# 4. Rymdladdningsstyrda rör

# Dioder

Dioden består av en katod (direkt eller indirekt upphettad) och en anod. Då man ökar spänningen på anoden  $V_a$  tilltar strömmen till denna  $(I_a)$  enligt fig. 22. Den angivna kurvan kallas diodens karakteristika och kan uppdelas i tre delar: begynnelseområdet, rymdladdningsområdet och mättningsområdet. Begynnelseområdet karakteriseras av att  $I_a$  stiger exponentiellt med  $V_a$  enligt (12) och är sålunda begränsat till negativa anodspänningar (se fig. 19). I mättningsområdet åter är anodströmmen oberoende av anodspänningen och lika med katodens emissionsström. Det mellersta området, rymdladdningsområdet, är diodens egentliga arbetsområde. De tre områdena övergår kontinuerligt i varandra.

Fig. 23, linjen a, återger potentialfördelningen vid ett planparallellt diodsystem under frånvaro av elektronström. Potentialen stiger sålunda linjärt med avståndet xfrån katoden till full anodspänning  $V_a$  vid anoden. Fält-

styrkan är tydligen konstant och har värdet  $K = -\frac{V_a}{s}$ , där s är anod-katodavståndet. Varje vid katoden emitterad elektron skulle enligt (1) påverkas av en kraft  $F = e \frac{V_a}{s}$ ,

och accelereras mot anoden. Om ett större antal elektroner befinna sig på väg mellan katod och anod, har man emellertid att göra med i utrymmet fördelade elektriska laddningar utgörande en s. k. rymdladdning, vilken påverkar potentialfördelningen, så att den ansluter sig till kurvan b. Fältstyrkan varierar där från noll invid katoden (initialhastighet och kontaktpotential försummas) till ett värde vid anoden numeriskt större än vid det strömlösa fallet. Krökningen hos potentialkurvan eller, vilket är detsamma, fältstyrkans derivata, är proportionell mot rymdladdningstätheten  $\varrho$  (laddning per volymsenhet).

Sambandet uttryckes genom Poissons ekvation 
$$\Delta V = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0}$$
 (16)

 $\epsilon_0$  är dielektricitetskonstanten i vakuum,  $\frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ 

I det aktuella planparallella fallet antar (16) formen

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0} \tag{17}$$

(18)

För beräkning av e gäller

där J är strömmen per ytenhet (negativ vid elektronström) och v elektronhastigheten enligt (4). Genom kombination av dessa ekvationer och upprepad integration samt insättning av  $V = V_a$  vid x = s erhålles

 $J = v \cdot \rho$ 

Begynnelseamddet Brynnelseamddet Rynndoet amddet amddet amddet

Fig. 22. Sambandet mellan anodström och anodspänning vid en diod. Storleken av strömmen i begynnelseområdet överdriven.



Fig. 23. Potentialfördelningen i en plan diod med anod-kalodavståndel s och anodspänningen  $V_a$  (elektronernas initialhastighet försummad): a. utan rymdladdning (ingen katodemission); b. vid normal rymdladdning; c. vid abnorm rymdladdning (hypotetiskt fall).



Fig. 24. Langmuirs funktion för beräkning av strömmen i en cylindrisk diod med anod- och kalodradien  $r_a$ resp.  $r_k$ .

290

$$-J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{s^2}$$
(19)

eller efter insättning av konstanterna

--) 
$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{s^2}$$
 (A/ytenhet) (20)

För potentialfördelningen finner man

$$V(x) = V_a \left(\frac{x}{s}\right)^{4/3}$$
(21)

och för fältstyrkan

$$K(x) = -\frac{4}{3} \frac{V_a}{s} \left(\frac{x}{s}\right)^{1/3}$$
(22)

De härledda uttrycken förutsätta  $\frac{dV}{dx} = 0$  för x = 0, dvs. att fält-

styrkan är noll vid katoden. Det kan lätt inses, att så måste vara fallet under förutsättning att katodemissionen är avsevärt större än den uttagna strömmen. Antag nämligen, att anodströmmen sjunker till ett lägre värde. Rymdladdningen minskar därvid och sålunda även potentialkurvans krökning, så att den närmar sig linjen a. Fältstyrkan invid katoden antar ett negativt värde och samtliga emitterade elektroner accelereras mot anoden, vilket resulterar i en kraftigt ökad anodström. Jämvikt kan tydligen inte råda vid lägre anodström än enligt (19), eller, vilket är

mma sak, 
$$\left(\frac{dx}{dx}\right)_{x=0} < 0$$

Antag å andra sidan, att anodströmmen stiger. Rymdladdningen och krökningen öka, så att den streckade potentialkurvan c erhålles, karakteriserad av positiv fältstyrka vid katoden. Samtliga emitterade elektroner återkastas och upptagas av katoden med följd att anodströmmen upphör. Ej heller detta antagande kan ge stabilt jämviktstillstånd. Rymdladdningen verkar tydligen som en regulator, som påverkar fältstyrkan invid katoden, så att endast en mot jämvikt svarande del av katodens emissionsström tillåtes nå anoden.

I själva verket är på grund av elektronernas initialhastighet fältstyrkan invid katoden svagt positiv. Ett potentialminimum ligger strax utanför katoden.

Den ström, som erhålles under ovan angivna förhållanden och vars storlek kan beräknas ur (19), säges vara rymdladdningsbegränsad.

Såsom framgår av fig. 22 upphör (19) att gälla, då den uttagna strömmen närmar sig katodens emissionsström, vilken givetvis ej kan överskridas. Man har då i stället *lemperalurbegränsad ström* el. mättningsström  $(I_s)$ . Därvid närmar sig potentialfördelningen det strömlösa fallet och fältstyrkan invid katoden antar negativt värde.

Sambandet  $I = \text{konst. } V^{3/2}$ , som karakteriserar rymdladdningsstyrningen och benämnes »3/2-lagen», gäller ej endast för planparallella elektrodsystem utan helt generellt. Sålunda kan för en cylindrisk diod strömtätheten invid katodytan skrivas:

$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{\beta^2 r_k r_a} \text{ A/ytenhet}$$
(23)

där  $r_k$  och  $r_a$  beteckna resp. katod- och anodradie och  $\beta^2$ är en funktion av  $r_a/r_k$  enligt fig. 24, eller

$$I_a = G \cdot V_a^{3/2} \tag{24}$$

291



Fig 26. Rymdladdningsslyrd anodström J ( $mA/cm^2$  katodyta) i en plan diod med anodkatodavståndet d (cm) och anodspänningen  $V_a$  (V).



Fig. 26. Rymdladdningsstyrd anodström J (mA/cm katodlängd) i en cylindrisk diod med  $\beta^2 = 1$ , dvs.  $r_a \approx 10 r_k$  och anoddiametern  $r_a$  (cm) och med anodspänning  $V_a$  (V).

Konstanten G benämnes perveans och beror även av katodens yta. Fig. 25 och 26 anger  $I_{\alpha}$  som funktion av  $V_{\alpha}$  vid några olika avstånd mellan anod och katod. Fig. 25 gäller för ett plant elektrodsystem, fig. 26 för ett med cylindrisk katod och anod.

Av såväl (19) som (23) framgår att strömtätheten är omvänt proportionell mot kvadraten på de linjära dimensionerna. Vid likformig förminskning eller förstoring av elektrodsystemet förblir tydligen totalströmmen konstant. Denna sats gäller generellt för alla typer av elektrodsystem (alltså ej blott dioder) vid rymdladdningsbegränsning och konstanta elektrodspänningar. Som redan antytts gäller också allmänt, att om samtliga elektrodspänningar ändras i proportionen n, ändras strömmarna med  $n^{3/2}$ (om man kan bortse från sekundäremissionsfenomen, som äro spänningsberoende).

Dioden betecknas grafiskt enl. fig. 27 a eller b, beroende på om katoden är indirekt eller direkt upphettad. Diodernas praktiska uppbyggnad varierar beroende på ändamålet. Fig. 28 visar sålunda en indirekt upphettad dubbeldiod (två skilda diodsystem i samma rör) för detektorändamål. Den maximala ström som man brukar tillåta utgör ca 50 mA per cm<sup>2</sup> katodyta. För detektordioder uppge vissa fabrikanter kurvor över likspänningen, dennas tillväxt och tonfrekvensspänningen vid viss moduleringsgrad över visst belastningsmotstånd, som funktion av radiofrekvensspänningen (fig. 29). Det i fig. 30 angivna direkt upphettade helvågslikriktarröret användes normalt i nätaggregat för mottagare och förstärkare. Då det är tidsödande att ur karakteristikan beräkna den likriktade spänningen vid användning av dioder i toppvärdeslikriktning, publicera rörfabrikanterna i allmänhet kurvor över likspänningen som funktion av uttagen likström vid olika växelspänningar (fig. 31).

# Trioder

Det enklaste exemplet på rymdladdningsstyrning, frånsett dioden, utgör trioden, där en tredje genombruten elektrod, gallret, inskjutits mellan katod och anod. Vid en triod med plant elektrodsystem uppbygges gallret oftast av parallella trådar. Fig. 32 a visar schematiskt ett snitt vinkelrätt mot gallertrådarnas längdriktning under det att fig. 32 b återger spänningsfördelningen utefter snitten A—A och B—B i den förstnämnda figuren i strömlöst tillstånd (ingen katodemission). Det bör observeras att poten-



Fig. 27. Grafiska symbolerna för diod: a. med indirekl upphellad kalod; b. med direkt upphellad kalod.



Fig. 28. a. Dubbeldiod med separata indirekt uppvärmda katoder, avsedd för detektorändamål. Anoderna bestå vardera av två lunna hopsvetsade plåtar med en halvcylindrisk utbuktning på mitten, så hopfästade att ett vertikalt cylindriskt hål erhåltes, i vars centrum den rörformade katoden befinner sig. De på högkant ställda anoderna ålskiljas av en vertikal skärmplåt. b. Grafiska symbolen för samma rörtyp. Den vertikala streckade linjen representerar den elektrostatiska skärmen.



Fig. 29. Den över en typisk detektordiods belastningsmotstånd uppmälta likspänningen V\_\_\_jämte dennas tillväxt  $\Delta V$  som funktion av den omodulerade RF-spänningen. Ur diagrammet erhåltes även lonfrekvensspänningen vid 30 % modulering.





Fig. 30. a. Helvågslikriklarrör (dubbeldiod) med direkt uppvårmd kalod. Max. avgiven likström 125 mA vid 325 V. b. Grafisk symbol för dubbeldiod med direkt uppvårmd kalod.



tialfördelningarna invid katoden och anoden sammanfalla i båda snitten, under det att potentialen mitt i gallerluckan (snitt A—A) är positiv och avviker väsentligt från gallrets negativa spänning. En elektronström kan tydligen passera genom gallerluckorna till anoden även vid negativ gallerspänning. För beräkning av anodströmmens storlek kan man tänka sig en ekvivalent diod med en »anodspänning»  $V_{st}$ , den s. k. styrspänningen, bestämd av gallerspänningen  $V_a$  och anodspänningen  $V_a$  enligt sambandet

$$V_{st} = V_g + \frac{1}{\mu} V_a \tag{25}$$

Konstanten  $\mu$  benämnes förstärkningsfaktor och bestämmes, såsom även kan utläsas ur (25), av att den anger förhållandet mellan de värden på anodspänning och negativ gallerspänning, som under ideella förhållanden skulle ge fältstyrkan noll vid katoden. Förstärkningsfaktorn utgör då också förhållandet mellan delkapacitanserna gallerkatod resp. anod-katod.

Den ekvivalenta diodens katodavstånd  $s_e$  bestämmes av att den ekvivalenta fältstyrkan vid katoden (i strömlöst tillstånd) skall vara densamma som vid trioden och kan liksom  $\mu$  beräknas enbart ur triodsystemets geometriska data. Den räta, streckade linjen i fig. 32 b representerar potentialfördelningen i den ekvivalenta dioden. Det torde nu kunna inses att anodströmmen i trioden approximativt kan beräknas genom att tillämpa sambandet för rymdladdningsbegränsad ström, t. ex. (20), på den ekvivalenta dioden, och följaktligen kan triodens katodström i det plana fallet skrivas

$$I_k = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{A}{s_e^2} \left( V_g + \frac{1}{\mu} V_a \right)^{3/2}$$
(26)

där A betecknar katodytan.

Genom att man inför perveansen G kan katodströmmen  $I_k$ , som ju är summan av anodström  $I_a$  och gallerström  $I_g$ , skrivas under den förenklade formen

$$I_{k} = I_{g} + I_{a} = G \left( V_{g} + \frac{1}{\mu} V_{a} \right)^{3/2}$$
(27)

Då en triod har tre variabler (fyra om gallerström förekommer) räcker det ej som vid dioden med *en* kurva för att definiera dess egenskaper i diagramform, utan en kurvskara måste uppritas med en variabel som parameter. Beroende på om  $V_a$ ,  $V_g$  eller  $I_a$  väljes som parameter får man resp.  $I_a V_{g^-}$ ,  $I_a V_{a^-}$  eller  $V_g V_a$ -diagram. Det sistnämnda är mindre vanligt, men uppges dock av vissa sändarrörsfabrikanter.

Självfallet kräves endast ett av diagrammen för att fullständigt beskriva en triods egenskaper, då de övriga två ju kunna uppritas med ledning av detta, men tillämpningsberäkningar underlättas av att man har tillgång till åtminstone två, lämpligen  $I_a V_a$ - och  $I_g V_g$ -diagrammen, varför dessa också publiceras av de flesta rörfabrikanter.

Fig. 33 a och b visa  $I_a V_{g^-}$  resp.  $I_a V_a$ -diagrammen för en lågeffekttriod, under det att  $V_g V_a$ -diagrammet i fig. 34 hänför sig till ett typiskt sändarrör, avsett för klass *B*- eller klass *C*-*drift*.<sup>1</sup> I det senare diagrammet

Klass A: Anodström flyter under gallerväxelspänningens hela period.

- B: Anodström flyter endast under gallerväxelspänningens positiva halvperiod.
- » C: Anodström flyter endast under en del av växelspänningens positiva halvperiod.

Se för övrigt kap. »Tonfrekvensförstärkare» och »Radiofrekvensförstärkare och oscillatorer».



Fig. 31. Belastningskarakteristikor för likriktarröret 5Y3G vid helvågslikriktning. Beleckningar m. m. framgå av principschemat härovan.



Fig. 32. Genomskärning av plan triod (a) och polenlialfördelningen ulefter olika snitt genom denna utan rymdladdning (b). 1 (b) har även den »ekvivalenta dioden» inritats jämte polentialfördelningen i denna (streckad linje).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Vid många tillämpningar har det visat sig ändamålsenligt att välja gallerförspänningen så stor att den resulterande gallerspänningen (förspänning + gallerväxelspänningens momentanvärde) endast under en del av växelspänningens period faller inom  $I_a V_g$ -karakteristikans verksamma del. De principiellt skilda arbetssätt hos förstärkare som sålunda kunna förekomma klassificeras enligt det följande:

<sup>\*</sup> AB utgör en mellanform som vid små signaler fungerar enligt klass A för att vid full utstyrning närma sig klass B. Om gallerström därvid flyter under en del av perioden, kan detta särskilt indikeras genom beteckningen AB<sub>2</sub>. Analogt förutsättes, att vid klass AB<sub>1</sub> gallerström ej förekommer.

Fig. 33. a.  $I_a V_g$ -karakteristikor för rörlypen 6J6. b.  $I_a V_a$ -karakteristikor för samma rörlyp. De horisontella linjerna mellan diagrammen förbinda korresponderande punkter och utvisa hur det ena diagrammet kan konstruras med hjälp av det andra. Den heldragna belastningslinjen i  $I_a V_a$ diagrammet motsvaras av den streekade, »dynamiska»  $I_a V_g$ -karakteristikan, vars krökning utgör ett mått på distorsionen. Den streckade belastningslinjen i  $I_a V_a$ -diagrammet gäller vid tonfrekvens, då anodmotståndet shuntas av belastning från följande sleg (jfr fig. 35).



Fig. 34.  $V_g V_a$ -diagram för sändarlrioden 35T. Heldragna kurvor ange konstant anodström, streckade konstant gallerström. Den från origo utgående streckade, räta tinjen markerar rekommenderad undre gräns för momentanvärdet av  $V_a/V_a$ .



ha för positiva gallerspänningar även gallerströmskurvor inritats. Därav framgår tydligt att gallerströmmen ej endast bestämmes av gallerspänningen utan även av anodspänningen, närmare bestämt så att gallerströmmen minskar med stigande anodspänning. Från ett positivt styrgaller uppstår även sekundäremission. Beträffande denna effekt skall här endast framhållas, att vid starkt positivt styrgaller, som genom förångning från katoden erhållit ett sekundäremitterande överdrag, en så kraftig sekundäremission kan förekomma till anoden, om denna är tillräckligt positiv i förhållande till gallret, att den resulterande styrgallerströmmen byter tecken, vilket, om gallerkretsens resistans ej är tillräckligt låg, medför ytterligare stegrad gallerspänning osv. med instabilitet och överbelastning av röret som följd.

För att bestämma en triods funktion i motståndskoppling, då ett rent ohmskt motstånd inlägges i anodkretsen enligt fig. 35, inritar man i  $I_a V_a$ -diagrammet en s. k. belastningslinje, A-B i fig. 33 b, vars läge fastställes av skärningspunkterna med axlarna, A och B. Det inses ju nämligen omedelbart, att följande linjära samband mellan anodspänning och anodström gäller:

$$V_a = V_B - I_a \cdot R_a \tag{28}$$

och att i punkten A ( $V_a = 0$ )  $I_a = \frac{V_B}{R_a}$  samt att i punkten B

 $(I_a=0) V_a = V_B (V_B$  är batteri- dvs. matningsspänningen). De mot olika värden på gallerspänningen svarande anodströms- och anodspänningsvärdena erhållas direkt ur skärningspunkterna mellan belastnings- (motstånds-) linjen och karakteristikorna för resp. gallerspänningar. I de flesta praktiska fall är emellertid anodbelastningen mera komplicerad. Vid motståndskoppling måste t. ex. i anodbelastningen även inräknas gallerläckan  $R_g$  vid nästa rör, vilket gör att man vid en så hög frekvens, att kopplingskondensatorns reaktans kan försummas, måste räkna med kombinationsmotståndet av  $R_a$  och  $R_g$ , så som angives av den streckade dynamiska belastningslinjen i fig. 33 b, vars *lutning* bestämmes av

$$-\frac{\Delta I_a}{\Delta V_a} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_g}$$
(29)

För likströmsförhållandena i kretsen gäller däremot den heldragna linjen fortfarande, varför arbetspunkten P, dvs. belastningspunkten vid frånvaro av signal, erhålles ur dennas skärningspunkt med karakteristikan för gallerförspänningen ifråga. Tydligt är också att den dynamiska belastningslinjen måste gå igenom arbetspunkten P, och sålunda är dess läge fullt bestämt. På analogt sätt förfares vid transformator- och drosselkoppling, där den statiska belastningslinjen svarar mot likströmsmotståndet i transformatorn resp. drosseln. Ofta kan detta dock försummas, så att arbetspunkten direkt bestämmes av matningsspänningen och gallerförspänningen.

