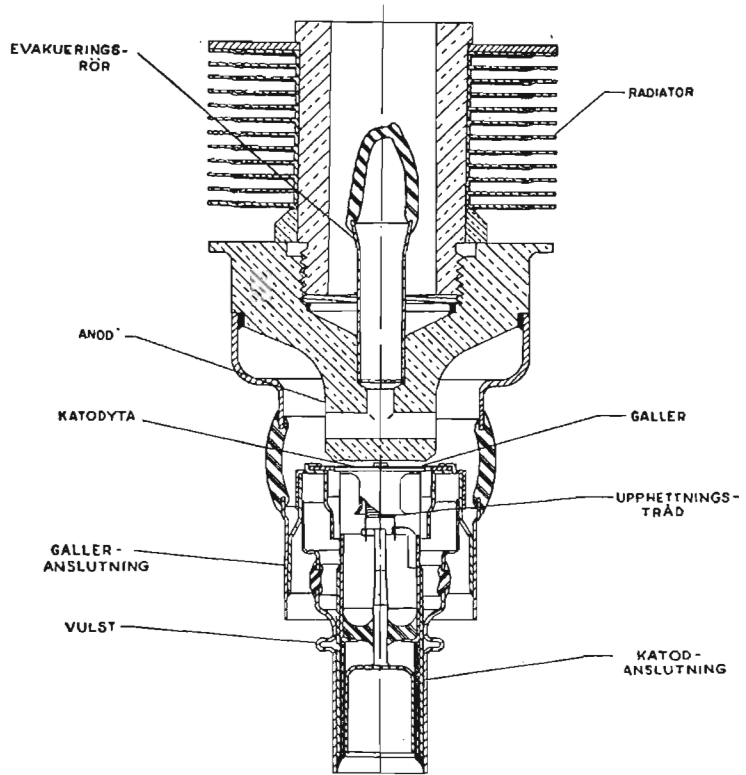


a



b

Fig. 87 a. UHF-trioden ML-2C39A, speciellt byggd för »jordat-galler»-koppling. b. Genomsnitt av samma rör. Totallängd ca 70 mm.

## 5. Mikrovågrör

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

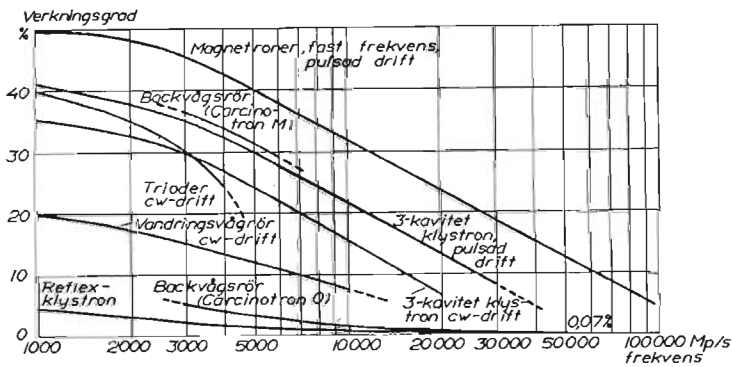


Fig. 88. Verkningsgrad som funktion av frekvens för olika rörtyper.

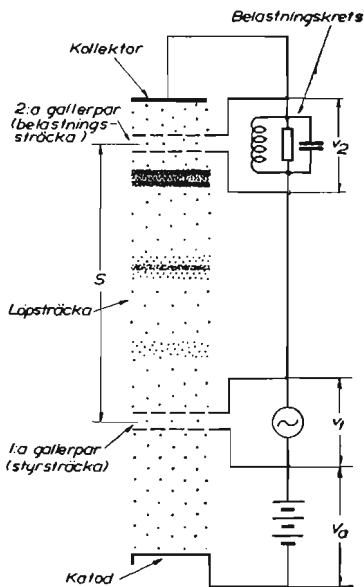


Fig. 89. Princip för förstärkarrör med hastighetsstyrning (klystron). Under passagen genom styrsträckan ändras elektronernas hastighet så att den ursprungliga homogena elektronströmmen efter löpsträckan uppvisar intensitetsvariationer som i belastningssträckan genom influens tillföres belastningskretsen.

på ett eller annat sätt. De viktigaste mikrovågsrören är klystroner, magnetroner och vandringsvågrör.

Genom att rita en rörtyps verkningsgrad som funktion av frekvensen, fig. 88, kan man få en viss uppfattning om dess användningsområde. Magnetronen har den bästa verkningsgraden — något högre för rör med fast frekvens än för avstämbara. För alla mikrovågsrör gäller att verkningsgraden är högre i pulsad drift än i kontinuerlig drift på grund av att högre spänningar kunna användas. Hög verkningsgrad är självfallet ett nödvändigt villkor för alstring av höga effekter. För en lokaloscillator kunna däremot andra egenskaper såsom låga spänningar, avstämbarhet och modulerbarhet vara viktigare.

### Hastighetsstyrning

Hastighetsstyrning (eng. velocity modulation, ty. Phasenfokussiering) skiljer sig radikalt från de hittills beskrivna styrningsmetoderna därigenom att den grundar sig på elektronernas löptid, vilken kan försummas i förstärkarrör, använda vid måttliga frekvenser. Inom mikrovågsområdet ( $\lambda < 10$  cm) däremot är löptiderna vid normala spänningar och elektroavstånd av samma storleksordning som svängningstiden hos RF-spänningen, och det är då naturligt, att man utnyttjar löptidsfenomenen inom just detta våglängdsområde.

För att klargöra hastighetsstyrningens princip välja vi som åskådningsexempel ett förstärkarrör för mikrovågor, en s. k. dubbelresonator-klystron, schematiskt tecknad i fig. 89. Från en katod utsändes en homogen stråle av elektroner, återgivna som prickar, vilken passerar genom två gallerpar för att slutligen uppfångas av en anod, här benämnd kollektor. En likspänning  $V_a$  mellan katod och 1:a gallerparet accelererar upp elektronerna till en hastighet ( $v_0$ ), vilken på vanligt sätt kan beräknas ur energiekvationen (3). Mellan de på avståndet  $d$  från varandra liggande gallren inmatas den RF-spänning  $v_1 = v_0 \sin \omega t$  som skall förstärkas. Om vi beteckna elektronernas rörelseriktning med koordinaten  $z$  få vi enligt ekv. (2)

$$\ddot{z} = \frac{e}{m} \frac{v_0}{d} \sin \omega t. \quad 62$$

Vi betrakta en elektron som inträder mellan 1:a gallerparet vid en tidpunkt  $t_0$ . Genom integrering erhålles

$$\dot{z} = v_0 + \frac{e}{m} \cdot \frac{v_0}{d} \cdot \frac{1}{\omega} [\cos \omega t_0 - \cos \omega t]. \quad 63$$

Om vi begränsa oss till »småsignal-teori» (dvs.  $\frac{v_0}{V_a} \ll 1$ ) kan tidpunkten då den betraktade elektronen lämnar första gallerparet skrivas som

$$t_1 = t_0 + \frac{d}{u_0}, \quad (64)$$

och dess hastighet i detta ögonblick blir

$$u_1 = u_0 + \frac{e v_0}{m u_0} \cdot \frac{\sin \frac{\omega d}{2u_0}}{\frac{\omega d}{2u_0}} \cdot \sin \left( \omega t_0 + \frac{\omega d}{2u_0} \right) \quad (65)$$

I litteraturen brukar man skriva denna ekvation på följande sätt

$$u_1 = u_0 + \frac{e \beta v_0}{m u_0} \cdot \sin \omega t'_0, \quad (66)$$

där parametern

$$\beta = \frac{\sin \frac{\omega d}{2u_0}}{\frac{\omega d}{2u_0}} \quad (67)$$

införes och kallas för gapets moduleringsfaktor och tiden i stället räknas från gapets mitt.

Då elektronerna passera styrsträckan få de en hastighet  $u_1$  som kan vara större eller mindre än  $u_0$  beroende på fasläget hos spänningen  $v_1$ . Elektronerna fortsätta med de så förvärvade hastigheterna i ett fältfritt rum, löpsträckan, innan de nå andra gallerparet, till vilket en avstämd belastningskrets anslutits. På grund av den sinusformiga hastighetsfördelningen hos elektronerna uppträder under passagen genom löpsträckan en gradvis förändring av den ursprungliga likformiga elektrontätheten i strålen. En hopklungning uppträder.

Förloppet åskådliggöres bäst av ett s. k. Applegatediagram (fig. 90). De sneda linjerna uttrycka sambandet väg—tid för de elektroner som med jämna tidsmellanrum antagas passera styrsträckan, dvs. 1:a gallerparet. Linjernas lutning, som alltså anger resp. elektroners hastighet, varierar sinusformigt i enlighet med styrspänningens värde vid tiden för passagen genom styrsträckan (motsvarar skärningspunkten med linjen 1—1). Skärningspunkterna med linjen 2—2 bestämma tidpunkterna för resp. elektroners passage genom andra gallerparet, belastningssträckan. Under beaktande av att antalet passerande elektroner per tidsenhet är ett direkt mått på strömstyrkan genom gallerparet ser man tydligt, att denna uppvisar starka variationer, synkrona med styrspänningen. Hastighetsstyrningen har sålunda efter löpsträckan resulterat i en intensitetsstyrning. Genom elektrisk influens tillföres belastningskretsen den växelström, som svarar mot variationerna i elektronströmmen, och en förstärkt växelspanning  $v_2$  kan uttagas.

Då belastningskretsen är rätt avstämd, får belastningsspänningen  $v_2$  det fasläge, som anges i fig. 90, och elektronklungorna nedbromsas i det fält som  $v_2$  ger i gallerparet, så att de vid ankomsten till kollektorn besitta avsevärt mindre energi än vad som motsvarar accelerationsspänningen  $V_a$ . Minskningen utgöres av den till belastningskretsen lämnade radiofrekventa energin.

