zet men roostercondensator en lekweerstand ter plaatse  $g$  (fig. 199), dus vlak bij het rooster, dan wordt de ingangscapaciteit van de buis vergroot met de eigencapaciteit van de smoorspoel en met de aardcapaciteiten van smoorspoel en roostercondensator. Dit beteekent dat de golflengte van den oscillator langer wordt dan bij afwezigheid van deze elementen, resp. dat voor een bepaalde, gewenschte golflengte de werking van den oscillator ongunstiger wordt, omdat immers de ingangscapaciteit van de buis de neiging heeft om de excitatiespanning min of meer kort te sluiten, en zulks natuurlijk des te meer naarmate ze grooter is.
- c. De bedoeling van de leiding  $pf$  (fig. 199) bij den Hartley oscillator is, het punt  $p$  gloeidraadpotential te geven, zoodat de terugkoppeling wordt bepaald door de verhouding  $L_1/L_2$ . Nu hebben wij gezien, dat het bij aarding van de gloeidraadpennen niet mogelijk is den gloeidraad zelf op aardpotential te brengen, wegens de zelfinductie der gloeidraadleidingen in de buis; hetzelfde geldt uiteraard voor het punt  $p$  ten aanzien van het punt  $f$ : de zelfinductie van de leiding  $pf$  is niet te verwaarloozen, omdat constructief het punt  $p$  altijd op eenigen afstand van  $f$  komt te liggen. Hieruit volgt dat de punten  $p$  en  $f$  vrijwel nooit dezelfde H.F. potential zullen bezitten, doch dit beteekent verder dat de terugkoppeling via  $pf$  minder effectief werkt.
- d. Was bij de langegolfschakeling van fig. 134 de plaats van het punt  $p$  op de anodekringspoel maatgevend voor de H.F. potential van het rooster t.o.v. den gloeidraad, in het kortegolfschema van fig. 199 wordt de roosterpotential ook sterk beïnvloed door de capaciteiten van de buis. In fig. 201 is het schema van fig. 199 herhaald, onder bijvoeging van de drie buiscapaciteiten  $C_{cg}$ ,  $C_{cf}$  en  $C_{fg}$ , en onder weglating van de terugkoppelleiding  $pf$ . Vergelijkt men dit schema met dat van fig. 131, dan blijkt dat men hier met een Colpitts oscillator heeft te maken;  $C_1$  en  $C_2$  uit het laatstgenoemde schema komen overeen met  $C_{cf}$  en  $C_{fg}$  uit fig. 201, terwijl  $C$

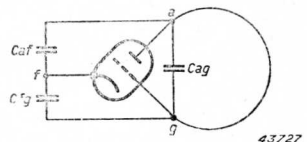


Fig. 201. Als fig. 199, echter met buiscapaciteiten.

uit fig. 131 correspondeert met  $C_{ag}$  uit fig. 201. Ten gevolge van de hoge frequentie is de impedantie van deze buiscapaciteiten betrekkelijk klein en dus zijn de capacatieve stroomen die ze voeren vrij hoog; daaruit volgt, dat de H.F. roosterpotentiala in sterke mate zal worden bepaald door de grootte van de buiscapaciteiten  $C_{af}$  en  $C_{fg}$ , zelfs indien nog een extra terugkoppeling,  $pf$ , zou zijn aangebracht.

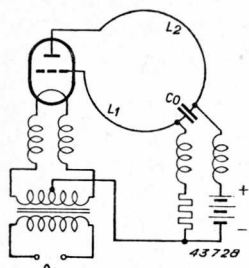


Fig. 202. Practische uitvoering van het schema van fig. 201.

Aangezien om de redenen genoemd onder  $c$ , de laatstgenoemde terugkoppeling toch al minder goed gedefinieerd is, maakt men op ukg. bij voorkeur van de bovengenoemde Colpitts terugkoppeling gebruik; zodoende komt men tot het schema van fig. 202, waarin alle voedingbronnen met de H.F. deelen der schakeling zijn verbonden door middel van H.F. smoorspoelen; de condensator  $C_0$  dient daarbij ter scheiding van anode- en roostergelijkspanning.

Nu werd in hoofdstuk VI reeds opgemerkt dat de terugkoppeling van den Colpitts oscillator wordt bepaald door de verhouding  $C_1/C_2$  (fig. 131); in fig. 201 wordt dit dus de verhouding  $C_{af}/C_{fg}$ .

Hieruit zou volgen dat aan de terugkoppeling in het schema van fig. 202 niets meer kan worden gewijzigd, aangezien voor een bepaalde buis de capaciteiten gegeven zijn.

In de praktijk is het echter wel mogelijk de terugkoppeling te wijzigen, nl. door geschikte dimensionneering van de voedingsmoorspoelen, met name van die in den gloeidraad. Men moet deze smoorspoelen nl. niet beschouwen als zuivere zelfinducties, doch als zelfinducties waaraan de capaciteit tusschen de windingen parallel staat. In eerste benadering vormen zij dus parallelkringen, die voor een bepaalde frequentie zullen resonanceeren en dan een zeer hoge impedantie vertoonen. Indien nu alle smoorspoelen van fig. 202 in resonantie zouden zijn met de oscillatorfrequentie, zouden er praktisch geen H.F. stroomen naar aarde vloeien en zou de terugkoppeling

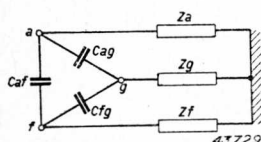


Fig. 203. Principeschema van fig. 202

dus uitsluitend door de capaciteiten van de buis worden beheerscht. Zijn echter de smoorspoelen niet in resonantie, dan vormen zij impedanties van eindige waarde en wordt de toestand zoals in fig. 203 is geschetst. De punten  $a$ ,  $g$  en  $f$  stellen anode, rooster en gloeidraad voor van de schakeling van fig. 202; ze zijn onderling verbonden door

middel van de buiscapaciteiten, en ieder voor zich met aarde door middel van de impedanties  $Z_a$ ,  $Z_g$  en  $Z_f$ .

$Z_a$  en  $Z_g$  stellen daarbij voor de impedanties van de spoeldeelen  $L_2$  en  $L_1$ , waarbij is ondersteld, dat de condensator  $C_o$  geplaatst is in een punt met een H.F. potentiaal nul t.o.v. aarde;  $Z_f$  is de gezamenlijke impedantie van de gloeidraadsmoorspoelen en van de gloeidraadleidingen binnen den glazen ballon. Door nu  $Z_f$  te varieeren kan de potentiaal van  $f$  t.o.v. aarde worden gewijzigd; daarmee verandert dan tevens het spanningverschil tussehen  $f$  en  $g$  ( $V_{gp}$ ) en dat tussehen  $f$  en  $a$  ( $V_{ap}$ ); in het algemeen dus ook de verhouding dier twee spanningen, dus de terugkoppeling.

Overigens is het afregelen van de smoorspoelen, zoo men geen variabele extra capaciteit toevoegt, vrij lastig; bovendien moet men in de practijk ook steeds de anode- en de roostersmoorspoel juist dimensionneeren, aangezien de condensator  $C_o$  zelden of nooit precies in een nulpunt van H.F. potentiaal zal komen te liggen. De ligging van dit nulpunt hangt nl. niet alleen af van de verhouding  $L_2/L_1$ , maar ook van de terugkoppeling, dus van  $Z_f$ . Een en ander heeft tot gevolg dat men in de practijk liever niet van dit schema gebruik maakt, en zeker niet indien men een zender wenscht voor meer dan één golflengte. Wil men een beter schema verkrijgen, dan is de voornaamste te stellen eisch, dat de voeding moet kunnen geschieden zonder gebruikmaking van smoorspoelen. Aan dezen eisch voldoet de balansoscillator.

## § 2. Balansoscillator. Lecher systemen

In hoofdstuk VI, § 4c is reeds een en ander omtrent den balansoscillator meegedeeld. In de figuren 204 en 205 zijn nogmaals twee schema's voor een balansoscillator gegeven, en wel is fig. 204 een schema waarbij de terug-

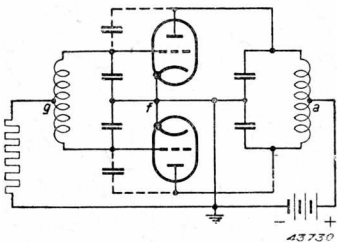


Fig. 204. Balansoscillator met terugkoppeling via  $C_{ag}$ .

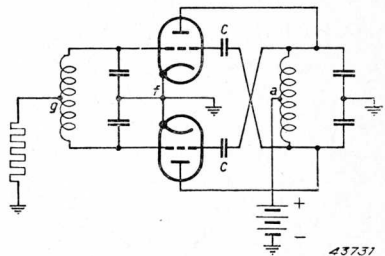


Fig. 205. Balansoscillator met terugkoppeling door middel van aftakkingen op den anodekring.



koppeling plaats heeft via de anode-roostercapaciteit der buizen, terwijl in het schema van fig. 205 de terugkoppeling wordt verkregen door het rooster van de eene buis door middel van een scheidingcondensator te verbinden met de anode van de andere buis.

De terugkoppeling volgens fig. 204 is uiteraard steeds aanwezig, ook in de schakeling van fig. 205; zij wordt daar echter „overtroffen” door de terugkoppeling door middel van de aftakkingen op den anodekring. Dat dit zoo is, is in te zien door in fig. 205 de condensatoren  $C$ , die daar een zeer kleine impedantie bezitten, te vervangen door condensatoren wier capaciteit gelijk is aan die van de anode-roostercapaciteit der buizen. In dat geval ontstaat het bekende neutrodyneschema, waarbij ieder rooster twee spanningen toegevoerd krijgt, nl. een spanning uit de eigen anode via de  $C_{eg}$ , en een spanning uit de anode van de andere buis via den neutrodyne condensator. Omdat de anode-wisselspanningen gelijk zijn in amplitude, doch tegengesteld in fase, en de beide capaciteiten gelijk zijn, wordt in dit geval geen spanning op de stuurroosters teruggekoppeld. Ontbreken daarentegen de capaciteiten  $C$ , zoals in fig. 204, of zijn ze grooter dan  $C_{eg}$ , zoals in fig. 205, dan treedt wél terugkoppeling op.

Overigens is het voor het oscilleeren noodzakelijk, dat van ieder der buizen de teruggekoppelde rooster-wisselspanning in tegenfase is met de eigen anodespanning. Daarom moet in fig. 204, waar terugkoppeling uit de eigen anode plaats heeft, de roosterkring inductief zijn; in fig. 205 daarentegen capaciteef, wegens de voeding uit de andere anode.

Het voordeel van het schema volgens fig. 205 is, dat de terugkoppeling regelbaar is met behulp van de capaciteiten  $C$ ; het schema van fig. 204 is constructief eenvoudiger en de opgewekte frequentie is er iets hooger dan die van fig. 205, onder overigens gelijke omstandigheden.

Voor het opwekken van steeds hogere frequenties zal men de zelfinductie en de capaciteit der beide kringen verkleinen; ten slotte zal de roosterkring uit een enkele winding bestaan, met daaraan parallel de in serie geschakelde rooster-gloeidraadcapaciteiten der beide buizen; hetzelfde geldt voor de anodezijde, waar de anode-gloeidraadcapaciteiten in serie de kringcapaciteit vormen (fig. 206).

Nu is het voor de goede werking van den oscillator noodig, dat de resonantiefrequenties van rooster- en anodekring ongeveer aan elkaar gelijk zijn, wat op lange golven gemakkelijk door middel van de variabele kringcondensatoren is te bereiken. In het schema van fig. 206 is deze mogelijkheid niet meer aanwezig; hier kunnen slechts  $L_a$  en  $L_g$  worden veranderd. Een eenvoudige

methode om dit te bewerkstelligen bestaat hierin, dat men  $L_g$  en  $L_a$  den vorm geeft van twee parallel loopende draden, waarover een kortsluitbrug loopt (fig. 207). Door deze kortsluitbrug over de beide draden te verschuiven kan men de zelfinductie naar believen regelen. Aangezien de beide bruggen in de symmetrie-as der schakeling liggen en derhalve in punten met H.F. potentiaal nul, kan de voeding van de anode- en de rooster-gelijkspanning in deze punten geschieden.

Feitelijk is een dergelijk systeem van twee parallel loopende geleiders, dat bekend staat onder den naam van Lecher systeem, niet voor alle frequenties als een zuivere zelfinductie te beschouwen. Doordat nl. de afstand tusschen de geleiders klein is, is hun onderlinge capaciteit vrij aanzienlijk. Dit heeft tot gevolg dat de H.F. wisselstroom, die in den eenen geleider komt, niet met volle sterkte de totale lengte van den geleider zal volgen, om vervolgens via de kortsluitbrug langs den anderen geleider terug te keeren, doch ten gevolge van het spanningverschil dat zich tusschen twee tegenover elkaar gelegen punten der geleiders ontwikkelt, zal een capaciteieve stroom direct overgaan van den eenen geleider op den anderen. De grootte van dien capaciteieven stroom op een bepaald punt van het systeem is uiteraard evenredig met het daar ter plaatse heerschende spanningverschil tusschen de geleiders, terwijl dit laatste weer afhankelijk is van het inductieve spanningverlies dat de stroom in de voorafgaande elementen van het systeem heeft ondergaan.

Aangezien nu verder de stroom in deze elementen mede bepaald wordt door de mate waarin capaciteieve stroom tusschen de geleiders afvloeit, volgt hieruit wel, dat de stroomsterkte niet in iedere doorsnede van de geleiders dezelfde waarde heeft, doch van punt tot punt in de lengterichting van het systeem verandert; hetzelfde geldt uiteraard voor het spanningverschil tusschen de geleiders. Men kan dus

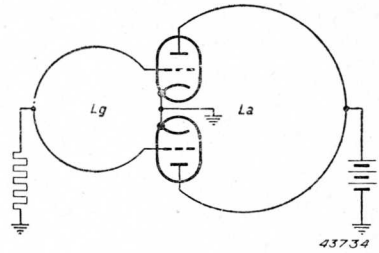


Fig. 206. Het schema van fig. 204 voor ukg.

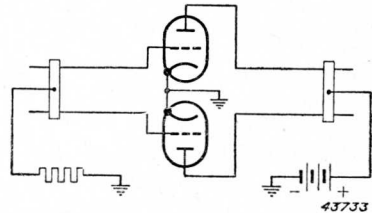


Fig. 207. Het schema van fig. 206, uitgevoerd met Lecher systemen.

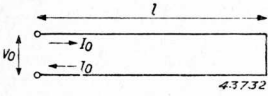


Fig. 208. Dubbdraad-Lecher systeem ter lengte  $l$ , aan het einde kortgesloten.

spreeken van een stroom- en een spanningverdeling langs het Lecher systeem. Deze worden in de wisselstroomtheorie bepaald uit de z.g. telegraafvergelijkingen. Wij zullen hierop niet ingaan, doch vermelden slechts de resultaten die van belang zijn voor hetgeen volgt.

Indien een Lecher systeem ter lengte  $l$ , dat aan het eene einde is kortgesloten (fig. 208), aan het andere einde wordt gevoed met een wisselspanning, die we in de complete schrijfwijze voorstellen door

$$v = V_o e^{j\omega t},$$

wordt de stroom daar ter plaatse voorgesteld door

$$i = I_o e^{j\omega t},$$

waarbij het verband tusschen de complexe amplituden  $V_o$  en  $I_o$  gegeven is door

$$\frac{V_o}{I_o} = j\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} \dots \dots \dots (9, 1)$$

Daarin is  $\zeta$ , de z.g. karakteristieke impedantie van het Lecher systeem, te berekenen uit

$$\zeta = \sqrt{\frac{L^{(1)}}{C^{(1)}}},$$

waarin  $L^{(1)}$  en  $C^{(1)}$  de zelfinductie en de capaciteit van het systeem zijn per lengte-eenheid, terwijl het verband tusschen de golflengte  $\lambda$  (in meters) en de cirkelfrequentie  $\omega$  gegeven is door

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}; c = 3.10^8 \text{ m/sec.}$$

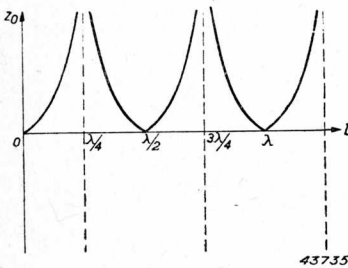


Fig. 209. Ingangsimpedantie  $Z_o$  van het systeem volgens fig. 208, als functie van  $l$ .

De ingangsimpedantie blijkt dus reactief<sup>1)</sup> te zijn; de modulus van deze impedantie is in fig. 209 uitgezet als functie van de lengte  $l$  van de leiding.

Uit fig. 209 volgt dat (bij gegeven  $\lambda$ , dus  $\omega$ ) voor bepaalde lengten van het systeem de ingangsimpedantie oneindig groot<sup>1)</sup> wordt, nl. voor  $l = \lambda/4, 3\lambda/4,$

1) Bij deze beschouwingen is ondersteld dat geen verliezen optreden.

$5\lambda/4$ , enz. Is daarentegen  $l = \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2$ , enz., dan is de ingangsimpedantie nul.

Links en rechts van ieder der genoemde punten keert de tangensfunctie van teeken om; in verband met (9, 1) beteekent dit, dat de ingangsimpedantie van inductief capacitief wordt en omgekeerd.

Het gedrag van deze impedantie in de nabijheid van b.v.  $l = \lambda/4$  lijkt sterk op dat van een parallelkring in de nabijheid van de resonantiefrequentie. Voor zulk een kring (fig. 210a) is

$$Z = \frac{j\omega L \cdot \frac{1}{j\omega C}}{j\omega L + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 LC};$$

deze impedantie is derhalve inductief of capacitief, al naar gelang  $1 - \omega^2 LC \geq 0$  is, dus  $\omega \leq 1/\sqrt{LC}$ , terwijl voor  $\omega = 1/\sqrt{LC}$  de impedantie oneindig groot wordt <sup>1)</sup>. In fig. 210b is het verloop van de impedantie voorgesteld als functie van de capaciteit  $C$ .

Uit deze overeenstemming in gedrag van een LC-kring en een Lecher systeem volgt, dat in een schakeling als fig. 204 de eerste zonder bezwaar door het laatste kan worden vervangen; dit schema gaat dan over in dat van fig. 207. Een verschil tusschen een kring en een Lecher systeem is echter daarin gelegen, dat het laatste blijkens fig. 209 oneindig veel resonantiepunten heeft; voor een bepaalde golflengte is de ingangsimpedantie oneindig groot bij  $l = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4$ , enz. Voor zeer korte golflengten kan van deze eigenschap met voordeel worden gebruik gemaakt.

Indien nu een balansoscillator volgens het schema van fig. 207 met Lecher systemen aan de anode- en de roosterzijde wordt uitgerust, dan zal om twee redenen de lengte der systemen kleiner zijn dan  $\lambda/4$ , als  $\lambda$  de golflengte is van de opgewekte trilling.

In de eerste plaats leert reeds de theorie van den oscillator voor langere golven, dat een schakeling met capacitieve terugkoppeling alleen dán kan gene-

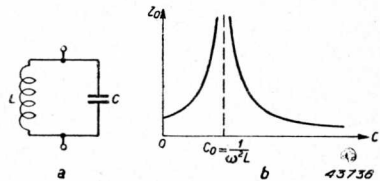


Fig. 210: a: LC-kring. b: Parallelimpedantie  $Z_0$  van dezen kring, als functie van  $C$ .

<sup>1)</sup> Bij deze beschouwingen is ondersteld, dat geen verliezen optreden.

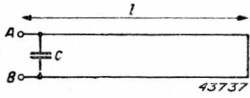


Fig. 211. Lecher systeem volgens fig. 208, aan het begin belast met een capaciteit C.

de capaciteit  $\frac{1}{2} C_{af}$ . Deze capaciteiten hebben tot gevolg, dat de resonantie van de systemen optreedt bij een lengte  $l < \lambda/4$ , en wel is  $l$  des te kleiner naarmate de ingangscapaciteit grooter is. In fig. 211 toch is de impedantie tusschen de punten A en B die van het Lecher systeem,  $j\zeta \operatorname{tg} 2\pi l/\lambda$ , parallel met die van de capaciteit,  $1/j\omega C$ , of:

$$Z = \frac{j\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot \frac{1}{j\omega C}}{j\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} + \frac{1}{j\omega C}} = \frac{j\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}{1 - \omega C\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}}$$

Resonantie treedt hier op, indien

$$1 - \omega C\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = 0 \text{ is,}$$

dus voor

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{\omega C\zeta} \dots \dots \dots (9, 2)$$

Voor het geval  $C = 0$  is inderdaad  $\operatorname{tg} 2\pi l/\lambda = \infty$ , en dus  $2\pi l/\lambda = \pi/2$ , of  $l = \lambda/4$ ; is daarentegen  $C > 0$ , dan blijft de tangensfunctie eindig, en dan is  $2\pi l/\lambda < \pi/2$ , dus  $l < \lambda/4$ .

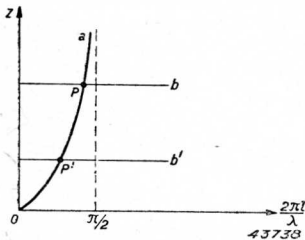


Fig. 212. Bepaling van de afstemlengte  $l$  van het systeem volgens fig. 211.

Een en ander blijkt ook uit fig. 212. Als abscis is uitgezet de grootheid  $2\pi l/\lambda$ , waarbij  $\lambda$  constant en  $l$  variabel wordt gedacht. Als functie van deze grootheid zijn geteekend het iinkerlid van (9, 2) (kromme a) en het rechterlid, dat onafhankelijk is van  $l$ , en dus door een horizontale lijn  $b$  wordt voorgesteld. Het snijpunt P van a en b geeft de waarde van  $2\pi l/\lambda$ , dus van  $l$  aan, die aan (9, 2) voldoet.

Nu ligt de rechte  $b$  des te dichter bij de abscissenas naarmate het product  $C\zeta$  grooter is

(b'); de bijbehorende waarde van  $2\pi l/\lambda$  wordt dan steeds kleiner. Wij zien dus dat, in een schakeling als die van fig. 207, voor een bepaalde golflengte de noodige lengte der Lecher systemen des te kleiner is naarmate de capaciteiten der zendbuizen grooter zijn. Voor het bereiken van zeer korte golflengten kan dit tot moeilijkheden aanleiding geven, doordat de lengte van het systeem te kort wordt.

In vele gevallen is er nog een derde reden aanwezig waarom de systeemlengte kleiner wordt dan  $\lambda/4$ . De eindpunten *A* en *B* der leidingen (fig. 211) kunnen meestal niet direct met de betreffende elektroden worden verbonden, omdat de laatste binnen den ballon van de buis liggen en met de aansluitklemmen zijn verbonden door middel van draden of strippen. Zooals reeds eerder werd opgemerkt, is de impedantie van deze verbindingen op de frequenties die hier worden beschouwd, niet te verwaarloozen. Het schema van fig. 211 gaat dientengevolge over in dat van fig. 213, waarin de zelfinducties van de bovenbedoelde strippen door *L* worden voorgesteld.

De impedantie *Z* tusschen *A* en *B* wordt nu:

$$Z = \frac{j(2\omega L + \zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda})}{1 - \omega C (\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} + 2\omega L)},$$

en resonantie treedt op voor

$$1 - \omega C (\zeta \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} + 2\omega L) = 0,$$

dus voor

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{\omega C \zeta} - \frac{2\omega L}{\zeta} \dots \dots \dots (9, 3)$$

Vergelijkt men deze uitdrukking met (9, 2), dan ziet men dat het rechterlid kleiner geworden is met den term  $2\omega L/\zeta$ ; het gevolg hiervan is een verdere verkleining van  $\operatorname{tg} 2\pi l/\lambda$ , dus van *l*.

De bovengenoemde oorzaken van de verkleining der resonantielengte van Lecher systemen hebben er mede toe geleid dat in de laatste jaren ten behoeve van het gebruik op golflengten beneden 10 meter zendbuizen zijn

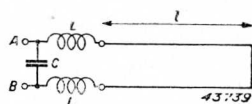


Fig. 213. Lecher systeem volgens fig. 211, aan de voeding AB aangesloten via twee zelfinducties *L*.

geconstrueerd van kleine afmetingen en hoge specifieke belastbaarheid, waarvan zoowel de capaciteiten als de lengten der doorvoerleidingen kleiner zijn dan bij de vroeger gebruikte zendbuizen. Wij komen daarop in § 3 nader terug.

Ten slotte bespreken we nog een wijziging die in het schema van fig. 207 vaak wordt toegepast. In § 1 werd bij de bespreking van fig. 199 opgemerkt

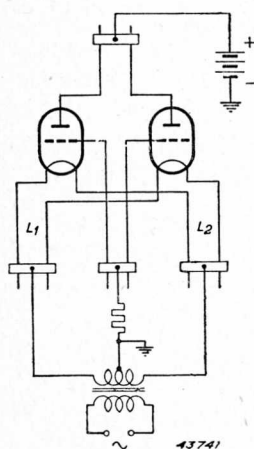


Fig. 214. Serie-afstemming van de impedantie tussen de gloeidraden bij een oscillator volgens fig. 207, met behulp van de Lecher systemen  $L_1$  en  $L_2$ .

dantie tussen de gloeidraden op iedere gewenschte waarde worden ingesteld.

Bij de praktische uitvoering gebruikt men twee systemen,  $L_1$  en  $L_2$ , indien men met een direct verhitte gloeidraad te maken heeft.

### § 3. H.F. versterking

Bij de bovenstaande beschouwingen werd hoofdzakelijk gedacht aan trioden, ook al omdat het gebruik van trioden in een oscillatorschakeling voor de hand ligt.

Bij het gebruik van hoogvacuumbuizen als gestuurde versterker zal men,

meestal niet te verwaarlozen is bij de hier beschouwde zeer hoge frequenties. Het algemeene schema van een oscillator met één buis wordt daarvoor als dat van fig. 203. Het is te verwachten dat de goede werking van den oscillator alleen dan zal worden verkregen, indien de drie impedanties  $Z_a$ ,  $Z_g$  en  $Z_f$  op hun optimale waarde kunnen worden ingesteld.

Ook bij den balansoscillator van fig. 204 is de gloeidraadimpedantie aanwezig; doordat door deze impedantie de capacatieve stroomen van de buis passeeren, bestaat er een H.F. spanningverschil tusschen de beide gloeidraden. De uitsturing van den kathodestroom kan daardoor ongunstig worden beïnvloed.

Daarom past men vaak het schema van fig. 214 toe, waarbij tusschen de kathoden een aan het einde kortgesloten Lecher systeem is aangebracht. Doordat de impedantie van zulk een systeem capacitief of inductief is, al naar gelang de lengte grooter of kleiner is dan  $\lambda/4$ , kan de resulterende impedantie



in navolging van hetgeen op langere golven te doen gebruikelijk is, ook bij ukg. het eerst denken aan tetroden en penthoden, omdat deze buizen immers het voordeel bezitten, dat zij niet geneutrodyniseerd behoeven te worden, terwijl ook het stuurvermogen gunstig afsteekt bij dat van trioden, een en ander als gevolg van de aanwezigheid van het schermrooster (en eventueel het vangrooster), dat een H.F. potentiaal nul heeft t.o.v. de kathode.

Gebruikt men een schermroosterbuis (tetrode of penthode) op ukg., dan wordt de situatie eenigszins anders dan die op langere golflengten. Bij de gebruikelijke schermroosterbuizen toch zijn het scherm- en het vangrooster binnen de buis met hun respectieve aansluitklemmen verbonden door middel van min of meer lange draden. De capacatieve stroomen<sup>1)</sup>, die door de buis vloeien als gevolg van de H.F. wisselspanning van het stuurrooster en de anode, zullen o.a. via deze leidingen naar de betreffende aansluitklemmen, dus naar aarde vloeien, indien althans deze klemmen op de gebruikelijke wijze door middel van capaciteiten van voldoende grootte zijn geaard.

Ten gevolge van de eindige impedantie dier leidingen ontwikkelt zich tusschen de roosters en hun aansluitklemmen een H.F. spanning, waarvan de grootte afhankelijk is van de capaciteiten van de buis, van de zelfinductie der bedoelde leidingen en van de anode- en stuurrooster-wisselspanning. Daardoor hebben het scherm- en het vangrooster niet meer een H.F. potentiaal nul t.o.v. den gloeidraad en wordt de specifieke werking dier roosters,

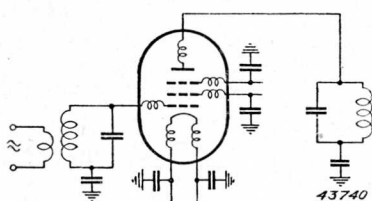


Fig. 215. Principeschema van een penthodeversterker op ukg, met aanduiding van de zelfinductie der toevoerleidingen binnen de buis.

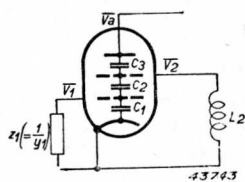


Fig. 216. Tetrode met zelfinductie  $L_2$  in de schermroosterleiding, en capaciteiten  $C_1$ ,  $C_2$  en  $C_3$ .

<sup>1)</sup> Natuurlijk vloeit ook het H.F. deel van den electronenstroom langs denzelfden weg naar aarde; deze is echter bij de hier beschouwde frequenties een orde van grootte kleiner dan de capacatieve stroomen.

zoals ze op langere golven bestaat, nl. afscherming tusschen anode en stuurrooster, teniet gedaan. Het schema van een H.F. penthodeversterker krijgt nu de gedaante van fig. 215; behalve de zelfinducties der leidingen van het scherm- en het vangrooster, zijn ook die van de andere elektroden geteekend.

De berekening van de wisselspanningen op het scherm- en het vangrooster bij gegeven buiscapaciteiten, zelfinducties en wederzijdsche inducties der draden en bij gegeven anode- en stuurroosterspanning, is zeer bewerkelijk en het resultaat is onoverzichtelijk. Wij zullen ons daarom beperken tot een eenvoudig geval, nl. dat van een tetrode (fig. 216), waarbij we alleen de capaciteiten tusschen de naast elkaar gelegen elektroden in aanmerking nemen, en voorts alleen de zelfinductie  $L_2$  van de schermroosterleiding. Het stuurrooster is buiten de buis via een impedantie  $Z_1$  (de roosterkring) met de kathode verbonden.

We berekenen bij gegeven anodewisselspanning  $\bar{V}_a$  de wisselspanningen  $\bar{V}_2$  en  $\bar{V}_1$ , die als gevolg daarvan op het schermrooster en het stuurrooster ontstaan. Daarvoor gelden de vergelijkingen:

$$\frac{\bar{V}_2}{j\omega L_2} + (\bar{V}_2 - \bar{V}_a)j\omega C_3 + (\bar{V}_2 - \bar{V}_1)j\omega C_2 = 0 \dots (9, 4)$$

$$\bar{V}_1 Y_1 + (\bar{V}_1 - \bar{V}_2)j\omega C_2 + \bar{V}_1 j\omega C_1 = 0 \dots (9, 5)$$

of, na rangschikking:

$$-\bar{V}_1 j\omega C_2 + \bar{V}_2 \left\{ j\omega (C_2 + C_3) + \frac{1}{j\omega L_2} \right\} = \bar{V}_a j\omega C_3 \dots (9, 6)$$

$$\bar{V}_1 \{ Y_1 + j\omega (C_1 + C_2) \} - \bar{V}_2 j\omega C_2 = 0 \dots (9, 7)$$

Hieruit volgt:

$$\bar{V}_1 = \frac{\omega^2 C_2 C_3}{\Delta} \bar{V}_a, \dots (9, 8)$$

$$\bar{V}_2 = \frac{-j\omega C_3 \{ Y_1 + j\omega (C_1 + C_2) \}}{\Delta} \bar{V}_a, \dots (9, 9)$$

waarin:

$$\Delta = \omega^2 (C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3) - \frac{C_1 + C_2}{L_2} - Y_1 \left\{ j\omega (C_2 + C_3) + \frac{1}{j\omega L_2} \right\} \dots (9, 10)$$

De admittantie  $Y_1$  van den roosterkring zal in het algemeen complex zijn; wij stellen:

$$Y_1 = G_1 + jB_1, \dots (9, 11)$$

Substitutie in (9, 10) levert:

$$\Delta = \omega^2 (C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3) - \frac{C_1 + C_2}{L_2} + B_1 \left\{ \omega (C_2 + C_3) - \frac{1}{\omega L_2} \right\} - jG_1 \left\{ \omega (C_2 + C_3) - \frac{1}{\omega L_2} \right\} = \Delta_1 + j\Delta_2 \dots \dots \dots (9, 12)$$

Met behulp van bovenstaande uitdrukkingen zijn nu  $\bar{V}_1$  en  $\bar{V}_2$  te berekenen. Wij zullen nu ter wille van de overzichtelijkheid onderstellen dat de zelf-inductie zoo klein is, dat wij in de uitdrukking voor  $\Delta$  alleen rekening behoeven te houden met de termen waarin  $L_2$  in den noemer voorkomt. Dan is:

$$\Delta \approx - \frac{C_1 + C_2}{L_2} - \frac{B_1}{\omega L_2} + \frac{jG_1}{\omega L_2}.$$

Wat ons interesseert is de grootste waarde die  $\bar{V}_1$  onder de gegeven omstandigheden kan bereiken; deze waarde is blijkbaar afhankelijk van de impedantie van den roosterkring, en wel bereikt  $\bar{V}_1$  haar maximale waarde indien in de uitdrukking voor  $\Delta$  het reële deel verdwijnt. Wij kiezen dus  $B_1$  zoodanig dat

$$- \frac{C_1 + C_2}{L_2} - \frac{B_1}{\omega L_2} = 0;$$

dan moet  $B_1 = -\omega (C_1 + C_2)$  zijn. Dit laatste beteekent niets anders dan dat de roosterkring met de capaciteiten  $C_1$  en  $C_2$  in parallelresonantie is. Onder deze omstandigheden wordt

$$\Delta = \frac{jG_1}{\omega L_2};$$

$$Y_1 = G_1 - j\omega (C_1 + C_2)$$

en dus

$$\bar{V}_1 = \frac{\omega^3 L_2 C_2 C_3}{jG_1} \bar{V}_a \dots \dots \dots (9, 13)$$

en

$$\bar{V}_2 = -\omega^2 L_2 C_3 \bar{V}_a \dots \dots \dots (9, 14)$$

Zooals het behoort, verdwijnen  $\bar{V}_1$  en  $\bar{V}_2$ , indien  $L_2 = 0$  is.

Kiezen wij als praktisch mogelijke waarden voor de verschillende groot-heden de volgende:

$$\lambda = 5 \text{ m, dus } \omega = 3,77 \cdot 10^8,$$

$$L_2 = 50 \text{ cm} = 5 \cdot 10^{-8} H,$$

$$C_2 = 10 \text{ pF} = 10^{-11} F,$$

$$C_3 = 5 \text{ pF} = 5 \cdot 10^{-12} F,$$

$$G_1 = 10^{-4} \Omega^{-1},$$

dan vinden wij:

$$\bar{V}_1 = -j \cdot 1,34 \bar{V}_a,$$

$$\bar{V}_2 = -0,0355 \bar{V}_a.$$

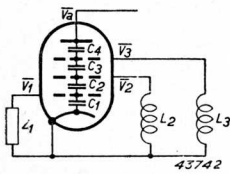


Fig. 217. Penthode met zelfinducties  $L_2$  en  $L_3$  in scherm- en vang-roosterleiding, en capaciteiten  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  en  $C_4$ .

De spanning die in dit geval op het stuurrooster wordt teruggekoppeld, is hier zelfs grooter dan de anodespanning; dit hangt natuurlijk ook samen met het feit dat de stuurroosterkring in afstemming is en dus een hoge impedantie heeft.

De bovengenoemde waarde van  $L_2$  wordt reeds verkregen als de verbindingdraad tusschen het schermrooster en de overeenkomstige aansluitklem een lengte heeft van ca. 7 cm, een lengte die bij de gebruikelijke kneepconstructie zeer wel mogelijk is. Wij merken hier op, dat een penthode ten aanzien van de terugwerking op het stuurrooster gunstiger is dan

een tetrode, wegens de dubbele afscherming die tusschen de anode en het stuurrooster bestaat. Bij een tetrode toch wordt de wisselspanning op het schermrooster direct door capacatieve koppeling met de anode verkregen, welke laatste op hoge wisselspanning staat; bij een penthode daarentegen is het schermrooster capacitief met het vangrooster gekoppeld, waarvan de wisselspanning uiteraard veel kleiner is.

Berekent men voor het schema van fig. 217 de wisselspanningen op de verschillende roosters, als gegeven zijn:

$$\lambda = 5 \text{ m,}$$

$$L_2 = L_3 = 50 \text{ cm,}$$

$$C_1 = C_2 = C_3 = 10 \text{ pF,}$$

$$C_4 = 5 \text{ pF,}$$

$$G_1 = 10^{-4} \Omega^{-1},$$

waarbij het reactieve deel van den roosterkring zoodanig is ingesteld dat de spanning op het stuurrooster maximaal wordt, dan vindt men:

$$|V_1| = 9,5 \cdot 10^{-2} |V_a|; |V_2| = 0,721 \cdot 10^{-2} |V_a|; |V_3| = 3,56 \cdot 10^{-2} |V_a|.$$

Inderdaad is nu de wisselspanning op het stuurrooster veel kleiner. Dit is dan ook de reden waarom, bij de watergekoelde penthoden PAW 12/15 en PAW 12/20, alsmede bij de luchtgekoelde penthoden PAL 12/15 en PAL 12/20, waar het derde en het tweede rooster steeds aan dezelfde gelijkspanning (1500 V) worden gelegd, en welke buizen dus eigenlijk als tetroden met dubbel schermrooster moeten worden beschouwd, deze roosters toch afzonderlijk worden uitgevoerd, waardoor de toestand van fig. 217 wordt verkregen, terwijl, indien de beide roosters gezamenlijk, dus over één leiding met de aansluitklemmen zouden zijn verbonden, de ongunstige situatie van fig. 216 zou zijn ontstaan.

Overigens is het bij gebruik van penthoden op golflengten kleiner dan ca. 10 m meestal noodzakelijk den schadelijken invloed van de impedantie der scherm- en vangroosterleidingen ongedaan te maken. Men kan dit bereiken door serie-afstemming van deze zelfinducties met behulp van serie-condensatoren. In combinatie met de steeds gebruikte balansschakeling ontstaat dan het schema van fig. 218, waarbij ook tusschen de kathoden volledigheidshalve een serie-afstemming is aangebracht. Door de serie-afstemming verdwijnt de impedantie tusschen de overeenkomstige elektroden der beide buizen; uit overwegingen ten aanzien van symmetrie volgt dan dat zij een H.F. potentiaal nul moeten aannemen. Onder die omstandigheden functionneeren de buizen dan als op langere golflengten, indien men althans afziet van de traagheid der electronen, die bij hooge frequenties meer en meer van invloed wordt. Wij komen op dit laatste nog terug.

