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 grupphastighet. 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 återkopplingsslingan slutes. Denna återkoppling måste ske med tillräckligt stor amplitud och med rätt fas. Amplituden regleras med strömmens storlek i elektronstrålen (startström) och fasen bestämmes av elektronhastigheten, dvs. potentialen på fördröjningsledningen. Vid backvågsrören 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 backvågsrören (fig. 118).

Backvågsrören 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. Backvågsrör 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, uleffekl och verkningsgrad för backvågsrörel Carcinotron M som funktion av spänningen på fördröjningsledningen.



Fig. 119. Elektrostatisk avböjningsstyrning. Avlänkningen y är direkt proportionell mot spänningsskillnaden V_n mellan de parallella avlänkningsplattorna.

Plattorna ha tilldelats spänningarna $V_a + \frac{1}{2} V_n$ resp. $V_a - \frac{1}{2} V_n$ i förhållande till katoden (ej utritad). Om ändeffekter i det elektrostatiska fältet försummas, bestämmes elektronens infallshastighet v_q på kånt sätt av accelerationsspänningen V_{α} . Det homogena fältet K_n påverkar elektronen med en konstant kraft vinkelrätt mot infallsriktningen, som tar sig uttryck i en normalacceleration a_n , vilken resulterar i en normalhastighet v_n vid utträdet, utöver den opåverkade initialhastigheten v_a . Om löptiden i fältet betecknas T, kunna följande samband uppställas

$$v_n = a_n \cdot T$$

$$a_n = \frac{e}{m} \cdot \frac{V_n}{d}$$

$$T = \frac{l}{v_a}$$

$$\frac{mv_a^2}{2} = e V_a$$
enligt (3)

varur

 $tg \ \alpha = \frac{v_n}{v_\alpha} = \frac{1}{2} \frac{V_n}{V_\alpha} \frac{l}{d}$ (78) där a är avböjningsvinkeln. Under fältets inverkan beskriver elektronen

en parabel för att vid utträdet övergå i en rät linje, som samtidigt är tangent till parabeln och sålunda skär infallsriktningen mitt i fältet, som figuren antyder.

Elektronens avlänkning y från infallsriktningen på ett avstånd L från fältets mittpunkt kan alltså beräknas enligt

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_n}{V_a} \frac{l}{d} \cdot L \tag{79}$$

Karakteristiskt för elektrostatisk avböjningsstyrning är sålunda att avlänkningen är direkt proportionell mot styrspänningen, under det att vid magnetisk avlänkning, som omedelbart skall visas, linjärt samband endast föreligger vid liten utstyrning.

I fig. 120 antages magnetfältet med induktionen B vara riktat mot läsaren och begränsat i sin utsträckning till längden 1. Som redan visats i ett tidigare avsnitt utsättes en elektron därvid för en kraft och därmed också en acceleration vinkelrätt mot sin momentana rörelseriktning. Banan i magnetfältet blir sålunda en cirkel med radien r, bestämd ur

$$r = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_a}{B} \qquad \text{enligt} \quad (6)$$

Av figuren framgår omedelbart att för avböjningsvinkeln gäller

$$\sin \alpha = \frac{l}{r}$$

eller efter insättning av värdet på r

$$\sin \alpha = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_a} \cdot B \tag{80}$$

Fig. 120. Magnetisk avböjningsstyrning. Avlänkningen y bestäms av krökningsradien r, som är omvänt proportionell mot magnetiska induklionen B.

363

Avlänkningen y på avståndet L från fältets mittpunkt (vid kraftig utstyrning ej exakt på grund av förflyttning av skärningspunkten P) beräknas ur

$$y = L \cdot \operatorname{tg} \alpha = L \cdot \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}$$

eller

$$y = L \cdot \frac{k \cdot B}{\sqrt{1 - (k \cdot B)^2}}$$

 $k = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_a} = \sqrt{\frac{e}{2m V_a}}$

där

och V_a = accelerationsspänningen.

Endast vid måttlig utstyrning, då nämnaren i (29) kan sättas lika med 1, är utstyrningen linjär (fel < 1 % vid $\alpha < 8^{\circ}$).

Vid härledning av ovanstående uttryck för avböjningsstyrning har endast en elektron betraktats, men uttrycken kunna givetvis tillämpas på elektronstrålar med ringa strömtäthet, där rymdladdningen ej inverkar störande. Detta är fallet i katodstrålerör, vilka utgöra de rörtyper där avböjningsstyrningen fått sin huvudsakliga användning.