Den tidpunkt  $t_2$  då den i ekv. (64) betraktade elektronen passerar ett plan mitt emellan gallerpar två, kan, fortfarande med användning av

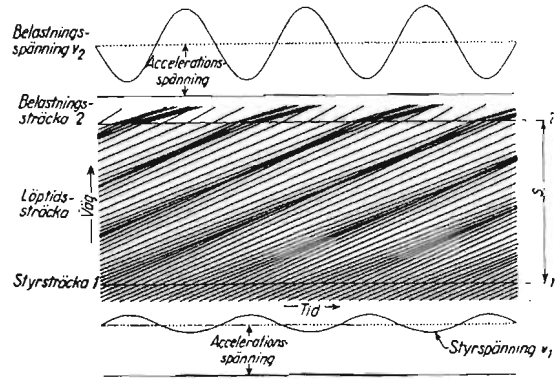
approximationen  $\frac{v_0}{V_a} \ll 1$ , skrivas

$$t_2 = t'_0 + \frac{s}{u_0} - \frac{s e \beta v_1}{m u_0^2} \cdot \sin \omega t'_0 \quad (68)$$

Med hjälp av detta uttryck och kontinuitetsvillkoret, att strömmen genom röret måste vara kontinuerlig, kan man efter en del räkningar härleda uttrycket för växelströmmen i gap två,  $i_2$ , vid en likström  $I_a$ , nämligen

$$i_2 = 2I_a [J_1(x) \cos \omega_1 t + J_2(2x) \cos 2\omega_1 t + J_3(3x) \cos 3\omega_1 t + \dots] \quad (69)$$

Fig. 90. Grafisk tidtabell för elektronerna i en klystron (Applegatediagram); varje sned linje anger sambandet väg—tid för en elektron.



där  $J_n(x)$  är Besselfunktioner med argumentet

$$x = \frac{\omega s}{u_0} \cdot \frac{v_0}{2V_a} = \Phi \cdot \frac{v_0}{2V_a} \quad (70)$$

varvid  $\Phi$  kallas för löpvinkeln, dvs. den mot elektronernas löptid i löpsträckan  $s$  svarande elektriska fasvinkeln.

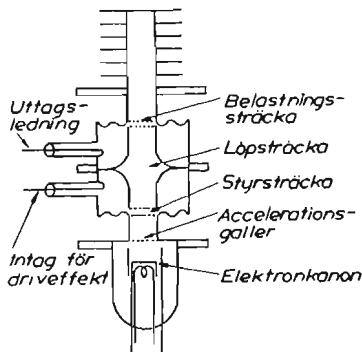


Fig. 91. Principskiss av dubbelresonatorklystron i helmetallutförande. Glas förekommer endast vid koaxial- och katodgenomföringarna.

## Klystroner

Om klystronen användes som förstärkare avstämmas resonatorerna till samma frekvens som signalen, och resonator två kommer att presentera en mycket låg impedans för alla övertonerna i strömmen  $i_2$ . Spänningen över gap två för grundtonen ( $v_2$ ) kan teoretiskt bli lika stor som  $V_a$  (jfr ideell klass C-förstärkare), varvid maximal uteffekt erhålles.

$$P_{max_{ut}} = V_a J_a \cdot J_1(x) \quad (71)$$

Genom lämpligt val av sträckan  $s$  och anpassning av spänningen  $V_a$  kan argumentet  $x$  få ett sådant värde att  $J_1(x)$  blir maximum, dvs.

$$J_1(x) = 0,58 \quad (72)$$

Således skulle den maximala verkningsgraden bli 58 %.

Genom inverkan av rymdladdning, förlust av ström i galler och driftrum, sekundäremissionsfenomen och resonatorförluster m. m. blir verkningsgraden i praktiken betydligt lägre.

### Dubbelresonatorklystroner.

Typiska värden för en dubbelresonatorklystron, fig. 91, använd som förstärkare, är en effektförstärkning på 10–15 dB med en verkningsgrad på 10–20 % och en bandbredd på 10–12 Mp/s, mätt mellan halvvärdes-

punkterna för effekten. Uteffektnivån ligger vanligen omkring 1—10 watt.

Som fördelar hos röret må nämnas måttliga spänningar, inga fokuserande magnetfält och möjlighet att uppnå mekaniskt robusta konstruktioner, som tåla både vibrationer och accelerationer. Dubbelresonator-klystroner användas även som oscillatorer genom att återkoppling göres från resonator 2 till resonator 1, t. ex. med en koaxialledning. Självfallet gälla även härvid de vanliga relationerna beträffande rätt fas och amplitud för den återkopplade delen av signalen.

Övertonshalten i elektronströmmen är stor (69), och om resonator 2 i stället avstämms till resonans för någon av övertonerna fås frekvensmultiplikation. Om t. ex. en effekt på 0,5 W vid en frekvens på 5 000 Mp/s matas in, kan man få ut 0,6 W vid 25 000 Mp/s.

I samband med att i USA frekvensområdet 470—940 Mp/s började tagas i anspråk för televisionssändningar, uppstod behov av ett förstärkarrör, som kunde lämna tillräckligt hög uteffekt på detta band. Man experimenterade då fram tresonator-klystroner (fig. 93). Med ett sådant rör erhålles en förstärkning på 25—35 dB och en verkningsgrad på 35—40 % vid 1 000 Mp/s. I ovan nämnda fall använder man amplitudmodulering, och klystronerna ge linjär förstärkning upp till en uteffektnivå på 15 kW för de största typerna.

Genom insättning av en tredje resonator uppnådde man betydligt högre förstärkning och högre verkningsgrad. Samtidigt blev dock röret längre och fokuseringen av elektronstrålen besvärligare. Treresonator-klystronen kan betraktas som ett rör med två funktioner, dels spänningsförstärkning mellan resonator 1 och 2, dels effektförstärkning

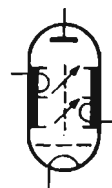


Fig. 92. Grafisk symbol för klystron med två avstämbara resonatorer.

Tre- och flerresonator-klystroner.

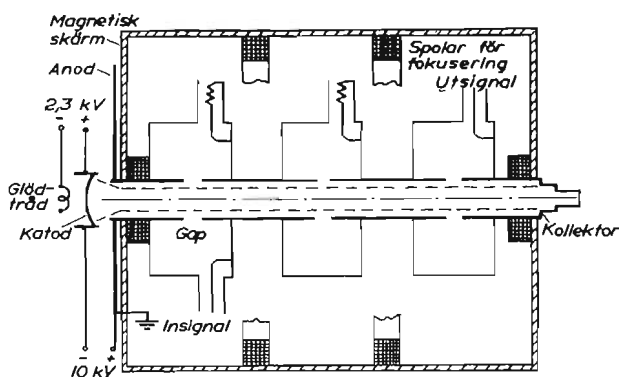
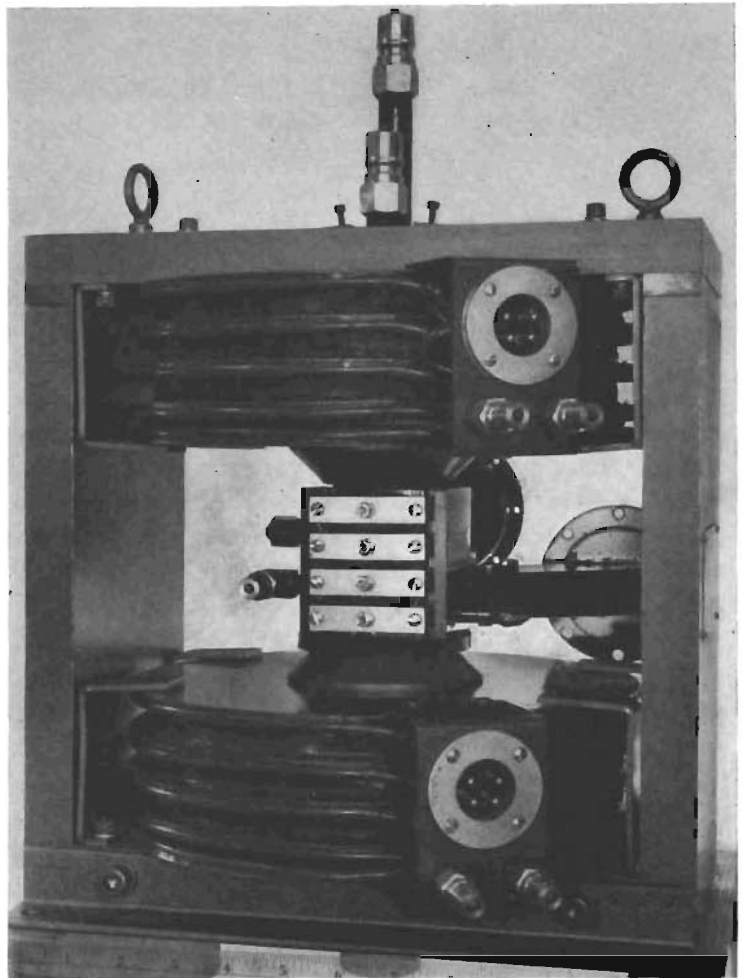


Fig. 93. Principskiss av en 3-resonator-klystron med magnetisk fokusering. Katoden upphettas genom elektronbombardemang och utgör själv anoden i ett diodsystem.