Hoewel met serie-afstemming zeer goede resultaten zijn bereikt, moet wel worden bedacht dat, strikt genomen, slechts voor één frequentie (de werkfrequentie) de resulterende impedantie tusschen de overeenkomstige elektroden der balansschakeling verdwijnt, doch dat zulks niet het geval is voor alle andere frequenties. Het

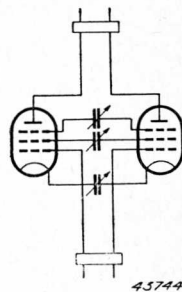


Fig. 218. Principeschema van een balansversterker met penthoden op ukg, waarbij serie-afstemming van  $g_3$ ,  $g_2$  en  $k$  wordt toegepast.

is dan ook zeer goed mogelijk dat een balansversterker die voor een bepaalde korte golfenlengte stabiel is, instabiel wordt voor een andere golfenlengte. Voor de speciale maatregelen die moeten worden getroffen om deze instabiliteit tegen te gaan, wordt naar de literatuur verwezen. Vanzelfsprekend maakt men in balansversterkers ook gebruik van trioden als versterkbuizen, die dan uiteraard geneutrodyniseerd moeten worden om de koppeling, die tusschen anode en rooster van ieder der buizen bestaat, ten gevolge van de capaciteit ( $C_{ag}$ ) tusschen deze elementen, ongedaan te maken. Reeds werd in § 2 (fig. 205) zulk een neutrodyneschema besproken. Teekent men dit schema in de gedaante van fig. 219, dan ziet men hoe de buiscapaciteiten  $C_{ag}$ , tezamen met de neutrodyncondensatoren  $C_n$ , een brug van Wheatstone vormen. Brugevenwicht wordt verkregen indien  $C_n = C_{ag}$  is; het beteekent dat een wisselspanning, aanwezig op den roosterkring, geen wisselspanning op den anodekring teweeg kan brengen en omgekeerd. Bovendien zal een wisselspanning op den anodekring geen spanning tusschen gloeidraad en rooster van ieder der buizen kunnen veroorzaken. Men drukt dit wel uit door te zeggen dat doorstraling en terugwerking gedoofd zijn, zoodat uitsluitend de invloed der buiscapaciteiten in het geding komt.

Het voordeel van het schema van fig. 219 is, dat het brugevenwicht frequentie-onafhankelijk is, omdat de elementen van de brug zuiver capaciteef zijn.

Bij korte golfenlengten kan in dezen toestand verandering komen, speciaal bij groote zendbuizen, als b.v. de TA 20/250. De leidingen die de neutrodyncondensatoren verbinden met de verschillende electroden, alsmede

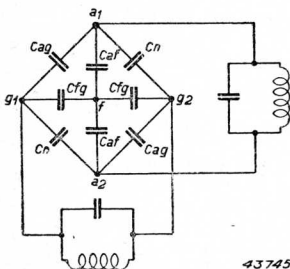


Fig. 219. Principeschema van een geneutrodyniseerd balansversterker met trioden, op lange golf.

de toevoerleidingen van den gloeidraad en het rooster binnen de buis, hebben bij deze buizen een betrekkelijk groote lengte, en het blijkt dat de zelfinducties dier leidingen op golfenlengten van b.v. 15 m een niet te verwaarlozen impedantie hebben. Het gevolg is dat het eenvoudige brugschema van fig. 219 overgaat in dat van fig. 220, waarin  $L_n$ ,  $L_g$  en  $L_f$  de zelfinducties van de neutrodynleidingen, de roosterleidingen en de gloeidraadleidingen voorstellen. Ook bij dit gecompliceerde schema is het natuurlijk mogelijk de waarde van  $C_n$  zoodanig te kiezen dat brugevenwicht optreedt, d.w.z. een

toestand, waarbij er volledige ontkoppeling bestaat tusschen den anode- en den roosterkring. Niettemin is deze voorwaarde niet voldoende voor de stabiliteit van den versterker, want daarvoor is noodig, dat (fig. 220) een wisselspanning tusschen  $a_1$  en  $a_2$  geen wisselspanning verwekt tusschen  $g_1$  en  $f_1$  en tusschen  $g_2$  en  $f_2$ .

Om ook aan dezen eisch te kunnen voldoen, werden bij Philips verschillende methoden uitgewerkt.

Bij een dier methoden werden de zelfinducties der rooster- en gloeidraadleidingen afgestemd met serie-condensatoren, zoodat de resulterende impedanties verdwenen. Op deze wijze werden de gloeidraad en het rooster a.h.w. buiten de buis gebracht, en op de aldus verkregen punten werden dan de kringen en neutrodyne condensatoren aangesloten.

Bij een tweede methode, die veel eenvoudiger is, kan men aan de beide bovengenoemde eischen voldoen door in fig. 220 de ligging van de punten  $P$  en  $Q$ , waar de roosterkring aan het circuit wordt gelegd, op geschikte wijze te kiezen. Daarbij wordt gebruik gemaakt van de omstandigheid, dat het rooster twee aansluitklemmen op den glazen ballon heeft (vgl. fig. 1), waarvan de eene gebruikt wordt ter aansluiting van den roosterkring, terwijl de andere met den neutrodyne condensator wordt verbonden.

Op deze wijze is het gelukt, om met twee buizen TA 20/250 op een golflengte van 15 m een instelling voor anodemodulatie te verkrijgen met een draaggolfvermogen van ruim 100 kW, bij een anodespanning van 12 kV. Voor verdere bijzonderheden verwijzen wij naar de literatuur.

#### § 4. Zendbuizen voor golflengten kleiner dan ca. 10 meter

In het voorgaande hebben wij twee dingen genoemd, die bij het gebruik van normale langegolf-zendbuizen op kortere golflengten moeilijkheden veroorzaken, nl. de capaciteiten tusschen de verschillende electroden en de zelfinducties van de leidingen, waarmee die electroden buiten den glazen ballon zijn gevoerd. Zoowel de capaciteiten als de zelfinducties vormen op de kortere golflengten een belangrijk deel van den rooster-, resp. den anodekring, en het gevolg is, dat het uitwendige deel dier kringen voor een

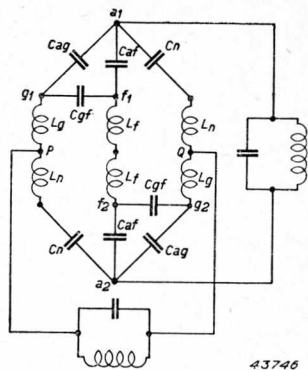


Fig. 220. Principeschema van een neutrodyneerde balansversterker met twee trioden TA 20/250, op een golflengte van 15 m.

43746



bepaalde golflengte aanzienlijk kleiner wordt dan zonder aanwezigheid van de genoemde elementen het geval zou zijn.

Niet alleen wordt daardoor aan het bereiken van hoge frequenties een bepaalde grens gesteld, doch ook zal de aankoppeling van den belastingweerstand aan den anodekring en van de excitatie-spanningbron aan den roosterkring met veel meer moeilijkheden gepaard gaan en vaak niet op een optimale waarde kunnen worden ingesteld.

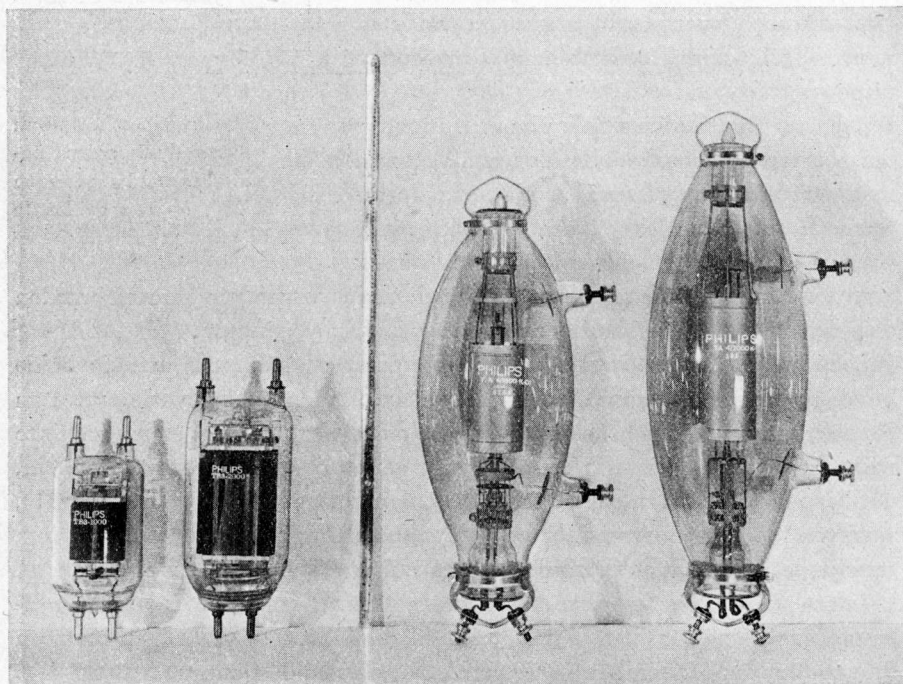


Fig. 221. De trioden TB 3/1000, TB 3/2000, TA 4/1500 en TA 4/2000, ter vergelijking van de afmetingen. De eerste twee buizen hebben een ballon van hard glas, de laatste twee een van zacht glas. De vermogens zijn twee aan twee ongeveer gelijk.

Daarnaast moeten bij de buizen, waarin de leidingen der verschillende elektroden door een z.g. kneep naar buiten zijn gevoerd, nog worden genoemd de diëlectrische verliezen in het glas van de kneep, die aanleiding geven tot demping van den roosterkring, terwijl zij op kortere golflengten zelfs tot verwoesting van de kneep kunnen leiden. Om die reden worden dan ook vaak de anode en het stuurrooster aan de bovenzijde van de buis

uitgevoerd, zoo b.v. bij de trioden TC 04/10 en TC 1/75 (vgl. fig. 6).

Een vierde oorzaak, waardoor het golfbereik van een zendbuis naar de zijde der korte golven wordt begrensd, moet worden gezocht in de traagheid der electronen, doch bij buizen als TA 4/1500, TC 2/250, e.d. is deze oorzaak van minder beteekenis dan de andere. In den loop der jaren zijn door Philips verschillende zendbuizen geconstrueerd, waarbij men de bovengenoemde bezwaren tot een minimum heeft trachten te beperken, en men er in geslaagd is om in het gebied der korte golflengten tot ver beneden 10 m door te dringen. Wanneer men aan het hoofdbezwaar der lange-

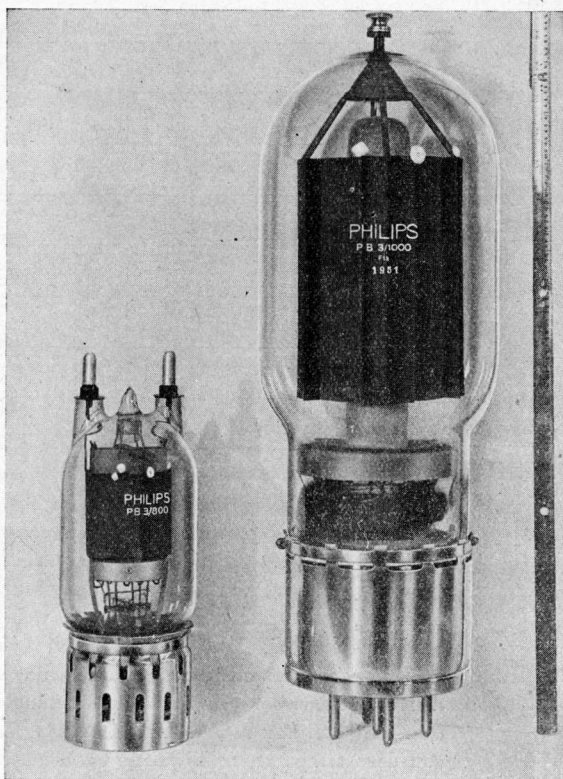


Fig. 222. De penthoden PB 3/800 en PC 3/1000, ter vergelijking van de afmetingen. De vermogens van de buizen zijn ongeveer gelijk. De eerste buis heeft een hardglazen, de tweede een zachtglazen ballon.

golf zendbuizen, nl. de groote capaciteiten tusschen de electroden, tegemoet wil komen, is men gedwongen, het oppervlak dier electroden te verkleinen. Men zou ook kunnen overwegen de afstanden tusschen de electroden te vergrooten, doch men stuit dan vroeg of laat op het vierde bezwaar, nl. de traagheid der electronen (waarover later meer), zoodat deze weg niet kan worden bewandeld.

Verkleining van het oppervlak der electroden beteekent echter tegelijk verkleining van den toelaatbaren kathodestroom en de toelaatbare anodedissipatie, dus van het afgegeven H.F. vermogen, tenzij men de specifieke belasting van de verschillende onderdeelen verhoogt. In buizen met oxyde-

## IX. Zendbuizen voor zeer hoge frequenties

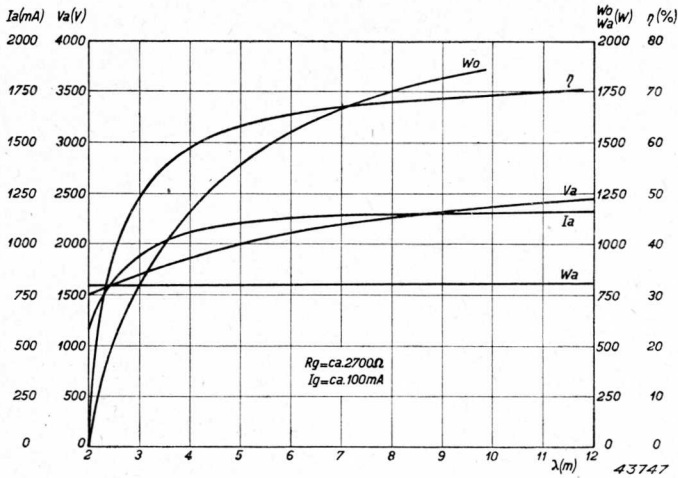


Fig. 223. Rendementskromme van de TB 3/1000. Behalve het rendement zijn gegeven het H.F. vermogen  $W_0$  en de anodeglijkstroom  $I_a$  als functie van de golflengte. De getallen gelden voor twee buizen, werkend als balansoscillator. De anodedissipatie  $W_a$  is constant gehouden, en wel op  $2 \times 400 \text{ W}$ . De anodespanning  $V_a$  daalt eenigszins bij korter worden van de golflengte, in verband met den eisch, dat de temperatuur van den anodedoorvoer een bepaalde maximale waarde niet mag overschrijden. Zou men de anodespanning constant houden, dan zou deze temperatuur bij kortere golflengten toenemen, wegens de grootere capaciteive stroomen, die de buis dan opneemt en wegens het sterkere huideffect in den doorvoer.

gloeidraad, als b.v. TC 2/250, is bij de bedrijfstemperatuur van den gloeidraad van ca.  $1000^\circ \text{ K}$ . de emissie  $2 \text{ à } 3 \text{ A/cm}^2$ , terwijl de specifieke anodedissipatie, die  $1 \text{ à } 2 \text{ W/cm}^2$  bedraagt, niet te hoog mag zijn, ten einde het gevaar van terugverhitting van den gloeidraad te vermijden. Bij een buis met een gloeidraad van gethorieerd wolfram daarentegen is de bedrijfstemperatuur van dezen draad ca.  $2000^\circ \text{ K}$ ., de emissie ca.  $2 \text{ A/cm}^2$ ; juist door die hoge gloeidraadtemperaturen kan de specifieke anodedissipatie ook grooter zijn (ca  $5 \text{ W/cm}^2$ ). Een en ander heeft tot gevolg dat het nikkel, dat bij buizen met oxydegloeidraad meestal als anode- en rooster-materiaal wordt gebruikt, bij buizen met gethorieerden wolframgloeidraad wordt vervangen door molybdeen of tantaal.

De kneepconstructie werd — althans bij de trioden — verlaten en vervangen door een bodem van geperst glas. De gebruikelijke huls kan daarbij ver-

vallen, aangezien de doorvoerleidingen op den buisbodem eindigen in dikke koperen pennen, die voldoende mechanische stevigheid bezitten voor het maken van de verbindingen met de andere deelen der schakeling. De ballon moest nu, in verband met de hooge specifieke anodedissipatie en in verband met den eisch, dat de uitwendige afmetingen der buis zoo klein mogelijk moesten zijn, van hard glas worden gemaakt, dat hoogere temperaturen kan weerstaan dan het zachte glas, dat veelal bij oxydebuizen wordt gebruikt. De lengte der doorvoerleidingen wordt daardoor ook veel kleiner dan bij een oxydebuis van hetzelfde vermogen met zachtglazen ballon mogelijk zou zijn.

Op grond van bovengenoemde overwegingen zijn de trioden TB 3/2000, TB 3/1000, TB 2/500 en TB 2/200 (vgl. fig. 4) ontstaan, en evenzoo de penthoden PB 3/800, PB 2/500 en PB 2/200 (vgl. fig. 5).

Ter illustratie van de bereikte verkleining der afmetingen, zijn in fig. 221 de trioden TB 3/1000, TB 3/2000, TA 4/1500 en TA 4/2000 afgebeeld en in fig. 222 de penthoden PB 3/800 en PC 3/1000.

Fig. 223 toont, wat met de triode TB 3/1000 kan worden bereikt op golflengten kleiner dan 10 m: weergegeven zijn o.a. het H.F. vermogen en het rendement als functie van de golflengte. De gegevens gelden voor twee buizen, werkend in een balansoscillator volgens fig. 214. Fig. 224 toont hetzelfde voor twee buizen PB 3/800.

Bij het bovenstaande moet worden opgemerkt, dat bij de penthoden PB 3/800 en PB 2/500 de invloed van de zelfinducties der scherm- en vangroosterleidingen zich in het beschouwde golfgebied wel doet gevoelen. Het is dan ook noodig gebleken in de bedoelde leidingen condensatoren voor serie-afstemming te gebruiken.

Met het doel dit ongemak te vermijden, werd daarom de dubbelpenthode

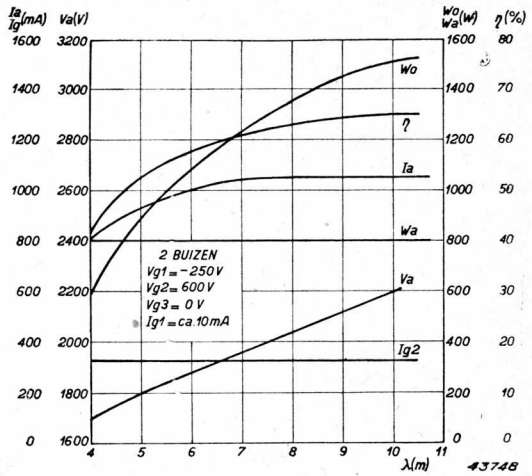


Fig. 224. Rendementskromme van PB 3/800. De gegevens hebben betrekking op twee gestuurde buizen in balansschakeling. Verder gelden soortgelijke opmerkingen als bij de TB 3/1000 (fig. 223).

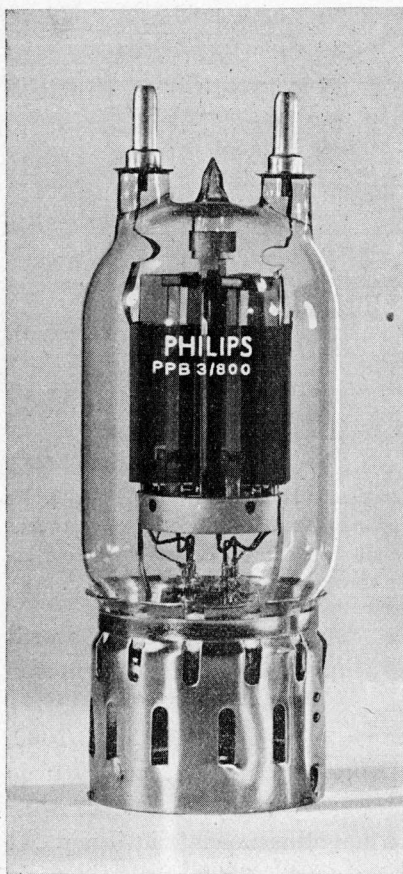
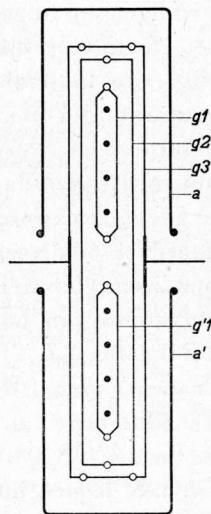


Fig. 225. De dubbelpenthode PPB 3/800. Voor den inwendigen opbouw vgl. fig. 226; voor de rendementskromme fig. 227.

47247

Fig. 227 toont o.a. het afgegeven vermogen en het rendement als functie van de golflengte. Uiteraard zal, ook indien men de bovengenoemde speciale constructie niet toepast, het onderbrengen van twee volledige systemen van een balansschakeling in één ballon voordeelen hebben, omdat vanzelfsprekend de verbindingen tusschen de schermroosters in dat geval korter zijn dan in het geval van twee

PPB 3/800 ontworpen (fig. 225). De overweging is daarbij, dat de serieafstemming kan vervallen, indien de bewuste leidingen kort genoeg zijn. Dit laatste wordt bereikt door de systemen der beide buizen in één ballon onder te brengen. Bij de PPB 3/800 is de opbouw als weergegeven in fig. 226. De gloeidraad bestaat uit twee deelen; om elk deel is een stuurrooster aangebracht. Daaromheen volgen één schermrooster en één vangrooster, terwijl de U-vormige anoden ieder één helft van het systeem omvatten. Op deze wijze wordt de zelfinductie tusschen de schermroosters der beide helften praktisch tot nul gereduceerd, en evenzoo die tusschen de vangroosters. Inderdaad kan dan



44113

Fig. 226. Doorsnede van het systeem der dubbelpenthode PPB 3/800. Het systeem bevat twee stuurroosters en twee anoden, terwijl schermrooster, en vangrooster gemeenschappelijk zijn voor de beide buishelften.



A § 4. Zendbuizen voor golflengten kleiner dan ca. 10 meter

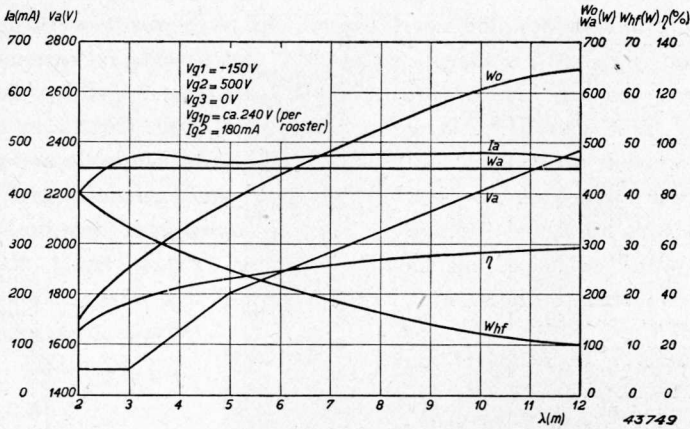


Fig. 227. Rendementskromme van de dubbelpenthode PPB 3/800. Op te merken valt, dat deze buis nog bruikbaar is tot een golflengte van 2 meter, terwijl PB 3/800 slechts tot 4 meter gaat (vgl. fig. 224).

afzonderlijke buizen. Op die wijze is de dubbeltetrode QQE 04/20 geconstrueerd (fig. 228), waarmee stabiel kan worden gewerkt tot een golflengte van ca. 1 m. In fig. 229 zijn o.a. het afgegeven vermogen en het rendement van deze buis weergegeven als functie van de golflengte. Een speciale oplossing

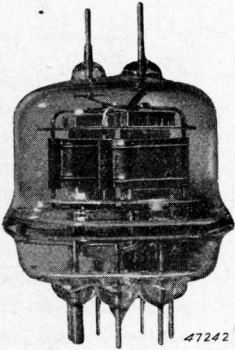


Fig. 228. De dubbeltetrode QQE 04/20, bestaande uit twee volledige tetrodesystemen in één ballon.

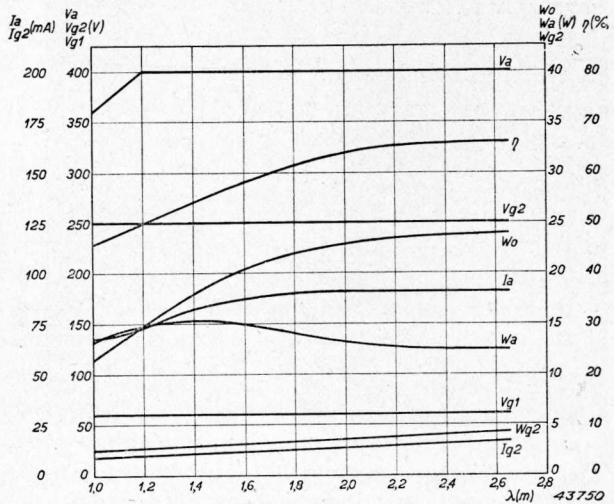


Fig. 229. Rendementskromme van de dubbeltetrode QQE 04/20. Ten gevolge van de kleine afmetingen en de balansuitvoering in één ballon, is deze buis nog bruikbaar tot een golflengte van 1 meter.

van het probleem der doorvoerleidingen op ukg. wordt verkregen met een triode (fig. 230), waarvan de ballon van kwarts is vervaardigd en zeer nauw om de anode sluit. Het is daardoor mogelijk, de anode capacitief met den H.F. kring te verbinden. Fig. 231 laat zien, hoe dit kan worden uitgevoerd: de buis is geplaatst in een holle koperen pijp, die een der elementen van een Lecher systeem vormt. De H.F. stroom gaat als verschuivingsstroom over van de anode naar den omhullenden metalen wand en belast dus niet de doorvoerleiding. De laatste dient nu slechts voor de

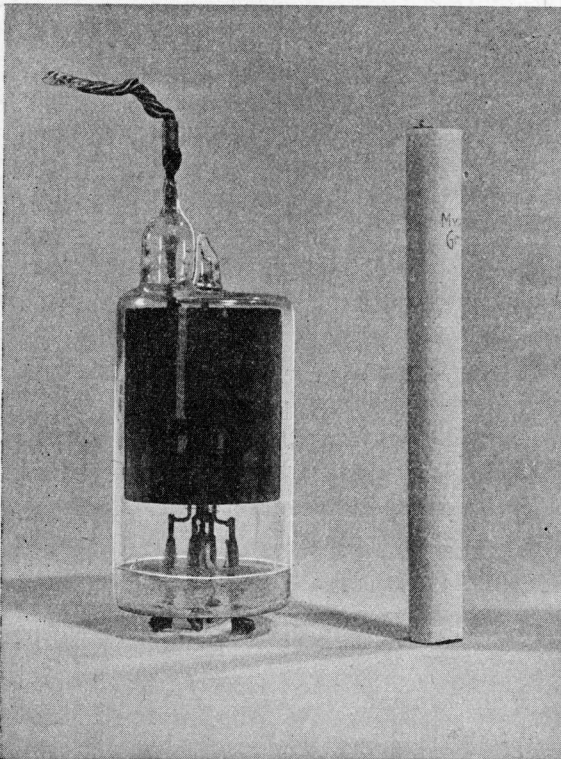


Fig. 230. Triode met kwartsballon, geschikt voor golflengten van ca. 1 meter. Door toepassing van den kwartsballon kunnen de doorvoerleidingen der electroden zeer kort worden gehouden en vervallen de moeilijkheden met de zelfinducties dier leidingen grotendeels. Vgl. ook fig. 231.

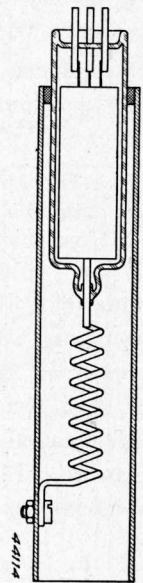
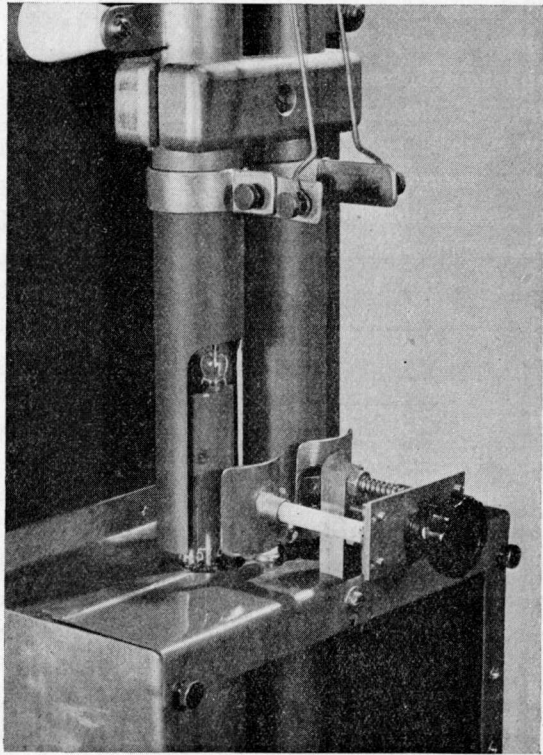


Fig. 231. Principe-schema van de triode met kwartsballon van fig. 230, ingebouwd in een der pijpen van een Lecher systeem. De pijp is capacitief met de anode gekoppeld; dit heeft het voordeel, dat de anodedoorvoer niet met H.F. stroomen wordt belast en dat verliezen daarin vermeden worden.



voeding van den anodegelykstroom. Fig. 232 toont een praktische uitvoering van dit principe. Vanzelfsprekend moet in dit geval geforceerde luchtkoeling worden toegepast; de lucht wordt door de buizen van het Lecher systeem toegevoerd.

Fig. 232. Foto van een uitvoering volgens het principe van fig. 231. Het Lecher systeem is uitgevoerd in den vorm van twee pijpen, in elk waarvan zich een buis bevindt. Vergelijk ook het onderschrift bij fig. 231.



47246

## B. DE INVLOED VAN DE TRAAGHEID DER ELECTRONEN OP DE WERKING VAN EEN ZENDBUIS

Beschouwt men de rendementskromme van verschillende buizen (fig. 223, 224, 227, 229), dan valt het op, dat het rendement en het afgegeven vermogen kleiner worden, naarmate de golflengte korter wordt. Hiervoor zijn verscheidene oorzaken aan te wijzen, nl. verliezen in den anodekring (straling, huideffect); verliezen in de doorvoerleidingen en in het glas, alsmede in de isolatiematerialen binnen de buis; de koppeling van den belastingweerstand met den anodekring, die steeds minder gunstig wordt naarmate een grooter deel van dien kring zich binnen de buis bevindt, zoodat de koppeling niet steeds op de optimale waarde kan worden ingesteld; de verliezen in den stuurroosterkring, waardoor diens impedantie daalt, met als gevolg vermindering van de teruggekoppelde span-

ning en derhalve van de uitsturing van de buis, en ten slotte de traagheid van de electronen. Over deze laatste oorzaak zal in het volgende een en ander worden meedeeld.

### § 1. Vlakke diode, gevoed met gelijkspanning

Beschouwen wij het geval dat tusschen de anode en de kathode van een vlakke diode een gelijkspanning  $V$  is aangelegd (fig. 233), dan is de gebruikelijke opvatting van den stroomdoorgang die, als zou na het aan-

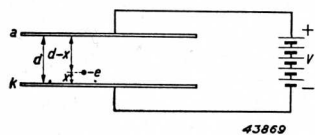


Fig. 233. Electronenbeweging in vlakke diode.

leggen van de gelijkspanning pas anodestroom vloeien als de electronen, die door de kathode worden geëmitteerd, op de anode zijn aangekomen. Een eenvoudige redeneering echter leert, dat deze opvatting niet juist kan zijn. Immers, als een electron met lading  $-e$  zich op een afstand  $x$  van de kathode en op een afstand  $d-x$  van de anode bevindt, dan, zoo leert de electrostatica, ontstaat op de anode een positieve influentielading ten bedrage  $ex/d$ , en op de kathode komt een, eveneens positieve, lading  $e(d-x)/d$ . Beweegt het electron zich met een snelheid  $v = dx/dt$  van de kathode naar de anode, dan zal de influentielading op de anode toenemen, die op de kathode afnemen, doch zoodanig, dat hun som steeds gelijk is aan  $e(x/d + (d-x)/d) = e$ . Dit beteekent dat, tijdens den overtocht van het electron van de kathode naar de anode, positieve lading vloeit van de kathode, via de batterij, naar de anode, m.a.w. dat er in de leiding naar de anode een stroom vloeit. Op het oogenblik, dat het electron de anode bereikt, is de influentielading op de kathode gelijk geworden aan nul; die op de anode is  $+e$ , en deze lading wordt door het aankomende electron juist geneutraliseerd. De anodestroom houdt dus op te vloeien, zoodra het electron de anode bereikt.

De grootte van den anodestroom tijdens den overtocht van het electron is nu gemakkelijk aan te geven. Is het electron ter plaatse  $x$ , dan is de influentielading op de anode:  $q_a = ex/d$ . De anodestroom is, per definitie, de snelheid, waarmee deze lading toeneemt, dus

$$i = \frac{dq_a}{dt} = \frac{e}{d} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{e}{d} \dot{x}.$$

Bij aanwezigheid van een aantal electronen moet voor ieder electron deze bijdrage worden berekend en vervolgens gesommeerd over alle electronen.

Wij zullen deze berekening uitvoeren in de onderstelling, dat de invloed van de ruimtelading der electronen mag worden verwaarloosd. Verder onderstellen wij, dat per seconde  $N$  electronen worden geëmitteerd. De beweging van ieder electron wordt beheerscht door de formule

$$K = ma.$$

De kracht, die op een electron werkt, is:

$$K = eF = e \frac{V}{d},$$

als  $F$  de veldsterkte tusschen de platen is en  $d$  hun afstand; de versnelling  $a = d^2x/dt^2$ .

Integratie levert de snelheid:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eV}{md} t + c_1.$$

Stel, dat het electron ten tijde  $t_1$  met een snelheid nul is vertrokken, dan is:

$$0 = \frac{eV}{md} t_1 + c_1.$$

Eliminatie van  $c_1$  tusschen de beide vergelijkingen levert:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eV}{md} (t-t_1).$$

Nogmaals integreren geeft:

$$x = \frac{eV}{2md} (t-t_1)^2 + c_2.$$

Op het moment  $t_1$  vertrok het electron van het punt  $x = 0$ , dus:

$$0 = c_2.$$

Derhalve:

$$x = \frac{eV}{2md} (t-t_1)^2.$$

Is  $t_a$  het tijdstip, waarop de anode wordt bereikt, dan geldt:

$$d = \frac{eV}{2md} (t_a-t_1)^2.$$

De tijd, die het electron voor den overtocht nodig heeft, de z.g. looptijd, is dus:

$$\tau = t_a - t_1 = d \sqrt{\frac{2m}{eV}} \dots \dots \dots (9, 15)$$

De bijdrage, die één electron levert tot den anodestroom, is:

$$\frac{e}{d} \dot{x} = \frac{e^2 V}{md^2} (t - t_1).$$

Deze bijdrage wordt geleverd gedurende den tijd, die voor den overtocht nodig is, dus van  $t = t_1$  tot  $t = t_a = t_1 + \tau$ . Nu is voor alle electronen de looptijd  $\tau$  dezelfde; echter zullen de vertrektijden  $t_1$  der verschillende electronen verschillend zijn.

Beschouwen wij een klein tijdsinterval, gelegen tusschen  $t_1$  en  $t_1 + dt_1$ , dan zullen in dat interval  $Ndt_1$  electronen de kathode verlaten. De bijdrage van deze electronen tot den anodestroom is:

$$di_a = \frac{e^2 V}{md^2} (t - t_1) Ndt_1.$$

Wij behoeven nu, ter bepaling van den totalen anodestroom  $i_a$ , niet alle vertrektijden  $t_1$  tusschen  $-\infty$  en  $+\infty$  te beschouwen, doch slechts die, welke gelegen zijn tusschen de twee grenzen  $t_1 = t - \tau$  en  $t_1 = t$ . Immers, op het tijdstip  $t$  bevinden zich tusschen de anode en de kathode electronen die op verschillende tijdstippen van de kathode zijn vertrokken, en wel zijn die electronen, die zich ten tijde  $t$  vlak bij de anode bevinden, een tijd  $\tau$  vroeger, dat is dus ten tijde  $t - \tau$ , van de kathode vertrokken, terwijl zich vlak bij de kathode electronen bevinden, die op den tijd  $t$  juist zijn geëmitteerd. Alle andere electronen zijn vertrokken tusschen de tijden  $t - \tau$  en  $t$ . De totale anodestroom wordt dus:

$$i_a = \frac{e^2 VN}{md^2} \int_{t_1 = t - \tau}^{t_1 = t} (t - t_1) dt_1 = \frac{-e^2 VN}{2md^2} \left| (t - t_1)^2 \right|_{t_1 = t - \tau}^{t_1 = t} = \frac{e^2 VN}{2md^2} \tau^2.$$

Nu is echter:

$$\tau^2 = d^2 \cdot \frac{2m}{eV}.$$

Dit gesubstitueerd, levert:

$$i_a = eN.$$

Aangezien echter  $N$  het aantal electronen is dat per seconde wordt geëmitteerd, is bovenstaande uitdrukking juist gelijk aan de totale lading die per seconde overgaat.

Dit resultaat hadden we uiteraard ook zonder den tusschenstap van de influentieladingen kunnen vinden; de bedoeling van deze berekening was slechts, aan te toonen, dat men ook langs den weg der influentieladingen tot een juist resultaat komt.

## § 2. Vlakke diode, gevoed met wisselspanning

We beschouwen nu het geval van de vlakke diode, die met wisselspanning wordt gevoed. Uit de H.F. techniek voor lange golven is bekend, hoe de anodestroom als functie van den tijd kan worden berekend. Indien (fig. 234) de anodespanning gegeven is door de formule

$$v = V_m \sin \omega t,$$

dan vindt men het verloop van  $i$  als functie van den tijd door, voor iedere waarde van  $t$ ,  $v$  uit bovenstaande formule te berekenen en vervolgens de bijbehorende waarde van  $i$  te bepalen uit de gegeven  $i$ - $v$  karakteristiek.

Bij deze handelwijze maakt men stilzwijgend gebruik van het feit, dat de electronen den afstand van de

kathode naar de anode afleggen in een zoodanig korten tijd, dat daarin de anodespanning niet merkbaar van grootte is veranderd.

Is b.v. de afstand  $d = 0,1$  cm, de anodespanning op een bepaald oogenblik  $v = 10$  V, dan is de looptijd  $\tau$  bij afwezigheid van ruimtelading te berekenen met de formule (9, 15) (die voor  $\tau$  in sec,  $d$  in cm en  $v$  in volt overgaat in  $\tau = 3,37 \cdot 10^{-8} d/\sqrt{V}$ ), als zijnde:  $\tau = 1,065 \cdot 10^{-9}$  sec.