Vid tillämpningen av avböjningsstyrning, vare sig det är fråga om rör för förstärknings- och kopplingsändamål eller bildåtergivning resp. bildomvandling, krävas elektronstrålar, vilka liksom ljusstrålar kunna sammanbrytas — fokuseras — till en brännpunkt. Den metodik, som tilllämpas i detta syfte, uppvisar så många analogier med den vanliga optiken, att den vedertagna benämningen elektronoptik är väl motiverad. De organ, som sammanbryta elektronstrålarna, kallas i enlighet härmed elektronlinser.

Elektronlinser

Brytningslagen inom optiken har sin elektronoptiska motsvarighet, vilket närmare belyses av fig. 121, som återger det tänkta fallet att en elektron, som rör sig med hastigheten v_1 i ett fältfritt område med potentialen V_1 , passerar en gränsyta till ett område med den högre potentialen V_2 , varvid elektronen accelereras till hastigheten v_2 . Då fältstyrkan i gränsytan ej har någon komposant utefter denna, förändras tydligen ej elektronens hastighetskomposant parallellt med gränsytan, och sålunda gäller att

$$v_1 \sin \Theta_1 = v_2 \sin \Theta_2 \tag{83}$$

där Θ_1 och Θ_2 äro infalls- resp. brytningsvinklarna. Elektronhastigheten svarar tydligen mot optikens brytningsindex. (Analogi mellan ljushastighet och elektronhastighet föreligger däremot *icke.*) Därav följer att brytningen i en elektrostatisk lins kan varieras kontinuerligt med hjälp av elektrodspänningarna.



(81)

(82)

Fig. 121. Illustration till elektronoptikens brytningslag. En elektron med hastigheten v_1 antas passera en gränsyta där potentialen språngvis stiger från V_1 till V_2 , varvid hastigheten ökar till v_2 . Den tangentiella komposanten ändras dock ej.



Fig. 122. Ekvipolentialytor, och elektronbana i elektrostalisk lins bestående av gapet mellan två rörformade elektroder med polentialerna V₁ och V₂. De små pilarna ange de krafter som påverka elektronen.



Fig. 123. Elektronbanor i homogent magnetfäll: a. Sedda ovanifrån (magnetfältets riktning sammanfaller med axetriktningen). b. Ändvy (magnetfältet vinketrätt mot bildens plan).



Fig. 124. Elektronbanor vid idealiserad, kort magnetisk lins: a. sett ovanifrån; b. ändvy.

I praktiken kan en gränsyta enligt fig. 121ej realiseras, då den ju bl. a. förutsätter en oändlig fältstyrka i gränsskiktet, utan potentialen, och därmed elektronhastigheten, varierar kontinuerligt. En elektrostalisk elektronlins av enklaste slag, bestående av gapet mellan två cylindriska elektroder på olika potential V_1 och V_2 utefter samma axel, visas i fig. 122. Av det föregående framgår att ekvipotentialytor motsvara linsytor, och att högre potential svarar mot högre brytningsindex. Med denna bakgrund och med ledning av de utritade ekvipotentialytorna är det lätt att inse riktigheten av den angivna banan för en elektron, som startar från en punkt på axeln till vänster om linsen. Elektronlinsen kan tydligen jämföras med en sammansatt optisk lins, där de olika tunna enkellinserna

Till samma resultat beträffande banan kommer man f. ö. också om man tar hänsyn till den avböjning av elektronens bana, som utövas av fältkraften i varje punkt utefter denna (se pilarna i figuren). Ihågkommas bör, att banans krökning är proportionell mot fältstyrkans normalkomposant och omvänt proportionell mot potentialen. Tack vare den högre potentialen i linsens högra del blir defokuseringen där mindre utpräglad.

Liksom vid den optiska linsen äro förhållandena helt reciproka, varav följer att den angivna elektronbanan även gäller för passage i motsatt riktning; från högre till lägre potential sålunda. I själva verket verka alla elektronlinser av liknande utformning fokuserande, oavsett om linsen medför ett positivt eller negativt spänningssprång. Brännvidden är vidare av naturliga skäl i stort sett proportionell mot kvoten mellan den lägre och den högre elektrodspänningen vid linsen.