Fig. 94. Fyrresonator-klystron. Elektromagneterna äro vattenkylda liksom själva röret. Vågledarna för in- och utsignal äro nästan skymda. De fyra kaviteterna synas i bildens centrum.



mellan resonator 2 och 3. Om stor bandbredd är önskvärd, kan resonator 2 avstämmas till en frekvens något lägre än signalfrekvensen samt belastas resistivt. Härvid sjunker förstärkningen. I pulsad drift användas tresonator-klystroner som drivrör för elektronacceleratorer samt som slutförstärkare inom radartekniken med en toppeffekt av 4 MW. I den senare användningen hävdas att den pulshade signalens frekvensspektrum blir renare (mera regelbundet och fritt från höga sidolober) än då magnetronoscillatorer användas. Den största nackdelen är de stora elektromagneterna för fokuseringen.

Högaktuella äro för närvarande tre- och fyrresonator-klystroner för användning i spridningslänkar på frekvensområdena 500—800, 2 000, 5 000 och 6 000 Mp/s. Ett typiskt sådant rör, fig. 94, har följande huvudsakliga prestanda:

Spänning	9 kV
Ström	0,75 A
Frekvens	$5\,900 \pm 25$ Mp/s
Uteffekt	2 kW
Effektförstärkning	43 dB
Verkningsgrad	30 %

Givetvis bli högeffekt-klystroner komplicerade och dyra i inköp, och de måste skyddas med särskilda åtgärder. T. ex. kunna på grund av missanpassning i antennledningen överslag uppstå, som förstöra klystronens keramikfönster i effektuttaget. Detta förhindras genom att en fotocell anbringas på lämpligt sätt i antennledningen, så att rörets anodspänning automatiskt brytes vid överslag. Om antalet resonatorer ökas utöver 4, kan förstärkningen drivas upp ytterligare. Således förekomma klystroner med fem kaviteter, och dessa ha en förstärkning på icke mindre än 70 dB.

Klystronprincipen har emellertid fått sin allmännaste tillämpning vid *reflexklystronen*, en variant för oscillatorändamål, som endast innehåller en svängningskrets (fig. 95). Reflexklystronens funktion skiljer sig från dubbelresonator-klystronens därigenom, att elektronstrålen efter att ha hastighetsmodulerats vid sin första passage genom gallerparet av en negativ reflektorelektrod återkastas, för att vid returpassagen avge energi till svängningskretsen, förutsatt att löpvinkeln genom val av lämplig kombination av accelerations- och reflektorspänning blir gynnsam.

Under elektronernas passage fram och åter i reflektorfältet uppstår en hopklungning, här dock beroende på att en snabbare elektron tillbringar längre tid i bromsfältet än en långsammare. Verkan blir i övrigt densamma och uttrycket (69) gäller sålunda. Löpvinkeln däremot beräknas ur uttrycket

$$\Phi = 2 \cdot \sqrt{\frac{2m}{e}} \omega d \frac{\sqrt{V_a}}{V_a + V_R} \quad (73)$$

där  $d$  är reflektoravståndet,  $V_a$  accelerationsspänningen och  $V_R$  reflektorspänningen i förhållande till katoden.

Man kan betrakta elektronströmmens inverkan på kretsen vid små växelspanningar som en elektronisk admittans

$$y_e = \frac{I_a}{2V_a} \Phi \cdot e^{i[\pi/2 - \Phi]} \quad (74)$$

### Reflexklystroner.

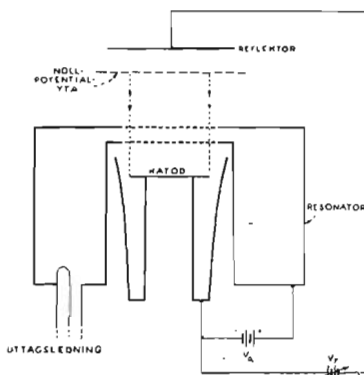


Fig. 95. Principskiss av reflexklystron. Elektronerna nedbromsas i reflektorfältet och vända ungefär vid nollpotentialytan (resonatorspänningen förutsättes liten) för att åter passera genom resonatorn men i motsatt riktning. Fasläget för denna passage injusteras med reflektorspänningen.

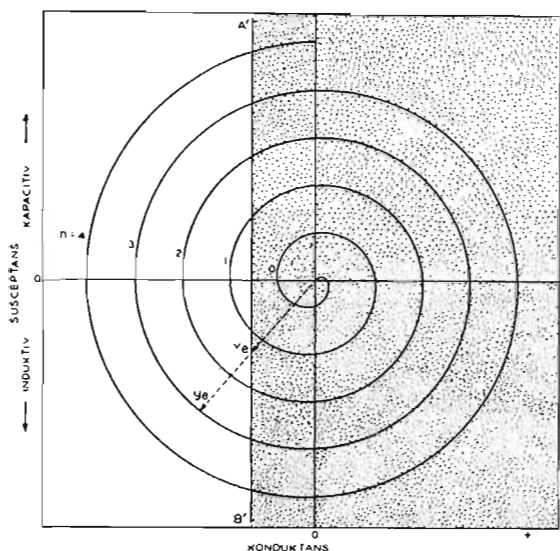


Fig. 96. Admittansdiagram för reflexklystron. Elektronstrålens på kretsen verkande admittans  $Y_e$  för små signaler representeras på spiralen, som utgår från origo i ordinalans positiva riktning. Admittansvektorns totala vridning därifrån är lika med löpvinkeln. Kretsadmittansen, med omvänt tecken, återges av linjen A'B'. Inom det möjliga svängningsområdet l. v. därom inställer sig så stor svängningsamplitud att admittansen reduceras till  $Y_e$ .

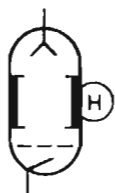
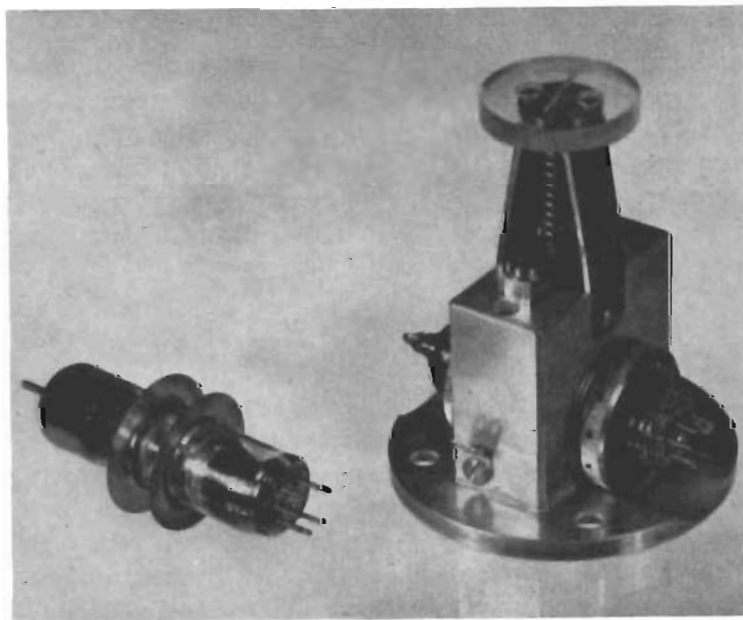


Fig. 97. Grafisk symbol för reflexklystron med resonator och shuntfönster.

Fig. 98. Reflexklystron för frekvensområdet 3 000—5 000 Mp/s. T. h. visas klystronen insatt i sin yttre kavitet.



Grafiskt representeras denna admittans av en spiral (fig. 96). I samma diagram har en rät linje inlagts, avbildande kretsadmittansen med motsatt tecken. De delar av spiralen, som ligger till vänster om denna, motsvara de olika svängningsområden, som förekomma. Optimal svängning erhålles tydligen för  $\Phi = (n + \frac{3}{4}) 2\pi$ .

Ett högt  $n$ -värde ger stor admittans och röret kan därvid belastas hårdare utan att sluta svänga, men det må särskilt framhållas, att största uteffekt och verkningsgrad däremot inträffa vid lägsta möjliga  $n$ -värde. Förklaringen är den, att redan en mindre svängningsamplitud ger »överstyrning» ( $x > 1,84$ ) vid högre  $n$ -värden. Då kretsens susceptans (ordinatans i diagrammet) varierar nästan linjärt med frekvensen, är det vidare tydligt, att klystronens frekvens med hjälp av reflektorspänningen, som ju påverkar löpvinkeln, kan varieras inom ett större område vid högre  $n$ -värde.

Reflexklystroner tillverkas i två huvudsakliga utföringsformer — med utvändiga eller med inbyggda resonator. I allmänhet är det frekvensen som avgör vilken konstruktion som är fördelaktigast. Vid frekvenser under 5 000 Mp/s är utvändiga (fig. 98) resonator vanligast, men vid högre frekvenser blir det svårt att få plats med ett vakuumhölje av t. ex. glas inuti resonatorn, varför man ofta föredrager invändiga kaviteter (fig. 99). Rör med utvändiga kaviteter bli i allmänhet något billigare att tillverka och flexibla i användning. Fig. 100 och 101 visa typiska prestanda-kurvor för en reflexklystron. Här framgår hur elektroniska avstämningens område — mätt mellan halveffektpunkterna —



ökar vid högre s. k. reflektormoder. Vid vissa reflexklystroner kan uppträda hysteres, som yttrar sig så, att frekvens och uteffekt icke äro helt identiska om ett visst reflektorspänningsvärde inställes med utgångspunkt från lägre eller högre värden än det slutliga. Detta kan bero dels på att reflektorn har ett visst genom grepp till katoden, dels på att en del elektroner komma att passera resonatorgallren flera gånger, och dels på att frigjorda sekundärelektroner kunna spela en viss roll.

Reflexklystroner ha fått sin allmännaste användning som lokaloscillatorer vid mikro-vågsmottagare, där den elektroniska avstämningen utnyttjas för automatisk frekvensreglering.

Vid dimensionering av utrustning för frekvensreglering bör man undersöka rörens hysteres, vidare bör hänsyn tagas till frekvensdrift beroende på variationer i omgivningens temperatur. Om man har känsliga mottagare, kan dessutom brusfaktorn försämrans, om den automatiska frekvenskontrollen tvingar reflexklystronen att arbeta allt för långt från den inställda reflektormodens optimala punkt.