 $I_a V_a$ -diagrammet ställer sig mycket fördelaktigt, då det gäller att fastställa vilken arbetspunkt, som erhålles då gallerförspänningen uttages över ett känt katodmotstånd,  $R_k$  (fig. 36). En motståndslinje inritas, så som framgår av fig. 33 a, och skärningspunkten O med karakteristikan för den aktuella anodspänningen ger arbetspunkten. Vid motståndskoppling, då anodspänningen inte är känd, måste först med ledning av den statiska belastningslinjen i motsvarande I<sub>a</sub> V<sub>a</sub>-diagram en »dynamisk»  $I_a V_a$ -karakteristika konstrueras (streckad i fig. 33 a), varefter arbetspunkten P omedelbart erhålles. I vissa fall kan genom gränsskikt (sid. 284) ett inre  $R_k$  (fig. 36) bildas, shuntat av ett inre C. Då reaktansen av C blir för hög vid låga frekvenser, uppstår över  $R_k$  en växelspänning. Detta innebär att en motkoppling sker, varvid förstärkningen minskar. Förstärkningen blir således lägre vid låga frekvenser.

Den principiella uppbyggnaden resp. grafiska symbolen för en triod med sina tre verksamma elektroder: katod, galler och anod visas i fig. 37.

Anm. Strängt taget skall vid bestämningen av den statiska motståndslinjen i  $I_a V_a$ -diagrammet  $R_k$  inräknas i  $R_a$ . I praktiken är detta sällan nödvändigt då i de flesta fall  $R_k \ll R_a$ .

I likhet med alla övriga elektronrör utformas triodernas uppbyggnad i praktiken på de mest skiftande sätt. Gallret,



Fig. 35. Triod i molslåndskoppling med fast gallerförspänning. Kopplingskondensator och gallerläcka i nästa förstärkarsteg streckade.



Fig. 36. Triod i molslåndskoppling med aulomalisk gallerförspänning, erhållen från kalodmolslåndet  $R_k$ . Shuntkondensalorns kapacilans väljes så all dess impedans blir liten inom del avsedda frekvensområdet.



Fig. 37. a. Elektrodsystemet hos en cylindrisk triod med ekvipotentialkalod (indirekt uppvärmd). A: anod (uppskuren), G: styrgaller, K: kalodrör med emissionsskikt. b. Grafisk symbol för indirekt uppvärmd triod. I schemala utetämnas ofta, liksom här, uppheltningstråden. Sammanförande av uppheltningstrådarna från flera rör till särskild plats i schemat är också vanligt.



Fig. 38. Förstärkningsfaktorn μ hos en triod kan beräknas till μ<sub>e</sub> · dga (dga i mm), där μ<sub>e</sub> erhålles ur ovanslående kurvskara.

som lindas spiralformigt med tunn tråd och fästes vid två eller flera grövre stödtrådar, deformeras ofta efter lindningen så att dess tvärsektion ansluter sig till katoden, som kan vara cirkulär, oval eller rektangulär. Speciellt viktigt är också att gallret »täcker» hela den oxidbelagda delen av katoden, då annars en del av anodströmmen blir okontrollerad. Galler-katodavståndet bör vara konstant i de verksamma delarna, för att likformig fältfördelning skall realiseras. Anoden, vanligen tillverkad av plåt, utformas så, att den i huvudsak ansluter sig till gallrets form, även om kravet på konstant galler-anodavstånd absolut sett är mindre strängt. Fig. 38 ger en uppfattning om hur  $\mu$  påverkas av gallrets dimensioner. Här kan  $\mu_{e}$  utläsas, och genom att multiplicera detta värde med galler-anodavståndet  $d_{aa}$  i mm erhåller man

$$\mu = \mu_e \cdot d_{ga} \tag{30}$$

Det framgår nu tydligt, att  $\mu$  kan ökas (ett högt  $\mu$  är ofta önskvärt) på tre olika sätt: genom ökad gallertrådsdiameter, genom minskat avstånd mellan gallertrådarna och genom ökat galler-anodavstånd. Det första sättet medför genast en följdverkan: gallertrådarna ge en högst väsentlig ändring av det elektriska fältet i gallerplanet så att  $\mu$  blir olika stort inom en gallerstigning. Man kan som en approximation tala om att  $\mu$  varierar efter formeln

$$u(x) = \frac{\mu}{1 - \alpha \cos \frac{2\pi x}{a}}$$
(31)

Om  $\alpha < 0.5$  gäller denna formel ganska exakt.  $\alpha$  kan utläsas ur fig. 39 med den betydelse av a och c som infördes i fig. 38. För beräkning av triodens karakteristikor måste man vid  $\alpha$ -värden över ca 0,1 uppdela varje gallervarv i ett flertal »elementarrör», varje del med sitt  $\mu$ . Då nu alla »delrör» har samma  $V_a$  och  $V_g$ , så framgår ur ekv. (27), att låga  $\mu$  (mitt emellan gallertrådarna) medför högre  $I_k$ . Man får alltså som följd av detta en variabel  $\mu$ -karaktär, precis som om stigning (a) eller galler-anodavstånd hade varierats. Det ojämna strömuttaget från katoden är oftast en nackdel. Om  $\mu$  vore konstant skulle den gallerspänning  $V_{go}$  som behövs för att strypa anodströmmen till ett lågt värde  $I_{a0}$  (vanligen ca 10  $\mu$ A för rör med normal  $I_a$ <10 mA och ca 100  $\mu$ A för rör med normal  $I_a < 50-100$ mA) kunna beräknas direkt ur (27) men nu måste värdet

 $\mu_0$  som gäller vid  $I_{a0}$  införas, och då blir

$$V_{go} + \frac{1}{\mu_0} V_a \approx -0,5 \text{ V}$$
 (32)

Ty av fig. 19 framgår att ca — 0,5 V behövs för att  $I_a \approx 10^{-7}$  A. (Egentligen skall korrektion för kontaktpotentialen  $e_{kp}$  också ske.) Om förstärkningsfaktorn varierar inom en gallerstigning, kan medelvärdet antagas vara  $\mu$  och maximiresp. minimivärdena  $(1+\alpha) \mu$  resp.  $(1-\alpha) \mu$ . Man kan alltså uppskatta  $\alpha$  på följande sätt:

12AT7

$$\begin{array}{l} \mu=60 \;(\text{medelvärde i arbetspunkt})\\ V_a=250\; \mathrm{V} \qquad V_{g0}=-12\mathrm{V}\\ -12\;+\frac{250}{\mu_0}=-0,5\\ \mu_0=22\;\;(\alpha>0,5,\;\text{varför den enkla ekv. (31) ej gäller}) \end{array}$$

2C51

 $\mu = 35$ 

eller  $\mu_0 \approx 24 \ (\alpha \approx 0, 45)$ 

417A

 $V_a = 130 \text{ V}$   $V_{a0} = -6 \text{ V}$ 

De använda gallertrådsdiametrarna äro i ovanstående ordning 0,05, 0,018 och 0,0065 mm, varav framgår att variationen i  $\mu$  är minst vid den minsta gallertrådsdiametern. I fig. 40 syns det sistnämnda gallret (ramgallertyp).

Det andra alternativet att öka  $\mu$  är genom minskad gallerstigning. Här sättes emellertid en gräns av att man i praktiken måste ha några tråddiametrar mellan gallertrådarna, då de nitas in i gallerstagen, se fig. 41. Vid ökning av galleranodavståndet (tredje metoden att öka  $\mu$ ) blir  $S_e$  enl. (26) större och alltså G mindre. Ett lämpligt jämförelsetal för G får man om man vid  $V_a = 100$  V och  $V_g = 0$  anger  $I_a$  max. Värdena för ex. ovan blir ca 8, 11 resp. 35 mA. Det sistnämnda bygger dock på en dubbelt så stor katodyta. Ovanstående beräkningar ha stor betydelse som gränsfall för högsta och lägsta anodström (fig. 33b) med ett belastningsmotstånd i anodkretsen. Användningen av trioder i dessa gränsområden är typiskt för alla



Fig. 39. Varialionen i  $\mu$  inom en gallerlucka anges av  $\alpha$ , som kan beräknas ur gallrets dimensioner och dess avstånd från kaloden med hjälp av ovanslående diagram.



Fig. 40. Ramgaller till 5842/417A. Gallertråden är av förgylld W med diametern 6,5 μ, och den sträckes över en ram av molybdenplåt samt lödes fast med guld.



Fig. 41. Galtren tillverkas vanligen genom innitning av engallertråd (med diameter 0,018—0,15 mm) i två gallerstag (0,38—1,5 mm grova). De två minsta galtren äro styrgalter resp. skärmgatter till 403B.

Rörkonstanter, numerisk beräkning av förstärkning.





Fig. 42. Härledning av rörkonstanterna: a. ur  $I_a V_g$ -diagrammet erhåltes brantheten  $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g}$  /ör  $V_a$  = konst.; b. ur  $I_a V_a$ -diagrammet erhåltes inre resistansen  $R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$  /ör  $V_g$  = konst.

b

elektroniska räknemaskiner (av digitaltyp), för många kopplingar med reläer i anodkretsarna samt för multivibratorer och bistabila elektroniska kretsar.

För att uppnå distorsionsfri förstärkning måste arbetspunkten väljas så, att sambandet mellan anodström resp. anodspänning och gallerspänning förlöper möjligast linjärt inom det avsedda utstyrningsområdet. Detta är också praktiskt möjligt, då, som framgår av fig. 33, karakteristikorna till stor del äro raka, så att de inom ett snävt område kring en arbetspunkt kunna approximeras med räta linjer. Det är då tydligt att rörets egenskaper vid en viss arbetspunkt kunna karakteriseras enbart genom angivande av arbetspunkten och karakteristikornas lutning invid denna. Detta är i själva verket också vedertagen praxis.

Lutningen hos  $I_{\alpha} V_{g}$ -karakteristikan benämnes branthet, betecknas S och uttryckes oftast i mA/V. Brantheten definieras sålunda (se fig. 42 a).

$$S = \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta V_g}\right)_{V_a = \text{ konst.}} = \frac{\delta I_a}{\partial V_g}$$
(33)

Branthet en har dimensionen  $R^{-1}$ , dvs. (ledningsförmåga, konduktans). I USA dominerar benämningen «mutual conductance», som betecknas  $g_m$  och uttryckes i «micromhos». (1 micromho = 0,001 mA/V).

Ur lutningen hos  $I_a V_a$ -karakteristikan härledes inre resistansen,  $R_i$ , som givetvis uttryckes i  $\Omega$ . Inre resistansen definieras som inverterade värdet av lutningen:

$$R_{i} = \left(\frac{\Delta V_{a}}{\Delta I_{a}}\right)_{V_{g} = \text{konst.}} = \frac{\partial V_{a}}{\partial I_{a}}$$
(34)

Förstärkningsfaktorn  $\mu$  har redan definierats i ett tidi-

gare avsnitt. Den kan emellertid även bestämmas på analogt sätt ur  $V_g V_a$ -diagrammet eller algebraiskt genom derivation av (27), varvid erhålles

$$\mu = -\left(\frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}\right)_{I_a = \text{ konst.}} = -\frac{\partial V_a}{\partial V_g}$$
(35)

 $(I_a$  förutsättes här liksom ovan vara noll).

Anm. Speciellt i tyskspråkig litteratur begagnas i stället för förstärkningsfaktorn dess inverterade värde, genomgreppet (ty. Durchgriff) med beteckningen D.

Anodströmmens beroende av små ändringar i galleroch anodspänningar kan nu skrivas:

$$\Delta I_{a} = \frac{\partial I_{a}}{\partial V_{g}} \cdot \Delta V_{g} + \frac{\partial I_{a}}{\partial V_{a}} \Delta V_{a}$$
(36)

eller

$$\Delta I_a = S \cdot \Delta V_g + \frac{1}{R_i} \Delta V_a \tag{36 a}$$

Om  $\Delta I_a$  sättes lika med noll erhålles därur

$$-\left(\frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}\right)_{I_a = \text{ konst.}} = S \cdot R_i \tag{37}$$

som sammanställd med (36) ger

$$\mu = S \cdot R_i \tag{38}$$

en viktig och allmängiltig relation, som benämnes Barkhausens formel (ursprungligen under formen  $R_i SD = 1$ ). S,  $R_i$  och  $\mu$  kallas rörets karakteristiska konstanter, eller kortare rörkonstanter. Det bör då observeras att i själva verket endast  $\mu$  förtjänar beteckningen konstant, under det att S och sålunda även  $R_i$  variera avsevärt med arbetspunkten, så som också tydligt framgår av fig. 43. Empiriskt kan fastställas, att brantheten vanligen varierar med roten ur anodströmmen, vilket ger en enkel möjlighet att approximativt beräkna brantheten och därmed enligt (38) även inre resistansen i en arbetspunkt, som ej ligger alltför långt från den där brantheten är känd ( $\mu$  kan antagas vara konstant).

För beräkning av en anodväxelström  $i_a$  och dito -spänning  $v_a$  vid en gallerväxelspänning  $v_g$  kan (36 a) omedelbart tillämpas:

$$i_a = S \cdot v_g + \frac{1}{R_i} v_a \tag{39}$$



Fig. 43. Rörkonstanternas variation med anodströmmen vid trioden 6J5.

300

Om belastningsimpedansen i anodkretsen är  $Z_b$  har man vidare

$$v_a = -Z_b \cdot i_a \tag{40}$$

som tillsammans med (39) ger

$$i_{a} = \frac{S}{1 + \frac{Z_{b}}{R_{i}}} \cdot v_{g}$$

$$\tag{41}$$

Anm.  $Z_b$  anses här även inbegripa belastning från efterföljande steg, t. ex.  $R_a$  enl. fig. 35.

För det fall att  $Z_b = 0$ , dvs. ingen anodimpedans, blir anodväxelströmmen

$$i_a = S \cdot v_a$$

under det att man vid ändlig anodimpedans enligt (41) måste räkna med en reducerad branthet, lägre ju större anodimpedansen är i förhållande till inre resistansen. Denna företeelse, som alltid medför en minskning av förstärkningen och som är typisk för trioden, benämnes anodåterverkan.

Om (38) tillämpas på (41) erhålles lätt

$$i_a = \frac{\mu \cdot v_g}{R_i + Z_b} \tag{42}$$

Hittills har strömriktningen räknats positiv från strömkällan till anoden. Med avseende speciellt på belastningen torde det vara lämpligt att införa en ström  $i_{ut}$  med motsatt riktning men samma belopp (se fig. 44). Med denna definition på strömmen framgår av (42) det berättigade i att införa det *ekvivalenta schemat* i fig. 44 b, där röret ersatts med en  $EMK = -\mu \cdot v_g$  och inre resistansen  $R_i$ . I vissa fall, speciellt vid rör med mycket hög inre resistans, t. ex. pentoder, kan det vara fördelaktigare att tillämpa det i fig. 44 c återgivna schemat, där röret ersatts med en konstantströmsgenerator med strömmen  $-S \cdot v_g$ , *shuntad* med inre resistansen  $R_i$ . Båda typerna av ekvivalenta scheman äro fullt allmängiltiga och tillämpas även på andra rörtyper än trioder.

Med iakttagande av ovanstående ifråga om fasläget fås omedelbart anodväxelspänningen som produkten av anodimpedansen och anodväxelströmmen enligt (42)

$$v_a = -\mu \cdot v_g \, \frac{Z_b}{R_i + Z_b} \tag{43}$$

och därmed erhålles för förstärkningen uttrycket

Fig. 44. Ekvivalenta kretsar för förstärkarrör vid små signaler: a. ursprunglig koppling; b. ekvivalent schema där röret betraktas som konstantspänningsgenerator; c. ekvivalent schema där röret betraktas som konstantströmsgenerator.

301

$$F = \frac{v_a}{v_g} = -\frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{Z_b}}$$
(44)

eller vid  $R_i \gg Z_b$   $F = -S \cdot Z_b$  (45)

varav framgår att den högsta förstärkning, som kan uppnås, just är numeriskt lika med förstärkningsfaktorn  $\mu$ och att denna inträffar då anodimpedansen är mycket stor i förhållande till rörets inre resistans.

Det kan också lätt visas, att största effekt vid en given, liten gallerväxelspänning erhålles vid anpassning till inre resistansen, dvs. vid  $Z_b = R_i$ .

Maximal distorsionsfri uteffekt från en triod, som förutsättes arbeta utan gallerström, dvs.  $V_g + v_{g_0} < 0$ , erhålles däremot vid  $R_b \approx 2 R_i$ , varvid verkningsgraden, som givetvis beror av rörkonstruktionen och den valda arbetspunkten, brukar röra sig om 20 %.

Trioden kännetecknas i jämförelse med flergallerrören av låg inre resistans och relativt låg förstärkningsfaktor  $(\mu < 100)$  samt hög kapacitans mellan galler och anod (Cga). Denna kapacitans ger vid normala kopplingar och höga frekvenser upphov till en vanligen mindre önskvärd återkoppling mellan anod- och gallerkrets. Detta fenomen benämnes ofta Millereffekt. Sett från gallerkretsen blir genom denna effekt  $C_{qa}$  skenbart ökad till  $C_{qa}(F+1)$ , där F är förstärkningen. Av denna anledning blir ökningen stor då stor förstärkning uppnås. Genom speciella kopplingar (gallerjordade steg) kan denna koppling mellan in- och utgångskrets minskas då katod-anodkapacitansen i regel kan göras låg. Den sistnämnda kopplingen gör det också möjligt att använda trioden vid högre frekvenser där annars Millereffekten skulle medföra alltför stor återkoppling mellan anod och gallerkrets.

Som slutrör vid tonfrekvens hävdar sig trioden trots sin låga verkningsgrad genom att den ger låg distorsion och låg inre resistans. Triodens gynnsamma brusegenskaper (se därom i senare avsnitt) ha emellertid gjort trioden särskilt värdefull även som radiofrekvensförstärkare i mottagare i synnerhet inom ultrakortvågsområdet.

Naturligtvis kan trioden användas som diod, genom förbindning av galler och anod. Härvid kunna högperveanta dioder lätt åstadkommas. Man måste dock undvika stora katodströnimar, då gallret inför en risk för katodströmskoncentration (gallertrådarna ger en ojämn fältfördelning vid katoden) med lokalupphettning av oxidkatoden och Triodens karakteristiska egenskaper, för- och nackdelar.