Magnetiska elektronlinser förekomma även och grunda sig på den avböjande kraft, som en elektron erfar, då den korsar ett magnetfält. I samband med vandringsvågröret har användningen av ett homogent, axiellt magnetfält för att »hålla ihop» en elektronstråle berörts. Denna funktion illustreras av fig. 123, som visar hur samtliga elektroner, som starta från en punkt på axeln med lika stor axiell hastighetskomposant, sammanbrytas till en annan punkt längre bort tack vare den omständigheten att banorna i normalplanet till axeln äro cirklar med konstant omloppstid enligt (8).

En magnetisk elektronlins har dock i allmänhet begränsad utsträckning. En idealiserad, kort magnetisk lins och strålgången i denna visas i fig. 124. Utanför magnetfältet förlöpa elektronbanorna givetvis rätlinjigt för att under passagen genom detta beskriva en del av en spirallinje, i ändvyn avbildad som en cirkellinje. Tydligt är att vid starkare magnetfält krökningen blir starkare, så att den brutna strålen träffar axeln tidigare, motsvarande kortare brännvidd.

Malematisk analys visar att brännvidden är direkt proportionell mot accelerationsspänningen och omvänt proportionelt mot kvadraten på den magnetiska induktionen.

Vid den magnetiska elektronlinsen i motsats till den elektrostatiska förändras ej elektronhastigheten, men däremot åtföljes brytningen av en vridning av strålknippet, som kan medföra distorsion i vissa fall. Frånsett denna vridning, som ej spelar någon roll vid avbildning av en enda punkt, den vanliga tillämpningen, äro elektronbanorna givetvis oberoende av i vilken riktning elektronerna passera linsen. Tydligen verka alla magnetiska linser fokuserande. Magnetiska linser ha vissa fördelar framför elektrostatiska. De kunna exempelvis med fördel placeras utanför vakuumrummet (fig. 125). Med magnetiseringsströmmen kan fokuseringen bekvämt injusteras utan att elektronhastigheten påverkas.

Katodstrålerör

Katodstråleröret, som är avsett för omvandling av elektriska signaler till en synlig bild, utgör den allmännaste tillämpningen av elektronoptik och avböjningsstyrning.

Röret kan anses bestå av tre huvuddelar, nämligen för det första en elektronkanon för alstring och fokusering av en elektronstråle, för det andra ett avlänkningssystem — elektrostatiskt eller magnetiskt — samt slutligen en luminiscerande skärm, som alstrar ljus på de ställen där den bombarderas med elektroner.

Om man tänker på användningsområdena kan man indela katodstrålerören i oscillografrör och bildrör.

Fig. 126 visar en principskiss över ett typiskt oscillografrör. Utmärkande för denna grupp är att bildskärmen håller sig inom en diameter på 7—15 cm. Vanligen äro både fokuserings- och avlänkningssystemen elektrostatiska. Med hjälp av det i fig. 126 benämnda kontrollgallret (galler 1) är det möjligt att variera elektronströmmens storlek, dvs. ljusintensiteten på skärmen. Förhållandet är analogt med styrgallrets funktion i t. ex. en pentod.

Den därnäst följande elektroden (galler 2) har i stort sett samma funktion som ett skärmgaller. Första och andra anoderna utgöra fokuseringssystemet. Galler 2 saknas på en del rör. Härvid har efterföljande elektrod — anod 1 utformats för att på lämpligt sätt kompensera detta. När en spänning skall registreras med hjälp av katodstråleröret, anslutes den till plattparet närmast efter anoderna. Genom att dessutom bortom dessa plattor placera ett annat likadant elektrodsystem vinkelrätt mot det första kan man åstadkomma två oberoende avlänkningar i »X- och Y-led».

Bildskärmens insida är täckt med ett fluorescerande material, t. ex. zinkortosilikat. Genom att använda lämpliga tillsatser (aktivatorer) av vissa metaller, såsom silver, mangan eller koppar, kan man öka ljusutbytet. Tillsatserna påverka också ljusets färg. För att hindra inverkan av störande yttre elektriska fält är insidan av glaskolven i övrigt så när som på ett isolerande mellanrum invid skärmen täckt med ett ledande kolskikt som står i elektrisk förbindelse med anod nummer två. Den sålunda isolerade lysskärmen antager dock en stabil potential, som med ca 20 V understiger kolskiktets genom att avge en sekundär-

> vertikala avlänknings









366



Fig. 127. Kalodstråleröret avsett för efteracceleration. För att möjliggöra registrering av mycket höga frekvenser ha lilledningarna till avlänkningsplattorna förts direkt ut genom glas-. kolven.