Treedt nu deze anodespanning op als een momentele waarde van een wisselspanning met een frequentie van b.v. 3 Mper/sec ( $\lambda = 100$  m), dan is de duur van één periode dier wisselspanning:

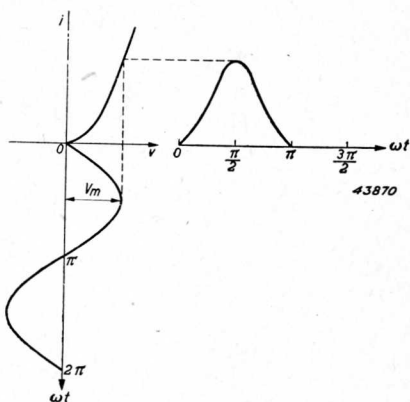


Fig. 234. Constructie van den anodestroom als functie van den tijd, voor een diode die bij lage frequentie met een wisselspanning wordt gevoed.

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-6} = 333 \cdot 10^{-9} \text{ sec};$$

de berekende looptijd  $\tau$  is dus 0,32% van den duur van één periode. Het is duidelijk, dat in dit korte tijdsverloop de oogenblikswaarde van de wisselspanning niet noemenswaard kan zijn veranderd; dit beteekent echter, dat het electron den overtocht van de kathode naar de anode heeft volbracht bij practisch constante anodespanning, dus alsof er gelijkspanning op de buis stond.

Nu werd de  $i$ - $v$  karakteristiek van fig. 234 verkregen onder gelijkspanningscondities, d.w.z. voor verschillende waarden van de anodegelijkspanning werd de anodegelijkstroom bepaald, en de aldus verkregen waarden werden vereenigd tot de grafiek van fig. 234.

Het is om bovengenoemde redenen, dat de anodestroom bij voeding met wisselspanning mag worden berekend met behulp van de gelijkstroomkarakteristiek.

Anders wordt de toestand als de frequentie van de wisselspanning zoo hoog wordt, dat de looptijd der electronen een niet meer te verwaarloozen gedeelte van den duur van één periode uitmaakt. Bij aankomst van het electron op de anode heeft de anodespanning dan een geheel andere waarde dan toen het van de kathode vertrok; het electron zal dus a.h.w. najlen bij de anodespanning. Het is te verwachten, dat onder deze omstandigheden de anodestroom als functie van den tijd een geheel andere gedaante zal hebben dan die, welke uit de gelijkspanningskarakteristiek van fig. 234 wordt verkregen. Onder verwaarloozing van den invloed der ruimtelading op de grootte van veldsterkte tusschen anode en kathode (en dus op de beweging van de electronen) gaan wij thans den anodestroom berekenen.

Is de anodespanning:

$$v = V_m \sin \omega t, \quad \dots \dots \dots (9, 16)$$

dan is de veldsterkte  $F$  tusschen de electroden:

$$F = \frac{v}{d} = \frac{V_m}{d} \sin \omega t.$$

De beweging van het electron wordt nu beheerscht door  $K = ma$ , dus door

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{K}{m} = \frac{eF}{m} = \frac{eV_m}{md} \sin \omega t.$$

Integratie levert:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eV_m}{m\omega d} \cos \omega t + c_1,$$

en, als het electron ten tijde  $t = t_1$  met snelheid nul vertrekt, volgt  $c_1$  uit:

$$0 = -\frac{eV_m}{m\omega d} \cos \omega t_1 + c_1.$$

Eliminatie van  $c_1$  tusschen de laatste twee vergelijkingen levert:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eV_m}{m\omega d} (\cos \omega t_1 - \cos \omega t). \quad \dots \dots \dots (9, 17)$$

Nogmaals integreeren geeft:

$$x = \frac{eV_m}{m\omega d} \left( t \cos \omega t_1 - \frac{\sin \omega t}{\omega} \right) + c_2.$$

Voor  $t = t_1$  is  $x = 0$ , dus:

$$0 = \frac{eV_m}{m\omega d} \left( t_1 \cos \omega t_1 - \frac{\sin \omega t_1}{\omega} \right) + c_2,$$

zoodat, na eliminatie van  $c_2$ :

$$x = \frac{eV_m}{m\omega d} \left[ (t - t_1) \cos \omega t_1 - \frac{\sin \omega t - \sin \omega t_1}{\omega} \right] \quad (9, 18)$$

Deze formule stelt ons in staat om, voor een willekeurigen tijd  $t$  en een willekeurigen vertrektijd  $t_1$ , de plaats  $x$  van een electron te bepalen.

Ter wille van het in teekening brengen voeren wij een aantal dimensielooze grootheden in, nl.:

$$\Theta = \omega t; \Theta_1 = \omega t_1; \Theta_0^2 = 2d \frac{m\omega^2 d}{eV_m}; \quad \dots \dots \dots (9, 19)$$

dan gaat (9, 18) over in:

$$\frac{1}{2} \Theta_0^2 \cdot \frac{x}{d} = (\Theta - \Theta_1) \cos \Theta_1 - (\sin \Theta - \sin \Theta_1) \dots (9, 20)$$

De beteekenis van  $\Theta_0$  blijkt als volgt: indien op de anode een gelijkspanning stond ten bedrage van  $V_m$ , zou, volgens (9, 15), de looptijd der electronen zijn:

$$\tau_0 = d \sqrt{\frac{2m}{eV_m}}.$$



Hieruit volgt:

$$\omega^2 \tau_0^2 = d^2 \omega^2 \frac{2m}{eV_m} = 2d \frac{m\omega^2 d}{eV_m}.$$

Blijkbaar is dus  $\Theta_0 = \omega\tau_0$ .

De vergelijking (9, 20) stelt ons in staat, de plaats  $x$  te berekenen van een electron ten tijde  $\Theta$ , a's het van de kathode vertrokken is ten tijde  $\Theta_1$  met snelheid nul.

Het resultaat van deze berekening is weergegeven in fig. 235. Men ziet daaruit, dat de grootste afstand wordt afgelegd door de electronen, die van de kathode vertrekken ten tijde  $\Theta_1 = 0^\circ$ , en dat de electronen die op een later tijdstip vertrekken, min of meer op hun weg terugkeeren. De electronen, die vertrekken ten tijde  $\Theta_1 = 90^\circ$  of later, keeren zelfs geheel naar de kathode terug, en wel bereiken zij de kathode des te eerder, naarmate zij later vertrokken zijn. Zoo bereiken de electronen, die bij

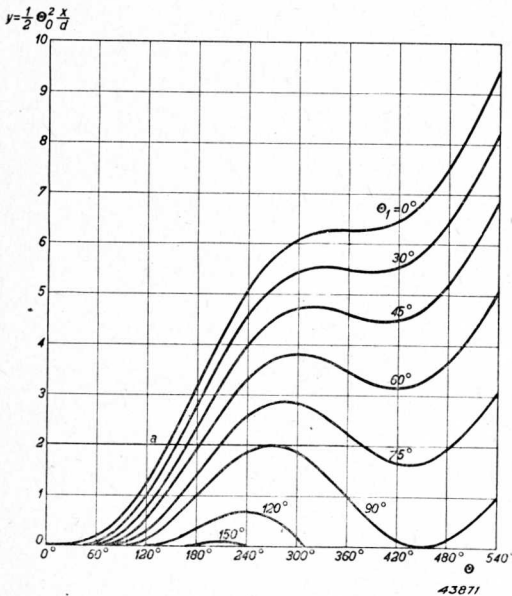


Fig. 235. Gereduceerde afstand  $v$  ( $= \frac{1}{2} \Theta_0^2 x/d$ ) als functie van den gereduceerden tijd  $\Theta$  ( $= \omega t$ ), die door een electron, dat ten tijde  $\Theta_1$  ( $= \omega t_1$ ) van de kathode vertrekt, wordt afgelegd in een vlakke diode, die met wisselspanning wordt gevoed.

$\Theta_1 = 90^\circ$  vertrokken, de kathode bij  $\Theta = 450^\circ$ , d.i. dus  $90^\circ$  na het begin van de volgende periode, terwijl de electronen, die bij  $\Theta_1 = 103^\circ$ , resp.  $120^\circ$  vertrokken, de kathode bereiken bij  $\Theta = 360^\circ$ , resp.  $309^\circ$ . Tusschen  $\Theta_1 = 180^\circ$  en  $\Theta_1 = 360^\circ$  vertrekken geen electronen van de kathode, omdat dan de veldsterkte aan het oppervlak van de kathode negatief is; evenmin tusschen  $\Theta_1 = -180^\circ$  en  $\Theta_1 = 0^\circ$ .

Van de electronen die vertrokken tusschen  $\Theta_1 = 0^\circ$  en  $90^\circ$  wordt het tijdstip van aankomst op de anode bepaald door den afstand  $d$  tusschen anode en kathode en de amplitude  $V_m$  van de wisselspanning. Immers, stelt men in de ordinaat  $y = \frac{1}{2} \Theta_0^2 \cdot x/d$  van

fig. 235  $x = d$ , dan wordt  $y = \frac{1}{2} \Theta_0^2$ . Een lijn  $y = \text{const.}$ , evenwijdig aan de  $\Theta$ -as, geeft dan, bij gegeven  $V_m$  en  $\omega$ , den afstand van de anode tot de kathode, omdat:

$$y = \frac{1}{2} \Theta_0^2 = \frac{d^2 \omega^2 m}{e V_m}, \text{ en dus } d = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{y e V_m}{m}} \text{ is.}$$

Omgekeerd kan men, bij gegeven  $V_m$ ,  $\omega$  en  $d$ , de ordinaat  $y$  berekenen; een lijn door deze waarde van  $y$ , evenwijdig aan de abscissenas in fig. 235, representeert dan de anode.

Ter illustratie zullen wij nu beschouwen het geval  $y = 2$ . Om de grootte van den anodestroom te kunnen berekenen, moeten wij op ieder tijdstip nagaan, hoeveel electronen zich tusschen anode en kathode bevinden, en de grootheid  $ex/d$  sommeeren over al deze electronen. Daartoe onderzoeken we eerst, wanneer een electron, dat op een tijdstip  $\Theta_1$  van de kathode vertrekt, aankomt hetzij op de anode, hetzij op de kathode. Uit fig. 235 volgt, dat alleen die electronen de anode kunnen bereiken, die vertrokken zijn tusschen  $\Theta_1 = 0^\circ$  en  $90^\circ$ , en wel zijn de tijden van aankomst  $\Theta_{2a}$  als volgt:

$$\begin{aligned} \Theta_1 &= 0^\circ & 30^\circ & 45^\circ & 60^\circ & 75^\circ & 90^\circ \\ \Theta_{2a} &= 146^\circ & 156^\circ & 167^\circ & 183^\circ & 206^\circ & 270^\circ \end{aligned}$$

Verder ziet men uit fig. 235, dat alle electronen, die na  $\Theta_1 = 90^\circ$  zijn vertrokken, te zijner tijd op de kathode landen, en wel is het verband tusschen de tijden van vertrek en aankomst ( $\Theta_{2k}$ ):

$$\begin{aligned} \Theta_1 &= 90^\circ & 95^\circ & 103^\circ & 105^\circ & 120^\circ & 150^\circ & 180^\circ \\ \Theta_{2k} &= 450^\circ & 396^\circ & 360^\circ & 348^\circ & 309^\circ & 240^\circ & 180^\circ \end{aligned}$$

Fig. 236 brengt de bovengenoemde waarden van  $\Theta_{2a}$  en  $\Theta_{2k}$  als functie van  $\Theta_1$  in beeld. Ter berekening van den anodestroom op een bepaalden tijd  $\Theta$  onderstellen wij, dat het aantal electronen, dat op een gegeven moment,  $\Theta_1$ , de kathode per eenheid van tijd verlaat, evenredig is met de positieve anodespanning, dus:

$$n(\Theta_1) = N \sin \Theta_1, \quad (0^\circ < \Theta_1 < 180^\circ),$$

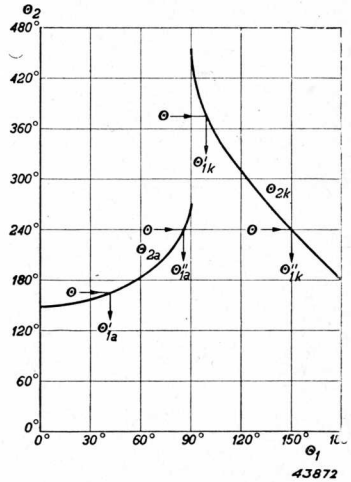


Fig. 236. De tijd van aankomst op de anode ( $\Theta_{2a}$ ) en op de kathode ( $\Theta_{2k}$ ) als functie van den vertrektijd  $\Theta_1$  van de kathode, voor een electron dat zich beweegt onder de condities van fig. 235, voor een afstand kathode anode, bepaald door  $\frac{1}{2} \Theta_0^2 = 2$ .

waarbij  $N$  evenredig is met  $V_m$ , dus  $N = \sigma V_m$  is;  $\sigma$  is dan evenredig met de steilheid van de rechte emissiekarakteristiek.

Door deze onderstelling krijgt, voor het geval van lage frequenties, waarbij de invloed der looptijden kan worden verwaarloosd, de anodestroom de gedaante van halve sinussen, die met een onderbreking van een halve periode op elkaar volgen, dat is dus de toestand die wij verwachten, althans indien wij afzien van de kromming van de  $i-v$  karakteristiek ten gevolge van de ruimtelading.

Hierbij merken we het volgende op:

Bij het berekenen van de snelheid der electronen en van de door hen afgelegden weg, hebben wij den invloed van de ruimtelading op het potentiaalverloop tusschen kathode en anode verwaarloosd. Practisch is zulk een toestand te realiseeren door de z.g. verzadigde diode, waarbij de kathode een zoodanig lage temperatuur heeft en dientengevolge zoo weinig electronen emitteert, dat deze geen merkbaeren invloed op het potentiaalverloop uitoefenen.

Bij zulk een diode is echter de grootte van den stroom, die door de kathode wordt geëmitteerd, alleen afhankelijk van de kathodetemperatuur en onafhankelijk van de anodespanning.

Wanneer wij nu in het bovenstaande onderstellen, dat het aantal electronen, dat door de kathode wordt geëmitteerd, evenredig is met de (positieve) anodespanning, kan zulks alleen maar gerealiseerd worden in een

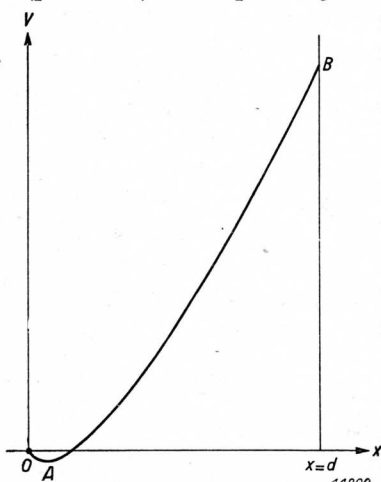


Fig. 236a. [Potentiaalverloop in een diode met ruimtelading.

niet-verzadigde diode, dat is dus een diode met een z.g. ruimteladingskarakteristiek.

Fig. 236a toont het potentiaalverloop in zulk een diode (kromme OAB). Het punt A duidt het minimum van de potentiaal aan (het z.g. Epstein minimum); het ontstaat doordat de electronen met een van nul verschillende snelheid van de kathode vertrekken. De evenwichtstoestand die zich instelt is nu zoodanig, dat alleen de snelste electronen het minimum kunnen passeeren en den eigenlijken anodestroom vormen; het overgrootste deel keert echter naar de kathode terug. Dit beteekent, dat de ruimtelading tusschen kathode en potentiaalminimum veel grooter is dan die tusschen het laatste

en de anode; in feite wordt dan ook de potentiaal in het laatstgenoemde gebied maar weinig door de doorgaande electronen gewijzigd. Dit is de reden waarom, voor de beweging der electronen in de diode, de invloed van de ruimtelading buiten beschouwing kan worden gelaten. (Wij merken hierbij op, dat het potentiaalminimum zoo dicht bij de kathode ligt, dat het practisch als daarmee samenvallend kan worden beschouwd, althans in vergelijking met den afstand tot den anode).

Dat niettemin de grootte van den stroom wel degelijk door de ruimtelading wordt begrensd, moet dan aldus worden gezien: verhoogt men de anodespanning, dan wordt daardoor de absolute waarde van de (negatieve) potentiaal in het minimum kleiner; daardoor zijn ook electronen met een iets kleinere snelheid in staat het minimum te passeeren, en wordt de anodestroom grooter; het omgekeerde gebeurt bij verlaging van de anodespanning. De varieerende diepte van het potentiaalminimum is dus het mechanisme, dat de grootte van den anodestroom regelt onder de sturende werking van de anodespanning. Dat daarbij het verband tusschen spanning en stroom wordt bepaald door de 3/2 machtswet van Child-Langmuir is voor ons van ondergeschikt belang; met goede benadering mogen wij deze karakteristiek als rechte lijn beschouwen, zooals door meting van deze karakteristiek bij verschillende dioden kan worden aangetoond.

In den tijd  $dt_1$  worden nu, op grond van het bovenstaande,  $ndt_1 = N \sin \theta_1 \cdot d\theta_1/\omega$  electronen geëmitteerd. Ten tijde  $\theta$  is, volgens (9, 17), hun snelheid geworden:

$$\dot{x} = \frac{eV_m}{m\omega d} (\cos \theta_1 - \cos \theta).$$

Hun bijdrage tot den anodestroom is:

$$di_a = ndt_1 \frac{e}{d} \dot{x} = N \sin \theta_1 \frac{d\theta_1}{\omega} \cdot \frac{e}{d} \cdot \frac{eV_m}{m\omega d} (\cos \theta_1 - \cos \theta),$$

of:  $di_a = A \sin \theta_1 (\cos \theta_1 - \cos \theta) d\theta_1, \dots \dots (9, 21)$

met:

$$A = \frac{Ne^2 V_m}{m\omega^2 d^2} \dots \dots \dots (9, 22)$$

Bij de integratie van (9, 21) moet voor een gegeven  $\theta$  worden nagegaan welke electronen tusschen de kathode en de anode aanwezig zijn en dus tot den anodestroom bijdragen.

- a.  $0^\circ < \Theta < 90^\circ$ . Blijkens fig. 235 is nog geen enkel electron, dat tusschen  $\Theta_1 = 0^\circ$  en  $\Theta_1 = \Theta^\circ$  werd geëmitteerd, op de anode aangekomen; al deze electronen dragen dus bij tot den anodestroom. Verder zijn nog in de anode-kathoderuimte aanwezig de electronen, die in de vorige periode waren vertrokken tusschen  $\Theta_1 = 90^\circ - 360^\circ = -270^\circ$  en  $\Theta_1 = \Theta'_{1k} - 360^\circ$ , waarbij  $\Theta'_{1k}$  uit fig. 236 wordt bepaald met behulp van de gegeven waarde van  $\Theta$ , op de wijze als door pijlen is aangeduid. Fig. 236b verduidelijkt dit; voor de verklaring van deze figuur wordt naar het onderschrift verwezen.

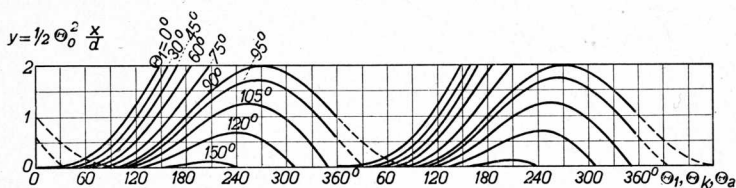


Fig. 236b. Grafische voorstelling, waaruit blijkt welke electronen op een bepaald tijdstip tusschen de kathode ( $y = 0$ ) en de anode ( $y = 2$ ) aanwezig zijn, en op welke plaats zij zich bevinden. De stippellijnen hebben betrekking op electronen die in de vorige periode van de kathode zijn vertrokken.

We vinden dus:

$$\begin{aligned}
 i_a &= A \int_{\Theta_1 = 0}^{\Theta} \sin \Theta_1 (\cos \Theta_1 - \cos \Theta) d\Theta_1 + A \int_{\Theta_1 = \pi/2}^{\Theta'_{1k}} \sin \Theta_1 (\cos \Theta_1 - \cos \Theta) d\Theta_1 \\
 &= A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta_1 + \cos \Theta \cos \Theta_1 \right]_{\Theta_1 = 0}^{\Theta} + A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta_1 + \cos \Theta \cos \Theta_1 \right]_{\Theta_1 = \pi/2}^{\Theta'_{1k}} = \\
 &= A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta - \cos \Theta + \frac{1}{2} \sin^2 \Theta'_{1k} - \frac{1}{2} + \cos \Theta \cos \Theta'_{1k} \right], \text{ of } i_a = A \left[ \frac{1}{2} \cos^2 \Theta + \frac{1}{2} \sin^2 \Theta'_{1k} - \cos \Theta (1 - \cos \Theta'_{1k}) \right] \quad (9, 23)
 \end{aligned}$$

- b.  $90^\circ < \Theta < 146^\circ$ . De terugkeerende electronen uit de vorige periode zijn alle geland op de kathode, terwijl van de electronen, die in deze periode werden geëmitteerd, nog juist geen enkel de anode heeft bereikt. De anodestroom wordt nu uitsluitend door de laatstgenoemde electronen geleverd, dus:

$$\begin{aligned}
 i_a &= A \int_{\Theta_1 = 0}^{\Theta} \sin \Theta_1 (\cos \Theta_1 - \cos \Theta) d\Theta_1 = A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta - \cos \Theta (1 - \cos \Theta) \right], \\
 \text{of:} \quad i_a &= A \left( \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \cos 2\Theta - \cos \Theta \right) \dots \dots \dots (9, 24)
 \end{aligned}$$

c.  $146^\circ < \Theta < 180^\circ$ . In dit interval arriveeren verscheidene electronen op de anode; zij dragen dan niet meer bij tot den anodestroom, en wel zijn dit alle electronen die vóór  $\Theta_1 = \Theta'_{1a}$  van de kathode waren vertrokken; daarbij wordt  $\Theta'_{1a}$  bepaald uit  $\Theta$ , op de wijze als door de pijlen is aangegeven in fig. 236. Dus:

$$i_a = A \int_{\Theta_1 = \Theta'_{1a}}^{\Theta} \sin \Theta_1 (\cos \Theta_1 - \cos \Theta) d\Theta_1 = A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta'_{1a} + \cos \Theta (\cos \Theta - \cos \Theta'_{1a}) \right] \dots \dots \dots (9, 25)$$

d.  $180^\circ < \Theta < 270^\circ$ . Steeds meer electronen arriveeren op de anode, terwijl nu ook electronen op de kathode zijn aangekomen; de laatste zijn vertrokken tusschen  $\Theta_1 = 180^\circ$  en  $\Theta_1 = \Theta''_{1k}$ , en dragen dus niet meer bij tot den anodestroom. Er blijft nu over:

$$i_a = A \int_{\Theta_1 = \Theta'_{1a}}^{\Theta''_{1k}} = A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta''_{1k} - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta''_{1a} + \cos \Theta (\cos \Theta''_{1k} - \cos \Theta''_{1a}) \right] \dots \dots \dots (9, 26)$$

Daarin worden  $\Theta''_{1a}$  en  $\Theta''_{1k}$  bepaald uit  $\Theta$ , op de wijze als aangegeven in fig. 236.

e.  $270^\circ < \Theta < 360^\circ$ . Alle heengaande electronen zijn op de anode aangekomen en dragen dus niet meer bij tot den anodestroom; deze bestaat uitsluitend uit bijdragen van de terugkerende electronen, die nog niet op de kathode zijn aangekomen. Dus:

$$i_a = A \int_{\Theta_1 = \pi/2}^{\Theta''_{1k}} = A \left[ \frac{1}{2} \sin^2 \Theta''_{1k} - \frac{1}{2} + \cos \Theta \cos \Theta''_{1k} \right] \dots \dots (9, 27)$$

*Opmerking.* De integratiegebieden a, b, c, d en e worden op overzichtelijke wijze gevonden uit fig. 236, als men deze figuur completeert met de lijnen  $\Theta_2 = \Theta_1$  en  $\Theta_1 = 90^\circ$ , zooals aangegeven in fig. 237. Voor een gegeven waarde van  $\Theta$  ( $= \Theta_2$ ) trekt men een lijn evenwijdig aan de abscissenas, die de begrenzingen van de gearceerde figuur snijdt

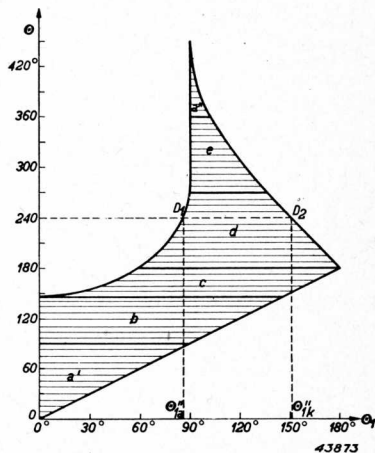


Fig. 237. Integratiegebied van  $\Theta_1$  als functie van  $\Theta$  bij de berekening van de anodestroom.

in de punten  $D_1$  en  $D_2$ ; de abscissen dezer punten vormen de integratiegrenzen van  $\Theta_1$ . Het integratiegebied  $a$  splitst zich in twee gebieden,  $a'$  en  $a''$ , waarvan het laatste behoort bij de terugkerende electronen der vorige periode.

Met behulp van de formules (9, 23) t/m (9, 27) kan men den anodestroom  $i_a$  berekenen als functie van den tijd  $\Theta$ . In fig. 238 is deze berekening in beeld gebracht (kromme a). Daarbij is  $A$  vervangen door de waarde  $\frac{1}{2}Ne$ , aangezien, op grond van (9, 22) en (9, 19):

$$A = \frac{Ne^2 V_m}{m\omega^2 d^2} = \frac{2Ne}{\Theta_o^2} \text{ en } \frac{1}{2}\Theta_o^2 = 2 \text{ is.}$$

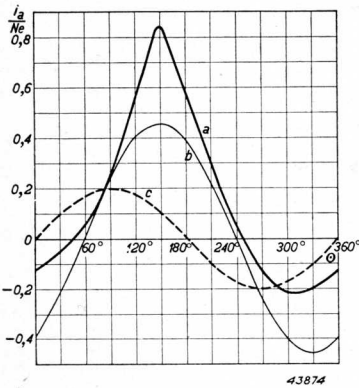


Fig. 238. a: Anodestroom als functie van den tijd in de diode, die voldoet aan de condities der figuren 235 en 236. b: Eerste harmonische van den anodestroom. c: Anodespanning.

Uit fig. 238, waarin de kromme c op een willekeurige schaal de anodewisselspanning voorstelt, blijkt dat, in vergelijking met het gedrag bij lage frequenties, de anodestroomimpuls van gedaante veranderd is, en tevens dat het maximum ongeveer  $60^\circ$  later komt. Verder is als bijzonderheid op te merken, dat de anodestroom gedurende bepaalde tijden negatief is; dit is een gevolg van de electronen die naar de kathode terugkeren.

Berekent men van de aldus gevonden impulsreeks den gelijkstroomcomponent, alsmede de eerste harmonische, dan vindt men:

$$I_{a0} = 0,159 Ne,$$

$$I_{a1} = (0,238 \sin \Theta - 0,389 \cos \Theta) Ne = 0,456 Ne \cdot \sin (\Theta - 58^\circ,5).$$

De laatste wordt voorgesteld door de sinuslijn  $b$  van fig. 238.

De grootte van den gelijkstroomcomponent is ook als volgt te vinden: per periode arriveeren op de anode alle electronen die vertrokken zijn tusschen  $\Theta_1 = 0^\circ$  en  $90^\circ$ . De totale lading, die naar de anode gaat, is dan dus, afgezien van het teeken:

$$q = \int_{\Theta_1=0}^{\pi/2} N \sin \Theta_1 \frac{d\Theta_1}{\omega} e = \frac{Ne}{\omega} \cos \Theta_1 \Big|_0^{\pi/2} = \frac{Ne}{\omega}.$$



Dezelfde lading wordt door de aankomende electronen per periode op de anode gebonden, m.a.w. in het uitwendig circuit vloeit naar de anode per periode de lading  $Ne/\omega$ . Hieruit en uit den tijd  $T = 2\pi/\omega$  van één periode berekent men voor den gelijkstroom:

$$I_{ao} = \frac{q}{T} = \frac{Ne}{2\pi} = 0,159 Ne.$$

In het geval van lage frequenties arriveeren op de anode alle electronen, die door de kathode worden geëmitteerd, dat is dus alles wat tusschen  $0^\circ$  en  $180^\circ$  vertrekt. Daarom wordt de anodegelijkstroom in dit geval tweemaal zoo groot, nl.  $Ne/\pi = 0,318 Ne$ .

De eerste harmonische wordt in dit geval, zooals bekend, gelijk aan de helft van den anodetopstroom, dus  $1/2 Ne$ ; zij is in fase met de anodespanning. Uit dit laatste volgt, dat op lage frequenties de diode voor de spanningsbron een ohmschen weerstand vormt ter waarde

$$R_{LF} = \frac{V_m}{0,5 Ne} = 2 \frac{V_m}{Ne},$$

of, daar volgens de vroeger gemaakte onderstelling,  $N = \sigma V_m$  is:

$$R_{LF} = \frac{2}{\sigma e}.$$

In het hierboven beschouwde geval voor hooge frequenties daarentegen vormt de diode een complexe impedantie:

$$Z_{HF} = \frac{V_m}{0,456 Ne} \cdot \varepsilon^{j58,5^\circ} = 2,19 \cdot \frac{V_m}{Ne} \cdot \varepsilon^{j58,5^\circ} = \frac{2,19}{\sigma e} \varepsilon^{j58,5^\circ}.$$

### § 3. De invloed van den looptijd der electronen in een triode

Het voorbeeld van de diode uit § 2 passen wij toe op het geval van een triode; de anode van de diode wordt daarbij het rooster van de triode. We onderstellen daarbij, dat dit rooster de electronen ongehinderd doorlaat, doch ondoordringbaar is voor elektrische velden. Dit beteekent, dat de electronen, die zich tusschen kathode en rooster bevinden, alleen op deze electroden influentiëladings teweegbrengen; hetzelfde geldt mutatis mutandis voor de electronen tusschen rooster en anode. De doorwerking van de anode door het rooster is dus nul; evenzoo die van de ka-

thode door het rooster. De stuurspanning  $[= V_g + DV_a/(1 + D)]$  wordt daarmee gelijk aan de roosterspanning.

Omdat wij voor de rooster-kathoderuimte het diodegeval van § 2 willen gebruiken, onderstellen wij, dat de negatieve voorspanning gelijk is aan nul; de roosterspanning wordt dan:

$$v_g = V_{gp} \sin \omega t. \quad \dots \dots \dots (9, 28)$$

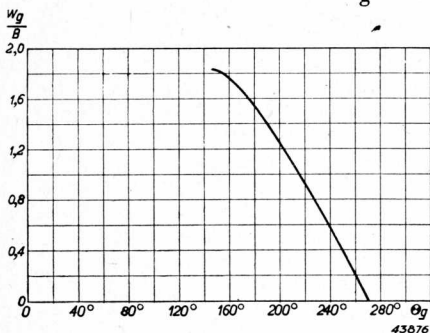


Fig. 239. Snelheid, waarmee de electronen het stuurroostervlak passeeren.

Dit beteekent, dat de buis in klasse B-instelling wordt geëxciteerd. De berekeningen die in § 2 werden uitgevoerd gelden nu onveranderd voor de rooster-kathode ruimte; de tijd  $\Theta_a$  is daarbij het tijdstip van aankomst van de electronen in het vlak van het rooster (welk tijdstip we daarom in het vervolg zullen aanduiden met  $\Theta_g$ ); de stroom  $i_a$  van fig. 238 is de stroom, die op het rooster wordt geïnfluenceerd door

de electronen in de rooster-kathoderuimte.

Zooals gezegd, onderstellen wij dat de electronen die het roostervlak bereiken, alle in de anode-roosterruimte treden en daar verder bewegen onder invloed van het potentiaalverschil tusschen rooster en anode.

De snelheid waarmee het roostervlak wordt gepasseerd is gegeven door (9, 17):

$$w_g = \dot{x}_g = \frac{eV_{gp}}{m\omega d_1} (\cos \Theta_1 - \cos \Theta_g) = B (\cos \Theta_1 - \cos \Theta_g) \dots \dots (9, 29)$$

( $d_1$  is de afstand rooster-kathode).

Deze snelheid wordt als functie van  $\Theta_g$  weergegeven in fig. 239.

We onderzoeken nu de beweging van de electronen in de rooster-anode/ruimte. De afstand rooster-anode zij  $d_2$ ; de anodespanning:

$$v_a = V_a - V_{ap} \sin (\omega t - \Psi) \dots \dots \dots (9, 30)$$

$\Psi$  is daarbij een — voorloopig willekeurige — fasehoek. Voor  $\Psi = 0$  is de anode-wisselspanning in tegenfase met de rooster-wisselspanning. Ondersteld wordt dat  $V_{ap} < V_a$  is; alle electronen, die het rooster passeeren, bereiken dan de anode.

Het spanningverschil tusschen anode en rooster,  $v_{21}$ , is:

$$v_{21} = v_a - v_g = V_a - V_{ap} \sin(\omega t - \Psi) - V_{gp} \sin \omega t \quad (9, 31),$$

wat we schrijven in de gedaante:

$$v_{21} = V_a - V_{21} \sin(\omega t - \varphi) \dots \dots \dots (9, 32)$$

Het verband tusschen de verschillende wisselspanningen en fasehoeken blijkt uit fig. 240.

Is  $x$  de afstand van het rooster in de richting naar de anode, dan vinden we voor de beweging der electronen in de rooster-anoderuimte het volgende:

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} \cdot \frac{v_{21}}{d_2} = \frac{e}{md_2} [V_a - V_{21} \sin(\omega t - \varphi)];$$

$$\dot{x} + c_1 = \frac{e}{md_2} [V_a t + \frac{V_{21}}{\omega} \cos(\omega t - \varphi)].$$

Bij het passeeren van het rooster ten tijde  $\Theta_g = \omega t_g$  is de snelheid  $\dot{x} = w_g$  bepaald door (9, 29), zoodat:

$$w_g + c_1 = \frac{e}{md_2} [V_a t_g + \frac{V_{21}}{\omega} \cos(\omega t_g - \varphi)].$$

Hieruit volgt:

$$\dot{x} - w_g = \frac{e}{md_2} [V_a (t - t_g) + \frac{V_{21}}{\omega} \{ \cos(\omega t - \varphi) - \cos(\omega t_g - \varphi) \}],$$

of, met  $\Theta_g = \omega t_g$ :

$$\dot{x} - w_g = \frac{e}{m\omega d_2} [V_a (\Theta - \Theta_g) + V_{21} \{ \cos(\Theta - \varphi) - \cos(\Theta_g - \varphi) \}] \quad (9, 33)$$

Nogmaals integreeren geeft:

$$x - w_g \cdot \frac{\Theta}{\omega} + c_2 = \frac{e}{m\omega^2 d_2} \left[ \frac{V_a}{2} (\Theta - \Theta_g)^2 + V_{21} \{ \sin(\Theta - \varphi) - \Theta \cos(\Theta_g - \varphi) \} \right]$$

Ten tijde  $\Theta = \Theta_g$  is  $x = 0$ , dus:

$$0 - w_g \cdot \frac{\Theta_g}{\omega} + c_2 = \frac{e}{m\omega^2 d_2} V_{21} \{ \sin(\Theta_g - \varphi) - \Theta_g \cos(\Theta_g - \varphi) \};$$

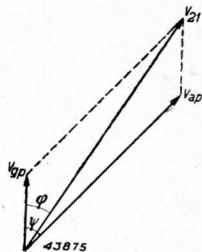


Fig. 240. Vector-diagram van de wisselspanningen voor de triode met looptijdeffecten.

dus, na eliminatie van  $c_2$ :

$$x - w_g \cdot \frac{\Theta - \Theta_g}{\omega} = \frac{e}{m\omega^2 d_2} \left[ \frac{V_a}{2} (\Theta - \Theta_g)^2 + V_{21} \right] \sin(\Theta - \varphi) - \left[ -\sin(\Theta_g - \varphi) - (\Theta - \Theta_g) \cos(\Theta_g - \varphi) \right] \quad (9, 33)$$

Voeren we de afkortingen:

$$\gamma = \frac{V_{21}}{V_a}, \quad \mu = \frac{V_{gp}}{V_a}; \quad \varepsilon = \frac{d_2}{d_1} \quad \dots \quad (9, 34)$$

in, en bedenken we dat, volgens (9, 19),

$$\frac{1}{2} \Theta_o^2 = \frac{m\omega^2 d_1^2}{eV_{gp}}$$

is, dan wordt

$$\frac{m\omega^2 d_2}{eV_a} = \frac{m\omega^2 d_1^2}{eV_{gp}} \cdot \frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{1}{d_1} \cdot \frac{V_{gp}}{V_a} = \frac{\Theta_o^2}{2} \cdot \frac{\varepsilon\mu}{d_1} = \frac{\Theta_o^2}{2} \cdot \frac{\varepsilon^2\mu}{d_2}, \quad \dots \quad (9, 35)$$

zoodat de uitdrukking voor  $x$  te schrijven is in de volgende gedaante:

$$\frac{\Theta_o^2}{2} \varepsilon^2 \mu \frac{x}{d_2} = \varepsilon\mu (\Theta - \Theta_g) \frac{w_g}{B} + \frac{1}{2} (\Theta - \Theta_g)^2 + \gamma \left[ \sin(\Theta - \varphi) - \sin(\Theta_g - \varphi) - (\Theta - \Theta_g) \cos(\Theta_g - \varphi) \right] \dots \quad (9, 36)$$

Met behulp van deze uitdrukking is de plaats  $x$  te berekenen van een electron, dat ten tijde  $\Theta_g$  het stuurroostervlak passeert met snelheid  $w_g$ ; de grootheid  $w_g/B$  wordt daarbij ontleend aan fig. 239.

De anode wordt bereikt als  $x = d_2$  geworden is; de tijd van aankomst,  $\Theta_a$ , wordt derhalve gevonden uit de vergelijking:

$$\frac{\Theta_o^2}{2} \varepsilon^2 \mu = \varepsilon\mu (\Theta_a - \Theta_g) \frac{w_g}{B} + \frac{1}{2} (\Theta_a - \Theta_g)^2 + \gamma \left[ \sin(\Theta_a - \varphi) - \sin(\Theta_g - \varphi) - (\Theta_a - \Theta_g) \cos(\Theta_g - \varphi) \right] \dots \quad (9, 37)$$

Ter illustratie beschouwen wij een bepaald geval, nl.:

$$\varepsilon = \frac{d_2}{d_1} = 3; \quad \mu = \frac{V_{gp}}{V_a} = \frac{1}{8},$$

terwijl we verder een bepaalde uitsturing van de anode-wisselspanning onderstellen, nl.  $V_{ap}/V_a = 7/8$ . De afstand  $d_1$  kiezen we gelijk aan dien in § 2; dan is  $\frac{1}{2} \Theta_o^2 = 2$ , zoodat het eerste lid van (9, 37) gelijk wordt aan  $2\varepsilon^2\mu$ .

De faseverschuiving  $\Psi$  tusschen rooster- en anode-wisselspanning kiezen we achtereenvolgens  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  en  $180^\circ$ . Uit fig. 240 zijn dan  $V_{21}$  (dus  $\gamma$ ) en  $\varphi$  te berekenen; men vindt:

$\Psi$	$\varphi$	$\gamma$
$0^\circ$	$0^\circ$	1,000
45	39,8	0,968
90	81,9	0,884
180	180	0,750

Langs grafischen weg is dan uit (9, 37)  $\Theta_a$  als functie van  $\Theta_g$  te bepalen; het resultaat vindt men in fig. 241.