Fig. 45. Grafiska symbolen för tetrod. De korta vertikala strecken på skärmgallret antyda god etektrostatisk skärmning metlan styrgaller och anod även ulanför det egentliga urtaddningsrummet.

enstaka gallertrådar och med ljusbågsöverslag som följd. Detta är en vanlig dödsorsak för dioden, speciellt kraftdioderna med små katod-anodavstånd.

## Tetroder och pentoder

Allmänt: Tetroden utvecklades ur trioden genom att man införde ett positivt galler mellan styrgallret och anoden. Därigenom vunnos två principiella fördelar. För det första reducerades den ömsesidiga kapacitansen (delkapacitansen) mellan gallret och anoden tack vare det nytillkomna gallrets skärmande verkan, varav den vedertagna benämningen skärmgaller (även skärmgallerrör). För det andra minskades, av samma orsak, anodåterverkan.

Tetrodens uppbyggnad är helt analog med triodens, och skärmgallret avviker i princip ej från styrgallret utom i fråga om dimensionerna, då det ju måste omsluta det sistnämnda.

För att understryka skärmgallrets skärmande verkan utritas det ofta i den grafiska symbolen för tetroden på ett avvikande sätt, såsom framgår av fig. 45.

I analogi med (27) kan katodströmmen i en ideell tetrod skrivas

$$I_{k} = G \left( V_{g_{1}} + \frac{1}{\mu_{g_{2}g_{1}}} V_{g_{2}} + \frac{1}{\mu_{ag_{1}}} V_{a} \right)^{3/2}$$
(46)

Index 1 och 2 beteckna styr- och skärmgaller resp. Betydelsen av  $\mu_{g_2g_1}$ , »skärmgallermy», torde vara självklar. Om skärmgallret, såsom i praktiken är fallet, är någorlunda finmaskigt, påverkar det fältstyrkan invid katoden ungefär på samma sätt som om det vore massivt, dvs. ersatts av en anod.  $\mu_{g_2g_1}$  är därför numeriskt av samma storleksordning såsom vid trioder, 5–100.

Som redan antytts hindrar skärmgallret anoden från att i nämnvärd grad utöva inflytande på rymdladdningen i katodens närhet, och sålunda antager »elektrostatiska förstärkningsfaktorn» vid tetroder ett högt värde,  $\mu_{ag_1} > 100$ . Följaktligen är katodströmmen endast i mycket ringa grad beroende av anodspänningen och sålunda denna källa till anodåterverkan i det närmaste eliminerad. Det är dock ofrånkomligt att en så stor del av katodströmmen, som ungefärligen svarar mot skärmgallrets skuggande yta, uppfångas av detta under passagen till anoden.

På grund av de vinkelavböjningar som elektronerna

erfara i de invid gallertrådarna starkt krökta fälten, kunna vid låga anodspänningar endast en del av elektronerna nå anoden, under det att de övriga reflekteras för att slutligen uppfångas av skärmgallret (jfr fig. 5).

En  $I_a V_a$ -karakteristika för en ideell tetrod skulle därför i princip få det utseende, som återges av den streckade kurvan i fig. 46. I praktiken däremot erhöllos vid tidigare tetrodkonstruktioner karakteristikor av starkt avvikande utseende, såsom antydes av den heldragna kurvan. Avvikelserna bero på sekundäremission; inom området  $V_a$  $< V_{g_2}$  går en elektronström från anod till skärmgaller, och för  $V_a > V_{g_2}$  i omvänd riktning. Då sekundäremissionsutbytet till att börja med växer starkt med primärelektronernas energi, är det förklarligt att anodströmmen sjunker inom spänningsområdet  $V_1 - V_2$ .

Röret har här negativ inre resistans, vilket tillämpats för svängningsalstring utan återkoppling i den s. k. dynatronkopplingen. Sekundärströmmen, vars storlek direkt kan utläsas ur skillnaden mellan kurvorna, sjunker sedan för att vid  $V_a = V_{a_a}$  bli noll, självfallet beroende på att sekundärelektronerna ej längre utsättas för något accelererande fält (deras utgångshastighet är låg, och som referenspotential vid bestämning av deras hastighet har man ju här anodspänningen, eftersom anoden fungerar som katod). För att undertrycka större delen av sekundärelektronerna behövs ett bromsfält på endast något tiotal volt. Detta kan ordnas genom ett stort avstånd mellan skärmgaller och anod, varvid en rymdladdning framför anoden ger nödvändigt bromsfält. Man kan uppnå samma resultat med plåtar eller trådar anbringade nära anodströmmens väg och anslutna till katoden. I båda fallen erhållas kurvor liknande fig. 46 a.

Den närmaste åtgärden för att eliminera tidigare nämnda oregelbundenheter i tetrodkarakteristikorna, som givetvis begränsade tetrodens arbetsområde, blev införandet av ett tredje galler på katodpotential mellan skärmgaller och anod, bromsgallret (engelska: suppressor grid, även oegentligt kallat fånggaller). Av fig. 47 framgår att bromsgallret ger upphov till ett potentialminimum mellan skärmgaller och anod, som givetvis ej kan passeras av de sekundärelektroner, som med liten begynnelsehastighet slås ut från anoden (de dras tillbaka till anoden av en positiv fältstyrka). Flertalet av de »ordinarie» elektronerna däremot, med katoden som referenspotential, ha även i bromsgallerluckan tillräcklig hastighet för att passera och nå anoden. Det är dock att märka, att även från skärmgallret



Fig. 46. Inverkan av sekundäremission på lelrodens karakleristikor: a.  $I_a V_a$ -karakleristika för ideell lelrod (ulan sekundäremission); b. verklig karakleristika med sekundäremission [rån anod lill skärmgaller vid  $V_a < V_{g_2}$ , i omvänd riklning vid  $V_a > V_{g_2}$ .



Fig. 47. Polentialfördelningen i en plan strömlös (katoden kall) pentod vid  $V_a < V_{g_2}$ . Heldragen kurva gäller för ett snitt genom gallertrådarna, streckad kurva för ett snitt genom gallerluckorna. Fältstyrkan invid anoden är så beskaffad att utlösta sekundärelektroner ålerkastas.

Pentoder.



Fig. 48. Grafiska symboler för penloder: a. RF-pentod b. slutpentod med bromsgallret direkt anslutet till katoden.



Fig. 49.  $I_a V_a$ -karakteristikor för RFpentod med variabel- $\mu$ -karakteristik (reglerpentod). Streckad kurva anger skärmgalterströmmen vid  $V_{g_1} = 0$ .

emitterade sekundärelektroner av bromsgallret hindras att nå anoden. Pentodkarakteristikorna närma sig därför i hög grad de ideella enl. fig. 46 a. Bromsgallret bidrar givetvis vtterligare till avskärmningen av anoden, så att ett effektivt  $\mu \ge 1000$  kan anses normalt hos s. k. RF-pentoder, dvs. pentoder avsedda huvudsakligen för förstärkning av radiofrekvens, t. ex. i radiofrekvens- och mellanfrekvenssteg i mottagare. Genom lämpligt utförande av gallren och omsorgsfull skärmning av tilledningarna till elektrodsystemet har kapacitansen mellan anod och galler,  $C_{aa}$ , kunnat nedbringas till några tusentals pF, ett för de flesta ändamål tillräckligt lågt värde. De grafiska symbolerna för en RF-pentod resp. en pentod avsedd som kraftförstärkarrör för tonfrekvens, dvs. vanligen slutrör i radiomottagare, varav benämningen slutpentod, återfinnas i fig. 48. Skillnaden i utseende antyder att den elektrostatiska skärmningen mellan anod och galler i slutpentoden ej är så rigorös.

I fig. 49 visas  $I_a V_a$ -diagrammet för en typisk RFpentod av variabel µ-typ, en s. k. reglerpentod. En streckad kurva över skärmgallerströmmen för styrgallerspänningen noll har också inlagts. Det framgår tydligt hur skärmgallret »tar över» strömmen, då anodspänningen går mot noll, så att totalströmmen i stort sett förblir konstant. Av diagrammet kan också utläsas att brantheten ökar starkt med minskad gallerförspänning, då ju vertikala avståndet mellan de olika kurvorna i detta fall är ett mått på brantheten. Detta är just en karakteristisk egenskap för reglerpentoden, som är avsedd för automatisk förstärkningsreglering i mottagare, åstadkommen därigenom att gallerförspänningen tages från den likriktade signalspänningen. Ju starkare signal, desto större gallerförspänning och därmed lägre branthet resp. förstärkning. Denna funktion hos röret åstadkommes genom att linda styrgallret med variabel stigning så att  $I_a V_a$ -karakteristikan i stort sett blir en exponentialkurva. Ett sådant galler benämnes reglergaller. Eftersom  $\mu_{g_2g_1}$ i hög grad är beroende av gallerstigningen, motsvara därvid de tätlindade delarna av gallret ett högt  $\mu_{g,g_1}$  och vice versa. Vad som händer vid successivt ökad gallerförspänning är att strömmen helt strypes i de olika gallermaskorna, till en början endast i de mest tätlindade delarna och allra sist i de glesaste. Detta sker också gradvis i resp. gallerluckor. Redan förut (sid. 297) har angivits hur  $\mu$  blir variabel inom en gallerlucka. Anm. Förhållandet kan mera exakt uttryckas så, att styrspänningen för de olika gallersektionerna växlar tecken, beroende av  $\mu_{g_2g_1}$  för resp. avsnitt [jfr (46)].

Grafiska symbolen för ett reglerrör kan särskiljas genom att reglergallret utritas med en pilspets, såsom i fig. 50.

Det torde vara lämpligt att i detta sammanhang beröra de effekter som bero av krökningen hos  $I_a V_g$ -karakteristikan (egentligen den dynamiska karakteristikan, vilken vid små signaler hos pentoder med arbetspunkten förlagd ovanför  $I_a V_g$ -karakteristikans knå dock praktiskt sammanfaller med den statiska). En krökt karakteristika kan ur matematisk synpunkt generellt betraktas som en summa av olika digniteter av gallerspänningen med olika koefficienter. Anodväxelströmmen återger gallerväxelspänningen exakt (distorsionsfritt) endast vid frånvaro av högregradstermer. En andragradsterm ger upphov till en komponent i anodströmmen av signalens dubbla frekvens, en andra överton, och en tredjegradsterm åtföljes av en tredje överton etc. Förekomma på gallret samtidigt två signaler, uppstå vidare i anodkretsen kombinationsfrekvenser, vilkas storlek är direkt proportionell mot koefficienten för karakteristikans andragradsterm (och givetvis även mot resp. signalamplituder), m. a. o., modulering äger rum. Under det att övertonsbildningen i allmänhet, speciellt vid tonfrekvensförstärkare, är allt annat än önskvärd, utnyttjas moduleringseffekten ofta, t. ex. vid s. k. additiv blandning i superheterodynmottagare. Den kan emellertid även ha obehagliga följder, såsom s. k. brummodulering, vilken uppträder då en brumspänning förefinnes jämsides med en bärvåg i gallerkretsen hos ett RF-steg, så att denna kommer att moduleras av brumspänningen. Ibland publiceras för reglerpentoder och liknande rör kurvor över storleken av den brumspänning v<sub>b</sub> på gallret som vid olika gallerförspänning eller branthet ger en viss brummodulering, vanligen 1 %. På grund av det ovan relaterade sambandet gäller med viss proportionalitet samma kurva för den distorsion av 2:a övertonen, som uppstår i röret ifråga vid exempelvis AFförstärkning och samma arbetspunkt. En signal med samma storlek som  $v_b$  ger sålunda en 2:a överton av  $\frac{1}{4}$  %, om brummoduleringen angivits till 1 %. Brummodulering resp. distorsion av 2:a övertonen är inom vissa gränser direkt proportionell mot brumspänning resp. signalspänning.

Anm .: Andragradslermen i karakteristikan medför däremot inle någon distorsion hos moduleringen vid förstärkning av en modulerad signal. En tredjegradsterm i karakteristikan ger vid AF-förstärkning upphov till en 3:e överton och vid förstärkning av en modulerad bärvåg uppstår en andra överton hos moduleringen, alltså moduleringsdislorsion, och i samband därmed en ökning av moduleringsgraden, s. k. moduleringsfördjupning. Slutligen uppträder vid närvaro av en annan modulerad bärvåg på samma galler s. k. korsmodulering, vilket innebär att i en viss proportion, angiven av korsmodulerings/aklorn, den enas modulering överföres på den andras bärvåg och vice versa. På samma sätt som för brummodulering uppges ofta för reglerpentoder kurvor över den bärvågsspänning v; hos den störande signalen som åstadkommer en viss korsmoduleringsfaktor K, t. ex. 1 %, vid olika branthet eller gallerförspänning. Det sålunda angivna värdet på signalspänningen  $v_i$  gäller också för den signal som vid AF-förstärkning åtföljes av en 3:e överton på 1/12 K och vid RF-förstärkning av en moduleringsdistorsion om 3/8 K. Vidare gäller att samtliga nu nämnda företeelser, förorsakade av karakteristikans 3:egradsterm, äro proportionella mot kvadralen på ifrågavarande signalspänning

*Ex.*: Av en kurva för reglerpentoden EF9 framgår att K = 1 % för  $v_i = 600$  mV i oreglerat tillstånd. Hur stor korsmodulering erhålles av en störande signal om 1,2 V, modulerad 80 %?

 $m_k = \left(\frac{1,2}{0,6}\right)^2 \cdot 0,01 \cdot 0,80 = 0,032, \text{ dvs. } 3,2 \text{ \%. Vilken är den största signalspänning } v_s \text{ som kan tillåtas för en moduleringsdistorsion av } 1 \text{ \%?}$  $\left(\frac{v_s}{0,6}\right)^2 \cdot 0,01 \cdot \frac{3}{8} = 0,01; v_s = 0,98 \text{ V.}$ 

Förstärkningen hos en RF-pentod med normal karakteristik kan givetvis även regleras med hjälp av gallerförspänningen, men de ovan beskrivna Effekter i samband med  $I_aV_{g}$ -karakteristikans kröning.



Fig. 50. Grafisk symbol för reglerpenlod.



Fig. 51. Branlhelens varialion med gallerförspänningen vid reglerpenloden EF41. De heldragna kurvorna hänföra sig lill olika fasla skärmgallerspänningar, den slreckade kurvan erhålles vid »glidande» skärmgallerspänning erhållen från angivel seriemolstånd.

distorsjons- och moduleringsfenomenen bli då mycket störande i nedreglerat tillstånd, där man arbetar på karakteristikans nedre, starkt krökta del. Exponentialkarakteristikan däremot utgör den bästa kompromisslösningen med en tolerabel, i praktiken i stort sett lika stark distorsion m. m. över hela regleringsområdet. Om anodströmmen eller brantheten avsättes i logaritmisk skala som funktion av gallerförspänningen vid en reglerpentod, erhålles på grund av den nära exponentiella karakteristikan nästan raka kurvor (fig. 51). Under det att skärmgallerförspänningen för de flesta reglerpentoder valts lägre än anodspänningen, (typiska värden:  $V_{\alpha} = 250$ ,  $V_{g_2} = 100-150$ ) rekommenderas dock att för vissa typer använda s. k. glidande skärmgallerspänning, dvs. att mata skärmgallret med ett seriemotstånd från anodspänningskällan. Därvid kräves större regleringsspänning, men i gengäld blir regleringen jämnare och mera distorsionsfri. Den streckade kurvan i fig. 51 gäller för glidande skärmgallerspänning.

Beräkning av förstärkning. Samtliga uttryck för förstärkning m. m. som härletts i anknytning till trioderna äro i princip tillämpliga även på pentoder. På grund av den fiktiva och framförallt variabla karaktären hos  $\mu$  för en pentod undvikes gärna denna storhet (den kan givetvis beräknas som produkten av branthet och inre resistans). Vid beräkning av förstärkningen i RF-steg utgår man lämpligen från det ekvivalenta schemat i fig. 44 c och inreducerar  $R_i$  i belastningsimpedansen  $Z_b$ , varefter förstärkningen direkt erhålles som

$$F = S \cdot Z'_b \tag{47}$$

där  $Z'_b$  är det sålunda korrigerade värdet på belastningen. I praktiken är ofta  $R_i \ge Z_b$  och korrektionen sålunda onödig.

Vid användning av RF-pentoder med rak karakteristik i motståndskopplade AF-steg, där anodspänningen och anodströmmen på grund av spänningsfallet över anodmotståndet måste hållas låga, är det nödvändigt att välja en lämplig skärmgallerspänning. Det är då vanskligt att extrapolera arbetspunkten ur  $I_{\alpha}V_{a}$ -diagrammet, som vanligen endast uppges för en högre skärmgallerspänning. Ofta anges därför i tabellform lämpliga motståndsvärden m. m. för dylika kopplingar.

I avsaknad av sådana uppgifter är det möjligt att utgå från de  $I_a V_a$ diagram för samma rör i triodkoppling, dvs. med anod och skärmgaller och ev. bromsgaller hopkopplade, som ibland presenteras. Då anodens styrverkan ju kan försummas, anger nämligen detta diagram sambandet mellan katodström och skärmgallerspänning, och man kan därur bestämma en lämplig arbetspunkt under antagande att strömfördelningen mellan skärmgaller och anod är densamma som vid den normalt angivna arbetspunkten, en fullt berättigad approximation, i varje fall för  $V_a \geq V_{g_a}$ . Den s. k. katodströmsbrantheten  $S_k$  kan direkt bestämmas ur diagrammet genom uppritning av  $I_k V_g$ -karakteristikan. För pentodbrantheten gäller givetvis

$$\frac{S}{S_k} = \frac{I_a}{I_k} = \frac{I_a}{I_{g_1} + I_a}$$
(48)

Med hänvisning till sid. 300 kan läven proportionering från en känd arbetspunkt utföras:

$$\frac{S_2}{S_1} = \sqrt{\frac{I_{k_2}}{I_{k_1}}}$$
(49)

Vid användande av en pentod i triodkoppling gäller givetvis:  $\mu = \mu_{q_2q_1}$ ;

$$I_{a} = I_{a_{pentod}} + I_{g_{2}}; S = S_{pentod} \left(1 + \frac{I_{g_{2}}}{I_{a_{pentod}}}\right).$$

Pentoder lämpa sig även väl som kraftförstärkare, vilket illustreras av  $I_a V_a$ -diagrammet med inlagd belastningslinje A-P-B i fig. 52. Utstyrningsområdet begränsas vid klass A-förstärkare, som här avses, i huvudsak av »knät» på karakteristikan för  $V_g = 0$ , dvs. punkten A. Arbetspunkten P fastlägges vid given anodspänning av att gallerförspänningen ungefärligen bör vara lika med halva »strypspänningen» (den gallerspänning, som stryper anodströmmen). Beträffande den s. k. optimala belastningsresistansen  $R_{b_{opt}}$  för maximal uteffekt kan, då exakta uppgifter för rörtypen saknas, följande tumregel tillämpas

$$R_{b_{opt}} = \frac{V_a}{I_a} \tag{50}$$

Det bör särskilt framhållas att optimala belastningsmotståndet ej står i något direkt sammanhang med slutpentodens inre resisians, som ju är avsevärt större. Tack vare pentodkurvornas speciella form, som i motsats mot triodens medger hög anodström även vid relativt låg anodspänning, blir pentodens verkningsgrad i praktiken mycket gynnsam, ca 40 %. Det inses lätt att triangeln DPE i fig. 52 representerar maximal uteffekt (DP = EB = anodväxelströmmens toppvärde, P E = A D = anodväxelströmmens toppvärde), under det att rektangeln OQPR motsvarar den tillförda effekten. Det torde framgå av figuren att maximal verkningsgrad, 50 %, skulle uppnås vid rör med karakteristikor, som uppstege vertikalt från origo för att övergå i ekvidistanta horisontella linjer. I förhållande till detta ideal ställer sig pentoden ogynnsammare än den förut omnämnda »sekundäremissionsfria» tetroden, på grund av bromsgallrets bidrag till den skadliga vinkelavböjningen av elektronbanorna. Denna svårighet har man kringgått vid den s. k. stråltetroden (eng. beam tetrode) där genom lämplig dimensionering en så stor rymdladdningstäthet framkallats mellan skärmgaller och anod, att det därvid uppkomna potentialminimet övertagit bromsgallrets funktion. Den erforderliga rymdladdningen åstadkommes genom att sammantränga elektronSlutpentoder och stråltetroder.