elektronström till detta. Denna ström inställer sig så att den är lika stor som strålströmmen. Röret kan tydligen endast fungera vid accelerationsspänningar, för vilka lysskärmens sekundäremissionsfaktor är lika med eller större än 1, dvs. ungefärligen området 0,5—12 kV. För registrering av mycket kortvariga förlopp tillgripes lämpligen lysämnen med olika grad av efterlysning. Inom radartekniken, där efterlysning av storleksordningen 1 minut kan vara önskvärd vid PPI-återgivning, användes ett dubbelskikt, varav det ena skiktet närmast glaset är fosforescerande, vanligen i orange, och det andra som exciteras av elektronstrålen genom intensiv men kortvarig blå luminiscens »laddar upp» det efterlysande, fosforescerande skiktet.

Avlänkningskänsligheten, uttryckt som förhållandet mellan ljuspunktens förflyttning på skärmen och den mellan plattorna pålagda spänningen, uppgår vid ett typiskt rör, Philips DG 9-3 med 9 cm skärmdiameter och 1000 V accelerationsspänning, till 0,40 mm/V. För registrering av snabba engångsförlopp kan det visa sig nödvändigt att tillgripa högre accelerationsspänningar för att få tillräcklig ljusintensitet. Strålströmmen kan nämligen ej ökas obegränsat med bibehållen skärpa. I syfte att reducera den minskning av avlänkningskänsligheten enl. (79) och ökning av spänningspåkänningarna i kanonen, som en höjd accelerationsspänning skulle medföra, tillämpas i stället s. k. efteracceleration, dvs. elektronstrålen accelereras på vägen från avlänkningssystemet till lysskärmen. Fig. 127 visar ett katodstrålerör avsett för efteracceleration. Kolskiktet på insidan av kolvens koniska del är uppdelat i två sektioner, åtskilda av en isolerad ring, och den närmast lysskärmen belägna sektionen är förbunden med en genomföring, till vilken den extra accelerationsspänningen anslutes. En viss minskning av avlänkningskänsligheten är dock ofrånkomlig även med detta arrangemang, då ju även här en linsverkan erhålles, liksom en omjustering av fokuseringen måste verkställas, då efteraccelerationsspänningen pålägges.

För mycket avancerade behov finnas f. n. efteraccelerationsrör för upp till 30 kV total spänning, t. ex. 5RP4-A, med vilket registreringar ha gjorts vid skrivhastigheter av 7000 km/s.

Vid höga frekvenser kunna de normala tilledningarna från sockeln till avlänkningsplattorna ställa sig ogynnsamma. För sådana ändamål finnas specialutföranden med genomföringar rakt ut genom glaskolven invid plattparen. Det må dock framhållas att avlänkningskänslig-





heten givetvis avtar vid så höga frekvenser, att löptiden i avlänkningsfältet gör sig gällande.

De bildrör som användas i televisionsmottagare kännetecknas av stor bildskärm. Med vissa fåtaliga undantag utföras moderna bildrör med rektangulära skärmar vilkas storlek angives med diagonalmåttet. Vanligen rör detta sig om 43-61 cm. För att man skall slippa göra televisionsmottagarna alltför djupa och därmed skrymmande, är det angeläget att bildrören göras så korta som möjligt. Detta leder till att man måste arbeta med stora avlänkningsvinklar — ett vanligt värde är 90° — vilket leder till att en hel del elektronoptiska distorsionsproblem måste lösas. Vid bildrör kan fokuseringen vara antingen elektrostatisk eller magnetisk. Avlänkningssystemet är vanligen magnetiskt, men elektrostatiskt avlänkade rör äro på stark frammarsch, speciellt för mindre rör i portabla mottagare. Bild 128 visar ett typiskt bildrör för television. Röret har försetts med en s. k. jonfälla. Anledningen är följande: Efter längre eller kortare tids drift uppstår ofta mitt på skärmen hos magnetiskt avlänkade katodstrålerör en störande, mörk fläck, förorsakad av bombardemang med negativa joner (atomer med en överskottselektron). Då jonerna enligt (81) på grund av sin stora massa endast avböjas obetydligt i ett magnetfält, blir bombardemanget koncentrerat till skärmens mitt. I rent elektriska fält är avböjningen däremot oberoende av massan. Detta förhållande utnyttjas i jonfällan, som har till uppgift att sortera ut jonerna och vars konstruktion närmare framgår i fig. 129. Den sneda elektronlinsen mellan fokuseringselektroden (något oegentlig benämning, då den egentliga fokuseringen ombesörjes av den yttre magnetiska linsen) åstadkommer en avböjning av såväl elektron som jonstråle. Ett transversellt magnetfält böjer tillbaks elektronstrålen, däremot ej jonstrålen, som uppfångas av accelerationsanoden.