Ter bepaling van den anodestroom op een willekeurig oogenblik  $\theta$  moeten we nagaan hoeveel electronen zich tusschen het rooster en de anode bevinden, en welke hun snelheid is. De laatste is gegeven door (9, 33), waarin  $w_g$  door de kromme van fig. 239 is bepaald.

Volgens § 2 is het aantal electronen, dat in het tijdselement  $dt_1$ , gelegen tusschen  $t_1$  en  $t_1 + dt_1$ , door de kathode wordt geëmitteerd, gelijk aan

$$N \sin \Theta_1 dt_1 = N \sin \Theta_1 \frac{d\Theta_1}{\omega} \quad 0^\circ < \Theta_1 < 180^\circ.$$

Dit aantal passeert het rooster tusschen de tijden  $t_g$  en  $t_g + dt_g$  (overeenkomend met  $\Theta_g$  en  $\Theta_g + d\Theta_g$ ).

Het verband tusschen  $\Theta_g$  en  $\Theta_1$ , zoowel als dat tusschen  $d\Theta_g$  en  $d\Theta_1$ , wordt gegeven door de formule (9, 20) van § 2, door daarin  $x$  te vervangen door  $d_1 (= d)$  en  $\theta$  door  $\Theta_g$ :

$$\frac{1}{2} \Theta_o^2 = (\Theta_g - \Theta_1) \cos \Theta_1 - (\sin \Theta_g - \sin \Theta_1), \dots \dots (9, 38)$$

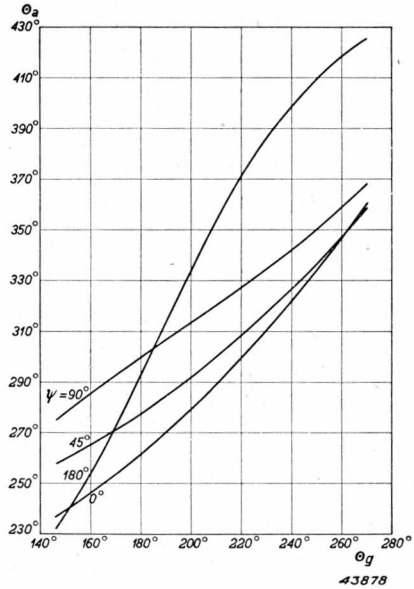


Fig. 241. Het verband tusschen den tijd van aankomst op de anode,  $\Theta_a$ , en den tijd  $\Theta_g$ , waarop het rooster wordt gepasseerd, als functie van de faseverschuiving  $\Psi$  tusschen de rooster- en anode-wisselspanning.

terwijl door differentiatie volgt:

$$0 = (d\theta_g - d\theta_1) \cos \theta_1 - (\theta_g - \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 - \cos \theta_g d\theta_g + \cos \theta_1 d\theta_1,$$

of:

$$d\theta_1 = \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_g}{(\theta_g - \theta_1) \sin \theta_1} d\theta_g \dots \dots \dots (9, 39)$$

De bovengenoemde uitdrukking voor het electronenaantal:  $N \sin \theta_1 d\theta_1/\omega$  gaat daarmee over in:

$$\begin{aligned} N \sin \theta_1 \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_g}{(\theta_g - \theta_1) \sin \theta_1} \frac{d\theta_g}{\omega} &= \\ &= N \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_g}{\theta_g - \theta_1} \cdot \frac{d\theta_g}{\omega}. \end{aligned}$$

Deze electronen hebben ten tijde  $\theta$  een snelheid  $\dot{x}$ , gegeven door (9, 33). Hun bijdrage tot den anodestroom is dus:

$$di_a = \frac{e}{d_2} \dot{x} \cdot N \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_g}{\theta_g - \theta_1} \cdot \frac{d\theta_g}{\omega}.$$

Om den totalen anodestroom te vinden moet deze uitdrukking worden geïntegreerd over alle electronen die zich ten tijde  $\theta$  tusschen het rooster en de anode bevinden; in het algemeen kunnen wij dus schrijven:

$$i_a = \frac{Ne}{\omega d_2} \int_{\theta = \alpha}^{\beta} \dot{x} \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_g}{\theta_g - \theta_1} d\theta_g, \dots \dots \dots (9, 40)$$

waarbij de grenzen  $\alpha$  en  $\beta$  afhankelijk zijn van het beschouwde tijdstip  $\theta$ . Voor  $\dot{x}$  (formule (9, 33)) schrijven we met behulp van (9, 29) het volgende:

$$\dot{x} = w_g + \frac{eV_a}{m\omega d_2} \left[ \theta - \theta_g + \gamma \right] \cos(\theta - \varphi) - \cos(\theta_g - \varphi),$$

waarin

$$w_g = \frac{w_g}{B} \cdot B = \frac{w_g}{B} \cdot \frac{eV_{gp}}{m\omega d_1} \text{ is.}$$

Dus:

$$\dot{x} = \frac{eV_a}{m\omega d_2} \left[ \frac{w_g}{B} \cdot \frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{V_{gp}}{V_a} + \Theta - \Theta_g + \gamma \right] \{ \cos(\Theta - \varphi) - \cos(\Theta_g - \varphi) \},$$

of:

$$\dot{x} = \frac{eV_a}{m\omega d_2} \left[ \varepsilon\mu \frac{w_g}{B} + \Theta - \Theta_g + \gamma \right] \{ \cos(\Theta - \varphi) - \cos(\Theta_g - \varphi) \} \quad (9, 41)$$

Hierin ontleenen we de grootheid  $w_g/B$  aan de kromme van fig. 239. Bij substitutie van (9, 41) in (9, 40) ontstaat de coëfficiënt

$$\frac{Ne}{\omega d_2} \cdot \frac{eV_a}{m\omega d_2},$$

die, wegens de betrekking (9, 35), gelijk is aan

$$\frac{2Ne}{\Theta_o^2 \varepsilon^2 \mu} = \frac{4}{9} Ne.$$

Dan gaat (9, 40) over in:

$$i_a = \frac{4}{9} Ne \int_{\Theta_g = \alpha}^{\beta} \left[ \frac{3 w_g}{8 B} + \Theta - \Theta_g + \gamma \right] \{ \cos(\Theta - \varphi) - \cos(\Theta_g - \varphi) \} \cdot \frac{w_g}{B} \cdot \frac{d\Theta_g}{\Theta_g - \Theta_1} \quad (9, 42).$$

Omdat in de bovenstaande integraal voor  $\Theta_g - \Theta_1$  en  $w_g/B$  geen analytische uitdrukkingen beschikbaar zijn en dus directe integratie niet mogelijk is, berekenen we eerst de waarde van de integrand met behulp van fig. 236 (kromme  $\Theta_{2a}$ ) en fig. 239 als functie van  $\Theta_g$  voor verschillende waarden van  $\Theta$ , en bepalen daarna de waarde van de integraal met behulp van den regel van Simpson.

Ter illustratie is in fig. 242 de integrand berekend voor het geval  $\Psi = 0$ , dus  $\varphi = 0$  en  $\gamma = 1$ , en wel voor de waarden  $\Theta = 180^\circ, 210^\circ, 240^\circ, 270^\circ, 300^\circ$  en  $330^\circ$ . Voor iedere waarde van  $\Theta$  zijn aangegeven de grenzen waartusschen de integratie (9, 42) moet worden uitgevoerd. In de eerste plaats kan worden

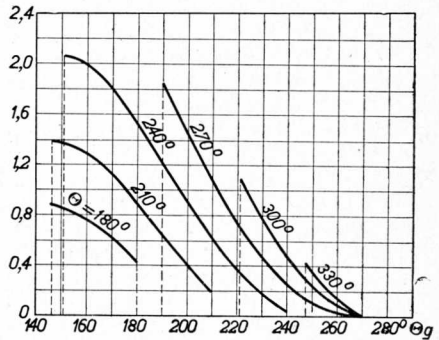


Fig. 242. De integrand van de formule (9, 42) als functie van  $\Theta_g$ , voor verschillende waarden van  $\Theta$ .



opgemerkt, dat voor alle waarden van  $\theta$ , die zijn gelegen tusschen  $0^\circ$  en  $146^\circ$ , de anodestroom gelijk is aan nul, omdat eerst na  $\theta = 146^\circ$  electronen de rooster-anoderuimte binnentreden.

Voor  $146^\circ < \theta < 236,5^\circ$  heeft nog geen enkel electron de anode bereikt, dus dragen tot den anodestroom bij alle electronen die het rooster passeerden tusschen  $\theta_g = 146^\circ$  en  $\theta_g = \theta$ . Daarom strekt, bijv. voor  $\theta = 210^\circ$ , het integratiegebied van  $\theta_g$  zich uit tusschen  $146^\circ$  en  $210^\circ$ .

Voor  $236,5^\circ < \theta < 270^\circ$  zijn verscheidene electronen reeds op de anode geland en dragen dus niet meer bij tot den anodestroom. Voor  $\theta = 240^\circ$  bijv. blijkt uit fig. 241 (kromme voor  $\Psi = 0^\circ$ ), dat alle electronen, die het rooster passeerden tusschen  $\theta_g = 146^\circ$  en  $\theta_g = 151^\circ$ , tot deze categorie behooren. Daarom strekt in fig. 242 voor de kromme  $\theta = 240^\circ$  het integratiegebied van  $\theta_g$  zich uit van  $151^\circ$  tot  $240^\circ$ .

Na  $\theta = 270^\circ$  treden geen nieuwe electronen de ruimte binnen; de bovenste grens van het integratiegebied is daarom steeds  $\theta_g = 270^\circ$ . De onderste grens wordt, evenals in het voorgaande geval, bepaald door de  $\theta_a - \theta_g$ -kromme van fig. 241. Voor  $\theta = 300^\circ$  is deze grens bijv.  $\theta_g = 221^\circ$ .

Het laatste electron bereikt de anode bij  $\theta = 360,5^\circ$ . Na dit tijdstip is de anodestroom gelijk aan nul en blijft dit tot het punt  $\theta = 146^\circ$  van de volgende periode.

De grootte van den anodestroom is nu, blijkens (9, 42), voor iedere waarde van  $\theta$  gelijk aan  $4/9 Ne \times$  het oppervlak onder de betreffende kromme van fig. 242. Het resultaat van de integratie is (vgl. fig. 243, kromme a):

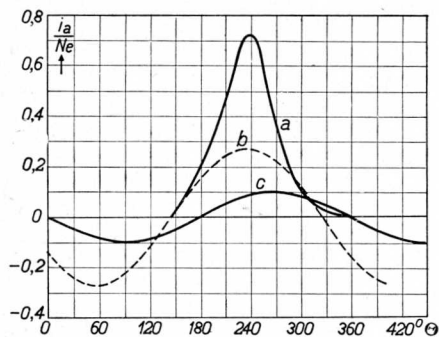


Fig. 243. a: Anodestroom als functie van den tijd, bij een triode met looptijdeffecten in de kathode-roosterruimte en in de rooster-anoderuimte, voor  $\Psi = 0$ . b: Eerste harmonische van den anodestroom. c: Anode-wisselspanning.

$\theta$	$\frac{i_a}{Ne}$
180°	0,184
210	0,441
240	0,725
270	0,391
300	0,110
330	0,031

Daaruit blijkt dat de anodestroomimpuls, in vergelijking met den toe-

stand bij lage frequenties, van gedaante is veranderd, en tevens dat het maximum van den impuls sterk is verschoven. Het ligt nl. in dit geval bij  $\theta = \text{ca. } 240^\circ$ , terwijl het maximum van de excitatiespanning ligt bij  $\theta = 90^\circ$ .

Berekent men van den impulsvorm van fig. 243 de eerste harmonische, dan vindt men:

$$\frac{i_{a1}}{Ne} = -0,228 \sin \theta - 0,151 \cos \theta = 0,273 \sin (\theta - 146,5^\circ).$$

Deze eerste harmonische wordt in fig. 243 voorgesteld door de lijn *b*. Ten opzichte van de excitatiespanning is de eerste harmonische dus  $146,5^\circ$  najlend, hetgeen beteekent dat de anode-wisselspanning (die in fig. 243 op een willekeurige schaal door de kromme *c* wordt voorgesteld) t.o.v. de eerste harmonische van den anodestroom  $33,5^\circ$  najlt. Het gevolg is dat het vermogen, dat ontstaat als het product van anode-wisselspanning en -stroom, niet enkel als nuttig vermogen in het anodecircuit beschikbaar komt, doch voor een deel als extra anodedissipatie in de buis verloren gaat.

Wij merken hierbij op, dat wij bij de onderstelling  $\Psi = 0$ , waarmee dus de fase van de anode-wisselspanning t.o.v. de rooster-wisselspanning werd vastgelegd, in het midden hebben gelaten op welke wijze de anode-wisselspanning ontstond. Nu blijkt uit de berekening, dat het gevolg van onze praemisse is, dat de anode-wisselstroom  $33,5^\circ$  voorijlt bij de anode-wisselspanning. Dit beteekent echter, dat de anode-wisselspanning niet kan zijn ontstaan doordat de anode-wisselstroom door een afgestemden kring vloeit, omdat in dat geval, zooals wij in hoofdstuk III hebben gezien, de genoemde grootheden onderling in tegenfase zijn, m.a.w.  $180^\circ$  in fase verschillen. Formeel kan de hierboven berekende toestand dan ook alleen worden verkregen als de belasting een negatieve weerstand is; praktisch beteekent dit, dat in de anodeleiding een wisselspanningbron is opgenomen, die een wisselspanning van de gestelde grootte en fase tusschen anode en kathode legt. Uiteraard zal dus nu ook geen vermogen in deze bron worden verbruikt, doch zal juist deze bron een zeker wisselstroomvermogen aan de buis toevoeren, dat, zooals hierboven reeds werd opgemerkt, als extra anodedissipatie in de buis verloren gaat.

Bovenstaand ongunstig resultaat is blijkbaar het gevolg van de praemisse  $\Psi = 0$ , d.w.z. de anode-wisselspanning in tegenfase met de rooster-wissel-

spanning, tot welke praemisse we uiteraard gekomen zijn naar analogie van den toestand bij lage frequenties, waarbij eveneens de anode-wisselspanning met de rooster-wisselspanning in tegenfase is, althans indien de belasting door een afgestemden kring wordt gevormd. De invloed van den looptijd der electronen heeft echter tot gevolg, dat de anodestroomimpuls een sterke najling vertoont t.o.v. de excitatiespanning; daarom zal alleen dan een gunstig resultaat voor het afgegeven vermogen worden verkregen indien de anode-wisselspanning eveneens sterk najlt.

Om dit te illustreren werd de berekening herhaald voor het geval  $\Psi = 180^\circ$ ;

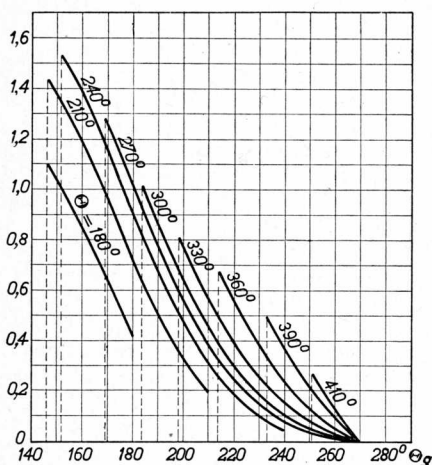


Fig. 244. Als fig. 242, echter nu voor  $\Psi = 180^\circ$ .

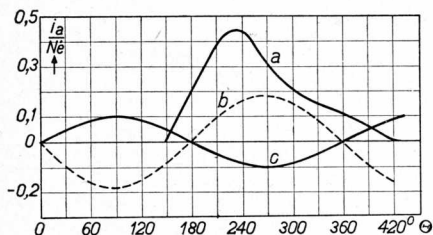


Fig. 245. a: Als fig. 243a, echter nu voor  $\Psi = 180^\circ$ , b: Eerste harmonische van den anodestroom. c: Anode-wisselspanning.

ten opzichte van het vorige geval ijlt de anodespanning dus  $180^\circ$  na en is dus nu in fase met de rooster-spanning. Uit de vgl. (9, 37) berekenen we eerst weer het verband tusschen  $\Theta_a$  en  $\Theta_g$ ; dit is de kromme  $\Psi = 180^\circ$  in fig. 241. De integrand van vgl. (9, 42) met de bijbehorende integratiegrenzen is weergegeven in fig. 244; het integratieresultaat, nl. de anodestroom  $i_a/Ne$  als functie van  $\Theta$ , is de kromme a van fig. 245. In vergelijking tot de kromme a van fig. 243 is de top van den impuls lager geworden; tevens reikt de impuls gedeeltelijk in de volgende periode.

De eerste harmonische van deze impulsreeks is:

$$\begin{aligned} \frac{i_{a1}}{Ne} &= -0,182 \sin \Theta - 0,0112 \cos \Theta = \\ &= 0,1823 \sin (\Theta - 176,5^\circ); \end{aligned}$$

zij wordt voorgesteld door de kromme b van fig. 245. Op een willekeurige schaal stelt c de anode-wisselspanning voor, die nu nagenoeg in tegenfase is met de kromme b.

De gelijkstroomcomponent van de

impulsenreeks  $a$  van fig. 245 is:

$$I_a = 0,159 Ne,$$

dus gelijk aan den kathode-gelijkstroom (zie § 2), zooals ook te verwachten is, aangezien, volgens de onderstelling, het rooster geen electronen opvangt. We vinden nu achtereenvolgens:

$$W_i = I_a V_a = 0,159 Ne V_a;$$

$$W_o = \frac{1}{2} V_{ap} I_{a1} \cos \chi = \frac{1}{2} \cdot \frac{7}{8} V_a \cdot 0,1823 Ne \cos 3,5^\circ = 0,0795 Ne V_a$$

(de anode-wisselspanning is niet precies in tegenfase met de eerste harmonische van den anodestroom, doch ijlt een hoek  $\chi = 3,5^\circ$  bij dezen toestand voor);

$$\eta_{\text{anode}} = \frac{W_o}{W_i} = 50,0\%.$$

De anode-impedantie moet dus capaciteef worden gekozen met een hoek van  $3,5^\circ$ ; de modulus van deze impedantie moet zijn:

$$|Z_a| = \frac{V_{ap}}{I_{a1}} = \frac{7/8 V_a}{0,1823 Ne} = 4,80 \frac{V_a}{Ne} = 4,80 \frac{V_a}{\sigma V_g e} = \frac{38,4}{\sigma e}.$$

In de practijk bestaat de belasting veelal uit een afgestemden kring met belastingweerstand; de resulterende anode-impedantie heeft dan een fasehoek nul. Daarbij is de eerste harmonische van den anodestroom in tegenfase met de anode-wisselspanning.

Nu hangen, zooals wij hebben gezien, de vorm, zoowel als de ligging van den anodestroomimpuls, en dus ook die van de eerste harmonische, in sterke mate af van de fase (en de amplitude) van de anode-wisselspanning, en tewerkgaande op de manier als geschetst in deze §, kan men die fase van de anodespanning, waarbij de resulterende eerste harmonische van den stroom juist in tegenfase is (en dus de belasting een fasehoek nul heeft) slechts door probeeren vinden.

Het is daarbij nog zeer de vraag, of het geval van tegenfasigheid van spanning en stroom wel den toestand van maximaal H.F. vermogen representeert. Immers, mèt de fase van de anodespanning verandert ook de vorm van de anodestroomimpuls zeer sterk, en daarmee de amplitude van de eerste harmonische. Op grond van de figuren 243 en 245 is men geneigd te onderstellen dat, in het geval van afgestemden anodekring, dus tegenfase van anodespanning en -stroom, de impulsen breeder zullen zijn (wat een

betrekkelijk kleine amplitude van de eerste harmonische tot gevolg heeft) dan indien de kring buiten afstemming is, waarbij de impulsen meer spits van gedaante worden, wat een grootere eerste harmonische tot gevolg heeft. Aangezien nu het H.F. vermogen gelijk is aan

$$W_o = \frac{1}{2} V_{ap} I_{a1} \cos \chi,$$

waarin  $\chi$  de meergenoemde faseverschuiving tusschen anodespanning en -stroom is, is het denkbaar dat (bij gegeven  $V_{ap}$ ) het product  $I_{a1} \cos \chi$  om de bovengenoemde redenen voor  $\chi \neq 0$  grooter is dan voor  $\chi = 0$ , omdat weliswaar  $\cos \chi$  kleiner wordt voor  $\chi \neq 0$ , doch tevens  $I_{a1}$  grooter. Wijkt  $\chi$  echter te sterk van nul af, dan zal de afneming van  $\cos \chi$  vermoedelijk sterker zijn dan de toeneming van  $I_{a1}$ ; bijgevolg zal het H.F. vermogen dalen. De verschijnselen die zich in het roostercircuit voordoen, kunnen worden berekend aan de hand van hetgeen vroeger voor de diode werd gevonden. Ten gevolge van de electronenbeweging tusschen kathode en rooster vloeit er naar het rooster een stroom als weergegeven door kromme *a* van fig. 238, terwijl er, ten gevolge van de electronenbeweging tusschen rooster en anode, van het rooster een stroom wegvloeit die is gegeven door kromme

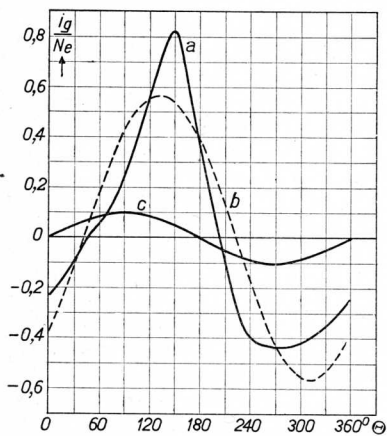


Fig. 246. a: Roosterstroom als functie van den tijd bij een triode met looptijdeffecten in de kathode-rooster-ruimte en in de rooster-anode-ruimte, voor  $\Psi = 180^\circ$ . b: Eerste harmonische van den roosterstroom. c: Rooster-wisselspanning.

*a* van fig. 245. De resulterende roosterstroom is derhalve het verschil tusschen de waarden van beide krommen, als weergegeven door de kromme *a* van fig. 246.

Wat ons hier interesseert is de belasting, die deze roosterstroom beteekent voor de excitatiespanning, en die bepaald wordt door de eerste harmonische van de impulsreeks volgens fig. 246. Deze eerste harmonische is het verschil van die welke vroeger voor de diode werd berekend, en die welke voor de triode geldt; men vindt daaruit:

$$\frac{ig_1}{Ne} = 0,564 \sin (\Theta - 41,9^\circ).$$

Deze uitdrukking vindt men weergegeven in de sinuslijn *b* van fig. 246.

De excitatiespanning wordt in dezelfde

figuur en op een willekeurige schaal voorgesteld door de sinuslijn  $c$ . Aangezien de faseverschuiving tusschen de excitatiespanning en de eerste harmonische van den roosterstroom kleiner is dan  $90^\circ$ , wordt een zeker excitatievermogen in het roostercircuit verbruikt; dit vermogen is gelijk aan:

$$W_{hf} = \frac{1}{2} V_{gp} I_{g1} \cos 41,9^\circ = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{8} V_a \cdot 0,564 Ne \cdot \cos 41,9^\circ = 0,0262 V_a Ne.$$

Het stuurvermogen bedraagt derhalve in het beschouwde geval 33% van het afgegeven H.F. vermogen en is dus zeer aanzienlijk.

Ten aanzien van dit stuurvermogen merken wij nog het volgende op.

In het overeenkomstige geval van lage frequenties wordt het stuurvermogen, indien roosterstroom vloeit, verbruikt als roosterdissipatie (door het bombardement van de electronen, die op het rooster vallen) en als energie in de rooster-gelijkspanningsbron (warmteontwikkeling in den roosterlekweerstand, resp. oplading van de roosterspanningbatterij). Als geen roosterstroom vloeit, is het stuurvermogen gelijk aan nul.

In het hier beschouwde geval van zeer hoge frequenties vallen er eveneens geen electronen op het rooster; het vermogen dat door de excitatiespanningsbron in het roostercircuit moet worden geleverd, wordt hier omgezet in kinetische energie van de electronen. Het totale vermogen dat aan de buis wordt toegevoerd, is dus dat van de excitatie en dat van de anode-gelijkspanning; het wordt omgezet in nuttig vermogen (in de anode-impedantie); in warmteontwikkeling in de anode (anodedissipatie) en in extra verhitting van de kathode (nl. door het bombardement der terugkeerende electronen). Het is daarom ook beter, om van het totale rendement te spreken dan van het anode-rendement. In het hier beschouwde geval wordt dan :

$$\eta_{tot} = \frac{W_o}{W_i + W_{hf}} = \frac{0,0795}{0,159 + 0,0262} = 43\%.$$

De ingangsimpedantie van het rooster is inductief met een fasehoek van  $41,9^\circ$ ; de modulus van de impedantie is:

$$|Z_g| = \frac{V_{gp}}{I_{g1}} = \frac{1/8 V_a}{0,564 Ne} = 0,222 \frac{V_a}{Ne} = \frac{1,77}{\sigma e}.$$

Vergelijkt men de verkregen resultaten met de overeenkomstige voor lage frequenties (waarbij echter de anode-wisselspanning in tegenfase met de excitatiespanning wordt ondersteld, dus  $\Psi = 0^\circ$ ), dan is op te merken, dat in het laatste geval de anodestroom identiek is met den stroom die door de kathode wordt geëmitteerd, zoodat:

IX. Zendsuizen voor zeer hoge frequenties

$$i_a = Ne \sin \theta \quad \text{voor } 0^\circ < \theta < 180^\circ,$$

$$i_a = 0 \quad \text{voor } 180^\circ < \theta < 360^\circ.$$

De eerste harmonische van deze impulsreeks van halve sinussen is:

$$i_{a1} = \frac{1}{2} Ne \sin \theta;$$

de gelijkstroom is:  $I_{a0} = Ne/\pi$ .

Dan wordt:  $W_i = I_{a0} V_a = \frac{1}{\pi} Ne V_a = 0,318 Ne V_a$ ;

$$W_o = \frac{1}{2} V_{ap} I_{a1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{7}{8} V_a \cdot \frac{1}{2} Ne = 0,219 Ne V_a$$

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{I_{a1}}{I_{a0}} \cdot \frac{V_{ap}}{V_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{7}{8} = 68,8\%;$$

$$|Z_a| = R_a = \frac{V_{ap}}{I_{a1}} = \frac{7/8 V_a}{1/2 Ne} = 1,75 \frac{V_a}{Ne} = \frac{14,0}{\sigma e}.$$

De volgende tabel is een vergelijking tusschen de verschillende grootheden van de L.F. en de H.F. instelling.

Tabel XII

$$v_g = V_{gp} \sin \theta; v_a = V_a - V_{ap} \sin (\theta - \psi);$$

$$V_{gp} = \frac{1}{8} V_a; V_{ap} = \frac{7}{8} V_a; \frac{d_2}{d_1} = 3; \frac{\omega^2 d_1^2}{V_{gp}} = 2 \frac{e}{m} \cdot (\theta_0 = 2).$$

	LF	UHF
$\psi$	$0^\circ$	$180^\circ$
$i_{a1}$	$0,5 Ne \sin \theta$	$0,1823 Ne \sin (\theta - 176,5^\circ)$
$i_{g1}$	0	$0,564 Ne \sin (\theta - 41,9^\circ)$
$I_{a0}$	$0,318 Ne$	$0,159 Ne$
$I_{g0}$	0	0
$Z_a$	$14,0/\sigma e$	$38,4/\sigma e \cdot e^{j 3,5^\circ}$
$Z_g$	$\infty$	$1,77/\sigma e \cdot e^{j 41,9^\circ}$
$W_i$	$0,318 Ne V_a$	$0,159 Ne V_a (0,1852 Ne V_a)$
$W_o$	$0,219 Ne V_a$	$0,0795 Ne V_a$
$W_a$	$0,039 Ne V_a$	$0,106 Ne V_a^1$
$W_{hf}$	0	$0,0262 Ne V_a$
$\eta$	$68,8\%$	$50,0\% (43,0\%)$

<sup>1)</sup> Dit vermogen is de warmteontwikkeling in anode en kathode gezamenlijk, als gevolg van het electronenbombardement.



## C. NIEUWERE ONTWIKKELING OP HET GEBIED VAN ZENDBUIZEN VOOR UKG

### § 1. Inleiding

In het voorgaande hebben wij gezien dat het de eindige looptijd van de electronen is, die de daling van het rendement en het H.F. vermogen bij een triode op steeds hogere frequenties veroorzaakt. Reeds lang heeft men getracht deze looptijden nuttig te gebruiken ter verbetering van de werking van ukg-buizen, en in het magnetron beschikt men als sinds jaren over een buis, die op golflengten van 1 m en korter een behoorlijk vermogen met goed rendement kan leveren. Later heeft men nieuwe methoden voor het opwekken van ultra hoge frequenties gevonden, waarbij de looptijd der electronen wordt benut om een snelheidsmodulatie der electronen om te zetten in een amplitudemodulatie van de electronenstroom. De electronen worden hierbij tot een straal gebundeld, zoodat ze niet op de met het trillingsysteem verbonden electroden terechtkomen, maar door een aparte, verder weg in de buis opgestelde electrode kunnen worden opgevangen. Deze laatste kan een willekeurige grootte hebben, waardoor de anodedissipatie sterk kan toenemen.

We zullen ons in de volgende paragraaf met het principe dezer nieuwe methode bezig houden. De hierop berustende buizen noemt men snelheidsmodulatiebuizen, inhaalbuizen of klystrons.

### § 2. Snelheidmodulatie

In fig. 247 is het principe van een inhaalbuis weergegeven. Een electronenstraal  $S$ , die geëmitteerd wordt door een kathode  $K$ , en wordt gebundeld met behulp van een axiaal magneetveld, passeert den Wehnelt cylinder  $W$  en de versnellingsanode  $A_0$ , die een gelijkspanning  $V_0$  heeft t.o.v. de kathode, en vervolgens de twee dicht achter elkaar gelegen roosters  $A$  en  $B$ . Deze roosters staan eveneens op een gelijkspanning,  $V_0$ , t.o.v. de kathode, terwijl er tusschen de roosters een wisselspanning  $v = V_m \sin \omega t$  staat.

De afstand  $AB$  is zoo klein,

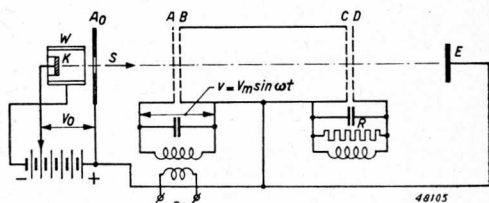


Fig. 247. Principeschema van een inhaalbuis:  $K$  = kathode;  $W$  = Wehnelt cylinder;  $A_0$  = versnellingsanode;  $AB$  = modulatorroosters;  $CD$  = inductieroosters;  $E$  = opvangelectrode;  $S$  = kathodestraal;  $B-C$  = inhaalruimte.

dat over den afstand  $AB$  de looptijd der electronen, die de ruimte  $AB$  bij  $A$  met de snelheid  $w_0 = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}}$  binnentreden, te verwaarloozen is t.o.v. den duur van de periode  $T = 2\pi/\omega$  der H.F. wisselspanning  $v$ . Ten tijde  $t_1$  passeeren dus bij  $B$ , in de ruimte  $BC$ , electronen met een snelheid overeenkomend met de potentiaal van  $B$ , d.i.  $V_0 + V_m \sin \omega t_1$ ; deze snelheid is mitsdien:

$$w = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot V_0 + V_m \sin \omega t_1} = w_0 \sqrt{1 + \alpha \sin \omega t_1} \quad (9, 43)$$

Uit deze formule blijkt, dat de snelheid der electronen die  $B$  passeeren, verschillend is al naar gelang van het tijdstip  $t_1$ , waarop het rooster  $B$  wordt gepasseerd. In fig. 248, waar de formule (9, 43) in teekening is gebracht voor  $\alpha (= V_m/V_0) = 0,3$ , is dit ook duidelijk te zien. Men zegt, dat de electronenstraal een snelheidsmodulatie heeft ondergaan. De grootte  $\alpha$  wordt de modulatie diepte genoemd <sup>1)</sup>.

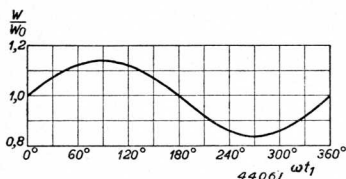


Fig. 248. Snelheid waarmee de electronen het rooster  $B$  passeeren, als functie van den tijd, voor een modulatie diepte  $\alpha = 0,3$ .

Wat wij aldus hebben verkregen, is een electronenstroom van constante sterkte, doch variabele snelheid, d.w.z. het aantal electronen dat per tijdeenheid het rooster  $B$

passeert, is constant, doch de snelheid der verschillende electronen is afhankelijk van den tijd waarop het rooster  $B$  wordt gepasseerd.

De electronenstraal betreedt vervolgens de veldvrije ruimte  $BC$  (inhaalruimte). Op de electronen werken derhalve geen krachten; het gevolg is, dat in den in snelheid gemoduleerden straal de snelle electronen vooruitloopen, de langzame achterblijven, zoodat er op eenigen afstand van  $B$  plaatsen in den straal zijn, waar de electronen opeenhoopen, terwijl zich op andere plaatsen geen of nagenoeg geen electronen bevinden. Men drukt dit wel uit door te zeggen dat de snelheidsmodulatie in een dichtheidsmodulatie is overgegaan.

Het ontstaan van verdichtingen en verdunningen langs den electronenstraal is duidelijk te illustreeren aan de hand van een afstand-tijd diagram. Ten tijde  $t$  is de afstand  $x$ , die een electron heeft afgelegd na het passeeren

<sup>1)</sup> Eigenlijk is  $\alpha$  de modulatie diepte van de spanning. De modulatie diepte van de snelheid is (voor kleine waarden van  $\alpha$ ) gelijk aan  $\alpha/2$ .

van  $B$ , ten tijde  $t_1$ :

$$x = w(t - t_1) = w_0(t - t_1) \sqrt{1 + a \sin \omega t_1}. \quad (9, 44)$$

Voor een gegeven waarde van  $t_1$ , d.i. dus voor een bepaald electron, is deze vergelijking een rechte lijn met een helling

$$\frac{dx}{dt} = w = w_0 \sqrt{1 + a \sin \omega t_1}.$$

Voor verschillende waarden van  $t_1$ , dus verschillende electronen, geeft fig. 249 het verband tusschen  $x$  en  $t$ . Daarbij werd als abscis de grootheid  $\Theta (= \omega t)$  gebruikt, en als ordinaat de grootheid  $\xi (= \omega x/w_0)$ ; de formule (9, 44) gaat dan over in:

$$\xi = (\Theta - \Theta_1) \sqrt{1 + a \sin \Theta_1}, \quad (9, 45)$$

waarin  $\Theta_1 = \omega t_1$  is.

Snijden twee lijnen elkaar, dan beteekent dit, dat twee electronen elkaar inhalen. Uit fig. 249 ziet men dat, naarmate de afstand  $x$  tot de uittreelectrode  $B$  grooter wordt, in den straal verdichtingen en verdunningen ontstaan. Trekt men in fig. 249

een lijn evenwijdig aan de  $\Theta$  as, bijv. ter plaatse  $\xi = 8$ , dan liggen de snijpunten van deze lijn met de afstand-tijd lijnen afwisselend dicht op elkaar en ver uiteen. Dit beteekent dat, op een bepaalde plaats  $x$  in den straal het aantal electronen regelmatig toe- en afneemt, m.a.w. dat in den electronenstraal verdichtingen en verdunningen zijn ontstaan. De grootte van de verdichtingen en verdunningen in den straal, m.a.w. de modulatie van den straalstroom, is gemakkelijk als volgt te berekenen.

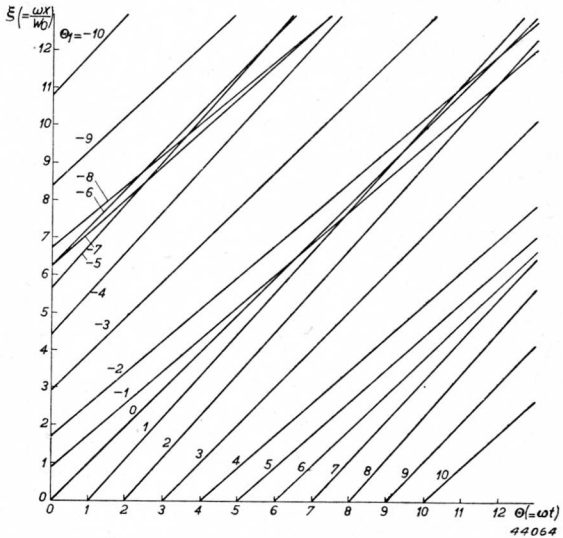


Fig. 249. De afstand  $x$ , die de electronen afleggen na het passeeren van de electrode  $B$ , als functie van den tijd  $t$ , voor verschillende waarden van den tijd  $t_1$  ( $\Theta_1 = \omega t_1$ ), waarop  $B$  wordt gepasseerd.

Is  $i_0$  de stroomsterkte ter plaatse van het rooster  $B$ , dan passeeren in het interval tusschen  $t_1$  en  $t_1 + dt_1$ ,  $i_0 dt_1$  electronen. Ditzelfde aantal passeert het punt  $x$  tusschen de tijdstippen  $t$  en  $t + dt$ . Is  $i$  de stroomsterkte daar ter plaatse, dan geldt dus:

$$i_0 dt_1 = idt, \text{ waaruit volgt: } i = i_0 \frac{dt_1}{dt} \dots \dots \dots (9, 46)$$

Het verband tusschen  $dt_1$  en  $dt$  is uit (9, 44) te berekenen; immers, wanneer een electron dat ten tijde  $t_1$  het rooster  $B$  passeert, op den tijd  $t$  ter plaatse  $x$  aankomt, zal een electron dat ten tijde  $t_1 + dt_1$  vertrekt, hetzelfde punt  $x$  bereiken op het tijdstip  $t + dt$ , dat is bepaald door (9, 44):

$$x = w_0 (t - t_1) \sqrt{1 + a \sin \omega t_1} = w_0 (t + dt - t_1 - dt_1) \sqrt{1 + a \sin \omega (t_1 + dt_1)}.$$

Hieruit volgt:

$$\frac{dt_1}{dt} = \frac{1}{1 - \frac{a}{2} (\omega t - \omega t_1) \frac{\cos \omega t_1}{1 + a \sin \omega t_1}}.$$

Vervangt men hierin met behulp van (9, 44) den factor  $\omega t - \omega t_1$  door

$$\frac{\omega x}{w_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + a \sin \omega t_1}}, \text{ dan wordt}$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \frac{1}{1 - \frac{a}{2} \cdot \frac{\cos \omega t_1}{(1 + a \sin \omega t_1)^{3/2}} \cdot \frac{\omega x}{w_0}} \dots \dots \dots (9, 47)$$

en dus wordt (9, 46):

$$i = \frac{i_0}{1 - \frac{a}{2} \cdot \frac{\cos \omega t_1}{(1 + a \sin \omega t_1)^{3/2}} \cdot \frac{\omega x}{w_0}} = \frac{i_0}{1 - \frac{a}{2} \cdot \xi \cdot \frac{\cos \theta_1}{(1 + a \sin \theta_1)^{3/2}}} \dots \dots \dots (9, 48)$$

Met behulp van deze formule is voor een gegeven plaats langs den straal, dus voor een gegeven waarde van  $x$  (of  $\xi$ ), de waarde van den straalstroom  $i$  als functie van den tijd  $t$  (of  $\theta$ ) te berekenen, mits men daarbij, met behulp van de vergelijking (9, 44),  $t_1$  (of  $\theta_1$ ) uitdrukt in  $t$  (of  $\theta$ ). Bij de praktische berekening verkrijgt men, bij gegeven  $\xi$ , uit (9, 45) de waarde van  $\theta$  voor verschillende waarden van  $\theta_1$ , terwijl men uit (9, 48)  $i$  berekent voor dezelfde waarden van  $\theta_1$ .