Fig. 53, Genomskärning av strålletroden 6L6. De streckade linjerna antyda elektronströmmen.



Fig. 54. I<sub>a</sub>V<sub>a</sub>-karakteristikor för slrålletroden 6L6. Den lilla öglan invid knäl på karakteristikan vid höga strömslyrkor beror på instabila rymdladdningsförhållanden.

strömmen i strålar (därav namnet) i sidled med hjälp av särskilda sidoplåtar på katodpotential under medverkan av styrgallerstagen. I praktiken äro stråltetroder nästan undantagslöst så konstruerade, att skärmgallervarven ligga i skuggan av styrgallervarven (se fig. 53). Därigenom vinnes exceptionellt låg skärmgallerström. Då denna låga ström beror av en viss lämplig fältfördelning, kan överbelastning lätt ske om röret användes i olämplig arbetspunkt (speciellt bör  $V_{g_2}$  hållas lägre än  $V_a$  i normal arbetspunkt). Genom termisk förskjutning av gallren får också skärmgallerströmmen ett

visst insvängningsförlopp vid varje ändring av driftstemperaturen. Ett typiskt IaVa-diagram för en stråltetrod visas i fig. 54, varav dock framgår att, helt naturligt, inverkan av sekundäremission ej är fullkomligt undertryckt vid låga strömstyrkor. Detta innebär i praktiken dock sällan någon olägenhet, då ifrågavarande del av  $I_{a}V_{a}$ -diagrammet normalt ej utnyttjas. Understundom kan däremot den lilla utbuktning vid »knät», som gärna utbildar sig vid höga strömstyrkor på grund av viss instabilitet i rymdladdningsförhållandena, ge upphov till störningar, då rörets inre motstånd där är negativt och anodströmmen ej entydigt bestämd. Som slutrör äro stråltetroderna fullt jämförbara med pentoderna, dock mera kritiska i fråga om anpassningen, under det att deras egenskaper komma särskilt väl till sin rätt i klass C-förstärkare.

### Månggallerrör

För användning som 1:a detektor i superheterodynmottagare har det visat sig önskvärt att utveckla speciella rörtyper, där modulering av den inkommande signalen med en lokalt alstrad svängning bekvämt kan åstadkommas. Ett sådant rör utgör hexoden, vars principiella uppbyggnad framgår av fig. 55. Man har två styrgaller åtskilda av ett skärmgaller. Styrningen från det första gallret är helt konventionell under det att det andra styrgallrets potential avgör hur stor del av den sålunda styrda strömmen, som når anoden, och hur stor del, som återkastas för att huvudsakligen uppfångas av 1:a skärmgallret. Om signalen påtryckes 1:a styrgallret, är det tydligt att förstärkningen kommer att variera med 2:a styrgallrets potential, och en modulering kan sålunda äga rum. Det yttre skärmgallret tjänar givetvis till att ge röret hög inre resistans såsom vid normala tetroder och skärma anoden från den lokala svängning, som tillföres det yttre styrgallret. Hexoden är i likhet med den normala tetroden behäftad med utpräglade sekundäremissionsfenomen, vilket dock ej innebär någon nackdel så länge anodspänningen väsentligt överstiger skärmgallerspänningen (de båda skärmgallren äro normalt förbundna inuti röret). Heptoder, som skilja sig från hexoderna genom tillfogandet av ett bromsgaller, förekomma även och ha följaktligen  $I_a V_a$ -karakteristikor av pentodkaraktär.

Hexoder och heptoder av den omnämnda typen kunna givetvis användas ej blott som blandarrör utan även för speciella ändamål såsom i gradationsförstärkare, pulskopplingar m. fl. fall, där en elektronisk dubbelstyrning önskas. I många fall användes också sådana pentoder, där bromsgallret har speciellt god styrverkan och ej internt anslutits till katoden. För blandningsändamål ha i huvudsak två kategorier månggallerrör utkristalliserats. Vid den ena utföres 1:a gallret som signalgaller med variabel- $\mu$ -karakteristik, så att förstärkningsreglering kan ordnas på vanligt sätt, och ofta kombineras hexod-(heptod-)systemet med en triod i samma rör, avsedd att arbeta som oscillator. I de flesta fall äro 2:a styrgallret, ofta benämnt injektorgaller, och triodgallret förbundna inuti röret, men utföranden med båda gallren separat utdragna till sockeln förekomma (fig. 56). Att fullständigt återge ett blandarrörs egenskaper i diagramform blir på grund av de många parametrarna vidlyftigt och är med hänsyn till tillämpningen ej praktiskt. I stället har man infört ett begrepp, transponerings-(även konversions-)branthet,  $S_c$ , som uttrycker förhållandet mellan den anodströmskomponent, vars frekvens utgör skillnaden eller summan av signal- resp. oscillatorfrekvensen och signalspänningen vid försumbar belastningsimpedans. Tydligt är att man kan räkna med transponeringsbrantheten och inre resistansen på vanligt sätt för beräkning av blandningsförstärkning m. m. Transponeringsbrantheten i sin tur stiger i allmänhet nästan linjärt med oscillatorspänningen på injektorgallret för att nå ett maximum och sedan sakta falla. Fig. 57 återger ett typiskt diagram för en viss arbetspunkt, varvid av praktiska skäl gallerströmmen i oscillatorkretsen (med direkt anslutet injektorgaller) vid specificerad gallerläcka tagits som direkt mått på växelspänning jämte förspänning hos injektorgallret.



Fig. 55. Hexodens principiella uppbyggnad och i anslutning därtill en lypisk polentialfördelning (jfr fig. 47).



Fig. 56. Triod-heplod med separala anslulningar för triodgallret ( $G_t$ ) och injektorgallret ( $G_3$ ). Signalgallret ( $G_1$ ) är utfört som reglergaller.

# 310



Fig. 57. Transponeringsbranthel, anodslröm, skärmgallerström och inre resistans hos triod-hexoden ECH42 som funktion av oscillatorspänningen, ultryckt i triodgallerström vid en gallerläcka av 47 k $\Omega$ . Skärmgaltren matas från en spänningsdelare av 22+33 k $\Omega$  från 250 V till jord.

Det yttre höljet. De äldre rören. Den andra kategorin av blandarrör kännetecknas i princip av att signal- resp. moduleringsgaller fått byta plats. Till denna kategori räknas de s. k. pentagridrören (av amerikanskt ursprung) och oktoderna. De senare och även äldre pentagridtyper ha en särskild elektrod som upptager en del av den av 1:a styrgallret modulerade strömmen, vilken del användes för återkoppling, så att oscillationen uppehålles. Vid moderna pentagridrör utan sådan elektrod men utrustade med bromsgaller ordnas återkopplingen lämpligen i katodkretsen om katoden är indirekt uppvärmd. Vid båda typerna tjänstgör det yttre styrgallret som signalgaller och utföres följaktligen med variabel stigning (variabel  $\mu$ ).

Även de nu omnämnda blandarrörstypernas förstärkningsegenskaper bruka åskådliggöras i diagram av samma karaktär som i fig. 51 och fig. 57.

För båda kategorierna gäller, att på grund av de olinjära förhållandena vid starka signaler även kombinationsfrekvenser av högre ordning kunna förekomma, som speciellt vid kortvågsmottagning kunna ge sig till känna i form av piptoner. Sålunda kunna övertoner av oscillatorspänningen kombineras med främmande signaler eller övertoner till den önskade signalen. Störningar på grund av främmande signal kunna elimineras genom lämplig förselektion, men i röret uppkomna övertoner till signalfrekvensen påverkas givetvis ej därav. En förbättring uppnås däremot, om oscillatorspänningen väljes låg. Ett understundom iakttaget, säreget störningsfenomen, som ger sig tillkänna i form av starkt brus, har visat sig bero på upprepad pendling av elektroner omkring det negativa 2:a styrgallret med ultrahög frekvens (s. k. Barkhausen-Kurz-svängning). Fenomenet undvikes i första hand genom lämplig konstruktiv utformning av rörsystemet, men dämpmotstånd i skärmgaller- och 2:a styrgallretliledningarna kan även hjälpa.

I övrigt förekomma biföreteelser, karakteristiska för var och en av de båda ovan beskrivna blandarrörskategorierna. Om oscillatorfrekvensen är hög, uppträder vid den förstnämnda på grund av de låga elektronhastigheterna invid potentialminimet omkring 2:a styrgallret en hastighetsmodulering, som resulterar i till 1:a styrgallret (signalgallret) återkastade elektroner med högre hastighet än som motsvaras av katodpotentialen. Följden härav blir gallerström, som verkar dämpande på signalkretsen. Enda botemedlet är att reducera oscillatorspänningen.

Vid den senare kategorin (oktoder och pentagridrör) föreligger givetvis starka variationer av rymdladdningen invid signalgallret i takt med oscillatorspänningen, som kunna ge upphov till en växelspänning av oscillatorfrekvensen över inkretsen genom influens; därav benämningen *in/luense/jekten*. Då kopplingen har karaktären av en *negaliv* kapacitans kan vid en viss amplitud på oscillatorspänningen en utkompensering av effekten ske med hjälp av en lämpligt avpassad kondensator mellan de båda gallren. Vid mycket höga frekvenser utmärkas blandarrören i denna kategori dessutom av negativ ingångskonduktans!

### Mottagarrörens praktiska utförande

För framställning av de äldre radiorören använde man i stort sett samma maskiner som för glödlampor. Därför blev den yttre likheten med lamporna påtaglig. Rörets elektrodsystem uppbyggdes på en klämfot som dock hade flera genomföringstrådar än lampans två. Vanligen användes blyglas som börjar mjukna vid 500°C men som vid bearbetning måste upphettas till 700-900°C. I de första glödlamporna användes platinatrådar i glasgenomföringarna, ty de hade samma utvidgning som blyglaset. Numera användes dock den betydligt billigare kopparmanteltråden som består av en kärna av nickel-järn-legering med liten utvidgning (invartyp), som förkopprats så att den radiella utvidgningen anpassats till glaset, ytterst pålägges ett boraxlager. Vid insmältning bildas kopparoxidul som löser sig i glaset och ger en vakuumtät förbindning glas—metall. Då anpassning endast sker i radiell led blir de mekaniska påkänningarna på glaset vid denna typ av glasgenomföring för stora om diametern på genomföringstråden blir för stor (maximal diameter ca 0,7 mm). I de flesta fall användes 0,35—0,40 mm för vanliga mottagarrör. Denna genomföringstråd, som är 2,5—5 mm lång, stuksvetsas i ena änden till en nickeltråd som uppbär elektroderna inuti röret och i den andra till en koppartråd, som lödes till ett kontaktstift, fastnitat i den bakelitsockel som vid rören intagit lampsockelns plats (se fig. 58).

#### Metallrören.

Vid mitten av 30-talet lanserades i USA de s. k. metallrören, som hade en kolv av järn elektriskt svetsad till en metallfläns på den skivformiga foten. Genomföringarna äro av samma typ som tidigare nämnts men ordnade cirkulärt. Till en början var trådarna insmälta i var sin glaspärla med rörnit som svetsats i metallbottnen. Numera smältes alla trådarna in i en glasskiva insmält i den ovan nämnda flänsen, se fig. 58. Även här användes en bakelitsockel med kontaktstift, men genom att den endast är en tunn skiva blir rörlängden 20-30 mm mindre. Sockeln har åtta stift på jämn delning i en cirkel och en styrpinne för rätt isättning i hållaren. Denna sockel kallas oktal, och efter den kallas rören oktalrör, t. o. m. stämpeln hade kring rörtypen den ram med åtta sidor som sedan så ofta använts även för rör av andra modernare utföringsformer. Vissa rör hade styrgallret anslutet till en toppkontakt i det tidigaste utförandet. De modernare utförandena utan toppkontakt ha ett S insatt i rörtypen (S för single ended = alla uttag åt ett håll). Observera att 6SK7 t. ex. ej har samma data som 6K7. I vissa andra fall äro ej ens glödanslutningarna gjorda till samma stift som för motsvarande metallrör med toppkontakt. Kolven anges som MT8, cylindrisk metall 8/8" i diameter (efter engelska benämningen Metal Tubular 8/8").

#### G-rören GT-rören.

Som konkurrenter till metallrören kan man räkna de ekvivalenta rörtyper med glashöljen, som många fabrikanter gjorde. Dessa typer hade G efter motsvarande metallrörtypsbeteckning, t. ex. 6K7---6K7G. Glaskolven var av s. k. domtyp, som anges som ST12, ST14 osv. (12 = 12/8'', 14 = 14/8'' största ytterdiameter). Senare övergick man till den mindre GT-typen (GT = glass tubular, dvs. cylindrisk glaskolv, vanligen med T--9 kolv 9/8''), se fig. 59.

#### GW-rören.

I Europa avkortades rören genom att man införde en s.k. G.W.-sockel eller brunnsockel (se fig. 60) med flata kontaktbleck i botten. Tack vare ojämn delning kring omkretsen behövas ej särskilda lokaliseringsanordningar.

#### Stålrören.

Även i Europa tillverkades i slutet av 30-talet vissa metallrör av något avvikande konstruktion, s. k. stålrör. Individuella genomföringar äro här insmälta i en glaspärla, placerad i änden av en rörnit, vars fläns är svetsad till en helmetallbotten, precis som de tidigare metallrören i USA. Rörsystemet utfördes liggande med anslutningar vid de båda ändarna, se fig. 61. Speciellt vid flera system uppbyggda efter varandra längs samma katod ger denna konstruktion vissa tekniska fördelar. För de flesta metallrör gäller, att de verka mera mekaniskt motståndskraftiga än de äro, ty ofta är tyvärr den inre stabiliteten i systemet ej bättre än vid andra rör.

De ökade kraven på korta elektrodtilledningar i förening med en önskan att rationalisera bort den överflödiga bakelitsockeln ledde till pressglasrörens epok. I USA kallades de ofta lock in, eftersom röret låstes fast i rörhållaren med en fjäder kring lokaliseringspinnen. Genomföringarna äro



Fig. 58. Metallrörspenlod (6SK7). 1. Metallkolv. 2. Skärmar. 3. Glimmerskiva. 4. Slag. 5. Slyrgaller. 6. Katod. 7. Skärmgaller. 8. Glödiråd. 9. Bromsgalter. 10. Anod. 11. Getterband. 12. Fotskärm. 13—16. Fotdetaljer. 17. Sockelskärm. 18. Fläns. 19. Genomföringstråd. 20. Sockelfäste. 21 Oktalsockel. 22 och 24. Pumprör. 23 och 26. Socketstift. 25 och 27. Styrpinne.

Pressglasrören.

Fig. 59. Amerikanski metallrör 6K7 och därmed ekvivalenta glastyper, 1. v. 6K7G och l. h. 6K7GT.



Fig. 60. Europeiskt rör i klämfolsutförande med brunnsocket (äv. GWsocket), blandaroktoden EK2.

Rimlockrören.

Subminiatyrrören.

i detta fall kromjärnspinnar, som även utgöra kontaktstift, se fig. 62. De måste dock ofta försilvras för att ge god kontakt till rörhållarfjädrarna. Tyvärr måste fortfarande en metallsockel påsättas för att skydda pumpröret och för att lokalisera röret rätt i hållaren. I vissa fall användes den som en nionde kontakt, ty de dittills vanliga 8 stiften räckte ej längre till.

#### Miniatyrrören.

Under det andra världskriget började man i USA produktion av s. k. miniatyrrör. Till en början hade de 7 stift som sattes i en cirkel med 8 stifts delning. Det «felande» åttonde stiftet ger lokaliseringsmöjlighet utan extra anordningar. Senare infördes även 9-stiftsrör med något större delningsdiameter och stiften i 10-delning. Diametern på kolven var 5,5/8" resp. 6,5/8" (T5  $\frac{1}{2}$  resp. T6  $\frac{1}{2}$ ), se fig. 63. Vid miniatyrrören hade man äntligen kommit ifrån sockeln, ty pumpröret hade flyttats till kolvtoppen och gjorts så stabilt att extra skydd ej behövdes. Foten är här en cirkulär skiva med genomföringarna av kopparmanteltråd, inåt försedd med en nickeltråd, som direkt anslutes till galler, anod osv., utåt försedd med ett nickelstift med diameter 1,02 mm och ca 7 mm långt. Dessa kortare tilledningar ha medfört mycket stora fördelar, ty både ledningsinduktanser och kapacitanser ha reducerats betydligt. Genom elektrodsystemens utformning ha också stora förbättringar kunnat ske; så har t. ex. många RF-pentoder fått minskade utkapacitanser genom att anoden reducerats till smala band. Den förbättrade mekaniska stabiliteten har vunnits genom kortare system och genom mindre och lättare detaljer, samt genom att båda glimmerskivorna stödja mot glashöljet. Det är inte ovanligt, att rören kunna klara enstaka kortvariga accelerationer på 500-1 000 g.

Efter att en kortare tid ha tillverkat rim-lockrör (ett nedbantat pressglasrör) i Europa, speciellt i Holland, har man nu allmänt övergått till miniatyrtekniken även där.