Fig. 129. Detaljbild av jonfällan hos ell bildrör. 1. Katod. 2. Styrelektrod. 3. Fokuseringselektrod. 4. Accelerationsanod. 5. Elektronstråle. 6. Återböjande magnelfäll. 7. Korrigerande magnelfäll. 8. Jonstråle.



Fig. 130. Modernt bildrör för lelevision.



Ytterligare ett transversellt magnetfält korrigerar riktningen på elektronstrålen, sedan den återförts till axeln.

Ett fotografi över ett modernt bildrör visas i fig. 130. Röret betecknas W 53-80 (europeisk beteckning) och detta betyder bl. a. att röret har magnetisk avlänkning och ger vitt (white) ljus. Siffran 53 anger diagonalmåttet i cm. Ju större skärmen är desto högre blir accelerationsspänningen. Man räknade tidigare med lika många kV som bildrörets diameter i tum. Genom användande av aluminiserade skärmar, dvs med ett tunt och för infallande elektroner transparent metallskikt lagt ovanpå fluorescens-skiktet, kan dock accelerationsspänningen hållas lägre. Metallskiktet reflekterar det ljus som annars skulle falla in i röret. Ljusutbytet ökar och kontrasten i bilden blir bättre. Dessutom medverkar metallskiktet till att hindra negativa joner från att skada det luminiscerande skiktet.

För återgivande av en televisionsbild i färg användes speciella bildrör (fig. 131) med tre kanoner, en för vardera färgerna blått, grönt och rött. Principen för färgtelevision (se kap. Television) är att bildens färg på sändarsidan uppdelas på optisk väg i dessa tre färgkomponenter, som sedan efter förstärkning i mottagaren få styra ut var sin elektronkanon. Skärmen i bildröret har belagts med 100 000-tals punktformiga fläckar av luminiscerande material för vardera färgen, och genom en noggrant placerad mask hindras elektronerna från en viss elektronkanon att nå andra fläckar än som avsetts.

Fig. 131. Geometri visande principen för 3-färgsröret. R, G och B betyder röd, grön resp. blå fosfor.



Trefärgsrören utföras i allmänhet med runda bildskärmar och med diametrar upp till 21 tum (fig. 132).

Beklagligtvis har en klar terminologi ifråga om de olika elektrodernas benämningar i katodstrålerör ej utkristalliserats. Sålunda är det vanligt att de olika elektroderna i ordning från katoden räknat kallas 1:a galler, 2:a galler etc. eller att styrelektroden benämnes styrgaller och därpå följande elektroder 1:a anod, 2:a anod etc. I datablad kan dock i allmänhet ur sammanhanget eller med ledning av grafisk symbol utläsas vad som avses. Exempel på grafiska symboler för katodstrålerör enligt europeisk resp. amerikansk praxis visas i fig. 133 a) resp. b).

Vid användning av katodstrålerör, i synnerhet vid låga accelerationsspänningar, må särskilt beaktas inverkan av magnetiska störfält från transformatorer, drosslar etc. Katodstrålerörets ömtåligaste del är fluorescensskiktet,



Fig. 132. 21-lums 3-färgsrör för färgtelevision. Röret göres numera även hell och hållet i glas.

370



Fig. 133. Grafiska symboler för kalodstrålerör enligt europeisk (a) och amerikansk (b) praxis. Röret i a är utrustat med etektrod för efteracceteration.

Fig. 134. Principskiss av ikonoskop. Mosaikskärmens uppbyggnad framgår närmare av fig. 135.





Fig. 135. Genomskårning av mosaikskärm för ikonoskop.



som måste skyddas för överbelastning. Om strålen en längre tid med full intensitet beskjuter en fix punkt på skärmen, blir upphettningen så stark att skiktet skadas och förlorar sin luminiscens.

Vid hanterandet av stora katodstrålerör måste varsamhet iakttagas. »Implosion» kan inträffa om rören utsättas för slag eller komma i kontakt med spetsiga, skärande verktyg. Under fabrikationen av rören är det brukligt att all berörd personal använder skyddsglasögon.