Inom kommunikationstekniken med radiolänkar finns en speciell och mycket viktig användning av reflexklystroner, nämligen som modulatorrör för bredbandig frekvensmodulering. Vid överföring av en informationsmängd motsvarande 1 860 telefonkanaler eller en televisionskanal plus 420 telefonkanaler eller en televisionsbild i färg med en biografduks storlek (Bells TH-system) erfordras en utstyrning på  $\pm 5$  Mp/s, varvid olineariteten vid moduleringen måste vara mycket liten. Olineariteten  $K$  definieras som

$$K = \frac{S - S_0}{S} \quad (75)$$

Där  $S$  och  $S_0$  äro moduleringskänsligheten (fig. 102). Med reflexklystroner har man vid en utstyrning av totalt 10 Mp/s lyckats att uppnå  $K$ -värden på 1 %. Genom lämpliga impedanskorrektioner i belastningsledningen kan olineariteten ytterligare minskas — dock kvarstå svårigheter att göra kollektionen oberoende av rörbyte, frekvensavstämningar och temperaturändringar.

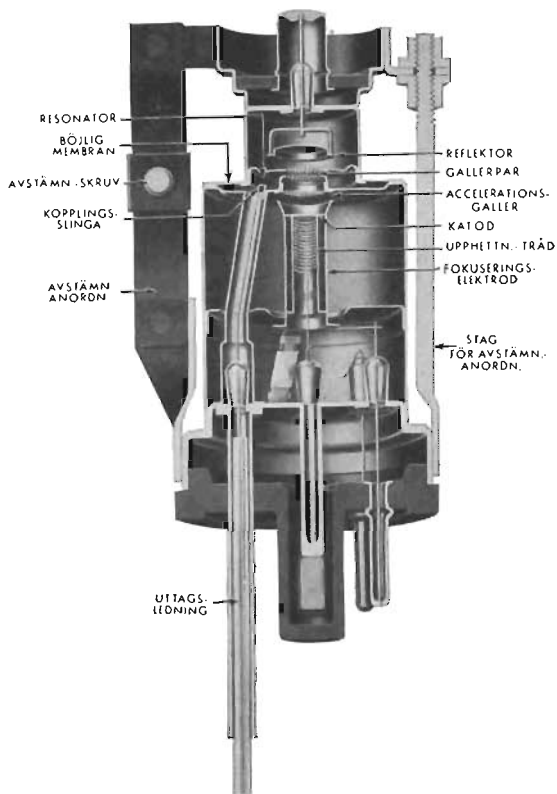


Fig. 99. Genomsnittssnitt av 3 cm reflexklystron i helmetallutförande, 2K25. Vid rörets utformning har den amerikanska metallörstekniken utnyttjats. Ett stift i oktalssockeln har utbytlts mot den koaxiella uttagsledningen.

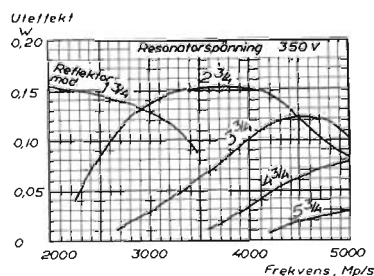


Fig. 100. Uteffekt som funktion av frekvens för reflexklystronen i fig. 98.

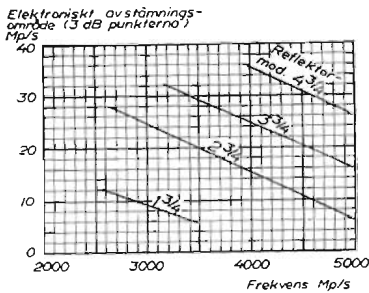


Fig. 101. Elektroniskt avstämningsområde som funktion av frekvens.

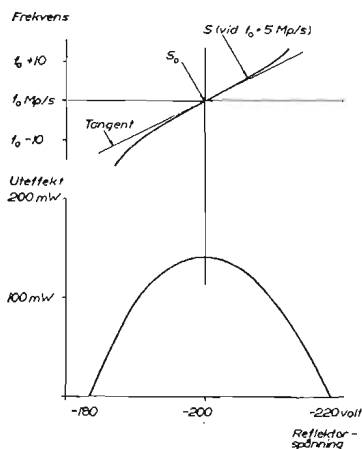


Fig. 102. En typisk, »bredbandig» reflektormod.  $S^0$  Moduleringskänsligheten  $S^0$  resp.  $S$  framgår av lutning av den krökta kurvan i den övre figuren.

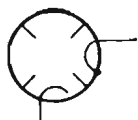


Fig. 103. Grafisk symbol för magnetron med resonatorsystem och kopplingslinga.

Linearitetens beroende av icke önskvärda reflexioner i belastningsledningen kan fullt tillfredsställande klaras med hjälp av s. k. ferritisolatorer. Hysteresoeffekter vid modulatorrör måste nedbringas genom lämplig utformning av bl. a. reflektorn. Beträffande livslängd finnas goda möjligheter att konstruera reflexklystroner så att emissions-tätheten vid katoden kan hållas måttlig. Goda livslängder, 1—2 år i kontinuerlig drift kunna påräknas. Reflexklystroner kunna också konstrueras så att de fungera under svåra mekaniska påfrestningar; sålunda tillåtes för en härför specialbyggd typ vid vibrationer 10 g, 10—1 000 p/s en max. frekvensavvikelse på 0,2 Mp/s och vid accelerationer 150 g en max. frekvensavvikelse på 1,5 Mp/s. Detta är mycket goda värden, men man får ha klart för sig att ett sådant rör kanske inte är särskilt lämpligt som flexibel signalkälla för mätändamål.

## Magnetroner

Magnetronen är i princip av gammalt datum och förekom redan på 20-talet i många olika varianter. Av utrymmesskäl kan här i första hand endast den moderna typ beröras, som användes i radarsystem för generering av korta RF-pulser med hög effekt.

Såsom framgår av fig. 103 består en sådan magnetron av ett block i koppar, resonatorblocket, försett med symmetriskt placerade hålrum, fördelade omkring ett centralt större hål, i vars centrum en cylindrisk oxidkatod befinner sig. Hålrummen, alltid ett jämnt antal, bilda lika många resonanskretsar för arbetsfrekvensen. I jämförelse med en »vanlig» svängningskrets kan den cylindriska urborrningen betraktas som en envarvig spole och den anslutna slitsen som en kondensator. Resonatorerna äro kopplade med varandra genom de radiofrekventa magnetfälten, som sträcka sig ut ur hålen. Vid en multipelresonator av denna typ äro olika svängningsformer (eng.: modes) tänkbara, beroende på fasskillnaden mellan de enskilda resonatorerna. Den viktigaste och mest tillämpade typen motsvarar  $180^\circ$  fasskillnad (» $\pi$ -mode»). Varannan resonator svänger alltså i samma fas och de övriga i motfas. Ett starkt, homogent och konstant magnetfält i katodaxelns riktning är erforderligt för magnetronens funktion. Matningsspänningen anlägges mellan katod och resonatorblock, vars tänder tjänstgöra som anoder. Hela anordningen skall givetvis befinna sig i vakuum. Radiofrekvensen uttages till en koaxialledning med en liten kopplingslinga i en av resonatorerna.

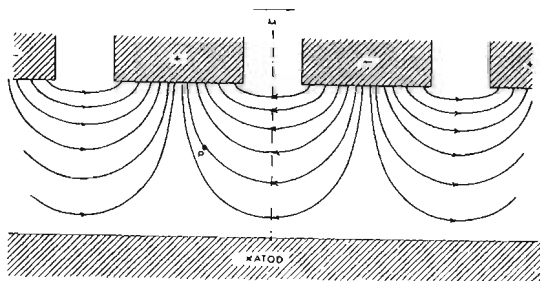
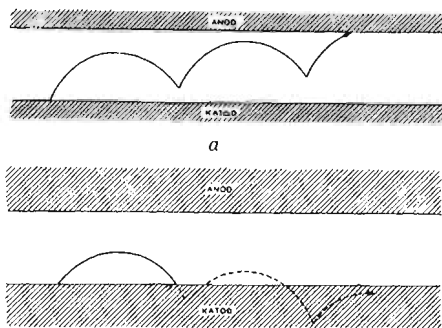


Fig. 104.

För magnetronens arbetssätt kan tyvärr ej en lika enkel och klar teori framläggas som för klystronen, bl. a. beroende på att alla hithörande problem ännu ej äro helt klarlagda. Vissa grundläggande principer skola dock relateras.