Den speciella teknik, som utvecklats för subminiatyrrören under kriget (använd i tändrör för granater med accelerationsvärden upp till 10 000 g), har för många militära användningar så stora fördelar, att många populära



Fig. 61. Slålrör (RF-penlod) i uppskuret skick. Trots all sliftens placering gör det omöjligt att sätta röret i felaktigt läge har styrpinnen bibehållits som skydd för pumpröret.

Fig. 62, Elektrodsystem till RF-pentod på helglasfol (skārm med getterhållare ännu ej påsatt) och samma rör i färdigt skick.

typer nedbantats i dessa små kolvar (T3, diameter 3/8"), se fig. 64. Numera torde uppbyggnaden med genomföringarna i cirkel ha slagit igenom. Tillverkningstekniken är här i stort sett densamma som för miniatyrrör. Då de höga kolvtemperaturerna i drift vålla stora svårigheter med livslängd och funktionssäkerhet, finns det ingen anledning att införa subminiatyrrören där större rör kunna få plats. Kostnaderna för de mindre rören bli även betydligt högre än för miniatyrrören.





Fig. 63. Långlivsröret 18C51. 1. Anod. 2. Skärm mellan systemen. 3. Glimmerskivor. 4. Glödtrådsförbindningar faslnitade i undre glimmerskivan. 5. S. k. glasvårta, som ulbildats kring genomföringstråden. 6. Vakuumlöl glas-melallinsmällning. 7. Getterband med pålogt gettermaterial. Vid förångning bildar detta materiat en s. k. getterspegel på gtaskolvens insida. 8. Glödtråd med isolalionsskikt. 9. Kalodhylsa med emissionsskikt. 10. Vulster som fixera katodhylsans täge i höjdted. 11. Styrgaltertråd. 12. Galterstagtråd. Större G-rör i ny kolv.

Även de äldre större G-rören ha på sista tiden fått ändrat utseende med cylindriska kolvar vanligen T12 (12/8" diameter) och med skivformiga fötter med genomföringarna i en cirkel lika stor som delningscirkeln på oktalsockeln. Denna utförandeform införes först på GT-rören med T-9 kolv. Därvid vinner man ökade avstånd mellan genomföringarna i glaset, och den bibehållna bakelitsockeln kan trädas direkt över trådarna som lödas till kontaktstiften.

Det stora intresset för miniatyrisering ökar ständigt kraven på högre

driftstemperaturer hos rören. Intresset för användning av keramiska höljen är därför stort, men ännu äro tydligen tillverkningskostnaderna så

höga, att massframställning av mottagarrör ej skett.

Keramiska höljen.

Hur rördata (brantheten) ökals under årens lopp.



Fig. 64. Olika ulföranden av subminialyrrör. Den vänslra lypen har en speciell folkonstruktion med gynnsamma isolationsegenskaper. Vid den högra äro såväl fot som kolv tillplattade. I figuren visas kortsidan. Subminiatyrrören levereras vanligen med långa genomföringslrådar för direkt inlödning i resp. kopplingar. På senare tid synes den mellersla ly-

pen ha blivit allt vanligare.

Datamässigt ha t. ex. RF-pentoderna förbättrats efter följande tabell:

År	Rör- typ	Glöd- effekt P <sub>f</sub> W	Brant- het mA/V	Normaliserad branthet $(P_f = 1.9 \text{ W})$ mA/V	Gallertråds- diameter mm	
1930	24A	4,4	1,05	0,45	0,15	
1935	36	1,9	1,08	1,08	0,085	1
1940	6SK7	1,9	2,35	2,35	0,05	
1945	6AU6	1,9	5,2	5,2	0,05	
1950	6 CB6	1,9	6,2	6,2	0,05	
Rö	Rör med mera avancerad konstruktion:					
1943	6AK5	1,1	5,1	8,8	0,025	
1949	404 A	1,9	13,0	13,0	0,008	Ramgaller
1951	436A	2,8	30,0	20,0	0,008	*
1958	7150	2,8	34,0	22,6	0,0065	*

För rättvis jämförelse har brantheten omräknats till samma glödeffekt (normaliserad branthet).

Av övre tabellen framgår, att brantheten under varje femårsperiod har fördubblats intill år 1945; sedan har brantheten ej ökats, ty med den gallertråd som normalt är den minsta man önskar använda i massproduktion med konventionell teknik (0,05 mm) går det inte att uppnå så mycket bättre värden. 6AK5 var före sin tid år 1943, men så tog det också tid för fabrikanterna att »växa i» den avancerade konstruktionen, som först på senare tid börjat betraktas som normal. De tre sista rörtyperna ha ramgallerkonstruktion, men trots detta har även här utvecklingen stagnerat. Den sista typen, som tillverkas i Sverige, har ett ramgaller med en gallertråd med diametern 6,5 µ och av förgylld volfram med en hållfasthet av ca 400 kg/mm<sup>2</sup> (3-4 gånger det bästa stålets). Brotthållfastheten blir ändå bara 13 g, och då töjningen är liten (ca 1 %), blir tillverkningen svår och dyrbar. En ytterligare utveckling mot högre prestanda blir därför ytterligt dyrbar, varför utvecklingstempot kommer att avtaga. Däremot komma sannolikt dagens specialrör att bli morgondagens vanliga rör genom att ramgallertekniken utvecklas och göres billigare. Redan ha vissa ramgallerrör börjat användas i TV-apparater (ECC88, PCC88).

# Biföreteelser vid mottagarrör i allmänhet

Elektronströmmen i ett rör utan rymdladdning är i själva verket ej kontinuerlig utan uppvisar statistiska fluktuationer; fenomenet kallas hageleffekt (»shot noise»), jämför en hagelskur. Vid kraftig förstärkning i en mottagare yttra sig dessa variationer som brus. Anodströmsvariationerna betraktas därför som en överlagrad växelström, brusströmmen. Denna innehåller alla frekvenskomponenter jämnt fördelade, varför brusströmmens effektivvärde inom ett visst frekvensområde, t. ex. utsilat av en mottagare, är direkt proportionellt mot bandbredden. För en diod utan rymdladdning, temperaturbegränsad ström alltså, kan, vid försumbar löptid, den överlagrade brusströmmens storlek teoretiskt beräknas:

$$I_{br}^{2} = 2 e I_{a} B \tag{51}$$

B är bandbredden i p/s, övriga storheter i A och C.

Detta uttryck har stort intresse, då mättade dioder numera användas för mätningar på mottagare med avseende på deras brusegenskaper.

Vid närvaro av rymdladdning strävar denna att utjämna brusströmmens variationer. Det har visat sig, att en diod med fullt utbildad rymdladdning ur brussynpunkt approximativt kan ersättas med en resistans, lika med diodens

inre resistans  $\left(\frac{dV_a}{dI_a}\right)$  i arbetspunkten i fråga.

För beräkning av brusspänningen över en resistans användes formeln

 $\overline{E}^2 = 4kT_{f_1}^{f_2} \int Rdf$ (52)

där  $k = 1,374 \cdot 10^{-23}$  joule per °K T = temperaturen i °K R = brusresistansen i  $\Omega$ 

f = frekvens i p/s

och  $\overline{E}^2$ =brusspänningens kvadrat.

Vid rören omräknas oftast rörbruset till en ekvivalent resistans i gallerkretsen. Det blir på detta sätt lättare att jämföra bruset med den nyttiga signalspänningen.

Ekvivalenta brusresistansen.

Brus.

316

Förstärkningsegenskaperna (brantheten) i röret kommer på detta sätt in i formlerna för den ekvivalenta brusresistansen. För trioder är det bästa närmevärdet på ekvivalenta brusresistansen

$$R_{br} \approx \frac{3}{g_m} k\Omega \tag{53}$$

där  $g_m$  uttryckes i mA/V.

För pentoden tillkommer ett statistiskt fördelningsbrus mellan skärmgallerström och anodström. Det bästa närmevärdet utgör här

$$R_{br} = \frac{I_a}{I_k} \left(\frac{3}{g_m} + \frac{20 \cdot I_{g^2}}{g_m^2}\right) k\Omega$$
 (54)

där  $I_a$  är rörets anodström och  $I_k$  rörets katodström i samma enhet,  $I_{g2}$  rörets skärmgallerström; mA samt  $g_m$  rörets branthet i mA/V. Av denna formel framgår den stora betydelsen som skärmgallerströmmen har för pentodens brus.

Ex. Trioden 5842/417A har en branthet av 25 mA/V i normala arbetspunkten. Hur stor är brusresistansen?

$$R_{br} = \frac{3}{25} \,\mathrm{k}\Omega = 120 \,\Omega$$

Pentoden 5847/404A har i normala arbetspunkten  $I_a = 13,5$  mA  $I_{g_2} = 4$  mA och  $g_m = 13$  mA/V

$$R_{br} = \frac{13.5}{17.5} \left( \frac{3}{13} + \frac{20 \cdot 4}{13^2} \right) k\Omega = 0.77 \ (0.23 + 0.47) \ k\Omega = 540\Omega$$

Det är av största betydelse att lågbrusrör ej framställes med katodnickel som kan ge uppgov till »gränsskiktsresistans», ty genom den höga temperatur (ca  $1050^{\circ}$ K), som denna resistans har, blir bruset detsamma som från en ca 3,5 gånger så stor resistans vid rumstemperatur (300° K).

För exemplet 5842/417A enligt ovan skulle redan 20  $\Omega$ (8  $\Omega/cm^2$  katodyta) ge ca 70  $\Omega$  i tillsatsresistans eller totalt (120+70)  $\Omega = 190 \Omega$  i brusresistans. Som tur är blir dock större delen av denna tillsatsresistans överbryggad med en kapacitans som vid höga frekvenser effektivt shuntar katodens »gränsskiktsresistans». Vid avtagande frekvens blir dock impedansen hos den kapacitans på ca 3 000 pF (ca 5 000 pF/cm<sup>2</sup> katodyta), som i rörexemplet ovan, ej tillräckligt låg, och då ökar bruset för att slutligen vid låga frekvenser motsvara den angivna brusresistansen på 190  $\Omega$ .

Fladdereffekt. Vid låga frekvenser tilltar bruset genom fluktuationer

förorsakade av ojämn emission från katodens yta (ändringar av antalet fria bariumatomer). Denna s. k. fladdereffekt (eng. flicker noise) är delvis beroende av anodströmmen i röret och även av katodnickelhylsans halt av föroreningar. Det mest rena nicklet har mindre fladderbrus och en kraftig gränsskiktsresistans (kiselhalten i katodnicklet hög) kan ge 50 gångers ökning av fladderbruset. Det lönar sig att för bästa möjliga signalbrusförhållanden välja ut lämplig arbetspunkt. För moderna miniatyrrörspentoder ligger den vanligen vid en gallerförspänning på ca 1,5 V och med skärmgallerspänningen anpassad för en anodström på 0,3–1 mA. Fladderbruset är omvänt proportionellt mot frekvensen och börjar märkas vid 10-100 kp/s. Under 100 p/s dominerar det helt över övriga brusorsaker.

Slutligen må frambållas att jonisation i ett rör till följd av dåligt vakuum ger upphov till brus, huvudsakligen på grund av det av jonströmmen (gallerströmmen) förorsakade spänningsfallet över gallerkretsens impedans. För denna bruskälla gäller

$$(R_{br})_{gas} = 20 Z_{g_s}^2 I_{g_s}$$
(55)

där  $Z_g$  är gallerkretsens impedans och  $I_g$  gallerströmmen i A.

Ex. Högkänslig ingång på AF-förstärkare  $Z_g = 50 \ k\Omega$  $I_{g1} = 1 \ \mu A$  (ovanligt högt värde)

 $(R_{br})_{gas} = 50 \text{ k}\Omega$ 

eller om  $I_{g1} = 0,001 \mu A$  (mera vanligt värde för goda rör)

 $(R_{br})_{gas} = 50 \Omega$  (försumbart)

Då frekvensen ökar blir den tid som elektronerna behöva för att tillryggalägga sträckan katod—galler allt mera märkbar. Denna s. k. löptid gör att gallret hinner ändra sin potential under det elektronen befinner sig under inverkan av gallerfältet. Elektronens kinetiska energi ökas genom energitillskott från gallerkretsen. En dämpning uppträder och ur fasförskjutningen mellan gallerspänning och anodström kan man härleda en frekvensberoende inkonduktans i gallerkretsen  $(g_{in})$ .  $g_{in}$  är proportionell mot frekvensens kvadrat och beroende på rörets branthet, dvs. anodström och gallerförspänning. Samma effekt som vid löptidsfenomenet uppstår genom den fasförskjutning i gallerkretsen som induktansen i katodtilledningen ger. Denna effekt kan ej genom mätningar skiljas från löptidseffekten utan ingår i det uppgivna värdet på  $g_{in}$ . Den i

Gallerkonduktans och kapacitans vid höga frekvenser.

Gallerströmsbrus.

Rörtyp	$g_{in}$ $\mu A/V$	g <sub>m</sub>	1 <sub>max</sub>	
	vid 100 Mp/s		Mp/s	pF vid 100 Mp/s
6SJ6	530	1,5	168	1,0]
6SK7	500	2,0	200	1,2
6SH7	630	5,5	295	2,3 +0,3 -1 pF
6SG7	600	5,0	290	2,3
6AB7	800	4,7	240	1,8
6AC7	2000	9,5	220	2,4
9001	62	1,45	485	0,5]
9003	66	1,9	540	0,5
6AU6	760	5,2	260	2,5
6BA6	600	4,3	270	2,2 +0,1-0,5 pF
6BJ6	275	3,8	370	1,6
6AG5	325	5,0	390	1,4
6CB6	460	6,2	370	1,6
6AK5	130	5,0	620	1,1
5847/404A	ca 2 000	13,0	255	2,1
7150	ca 2 200	34,0	390	5,2

den yttre katodkretsen införda ledningsinduktansen är dock ej inräknad, då mätningarna av  $g_{in}$  oftast göras direkt vid kontaktskiften. Värdet på  $g_{in}$  bestämmer den högsta frekvens, vid vilken röret är användbart, och som

närmevärde gäller den frekvens då  $\frac{1}{g_{in}} \cdot g_m = 1$ 

Detta uttryck får sin naturliga förklaring om man betraktar en serie kaskadkopplade rör. Ett rörs anodkretsimpedans kan då ej överstiga nästa rörs impedans  $\left(\frac{1}{g_{in}}\right)$ , och då blir närmevärdet för maximal förstärkning

 $\frac{1}{g_{in}}$ ,  $g_m$ . Då detta värde blir ett, har all förstärkning upp-

hört. Detta resonemang gäller ej gallerjordade steg. Det förutsätter även att impedanstransformering mellan stegen ej sker. Då  $g_m$  även vid dessa frekvenser är tämligen konstant ( $g_m$  får viss fasvinkel vid höga frekvenser och dess reella del, som ger förstärkning, avtar vid ökande frekvenser) kan man lätt räkna ut maximal frekvens för röret.

Observera att denna beräkning ej tar hänsyn till bruset. Gör man det, så finner man i regel ett lägre maximalt värde på frekvensen: Tabellen ovan visar några värden på  $g_{in}$  (vid 100 Mp/s och angivet  $g_m$ -värde) och max. frekvens ( $f_{max}$ ) härledd ur sambandet enligt ovan. Den övre halvan av tabellen avser metallrör, den undre miniatyrrör. Den stora skillnaden i  $g_{in}$  beror delvis på den mindre katodinduktansen, delvis på att många miniatyrrör ha flera katodtilledningar för att minska katodinduktansen. De minskade avstånden katod-galler samt galler-skärmgaller bidra också till en kortare löptid med mindre  $g_{in}$ som följd. Vid impedanstransformering mellan stegen ökas  $f_{max}$  med faktorn  $\sqrt{rac{Z_1}{Z_2}}$  Tabellen anger även den ändring av inkapacitansen  $\Delta C$  som uppstår vid ändring av anodströmmen från normalt värde till noll. Ändringen i Cin från kallt rör till varmt rör med anodströmmen strypt anges med + (0,3-1) pF för metallrören och + (0,1-0,5) pF för miniatyrrören. Både  $C_{in}$  och  $g_{in}$ ändras alltså med rörets branthet och fig. 65 och 66 anger sambandet för några rörtyper. För att kompensera ändringen av C<sub>in</sub> kan en del av katodresistansen lämnas oavkopplad. Därvid sker viss motkoppling och rörets effektiva branthet minskas. För 6CB6 gäller t. ex. vid 50 Mp/s att ca 40  $\Omega$  av katodresistansen bör vara oavkopplad, vilket minskar  $g_m$  till ca 80 % eller ca 5,0 mA/V. Dessa värden gälla utan tillsatskapacitans i gallerkretsen. Med ökande gallerkapacitans blir relativa ändringen av Cin mindre och därför behövs mindre motkoppling i katodkretsen för kompensation. För att ej få instabilitet vid dessa höga frekvenser måste bromsgallret i regel anslutas till jord om oavkopplade katodresistanser skola kunna användas.

Vid mycket höga frekvenser kunna dubbelrör vara fördelaktiga. Genom mottaktkoppling kan då katodväxelströmmen balanseras bort och inverkan av katodinduktansen reduceras då till induktansen mellan de båda katoderna. Speciellt vid rör med gemensam flat katod, med ett system uppbyggt på vardera sidan, kunna på detta sätt goda högfrekvensegenskaper uppnås (6J6 m. fl.).



Dubbelrör i mottaktkoppling.

Fig. 65. Gallerkonduklansens  $(g_{in})$  variation med rörels branthet (S) vid 100 Mp/s.

Fig. 66. Inkapacilansens ökning  $(C_{in})$  med ökningen av rörels branlhel (S) vid 100 Mp/s.



Även inverkan av induktanser i skärmgallerledningarna kan upphävas genom mottaktkopplade dubbeltetroder. Man inför också en avkopplingskapacitans på några tiotals pF mellan den gemensamma skärmgalleranslutningen och katoderna i röret. (Ex.vis 832A, 829B, 5656 m. fl.).

Mikrovågstrioder.



Fig. 67. Mikrovågstrioden 416 B är ett underverk av precision, men så fungerar den också upp till 4 200 Mp/s, bl. a. lack vare låg induktans hos elektrodlilledningarna och kort löplid på grund av små elektrodavstånd.



Fig. 68. Pencilrörel 5876 har koaxialkonstruktion och fungerar upp till ca 1 600 Mp/s.

Gallerström.

Genom speciell utformning med låga tilledningsinduktanser och genom små elektrodavstånd medförande liten löptid kan man göra rör som fungerar upp till 4000 Mp/s (416B), se fig. 67. Detta rör är en s. k. plantriod liksom även 2C39—2C43, EC56, EC57 m. fl., med galler och ev. övriga elektroder anslutna till skivor som smälts in mellan glasrör (därav disc-seal = skivinsmältning). En annan uppbyggnad är den koaxialkonstruktion som de s. k. pencilrören (pennrören) uppvisa, se fig. 68.