In fig. 250 is de aldus berekende verhouding  $i/i_0$  weergegeven als functie van  $\theta$  ( $= \omega t$ ) voor verschillende waarden van  $\xi$  ( $= \omega x/w_0$ ) en voor een modulatie diepte  $a = 0,3$ .

C § 2. Snelheidmodulatie

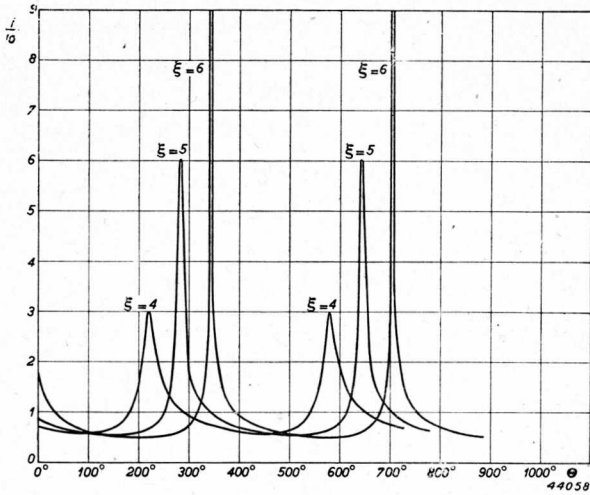


Fig. 250. Straalstroomsterkte als functie van den tijd, gemeten op verschillende afstanden  $x$  (cf  $\xi = \omega x/w_0$ ) van  $B$ .

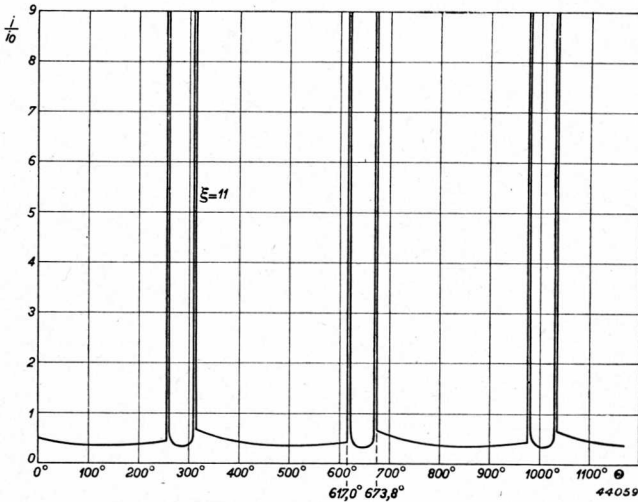


Fig. 251. Als fig. 250, voor  $\xi = 11$ .

Hieruit blijkt dat de straalstroom een impuls karakter heeft gekregen, en dat dit des te sterker is naarmate de afstand  $x$  (dus de grootte  $\xi$ ) grooter is. Voor  $\xi = 6$  bereikt de impuls zelfs een oneindig groote waarde, terwijl

voor nog grotere afstanden de impulsen een dubbelen top vertoonen, zooals blijkt uit fig. 251, waar  $i/i_0$  gegeven is als functie van  $\Theta$  voor  $\xi = 11$ .

Kwalitatief is een en ander ook te zien in fig. 249. Voor  $\xi = 0$  zijn de snijpunten met de afstand-tijd lijnen der verschillende electronen aequidistant naar den tijd; naarmate  $\xi$  grooter wordt dringen de snijpunten op bepaalde plaatsen meer en meer samen, en spreiden daartusschen meer uiteen, tot, voor  $\xi = 6$ , de snijpunten het dichtst opeen liggen. Op dezen afstand arriveert dus een groot deel der electronen terzelfder tijd in hetzelfde punt van den straal; men noemt dit verschijnsel fasefocusseering. Voor nog grotere waarden van  $\xi$ , dus aan de andere zijde van het focus, verzamelen de snijpunten zich in twee groepen, overeenkomend met den dubbelen top van den impuls.

Het optreden van een oneindig hoogen impuls, alsmede van de impulsen met twee toppen kan men als volgt uit de vergelijkingen afleiden:

Uit (9, 46) blijkt dat de straalstroom  $i$  oneindig groot wordt als het differentiaalquotiënt  $dt_1/dt$  oneindig groot wordt, en dit is het geval zodra in (9, 47) de noemer van het rechterlid verdwijnt. Teekent men nu  $t$  als functie van  $t_1$  met behulp van (9, 44), nl.

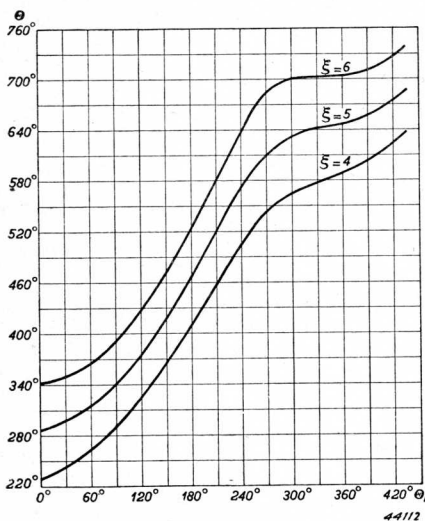


Fig. 252. De tijd  $\Theta$ , waarop een bepaald punt  $\xi$  van den straal wordt bereikt door een electron dat op een tijdstip  $\Theta_1$  de electrode B heeft verlaten, voor  $\xi = 4$ , 5 en 6.

$$t = t_1 + \frac{x/w_0}{\sqrt{1 + a \sin \omega t_1}}, \text{ of}$$

$$\Theta = \Theta_1 + \frac{\xi}{\sqrt{1 + a \sin \Theta_1}},$$

en wel voor verschillende waarden van de grootheid  $\xi$  ( $= \omega x/w_0$ ), dan vindt men voor  $\xi = 4, 5$  en 6 fig. 252, en voor  $\xi = 11$  fig. 253. Beschouwen wij het geval  $\xi = 4$ , dan blijkt dat bij iedere waarde van  $\Theta$  één waarde van  $\Theta_1$  behoort, hetgeen dus beteekent dat op de beschouwde plaats langs den straal op het tijdstip  $\Theta$  alleen de electronen passeeren die op het tijdstip  $\Theta_1$  zijn vertrokken. Is daarentegen de afstand  $x$  grooter, bijv.  $\xi = 11$ , dan is het mogelijk dat te beschouwer

plaatse electronen passeeren die op zeer verschillende tijdstippen zijn vertrokken. Beschouwen wij het geval  $\Theta = 660^\circ$ , dan zal een lijn door deze waarde van  $\Theta$ , evenwijdig aan de abscissenas, de  $\Theta - \Theta_1$  kromme in drie punten snijden, waarvoor resp.  $\Theta_1 = -93^\circ, -38^\circ$  en  $105^\circ$  is. Dit beteekent dat, ten tijde  $\Theta = 660^\circ$ , te beschouwer plaatse  $x$  electronen passeeren, die vertrokken zijn op de tijdstippen  $\Theta_1 = -93^\circ, -38^\circ$  en  $105^\circ$ . Bij het berekenen van den straal-

stroom met behulp van (9, 48) moeten wij dan ook de bijdragen van ieder dezer electronengroepen beschouwen; de totale stroom is dan de som van alle aldus berekende deelen.

Het bovengenoemde verschijnsel is blijkbaar een gevolg van de omstandigheid, dat de  $\Theta - \Theta_1$  kromme twee punten met horizontale raaklijn bevat, nl. die welke behooren bij  $\Theta = 617^\circ, 0$  en  $\Theta = 673,8^\circ$ . Deze

punten duiden de tijdstippen aan waarop de stroom oneindig groot wordt. Immers, in die punten is het differentiaalquotient  $d\Theta/d\Theta_1 = 0$ , dus  $d\Theta_1/d\Theta = dt_1/dt = \infty$ , en, volgens (9, 46) eveneens  $i$ . De kromme voor  $\xi = 6$  (fig. 252) is een grensgeval; zij bevat één punt met horizontale raaklijn, en derhalve heeft de impuls één oneindig hooge top. Voor kleinere waarden van  $\xi$  kan een horizontale raaklijn niet optreden en kan derhalve de straalstroom ook niet oneindig groot worden.

De waarde van  $\xi$  voor het grensgeval is uit (9, 48) te berekenen, door in het rechterlid den noemer gelijk te stellen aan nul. De uitdrukking

$$\frac{\cos \Theta_1}{(1 + \alpha \sin \Theta_1)^{3/2}} = f(\Theta_1)$$

bereikt haar maximale waarde voor die waarde van  $\Theta_1$ , waarvoor geldt:

$$\sin \Theta_1 = \frac{1 - \sqrt{1 + 3\alpha^2}}{\alpha}$$

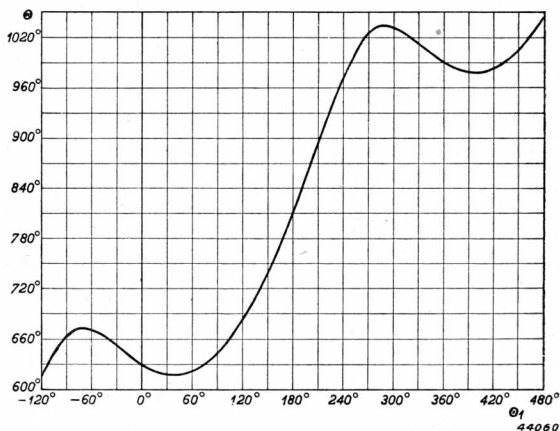


Fig. 253. Als fig. 252, voor  $\xi = 11$ .



Noemt men  $F$  de maximale waarde van  $f(\theta_1)$ , die behoort bij deze waarde van  $\theta_1$ , en kiest men dan  $x$  zoodanig dat de noemer van (9, 43) verdwijnt, dan is de bewuste waarde van  $\xi$ :

$$\xi f = \frac{1}{\frac{a}{2} F}.$$

De aldus gevonden waarde van  $\xi$  duidt nu het bovenomschreven grensgeval aan; immers, aangezien  $F$  de grootste waarde is die  $f(\theta_1)$  ooit kan bereiken, zal bij kleinere  $\xi$  de noemer van (9, 43) nooit nul kunnen worden, en dus de stroom nooit oneindig groot; daarentegen wél bij grootere  $\xi$ . In het hier beschouwde geval met  $a = 0,3$ , wordt  $\theta_1 = -25^\circ 2'$ ,  $F = 1,11$  en  $\xi f = 6,00$ .

Nadat op de bovenomschreven wijze de snelheidsmodulatie in een dichtheidmodulatie is overgegaan, treedt de electronenstraal door de twee dicht achter elkaar gelegen roosters  $C$  en  $D$ . Buiten de buis zijn deze roosters verbonden door middel van een kring, die op de excitatiefrequentie  $\omega$  is afgestemd en dus alleen voor deze frequentie een hoge impedantie heeft, terwijl de impedantie voor alle andere in aanmerking komende frequenties te verwaarloozen is.

Wij onderstellen dat  $C$  en  $D$  volkomen doorlaatbaar zijn voor electronen, doch niet voor elektrische krachtlijnen. Dit beteekent dat op het rooster  $D$  pas dán influentieladingen zullen worden teweeggebracht, zoodra de electronen van den in dichtheid gemoduleerden straal  $S$  het rooster  $C$  gepasseerd zijn. Doordat de afstand  $CD$  zoo klein is, dat de looptijd der electronen in deze ruimte te verwaarloozen is, is de stroom die via de uitwendige schakeling naar  $D$  vloeit, als gevolg van de electronenbeweging tusschen  $C$  en  $D$  op ieder oogenblik in absolute grootte gelijk aan den electronenstroom die het rooster  $C$  passeert, dat is dus de stroom  $i$  zooals hij voor bepaalde waarden van  $\xi$  in de figuren 250 en 251 werd berekend.

Nadat de electronen het rooster  $D$  zijn gepasseerd en op weg zijn naar de opvangelektrode  $E$ , zullen ze eveneens influenceerend werken op  $D$ ; aangezien echter de afstand  $DE$  zeer groot is in vergelijking met den afstand  $CD$ , zullen de verdichtingen en verdunningen in den straalstroom elkaar, wat hun influentie op  $D$  betreft, compenseeren, en zal dus alleen de gemiddelde waarde van dezen straalstroom, nl.  $i_0$ , in rekening moeten worden gebracht.

Wij komen dus tot de conclusie dat uit het uitwendig circuit naar  $D$  vloeit de totale impulsstroom, verminderd met den gelijkstroom  $i_0$ . Op soortgelijke wijze is aan te toonen dat dezelfde stroom wegvloeit van de electrode  $C$  in de richting van het uitwendig circuit; daarbij wordt dan weer gebruik gemaakt van het feit dat in de ruimte  $BC$  het effect van de dichtheidsmodulatie van den straal op de electrode  $C$  verdwijnt als gevolg van den grooten afstand  $BC$ .

Nu kan men zich den impulsvormigen stroom ontleed denken in zijn verschillende componenten, op dezelfde wijze als dat in hoofdstuk III is gedaan voor den H.F. klasse C-versterker; één dezer componenten is dan uiteraard een sinusvormige wisselstroom met cirkelfrequentie  $\omega$ . Omdat nu juist, volgens de onderstelling, de kring een hooge, ohmsche impedantie  $R$  vertoont voor deze frequentie, zal zich hierover een wisselspanning ontwikkelen, waarvan de amplitude  $V_p$  gelijk is aan deze impedantie  $R$ , vermenigvuldigd met de amplitude  $I_1$  van den bewusten stroomcomponent. Het vermogen dat in dezen weerstand ontwikkeld wordt, is dan:

$$W_c = 1/2 V_p I_1.$$

Dit vermogen wordt ontleend aan de kinetische energie van de electronen die zich bewegen van  $C$  naar  $D$ : het aantal electronen is nl. juist maximaal op het moment dat de wisselspanning tusschen  $C$  en  $D$  maximaal is, en wel in dien zin, dat de electronen geremd worden, en dus worden gedwongen tot het afstaan van hun kinetische energie.

Nadat de electronen aldus grootendeels hun snelheid hebben verloren, passeeren zij het rooster  $D$  en bewegen zij zich naar de electrode  $E$ , die aan de gelijkspanning  $V_0$  ligt. Treffen zij deze electrode, dan wordt hun kinetische energie in warmte omgezet; dit is de anodedissipatie.

Evenals bij een triodeversterker, verstaat men onder het opgenomen vermogen het product van de anode-gelijkspanning  $V_0$  en den straal-gelijkstroom  $i_0$ :

$$W_i = V_0 i_0;$$

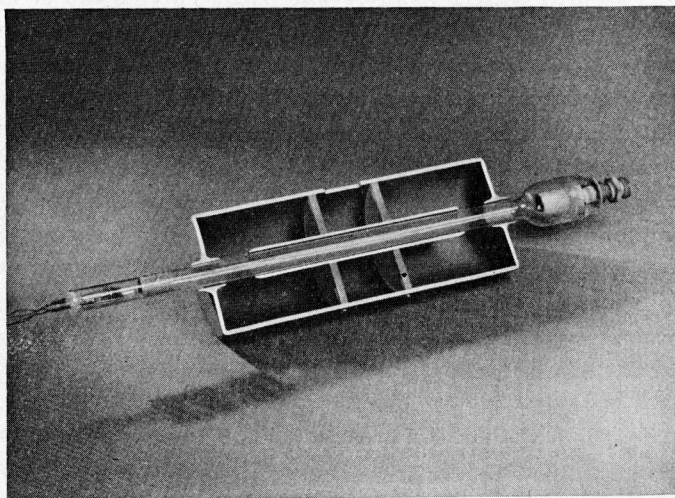
het rendement van de buis wordt derhalve:

$$\eta = 1/2 \frac{V_p I_1}{V_0 i_0}.$$

Gaan wij na hoe groot dit rendement kan worden, dan is ten aanzien van de verhouding  $V_p/V_0$  op te merken, dat deze nooit grooter mag worden dan 1,

emdat anders gedurende een deel van de periode de electronen zouden terugkeeren; de hiervoor gegeven beschouwingen gelden dan niet meer. Verder is de verhouding  $I_1/i_0$  afhankelijk van de impulsgeedaante, evenals dat het geval was bij de impulsen van hoofdstuk III. Waar hier de impulsvorm afhankelijk is van de grootte  $\xi$ , dus van de plaats  $x$  langs den straal, zal ook de verhouding  $I_1/i_0$  met deze grootte veranderen. Een nadere berekening, waarvoor naar de literatuur wordt verwezen, leert dat deze verhouding haar maximale waarde bereikt op eenigen afstand voorbij het focus, dat is dus op een plaats waar de impuls een dubbelen top vertoont, en wel is, voor niet te groote modulatie diepte,  $\xi_m = 1,84 \xi_f$ . Brengt men dus ter plaatse  $\xi_m$  de roosters  $C$  en  $D$  aan, dan verkrijgt men het hoogste rendement. Het blijkt dat dit gelijk is aan 58%.

Bij de opstelling volgens fig. 247 is aan een versterker gedacht, waarbij aan de roosters  $AB$  door een excitatie-spanningbron een wisselspanning van een bepaalde frequentie wordt toegevoerd, terwijl door de roosters  $CD$  het  $H.F.$  vermogen aan den belastingkring wordt afgegeven. Evenals bij een triode, kan men ook hier een versterker in een oscillator



47248

Fig. 254. Eenvoudig voorbeeld (doorsnede) van een oscillator volgens het snelheidsmodulatie-principe, waarbij de ingang- en de uitgangkring gecombineerd zijn tot een concentrisch Lecher systeem, dat tevens de terugkoppeling bezorgt.

veranderen door het aanbrengen van een terugkoppeling tusschen den uitgangs- en den ingangskring, die ook hier aan bepaalde eischen ten aanzien van amplitude en fase moet voldoen, wil de buis met maximaal rendement werken.

In fig. 247 zijn voorts de in- en de uitgangskring schematisch aangeduid door de klassieke parallelschakeling van zelfinductie en capaciteit. In werkelijkheid hebben de kringen, die bij de hier optredende frequenties ( $10^9$  per/sec) worden gebruikt, een geheel anderen vorm, en wel gebruikt men z.g. trilhouten en concentrische Lecher systemen. Daarmee bereikt men eenerzijds, dat de afmetingen der kringen behoorlijk groot blijven; anderzijds, dat de kringverliezen tot een minimum worden beperkt, wat bij de kringen met gescheiden zelfinductie en capaciteit op deze hoge frequenties niet het geval is.

Een eenvoudig voorbeeld van een oscillator volgens het principe der snelheidsmodulatie toont fig. 254. De electronenstraal wordt opgewekt in een kwartsbuis, die door een concentrisch Lecher systeem is omgeven. De binnenste der beide coaxiale cylinders sluit direct om de buis en dient als inhaalruimte; de buitenste buis is de terugkoppelleiding. Als modulatie-

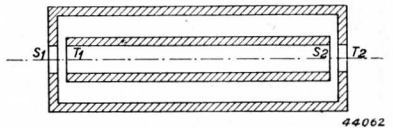


Fig. 255. Schematische voorstelling van de kring, gebruikt in fig. 254:  $S_1T_1$ : modulatiespleet;  $S_2T_2$ : inductiespleet.

roosters fungeren de spleten  $S_1$  en  $T_1$  (fig. 255), als inductieroosters de spleten  $S_2$  en  $T_2$ . De terugkoppeling is bij deze opstelling niet variabel, hetgeen tot gevolg heeft dat het rendement niet de grootst mogelijke waarde kan bereiken. Daartegenover staat dat, in plaats van een afzonderlijke ingangs- en uitgangskring, er nu slechts één kring aanwezig is, nl. het concentrische buissysteem, hetgeen de afstemming uiteraard zeer vergemakkelijkt.

De koppeling met de belasting geschiedt door middel van een draadlus, die door een spleet in den buitencylinder naar binnen wordt gebracht en aldus met het magnetische veld van den kring is gekoppeld.

Het geheel is geplaatst in een coaxiaal magnetisch veld, ter bundeling van den electronenstraal.

## § 3. Versterkbuis volgens Haeff

De versterkbuis, zooals ze door Haeff werd beschreven, is te beschouwen als een overgang van den penthodeversterker naar de inhaalbuis.

Ook bij deze buis wordt gebruik gemaakt van een electronenstroom, doch de dichtheidmodulatie wordt hier, evenals bij de penthode, verkregen met behulp van een stuurrooster, waarop een excitatiespanning van de gewenschte frequentie wordt aangebracht. Vervolgens passeert deze aldus gemoduleerde electronenstroom, evenals bij de inhaalbuis, de inductie-electroden, die met een resonantiekring zijn verbonden, en bereikt ten slotte de opvangelektrode. Schematisch is dus de opstelling van zulk een versterkbuis volgens Haeff zooals weergegeven in fig. 256: K is de

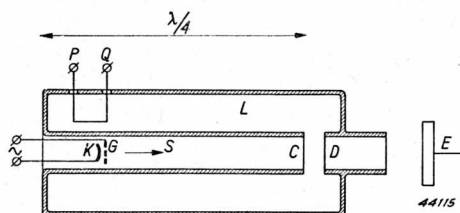


Fig. 256. Schets van een Haeff buis; K: kathode; G: stuurrooster; S: kathodestraal; CD: inductie-electroden; E: opvangelektrode; L: resonantiekring; PQ: koppellus voor de belasting.

kathode, die den electronenstraal S emitteert, welke door middel van het rooster G een dichtheidmodulatie ondergaat. Vervolgens passeert de straal de (niet geteekende) focusseerings- en versnellings-elektrode, en daarna de inductie-electroden C en D, om ten slotte op de opvangelektrode E te eindigen.

De uitgangskring is in dit geval een concentrisch Lecher systeem L ter lengte  $\lambda/4$ , dat aan de linkerzijde kortgesloten is; de einden C en D der beide buizen vormen de inductie-electroden. De belasting wordt aangesloten aan de uiteinden P en Q van een draadlus, die met het magnetische veld van den kring is gekoppeld.

Ook hier is een axiaal magnetisch veld aangebracht ter bundeling van den electronenstraal.

Doordat, evenals bij de inhaalbuis, de functies van inductie-electroden en opvangelektrode zijn gescheiden, kan de laatste worden uitgevoerd met een

groot oppervlak, noodig voor een hooge anodedissipatie, zonder dat dit aan de H.F. eigenschappen van de buis afbreuk doet, terwijl de inductie-electroden op de meest gunstige wijze met den H.F. kring kunnen worden gecombineerd. Doordat met een hooge versnellingspotentialaal wordt gewerkt is de looptijd der electronen tusschen de inductie-electroden *C* en *D* klein; anderzijds kan de potentiala van de opvangelectrode *E* laag worden gehouden, hetgeen het rendement ten goede komt. De constructie van de buis is verder zoodanig, dat de afstand tusschen *G* en *C* eenerzijds en tusschen *D* en *E* anderzijds betrekkelijk groot is; het H.F. veld tusschen *C* en *D* kan daardoor practisch geen invloed uitoefenen op de electroden *G* en *E*. De koppeling tusschen de uitgangzijde (*CD*) en de ingangzijde (*GK*) is dientengevolge nagenoeg nihil, zulks in tegenstelling tot den toestand bij den triode- en den penthodeversterker.

Wat uiteraard wel blijft bestaan, is, evenals bij de penthode, de invloed van de looptijden der electronen in de kathode-roosterruimte. Wil men de nadeelige invloed (demping) hiervan vermijden, dan moet de afstand *K-G* zeer klein worden gehouden, hetgeen tot constructieve bezwaren aanleiding kan geven. Een verbetering is de buis met snelheidsmodulatie, waarbij de voordeelen van het uitgangssysteem ook bij het ingangssysteem zijn toegepast. Men werkt dus ook bij het ingangssysteem met een bundel snelle electronen, waardoor de looptijd tusschen de modulator-electroden te verwaarloozen klein wordt, doch aangezien de excitatie-spanning niet meer de grootte van de kathodestroom regelt en dus geen dichtheidmodulatie meer teweeg kan brengen, moet men het inhaalprincipe te hulp roepen, om de verkregen snelheidsmodulatie in een dichtheidmodulatie om te zetten.

#### § 4. Vergelijking tusschen de penthode, de buis volgens Haeff en de inhaalbuis

Ten slotte zullen wij nog nagaan hoe men door verandering van den penthodeversterker op logische wijze kan komen tot de beide andere buizen.

Wij hebben reeds besproken welke bezwaren aan den penthode- (resp. triode-) versterker kleven bij toepassing op zeer hooge frequenties. Wij resumeeren die als volgt:

- a. Bij hooger worden van de frequentie vormen de looptijden der electronen tusschen de verschillende electroden een steeds grooter deel van de periode der H.F. wisselspanningen. Voor de stuurroosterruimte beteekent dit het optreden van demping, dus van extra excitatie-



- vermogen; voor de anoderuimte de afplatting van de anodestroomimpulsen, dus daling van het rendement.
- b. Tracht men den invloed van deze looptijden ongedaan te maken door het verkleinen van de onderlinge afstanden der electroden, dan wordt de capaciteit tusschen die electroden grooter, wat moeilijkeden met zich brengt bij het dimensionneeren der kringen.
  - c. Behalve door het verkleinen van de afstanden tusschen de electroden, worden de bedoelde capaciteiten ook grooter naarmate de oppervlakte der electroden toeneemt; men is dus gedwongen om de oppervlakte der electroden drastisch te verkleinen, als men door verkleining der electrodenafstanden de capaciteiten van de buis niet overmatig wil laten toenemen. Het gevolg is, dat met de oppervlakte ook het dissiperend vermogen der electroden, met name dat van de anode en het schermrooster, afneemt, wat een directen hinderpaal vormt voor het verkrijgen van een groot vermogen.
  - d. Doordat bij de penthode de stuurroosterruimte en de anoderuimte dicht op elkaar zijn gelegen, is een zekere koppeling tusschen den uitgangsen den ingangskring niet geheel te vermijden. Eenerzijds is een directe koppeling aanwezig tusschen de anode en het stuurrooster door de capaciteit  $C_{ag_1}$ ; anderzijds bestaat er een indirecte koppeling tusschen beide wegens de groote onderlinge capaciteiten tusschen anode, vang-, scherm- en stuurrooster en de zelfinducties der vang- en schermroosterleiding.

Wil men aan de bovengenoemde bezwaren tegemoet komen, dan heeft men met het verkleinen van de afstanden tusschen de electroden slechts een gedeeltelijk succes, want weliswaar bereikt men met de zg. knoopbuizen zeer hoge frequenties ( $\lambda < 1$  m), doch slechts een gering vermogen, als gevolg van de kleine afmetingen der electroden.

In plaats van de afstanden te verkleinen, kan men ook de snelheid der electronen vergrooten, indien men hun looptijden wil verkleinen. Dit is toegepast zoowel in de buis volgens Haeff (bij de inductie-electroden) als in de inhaalbuis (bij de inductie- en de modulatie-electroden), waar de electronenstroom uiteindelijk een versnellingselectrode op hooge potentiaal passeert. Daarbij maakt men echter gebruik van een electronenstroom in den vorm van een straal, in combinatie met een focusseeringselectrode en een axiaal magnetisch veld, terwijl de verschillende electroden doorboord zijn, om electronenbombardement zooveel mogelijk te vermijden. In principe toch zou men ook een penthode met hooge schermroosterspanning kunnen ge-



bruiken, waardoor althans tusschen het schermrooster en de anode de looptijd der electronen klein wordt, doch het bezwaar, dat men daarbij ontmoet bestaat in het electronenbombardement op de schermroosterdraden. Dit bombardement wordt dus bij de beide nieuwere buizen vermeden door de toepassing van een kathodestraal met focusseering.

In alle drie de buizen wordt een modulatie van den electronenstroom teweeggebracht; in de penthode en de buis volgens Haeff met behulp van een stuurrooster, dat direct de grootte van den geëmitteerden kathodestroom regelt; in de inhaalbuis door middel van de combinatie: modulator-electroden met inhaalruimte. In het laatste geval liggen de modulator-electroden achter de versnellingselectrode; dientengevolge kunnen de modulatorelectroden geen variatie van den straalstroom teweeg brengen, evenmin als in een penthode het vangrooster de grootte van den kathodestroom kan regelen. Zooals wij hebben besproken wordt slechts een snelheidsmodulatie teweeggebracht, die in de inhaalruimte in een stroomsterkte-modulatie wordt omgezet. Het voordeel van deze laatste methode werd reeds besproken in § 3.

De gemoduleerde electronenstroom betreft vervolgens de ruimte, waar de energie-omzetting moet plaats hebben. Bij de penthode is dit de ruimte schermrooster-anode; bij de beide andere buizen de ruimte tusschen de inductie-electroden. Uit een oogpunt van energie-omzetting kan men het schermrooster en de anode van een penthode ook als inductie-electroden beschouwen. In de eerste plaats toch ligt bij de penthode de uitgangskring tusschen de beide gecombineerde electroden, evenals bij de inhaalbuis (immers, het schermrooster heeft dezelfde H.F. potentiaal als de kathode); in de tweede plaats is de berekening van den stroom in het uitwendig circuit bij de penthode geheel gelijk aan die bij de inhaalbuis, en geschiedt op de wijze als behandeld in B, § 3. Indien daarbij de looptijd der electronen klein is t.o.v. den duur van één H.F. periode, dan is de stroom in het uitwendig circuit gelijk aan den electronenstroom die door de eerste electrode de inductieruimte binnentreedt. Slechts doordat bij de penthode de tweede inductie-electrode den electronenstroom opvangt, terwijl bij de inhaalbuis deze electrode den stroom doorlaat, vloeit in het eerste geval in het uitwendig circuit ook de gelijkstroomcomponent van den electronenstroom, terwijl die in het tweede geval door een afzonderlijke electrode wordt opgenomen. De voordeelen van de splitsing der functies van de inductie-electroden en de opvangelectrode werden reeds in § 3 genoemd; de anode kan een groot oppervlak en dus een groot dissipeerend vermogen krijgen, zonder dat dit

afbreuk doet aan de H.F. eigenschappen van de buis, terwijl de kring op geschikte wijze met de inductie-electroden kan worden gecombineerd, zonder dat dit met het introduceeren van een groote capaciteit gepaard behoeft te gaan. Wij verwijzen hiervoor naar de uitvoeringsvormen dier electroden in de figuren 255 en 256.

Ten slotte is door de wijze van opbouw de koppeling van het H.F. elektrische veld van den uitgangskring met de ingangselectroden bij de buis volgens Haeff en bij de inhaalbuis veel geringer dan bij de penthode.

---

Na het gereed komen van dit boek zijn op het gebied der zendbuizen voor ultra korte golven belangrijke vorderingen gemaakt, die hier niet meer konden worden besproken. Ook aan het magnetron, dat vóór den oorlog eenigszins op den achtergrond was geraakt, is de laatste jaren zeer veel ontwikkelingswerk verricht; in radarinstallaties is dit thans de algemeen gebruikte zendbuis voor centimetergolven. Den belangstellenden lezer verwijzen wij voor de nieuwe typen van ukg-zendbuizen naar de volgende literatuur:

F. Coeterier, De multireflectiebuis, een nieuwe oscillatorbuis voor zeer korte golven, Philips techn. T. **8**, 257, 1946.

H. E. Hollmann, Erzeugung und Verstärkung von Dezimeter- und Zentimeterwellen, Tel. Fernspr. Funk und Fernseh-Techn. **31**, 281 en 322, 1942; **32**, 37 en 65, 1943.

R. Warnecke, Nouveaux tubes électroniques pour ultra hautes fréquences; les tubes à commande par modulation de vitesse; Rev. Gén. de l'Electricité **49**, 381, 1941.

F. Lüdi, Der Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfokussierung, Helv. Phys. Acta **13**, 122 en 498, 1940; **16**, 136, 1943.

A. E. Harrison, Klystron oscillators, Electronics Nov. 1944 bl. 100.

G. Heller, Het magnetron als oscillator voor ultrakorte golven, Philips techn. T. **4**, 201, 1939.

K. Posthumus, Oscillations in a split anode magnetron. Mechanism of generation, Wireless Eng. **12**, 126, 1935.

N. F. Alekseev and D. D. Malairov, Generation of high power oscillations with a magnetron in the centimeter band, Proc. Radio Eng. **32**, 136, 1944.

J. T. Randall, The cavity magnetron, Proc. Phys. Soc. **58**, 247, 1946.

H. G. Shea, Theory of magnetron tubes and their uses, Electronic Industries, Jan. 1946, p. 66; Aug. 1946 p. 46.

G. Goudet, Développements récents de la technique du magnétron, Onde électrique **26**, 49, 1946.

---

## Aanhangsel

### § 1. De regel van Simpson

Volgens den regel van Simpson wordt het tusschen de kromme  $AB$ , de  $x$ -as en de ordinaten  $AA_1$  en  $BB_1$  gelegen oppervlak (zie fig. 257) bepaald door het stuk  $A_1B_1$  van de  $x$ -as in een even aantal ( $2n$ ) gelijke deelen te verdeelen en in de deelpunten de ordinaten op te richten. De laatste hebben achtereenvolgens de lengte  $y_0, y_1, y_2, \dots, y_{2n}$ ; zij kunnen, wanneer  $AB$  een gegeven kromme is, in de figuur worden opgemeten. De lengte van ieder der  $2n$  deelen, waarin het interval  $A_1B_1$  wordt verdeeld, noemen we  $h$ ; blijkbaar is  $h = (x_{2n} - x_0)/2n$ . Dan is het oppervlak  $ABB_1A_1$  met zeer goede benadering gelijk aan:

$$O = \frac{h}{3} (y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + 2y_4 + \dots + 2y_{2n-2} + 4y_{2n-1} + y_{2n}),$$

althans indien  $2n$  voldoende groot is.

De juistheid van de bovenstaande formule berust op de onderstelling dat het deel der kromme  $AB$ , waarop drie opeenvolgende deelpunten  $P, Q$  en  $R$  zijn gelegen, voldoende kan worden benaderd door de parabool die door deze drie punten kan worden gelegd. Voor het oppervlak van de strook  $PRR_1P_1$  nemen we dan het oppervlak onder de betreffende parabool.

Ter berekening van het bedoelde oppervlak leggen we het nulpunt van het coördinatenstelsel in  $Q_1$ ; de abscissenas noemen we  $\xi$  (zie fig. 258). Voor  $R_1$  is dan  $\xi = +h$ ; voor  $P_1$  is  $\xi = -h$ . De ordinaten van  $P, Q$  en  $R$  noemen we  $y_P, y_Q$  en  $y_R$ .

De parabool door  $P, Q$  en  $R$  is van de algemeene gedaante:

$$y = a\xi^2 + b\xi + c.$$

Voor  $Q$  is  $\xi = 0$ ;  $y = y_Q$ , dus:

$$y_Q = c \quad \dots \quad (1)$$

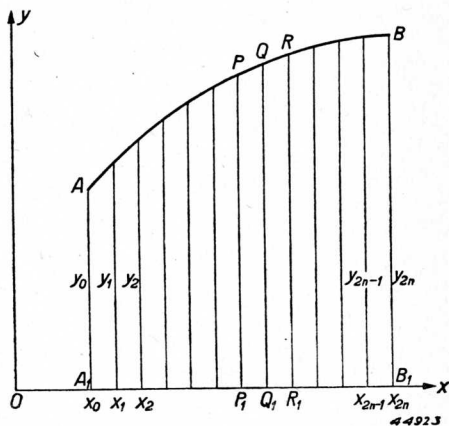


Fig. 257. Oppervlaktebepaling met behulp van den regel van Simpson.

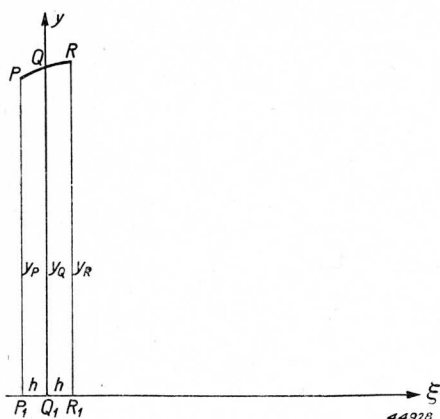


Fig. 258. Bepaling van het oppervlak onder de parabool PQR.

$$= \left| \frac{a}{3} \xi^3 + \frac{b}{2} \xi^2 + c\xi \right|_{-h}^h = \frac{2}{3} ah^3 + 2ch, \text{ of, onder gebruikmaking van}$$

de boven gevonden waarden voor  $a$  en  $c$ :

$$\text{opp. } PRR_1P_1 = 2h \left( \frac{1}{3} ah^2 + c \right) = 2h \left[ \frac{1}{6} (y_P - 2y_Q + y_R) + y_Q \right] = \frac{h}{3} (y_P + 4y_Q + y_R).$$

Het oppervlak  $ABB_1A_1$  van fig. 257 is nu gelijk aan dat van  $n$  dergelijke dubbele strooken. We vinden dus voor dit oppervlak:

$$\begin{aligned} O &= \frac{h}{3} (y_0 + 4y_1 + y_2) + \frac{h}{3} (y_2 + 4y_3 + y_4) + \frac{h}{3} (y_4 + 4y_5 + y_6) + \dots \\ &\dots + \frac{h}{3} (y_{2n-4} + 4y_{2n-3} + y_{2n-2}) + \frac{h}{3} (y_{2n-2} + 4y_{2n-1} + y_{2n}), \text{ of} \\ O &= \frac{h}{3} (y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + 2y_4 + \dots + 2y_{2n-4} + 4y_{2n-3} + 2y_{2n-2} + 4y_{2n-1} + y_{2n}). \end{aligned}$$

### Toepassingen

Ter illustratie van de nauwkeurigheid, waarmee met behulp van den regel van Simpson oppervlakken kunnen worden berekend, bepalen we met dezen regel het oppervlak van een aantal bekende mathematische figuren.

a. *Kwartcirkel* (fig. 259). De abscis  $OB$  verdeelen we in  $2n = 6$  gelijke deelen; dan is  $h = R/6$ , en met de stelling van Pythagoras vinden we gemakkelijk:

$$y_1 = \sqrt{R^2 - \left(\frac{1}{6}R\right)^2} = \frac{1}{6} R\sqrt{35}$$

Voor  $R$  is  $\xi = h$ ;  $y = y_R$ , dus:

$$y_R = ah^2 + bh + c. \quad (2)$$

Voor  $P$  is  $\xi = -h$ ;  $y = y_P$ , dus:

$$y_P = ah^2 - bh + c. \quad (3)$$

Uit (1), (2) en (3) kunnen  $a$ ,  $b$  en  $c$  gemakkelijk worden opgelost; men vindt:

$$ah^2 = \frac{1}{2} (y_P - 2y_Q + y_R);$$

$$bh = \frac{1}{2} (y_R - y_P); \quad c = y_Q.$$

Nu is:

$$\begin{aligned} \text{opp. } PRR_1P_1 &= \int_{\xi=-h}^{\xi=+h} y d\xi = \\ &= \int_{-h}^{+h} (a\xi^2 + b\xi + c) d\xi = \end{aligned}$$

$$y_2 = \sqrt{R^2 - \left(\frac{2}{6}R\right)^2} = \frac{2}{3} R\sqrt{2}$$

$$y_3 = \sqrt{R^2 - \left(\frac{3}{6}R\right)^2} = \frac{1}{2} R\sqrt{3}$$

$$y_4 = \sqrt{R^2 - \left(\frac{4}{6}R\right)^2} = \frac{1}{3} R\sqrt{5}$$

$$y_5 = \sqrt{R^2 - \left(\frac{5}{6}R\right)^2} = \frac{1}{6} R\sqrt{11}$$

verder is  $y_0 = R$ ;  $y_6 = 0$ .