Radiofrekvensfältet mellan anod och katod är vid  $\pi$ -mode av samma natur som vid en stående våg utefter en transmissionslinje och kan därför på analogt sätt upplösas i två radiofrekvensvågor med samma amplitud, som rotera runt katoden med samma hastighet men i motsatta riktningar. En godtycklig elektron, som lämnar katoden, skulle under inflytande av magnetfältet och enbart likspänningsfältet röra sig på sätt som visas i fig. 8 (från katodens och anodens krökning bortses här). Radiofrekvensfältet avbildat i fig. 104, som gäller både för den stående och i ett visst ögonblick endera av de vandrande vågorna, modifierar dock elektronbanan. Av särskilt intresse är det fall, där elektronens translationshastighet är lika stor som hos den ena av de vandrande vågorna. Från den mötande vågen kan i detta sammanhang bortses. Om elektronen startar i ett lämpligt ögonblick, kommer den att bromsas i radiofrekvensfältet, förlorar energi och kan ej återvända till katoden utan beskriver en bana, som i princip angives i fig. 105 a. Förlusten i kinetisk energi, som kommer radiofrekvensfältet till godo, ersättes kontinuerligt av likströmsfältet, så att rotationsenergin bibehålles konstant. Elektronen förlorar med andra ord i potentiell energi, vilket också framgår av att vändpunkterna i banan, där rörelseenergin är noll, successivt flyttas närmare anoden. Det bör särskilt observeras, att denna successiva utbromsning just förutsätter överensstämmelse mellan elektronens translationshastighet och våghastigheten, så att elektronen under hela sin väg mot anoden befinner sig i samma fas i radiofrekvensvågen och sålunda hela tiden bromsas av denna. Sannolikheten för att en elektron skall starta i ogynnsam fas och stjäla energi från RF-fältet är naturligtvis lika stor. Banan skulle då bli den i fig. 105 b angivna. Trippen blir därvid kortvarig och inskränker sig till en »rotation», varefter elektronen med sålunda vunnen energi träffar katoden och »oskadliggöres». Denna automatiska utsortering av felfasiga elektroner är grundläggande för magnetronens funktion och dess höga verkningsgrad. Inte ens de felfasiga elektronerna äro helt onyttiga, då de genom att slå ut sekundärelektroner på ett i detalj outrett sätt synes bidra till att avsevärt öka den nyttiga katodemissionen. En återupphettning av katoden äger samtidigt rum, i vissa fall tillräcklig för att glödströmmen efter starten helt skall kunna undvaras.

Effektutbytet förbättras ytterligare genom att de rättfasiga elektronerna hopklungas genom en mekanism, påminnande om klystronens. För övrigt må framhållas att den i en magnetron exceptionellt stora rymdladdningstätheten gör förhållandena ännu mer komplicerade och svåröverskådliga. Fig. 106 visar i ett roterande koordinatsystem hur man på grundval av ovanstående föreställer sig elektronbanorna i en magnetron med 8 resonatorer. Omkring katoden bilda elektronerna »ekrar» som rotera synkront med den i figuren antydda radiofrekvensvågen. (Det må särskilt framhållas att gyrofrekvensen vid denna magnetrontyp ej sammanfaller med arbetsfrekvensen.) I själva verket är det förmånligt att



b  
Fig. 105.

Fig. 104. RF-fältet i en »utrlad» plan magnetron. Kraftlinjerna ange kraften på en elektron och ha sålunda motsatt riktning mot vanligt.

Fig. 105. Elektronbanor i magnetron: a. för elektron som startat i sådan fas att den avger energi till RF-fältet b. för en elektron som upptar energi från RF-fältet.

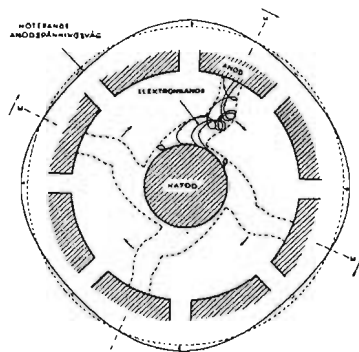


Fig. 106. Beräknade elektronbanor i en magnetron, varvid hänsyn även tagits till rymdladdningen. Banorna hänföra sig till ett koordinatsystem, som roterar synkront med anodspänningsvågen. Banorna äro hopträngda till ett roterande »ekerkjul».

Typ	Funktion	Frekvens Mp/s	Anod- spän- ning kV	Anod- ström A	Magnet- fält G	Puls- längd $\mu$ s	Relativ puls- längd	Uteffekt kW
6410	Fast frekvens — pulsad ....	2 800	71	130	—	2,0	0,001	5 000
6403	Avstämbar — pulsad.....	3 430—3 570	59	80	—	2,0	0,0014	2 000
CV 76	Fast frekvens — pulsad ....	3 000	30	35	2 300	2,0	0,001	450
5607	Avstämbar — cw.....	2 460—3 610	5	0,4	3 600/2 050	—	1	0,8
4J50	Fast frekvens — pulsad ....	9 400	22	27	—	2,0	0,002	225
Experimenttyp	Avstämbar — pulsad.....	9 000—9 600	22	21	—	1,0	0,001	140
Experimenttyp	Avstämbar — cw.....	9 000—9 700	2	0,15	3 000	—	1	0,035
Ok 389	Fast frekvens — pulsad ....	24 000	15	18,0	—	0,15	0,0007	50
Experimenttyp	Fast frekvens — pulsad ....	50 000	—	—	—	—	0,0002	100
Experimenttyp	Fast frekvens — pulsad ....	94 000	—	—	25 000	—	0,0002	10

— uppgift saknas.

Data för några olika magnetroner.

med viss begränsning, bestämd av andra faktorer, välja magnetfältet så starkt som möjligt, motsvarande en liten rotationsradie, då därigenom den sista vändpunkten i banan flyttas närmare anoden med lägre anodförlust som följd.

Även andra svängningsformer än » $\pi$ -mode» är möjliga. Förutsättningarna för uppkomst av sådana störande svängningar, »moding», är vid pulsdrift gynnsamma under den tid då pulsen byggs upp.

Genom särskilda åtgärder, s. k. »strapping», är det möjligt att förbättra stabiliteten. Härvid förbinder man punkter på resonatorerna, som vid  $\pi$ -mode ha samma RF-potential. Då flyter ingen ström genom strap-förbindelsen. Om däremot magnetronen skulle svänga i annan mode, kommer ström att flyta och detta dämpar oscillationerna. (Jämför dämpningslindningarna i en synkrogenerator inom elektromaskinläran.) Strap-förbindelserna är väl synliga i fig. 107. Vid höga frekvenser (över 10 000 Mp/s) är det av utrymmesskäl svårt att anordna straps. Man använder i stället ett resonatorsystem av s. k. »rising sun»-typ, där resonatorerna görs i två storlekar — varannan större och varannan mindre (fig. 108). Detta förbättrar även modestabiliteten. I tabellen ovan ges några typiska exempel på olika magnetroners prestanda. För frekvensavstämning användas tre olika metoder:

En eller flera avstämbara resonatorer, som på lämpligt sätt är kopplade till magnetronens resonanssystem.

Kapacitiv avstämning, som påverkar kapacitansen hos varje enskild resonator i magnetronen, vanligen via strap-ringarna.

Induktiv avstämning genom motsvarande inverkan på den enskilda resonatorns induktans.

En magnetrons elektriska egenskaper återgivas i fig. 109 på ett sätt, som erinrar om ett normalt  $I_a V_a$ -diagram. Arbetspunkten bestäms av magnetfält och pulsspänning. Övriga storheter: pulsström, uteffekt, verkningsgrad och frekvensavvikelse är beroende variabler.

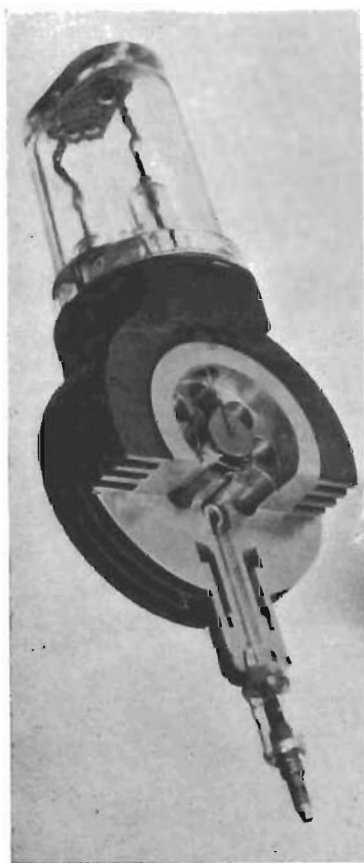


Fig. 107. Puls-magnetron för 3 000 Mp/s av typ CV 76. Pulseffekt 450 kW.

Diagrammet bekräftar tydligt samband mellan verkningsgrad och magnetfält.

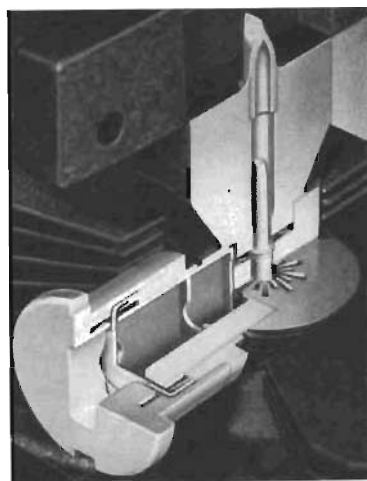
Magnetronen, som är en oscillator med mycket god verkningsgrad (fig. 88), användes inom radarteknik, motmedel mot radar, kommunikationsteknik, navigation, uppvärmning genom högfrekvens m. m. Då radartekniken är det i särklass viktigaste användningsområdet, skola vi nedan endast diskutera driftsförhållandena för denna användning.

Pulsformen har en avgörande betydelse för magnetronens stabilitet och prestanda (se även JETEC, J1—A6—1, Application information for pulsed magnetron). Man talar om stigtid, och härmed menas vanligen den tid det tar för spänningspulsen att öka från 20 % till 85 % av det utjämnade toppvärdet. Vidare avses med stighastighet spänningens tidsderivata vid 80 % av det utjämnade toppvärdet. Det är denna stighastighet som betyder mest, eftersom magnetronen börjar svänga igång just vid 80 %-punkten. Om stighastigheten är för stor leder detta — trots strapping — till att magnetronen svänger igång i fel mode och till överslag.

Om pulsens toppvärde icke är konstant — observeras bäst på strömpulsen — ger detta upphov till frekvensmodulering. För en magnetron specificeras också ett max. s. k. »pushing-värde» som anger frekvensvariationen med anodströmmen. Om pulsens stigtid eller falltid är för lång, resulterar också detta i frekvensmodulering och dåligt spektrum. Då mycket korta pulser användes, kan anpassning till rätt stigtid bli mycket kritisk. Det är av yttersta vikt att magnetronerna vid tillverkningen provas i den utrustning, där de senare skola användas. Det kan också vara lämpligt och nödvändigt att vissa ingrepp göras i modulatorens pulsformande nät, t. ex. inkoppling av en RC-krets eller induktans i syfte att påverka pulsformen.