416B representerar den mest avancerade konstruktionen med gallertråd 6,4  $\mu$ , galler-katodavstånd 16  $\mu$ , galler-anodavstånd 280  $\mu$  samt katodyta 0,16 cm<sup>2</sup>. Brantheten i normala arbetspunkten är 50 mA/V och gallerkonduktansen trots denna höga branthet bara ca 60  $\mu$ A/V vid 100 Mp/s. Då röret är en triod avsedd för gallerjordade steg gäller ej resonemanget med  $\frac{1}{g_{in}} \cdot g_m = 1$  för beräkning av maximal frekvens. Detta beror på att impedanstransformering sker samt på att "gallerinduktansen" övertar katodinduktansens roll som fasvridande element vid övergång till gallerjordade steg.

Radiorörets goda egenskap att förstärka en i gallerkretsen införd spänning utan nämnvärt effektbehov kan radikalt försämras genom den gallerström som kan uppstå i röret. I fig. 69 anges gallerström—spänningskarakteristikan. Vid ökande gallerspänning stiger den negativa strömmen enligt komponent (1) som i detta fall utgöres av en ström av positiva joner till ett negativt galler, vilket motsvarar en negativ ström ( $-I_{q_I}$ ). Denna jonström är proportionell mot anodströmmen (som ju genom stötjonisation joniserar gasen) och därför blir —  $I_{g_1}$  större då gallerförspänningen går mot noll. För att få en så låg jonström som möjligt gör man allt för att få ett gott vakuum i röret. Högeffektiva getter sörjer dessutom för att det låga arbetstrycket i röret bibehålles trots att gas frigöres ur metalldetaljerna och glaset under drift.

Gettret är numera vanligen av barium (mörkbrun spegel) men är tyvärr ej verksamt då röret ej är i drift. Därför får man ofta en viss gallerström under de första driftstimmarna då röret lagrats länge. Även oxidkatoden fungerar som getter, men dess emissionsegenskaper försämras härvid, och därför måste man sörja för att gettret i första hand skall absorbera frigjord gas. — I vissa fall användes zirkon som getter, men den mest aktiva temperaturen blir så hög att det endast lämpar sig för sändarrör. Jonisationen av gasen i röret åtföljes av ljusfenomen, gasen blir ljusblå kring rörets mest negativa delar, vanligen styrgallret.

Vid en viss gallerförspänning uppstår en positiv gallerströmskomponent, (3) i fig. 69, som består av en elektronström till gallret. Den gallerspänning vid vilken en viss positiv gallerström flyter ( $I_{g_I} = + 0, 1$  eller  $+ 0, 3 \mu$ A) kallas gallerströmsinsatspunkten och är beroende av kontaktpotentialerna. Vanliga värden är ca - 0,3 till - 1,0 V för ramgallerrör och andra rör med förgyllda gallertrådar. För övriga rör med opläterade trådar är variationen större och går från ca - 0,5 till - 1,5 V.

Till de båda nämnda gallerströmskomponenterna adderar sig en tredje (2), som är en isolationsström (vanligen negativ). Den är delvis av olinjär typ, dvs. beror ej av en konstant resistans. Isolationsströmmarna bero till stor del på tunna ytskikt av metall, som lägga sig på glas och glimmerskivor (genom sublimation). För att detta skall motverkas bruka ytorna uppruggas genom besprutning med magnesiumoxid och ev. bariumkarbonat. Bariumgettret kan ge metallfilmer även på glimret, om olämplig tillverkningsteknik användes, och höga urgasningstemperaturer hos metalldelarna kunna ge samma effekt. Vanligast är dock att sublimering av magnesium, koppar m. fl. ur katodnickelhylsan förångade föroreningar under drift bygger upp metallfilmer på alla isolatorer. Då denna mekanism är ytterligt temperaturkänslig (35° ökning ger dubblering av förångning) kan bara 20 % överspänning avkorta elektronrörets liv till en tiondel. Allvarliga fel i glimrets isolationsegenskaper (kalcination) kunna uppstå runt katoden om temperaturen under tillverkningen varit för hög. Genom



Fig. 69. Gallerströmmen ( $I_{g_I}$ ) kurva 4 kan uppdelas i följande komponenter:

- Gas som joniserats av elektronströmmen, varvid jonerna gå till gallret.
- 2. Isolationsström lill gallrel.
- Posiliv elektronström till gallret. Denna kurva förskjutes mol negativa gallerspänningar om del guldpläterade gallermaterialet utbytes mol Ni- eller Mo-legeringar

förändringar av gallerstagens läge i glimmerskivorna ändras kontakten med metallfilmen och därmed  $I_{gl}$ . Ofta ske ändringarna språngvis vid slag på röret eller vid temperaturändringar som medföra dimensionsförändringar på grund av termisk utvidgning.  $I_{gl}$  är vid svåra fel av detta slag höggradigt ostabil, och ofta uppstå kraftiga störningar i drift, skrap, knaster etc.

En fjärde anledning till gallerström är den emission som kan ske från gallret (negativ ström), om det blir för varmt. Genom guld- eller silverplätering samt låg driftstemperatur motverkas galleremission, som framför allt vid sändarrör vållar en del bekymmer.

Den sammansatta gallerströmmen (4) enligt fig. 69 är vad man mäter i gallerkretsen.

För att särskilja de olika komponenterna förfares på följande sätt:

- 1. Ändra hastigt  $E_{g_I}$  tills anodströmmen är noll, jonströmmen försvinner då, varför ändringen i  $I_{g_I}$  ger dennas andel (oftast försumbar efter några timmars drift).
- 2. Slå ifrån glödspänningen. Efter 5-8 sek. försvinner galleremissionen, då gallret vanligen svalnar snabbt och då emissionen avtar mycket snabbt med fallande temperatur. Observera att isolationsströmmen oftast är kraftigt temperaturberoende och normalt noll vid kalla rör.

Den totala gallerströmmens följdverkningar bero till stor del av gallerläckans storlek. Vanligen anges maximalvärden för att förhindra att röret driver in i ett lavinartat förlopp med ökande  $I_{g_I}$  ofta utlöst av en gallerströmskomponent, men följd av andra på grund av överbelastning och övertemperaturer. Ofta slutar detta förlopp vid effektrör med att anod och skärmgaller förstöras, om ej effekterna begränsas. Därav följer att lägre värden på gallerläckan rekommenderas vid drift med fast förspänning än med katodmotstånd.

Brum. Vid växelströmdrift av indirekt upphettade rör uppträder i vissa fall brum. Därtill kunna skilda orsaker bidraga. Brummodulering uppkommen i gallerkretsen vid RF-rör har behandlats i samband med pentodernas egenskaper. Speciellt vid blandarrör kan brummodulering uppstå på magnetisk väg, t. ex. om röret befinner sig i läckfältet från en nättransformator. Vid AF-rör kan i kritiska fall t. o. m. magnetfältet från upphettningstråden orsaka brum. Spiraliserad upphettningstråd ställer sig i detta avseende särskilt gynnsam.

Direkt kapacitiv inverkan på styrgallret från glödströmskretsen kan i allmänhet bemästras, t. ex. genom symmetrisk eller lämpligt osymmetrisk glödströmsmatning.

I sällsynta fall har brumspänning överförts till gallerkretsen på grund av försämrad isolation i sockeln eller foten, i det senare fallet på grund av metallförångning från katoden.

Mera svårkontrollerbart är brum, uppkommet genom läckström  $(I_{hk})$  till eller från upphettningstråden. Uttrycket »till eller från» har sitt berättigande, då det därvid ej blott kan vara fråga om ren ledningsström i upphettningstrådens isolationsskikt (dess isolationsmotstånd är för övrigt oftast höggradigt olinjärt) utan även emissionsström, antingen från upphettningstråden eller, från katodrörets insida, se fig. 70. Ett ofta verksamt botemedel är att lägga en positiv eller negativ spänning av något tiotal volt mellan upphettningstråden och katoden samt givetvis att hålla impedansen i katodkretsen låg. I vissa fall, då lågt strömuttag (förförstärkare) ställer mindre krav på katodens emissionsförmåga, kan man genom ca 10-30% underspänning på glödtråden kraftigt minska I<sub>hk</sub>, se fig. 70. På nya rör, speciellt sådana som framställts hastigt (och billigt), är fenomenet särskilt utpräglat under de första driftstimmarna för att därefter avta. Vid de flesta rör tilltar I<sub>bk</sub> igen efter längre tids drift (10000-100000 timmar).

Mekaniska variationer i ett rör, i synnerhet förändringar i galler-katodavståndet, ha en mycket stor inverkan på anodströmmen. Om mekaniska svängningar lätt uppstå i röret vid påverkan utifrån, verkar det därför som en mikrofon; därav benämningen mikrofoni eller mikrofoneffekt för fenomenet. Mikrofoni kan vara av två slag, harmonisk eller oharmonisk. I det förra fallet är det fråga om harmoniska, elastiska svängningar hos elektroderna, t. ex. glödtråden i ett batterirör. Sådan mikrofoni söker man undvika vid rörets konstruktiva utformning: korta, stadiga katoder och galler, lämpligt materialval och vid glödtrådar dämpanordningar. I det senare fallet yttrar sig mikrofonin som skrap, knaster eller buller. Denna form kan i svåra fall bero på dåliga förbindningar eller sporadiska kortslutningar; i övrigt på dålig mekanisk stabilitet, t. ex. att elektroderna glappa i stödorganen. Precisionen vid rörets tillverkning och det konstruktiva utförandet spela här en avgörande roll.

Vid vissa rörkonstruktioner med glaskolv och ofullständigt slutet eller skärmat elektrodsystem (rör med låga utkapacitanser) observeras sporadiska störningsfenomen, som kunna härledas till statiska positiva uppladdningar av glasvägg eller isolatordelar i röret. Då fenomenet beror på sekundäremission, styres uppladdningen av närbelägna elektroders spänning (sekundärelektronerna ha ej någon större hastighet och kunna därför ej gå mot något större



Fig. 70. Läckström  $I_{hk}$  från glödtråd lill katod; t. v. som funktion av potentialskillnaden  $E_{hk}$  mellan glödtråd och katod, t. h. som funktion av gtödspänningen  $E_1$ .

Mikrofoni

Sekundäremissionsfenomen.

elektriskt fält). Laddningarna äro dessutom beroende av isolatorns isolationsresistans. Sekundäremissionsfaktorn resp. isolationsresistansen avgör därför om isolatorn då den träffas av läckelektroner uppladdas negativt eller positivt. — Vid glimmerskivorna brukar efter några minuter den positiva laddningen minskas och till slut bli svagt negativ. Den svåraste följden av sekundäremission är den distorsion, i vissa fall fasförskjuten och oberoende av ev. motkoppling i katodkretsen, som uppstår då sekundärelektronerna gå från glaskolv (kapacitivt jordad) till anod. Ett botemedel är att invändigt förse kolven med ett grafitlager, som stoppar sekundäremissionen och försämrar isolationen, och att på glimmerskivornas insida sätta katodförbundna metallskärmar, som förhindra att läckelektroner når glimret.

Det blåa fluorescensljus, som uppstår då en yta träffas av elektroner, bör ej förväxlas med det blåa ljus, som tyder på joniserad gas. I det senare fallet uppstår nämligen ljuset kring styrgallret och andra negativa elektroder.

Kolvtemperaturen.

Strävan efter mindre dimensioner på elektroniska komponenter har medfört ett ständigt ökat temperaturproblem. För rören har detta betytt att omgivningstemperaturen blivit högre, samtidigt som glaskolven krympts kring ett miniatyriserat elektrodsystem. För att kunna uppskatta driftstemperaturen hos kolven har nedanstående tabell sammanställts. Man kan räkna med följande ungefärliga ytor för de olika kolvstorlekarna

T3-kolv	ca 11 cm <sup>2</sup>	(subminiatyrrör)
T5½-kolv	15, 20, 26 cm² för de	
	olika längderna	(7-stifts miniatyrrör)
$T6\frac{1}{2}$ -kolv	17, 24 och 36 cm <sup>2</sup> för de	
	olika längderna	(9-stift miniatyrrör)
T9-kolv	ca 68 cm <sup>2</sup>	(GT-rör)

Då man inte gärna tillåter mer än 225° C för god driftssäkerhet (man bör ej överskrida 250° C om man vill

Inmatad effekt per cm <sup>2</sup> kolvyta	Högsta kolvtemperatur vid en omgivningstemperatur av			
W	23° C °C	160° C °C	250° C °C	
0,155	100	220	310	
0,310	170	260	350	
0,465	230	300	390	
0,620	280	340	420	
0,775	310	370	450	

undvika bekymmer), blir den största effekt man kan mata in i en T9-kolv ca 30W, T6½ lång kolv ca 17W, dito T5½ ca 12W, allt vid rumstemperatur. För T3 blir effekten bara 5W vid 23°C temperatur hos omgivningen och bara 2 W vid 160° C. Dessa effekter kunna påverkas i både gynnsam och ogynnsam riktning. Genom rörfoten kan en viss effekt avledas, men framför allt kan en yttre skärm kraftigt ändra temperaturen. En rörskärm skall vara mattsvart, och genom »skorstensutförande» kan konvektionskylning införas. Denna kylning fungerar dock ej vid horisontellt montage. I de fall, då en kylande skärm bringas direkt i kontakt med kolven för att leda bort värme, måste man sörja för att bortledningen blir jämnt fördelad, då annars så hög termisk påkänning på glaset uppstår, att det spricker. Glaset är nämligen en dålig värmeledare och kan därför ej utjämna temperaturen. Skarpa metalliska eggar kunna också repa glaset och orsaka svaga punkter. Ju mindre rör man väljer, desto nödvändigare blir det att beakta kylningsproblemet. För subminiatyrrör äro kylande skärmar absolut nödvändiga, om någon större kolveffekt skall kunna tillåtas.

### Rördata

De uppgifter, som tillhandahållas av rörfabrikanten, kunna uppdelas i tre kategorier: nominella (allmänna) data, (typiska) driftsdata och gränsdata (maximaldata).

Nominella data äro dels geometriska, dels elektriska. Geometriska data omfatta måttuppgifter och eventuell måttskiss. Där toleranser ej särskilt utsatts, bör ihågkommas, att isynnerhet glaskolvar kunna uppvisa avsevärda måttvariationer.

Till nominella elektriska data räknas i första hand glödspänning och glödström. Därvid är att märka att det normalt endast är den ena storheten, som är riktvärde. Av fabrikationstekniska skäl kan i resp. fall det andra värdet underkastas förändringar.

Hit höra även elektrodkapacitanserna, som kunna vara av två slag: delkapacitanser och totala kapacitanser. Vid trioder t. ex. anges endast delkapacitanserna:  $C_{ag}$ ,  $C_{gk}$ och  $C_{ka}$ .

För användning i gallerjordade steg anges vanligen för trioderna  $C_{in}$  som blir totala kapacitansen mellan katod och alla övriga elektroder utom anod samt  $C_{ut}$  som är totala kapacitansen mellan anod och alla övriga utom katod samt »kopplingskapacitansen»  $C_{ka}$  som anger delkapaNominella data.

citansen mellan katod och anod. På samma sätt blir för pentoden i normal koppling kapacitanserna följande:  $C_{in}$ = galler till övriga utom anod,  $C_{ul}$  = anod till övriga utom galler och  $C_{ga}$  = galler till anod (delkapacitans). I kapacitanserna inräknas normalt ej kontaktstiften. Toleranserna för de angivna kapacitansvärdena kunna vara högst olika. Vanligen äro de dock minst för  $C_{ul}$  och liknande kapacitanser, medan  $C_{ga}$  och i någon mån  $C_{ka}$  kunna uppvisa betydande variationer. Därför anges oftast max.-värdena för dessa delkapacitanser.

Sockelkopplingen framgår av en symbolisk skiss, där sockeln alltid tänkes sedd underifrån. Några exempel återfinnas i fig. 71. Vid rörtyper av amerikanskt ursprung numreras stiften medurs med början från styrpinnen (angiven med en pil) eller, vid miniatyrrör, det »felande» stiftet.

Driftdata.



Fig. 71. Exempel på sockelkopplingsdiagram. Sockeln förutsättes alltid betraktad underifrån. a. RF-pentod med oktalsockel och toppkontakt (t. ex. 6K7). b. duodiot-triod i lock-in-utförande c. Triod-hexod i rimtockutförande. d. Dubbettriod i 7-stifts miniatyrutförande.

Gränsdata.

Driftdata hänföra sig till en eller flera typiska arbetspunkter motsvarande olika tillgängliga anodspänningar, t. ex. 100 och 250 V. Arbetspunkten definieras normalt genom elektrodspänningarna i förhållande till katoden (vid batterirör glödtrådens negativa ända), men speciellt vid moderna, högbranta rör är det vanligt att i stället för gallerförspänningen ange ett visst katodmotstånd. (Även i detta fall är katoden dock referenspunkt för elektrodspänningarna.) Detta är i så fall en vink åt konstruktören att ej driva röret med fast förspänning (positiv förspänning vid motsvarande högre värde på katodmotståndet, t. ex. i katodföljarkopplingar, är dock tillåten). På motsvarande sätt definieras understundom även andra elektrodspänningar genom utsatta motståndsvärden.

Uppgivna värden på de beroende variablerna, dvs. elektrodströmmar, branthet, inre resistans, uteffekt etc. måste betraktas såsom medelvärden för ett större antal rör (gäller givetvis även karakteristikor i diagramform), då en spridning av storleksordningen  $\pm 25$  %, i vissa fall t. o. m. mer, får anses acceptabel enligt allmän praxis.

Gränsdata definiera, med hänsyn till rörets säkra funktion, maximalt tillåtna spänningar, strömmar, elektrodeffekter och resistanser. Särskilt i europeiska datablad ser man ofta att en hyperbel, angivande max. anodförlust, inritats i  $I_{\alpha}V_{\alpha}$ -diagrammet. I fråga om elektrodspänningar är det europeisk praxis att uppge s. k. kallspänningar, dvs. de spänningar, som kunna uppkomma, då röret är strömlöst och inga spänningsfall i yttre förkopplingar förekomma. När däremot i amerikanska datablad en maximal anodspänning uppges, avses därmed i allmänhet vilospänningen, som alltså bör kunna överskridas med ca 100 %, i varje fall vid slutrör och liknande typer. I amerikanska datablad för mottagarrör tillämpas två olika principer ifråga om gränsdata, nämligen \*absolute maximum values\* och \*design center values\*. I det senare fallet hänföra sig värdena till normal nätspänning och må därför överskridas med ca 10 % ifråga om spänningar och strömmar, samt 10 % för angiven effekt.