Volgens den regel van Simpson is dus nu:

$$O = \frac{R}{18} \left( R + \frac{4}{6} R\sqrt{35} + \frac{4}{3} R\sqrt{2} + 2R\sqrt{3} + \frac{2}{3} R\sqrt{5} + \frac{4}{6} R\sqrt{11} + 0 \right), \text{ of}$$

$$O = 0,778 R^2.$$

De exacte berekening levert:

$$O = \frac{\pi}{4} R^2 = 0,785 R^2.$$

Daaruit blijkt dat het grafische resultaat slechts 1% afwijkt van het exacte.

b. *Oppervlak onder een cosinuskrumme* (fig. 260)

Bij de cosinusfunctie is  $OA = 1$ ;  $OB = \pi/2$ . We verdeelen  $OB$  in  $2n = 6$  gelijke deelen; dan is  $h = 15^\circ = \pi/12$ . De ordinaten vinden we in een cosinustafel:

$$y_0 = 1; y_1 = 0,9659; y_2 = 0,8660; y_3 = 0,7071; \\ y_4 = 0,5000; y_5 = 0,2588; y_6 = 0.$$

De regel van Simpson levert:

$$O = \frac{\pi}{36} (1 + 4,0,9659 + 2,0,8660 + 4,0,7071 +$$

$$2,0,5000 + 4,0,2588 + 0) = \frac{\pi}{36} \cdot 11,4592 = 1,0000.$$

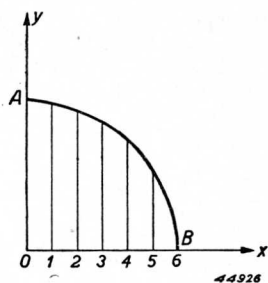


Fig. 259. Bepaling van het oppervlak van een kwartcirkel.

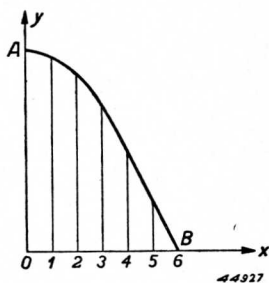


Fig. 260. Bepaling van het oppervlak onder een cosinuskrumme.

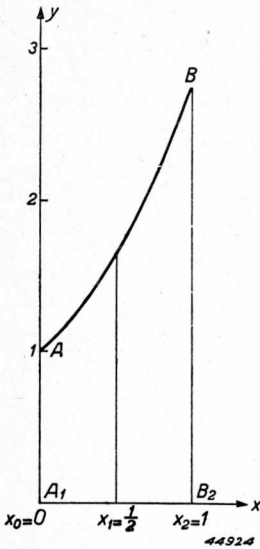


Fig. 261. Bepaling van het oppervlak onder de kromme  $y = e^x$ .

Exacte berekening geeft:

$$O = \int_{x=0}^{\pi/2} \cos x \, dx = \left| \sin x \right|_0^{\pi/2} = 1 - 0 = 1.$$

Het grafische resultaat klopt derhalve tot in de vierde decimaal met het exacte.

c. *Oppervlak onder de kromme  $y = e^x$ , tusschen de ordinaten  $x = 0$  en  $x = 1$  (fig. 261).*

We verdeelen het interval  $A_1B_2$  in  $2n = 2$  gelijke deelen; dan is  $h = 1/2$ . In een tabel voor  $e^x$  vinden we:

$x = 0$	$1/2$	1
$e^x = 1$	1,6487	2,7183.

Dus:

$$O = \frac{1}{6} (1 + 4 \cdot 1,6487 + 2,7183) = \frac{1}{6} \cdot 10,3131 = 1,7188.$$

De exacte berekening geeft:

$$O = \int_{x=0}^1 e^x dx = \left| e^x \right|_0^1 = e - 1 = 1,7183.$$

De afwijking is hier dus slechts 0,03%.

Wij zullen nu de regel van Simpson toepassen ter bepaling van de verschillende componenten der Fourier reeksontwikkeling, van grafisch bepaalde stroomimpulsen.

In hoofdstuk III hebben wij gezien, dat van een periodiek verloopenden stroom,  $i = f(\omega t)$ , de gelijkstroomcomponent  $I_0$ , alsmede de amplitude van de eerste harmonische,  $I_1$ , berekend worden uit:

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\omega t) \, d(\omega t);$$

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\omega t) \cos \omega t \, d(\omega t).$$

De grootheid  $\int_0^{2\pi} f(\omega t) \, d(\omega t)$  is echter niets anders dan het oppervlak, gelegen tusschen de kromme  $f(\omega t)$  en de abscissenas, en begrensd door de ordinaten  $\omega t = 0$  en  $\omega t = 2\pi$ .

Eenzoo is de grootheid  $\int_0^{2\pi} f(\omega t) \cos \omega t \, d(\omega t)$  het oppervlak, gelegen tusschen de kromme  $f(\omega t) \cos \omega t$ , de abscissenas en de ordinaten  $\omega t = 0$  en  $\omega t = 2\pi$ .

Is  $f(\omega t)$  grafisch bepaald, dan bepalen we de bedoelde oppervlakken met den regel van Simpson.

Voor het geval van impulsvormige

stroomen met een stroomhoek  $2\theta$  (fig. 262) merken we op, dat het oppervlak onder de kromme tusschen  $\omega t = 0$  en  $\omega t = 2\pi$  gelijk is aan tweemaal het oppervlak van de halve impuls, die gelegen is tusschen  $\omega t = 0$  en

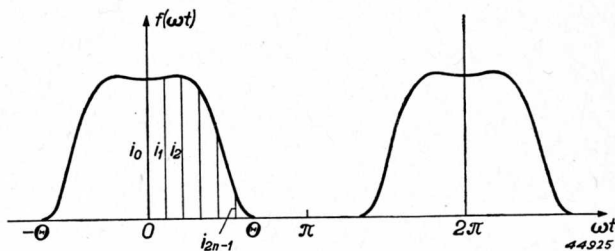


Fig. 262. Bepaling van den gelijkstroomcomponent en van de harmonischen van impulsvormige stroomen.

$\omega t = \theta$ . Daarom verdeelen we bij de toepassing van den regel van Simpson niet het interval 0 tot  $2\pi$  in  $2n$  gelijke deelen, doch het interval 0 tot  $\theta$ ; de berekening wordt daardoor nauwkeuriger.

De grootheid  $h$  wordt nu gelijk aan  $\theta/2n$ , waarbij we  $\theta$  in radialen moeten uitdrukken. Is  $\theta$  in graden gegeven, zooals meestal het geval is, dan is:

$$h = \frac{\theta^0}{2n} \cdot \frac{\pi}{180}.$$

De ordinaten in de verschillende deelpunten noemen we  $i_0, i_1, i_2, \dots, i_{2n-1}, i_{2n}$ ; zij worden opgemeten in de figuur.

In dit geval is  $i_{2n} = 0$ .

De gelijkstroom wordt nu:

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} f(\omega t) \, d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta} f(\omega t) \, d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{\theta^0}{2n} \cdot \frac{\pi}{180} (i_0 + 4i_1 + 2i_2 + 4i_3 + \dots + 2i_{2n-2} + 4i_{2n-1}), \text{ of}$$

$$I_0 = \frac{\theta^0}{180} \cdot \frac{1}{6n} (i_0 + 4i_1 + 2i_2 + 4i_3 + \dots + 2i_{2n-2} + 4i_{2n-1}).$$



Ter bepaling van de eerste harmonische vermenigvuldigen we ieder der ordinaten  $i_0, i_1, \dots$  met de bijbehorende waarden van  $\cos \omega t$ ; de nieuwe ordinaten noemen we  $i'_0, i'_1, \dots$

Dan is:

$$I_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(\omega t) \cos \omega t \, d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\Theta} f(\omega t) \cos \omega t \, d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{\Theta^0}{2n} \cdot \frac{\pi}{180}$$

$(i'_0 + 4i'_1 + 2i'_2 + \dots + 2i'_{2n-2} + 4i'_{2n-1})$ , of

$$I_1 = \frac{\Theta^0}{90} \cdot \frac{1}{6n} (i'_0 + 4i'_1 + 2i'_2 + \dots + 2i'_{2n-2} + 4i'_{2n-1}).$$

Soortgelijke formules kunnen worden afgeleid voor de andere harmonischen. Als voorbeeld van toepassing kiezen we den impuls  $b$  van fig. 24 (hoofdstuk III, § 5). Deze is afgeleid uit de belastinglijn  $b$  van fig. 22, en wel als volgt: We bepalen langs  $b$  den anodestroom  $i_a$  als functie van de rooster-spanning  $v_g$  en berekenen de bijbehorende waarden van  $\omega t$  uit:  $v_g = -275 + 500 \cos \omega t$ . Dan vinden we de volgende tabel.

$v_g$	$i_a$	$\omega t$
225	2400	0°
200	2340	18,2
175	2200	25,8
150	2020	31,8
125	1760	36,9
100	1450	41,4
75	1120	45,6
50	790	49,5
25	520	53,1
0	290	56,6
-25	70	60,0

Het aldus gevonden verband tusschen  $i_a$  en  $\omega t$  is de kromme  $b$  van fig. 24; daaruit blijkt dat  $\Theta = 62^\circ$  is.

We verdeelen de halve impuls in  $2n = 6$  gelijke deelen; dan is  $h = 62^\circ/6 = 10^\circ 20'$ .

$\omega t$	$i_a$	
0°	2400	$i_0$
10°20'	2380	$i_1$
20°40'	2300	$i_2$
31° 0'	2040	$i_3$
41°20'	1460	$i_4$
51°40'	610	$i_5$

In de deelpunten richten we ordinaten op, waarvan we de lengte uit de figuur aflezen; zie de tabel hiernaast.

Volgens den regel van Simpson is nu:

$$I_{a0} = \frac{62}{180} \cdot \frac{1}{18} (2400 + 4 \cdot 2380 + 2 \cdot 2300 + 4 \cdot 2040 + 2 \cdot 1460 + 4 \cdot 610) =$$

$$\frac{62}{3240} \cdot 30040 = 573 \text{ mA.}$$

Ter bepaling van  $I_{a1}$  vermenigvuldigen we iedere waarde van  $i_a$  met de betreffende waarde van  $\cos \omega t$ :

$\omega t$	$i_a$	$\cos \omega t$	$i_a \cos \omega t$	
$0^\circ$	2400	1,000	2400	$i'_0$
$10^\circ 20'$	2380	0,984	2340	$i'_1$
$20^\circ 40'$	2300	0,936	2150	$i'_2$
$31^\circ 0'$	2040	0,857	1750	$i'_3$
$41^\circ 20'$	1460	0,751	1095	$i'_4$
$51^\circ 40'$	610	0,620	380	$i'_5$

$$\text{Dan wordt: } I_{a1} = \frac{62}{90} \cdot \frac{1}{18} (2400 + 4.2340 + 2.2150 + 4.1750 + 2.1095 + 4.380) = \frac{62}{1620} \cdot 26770 = 1023 \text{ mA.}$$

## § 2. L.F. klasse A-versterker

Hoewel de laagfrequentversterkers niet tot het thema „Zendbuizen” behoren, zullen wij in deze en de volgende § niettemin eenige beschouwingen wijden aan de buizen die in de zendtechniek worden gebruikt ter versterking van de L.F. trillingen, waarmee telefoniezenders worden gemoduleerd. Wij zullen ons daarbij beperken tot de berekening van opgenomen vermogen, afgegeven vermogen, rendement en distorsie, voor zoover deze grootheden door de eigenschappen van de buis worden bepaald, zoodat de invloed van de L.F. transformatoren e.d., die in L.F. versterkers worden toegepast, buiten beschouwing blijft. In deze § bespreken wij den L.F. klasse A-versterker; wij bepalen ons tot de triode, die voor dit doel het meest wordt toegepast.

Fig. 269 toont het prinsipeschema van den L.F. klasse A-versterker. De belasting wordt gevormd door een weerstand  $R$ , die op de secundaire wikkeling van een L.F. transformator is aangesloten; de primaire wikkeling van dezen transformator is opgenomen in de anodeleiding.

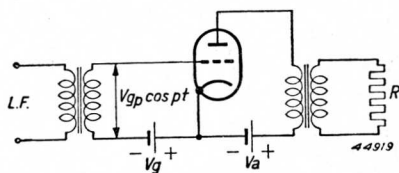


Fig. 263. Prinsipeschema van een L.F. klasse A-versterker.

Wij onderstellen dat de transformator ideaal is, dus geen spreiding, geen ohmschen weerstand, en evenmin eigencapaciteit heeft; aan de primaire zijde is dan de belastingweerstand  $R$  equivalent met een weerstand  $R_a = (n_1/n_2)^2 R$ , waarin  $n_1$  het aantal primaire,  $n_2$  het aantal secundaire windingen van den transformator is. Deze betrekking geldt dan voor alle in aanmerking komende frequenties.

De excitatiespanning  $V_{gp} \cos pt$  is meestal afkomstig van een microfoon, eventueel onder tusschenschakeling van één of meer voorversterkers. De amplitude  $V_{gp}$  krijgt daardoor uiteraard zeer verschillende waarden. Bij den klasse A-versterker wordt er echter voor gezorgd dat er geen roosterstroom vloeit, zulks ter vermijding van extra distorsie; dus geldt voor de roosterspanning  $v_g$  de betrekking:

$$v_g = V_g + V_{gp} \cos pt \leq 0 \dots \dots \dots (1)$$

*A. Theorie der rechthoekige karakteristieken*

We beschouwen eerst het geïdealiseerde geval van rechte karakteristieken (fig. 264):

$$i_a = S (v_g + Dv_a) \dots \dots \dots (2)$$

De karakteristiek voor  $v_g = 0$  heeft dan de vergelijking:

$$i_a = S Dv_a; \dots \dots \dots (3)$$

dit is de lijn  $l$ .

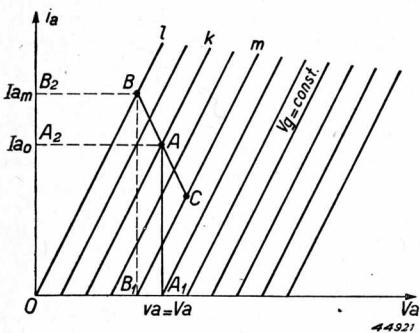


Fig. 264. Geïdealiseerde karakteristieken van een triode, met belastinglijn voor klasse A-versterking, waarbij niet is uitgestuurd tot de  $V_a$ -as.

De negatieve roosterspanning  $V_g$  wordt bij de gegeven anode-gelijkspanning  $V_a$  zoodanig gekozen dat er een zekere anode-ruststroom  $I_a$ , vloeit. In fig. 264 wordt deze toestand aangeduid door het z.g. rustpunt A, dat de coördinaten  $V_a$  en  $I_{a0}$  heeft en gelegen is op de karakteristiek  $k$ , die behoort bij de gegeven roosterspanning  $V_g$ .

Wordt nu het rooster op de boven aangegeven wijze geëxciteerd, dan zal de anodestroom eveneens met den tijd veranderen; wij schrijven:

$$i_a = I_{a0} + i_{a\sim} \dots \dots (4)$$

Op grond van wat hierboven is gezegd omtrent den transformator, ondervindt nu alleen de component  $i_{a\sim}$  een weerstand  $R_a$  in de primaire wikkeling; er ontstaat daarin een spanningverlies  $i_{a\sim}R_a$ , en de anodespanning wordt:

$$v_a = V_a - i_{a\sim}R_a \dots \dots \dots (5)$$

Elimineert men  $i_{a\sim}$  tusschen (4) en (5), dan vindt men het verband dat onder de gegeven excitatie- en belastingcondities bestaat tusschen  $i_a$  en  $v_a$ :

$$i_a = I_{a0} + \frac{V_a}{R_a} - \frac{v_a}{R_a} \dots \dots \dots (6)$$

Dit is een lineaire vergelijking tusschen  $i_a$  en  $v_a$ , dus een rechte lijn, en wel is, blijkens (6),  $i_a = I_{a0}$  voor  $v_a = V_a$ , m.a.w. de rechte lijn gaat door het rustpunt A. De helling van deze lijn is

$$\frac{di_a}{dv_a} = - \frac{1}{R_a},$$

dus afhankelijk van den belastingweerstand; hoe groter  $R_a$ , des te kleiner is de helling. Men noemt deze lijn de belastinglijn; in fig. 264 is  $BAC$  zulk een lijn.

Omdat de excitatiespanning symmetrisch is t.o.v. de gelijkspanning op het rooster, is het deel  $AB$  van de belastinglijn gelijk aan het deel  $AC$ ; het punt  $C$  ligt op een karakteristiek  $m$ , die t.o.v.  $k$  evenveel negatief ligt als  $l$  t.o.v.  $k$  positief ligt.

We zullen nu twee gevallen beschouwen:

- a. De positieve uitsturing van het rooster heeft plaats tot aan de karakteristiek  $l$ , behoorend bij  $v_g = 0$  (punt  $B$ ); de negatieve uitsturing  $C$  reikt *niet* tot aan de  $v_a$ -as. Deze toestand is in fig. 264 weergegeven.
- b. De positieve uitsturing is als onder a; de negatieve reikt tot aan de  $v_a$ -as (zie fig. 265).

Geval a. Uit (3), d.i. de vergelijking voor  $l$  en (6), d.i. de vergelijking voor  $BC$ , (zie fig. 264) volgt de ordinaat  $I_{am}$  van  $B$  door eliminatie van  $v_a$ :

$$I_{am} = \frac{SDR_a I_{a0} + SDV_a}{SDR_a + 1}.$$

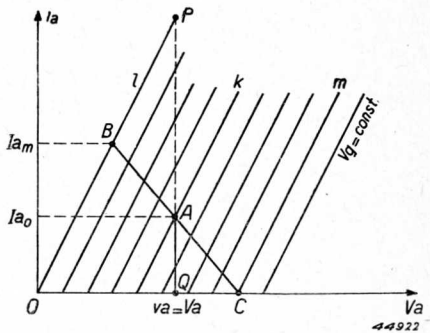


Fig. 265. Als fig. 264, echter nu met uitsturing tot de  $v_a$ -as.

De amplitude  $I_{a\sim}$  van den wisselstroomcomponent van den anodestroom is dan:

$$I_{a\sim} = I_{am} - I_{ao} = \frac{SDV_a - I_{ao}}{SDR_a + 1} \dots \dots \dots (7)$$

Het afgegeven vermogen is:

$$W_0 = \frac{1}{2} V_{a\sim} I_{a\sim} = \frac{1}{2} I_{a\sim}^2 R_a = \frac{1}{2} R_a \left( \frac{SDV_a - I_{ao}}{SDR_a + 1} \right)^2 \dots (8)$$

Voor  $R_a = 0$ , zoowel als voor  $R_a = \infty$ , is dus  $W_0 = 0$ . Uit fig. 264 is dit ook direct te begrijpen. Immers, voor  $R_a = 0$  loopt de belastinglijn  $BC$  evenwijdig aan de  $i_a$ -as en is de anode-wisselspanning  $V_{a\sim} = A_1B_1 = 0$ ; voor  $R_a = \infty$  loopt  $BC$  evenwijdig aan de  $v_a$ -as en is de anode-wisselstroom  $I_{a\sim} = A_2B_2 = 0$ .

Voor een bepaalde waarde van  $R_a$  bereikt  $W_0$  een maximum; uit differentiatie volgt dat dan

$$R_a = \frac{1}{SD} \dots \dots \dots (9)$$

is. Wij merken hierbij op dat, indien wij nog den z.g. inwendigen weerstand  $R_i$  invoeren, volgens de formule van Barkhausen de betrekking bestaat:

$$SDR_i = 1;$$

derhalve is de boven gevonden optimale waarde van  $R_a$ :

$$R_a = R_i \dots \dots \dots (9a)$$

Het maximale vermogen wordt nu:

$$W_{0max} = \frac{(SDV_a - I_{ao})^2}{8 SD} \dots \dots \dots (10)$$

Blijkbaar is dit vermogen des te grooter naarmate de anode-ruststroom  $I_{ao}$  kleiner is. Ook dit volgt direct uit fig. 270: laat men het punt  $A$  zakken langs de lijn  $AA_1$ , terwijl daarbij de helling van  $BC$  onveranderd blijft en het punt  $B$  steeds op  $l$  blijft liggen, dan nemen  $V_{a\sim} = A_1B_1$  en  $I_{a\sim} = A_2B_2$  toe. De laagst mogelijke stand van  $A$ , dus de kleinst mogelijke waarde van  $I_{ao}$ , wordt bereikt als het punt  $C$  op de  $v_a$ -as valt, omdat in dien stand juist nog symmetrische uitsturing van den anodestroom mogelijk is. Blijkbaar is in dat geval

$$I_{am} = 2 I_{ao}, \text{ dus } I_{a\sim} = I_{ao}.$$

Deze waarde van  $I_{a0}$ , die wij  $I_{a00}$  noemen, is dan uit (7) te berekenen, nl.:

$$I_{a\sim} = I_{a00} = \frac{SDV_a - I_{a00}}{SDR_a + 1};$$

dus, in verband met (9):

$$I_{a00} = \frac{SDV_a}{3} \dots \dots \dots (11)$$

(10) wordt nu:

$$W_{0max} = \frac{1}{18} SDV_a^2 \dots \dots \dots (12)$$

Het opgenomen vermogen is:

$$W_i = V_a I_{a00} = \frac{1}{3} SDV_a^2;$$

het rendement, dat hierbij wordt bereikt, is

$$\eta = \frac{W_{0max}}{W_i} = \frac{1}{6} = 16 \frac{2}{3}\%.$$

*Geval b.* De boven gevonden optimale waarde voor  $R_a$ , nl.  $R_a = R_i$ , geldt voor het geval dat de uitsturing alleen begrensd is door de conditie  $v_g \leq 0$ . Reikt echter tegelijkertijd de belastinglijn tot aan de  $v_a$ -as (fig. 265), dan geldt voor  $R_a$  een andere optimale waarde, die we als volgt berekenen. Voor de ordinaat  $I_{am}$  van het punt *B* geldt, evenals onder a:

$$I_{am} = \frac{SDR_a I_{a0} + SDV_a}{SDR_a + 1}.$$

Nu is echter volgens fig. 265:

$$I_{am} = 2 I_{a0},$$

zoodat:

$$2 I_{a0} = \frac{SDR_a I_{a0} + SDV_a}{SDR_a + 1}.$$

Is  $I_{a0}$  gegeven, dan volgt hieruit voor  $R_a$  de waarde:

$$R_a = \frac{SDV_a - 2 I_{a0}}{SDI_{a0}} \dots \dots \dots (13)$$

De amplitude van den anode-wisselstroom is

$$I_{a\sim} = I_{am} - I_{ao} = I_{ao};$$

het afgegeven vermogen:

$$W_0 = \frac{1}{2} I_{a\sim}^2 R_a = \frac{1}{2} I_{ao}^2 \cdot \frac{SDV_a - 2 I_{ao}}{SDI_{ao}}, \text{ of}$$

$$W_0 = \frac{1}{2} I_{ao} \cdot \frac{SDV_a - 2 I_{ao}}{SD} \dots \dots \dots (14)$$

Beschouwt men  $I_{ao}$  als variabel, dan bereikt  $W_0$  een maximum voor die waarde van  $I_{ao}$ , die volgt uit

$$\frac{dW_0}{dI_{ao}} = \frac{1}{2SD} (SDV_a - 4 I_{ao}) = 0,$$

of

$$I_{ao} = \frac{1}{4} SDV_a \dots \dots \dots (15)$$

Geometrisch beteekent dit het volgende: verlengt men de ordinaat  $QA$  tot zij de karakteristiek  $l$  voor  $v_g = 0$  snijdt in  $P$ , dan is  $AQ = I_{ao} = 1/4 PQ$ , want volgens (3) is de vergelijking van  $l$ :

$$i_a = SDv_a,$$

terwijl voor de lijn  $PAQ$  geldt:  $v_a = V_a$ ; derhalve is  $PQ = SDV_a = 4 I_{ao}$ . Het afgegeven vermogen wordt dus maximaal:

$$W_{o\ max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} SDV_a \cdot \frac{SDV_a - \frac{1}{2} SDV_a}{SD} = \frac{1}{16} SDV_a^2 \dots \dots (16)$$

Het opgenomen vermogen is:

$$W_i = V_a I_{ao} = \frac{1}{4} SDV_a^2; \dots \dots \dots (17)$$

het rendement  $\eta = \frac{W_0}{W_i} = 25\% \dots \dots \dots (18)$

Substitueert men (15) in (13), dan vindt men voor  $R_a$ :

$$R_a = \frac{SDV_a - \frac{1}{2} SDV_a}{\frac{1}{4} (SD)^2 V_a} = \frac{2}{SD} = 2R_i \dots \dots \dots (19)$$



Resumeerend krijgen wij dus:

a) Begrenzing aan de bovenzijde

$$R_a = R_i$$

$$W_{o\ max} = \frac{1}{18} SDV_a^2$$

$$W_i = \frac{1}{3} SDV_a^2$$

$$W_a = \frac{5}{18} SDV_a^2$$

$$\eta = 16\frac{2}{3}\%$$

b) Begrenzing aan boven- en onderzijde

$$R_a = 2 R_i$$

$$W_{o\ max} = \frac{1}{16} SDV_a^2$$

$$W_i = \frac{1}{4} SDV_a^2$$

$$W_a = \frac{3}{16} SDV_a^2$$

$$\eta = 25\%$$

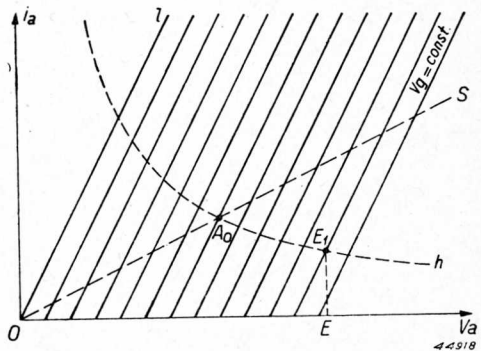
Hieruit blijkt dat de instelling *b* in alle opzichten te prefereren is; deze zullen we daarom in het volgende uitsluitend beschouwen.

Zooals wij reeds opmerkten is in fig. 265 de afstand *AQ* gelijk aan  $\frac{1}{4} PQ$ .

Deze betrekking is onafhankelijk van de keuze van de anode-gelijkspanning *V<sub>a</sub>*.

Bepaalt men derhalve de optimale ligging van het rustpunt *A* voor verschillende waarden van de anodespanning, dan vindt men als meetkundige plaats van *A* een rechte *S* (fig. 266), waarvan de helling gelijk is aan  $\frac{1}{4}$  van die van *l*, d.i. de karakteristiek voor *v<sub>g</sub>* = 0. Hoe hoger men de anodespanning kiest, des te grooter worden het opgenomen en afgegeven vermogen en de anodedissipatie. Wij merken daarbij nog op dat het opgenomen vermogen niet verandert als de buis niet wordt geëxciteerd, omdat immers de anode-gelijkstroom ongewijzigd blijft; aangezien echter in dat geval het afgegeven vermogen nul is, wordt het opgenomen vermogen geheel in anodedissipatie omgezet. De boven gevonden uitdrukking voor *W<sub>a</sub>*, nl.  $\frac{3}{16} SDV_a^2$ , gaat dus bij het wegvallen van de excitatiespanning over in  $\frac{1}{4} SDV_a^2$ .

Het is deze dissipatie in den rusttoestand, die maatgevend is voor de maximaal toelaatbare anodespanning. Deze maximale dissi-



toestand, die maatgevend is voor de maximaal toelaatbare anodespanning. Deze maximale dissi-

Fig. 266. Voor de uitsturing volgens fig. 265 is *S* de meetkundige plaats van het rustpunt *A* en *h* de hyperbool voor maximale anodedissipatie.

patie is in het  $i_a$ - $v_a$ -diagram van fig. 266 weergegeven door de kromme lijn  $h$ ; uit de formule

$$W_i = v_a i_a = W_{amax}$$

volgt dat deze kromme een gelijkzijdige hyperbool is.

Het snijpunt  $A_0$  van  $S$  en  $h$  geeft de grootste waarde van  $V_a$  aan, die onder de geschetste conditie, nl.  $R_a = 2 R_i$ , met inachtneming van de maximaal toelaatbare anodedissipatie kan worden toegepast. Deze waarde  $V_{amax}$  volgt uit:

$$W_{amax} = \frac{1}{4} SD V_a^2 \text{max}, \text{ of}$$

$$V_{amax} = 2 \sqrt{\frac{W_{amax}}{SD}} = 2 \sqrt{W_{amax} R_i} \dots \dots \dots (20)$$

In verband met  $\eta = 25\%$  wordt dan

$$W_{0max} = \frac{1}{4} W_{amax}; W_i = W_{amax}.$$

Kiest men de anodespanning grooter dan die welke behoort bij het punt  $A_0$  van fig. 266, bijv.  $OE$ , dan mag de anode-ruststroom hoogstens gelijk zijn aan  $EE_1$ , waarbij  $E_1$  een punt van de hyperbool is; immers, dan is het opgenomen vermogen, en dus de dissipatie in den ruststoestand, gelijk aan de maximaal toelaatbare anodedissipatie  $W_{amax}$ . De anodebelasting  $R_a$  moet nu grooter dan  $2R_i$  worden gekozen, en wel des te grooter, naarmate  $V_a$  grooter is, zooals uit een eenvoudige overweging aan de hand van de figuren 265 en 266 gemakkelijk blijkt. Ook uit (13) blijkt dit, want vervangt men hierin  $I_{a0}$  door

$$I_{a0} = \frac{W_{amax}}{V_a}, \dots \dots \dots (21)$$

dan wordt

$$R_a = \frac{V_a^2}{W_{amax}} - 2R_i \dots \dots \dots (22)$$

In het grensgeval van het rustpunt  $A_0$  geldt volgens (20)

$$V_a^2 = 4W_{amax} R_i,$$

en dus  $R_a = 2R_i$ , terwijl voor grotere waarden van  $V_a$ ,  $R_a$  volgens (22) toeneemt.

Met behulp van (21) en (22) vinden we nu voor het afgegeven vermogen:

$$W_0 = \frac{1}{2} I_a^2 R_a = \frac{1}{2} I_{a0}^2 \cdot R_a = \frac{1}{2} \frac{W_a^2 \text{max}}{V_a^2} \left( \frac{V_a^2}{W_{amax}} - 2R_i \right) =$$

$$= \frac{1}{2} \left( W_{amax} - 2 \frac{W_a^2 \text{max} R_i}{V_a^2} \right);$$

het opgenomen vermogen is steeds

$$W_i = W_{amax};$$

het rendement

$$\eta = \frac{1}{2} \left( 1 - 2 \frac{W_{amax} R_i}{V_a^2} \right).$$

In het theoretische geval  $V_a = \infty$  is dus

$$\eta = 50\% \text{ en } W_0 = \frac{1}{2} W_{amax}.$$

Samenvattend vinden wij dus het volgende:

$V_a \leq 2 \sqrt{W_{amax} \cdot R_i}$ : de optimale waarde van  $R_a = 2R_i$ ; het rendement is 25%. De grootste waarde van het afgegeven vermogen is  $\frac{1}{4} W_{amax}$ .

$V_a > 2 \sqrt{W_{amax} \cdot R_i}$ : de optimale waarde van  $R_a$  is groter dan  $2R_i$ ; het rendement is groter dan 25%, doch kan nooit groter worden dan 50%. Het afgegeven vermogen kan nooit groter worden dan  $\frac{1}{2} W_{amax}$ .

### B. Theorie van de niet-lineaire karakteristieken; distorsie

In werkelijkheid hebben de statische karakteristieken van een triode niet de gedaante van die van fig. 264, doch zijn ze, vooral nabij de  $v_a$ -as, min of meer gekromd. Als voorbeeld toont fig. 267 de karakteristieken van de triode TB 3/1000.

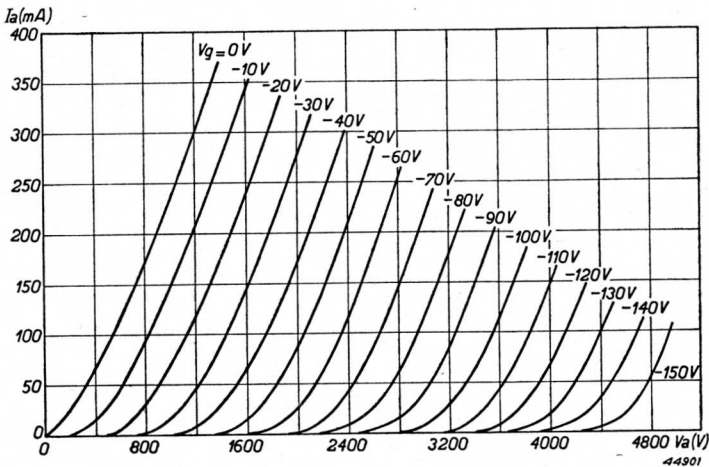


Fig. 267. Statische  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de triode TB 3/1000 voor  $V_g \leq 0$  V.

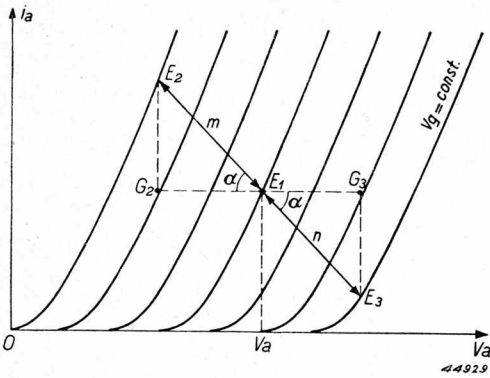


Fig. 268. Belastinglijn bij klasse A-versterking in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram van een triode met gekromde karakteristieken.

De belastinglijn voor een weerstand  $R_a$  in de anodeleiding zal echter ook hier een rechte lijn zijn, gaande door het rustpunt  $E_1$  (zie fig. 268), hetgeen weer bewezen wordt met de vergelijkingen (4), (5) en (6) van § 2.

Deze belastinglijn geeft het verband aan tusschen den anodestroom en de anode-, resp. rooster spanning, en aangezien het verloop van de laatste als functie van den tijd bekend is

(nl. vgl. (1), § 2), is ook het verloop van  $i_a$  als functie van den tijd bekend. Men vindt dan een kromme van de gedaante van fig. 269; zij is niet geheel sinusvormig, doch in het maximum heeft zij een enigszins spitsere gedaante dan in het minimum, zulks als gevolg van de kromming der statische karakteristieken (fig. 268). De anode-wisselstroom, en daarmede de anode-wisselspanning, is dus geen getrouwe afbeelding van de rooster-wisselspanning, wat bij een L.F. versterker uiteraard wel het doel is; men zegt dat de versterker een zekere vervorming (distorsie) teweegbrengt. Een maat voor deze vervorming verkrijgt men door den anodestroom volgens fig. 269 te ontwikkelen in een reeks van Fourier:

$$i_a = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2\omega t + I_{a3} \cos 3\omega t +$$

Van de componenten die met  $t$  veranderen, is alleen die met frequentie  $\omega$ , dus  $I_{a1} \cos \omega t$  gewenscht, terwijl de andere termen, nl.  $I_{a2} \cos 2\omega t$ ,  $I_{a3} \cos 3\omega t$ , ... (de hogere harmonischen) de distorsie teweegbrengen.

Het quotiënt  $I_{a2}/I_{a1} = d_2$  noemt men de distorsie ten gevolge van de tweede harmonische;

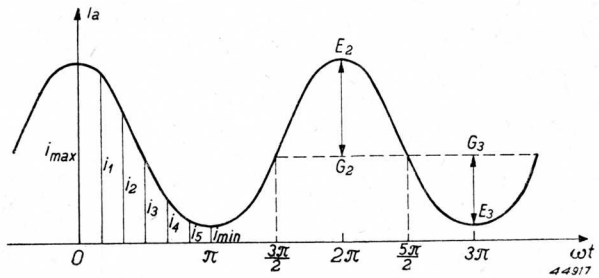


Fig. 269. Anodestroom als functie van den tijd, voor het geval van klasse A-versterking van fig. 268.

$I_{a3}/I_{a1} = d_3$  de distorsie ten gevolge van de derde harmonische, enz. Als totale distorsie definieert men wel de uitdrukking

$$d = \sqrt{d_2^2 + d_3^2 + \dots}$$

De distorsie kan uit de gevonden kromme voor  $i_a$  (fig. 269) op de volgende wijze worden bepaald.

Volgens hoofdstuk III (vergelijk ook dit Aanhangsel, § 1), gelden voor de amplituden van de verschillende componenten  $I_{a0}$ ,  $I_{a1}$  enz. de volgende betrekkingen:

$$I_{a0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_a d(\omega t);$$

$$I_{a1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a \cos \omega t d(\omega t);$$

$$I_{a2} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a \cos 2 \omega t d(\omega t), \text{ enz.}$$

Zoals wij in § 1 reeds opmerkten, stellen de bovenstaande integralen voor de oppervlakken onder de krommen  $y = i_a(t)$ ;  $y = i_a(t) \cos \omega t$ ;  $y = i_a(t) \cos 2\omega t$ , enz. en wel tusschen de aangegeven integratiegrenzen. Deze oppervlakken bepalen we met behulp van den regel van Simpson; omdat de krommen  $i_a(t)$ ,  $i_a(t) \cos \omega t$ , enz. symmetrisch zijn t.o.v. het punt  $\omega t = \pi$ , kunnen we volstaan met het bepalen van het oppervlak tusschen de grenzen 0 en  $\pi$  en vermenigvuldiging van het resultaat met 2.

We verdeelen het interval  $0 \dots \pi$  in bijv. 6 gelijke deelen, ieder ter breedte  $h = \pi/6$  (zie fig. 269). In de deelpunten richten we de ordinaten op; wij noemen die achtereenvolgens  $i_{max}$ ,  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$ ,  $i_4$ ,  $i_5$ ,  $i_{min}$ .