Inverkan av belastningsimpedansen på uteffekt och frekvens vid en magnetron (eller ett mikrovågsrör överhuvudtaget) demonstreras på ett överskådligt sätt i ett s. k. Rieke-diagram, fig. 110, där impedansen definieras genom ståendevågförhållandet i belastningsledningen, avsett radiellt, och vågminimets läge i förhållande till viss, i måttskiss angiven referenspunkt, uttryckt i elektrisk fasvinkel. Magnetronens frekvensberoende uttryckes enligt praxis också siffermässigt med en storhet, benämnd »dragfaktor», definierad såsom skillnaden mellan maximi- och

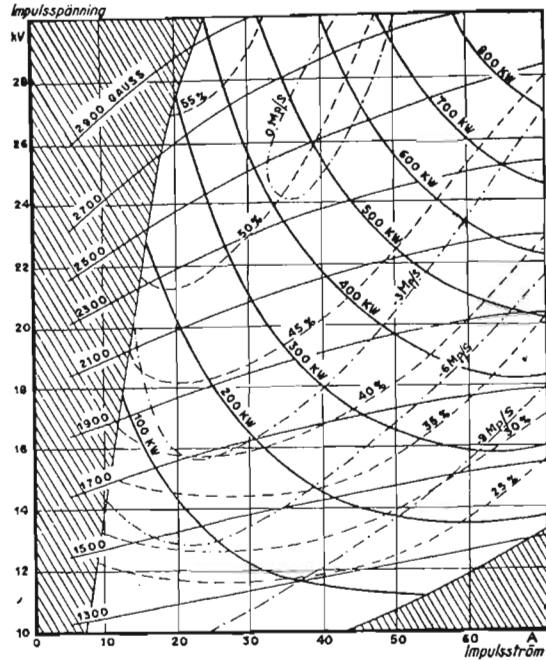
*Pulsformens inflytande på stabilitet och frekvensspektrum.*



*Fig. 108. Detaljbild av 3J21, 60 kW pulsmagnetron för 1,2 cm våglängd. Mellan resonator och vågledaruttag befinna sig en resonator för stabilisering av frekvensen och en anpassningssektion. Permanentmagneten, som ger 8 000 gauss i luftgapet, är direkt hopbyggt med magnetronen.*

*Belastningsledningens inverkan.*

Fig. 109. Pulsström, uteffekt, verkningsgrad och frekvensavvikelse som funktion av pulsspänning och magnetfält för 10 cm, 500 kW magnetron (pulsfrekvens 500 p/s, pulslängd 1  $\mu$ s). I de streckade områdena erhålles ej tillfredsställande funktion, bl. a. på grund av »moding».



minimifrekvens i beroende av fasläget vid ett ståendevåg-förhållande i spänning av 1,5. Ett typiskt värde är 10 Mp/s vid 3000 Mp/s medelfrekvens.

I många fall blir det nödvändigt att använda en ganska lång transmissionsledning mellan antennen och magnetronen. Då det är omöjligt att helt undvika reflexioner får man ofta en besvärande »långlinjeeffekt», som också bi-

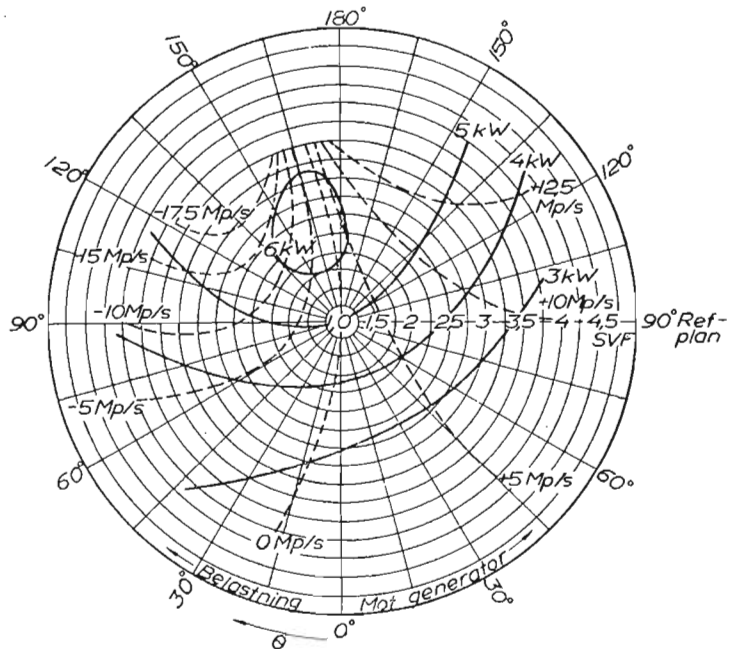


Fig. 110. Rieke-diagram, dvs. polärt diagram över uteffekt och frekvensavvikelse vid variation av belastningsimpedansens storlek och fasläge hos en magnetron. Impedansen definieras av ståendevåg-förhållandet i uttagsledningen, avsatt radiellt i diagrammet, och förskjutningen av maxima och minima från en viss referenspunkt, uttryckt i den elektriska vinkeln  $\theta$ . Riekiagrammet upptages i regel vid reducerad ineffekt.

drager till instabilitet hos magnetronen. Vid avstämbara rör kan dessutom inträffa, att avstämningskurvan blir diskontinuerlig och att magnetronens frekvens pendlar mellan två värden. Detta fenomen är generellt för alla oscillatorer som utnyttja resonanskretsar. Numera finnas ferrit-isolatorer som tåla avsevärda effekter, och denna utväg börjar mer och mer användas även inom radartekniken.

Vid konstruktionen av belastningsledningen bör man vara noggrann med placeringen av ATR-röret, om sådana användas. Detta introducerar nämligen före tändningen en kraftig reflexion. Genom rätt placering kan dock inverkan härav på magnetronen reduceras.

Nya magnetroner eller rör, som lagrats någon tid, bruka innehålla något litet gas, varför man vid inkörning av ett sådant rör får iakttaga viss försiktighet. Strömmen genom röret ökas försiktigt till dess överslag inträffar — minskas då något och köres vid denna nivå under några minuter, varefter man ökar på nytt. Inkörning av ett rör bör kunna göras på 5—15 minuter men kan även taga längre tid. Katoden i en magnetron utsättes för stora påfrestningar. Genom backbombardemanget av felfasiga elektroner tillföres den extra värme, och det är absolut nödvändigt att iakttaga fabrikantens föreskrifter beträffande reducerad glödspänning. I annat fall blir livslängden mycket kort. Livslängden varierar för övrigt avsevärt mellan olika typer. Genom användning av speciella katoder — matriskatoder — har man lyckats förlänga drifttiden. Siffror på 500—1 500 timmar få anses normala.

Magnetroner, som förvaras i förråd, böra köras med 3—6 månaders mellanrum. Då rören levereras med magnet, måste de placeras på visst avstånd från varandra, och magnetiska material eller verktyg få icke komma i beröring med magneten.

## Vandringsvågrör

Denna rörtyp skiljer sig från de tidigare genom att den icke har några resonanskretsar. I stället utnyttjar man energiutbyte mellan en elektronstråle och en vandrande våg. Således matas en signal in på ena änden av en spiral (fig. 112) och fortplantar sig med ljusets hastighet som en våg längs tråden i spiralen. Genom skruvverkan reduceras emellertid vågens axiella hastighet med t. ex. en faktor på 13. En elektronstråle skjutes från en elektronkanon i rörets ena ända genom spiralen och uppfångas av en kol-

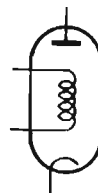


Fig. 111. Grafisk symbol för vandringsvågrör med spiral.

Fig. 112. Principskiss av vandringsvågrör; det fokuserade axiella magnetfältet ej visat i figuren.

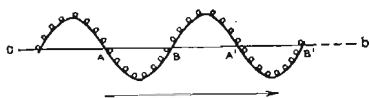
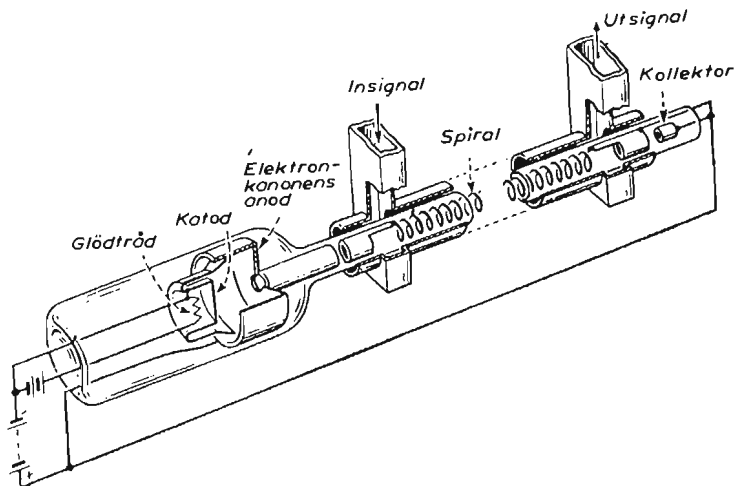


Fig. 113. Mekanisk modell av förstärkningsförloppet i ett vandringsvågrör. Elektronerna motsvaras av kulor som rulla över de höjder och dalar som representera RF-vågen. Elektronerna antas ha något högre hastighet än vågen och rulla i figuren förbi denna i pilens riktning. Om vågen samtidigt antages tillväxa i amplitud kan del visas att kulorna genomsnittligt avge energi.

lektor i rörets andra ända. Ett axiellt magnetfält (ej visat i fig. 112) användes för att fokusera elektronstrålen. Detta magnetfält har ingen annan inverkan på elektronernas rörelse. Den hastighet, varmed elektronerna passera spiralen, beror på dennas potential i förhållande till katoden. Om potentialskillnaden är 1 700 V komma elektronerna att ha en hastighet som är 1/13 av ljushastigheten, dvs. deras hastighet sammanfaller med den axiellt fortskridande vågen.