En viktig storhet vid likriktarrör är spärrspänningen (»peak inverse plate voltage»), den största spänning som får förekomma mellan katod och anod i spärriktningen, samt det tillåtna toppströmsvärdet i drift och vid tillslag av spänningen.

Med hänsyn till rörens spridning både ifråga om mekaniska och elektriska data bör ej en apparatkonstruktion fastställas med ledning av resultat, uppnådda med ett eller några få rörexemplar. Konstruktioner, som kräva utsorterade rör, böra om möjligt undvikas.

Om ett rör används på annat sätt än det normala, t. ex. om bromsgallrets styrverkan utnyttjas e. d., bör rörtillverkaren konsulteras, ty rörkonstruktionen kan utan varsel modifieras, så att en sådan egenskap helt ändras.

Gränsdata böra ej överskridas, även om det visat sig att enstaka rör, ev. under kortare tid, tåla det.

Glödspänningsvariationer böra hållas så små som möjligt, i varje fall inom  $\pm$  10 % vid indirekt uppvärmda rör. Underspänning är i allmänhet lika skadlig som överspänning.

Seriematning av rör, som ej äro konstruerade för sådan drift, skall undvikas. Då upphettningstrådens resistans är temperaturberoende och ökar med strömmen, blir seriematning över förkopplingsmotstånd mera kritisk än parallellmatning med avseende på nätspänningsvariationer.

Montagesättet är ej likgiltigt; kylningsförhållanden spela t. ex. in vid högt belastade rör. Vid vissa rör med direkt upphettad katod, t. ex. likriktarrör, uppstår i ogynnsamma lägen risk för kortslutning på grund av katodens nedhängning i varmt tillstånd. Rörhållarens kontakthylsor böra ha rörelsefrihet och speciellt vid miniatyrrör rekommenderas isättande av rör, eller helst en attrapp med exakta mått, vid lödning av förbindningarna.

Stor försiktighet bör iakttagas med användandet av »lediga» kontakter i rörhållaren som stödpunkter. Ogynnsam potentialfördelning kan t. ex. uppkomma i rörfoten.

Höga spänningar eller impedanser mellan katod och upphettningstråd skola generellt undvikas.

I oscillatorkretsar med RF-spänning mellan katod och upphettningstråd kan frekvensinstabilitet förorsakas av variationer i motsvarande kapacitans. Frekvensmodulering av brumkaraktär uppstår lätt på grund av mekaniska svängningar hos upphettningstråden.

Det är absolut förkastligt att låta någon elektrod eller skärm sakna likströmsförbindelse, då den därvid kan anta en godtycklig potential.

Gallerläckor skola (utom vid oscillatorsystem och andra fall där särskild gallerförspänning saknas) i allmänhet och särskilt vid slutrör hållas så låga som möjligt. Förekommer gallerström på grund av galleremission, dålig isolation eller dåligt vakuum (jonström) åstadkommer denna nämligen ett positivt bidrag till gallerspänningen, proportionellt mot gallerläckans värde, elektrodeffekten stiger och därmed vanligen gallerströmmen etc. tills röret förstörts. Försiktighet bör iakttagas vid drivande av rör i kopplingar med gallerström, t. ex. i klass AB<sub>2</sub>, B och C, där styrgallereffekten kan bli för stor.

Med avseende på anodförlusten bör observeras, att denna minskar med utstyrningen endast i klass A-steg, men ökar i AB och B (i det senare fallet uppträder maximal anodförlust dock vid mindre än full utstyrning). Vid tetroder och pentoder, i synnerhet sådana av stråltyp, kan skärmgallerströmmen även i klass A stiga avsevärt vid utstyrning, varför hänsyn bör tagas därtill både ifråga om skärmgallrets matning och skärmgallerförlusten. Särskilt stor risk uppkommer om anodimpedansen blir för hög, t. ex. vid bortfall av belastningen. Ett liknande beroende av oscilAllmänna anvisningar.

latorspänningen föreligger vid blandarrör, varför spänningsdelare med stor \*tvärström\* där rekommenderas.

Vid styrning på bromsgallret i en pentod bör särskilt iakttagas, att skärmgallerförlusten ej blir för hög. Om en pentod triodkopplas, bör bromsgallret i allmänhet anslutas till katoden, då bromsgallret normalt ej är avsett att upptaga ström och effekt.

För likriktarrör, i synnerhet sådana med indirekt uppvärmd katod gälla särskilda begränsningar. Sålunda böra lämpliga skyddsmotstånd förekomma, som begränsa strömpulserna, då röret följes av reservoarkondensator med hög kapacitans. Speciellt bör det fall beaktas, som uppträder vid plötslig inkoppling av högspänningen, då katoden är varm. (Inkoppling då katoden ej är helt varm får överhuvud taget ej förekomma.)

Enkla provningsmetoder.

Röranvändaren kan av naturliga skäl ej hålla sig med sådan speciell mätapparatur, som rörfabrikanten förfogar över, utan är ofta hänvisad till s. k. rörprovare. Enklare sådana medge i allmänhet endast ett slags emissionsprov genom att rörets elektroder matas med växelspänningar, avpassade för rörtypen ifråga, och den likriktade katodströmmen uppmätes. Om man, som oftast är fallet, ej känner denna ströms verkliga storlek, bör provet göras kortvarigt, då maximalt tillåten katodström eventuellt kan överskridas, och även ett fullgott rör sålunda taga skada.

Ett enkelt sätt att utan rörprovare bilda sig en uppfattning om en oxidkatods tillstånd består i att avläsa anodströmmens beroende av glödspänningen. Vid en god katod är den procentuella anodströmsändringen mindre än den procentuella glödspänningsvariationen, förutsatt att denna hålles inom tillåtna gränser (vanligen — 10 %).

För att konstatera gallerström, förorsakad av dåligt vakuum, galleremission eller isolationsfel, kan följande metod, som ej kräver känsligt instrument ( $\mu$ A-meter), rekommenderas. Ett motstånd av storleksordningen 1 M $\Omega$  inkopplas i gallerkretsen, varefter ev. anodströmsändring vid kortslutning av motståndet observeras. (Redan befintlig gallerläcka av lämplig storlek kan givetvis användasl) Anodströmsändringen dividerad med rörets branthet i den aktuella arbetspunkten och värdet på det kortslutna motståndet ge ett mått på gallerströmmen.

Vid rör med bariumgetter kan iakttagas, att getterspegeln helt eller delvis försvinner, eventuellt kvarlämnande färgringar eller ett matt vitt skikt. I så fall är gastrycket i röret med säkerhet så högt, att det är oanvändbart.

Kontaktfel av intermittent karaktär avslöjas ofta helt enkelt genom att man knackar på röret.

Kortslutningar och glödtrådsbrott kunna i allmänhet konstateras med hjälp av en s. k. ohmmeter eller isolationsprovare, varvid man först bör förvissa sig om att mätströmmen eller mätspänningen ej är för hög. Detta är synnerligen viktigt vid provning av balterirör med avseende på glödtrådsbrott.

De flesta prov böra företagas först efter några minuters drift, då röret har nått termiskt jämviktstillstånd.

#### Rörens funktionssäkerhet

Efter det andra världskriget har allt större uppmärksamhet ägnats åt funktionssäkerheten hos teleteknisk apparatur. Genom felanalys har framkommit att elektronrören svarat för en mycket stor del av felen. Orsakerna härtill är flera, dels har antalet rör ökat, dels ha fordringarna på prestanda ökats, vilket medfört mer kritiska rörkonstruktioner, dels ha rören bevisligen använts under arbetsförhållanden som de ej varit konstruerade för samt slutligen har man i vissa fall funnit att apparaturen upphört att fungera långt innan rören i drift nått fastställda gränsdata för kassation. Redan antalet rör accentuerar betydelsen av

funktionssäkerheten, då t. ex. 98% funktionssäkerhet (2% fel under viss angiven tid) hos rören medför 80 % funktionssäkerhet hos en apparat med 10 rör, om antalet rör däremot ökas till 100 blir funktionssäkerheten endast ca 12 %. Man har uppgivit att driftsstörningarna hos bombplan under senaste världskriget lika ofta berodde på rörfel som på krigsskador. Då nya bomb- och jaktplan kunna innehålla över 3 000 rör, framgår tydligt att man tvingats göra allt för att öka funktionssäkerbeten. På detta sätt ha de s. k. funktionssäkra rören uppstått. Livslängden behöver ej vara extremt lång för dessa rörtyper, då egentliga funktionstiden är relativt begränsad. För användning i »dygnet runt»-service bli däremot kraven på lång livslängd stora. Typiska exempel äro bärfrekvensutrustningar för telefoni, med atlantkabeln som det mest extrema fallet, samt elektroniska räknemaskiner och databehandlingsmaskiner. För dessa användningar äro långlivsrören avsedda.

Man har på detta sätt fått tre olika kategorier av rör: 1) slandardrör, 2) funktionssäkra rör, 3) långlivsrör. Många populära rörtyper, som från början varit konstruerade för grupp 1 ovan, ha senare fått nykonstruerade ekvivalenter både i grupp 2 och 3. Typurvalet är dock relativt begränsat i grupp 3. I både grupp 2 och 3 finnas sedan många specialrör, som sakna motsvarighet i grupp 1. Nedanstående tabell anger några typexempel.

Grupp 1	Grupp 2	Grupp 3
Standardrör	Funktionssäkra rör	Långlivsrör
6AK5 (403A)	5654 (6AK5W)	5591 (403B)
6AQ5	6005 (6AQ5W)	6928 (6AQ5L)
6AU6	6136 (6AU6W)	
6J6	6101 (6J6W)	6927 (6J6L) E90CC
	5670	2C51 (396A)
		5847 (404A)
12AT7	6201 (12AT7WA)	ECC801S

Felfrekvensen för ett rör definieras som det procentuella bortfallet hos en grupp likadana rör per tidsenhet. För att få lämpliga tal kan man ange frekvensen i % fel per 1000 timmar. Felfrekvensen kan givetvis ändra sig kontinuerligt eller språngvis även under kortare tid. Man brukar också kunna särskilja de olika kassationsanledningarna, var och en med sin felfrekvens.

### Tre rörkalegorier.

Felfrekvensen.

# 330

Katastroffel. Alla de rörfel som icke kunna förutses genom normal rutinmätning räknas som katastroffel. Man kan särskilja flera felgrupper, t. ex. glasfel (spruckna höljen, kraftiga läckor osv.), kortslutningar, avbrott (brustna punktsvetsar, kontaktfel), glödtrådsavbrott samt snabba förändringar av elektriska data.

> Deformerade galler eller katoder äro en vanlig anledning till kortslutningar, men en mycket vanlig orsak är även de främmande partiklar, t. ex. textilfibrer, som vid tillverkningen kunna komma in i röret och som vid uppvärmning omvandlas till koltrådar. Vid skakning kunna dessa trådar lägga sig mellan elektroderna i röret. Denna sista felanledning kan ibland vara mycket svår att upptäcka både vid tillverkning, kontrollmätning och användning, ty ofta flytta sig kortslutande koltrådar mycket lätt, varvid kortslutningen försvinner för att senare återkomma mellan samma eller andra elektroder.

> Rör som uppvisa snabba förändringar i elektriska data kunna ofta inte ersättas i tid utan vålla elektriska katastroffel.

> För långlivsrör och funktionssäkra rör måste katastroffelen minskas till lägsta värden. För standardrör och övriga rör som framställts till lägsta pris blir däremot katastroffelfrekvensen hög (speciellt i början). Den avtar ofta något under drift för att slutligen åter stiga. Man har därför som nödlösning sökt nedbringa katastroffelfrekvensen genom att köra rören ca 50 timmar och sortera ut de sämsta exemplaren (detta speciellt innan funktionssäkra rör och långlivsrör funnos att få). Man får dock betydligt bättre resultat om motsvarande kostnad lägges ned i omsorg vid tillverkningen, vilket sker vid funktionssäkra rör och långlivsrör. En ytterligare förbättring kan sedan införas genom att vid 50 timmars drift kontrollera katastroffelfrekvensen och utsortera hela partier där den »mänskliga faktorn» infört fel (detta göres av vissa fabrikanter). Man får nämligen alltid bättre resultat om man »bygger in» kvaliteten i stället för att försöka »prova in» den.

> Övriga fel uppstå genom gradvisa förändringar, varvid användningssättet avgör när röret måste kasseras. Man kan emellertid genom rutinkontroll oftast upptäcka felen innan driftsavbrott uppstår. De vanligaste felen äro: a) styrgallerström av olika anledningar, t. ex. isolationsfel, dåligt vakuum eller galleremission, b) läckströmmar mellan glödtråd och katod, c) gränsskiktsresistans mellan oxidskikt och katodhylsa, d) mikrofoni (dålig mekanisk stabilitet), osv. Vanligast av alla fel är dock den förändring



av data som sker genom att katodens emissionsförmåga avtar med tiden. Fig. 72 anger hur medelvärdet av brantheten hos en grupp rör (6AU6) ändrar sig under drift. Kassationsgränsen brukar vara ca 65 % av nominell branthet. Av kurvan framgår att medelvärdet når kassationsgränsen vid ca 4 000 timmar, varvid 50 % av rören ha kasserats för att brantheten är för låg. Detta betyder inte att medellivslängden är 4 000 timmar, ty den beror av totala antalet fel och hur felfrekvensen förändrar sig med tiden. Om en lägre kassationsgräns kan väljas så ökar livslängden, vid 55 % av nominell branthet når medelvärdet först kassationsgränsen efter 10 000 timmar. Detta är en av förklaringarna till att mycket lång funktionstid kan uppnås med vanliga standardrör trots att livslängden enligt strikt definition oftast ej överstiger 5 000 timmar.

Då det är omöjligt att tillverka rör, som alla ha exakt samma egenskaper, uppvisa de flesta rörparametrar en viss spridning. För en grupp rör, t. ex. 6AU6, kan spridningen i brantheten  $(g_m)$  representeras av en rät linje på normalfördelningspapper. Från 1 % och  $g_m = 80$  % av nominellt värde (undre gränsvärdet) dras linjen till 99 % vid  $g_m = 120$  % av nominellt värde (övre gränsvärde), fig. 73. Om man antar, att alla rör i gruppen åldras lika mycket, dvs. att normalfördelningen bibehålles, kommer denna räta linje att parallellförskjutas mot lägre  $g_m$  med tiden. Detta antagande stämmer väl med verkligheten för långlivsrören, som matas med konstant glödspänning. Den maximala  $g_m$ -felfrekvensen inträffar, då medelvärdet på  $g_m$  passerar kassationsgränsen. En ändring på 5 % i  $g_m$ betyder här ca 23 % bortfall. Motsvarande värde då de rör som från början ha låg  $g_m$  passera kassationsgränsen, blir ca 2 % bortfall för 5 % ändring i  $g_m$ . Om man däremot antar, att alla dessa kasserade rör ersättas med nya och räknar ut  $g_m$ -felfrekvensen på ett visst antal rörplatser, erhålles en nära konstant felfrekvens så snart tyngdpunkten hos  $g_m$  passerat kassationsgränsen. Denna konstanta felfrekvens blir för 6AU6 ca 17 % per 1 000 timmars drift.





Fig. 73. Spridningen i brantheten  $g_m$ i elt parti rör, 6AU6, är normalfördetad mellan toleransgränserna, vilket visar sig i all spridningskurvan uppritad på normalfördelningspapper blir en rät linje. Bortfaltet av rör blir 1,6 % för 5 % ändring av brantheten, då rör med undre gränsvärdet passera kassalionsgränsen och 23 % då rör med ursprungligen nominelt branthet passera kassationsgränsen. Fig. 74. Anodströmmen  $I_b$  som funktion av anodspänningen  $E_b$  för t. v. ett nytt rör, t. h. ett rör som nått kassationsgränsen;  $E_{cl}$  är gallerförspänning,  $R_b$  anodmotstånd.



Med hänsyn till denna felfrekvens bör tidsintervallen mellan rutinkontroller av rören bestämmas som en kompromiss mellan risken för driftstopp och kostnaden för rutinkontrollen. Felfrekvenskurvans utseende beror av hur kassationsgränsen valts och hur stor spridningen är i normalfördelningen. Den minsta tolerans på gm som kan innehållas vid fabrikationen är ca $\,\pm\,$ 15 till $\,\pm\,$ 20 % (detta gäller vid mätning med fast gallerförspänning eller lågohmigt katodmotstånd). Snävare gränser tvinga till utsortering av rör, varvid kassationen blir hög, och  $g_m$  uppvisar då ej heller normalfördelning. Med de angivna gränserna blir det högsta värde på kassationsgränsen, som med rimlig funktionssäkerhet kan användas, 70 resp. 65 %. Högre gränsvärden ge för liten marginal mellan undre gränsvärde och kassationsgräns (det är just inom detta område som  $g_m$ -felfrekvensen blir noll).

Hur  $I_a - V_a$ -kurvorna ändra sig för en pentod vid åldring framgår av fig. 74. Ur dessa båda kurvor kunna t. ex. utspänning och uteffekt beräknas i början och vid kassationsgränsen. Den angivna karakteristikan för -1,1 V motsvarar gallerströmsinsatspunkten. En kassationsgräns på 70 % av nominell branthet motsvarar oftast ett gränsvärde på ca 50 % för uteffekten.



Fig. 75. Felfrekvenskurva för en grupp rör av typ 6AK5, 5654, 403B. 403B ger en mycket låg felfrekvens, speciellt om en gallerström på några  $\mu A$  kan tillåtas, varvid den heldragna kurvan gäller (om endast  $0,2 \ \mu A$ tillåtes, gäller den streckprickade kurvan).

Om man nu sammansätter felfrekvenskurvorna, får man fig. 75. Av denna framgår hur 6AK5 har en fallande felfrekvens i början (katastroffelfrekvensen), men efter en viss tid ökar den kraftigt, beroende på att rörens branthet sjunker under kassationsgränsen. Vid 5654 är felfrekvensen

ungefär konstant, men i detta fall äro de yttre betingelserna (vibration, varierande spänningar och höga kolvtemperaturer) så ogynnsamma, att felfrekvensen blir hög (2 % per 1 000 timmar). Denna felfrekvens är konstant under 1 000 timmar eller något mera, men sedan kommer branthetsnedgången och då ökar felfrekvensen raskt till 5-10 % per 1 000 timmar. Genom att brantheten är normalfördelad med medianvärdet nära den nominella brantheten vinnes dels att den tid under vilken branthetsfelen äro noll (»startskedet») blir längre än för standardrör, dels att felfrekvensen då branthetsfelen inträffa blir lägre än om medianvärdet legat lågt och fördelningen stympats vid undre gränsvärdet. För långlivsrören däremot göras vanligen de yttre betingelserna så gynnsamma som möjligt med stabiliserade spänningar, låg mekanisk påfrestning (kontroll av rör utan att de tas ur sockeln) samt låg kolvtemperatur. Katastroffelfrekvenser på 0,1 % per 1 000 timmar och lägre ha uppnåtts på flera rörtyper i drift (403B m. fl.). Av fig. 76 framgår hur brantheten endast ändrar sig obetydligt under 35 000 timmar för 403B av ny svensk konstruktion. Detta bevisar hur det nu är möjligt att få stor driftsäkerhet med så låga felfrekvenser som 0,1 % per 1 000 timmar under 30 000 timmar och mera. För vissa kopplingar, som äro kritiska beträffande vissa andra rörparametrar, kan man på samma sätt som för brantheten härleda en felfrekvens för varje felanledning. Man finner i de allra flesta fall att vid underhåll av ett antal rörplatser blir felfrekvensen snabbt föränderlig mellan flera konstanta nivåer (trappstegsform på felfrekvenskurvan) med varje nivå betingad av sin felanledning.