Dan wordt:

$$I_{a0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} i_a d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{h}{3} (i_{max} + 4i_1 + 2i_2 + 4i_3 + 2i_4 + 4i_5 + i_{min}) =$$

$$= \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\pi}{18} (i_{max} + \dots + i_{min}), \text{ of}$$

$$I_{a0} = \frac{1}{18} [i_{max} + i_{min} + 4(i_1 + i_3 + i_5) + 2(i_2 + i_4)]. \dots \dots \dots (23)$$

Bij het berekenen van  $I_{a1}$  moeten wij de ordinaten van de kromme  $i_a(t)$   $\cos \omega t$  bepalen in de aangegeven punten; deze zijn achtereenvolgens:

$$i_{max}; i_1 \cos 30^\circ = \frac{1}{2} i_1 \sqrt{3}; i_2 \cos 60^\circ = \frac{1}{2} i_2; i_3 \cos 90^\circ = 0; i_4 \cos 120^\circ = -\frac{1}{2} i_4; i_5 \cos 150^\circ = -\frac{1}{2} i_5 \sqrt{3}; i_{min} \cos 180^\circ = -i_{min}.$$

Derhalve:

$$I_{a1} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi i_a \cos \omega t \, d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\pi}{18} (i_{max} + 2i_1 \sqrt{3} + i_2 - i_4 - 2i_5 \sqrt{3} - i_{min}), \text{ of}$$

$$I_{a1} = \frac{1}{9} [i_{max} - i_{min} + 2\sqrt{3} (i_1 - i_5) + i_2 - i_4]. \dots \dots (24)$$

De ordinaten van de kromme  $i_a(t) \cos 2\omega t$  zijn achtereenvolgens:

$$i_{max}; i_1 \cos 60^\circ = \frac{1}{2} i_1; i_2 \cos 120^\circ = -\frac{1}{2} i_2; i_3 \cos 180^\circ = -i_3;$$

$$i_4 \cos 240^\circ = -\frac{1}{2} i_4; i_5 \cos 300^\circ = \frac{1}{2} i_5; i_{min} \cos 360^\circ = i_{min}.$$

Dus:

$$I_{a2} = \frac{1}{9} [i_{max} + i_{min} + 2(i_1 + i_5) - 4i_3 - (i_2 + i_4)]. \dots (25)$$

Op analoge wijze kunnen de amplituden van de andere harmonischen worden gevonden; wij volstaan met  $I_{a3}$  en  $I_{a4}$ :

$$I_{a3} = \frac{1}{9} [i_{max} - i_{min} - 2(i_2 - i_4)] \dots \dots \dots (26)$$

$$I_{a4} = \frac{1}{9} [i_{max} + i_{min} - 2(i_1 + i_5) + 4i_3 - (i_2 + i_4)]. \dots (27)$$

We vinden nu achtereenvolgens:

voor het opgenomen vermogen:  $W_i = V_a I_{a0}$ ;

voor het afgegeven L.F. vermogen, voor zoover het de eerste harmonische van den anodestroom betreft:  $W_{01} = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_a$ ;

voor de totale distorsie tot en met de vierde harmonische:

$$d = \frac{\sqrt{I_{a2}^2 + I_{a3}^2 + I_{a4}^2}}{I_{a1}}.$$

Het bovenstaande lichten we toe aan de hand van een voorbeeld, waarbij tevens de keuze van het rustpunt en van den belastingweerstand ter sprake komt.

Fig. 270 toont de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de triode TB 3/1000 voor

waarden van  $V_g < 0$  V; de lijn  $a$  is de dissipatiehyperbool voor 500 W, d.i. de grootste dissipatie die voor deze buis wordt toegestaan.

Het optimale werkpunt bepalen we op de wijze als aangeduid in fig. 266. Aangezien de karakteristieken thans geen rechte lijnen meer zijn, wordt deze bepaling wel enigszins willekeurig. We trekken door het snijpunt  $P$  van de karakteristiek  $V_g = 0$  en de dissipatiehyperbool  $a$  de rechte  $l$ , die tevens door  $O$  gaat; zij komt overeen met de gelijknamige rechte van fig. 266. De lijn  $s$  in fig. 270 heeft een helling, gelijk aan  $1/4$  van die van  $l$ ;  $A_0$  is dan, evenals in fig. 266, het optimale rustpunt.

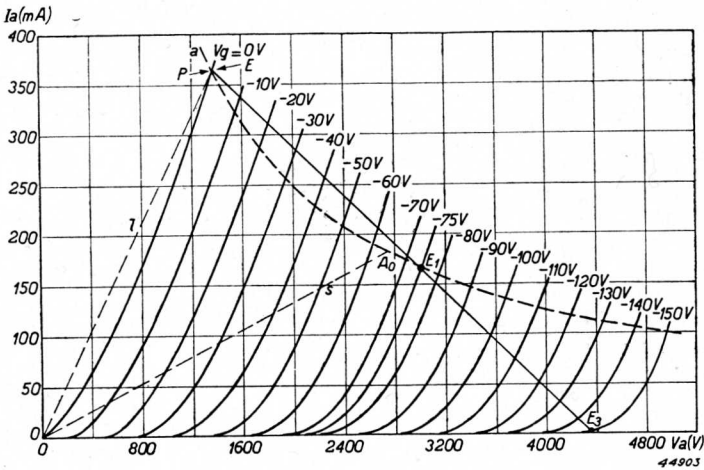


Fig. 270.  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de triode TB 3/1000 met een belastinglijn  $E E_1 E_3$  voor klasse A-versterking.

Wij berekenen nu een klasse A-instelling, niet voor dit rustpunt, dat bij een anodespanning van 2750 V ligt, doch voor een anodespanning van 3000 V, dat is een spanning die voor dit buistype gebruikelijk is. Het rustpunt  $E_1$  behoorend bij deze spanning, komt nu op de dissipatiehyperbool te liggen, in overeenstemming met het gelijknamige punt van fig. 266; in dit punt is  $V_g = -75$  V;  $I_a = 165$  mA. De excitatiespanning wordt nu:  $V_{gp} = 75$  V, zoodat het rooster wordt uitgestuurd tusschen de grenzen  $V_g = 0$  en  $V_g = -150$  V. De belastinglijn, waarvan in het ideale geval (fig. 265) het onderste punt op de  $V_a$ -as ligt, en die dus in dit geval zou moeten eindigen in het voetpunt van de karakteristiek voor  $V_g = -150$  V (in de figuur links van  $E_3$ ), kan thans echter niet aldus worden getrokken, omdat dan de distorsie (als gevolg van de sterke kromming der statische karakteristieken nabij het onderste punt) te groot wordt.



Dat hier distorsie aanwezig is blijkt uit het feit dat de stukken  $E_1E_2$  en  $E_1E_3$  (fig. 270) van de belastinglijn niet aan elkaar gelijk zijn, wat wel het geval is in fig. 265 ( $AB = AC$ ). Ter toelichting merken wij op dat in fig. 269 de afstand van de lijn  $G_2G_3$  tot de abscissenas den ruststroom voorstelt; ten gevolge van de distorsie is de stroomamplitude  $E_2G_2$  grooter dan de stroomamplitude  $E_3G_3$ . In fig. 268 zijn de overeenkomstige grootheden met dezelfde letters aangeduid; aangezien in die figuur  $E_2G_2$  en  $E_3G_3$  de projecties zijn van  $E_1E_2$  en  $E_1E_3$  op de verticale as, moet, volgens  $E_2G_2 > E_3G_3$ , ook  $E_1E_2 > E_1E_3$  zijn. De verhouding  $E_1E_2/E_1E_3$  is nu een maat voor de distorsie, en wel is, zooals we straks zullen bewijzen, onder bepaalde vereenvoudigende onderstellingen, de distorsie te berekenen uit:

$$d = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{n}{m}}{1 + \frac{n}{m}}, \dots \dots \dots (28)$$

indien  $m = E_1E_2$  en  $n = E_1E_3$  is (zie fig. 268).

Stelt men den eisch dat  $d$  kleiner moet zijn dan bijv. 5%, dan volgt hieruit dat  $n/m > 9/11 = 0,82$  moet zijn.

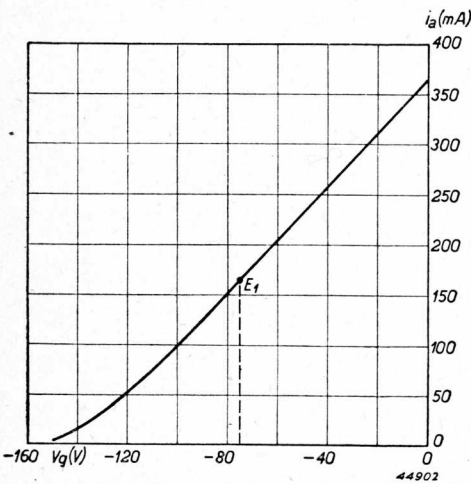


Fig. 271. Dynamische  $i_a$ - $v_g$ -karakteristiek van de triode TB 3/1000 in L.F. klasse A-instelling voor de belastinglijn van fig. 270.

Van deze betrekking is gebruik gemaakt bij het teekenen van de belastinglijn  $E_2E_3$  in fig. 270; daar is  $E_1E_3/E_1E_2 = 0,83$ .

Langs deze belastinglijn, waarvoor geldt:

$$R_a = \frac{V_{amax} - V_{amin}}{i_{amax} - i_{amin}} = \frac{4340 - 1380}{0,364 - 0,003} = 8200 \Omega,$$

bepalen we nu het verband tusschen  $i_a$  en  $v_g$ , de z.g. dynamische karakteristiek; deze is weergegeven in fig. 271.  $E_1$  is het rustpunt, gelegen bij  $V_g = -75$  V;  $I_a = 165$  mA. Doordat de dynamische karakteristiek een weinig gebogen is, zal

een sinusvormige roosterspanning, die op de gelijkspanning  $V_g = -75$  V wordt gesuperponeerd, een niet geheel sinusvormigen anodestroom tot gevolg hebben, m.a.w. er zal distorsie zijn.

Voor  $V_{gp} = 75$  V berekenen wij nu op de hierboven aangegeven wijze de verschillende grootheden. Het is daarbij niet noodig de kromme  $i_a = f(t)$  volgens fig. 269 te construeeren, want uit fig. 271 en uit de gegeven rooster-spanning, nl.  $v_g = -75 + 75 \cos \omega t$ , zijn de verschillende grootheden  $i_{max}$ ,  $i_1, \dots$  eveneens te bepalen. We krijgen dan de volgende tabel:

$\omega t$	$\cos \omega t$	$v_g$	$i_a$
$0^\circ$	1	0	$364 = i_{max}$
30	0,866	-10	$337 = i_1$
60	0,5	-37,5	$264 = i_2$
90	0	-75	$165 = i_3$
120	-0,5	-112,5	$68 = i_4$
150	-0,866	-140	$15 = i_5$
180	-1	-150	$3 = i_{min}$

Hieruit volgt:

$$I_{a0} = \frac{1}{18} [364 + 3 + 4(337 + 165 + 15) + 2(264 + 68)] = 172 \text{ mA}$$

$$I_{a1} = \frac{1}{9} [364 - 3 + 2\sqrt{3} \cdot (337 - 15) + 264 - 68] = 186 \text{ mA}$$

$$I_{a2} = \frac{1}{9} [364 + 3 + 2 \cdot (337 + 15) - 4 \cdot 165 - (264 + 68)] = 8,8 \text{ mA}$$

$$I_{a3} = \frac{1}{9} [364 - 3 - 2 \cdot (264 - 68)] = -3,4 \text{ mA}$$

$$I_{a4} = \frac{1}{9} [364 + 3 - 2 \cdot (337 + 15) + 4 \cdot 165 - (264 + 68)] = -1,0 \text{ mA.}$$

$$W_i = V_a I_{a0} = 3000 \cdot 172 \cdot 10^{-3} = 516 \text{ W}$$

$$W_{o1} = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_a = \frac{1}{2} \cdot (0,186)^2 \cdot 8200 = 142 \text{ W}$$

$$W_a = W_i - W_{o1} = 374 \text{ W}$$

$$\eta = \frac{W_{o1}}{W_i} = 27,5\%$$

$$d = \frac{\sqrt{(8,8)^2 + (-3,4)^2 + (-1,0)^2}}{186} = 5,1\%$$

We merken hierbij nog op, dat de anode-gelijkstroom  $I_{a0}$  iets grooter is dan de anodestroom in het rustpunt, d.i. bij afwezigheid van de excitatiespanning; dit is kennelijk een gevolg van de kromming van de dynamische karakteristiek.

Ten slotte bewijzen we nog dat in fig. 268 de distorsie gegeven is door

$$d = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{n}{m}}{1 + \frac{n}{m}} \dots \dots \dots (28)$$

Deze formule is alleen geldig indien de dynamische karakteristiek met goede benadering kan worden voorgesteld door een vergelijking van de gedaante

$$i_a = a + bv_g + cv_g^2 \dots \dots \dots (29)$$

Substitueert men hierin:  $v_g = V_g + V_{gp} \cos \omega t$ , dan wordt:

$$i_a = a + b (V_g + V_{gp} \cos \omega t) + c (V_g + V_{gp} \cos \omega t)^2,$$

of, uitgewerkt:

$$i_a = a + bV_g + cV_g^2 + \frac{1}{2}cV_{gp}^2 + (bV_{gp} + 2cV_gV_{gp}) \cos \omega t + \frac{1}{2}cV_{gp}^2 \cos 2\omega t. (30)$$

Daaruit blijkt, dat de distorsie hier alleen door de tweede harmonische wordt veroorzaakt. Voor  $\omega t = 0$  wordt  $i_a = i_{max}$ :

$$i_{max} = a + bV_g + cV_g^2 + \frac{1}{2}cV_{gp}^2 + bV_{gp} + 2cV_gV_{gp} + \frac{1}{2}cV_{gp}^2; (31)$$

Voor  $\omega t = \pi$  wordt  $i_a = i_{min}$ :

$$i_{min} = a + bV_g + cV_g^2 + \frac{1}{2}cV_{gp}^2 - (bV_{gp} + 2cV_gV_{gp}) + \frac{1}{2}cV_{gp}^2, (32)$$

terwijl de ruststroom  $i_{00}$  volgt uit (29) door daarin  $v_g = V_g$  te substitueeren:

$$i_{00} = a + bV_g + cV_g^2 \dots \dots \dots (33)$$

Uit (31), (32) en (33) volgt:

$$i_{max} - i_{00} = cV_{gp}^2 + bV_{gp} + 2cV_gV_{gp} = V_{gp} (b + 2cV_g + cV_{gp}) \dots (34)$$

$$i_{00} - i_{min} = bV_{gp} + 2cV_gV_{gp} - cV_{gp}^2 = V_{gp} (b + 2cV_g - cV_{gp}) \dots (35)$$

Uit (30) volgt voor de distorsie:

$$d = \frac{\frac{1}{2}cV_{gp}^2}{bV_{gp} + 2cV_gV_{gp}} = \frac{1}{2} \frac{cV_{gp}}{b + 2cV_g} \dots \dots \dots (36)$$

Nu is in fig. 268:

$$E_2 G_2 = i_{max} - i_{00} = m \sin \alpha$$

$$E_3 G_3 = i_{00} - i_{min} = n \sin \alpha,$$

zoodat, in verband met (34) en (35):

$$m = \text{const.} (b + 2cV_g + cV_{gp})$$

$$n = \text{const.} (b + 2cV_g - cV_{gp}),$$

waarin  $\text{const.} = V_{gp}/\sin \alpha$  is.

Hieruit volgt:

$$m - n = \text{const.} 2cV_{gp};$$

$$m + n = \text{const.} 2 (b + 2cV_g),$$

dus:

$$\frac{m - n}{m + n} = \frac{cV_{gp}}{b + 2cV_g},$$

of, in verband met (36):

$$\frac{m - n}{m + n} = 2d, \text{ dus}$$

$$d = \frac{1}{2} \cdot \frac{m - n}{m + n} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{n}{m}}{1 + \frac{n}{m}}.$$

### § 3. L.F. klasse B-versterker

Uit de voorgaande § is voldoende gebleken dat een A-versterker slechts met een laag rendement kan werken. Evenals bij den H.F. versterker, wordt hier verbetering verkregen door gebruik te maken van de klasse B-instelling. Wij moeten daarbij echter bedenken, dat door een buis in klasse B-instelling een anodestroom vloeit, die, in vergelijking met de excitatie-spanning, sterk vervormd is, wat uiteraard bij een L.F. versterker niet kan worden toegestaan (zie fig. 272). De oplossing van deze moeilijkheid wordt gegeven door den balansversterker, waarvan fig. 273 het schema geeft. De negatieve roosterspanning,  $V_g$ , wordt zoodanig gekozen dat — bij de gegeven anodespanning  $V_a$  — de anodestroom van de buizen nagenoeg <sup>1)</sup> gelijk is aan nul. De excitatie op het rooster van de eene buis is in tegenfase

<sup>1)</sup> Preciseering volgt later.

met die van de andere en heeft dezelfde amplitude; stelt men dus de eerstgenoemde spanning voor door  $V_{gp} \cos \omega t$ , dan is de tweede gelijk aan  $-V_{gp} \cos \omega t$ . In de praktijk wordt dit verwezenlijkt door de secundaire wikkeling van den excitatie-transformator van een middenaftakking te voorzien en hieraan de negatieve roosterspanning toe te voeren.

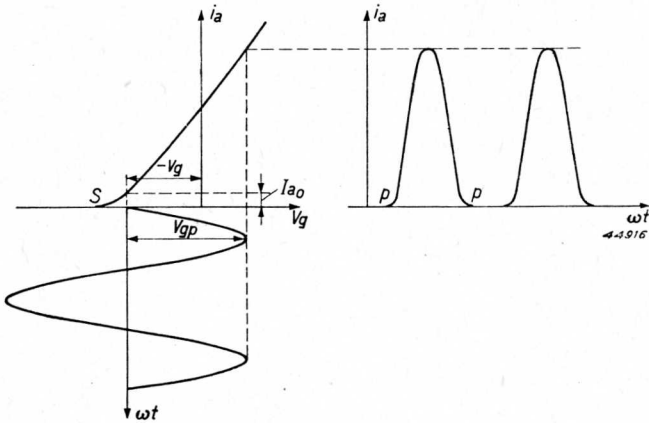


Fig. 272. Vervorming van den anodestroom bij een L.F. klasse B-versterker.

Van den uitgangstransformator is de primaire wikkeling eveneens in twee gelijke deelen verdeeld; op de secundaire wikkeling is de belastingweerstand  $R$  aangesloten.

Indien nu de buizen volkomen gelijke karakteristieken hebben, wordt door deze schakeling de stroom in den belastingweerstand vrijwel sinusvormig.

Fig. 274 verduidelijkt dit. De sinuslijn  $a$  stelt voor de excitatiespanning; door de pijlen 1 en 2 wordt aangeduid in welke richting de roosters van de buizen 1 en 2 (fig. 273) minder negatief worden.

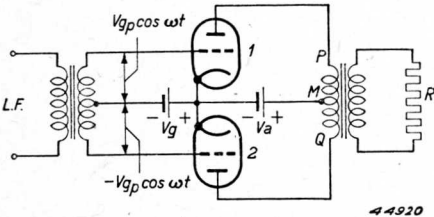


Fig. 273. Principeschema van een L.F. balansversterker.

Voor het rooster van buis 2 is dat dus een halve periode later dan voor het rooster van buis 1. De anodestromen van de buizen worden door  $b$  en  $c$  aangeduid; zij hebben,

op grond van de klasse B-instelling, ongeveer de gedaante van halve sinussen, die met een onderbreking van een halve periode op elkaar volgen. De stroomimpulsen van 2 (kromme c) komen een halve periode na die van 1 (kromme b), omdat, volgens a, het rooster van 2 ook een halve periode na dat van 1 zijn positieve fase bereikt. De amplituden c zijn naar beneden uitgezet, omdat de anodestroom van 2 de primaire van den uitgangstransformator doorloopt in een richting die tegengesteld is aan die van 1.

De spanning, die aan de secundaire zijde van den uitgangstransformator ontstaat, en dus ook de stroom door den belastingweerstand  $R$ , zijn — aangezien wij den transformator ideaal onderstellen — op ieder oogenblik evenredig met de stroomen in de primaire wikkeling. Afgezien van de transformatieverhouding is derhalve de secundaire stroom gelijk aan de algebraïsche som van de stroomen  $b$  en  $c$ , dat is de kromme  $d$ , die behoorlijk den sinusvorm benadert.

Wij merken hierbij nog het volgende op.

Ten gevolge van de kromming van de statische karakteristiek, die vooral in het onderste gedeelte merkbaar is ( $S$  in fig. 272), vertoonen de anodestroomimpulsen aan de onderzijde uitloopers  $p$  (fig. 272 en fig. 274,  $b$  en  $c$ ). Uit fig. 274d blijkt, dat in den stroom in de secundaire wikkeling de uitlooper van de eene buis gecompenseerd wordt door dien van de tweede. Dit wordt echter slechts bereikt door een juiste keuze van den anode-ruststroom  $I_{a00}$  der buizen. Zou men bijv. de negatieve roosterspanning zoodanig kiezen, dat de ruststroom gelijk werd aan nul, dan begint zichtbaar de anodestroom van de tweede buis pas te vloeien op het oogenblik dat die

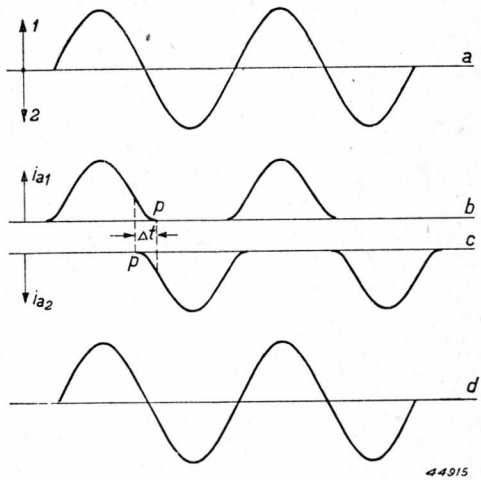


Fig. 274. Constructie van den stroom in den belastingweerstand  $R$  van den klasse B-balansversterker van fig. 273, indien een van nul verschillende ruststroom aanwezig is:

- a. excitatiespanning;
- b. anodestroom van de eerste buis;
- c. anodestroom van de tweede buis;
- d. resulterende stroom; de uitloopers  $p$  in  $b$  en  $c$  compenseeren elkaar in  $d$ .

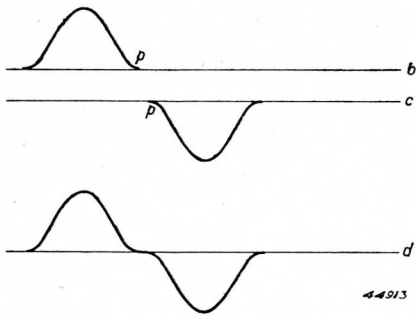


Fig. 275. Als fig. 274; de ruststroom is echter gelijk aan nul; de uitloopers  $p$  in  $b$  en  $c$  compenseeren elkaar *niet* in  $d$ ; de anodestroom is dus vervormd.

van de eerste buis de nulwaarde heeft bereikt. De situatie van fig. 274 gaat dan over in die van fig. 275; de uitloopers  $p$  compenseeren elkaar nu niet meer, en dat heeft tot gevolg dat de resulterende stroomkromme van den sinusvorm afwijkt (fig. 275d).

Evenals bij de klasse A-versterker, bespreken we eerst de theorie der rechtlijnige karakteristieken.

#### A. Theorie der rechtlijnige karakteristieken

Wij bespreken hier de berekeningsmethode die door C. J. de Lussanet de la Sablonière is aangegeven.

De  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken onderstellen we rechtlijnig op de wijze als besproken in hoofdstuk III (zie fig. 276). De belastinglijn is een rechte lijn  $AB$ ;  $A$  is het punt op de abscissenas waarvoor  $v_a = V_a$  is. Dat de belastinglijn een rechte lijn is volgt onmiddellijk uit de overweging dat (fig. 273) de secundaire belastingweerstand  $R$  aan de primaire zijde tusschen de punten  $P$  en  $M$ , zoowel als tusschen de punten  $Q$  en  $M$ , zich voordoet als een weerstand  $R_a = (n_1/n_2)^2 R$ , waarin  $n_1$  het aantal wikkelingen van  $PM$ , resp.  $QM$  is, en  $n_2$  het aantal wikkelingen aan de secundaire zijde. De anodestroom  $i_a$  van buis 1, die door  $MP$  vloeit, ondervindt hierin een spanningverlies dat evenredig is met  $i_a$ , hetgeen beteekent dat de belastinglijn een rechte is, en, aangezien voorts de anodestroom van buis 1 begint te vloeien op het oogenblik dat die van buis 2 gelijk wordt aan nul, is op dat moment geen spanningverlies in den transformator aanwezig en dus  $v_a = V_a$  (punt  $A$ , fig. 276).

Zij  $I_{ap}$  de maximale waarde van den anodestroomimpuls per buis; dan is de amplitude van de anode-wisselspanning  $V_{ap} = I_{ap} R_a$ . In fig. 276 is  $BC = I_{ap}$ ;  $AC = V_{ap}$  en dus  $R_a = \text{ctg } \alpha$ . De eerste harmonische van den anodestroom is, volgens fig. 19 (hoofdstuk III), gelijk aan  $I_{a1} = \frac{1}{2} I_{ap}$ ; de anode-gelijkstroom is, volgens fig. 18:  $I_{a0} = \frac{1}{\pi} I_{ap}$ . Het afgegeven vermogen per buis is  $W_0 = \frac{1}{2} V_{ap} I_{a1} = \frac{1}{4} V_{ap} I_{ap}$ ; het opgenomen vermogen per buis is  $W_i = V_a I_{a0} = \frac{1}{\pi} V_a I_{ap}$ , en de anodedissipatie per buis is:  $W_a = W_i - W_0 = \frac{1}{\pi} V_a I_{ap} - \frac{1}{4} V_{ap} I_{ap}$ .



In het diagram van fig. 276 is nu op overzichtelijke wijze aan te geven hoe groot, bij uitsturing tot het punt  $B$ , het afgegeven vermogen en de anodedissipatie zijn. Voeren we nl. als nieuw coördinatenstelsel in het stelsel  $xAy$ , met  $A$  als oorsprong, en stellen we  $I_{ap} = y$ ,  $V_{ap} = x$ , dan wordt het afgegeven vermogen:  $W_0 = \frac{1}{4} xy$ . In het nieuwe coördinatenstelsel is derhalve de lijn die de punten met eenzelfde afgegeven vermogen verbindt een gelijkzijdige hyperbool door het punt  $B$ , waarvan de assen  $Ax$  en  $Ay$  de asymptoten zijn. In fig. 276 is dit de gestippelde lijn  $h$ . De anodedissipatie wordt, uitgedrukt in  $x$  en  $y$ :

$$W_a = \frac{V_a}{\pi} y - \frac{1}{4} xy = \frac{1}{4} y \left( \frac{4}{\pi} V_a - x \right).$$

Dit is eveneens een gelijkzijdige hyperbool door het punt  $B$ , echter nu met, als asymptoten, de  $x$ -as en de rechte  $x = \frac{4}{\pi} V_a$ . In fig. 276 beteekent dit, dat het middelpunt van deze hyperbool is gelegen op de negatieve  $v_a$ -as, en wel op een afstand van  $O$ , die gelijk is aan  $\frac{4}{\pi} V_a - V_a = (\frac{4}{\pi} - 1) V_a = 0,273 V_a$ . De lijn  $k$  stelt de dissipatiehyperbool voor.

Door nu in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram twee stelsels hyperbolen te teekenen, het eene stelsel voor verschillende waarden van  $W_0$ , het andere voor verschillende waarden van  $W_a$ , is direct, bij gegeven  $V_a$ , dat eindpunt  $B$  van de belastinglijn te bepalen, waarvoor  $W_0$  en  $W_a$  een bepaalde, vooraf vastgestelde waarde hebben. Voorts kan men, bij gegeven constante  $W_a$ , de ligging van  $B$  zoodanig bepalen dat  $W_0$ , en dus  $\eta$ , zoo gunstig mogelijk worden.

Een praktische methode van werken wordt verkregen als men de beide stelsels hyperbolen op doorzichtig materiaal aanbrengt, die dan naar behoefte over het karakteristiekenveld kunnen worden verschoven.

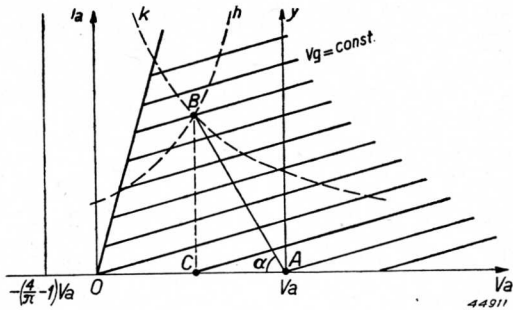


Fig. 276. Klasse B-instelling van een triode met rechte  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken;  $AB$  is de belastinglijn,  $h$  de hyperbool voor constant afgegeven vermogen;  $k$  die voor constante anodedissipatie.

### B. Theorie van de niet-lineaire karakteristieken. Distorsie

Bij de bespreking van de figuren 274 en 275 is gebleken dat in de praktijk van de klasse B-instelling, in het rustpunt een zekere anodestroom in ieder der buizen wordt toegelaten, zoodat er een zeker tijdinterval is, gedurende hetwelk de buizen gelijktijdig werken. In fig. 274 is dit interval aangeduid met  $\Delta t$ . De belastinglijn, die op grond van de zuiver ohmsche belasting een rechte lijn zou zijn (zooals  $AB$  in fig. 276), indien de buizen steeds ieder afzonderlijk zouden werken, verkrijgt nu een eenigszins andere gedaante, die in het volgende wordt besproken.

In fig. 277 is het deel van den karakteristiekenbundel geteekend, dat om het rustpunt  $P$  is gelegen. De anode-gelijkspanning behoorend bij dit punt, is  $V_a$ ; de roosterspanning is  $V_g$ .  $PM$  is de anode-ruststroom. Indien de anode-ruststroom juist gelijk zou zijn aan nul, zou de belastinglijn, evenals in fig. 276, de rechte  $MN$  zijn, gaande door  $M$  met helling  $-1/R_a$ .

Is de ruststroom niet gelijk aan nul, doch heeft hij, zooals hier, een waarde  $PM$ , dan is, indien slechts één buis werkt, de belastinglijn een rechte  $PQ$  door  $P$ , evenwijdig aan  $MN$ , en dit nog steeds op grond van de overweging dat de anodestroom een daling van de anodespanning teweegbrengt, die steeds evenredig is met den stroom.

Werkt echter tegelijkertijd de tweede buis, en wel op de vroeger aangeduide wijze in tegenfase met de eerste, dan wordt (zie fig. 273) de momenteele anodespanning van ieder der buizen bepaald zoowel door den eigen anodestroom als door den anodestroom van de balansbuis. Immers, de stroom  $i_{a2}$  in  $MQ$  verwekt een inductiestroom in de secundaire transformatorwikkeling, en deze weer een inductiespanning in de wikkeling  $MP$  van de eerste buis. Het is bovendien zoo, dat de anodestroom  $i_{a1}$  en  $i_{a2}$  van de buizen 1 en 2 t.a.v. de spanningvariaties op de anoden met elkaar meewerken, want neemt bijv.  $i_{a1}$  toe, dan neemt (ten gevolge van de balansschakeling)  $i_{a2}$  af. Toeneming van  $i_{a1}$  geeft echter spanningdaling in  $P$ ; afneming van  $i_{a2}$  geeft spanningstijging in  $Q$ , dus (ten gevolge van de balansschake-

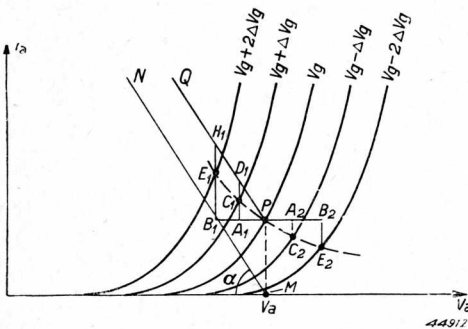


Fig. 277. Constructie van de belastinglijn bij den klasse B-versterker, als de beide buizen gelijktijdig stroom voeren.

ling) eveneens spanningdaling in  $P$ . Noemt men dus  $\Delta i_{a1}$  de toeneming van den anodestroom in de eerste buis,  $\Delta i_{a2}$  de afneming van den anodestroom in de tweede buis, beide als gevolg van een toeneming (resp. afneming) van de roosterspanning met een bedrag  $\Delta V_g$ , en is  $\Delta v_a$  de resulterende afneming van de anodespanning van buis 1 (toeneming bij buis 2), dan geldt dus:  $\Delta v_a = (\Delta i_{a1} + \Delta i_{a2}) R_a$ .

Hierop berust de constructie van fig. 277. De punten  $C_1$  en  $C_2$ , liggend op de karakteristieken voor  $V_g + \Delta V_g$ , resp.  $V_g - \Delta V_g$ , zijn zoodanig geconstrueerd dat  $PA_1 = PA_2$  en  $C_1D_1 = A_2C_2$  is. Indien de figuur op millimeterpapier is geteekend, is deze constructie door probeeren gemakkelijk uit te voeren. Blijkbaar is nu  $A_1C_1 = \Delta i_{a1}$ ;  $A_2C_2 = \Delta i_{a2} = C_1D_1$ , dus  $A_1D_1 = \Delta i_{a1} + \Delta i_{a2}$ . Omdat  $PQ \parallel MN$  is en dus de (negatieve) helling  $1/R_a$  heeft, is  $PA_1 (= PA_2) = (\Delta i_{a1} + \Delta i_{a2}) R_a = \Delta v_a$ . De punten  $C_1$  en  $C_2$  voldoen derhalve aan de condities voor het gelijktijdig werken der buizen; zij zijn derhalve punten van de belastinglijn.

Op dezelfde wijze kunnen de punten  $E_1$  en  $E_2$ , gelegen op de karakteristieken voor  $V_g + 2\Delta V_g$  en  $V_g - 2\Delta V_g$ , worden geconstrueerd; hierbij is weer  $PB_1 = PB_2$  en  $E_1H_1 = B_2E_2$ .

De belastinglijn rond  $P$  krijgt nu de gedaante van de gestippelde lijn  $E_1C_1PC_2E_2$ . Zij gaat naar rechts geleidelijk over in de  $v_a$ -as en naar links in de lijn  $MN$ .

Is de belastinglijn eenmaal op de aangegeven wijze in het  $I_a$ - $V_a$ -diagram geteekend, dan is hiermee het verband tusschen  $i_a$  en  $v$  (d.i. de dynamische karakteristiek) direct te bepalen. Een voorbeeld van zulk een karakteristiek is schematisch weergegeven in fig. 278 (kromme  $A_1B_1C_1$ ). In het punt  $P$  is de rooster-gelijkspanning gelijk aan  $V_g$ .

Zooals men ziet is, met name ten gevolge van den staart  $B_1C_1$ , de dynamische karakteristiek niet geheel recht. Door de samenwerking met de tweede buis wordt nu echter de invloed van dezen staart t.a.v.

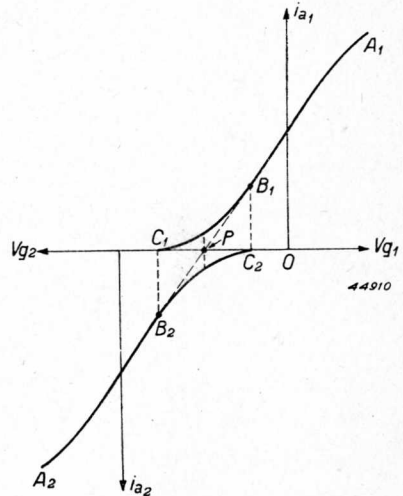


Fig. 278. Dynamische karakteristieken bij klasse B-versterking:  
 $A_1B_1C_1$ : dynamische karakteristiek van de eerste buis;  
 $A_2B_2C_2$ : dynamische karakteristiek van de tweede buis;  
 $A_1B_1PB_2A_2$ : gecombineerde dynamische karakteristiek.

de distorsie zoo goed als teniet gedaan. Voor het uitwendig circuit is het nl. alsof de dynamische karakteristiek de lijn  $A_1B_1PB_2A_2$  is, die uit de karakteristieken der beide buizen wordt verkregen op de wijze als aangegeven in fig. 278. De karakteristiek  $A_1B_1C_1$  van de eerste buis wordt gewenteld om  $P$ , over een hoek van  $180^\circ$ , waardoor de karakteristiek  $A_2B_2C_2$  van de tweede buis wordt verkregen; iedere ordinaat van het gestippelde deel  $B_1PB_2$  is nu de algebraïsche som van de bijbehorende ordinaten van de krommen  $B_1C_1$  en  $B_2C_2$ .

Dat nu inderdaad voor het uitwendig circuit de dynamische karakteristiek tusschen  $B_1$  en  $B_2$  door de genoemde stippellijn wordt voorgesteld, volgt uit de overweging dat in de primaire wikkeling van den transformator (fig. 273) de stroomen  $i_{a_1}$  en  $i_{a_2}$  tegengestelde richting hebben, zoodat in de secundaire wikkeling het verschil van deze twee stroomen tot uiting komt. Vergelijk ook fig. 274 *b*, *c* en *d*.

Uit de aldus gevonden dynamische karakteristiek berekenen we nu het opgenomen en het afgegeven vermogen, de anodedissipatie, het rendement en de distorsie. Stellen we de excitatiespanning als functie van den tijd voor door  $V_{gp} \cos \omega t$ , dan is de anodestroom van de eerste buis (fig. 274 *b*) te schrijven als:

$$i_{a_1} = I_{a_0} + I_{a_1} \cos \omega t + I_{a_2} \cos 2\omega t + I_{a_3} \cos 3\omega t + \dots \quad (1)$$

Die van de tweede buis is naar den tijd  $180^\circ$  verschoven, zoodat

$$i_{a_2} = I_{a_0} + I_{a_1} \cos (\omega t - 180^\circ) + I_{a_2} \cos 2 (\omega t - 180^\circ) + \\ + I_{a_3} \cos 3 (\omega t - 180^\circ) + \dots$$

of

$$i_{a_2} = I_{a_0} - I_{a_1} \cos \omega t + I_{a_2} \cos 2\omega t - I_{a_3} \cos 3\omega t + \dots \quad (2)$$

Het verschil van deze twee stroomen is maatgevend voor den stroom in den belastingweerstand (vgl. fig. 274 *b* en *c*, waarin  $i_{a_2}$  tegengesteld is uitgezet in vergelijking met  $i_{a_1}$ ); dat is dus:

$$i = i_{a_1} - i_{a_2} = 2I_{a_1} \cos \omega t + 2I_{a_3} \cos 3\omega t + 2I_{a_5} \cos 5\omega t + \dots \quad (3)$$

Hieruit volgt dat de distorsie alleen door de oneven harmonischen wordt veroorzaakt.

De dynamische karakteristiek  $A_1B_1PB_2A_2$  van fig. 278 wordt nu bepaald door de vergelijking (3) en door

$$x = V_{gp} \cos \omega t, \dots \quad (4)$$

indien  $P$  als oorsprong van het coördinatenstelsel wordt aangenomen.