Vandringsvågrörets funktion är relativt komplicerad. En matematisk analys visar att tre fortskridande vågor med ungefär samma hastighet som elektronströmmen är möjliga. Av dessa motsvarar en den normala transmissionen utefter spiralen i frånvaro av elektronström, under det att de två övriga, av vilka en är dämpad och sålunda av mindre intresse och en förstärkt, bero på samverkan mellan fältet från spiralen och elektronströmmen.

Under antagande att en förstärkning äger rum, är det möjligt att med hänvisning till fig. 113 skapa sig en mekanisk bild av förloppet. Elektronerna liknas här vid kulor, som rulla över en profil med höjder och dalar, representerande den radiofrekventa vågen. En nedförsbacke, A resp. A', motsvarar negativ (accelererande) fältstyrka och en uppförsbacke, B resp. B', positiv (retarderande) fältstyrka. I praktiken injusteras accelerationsspänningen så att elektronerna röra sig något hastigare än den förstärkta vågen. Skillnadshastigheten motsvarar alltså i fig. 113 kulornas medelhastighet från vänster till höger (betraktaren följer vågen, så att denna synes stillastående). Så som figuren ritats, skulle elektronerna få samma hastighet i punkterna A, B, A' och B'. Om vågen däremot, såsom antagits, kontinuerligt växer, kommer en och samma elektron att vid B och B' möta en något brantare sluttning än den nyss rullade utför vid A resp. A'. Följaktligen röra sig elektronerna alltid långsammare i uppförs- än i utförsbackarna, och därav följer att en viss hopklungning äger rum i uppförsbackarna. I och med att en större del av elektronströmmen är utsatt för retardation är det också tydligt att effekt tillföres radiofrekvensfältet så att en förstärkning erhålles. Under idealiserade antaganden har för effektförstärkningen i ett vandringsvågrör följande uttryck härlett

$$P_{ut}/P_{in} = \frac{1}{9} e^{2\pi\sqrt{3}} Cn \quad (76)$$

$$\text{där } C = \left[ \frac{E_z^2}{(\omega/v)^2 P} \frac{I_a}{8V_a} \right]^{1/3} \quad (77)$$



$n$  är elektronernas löptid genom spiralen i perioder räknad,  $E_z$  är den axiella fältstyrkans amplitudvärde för en viss transmitterad effekt  $P$  i spiralen,  $\omega$  vinkelrekvensen samt  $v$  axiella våghastigheten.  $I_a$  och  $V_a$  slutligen äro strålström och accelerationsspänning.

Typiskt är att förstärkningen växer exponentiellt med längden av spiralen. Man har sålunda en transmissionsledning med negativ dämpning. Av praktiska skäl, bl. a. med hänsyn till fokuseringen, begränsar man dock rörlängden.

Det citerade uttrycket för förstärkningen förutsätter förlustfri transmission vid frånvaro av elektronström. För att undvika instabilitet på grund av ofrånkomliga reflexioner i olika delar av transmissionssystemet, i synnerhet vid övergångarna mellan spiralen och vågledningarna, måste en viss dämpning införas, antingen genom att utföra spiralen av mindre väl ledande material, t. ex. järntråd, eller lämpligare genom att placera en koncentrerad dämpning mitt på spiralen.

Ett vandringsvågrör avsett för användning i radiolänkar visas i fig. 114. Det har följande huvudsakliga data:

Frekvensområde . . . . .	Mp/s	4 000—5 000
Anodspänning . . . . .	V	1 800
Spiralspänning . . . . .	V	1 700
Kollektorspänning . . . . .	V	900
Katodström . . . . .	mA	45
Spiralström . . . . .	mA	max. 1
Uteffekt . . . . .	W	10
Förstärkning . . . . .	dB	35
Magnetfält . . . . .	G	60
Verkningsgrad . . . . .	%	13

Vid elektronernas passage genom spiralen bildas vid kollisioner med resterande gasmolekyler positiva joner. Dessa joner skulle så småningom vandra mot katodsidan och slutligen träffa katoden med stor hastighet och skada denna. Genom att anodspänningen är 100 V högre än spiralspänningen förhindras de flesta av dessa positiva joner från att nå katoden. Kollektorn, som tar upp praktiskt taget all strömmen genom spiralen, vill man gärna hålla på lägsta möjliga potential. Härigenom få de tidigare omtalade positiva jonerna en tendens att vandra mot kollektorn, och vidare blir värmeutvecklingen vid kollektorn mindre.

Vilka äro nu fördelarna med vandringsvågröret som förstärkare jämfört med klystronen och trioden? Vid överföring av ett stort antal telefonkanaler eller en televisionskanal över en radiolänk använder man vanligen frekvensmodulering, och det är nödvändigt att utnyttja stora bandbredder för att klara av informationsmängden. Ett vandringsvågrör har mycket stor bandbredd, upp till 30 %, vilket motsvarar ungefär 1 500 Mp/s vid bärfrekvenser omkring 5 000 Mp/s, fig. 115. Vidare bortfaller inställning av

Fig. 114. Vandringsvåggrör med permanent magnet.  
 Frekvensområde 5 000 Mp/s.

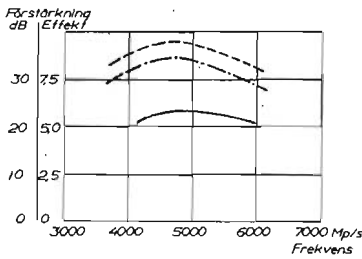
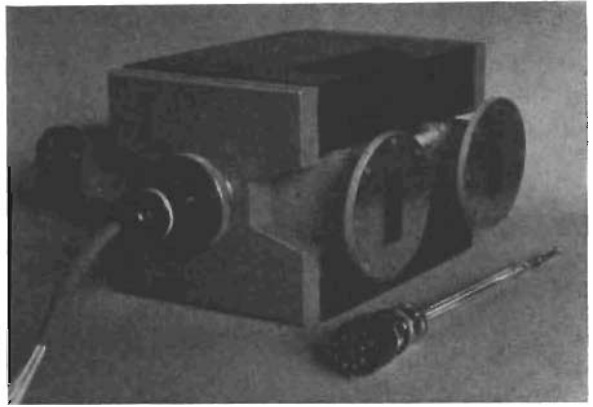


Fig. 115. Uteffekt och förstärkning vid ett vandringsvåggrör som funktion av frekvens: ——— effekt, — — — förstärkning vid maximal effektnivå eller mättningsnivå, — — — förstärkning inom det linjära området.

resonanta kretsar. Man kan också påräkna hög förstärkning (30—50 dB). I jämförelse med trioden ha vandringsvåggröret och klystronen den fördelen, att den aktiva ström-tätheten kan ökas med en elektronkanon, varigenom man kan bibehålla måttlig emissionstäthet vid katoden. Goda livslängder ha numera uppnåtts på flera håll med vandringsvåggrör. Nackdelen med vandringsvåggröret är att man måste ha ett magnetfält. Här ha dock avsevärda framsteg gjorts på de senaste åren. Man använder nu permanent magneter, och möjlighet finns att använda periodiskt magnetfält, vilket avsevärt skulle reducera magnetens vikt.

Vandringsvåggrör kunna även användas som mottagar-rör med låg brusnivå. Brusströmmen i en elektronstråle minskas, om man har en väl aktiverad katod samt en väl utbildad virtuell katod. Man har dessutom experimentellt funnit att brusströmmen utefter en elektronstråle varierar periodiskt. Det gäller därför att introducera signalen på rätt ställe. Vidare får man icke ha något strömfördelnings-