Medellivslängden för en grupp rör kan beräknas då felfrekvensen är konstant, ty då kommer antalet rör att avta efter en exponentialfunktion. Om det ursprungliga antalet rör är C, det kvarvarande rörantalet är y och tiden skrivs t blir

$$\frac{-\frac{dy}{dt}}{y} = k \tag{56}$$



Fig. 76. Förändringen av branthetsmedelvärdet hos 403B är blott obetydlig under 35 000 timmar eller 4 års kontinuerlig drift. Den streckade linjen anger kassationsgränsen.

334

eller

$$y = C \cdot e^{-kl} \tag{57}$$

För ett rörparti blir sammanlagda antalet funktionstimmar:

$$T = \int_{0}^{\infty} C \cdot e^{-kt} dt = \frac{C}{k}$$
 (58)

och medellivslängden

$$l_m = \frac{T}{C} = \frac{1}{k} \tag{59}$$

$$\left(y = C \cdot e^{-\frac{t}{lm}}\right) \tag{60}$$

vid  $t = t_m$  är

$$y = C \cdot e^{-1} = \frac{C}{e} \tag{61}$$

dvs. medellivslängden är den tid som förflutit då 1/e eller 37 % av rören är kvar i funktion.

Praktiskt utnyttjas detta förhållande så, att det procentuella antalet kvarvarande rör inritas som funktion av tiden på enkel-logaritmiskt papper. Sedan kan den kurva som erhållits extrapoleras, då den tenderar att bli en rät linje;  $t_m$  erhålles enligt detta resonemang vid y/C = 0.37. Man finner att sannolikheten för att något av de kvarvarande rören skall förstöras är oberoende av den tid rören varit i drift, dvs. felfrekvensen är konstant.

Medellivslängden vid olika felfrekvenser framgår av nedanstående tabell.

Felfrekvens	Medellivslängd		Felfrekvens	Medellivslängd
%/år	h	år	%/1 000 h	h
1	876 000	100	1	100 000
2	443 000	50	2	51 000
3	304 000	35	3	35 000
. 4	213 000	24	4	24 000
5	169 000	19	5	19 000
7,5	111 000	13	7,5	13 000
10	83 000	9,5	10	9 500
15	54 000	6,2	15	6 000
20	39 000	4,5	20	4 500
25	30 500	3,5	25	3 500
30	24 500	2,8	30	2 800
40	17 200	2,0	40	2 000
50	12 600	1,4	50	1 500
60	9 500	1,1	60	1 100
70	7 200	0,8	70	800

Då katastroffelfrekvensen oftast kan göras låg och då oftast branthetsfelen (eller med brantheten sammanhängande fel) äro dominerande får man en konstant felfrekvens, då medianvärdet av brantheten nått kassationsgränsen. Det är tidigast vid denna tid som den kvarvarande livslängden hos partiet kan beräknas ur felfrekvensen. Då »startskedet» numera kan göras mycket långt tar det således lång tid innan man kan beräkna rörlivslängderna. Bl. a. blir en relativt stor del av de ursprungliga rören kvar när utrustningen är omodern och färdig för utbyte. Man måste därför överväga om man vid rutinkontroller skall byta ut endast de rör som närma sig kassationsgränsen eller om man skall byta alla rör efter den tid då branthetsfelen börja märkas och därmed slippa rutinkontrollen. För det sista alternativet talar också det förhållandet att utrustningarna blivit så komplicerade att rutinkontrollen måste utföras av mycket sakkunnig personal. Den ökade kunskapen om rörens funktionssäkerhet gör det också möjligt för rörtillverkaren att genom sillror på felfrekvensen hjälpa konstruktörerna av utrustningen tillrätta med den funktionssäkerhetsanalys som varje komplicerad utrustning kräver för att driftsäkerheten skall byggas på fast grund och ej på en okänd grad av chanstagning.

### Sändarrör

Sändarrör, med undantag av speciella ultrakortvågstyper, utföras som trioder, tetroder och pentoder. Det är svårt att dra en exakt gräns mellan mottagarrör och sändarrör, då det vid dessa i princip endast är fråga om högre effekter och följaktligen normala mottagarrör med fördel kunna användas i försteg i sändare. Normala slutrör med radiofrekvensmässigt tillfredsställande uppbyggnad ifrågakomma även i sändarslutsteg, där uteffekten ej är större än ca 10 W.

Sändarrör för effekter upp till ca 50 W avvika ej väsentligt i uppbyggnaden från vanliga slutrör. Ett typiskt exempel utgör stråltetroden 807 (fig. 77). Elektrodsystem och glaskolv ha något större dimensioner än vid slutrör, för att en anodförlust av 25 W skall kunna tillåtas. Med hänsyn till den relativt höga anodtemperaturen och i klass C-drift förekommande momentana anodspänningsvärden på ca 1 500 V har anoden monterats på keramikstöd fästa vid glimmerskivan och anodkontakten förlagts till toppen. Sockeln Konventionella typer.



Fig. 77. Strålletroden 807. Se f. ö. fig. 58 som är direkt lillämplig på denna rörtyp.



Fig. 78. Dubbelpenloden 829B i helglasulförande. Total maximal anodförlust 40W. Röret är speciellt avsett för VHF-området.



tillverkas av glimmerbakelit, som ger bättre isolationsegenskaper och låga dielektriska förluster vid radiofrekvens.

Ett annat exempel på sändarrör med elektrodsystem liknande mottagarrörens utgör dubbelpentoden 829B, fig. 78, särskilt avsedd för mycket höga frekvenser, upp till 250 Mp/s, varför röret givits små dimensioner i syfte att nedbringa kapacitanser och tilledningsinduktanser. Konstruktionen medför vidare den fördelen, att mycket korta förbindningar erhållas mellan katoderna och skärmgallren i de båda systemen, med goda ultrakortvågsegenskaper som resultat. Genom mottaktkoppling utbalanseras växelströmmen i katod- och skärmgallerledningarna. En liten, i röret inbyggd, avkopplingskondensator mellan skärmgaller och katod förhöjer ytterligare stabiliteten vid mycket höga frekvenser. Det kompakta utförandet vid en så hög tillåten total anodförlust som 40 W har motiverat en helglaskonstruktion i hårdglas, en svårsmält glastvo. som kännetecknas av större termisk och mekanisk hållfasthet och som allmänt användes i rör för höga effekter. Materialet i genomföringsstiften är volfram, vars utvidgningskoefficient väl ansluter sig till använda hårdglastyper och som även har utmärkt elektrisk ledningsförmåga. Ett alternativt material är molybden, vars egenskaper i hög grad likna volframs.

De båda ovan beskrivna lågeffektrören äro utrustade med indirekt uppvärmda oxidkatoder av konventionellt utförande. Vid rör för högre driftspänningar än ca 1 kV måste istället torierade volframkatoder tillgripas, uteslutande av direkt upphettad typ. Ett exempel på en sådan rörkonstruktion, pentoden PB2/200 med en maximalt tilllåten anodförlust av 110 W, har tecknats, delvis i uppskuret skick, i fig. 79. Man lägger särskilt märke till den planparallella uppbyggnaden omkring den med spiralfjäderanordningar i »sick-sack» upphängda katodtråden. Materialet i såväl galler som anod är molybden. Anoden har belagts med ett zirkonskikt, varigenom särskilt getter kunnat undvaras; zirkon är nämligen starkt gasabsorberande vid högre temperaturer och träder därför i funktion,

Fig. 79, Genomskärning av sändarpenloden PB2/200, max. anodförlust 110 W. 1. Anodanslulning. 2. Glas-melall (Fe-Ni-Co)-förbindning. 3. Bromsgalleranslulning. 4. Slöd för elektrodsystemet. 5. Fjädrande förbindning till anoden. 6. Fjädrande förbindning till bromsgallret. 7. Bromsgallerskårmplåt. 8. Zirkonbelagd anod. 9. Keramisk stödlist för gatter och glödtråd. 10. Sträckfjädrar för glödtråden. 11. Torierad volframgtödtråd. 12. Styrgalter. 13. Skärmgalter. 14. Bromsgalter. 15. Stödstav av kvartsglas. 16. Skärmplåt. 17. Rörkolv av hårdglas. 18. Rörfot av hårdglas. 19. Molybdengenomföringar. 20. Kontaktstift. då anoden nått driftstemperatur. Zirkonskiktet befordrar dessutom värmeutstrålningen. Glas-metallförbindningarna i toppen ha utförts med hjälp av skivor av en särskild järn-nickel-koboltlegering, som också allmänt användes i samband med hårdglas och går under handelsnamnen Fernico, Kovar och Vacon.

En triod, 833 A, med liknande uppbyggnad visas i fig. 80. Anoden, zirkonbelagd tantal, har upphängts endast i anodgenomföringen, varigenom momentana anodspänningar uppemot 10 kV kunna tillåtas utan överslagsrisk. Tantal förenar stor termisk beständighet med getterverkan, som når ett maximum vid 1000° C, varför en arbetstemperatur av ca 900° C, där anodens färg närmar sig orange, är fullt normal.

Vid högre effekter utbildas anoden i form av en kopparcylinder, som samtidigt utgör en del av vakuumhöljet genom att ett glasparti innehållande övriga genomföringar antingen hopsmältes med kopparn direkt eller via en kovarring, som hårdlötts till anoden. I det förra fallet är en direkt hopsmältning möjlig trots den stora skillnaden i utvidgningskoefficient, om kopparn invid förbindningen utformats som en tunn egg, vilken låter sig deformeras.



Fig. 80. Sändartrioden 833-A, max. anodförlusl 450 W vid forcerad luftkylning. Anoden är av tantal med zirkonbelåggning.



Fig. 81. 10 kW vallenkyll sändarrör (Elkraftrör AT3) med påmonlerad vallenmantel, folen med kalod i form av lvå hårnålsformade volframtrådar, den cylindriska kopparanoden saml slyrgallrel. Den ovanför anodens fläns synliga plåtkonen är avsedd all skydda kopparglasförbindningen för ev. överslag.





Fig. 82. I huvudsak samma rör som i fig. 71 men med radiator för forcerad luftkylning. I detta utförande, med beleckningen DS3, är uteffekten reducerad till ca 3 kW.



Fig. 83. Trioden TB £.5/300 placerad i rörhållare. Trots de små dimensionerna (diam. ca 60 mm) är max. anodjörlust 135 W. Galler-katodkapacilansen har nedbringats till 0,1 pF.

Fig. 81 visar ett sådant rör med 6 kW max. tillåten anodförlust, avsett att användas vid högfrekvensuppvärmning. Det är tydligt att man har utomordentliga möjligheter att kyla bort stora effekter vid denna anodtyp genom att anbringa en mantel med cirkulerande vatten omkring densamma. Rör för effekter på flera hundra kW ha byggts enligt denna princip. Vattenkylningen medför dock flera komplikationer, varför man numera i stor utsträckning, åtminstone vid lägre effekter, ersatt vattenmanteln med en radiator för vanlig fläktkylning enligt fig. 82. Vid rör nied stora kopparanoder är det vanskligt att uppnå så gott vakuum, som kräves för torierade katoder. Man använder i stället rena volframkatoder och kan då tolerera ett måttligt vakuum. Getter förekomma ej vid dessa rörtyper. Katod och galler göras självbärande och upphängas endast i genomföringarna. Särskilda isolationskroppar förekomma därför ej.

Den i fig. 83 avbildade VHF-trioden är representativ för den moderna utvecklingen på detta område. Den zirkonbelagda, i en molybdengenomföring upphängda grafitanoden medger trots de små dimensionerna en uteffekt på 365 W. Röret är särskilt lämpat för »jordat-galler»koppling, tack vare den goda skärmningen mellan anod och katod, vartill en vid gallret fäst skiva, som sträcker sig intill rörkolven, bidrar. Genom att placera röret i ett hål i en yttre skärm i nivå med den inre kan anod-katodkapacitansen reduceras till ett minimum och neutralisering ev. helt avvaras. Tetroder uppbyggas på analogt sätt, dock med den skillnaden, att det därvid är skärmgallret, som förses med kompletterande skärmning (fig. 84 a). Den likaledes självbärande katoden består av en torierad volframtråd i form av bifilärspiral omkring en stödpinne av volfram (fig. 84 b). I detta speciella utförande har foten tillverkats genom hopsintring av glaspulver kring genomföringsstiften.

Vid frekvenser omkring och över 100 Mp/s har det visat sig lämpligt att övergå till helt slutna svängningskretsar för att undgå strålningsförluster. Prototypen för en sådan svängningskrets är den i bortre ändan kortslutna kvartsvågs-koaxialledningen, som ju verkar som en parallellresonanskrets. För att draga full nytta av sådana kretsar ha också helt rotationssymmetriska rör med koaxiella anslutningar konstruerats. Ett sådant rör för 75 kW anodförlust vid vattenkylning har skisserats i genomskärning i fig. 85 b. Röret är praktiskt taget en helmetallkonstruktion i koppar med glasringar, hopsmälta med kovar, infogade för att ge den erforderliga isolationen (fig. 85 a). Det är tydligt, att med denna konstruktion utomordentliga fördelar kunna vinnas, nämligen bästa tänkbara skärmning samt lägsta möjliga tilledningsinduktanser och dito förluster. Torierad volframkatod har tack vare avancerad vakuum- och fabrikationsteknik kunnat användas i detta rör trots den höga effekten. Avstånden mellan de självbärande elektroderna äro, i betraktande av övriga dimensioner, mycket små, vilket är nödvändigt med hänsyn till rörets användning vid 30 Mp/s med full effekt och upp till 110 Mp/s med något reducerad effekt.

## Trioder för frekvenser över 300 Mp/s.

Ovan nämnda sändarrörstyper ha varit begränsade till användning vid frekvenser lägre än 300 Mp/s. Plantrioden 2C39A (fig. 87 a och b) är emellertid användbar upp till 3000 Mp/s, över 2500 Mp/s, dock med reducerad ineffekt. Det plana gailret är uppspänt på en cirkulär ring, fäst vid den cylindriska gallerkontakten. Anoden är utförd i massiv koppar med urborrningar för evakueringen. Vid anoden är vidare fäst en radiator, som vid forcerad luftkylning medger en anodförlust på 100 W. Sedan röret genom lödningsoperationer hopsatts, kan det kritiska galler-katodavståndet, ca 0,1 mm, injusteras genom deformation av en vulst på den cylindriska katodtilledningen. Då kovar, som i stor utsträckning förekommer i konstruktionen, har höga RF-förluster, ha ifrågakommande ytor förgyllts.

Vid konstruktion av nya sändarrörstyper, framför allt inom UHF-området, utföras dessa ofta med keramik i stället för glas. Ett typiskt sådant rör visas i fig. 86. Det material man här har använt är aluminiumoxid, som är mekaniskt stark, har mindre RF-förluster än glas samt tål högre temperatur.

# Synpunkter på användning av sändarrör

Vad som framhållits i fråga om användningen av mottagarrör gäller i stor utsträckning även för sändarrör. Då sändarrör i många avseenden äro mera kritiska och oftast representera stora värden, är det angeläget att med ännu större omsorg följa fabrikantens anvisningar i datablad och övriga cirkulär. Möjligheten av röntgenstrålning vid exempelvis högspänningslikriktarrör med abnormt låg glödspänning och därav följande högt inre spänningsfall kan icke negligeras.

Kylningsförhållandena vid sändarrör måste ägnas sär-





Fig. 84. Delar till tetroden QB3/300, snarlik trioden i fig. 83. a. Skärmgaller. b. Bifilär torierad katod med central stödpinne på sinterglasfot.





Fig. 85. a. Vallenkyld koaxiallriod med 75 kW anodjörlust, ML-354. Tolala rörlängden uppgår lill 450 mm. b. Principskiss av rörel i genomskärning. Kalod (torierad vol/ram) och galler äro ul/ormade som koncentriska cylindriska burar.



Fig. 86. Tetrod för användning som sändarrör inom UHF. Maximal anodförlust 250 W. Röret är utfört i keramik och metall.

skild uppmärksamhet. Det bör i detta sammanhang ihågkommas, att ledningsförmåga och dielektriska förluster hos glas hastigt stiga i närheten av mjukningstemperaturen. Genomföringar, i synnerhet sådana som föra stora radiofrekvensspänningar och som uppvärmas genom värmeledning från anslutna elektroder, måste därför ofta förses med särskilda radiatorer.

Vid rör med vattenkylning måste noga tillses att vattenströmmen är så stark att bubblor av vattenånga ej kunna kvarstanna med lokal överhettning som följd.

Vid ingångkörning av sändarrör, som legat länge, rekommenderas försiktig start (glödspänningen skall dock hållas nominell) för att eventuell gas i röret skall absorberas av eventuellt getter eller förbrukas genom urladdningen. Som påpekats i annat sammanhang bli de flesta getter verksamma först vid arbetstemperatur.

Vid högeffektsändarrör med höga spänningar (> 10 kV) uppkomma sporadiskt ytterst kortvariga bågurladdningar (»Rocky-Point-effekt»), som kräva särskilda reläskydd i strömförsörjningen. Undersökningar ha nyligen visat att tendensen till sådana urladdningar väsentligt minskas dels vid bättre vakuum i rören, dels om seriemotstånd till anoderna inkopplas.



Fig. 87 a. UHF-lrioden ML-2C39A, speciellt byggd för »jordal-galler»koppling. b. Genomskärning av samma rör. Tolallängd ca 70 mm.

# 5. Mikrovågsrör

Som tidigare nämnts (sid. 321) är det möjligt att använda trioder som förstärkare och oscillatorer upp till frekvenser omkring 4 000 Mp/s. Med mikrovågsrör avser man i vanlig bemärkelse dock en del speciella typer, som alla ha gemensamt att ett RF-fält får hastighetsstyra elektroner





342