Om hieruit op eenvoudige wijze de amplituden  $2I_{a_1} = a_1$ ,  $2I_{a_3} = a_3$ , ... van de verschillende stroomcomponenten te kunnen bepalen, verbinden we, volgens de werkwijze van Mouromtseff en Kozanowski, het punt  $P$  met het eindpunt  $A_1$  van de dynamische karakteristiek (zie fig. 279), en bepalen nu op een aantal plaatsen  $x$  het verschil  $\Delta$  tusschen de ordinaten van de dynamische karakteristiek en die van de rechte  $PA_1$ . Duiden we  $A_1Q$  aan met  $I_{ap}$ , dan is de vergelijking van deze rechte  $PA_1$  blijkbaar

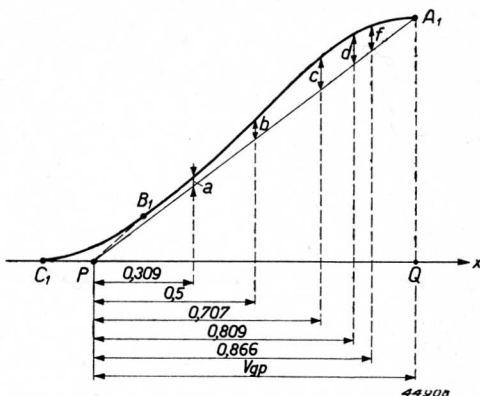


Fig. 279. Bepaling van de amplituden der harmonischen uit de ordinatenverschillen  $\Delta$  van de dynamische karakteristiek  $A_1B_1P$  en de rechte  $A_1P$ .

$$y = I_{ap} \cos \omega t, \dots \dots \dots (5)$$

en dus het bedoelde verschil der ordinaten:

$$\Delta = i - y = a_1 \cos \omega t + a_3 \cos 3 \omega t + a_5 \cos 5 \omega t + \dots - I_{ap} \cos \omega t \quad (6)$$

Voor het punt  $A_1$  is  $\omega t = 0$  en  $\Delta = 0$ ; derhalve:

$$0 = a_1 + a_3 + a_5 + \dots - I_{ap}, \text{ of} \\ I_{ap} = a_1 + a_3 + a_5 + \dots \dots \dots (7)$$

Voor  $P$  is  $\omega t = 90^\circ$ , en dus  $\Delta = 0$ , zooals ook behoort.

Met behulp van de uitdrukking (7) voor  $I_{ap}$  wordt nu:

$$\Delta = a_3 (\cos 3\omega t - \cos \omega t) + a_5 (\cos 5\omega t - \cos \omega t) + a_7 (\cos 7\omega t - \cos \omega t) + \dots$$

wat we schrijven als:

$$\Delta = a_3 p_3 + a_5 p_5 + a_7 p_7 + \dots$$

Hierin is:

$$p_3 = -2 \sin 2\omega t \sin \omega t, \\ p_5 = -2 \sin 3\omega t \sin \omega t, \\ p_7 = -2 \sin 4\omega t \sin \omega t, \text{ enz.}$$

We bepalen nu deze coëfficiënten voor  $\omega t = 30^\circ, 36^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  en  $72^\circ$  en vinden dan de volgende tabel, als we de elfde harmonische nog meenemen:

$\omega t$	$30^\circ$	$36^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$72^\circ$
$p_3$	$-\frac{1}{2}\sqrt{3}$	-1,1180	$-\sqrt{2}$	$-\frac{3}{2}$	-1,1180
$p_5$	$-\sqrt{3}$	-1,8090	$-\sqrt{2}$	0	+0,6910
$p_7$	$-\sqrt{3}$	-1,1180	0	0	-1,1180
$p_9$	$-\frac{1}{2}\sqrt{3}$	0	0	$-\frac{3}{2}$	0
$p_{11}$	0	0	$-\sqrt{2}$	0	0

De oorsprongpunten op de  $x$ -as, die bepaald zijn door (4):

$$x = V_{gp} \cos \omega t,$$

komen dus nu te liggen bij:

0,309  $V_{gp}$ ; 0,5  $V_{gp}$ ; 0,707  $V_{gp}$ ; 0,809  $V_{gp}$  en 0,866  $V_{gp}$  (zie fig. 279).

De verschillen  $\Delta$  noemen we achtereenvolgens  $a, b, c, d$  en  $f$ ; hiervoor gelden dan, op grond van het bovenstaande, de volgende vergelijkingen:

$$\left. \begin{aligned} a &= -1,1180 (a_3 + a_7) + 0,6910 a_5 \\ b &= -\frac{3}{2} (a_3 + a_9) \\ c &= -\sqrt{2} (a_3 + a_5 + a_{11}) \\ d &= -1,1180 (a_3 + a_7) - 1,8090 a_5 \\ f &= -\frac{1}{2}\sqrt{3} (a_3 + a_9) - \sqrt{3} (a_5 + a_7) \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

Hieruit kunnen de onbekende coëfficiënten  $a_3 \dots a_{11}$  gemakkelijk worden opgelost. We vinden:

$$\left. \begin{aligned} a_5 &= 0,4 (a-d) \\ a_7 &= \frac{b}{3} - 0,577 f - a_5 \\ a_3 &= -0,4475 (a+d) - \frac{1}{2} a_5 - a_7 \\ a_9 &= \frac{2}{3} b - a_3 \\ a_{11} &= -0,707 c - a_3 - a_5 \end{aligned} \right\} \dots (9)$$

Omdat ook  $I_{ap}$  bekend is, is nu  $a_1$  te berekenen uit:

$$a_1 = I_{ap} - a_3 - a_5 - a_7 - a_9 - a_{11} \dots \dots \dots (9a)$$

De gelijkstroom  $I_{ao}$ , die door ieder der buizen vloeit, wordt niet bepaald door de gemeenschappelijke karakteristiek  $A_1B_1P$ , maar door de individuele karakteristiek  $A_1B_1C_1$ . Wanneer nu echter de amplitude van de excitatiespanning  $PQ$  (fig. 279) groot is t.o.v. de spanning  $PC_1$ , dan kan, ter berekening van den gelijkstroom, de karakteristiek  $A_1B_1C_1$  met goede benadering worden vervangen door de karakteristiek  $A_1B_1P$ . Practisch beteekent dit, dat (fig. 280) de impuls  $CBA B'C'$  wordt vervangen door den impuls  $PBAB'P'$ , die ligt tusschen  $\omega t = -\pi/2$  en  $+\pi/2$ .

Algemeen is nu (voor één buis):

$$I_{ao} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_a d\omega t,$$

wat hier uit symmetrie-overwegingen vervangen kan worden door:

$$I_{ao} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} i_a d\omega t.$$

Substitueeren we hierin voor  $i_u$  de uitdrukking (1) en voeren we de integratie uit, dan komt er:

$$I_{ao} = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2} I_{ao} + I_{a1} - \frac{1}{3} I_{a3} + \frac{1}{5} I_{a5} - \frac{1}{7} I_{a7} + \frac{1}{9} I_{a9} - \frac{1}{11} I_{a11} \right],$$

waaruit volgt:

$$I_{ao} = \frac{2}{\pi} \left( I_{a1} - \frac{1}{3} I_{a3} + \frac{1}{5} I_{a5} - \frac{1}{7} I_{a7} + \frac{1}{9} I_{a9} - \frac{1}{11} I_{a11} \right),$$

en, aangezien

$$2I_{a1} = a_1; 2I_{a3} = a_3, \dots$$

is, wordt dat:

$$I_{ao} = \frac{1}{\pi} \left( a_1 - \frac{1}{3} a_3 + \frac{1}{5} a_5 - \frac{1}{7} a_7 + \frac{1}{9} a_9 - \frac{1}{11} a_{11} \right), \dots \dots \dots (10)$$

zoodat hieruit, met behulp van (9) en (9a), de anode-gelijkstroom is te berekenen.



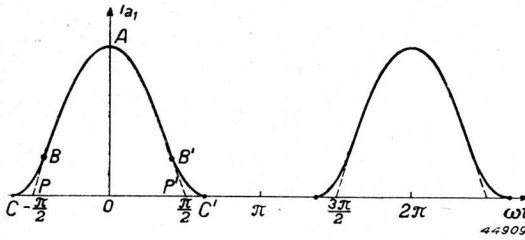


Fig. 280. Het berekenen van den gelijkstroomcomponent uit den „gecombineerden impuls” PBAB'P'.

Bij kleine amplituden van de excitatiespanning levert deze formule onnauwkeurige resultaten, omdat dan de staarten BC en B'C' van den impuls (fig. 280) relatief meer invloed krijgen. In dat geval moet  $I_{a0}$  op andere wijze worden

bepaald, bijv. met den regel van Simpson. Het afgegeven vermogen per buis is:

$$W_o = \frac{1}{2} V_{ap1} I_{a1}.$$

Hierin is  $V_{ap1}$  de topwaarde van de eerste harmonische van de anodewisselspanning, die ontstaat door de gecombineerde werking van de beide buizen. Is dus  $R_a$  de anodeweerstand per helft (in fig. 276 en 277 bepaald door  $\text{ctg } \alpha = R_a$ ), dan is:

$$V_{ap1} = 2 I_{a1} R_a = a_1 R_a.$$

Derhalve wordt:

$$W_o = \frac{1}{4} a_1^2 R_a \dots \dots \dots (11)$$

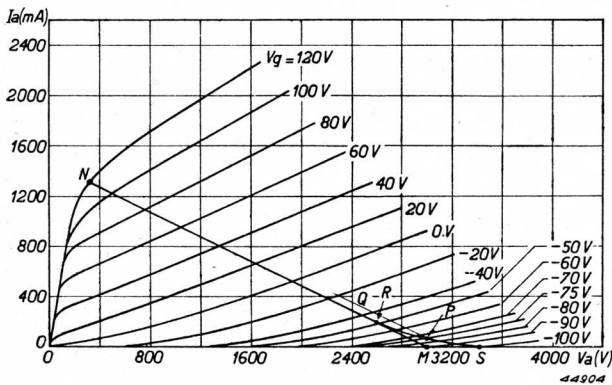


Fig. 281.  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken van de triode TB 3/1000, met belastinglijn NRPS voor L.F. klasse B-instelling.

Opgenomen vermogen, anodedissipatie, rendement en distorsie worden op de gebruikelijke wijze berekend.

Ter illustratie van het bovenstaande berekenen we een L.F. klasse B-instelling van de triode TB 3/1000.

Fig. 281 toont de  $I_a$ - $V_a$ -karakteristieken.

We kiezen  $V_a = 3000$  V,  $V_g = -75$  V; de bijbehorende ruststroom is dan 65 mA. Of de keuze van dit rustpunt juist is blijkt pas naderhand, als eenmaal de dynamische karakteristiek is gevonden. Hoe grooter de ruststroom wordt gekozen, des te kleiner zal de distorsie zijn bij kleine amplituden; echter ook des te meer gaat de klasse B-instelling over in een klasse A/B-instelling, hetgeen, vooral bij de kleinere amplituden, met een vermindering van het rendement gepaard gaat.

Het eindpunt  $N$  van de belastinglijn leggen we op de karakteristiek voor  $V_g = +120$  V, en verder zooveel mogelijk naar links, ten einde een grootte spanninguitsturing en dus een goed rendement te verkrijgen. Legt men  $N$  echter al te ver naar links, dus op de grenskarakteristiek, dan daalt de anode-topstroom, en dus het afgegeven vermogen, te sterk, terwijl tevens de distorsie toeneemt; de uiteindelijke plaats is dus een compromis. Wij kiezen hier  $I_{ap} = 1320$  mA;  $v_{amin} = 320$  V.

De roosterspanning als functie van den tijd wordt dan:

$$v_g(t) = -75 + 195 \cos \omega t.$$

De constructie van de werklijn geschiedt nu op de vroeger besproken wijze (vgl. fig. 277); dit wordt de lijn  $NRPS$ . De anodeweerstand  $R_a$  is bepaald door de helling van de lijn  $MN$ :

$$R_a = \frac{V_a - v_{amin}}{I_{ap}} = \frac{3000 - 320}{1,320} = 2030 \Omega.$$

Langs de belastinglijn lezen we nu het verband tusschen  $i_a$  en  $v_g$  af, weergegeven in de volgende tabel en in fig. 282 (kromme  $A_1B_1C_1$ ):

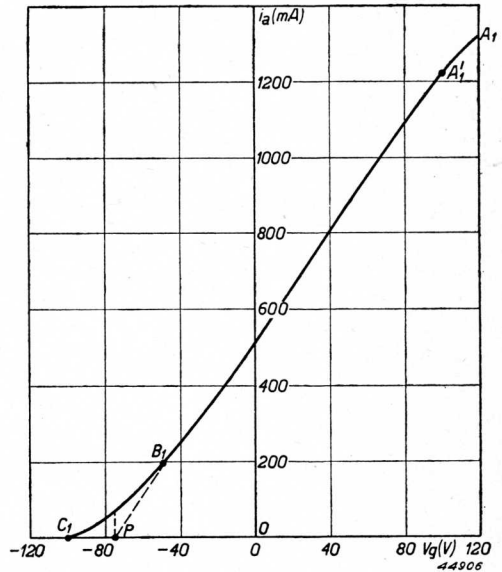


Fig. 282. Dynamische karakteristiek ( $A_1B_1C_1$ ), behorende bij de belastinglijn van fig. 281.  $A_1B_1P$  is de gecombineerde karakteristiek.

$v_g =$	120	100	80	60	40	20	0	-20	-40	-50	-60	-70	-75	-80	-90	-100 V;
$i_a =$	1320	1220	1090	950	800	660	520	380	250	190	140	90	65	40	20	0 mA.

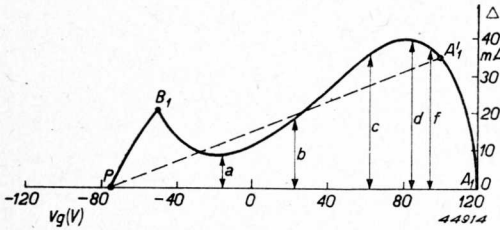


Fig. 283. Bepaling van de ordinaatverschillen  $\Delta$ , behorend bij de dynamische karakteristiek van fig. 282.

De gecombineerde karakteristiek wordt nu de lijn  $A_1B_1P$  (slechts voor de helft geteekend; vgl. fig. 279). Daaruit blijkt dat het deel  $PB_1$  vrij behoorlijk aansluit bij het deel  $B_1A_1$ , zoodat de keuze van den ruststroom als juist kan worden beschouwd.

De ordinaatverschillen  $\Delta$  tusschen deze laatste karakteristiek en de rechte  $A_1P$  zijn in

fig. 283 op vergrootte schaal weergegeven.

Volgens het schema van fig. 279 vinden we nu voor deze  $\Delta$ 's:

$a = 9$ ;  $b = 18$ ;  $c = 37$ ;  $d = 40$ ;  $f = 37$ , en daaruit, met behulp van (9):

$$a_5 = 0,4 \cdot (9 - 40) = -12,4;$$

$$a_7 = \frac{18}{3} - 0,577 \cdot 37 + 12,4 = -3,0;$$

$$a_3 = -0,4475 \cdot (9 + 40) + 6,2 + 3,0 = -12,8;$$

$$a_9 = -\frac{2}{3} \cdot 18 + 12,8 = 0,8;$$

$$a_{11} = -0,707 \cdot 37 + 12,8 + 12,4 = -1,0.$$

Verder is  $I_{ap} = 1320$  mA, dus

$$a_1 = 1320 + 12,8 + 12,4 + 3,0 - 0,8 + 1,0 = 1348 \text{ mA.}$$

Ten slotte volgt uit (10):

$$I_{ao} = \frac{1}{\pi} (1348 + 4,3 - 2,5 + 0,4 + 0,1 + 0,1) = 430 \text{ mA.}$$

Per buis is dus het opgenomen vermogen:

$$W_i = V_a I_{ao} = 3000 \cdot 0,430 = 1290 \text{ W;}$$

het afgegeven vermogen:

$$W_o = \frac{1}{4} a_1^2 R_a = \frac{1}{4} \cdot (1,348)^2 \cdot 2030 = 923 \text{ W};$$

de anodedissipatie:

$$W_a = W_i - W_o = 367 \text{ W}.$$

Het rendement wordt:

$$\eta = \frac{W_o}{W_i} = \frac{923}{1290} = 71,5\%;$$

de distorsie:

$$d = \frac{\sqrt{a_3^2 + a_5^2 + \dots + a_{11}^2}}{a_1} = 1,35\%.$$

Voor andere (kleinere) waarden van de excitatiespanning verloopt de berekening op volkomen gelijke wijze; slechts moet men bedenken dat het punt  $A_1$  (fig. 282 en 283) nu op een andere plaats komt te liggen en dat dus ook de  $\Delta$ 's op andere plaatsen en op een andere wijze worden gemeten. Is bijv.  $V_{gp} = 175 \text{ V}$ , dus  $v_{gmax} = 100 \text{ V}$ , dan is  $A_1'$  het einde van de dynamische karakteristiek (fig. 282 en 283); de  $\Delta$ 's moeten dan in fig. 283 worden gemeten tusschen de kromme  $A_1'B_1P$  en de rechte  $A_1'P$ , en bovendien op plaatsen die — in overeenstemming met de kleinere  $V_{gp}$  — meer naar links zijn verschoven. Uit dit voorbeeld ziet men tevens dat de  $\Delta$ 's ook negatief kunnen zijn.

Ten slotte moeten nog de roosterstroom en het stuurvermogen worden berekend.

Fig. 284 toont de statische  $I_g-V_a$ -karakteristieken van TB 3/1000. Uit de belastinglijn in het  $I_a-V_a$ -diagram (fig. 281) kennen wij het verband dat er bestaat tusschen de momenteele waarden van  $v_g$  en  $v_a$ . Hieruit kan, met behulp

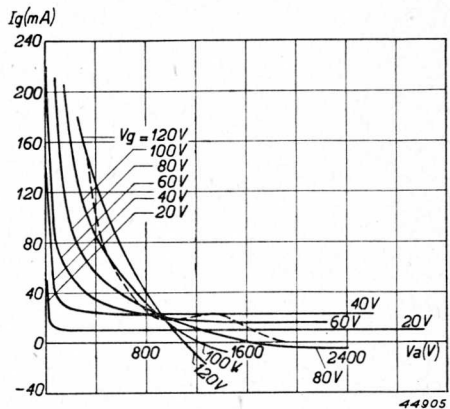


Fig. 284.  $I_g-V_a$ -karakteristieken van de triode TB 3/1000; de gestippelde lijn is de belastinglijn behoorend bij de L.F. klasse B-instelling van fig. 281.

van het  $I_g$ - $V_a$ -diagram, het verband tusschen  $i_g$  en  $v_g$  worden gevonden. We vinden dan de volgende tabel:

$v_g(t) =$	120	100	80	60	40	20	0 V;
$v_a(t) =$	320	500	760	1050	1360	1640	1930 V;
$i_g(t) =$	154	69	30	19	23	10	0 mA.

De gestippelde lijn in fig. 284 brengt deze betrekking in beeld.

We kunnen nu de dynamische roosterstroomkarakteristiek, nl.  $i_g(t)$  als functie van  $v_g(t)$ , teekenen; we krijgen dan fig. 285. Hieruit en uit de betrekking

$$v_g(t) = -75 + 195 \cos \omega t$$

is nu  $i_g = f(\omega t)$  te bepalen; dit wordt dan de roosterstroomimpuls. De gelijkstroomcomponent en de eerste harmonische van den roosterstroom kunnen nu met den regel van Simpson worden bepaald op de wijze als beschreven in § 1. We vinden:

$$I_{g0} = 23,6 \text{ mA}; \quad I_{g1} = 43,2 \text{ mA},$$

zoodat het stuurvermogen wordt:

$$W_{gLF} = \frac{1}{2} V_{gP} \cdot I_{g1} = \frac{1}{2} \cdot 195,43,2 \cdot 10^{-3} = 4,2 \text{ W}.$$

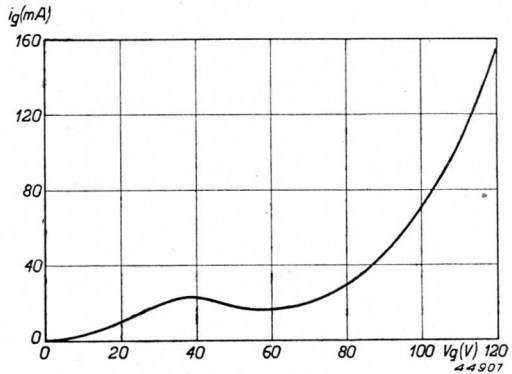


Fig. 285. Dynamische roosterstroomkarakteristiek behoorend bij de belastinglijn van fig. 284.

---

## PHILIPS ZENDBUIZEN EN ZENDGELIJKRICHTBUIZEN

### Overzicht van de voornaamste technische gegevens

In de volgende tabellen zijn een aantal technische gegevens opgenomen, waarvan de kennis van belang is voor het juiste gebruik van de buizen. Naast de gloeispanning en de gloeistroom, alsmede de maximaal toelaatbare spanningen, stroomen en dissipaties en de versterkingsfactor, zijn gegeven de voornaamste grootheden voor H.F. klasse C telegrafie, H.F. klasse B telefonie en H.F. klasse C anodemodulatie. Bij de z.g. modulatorbuizen zijn bovendien de instellingen voor L.F. klasse A en L.F. klasse B meegedeeld. Deze modulatorbuizen zijn trioden, die speciaal in modulatieversterkers worden gebruikt.

Ten slotte zijn ook opgenomen enkele gegevens van kwikdampgelijkrichtbuizen, die veel worden toegepast voor de voeding van de genoemde zendbuizen.

	Type	Gloeispanning	Gloeistroom	Maximale anodespanning	Maximale schermrooster-spanning	Maximale anodedissipatie	Maximale schermroosterdissipatie	Maximale kathodestroom	Maximale diameter	Totale lengte
		V	A	V	V	W	W	mA	mm	mm
MODULATORBUIZEN	MC 1/50	10,0	1,1	1000	—	75	—	175	51	183,5
	MC 1/60	4,0	3,3	1000	—	75	—	200	51	200
	MA 12/15	21,5	79	12000	—	15000	—	—	160	811
TRIODEN	TB 04/8	2,0	3,65	450	—	30	—	92	68	77
	TC 04/10	4,0	1,1	500	—	10	—	60	57	157
	TE 05/10	6,3	0,9	500	—	12	—	80	47	118
	TC 05/20	6,3	0,65	500	—	12	—	85	36	85
	TE 05/20	12,6	0,5	500	—	12	—	85	36	85
	TB 1/60	7,5	3,25	1250	—	50	—	120	72	173
	TC 1/75	10,0	1,6	1500	—	75	—	200	80	201
	TB 2/200	12,0	2,7	2000	—	130	—	250	55	174
	TB 2/500	12,0	7,3	2000	—	300	—	600	86	243

Versterkingsfactor <sup>4)</sup>	Instelling $\lambda > 15$ m	Anodespanning	Anodestroom	Rooster-gelijkspanning	Rooster-wisselspanning	Excitatievermogen <sup>2)</sup>	Modulatievermogen 100% gemoduleerd	Uitgangsvermogen
		V	mA	V	V	W	W	W
10	L.F. kl. A verst.	1000	77	- 80	80	0	—	22
	L.F. kl. B verst. *)	1000	312	- 100	180	3	—	196
	Telegr. kl. C <sup>1)</sup>	1000	157	- 260	360	4,5	—	97
	Telegr. kl. B <sup>1)</sup>	1000	102	- 105	110	5	—	29
	An. Mod. kl. C <sup>1)</sup>	1000	125	- 240	330	3,8	63	80
12,5	L.F. kl. A verst.	1000	77,5	- 64	64	0	—	22,3
	L.F. kl. B verst. *)	1000	312	- 80	140	3,7	—	204
14	L.F. kl. A verst.	10600	1160	- 475	475	0	—	2700
	L.F. kl. B verst. *)	12000	5340	- 700	1600	900	—	42000
	Telegr. kl. C	12000	2500	-1000	2200	825	—	20000
	Telef. kl. B	12000	1500	- 700	780	250	—	4500
	An. Mod. kl. C	10000	1400	-1350	2600	1300	7	9500
6,5	Telegr. kl. C $\lambda=110$ cm	400	80	—	—	—	—	12
	Telegr. kl. C $\lambda=80$ cm	400	80	—	—	—	—	9
	Telegr. kl. C $\lambda=60$ cm	400	80	—	—	—	—	5
25	Telegr. kl. C <sup>1)</sup>	500	50	- 50	110	0,83	—	15
	Telef. kl. B <sup>1)</sup>	500	26	- 20	40	1,0	—	4,0
	An. Mod. kl. C <sup>1)</sup>	500	33,5	- 50	100	0,6	8,4	10
16	Telegr. kl. C *)	500	110	- 65	140	3,5	—	31
	Telef. kl. B *)	500	63	- 23	40	1,8	—	7,5
	An. Mod. kl. C *)	450	90	- 70	135	3,2	20	22,5
17	Telegr. kl. C *)	500	140	- 50	—	—	—	46
	An. Mod. kl. C *)	400	100	- 50	—	—	—	24
33	Telegr. kl. C *)	500	140	- 30	—	—	—	46
	An. Mod. kl. C *)	500	140	- 30	—	—	—	24
	Telegr. kl. C *)	1250	200	- 225	385	15	—	145
10,5	Telef. kl. B *)	1250	113	- 120	145	20	—	39
	An. Mod. kl. C *)	1000	184	- 320	450	20	92	114
	Telegr. kl. C <sup>1)</sup>	1500	123	- 160	240	2,9	—	115
25	Telef. kl. B <sup>1)</sup>	1500	65	- 55	60	1,8	—	30
	An. Mod. kl. C <sup>1)</sup>	1250	115	- 140	210	3,0	72	93
	Telegr. kl. C <sup>3)</sup>	2000	190	- 150	280	7	—	275
26	Telegr. kl. B <sup>3)</sup>	2000	95	- 60	80	4	—	60
	An. Mod. kl. C <sup>3)</sup>	1600	135	- 200	330	11,5	108	160
	Telegr. kl. C	2000	410	- 120	275	20	—	550
30	Telef. kl. B	2000	205	- 55	90	6,3	—	115
	An. Mod. kl. C	1800	300	- 160	320	23	270	375



	Type	Gloeispanning	Gloeistroom	Maximale anodespanning	Maximale schermrooster-spanning	Maximale anodedissipatie	Maximale schermroosterdissipatie	Maximale kathodestroom	Maximale diameter	Totale lengte	Versterkingsfactor <sup>4)</sup>	Instelling $\lambda > 15$ m	Anodespanning	Anodestroom	Rooster-gelijkspanning	Roosterwisselspanning	Excitatievermogen <sup>2)</sup>	Modulatievermogen 100% gemoduleerd	Uitgangsvermogen
		V	A	V	V	W	W	mA	mm	mm			V	mA	V	V	W	W	W
TRIODEN	TB 3/1000	12,9	9	3000	—	500	—	700	106	262	31	Telegr. kl. C	3000	550	- 200	400	20	—	1200
	TB 3/2000	12,0	17	3500	—	1100	—	1400	154	334		Telef. kl. B	3000	220	- 90	127	20	—	200
												An. Mod. kl. C	2500	400	- 250	500	40	500	675
	TAL 12/10	22,0	2 × 39	12000	—	4000	—	—	194	546	22	Telegr. kl. C $\lambda = 15$ m	3000	1230	- 200	450	54	—	2600
												Telef. kl. B $\lambda = 15$ m	3000	540	- 70	110	35	—	520
	TAW 12/10	22,0	2 × 39	12000	—	7500	—	—	194	495	22	An. Mod. kl. C $\lambda = 15$ m	2500	700	- 250	480	77	875	1300
												Telegr. kl. C	10000	1450	- 600	1050	275	—	10500
	TA 12/20	21,5	79	12000	—	18000	—	—	226	811	22	Telef. kl. B	6000	1000	- 190	315	220	—	2000
An. Mod. kl. C												8000	1000	- 700	1150	375	4000	6000	
TA 12/35	49,0	3 × 50	15000	—	18000	—	—	226	684	40	Telegr. kl. C	10000	1700	- 600	1070	300	—	12000	
											Telef. kl. B	10000	1000	- 360	245	170	—	3300	
TA 18/100	33,0	207	20000	—	70000	—	—	330	1333	40	An. Mod. kl. C	8000	1000	- 700	1150	375	4000	6000	
											Telegr. kl. C	12000	2700	- 600	1800	720	—	22000	
TA 20/250	35,0	420	20000	—	130000	—	—	330	1393	25	Telef. kl. B	12000	1540	- 200	435	210	—	5000	
											An. Mod. kl. C	10000	1400	- 900	2100	1050	7000	9500	
DUBBEL-TETRODEN	QQE 04/20	6,3	0,8	400	250	2 × 7,5	2,5	60	59	88	7	Telegr. kl. C	15000	4000	- 900	1550	700	—	42000
	QQE 06/40	12,6	1,25	600	250	2 × 20	5	—	48	120		Telef. kl. B	15000	1750	- 500	500	335	—	8500
												An. Mod. kl. C	12000	3000	- 1000	1650	910	18000	26000
PENTHODEN	PE 04/10	12,0	0,65	600	300	10	3,0	85	53	133	25	Telegr. kl. C <sup>1)</sup>	20000	9000	- 900	2100	3400	—	130000
												Telef. kl. B <sup>1)</sup>	20000	4300	- 250	600	3000	—	31000
												An. Mod. kl. C <sup>1)</sup>	12000	4500	- 600	1800	2900	27000	38000
	PC 05/15	4,0	1,1	500	300	15	5	85	53	149	45	Telegr. kl. C <sup>1)</sup>	20000	16500	- 900	2400	10000	—	250000
												Telef. kl. B <sup>1)</sup>	20000	9300	- 300	870	7500	—	60000
												An. Mod. kl. C <sup>1)</sup>	12000	8500	- 900	2100	8400	51000	65000
	PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	Telegr. kl. C $\lambda = 2,5$ m	400	90	- 60	—	—	—	23,5
												Telegr. kl. C $\lambda = 1,75$ m	400	88	- 60	—	—	—	21,5
												Telegr. kl. C $\lambda = 1$ m	360	67,5	- 60	—	—	—	11
	PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	Telegr. kl. C $\lambda = 5$ m	600	175	- 100	—	—	—	65
												Telegr. kl. C $\lambda = 1$ m	400	160	- 60	—	—	—	29
												Telegr. kl. C	500	50	- 50	65	0,33	—	15
PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	Telef. kl. B	500	26	- 15	10	0,1	—	4,0	
											An. Mod. kl. C	500	10	- 50	60	0,2	4,0	5,0	
											Telegr. kl. C	500	65	- 150	210	0,4	—	20	
PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	Telef. kl. B	500	30	- 110	75	0,15	—	4,0	
											An. Mod. kl. C	500	32	- 150	220	0,6	8,0	9,5	
											Telegr. kl. C	600	109	- 75	30	0,2	—	45	
PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	Telef. kl. B	600	60	- 40	20	0	—	11	
PE 06/40	6,3	1,3	600	300	25	5	130	51	134	5,5	An. Mod. kl. C	—	—	—	—	—	—	—	

	Type	Gloeispanning	Gloeistroom	Maximale anodespanning	Maximale schermrooster-spanning	Maximale anodedissipatie	Maximale schermroosterdissipatie	Maximale kathodestroom	Maximale diameter	Totale lengte
		V	A	V	V	W	W	mA	mm	mm
PENTHODEN	PE 1/80	12,0	0,9	1000	500	35	6	160	64	159
	PC 1,5/100	10,0	2,0	1500	500	85	25	200	66	252
	PB 2/200	12,0	3,35	2000	350	110	25	285	55	168
	PB 2/500	12,0	7,3	2500	500	250	60	600	86	271
	PB 3/800	12,0	8,5	3000	600	450	100	700	106	293
	PAL12/15	22,0	80	12000	2000	8000	1500	—	245	609
	PAW 12/15	22,0	80	12000	2000	12000	1500	—	245	614

	Type	Gloeispanning	Gloeistroom	Maximale tegenspanning	Maximale gemiddelde anodestroom	Maximale anode-wisselspanning	Maximale topwaarde anodestroom
		V	A	kV	mA	kV	A
GELJKRICHTBUIZEN	DC 1/60	2,2	4	2,8	2 × 37,5	2 × 1	—
	DE 2/200	4,0	4	5	2 × 50	2 × 2	—
	DCG 2/500	2,0	4,5	6,3	250	—	1,0
	DCG 4/1000	2,5	4,8	10	250	—	1,0
	DCG 5/5000	5,0	6,75	12	1500	—	6,0
	DCG 6/6000	5,0	6	13	1000	—	4,0
	DCG 9/20	5,0	12,5	21	2500	—	10
	DCG 12/30	5,0	14	27,5	2500	—	10
	DCG 5/30	5,0	31	13	6000	—	25

2) 2 buizen in balans; voor H.F. instellingen:  $\lambda = 5$  m

1)  $\lambda \approx 150$  m

3) Bij H.F. klasse B telefonie in den modulatie-top bij 100% modulatie.

Versterkingsfactor 4)	Instelling $\lambda > 15$ m	Anodespanning	Anodestroom	Rooster-gelijkspanning	Rooster-wisselspanning	Excitatie-vermogen 2)	Modulatie-vermogen 100% gemoduleerd	Uitgangsvermogen
		V	mA	V	V	W	W	W
3,9	Telegr. kl. C	1000	120	-170	250	1,5	—	85
	Telef. kl. B	1000	48	-80	60	0,3	—	13
	An. Mod. kl. C	1000	40	-170	200	0,9	20	26
2,7	Telegr. kl. C	1500	130	-200	300	0,6	—	140
	Telef. kl. B	1500	78	-100	80	0,8	—	34
	An. Mod. kl. C	1500	76	-200	275	1,65	57	73
5,9	Telegr. kl. C	2000	195	-150	270	2	—	280
	Telef. kl. B	1500	98	-44	65	0,5	—	37
	An. Mod. kl. C	1200	72	-150	240	1,7	43	60
6,2	Telegr. kl. C	2000	400	-150	320	6,4	—	550
	Telef. kl. B	2000	170	-50	60	0,7	—	90
	An. Mod. kl. C	1800	215	-150	270	9,5	—	270
3,5	Telegr. kl. C	2500	470	-300	460	9,2	—	725
	Telef. kl. B	2500	215	-115	75	0,5	—	130
	An. Mod. kl. C	2000	245	-300	400	6	245	350
4	Telegr. kl. C 1)	12000	1900	-500	1000	180	—	14800
	Telef. kl. B 1)	12000	1000	-400	350	45	—	4000
	An. Mod. kl. C	8000	1200	-500	1000	240	4800	5800
4	Telegr. kl. C 1)	12000	2750	-500	1050	210	—	21000
	Telef. kl. B 1)	12000	1120	-400	360	54	—	4600
	An. Mod. kl. C	8000	1200	-500	1000	240	4800	5800

Spanningsverlies in de buis	Maximale diameter	Maximale lengte	Driefasenschakeling			
			Max. anode-wisselspanning	Afgegeven gelijkspanning	Afgegeven gelijkstroom	Gelijkstroom-vermogen
V	mm	mm	kV	kV	A	kW
—	63,5	175	—	—	—	—
—	95	176	—	—	—	—
13	48	126	2,55	3,0	0,75	2,25
16	49,5	147	4,1	4,8	0,75	3,6
16	56	229	4,9	5,8	4,5	26,1
15	80	252	5,35	6,25	3,0	18,75
15	66	361	8,6	10,0	7,5	75,0
11	120	381	11,2	13,2	7,5	99
16	220	581	5,35	6,25	18	112,5

1)  $\lambda \approx 30$  m.

4) Bij trioden:  $\mu\text{g}$ ; bij tetroden en pentoden  $\mu\text{g}_2\text{g}_3$ .



In de Philips Technische Bibliotheek  
verschenen tot nu toe:

1. Ir. L. C. Kalff, Kunstlicht en Architectuur;
2. Ir. P. J. Oranje, Gasontladingslampen;
3. Dr. Ir. v. Liempt, Kunstlicht in de Fotografie;
4. Dr. P. J. Bouma, Kleuren en Kleurindrukken.

In de serie over electronenbuizen, die  
in deze bibliotheek is opgenomen,  
kwamen uit:

5. Ir. J. Deketh, Grondslagen van de Radiobuizentechniek, Deel I;
6. Gegevens en Schakelingen van moderne ontvang- en versterkerbuizen, Deel II;
7. Idem, Supplement, Deel III;
8. Ir. J. P. Heijboer, Zendbuizen, Deel VII.

Op het punt van verschijnen staan:

9. Dr. Dammers, Ir. v. Suchtelen, J. Haantjes en J. Otte, Toepassing van de electronenbuis in radio-ontvangtoestellen en versterkers (H.F. en M.F. Versterking, Menging en Detectie), Deel IV.

In de tweede helft van 1947 worden  
verwacht:

10. Dr. Dammers, Ir. v. Suchtelen, J. Haantjes en J. Otte, Toepassing van de electronenbuis in radio-ontvangtoestellen en versterkers (L.F. en Eindversterking en Voeding), Deel V;
11. Idem, Regelingen, nevenverschijnselen en berekening van den ontvanger en versterker, Deel VI;
12. Gegevens en Schakelingen, Deel III A;
13. Dr. Ir. N. A. J. Voorhoeve, Versterkers;
14. Dr. Ir. E. M. H. Lips, Metaalkunde en Constructie.

Boeken handelend over geluidstechniek,  
radio service, diffuse stralen, X-stralen  
enz., alsmede een radio cursus, zijn in  
voorbereiding.



IR. J. P. HEIJBOER • ZENDBUIZEN

# ZENDBUIZEN

DOOR

Ir. J. P. HEIJBOER

PHILIPS TECHNISCHE BIBLIOTHEEK

„Indien men met één woord dit boek zou willen karakteriseeren, dan komt daarvoor het epithet „degelijk” in aanmerking. De ons helaas zoo vroeg overvallen schrijver heeft zich een eigen weg gekozen, waardoor zijn boek zeer weinig overeenkomst heeft met de aan de zendbuizen gewijde deelen van andere werken. Jarenlang de metingen aan nieuwe zendbuizen verzorgd hebbend, achtte hij het zijn taak methoden te vinden, welke het mogelijk maakten de meetresultaten vooruit te kunnen voorspellen. Dat dit niet gemakkelijk is, weet ieder die zich met het onderzoek van niet-lineaire verschijnselen heeft bezig gehouden. De schrijver heeft ieder die te maken heeft met de typische zendbuizenproblemen een grooten dienst bewezen door deze overzichtelijke samenstelling van zijn arbeid na te laten. Wij bevelen dit boek warm aan, zoowel bij degenen die zich in het algemeen met dit onderdeel der radiotechniek willen vertrouwd maken als bij de reeds op dit gebied deskundigen. De laatsten zullen ongetwijfeld nog veel vinden ter overdenking; zaken die hun slechts half duidelijk waren, zonder dat zij zich dit realiseerden, komen in een helderder licht te staan”.

Ir. K. POSTHUMUS.