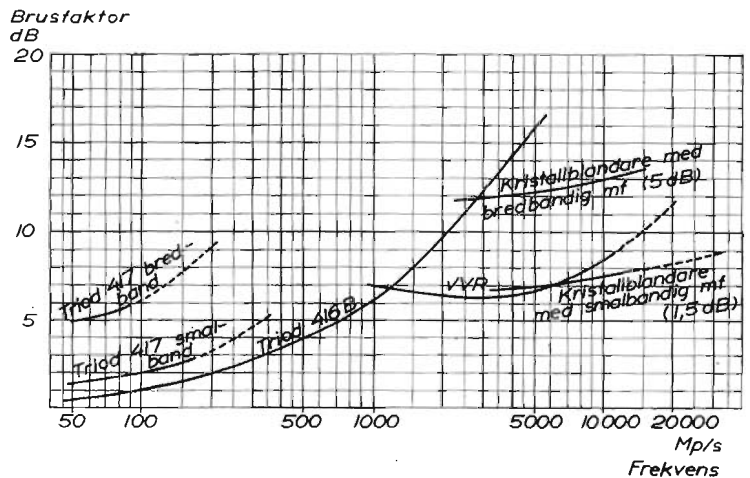
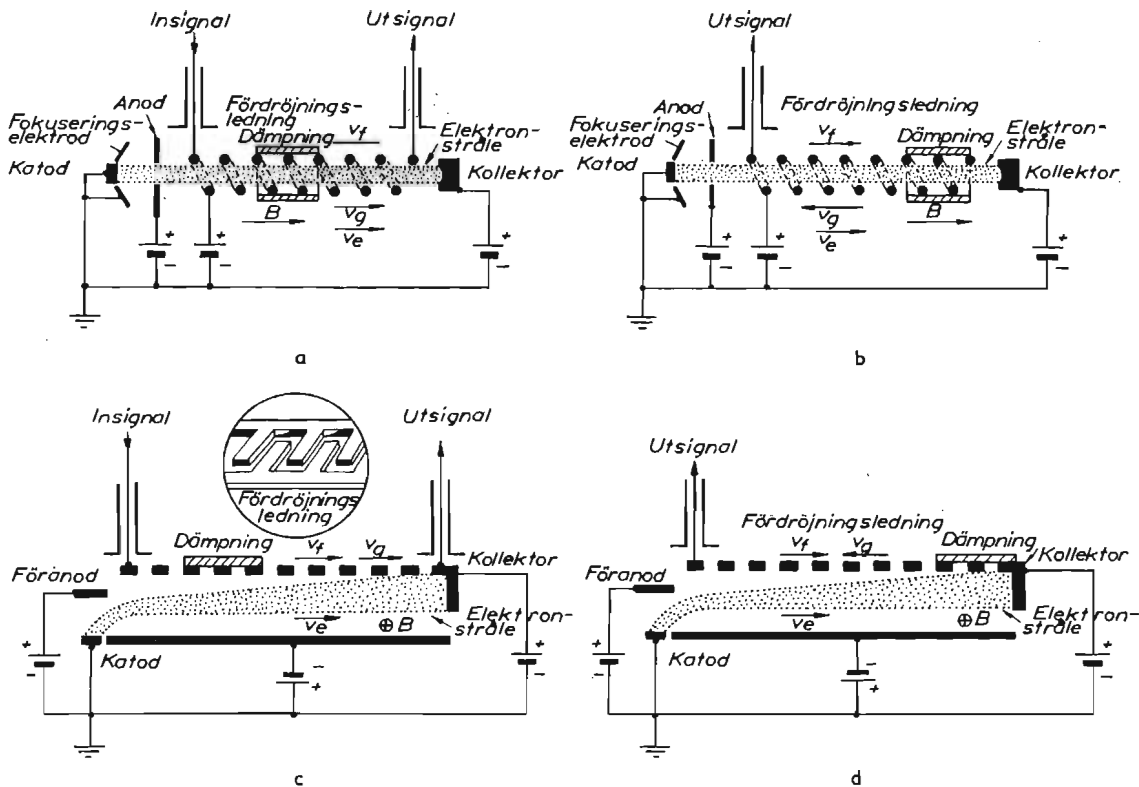


Fig. 116. Brusfaktorns beroende av frekvensen. Med smalbandig mellan-frekvensförstärkare avses en bandbredd på < 1 Mp/s mellan 3 dB-punkterna. Med bredbandig förstärkare avses ca  $\pm 10$  Mp/s vid 0,2 dB-punkterna. Kristallblandarna avse enklare blandare — ej balanserade.



brus i form av spiralström. Av strömmen måste 99,5 % fokuseras fram till kollektorn. Det bästa resultat, som uppnått med vandringsvågrör, är en brusfaktor av 5–6 dB med olika rör inom frekvensområdet 3 000–10 000 Mp/s. Hur detta ställer sig jämfört med andra möjligheter framgår av fig. 116.

Mycket utvecklingsarbete har nedlagts på att konstruera vandringsvågrör för höga effekter. Sålunda har man uppnått några MW i puls- och 100 W i kontinuerlig drift vid 10 cm våglängd.

En annan möjlighet för erhållande av höga effekter är att använda vandringsvågrör av magnetrontyp, fig. 117 c. Även här sker en växelverkan mellan en elektronstråle och en vandrande våg. I övrigt är funktionssättet mycket snarligt magnetronens, och man kan uppnå ungefär lika goda verkningsgrader. Liksom vid magnetronen kan man tala om att potentiell energi överföres från elektronstrålen till radiofrekvensfältet, dvs. elektronerna gå från en lägre till en högre potential utan att accelereras. I stället avge de energi till fältet. I vanliga vandringsvågrör föraccelereras elektronerna till en hastighet, som är något högre än signalens fashastighet, vilket ger optimal verkningsgrad. Efter hand

Fig. 117. Rörtyper: a) vandringsvågrör, b) backvågrör c) vandringsvågrör av magnetrontyp, d) backvågrör av magnetrontyp.  $v_f$  är fashastighet,  $v_g$  signalhastighet,  $v_e$  elektronhastighet.

som energi avgives till radiofrekvensfältet, bromsas elektronerna upp — kinetisk energi avlämnas. När deras hastighet sammanfaller med signalens kan icke längre energi överföras.

### Backvågscillator — Carcinotroner

Dessa rör kännetecknas av att RF-energin utbreder sig i en riktning som är motsatt elektronrörelsen. Benämningen Carcinotron (grekiska ordet för kräfta) har av Compagnie Générale de T. S. F. i Paris inregistrerats som varumärke för av dem utvecklade och tillverkade typer av backvågscillatorer. Någon principiell skillnad ligger således icke till grund för de båda benämningarna.

Vid jämförelse mellan vandringsvåggrör och backvåggrör typ O, fig. 117 a och b, se vi, att i den senare uttages en signal från den ända av fördröjningsledningen, som ligger närmast elektronkanonen samt att anordning för inkommande signal saknas. Röret är således avsett att vara en oscillator. Övriga olikheter med vandringsvåggrör är att dämpningen har flyttats till fördröjningsledningens kollektorända (reflexionsfri avslutning) samt att signalens grupp-hastighet har motsatt riktning och icke är lika stor som dess fashastighet.

En jämförelse mellan vandringsvåggrör av magnetrontyp och backvåggrör typ M, fig. c och d, ger samma avvikelser. Skillnaden mellan fig. a och b å ena sidan samt c och d å andra sidan är att magnetfältet i förra fallet är riktat längs elektronstrålen men vinkelrätt däremot i andra fallet. Vidare ha vi i den första gruppen en fördröjningsledning (t. ex. en spiral), som omger elektronstrålen (cylindrisk symmetri), medan i den andra fördröjningsledningen ligger på ena sidan. Det är inte nödvändigt med cylindrisk symmetri för alternativen i grupp ett, men för alternativen i grupp två kan cylindrisk symmetri icke utnyttjas. Vid backvåggrör typ O liksom vid vanliga vandringsvåggrör är det kinetisk energi som överföres från elektronstrålen till RF-fältet. Backvåggröret typ M jämföres i detta avseende med magnetroner och vandringsvåggrör av magnetrontyp, dvs. det är potentiell energi som överföres.

För att förklara återkopplings- och svängningsvillkoren för ett backvåggrör antaga vi, att en signal utbreder sig med en signalhastighet längs en fördröjningsledning (fig. 117 b och d). Liksom vid en Fourier-analys, där man utöver grundtonen behöver övertoner för att bygga upp t. ex. en fyrkantvåg, kan signalen uppdelas i en grundvåg och ett oändligt antal övertoner. Genom lämplig utformning av

fördröjningsledningen är det möjligt att favorisera vissa övertoner — vanligen 1:a eller 2:a övertonen, och vidare kan en överton få en fashastighet som har motsatt riktning — »negativ» — jämfört med signalens gruppshastighet. Om elektronstrålen ges en hastighet, som är lika med en sådan negativ fashastighet, erhålles ett energiutbyte på samma sätt som vid vanliga vandringsvågrör, men man får dessutom en återkoppling. Signalen som utbreder sig mot katodändan, fig. b och d, hastighetsmodulerar elektronstrålen i rörets början. Denna hastighetsmodulering övergår i intensitetsmodulering strax före kollektorn. Genom denna intensitetsvariation induceras här en signal på fördröjningsledningen. Signalen utbreder sig mot rörets början, varigenom återkopplings slingan slutes. Denna återkoppling måste ske med tillräckligt stor amplitud och med rätt fas. Amplituden regleras med strömmens storlek i elektronstrålen (startström) och fasan bestämmes av elektronhastigheten, dvs. potentialen på fördröjningsledningen. Vid backvågrören är fördröjningsledningen så dimensionerad att den har dispersion, dvs. fashastigheten är beroende av frekvensen. Vid en viss likspänning på fördröjningsledningen exciteras en bestämd frekvens och vid ändring av denna spänning ändras frekvensen — frekvensmodulering. Detta är en mycket viktig egenskap för backvågrören (fig. 118).

Backvågrören äro så nya som rörtyp betraktade, att deras användningsområden ännu äro under stark utveckling. Längst torde användningen av M-typen som störsändare och motmedel mot radar ha kommit. O-typen har hittills mest använts som svepgeneratorer i sammanhang där man är intresserad av stora och snabba frekvenssving. Backvågrör av O-typ har i experimentutförande byggts för frekvenser ända upp till 140 kMp/s.

## 6. Avböjningsstyrda rör

### Avböjningsstyrning

Som framgår av benämningen innebär avböjningsstyrning att ett elektronknippes riktning varieras, däremot ej dess intensitet. Beroende på om avböjningen utövas av ett elektriskt eller magnetiskt fält talar man om elektrostatisk eller elektromagnetisk avlänkning (avböjning).

Ett renodlat exempel på elektrostatisk avböjningsstyrning illustreras av fig. 119, där en elektron passerar genom ett homogent elektrostatiskt fält, vinkelrätt mot infallsriktningen. Fältet begränsas av två parallella avlänkningsplattor med längden  $l$  och på avståndet  $d$  från varandra.

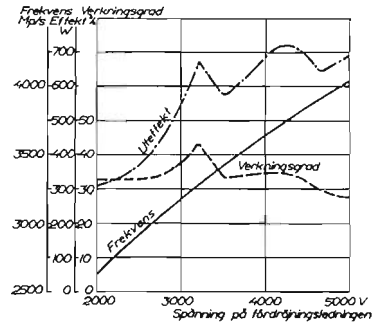


Fig. 118. Frekvens, uteffekt och verkningsgrad för backvågröret Carcino-tron M som funktion av spänningen på fördröjningsledningen.