Kamerarör

Inom televisionstekniken användas numera uteslutande elektroniska hjälpmedel, kamerarör, för omvandling av en bild till elektriska impulser. Grundläggande för alla moderna kamerarör är att man under utnyttjande av fotoemission på ett eller annat sätt alstrar en elektrisk bild, som punkt för punkt i snabb följd radvis avsökes av en elektronstråle, alstrad och styrd ungefär på samma sätt som vid katodstrålerören.

Det första kamerarör, som fått nämnvärd praktisk användning, är *ikonoskopet* (fig. 134). Den bild som skall överföras projiceras genom glaskolven på en s. k. *mosaikskärm* inuti röret.

Skärmen består av en tunn glimmerskiva, laddningsplatlan, belagd med en «mosaik» av ytterst små silverelement, isolerade från varandra, vilka genom oxidering och påångning av ceslum aktiverate, så att varje element kan sägas utgöra en liten fotocell (fig. 135). Laddningsplattan, ca 0,05 mm tjock, är på baksidan försedd med ett ledande skikt, signalplattan, och är eventuellt stärkt av en tjockare stödplatta, också av glimmer. Det erinras om att ceslum-silver-oxidelementen ej blott kännetecknas av stor fotoemission utan även av högt sekundäremissionsutbyte. Vidare må framhållas att kapacitansen mellan fotoelementen och signalelektroden är hög, ca 100 pF/cm². Beträffande elektronkanonen och den som kollektor (uppsamlingselektrod) fungerande beläggningen på kolvens

och »halsens» insida hänvisas till katodstrålerören. Då elektronstrålen träffar mosaikelementen, avge dessa sekundärelektroner, vilka upptagas dels av andra element i närheten med lägre potential, dels av den jordade uppsamlingselektroden. De beskjutna elementen nå omedelbart en gränspotential av ca 3 V, bestämd av att den »effektiva» sekundäremissionsfaktorn blir 1. Endast de sekundärelektroner, som ha högre initialhastighet än den som motsvarar gränsspänningen, kunna nämligen nå kollektorn. Sedan strålen lämnat elementen ifråga, urladdas dessa gradvis genom att upptaga sekundärelektroner från andra beskjutna element för att asymptotiskt närma sig en negativ gränsspänning av ca - 1,5 V, tillräcklig för att repellera ytterligare elektroner. Vid belysning avges fotoelektroner i proportion mot ljusintensiteten, så att jämvikt mellan denna fotoström och upptagna sekundärelektroner inträffar vid en mindre negativ potential. Fig. 136 återger potentialen hos ett mosaikelement som funktion av tiden. Tydligt är att den laddning, som i form av sekundärelektroner avges till kollektorn från de olika elementen, då de träffas av primärstrålen, är proportionell mot skillnaden mellan positiva och negativa gränspotentialen, den senare i sin tur varierande med belvsningen på elementen ifråga. Då den *elektroniska impedansen* mellan skärmen och elektronkanonen inklusive kollektorn är hög, ca 10 M Ω , ge laddningsvariationerna upphov till en signalström från signalplattan, som kan utnyttjas genom yttre förstärkning.

Förutom av låg känslighet utmärkes ikonoskopet av besvärande skuggningar i bilden, vilka ha sitt ursprung i ojämn fördelning av »sekundärelektronregnet» över mosaiken. Fenomenet kan minskas något genom att välja låg strålström. Då signal-störningsförhållandet, i och för sig dåligt, därvid samtidigt försämras, blir en kompromiss nödvändig. Ikonoskopets låga känslighet har bl. a. sin grund i följande omständigheter: fotoemissionen utnyttjas endast till ca 20 % på grund av den låga fältstyrkan invid mosaiken; endast de snabbaste fotoelektronerna lämna mosaikelementen. Vidare når blott ca 25 % av de utlösta sekundärelektronerna uppsamlingselektroden. Totala »verkningsgraden» är sålunda bara 5 %.

Olika vägar ha prövats att förbättra känsligheten. Den viktigaste av de därvid framkomna, förbättrade varianterna är *bildikonoskopet* (eng. image iconoscope), som särskilt i europeisk televisionsteknik kommit till stor användning, t. ex. den engelska »superemitronen» och det franska »eriskopet».

Vid bildikonoskopet, schematiskt återgivet i fig. 137, projiceras den optiska bilden på en homogen, halvgenomskinlig fotokatod, i de flesta konstruktioner helt enkelt utbildad på insidan av kolvväggen. Från fotokatodens olika partier emitteras fotoelektroner i direkt proportion till den lokala belysningsintensiteten. På elektronoptisk väg projiceras den vid fotokatoden erhållna »elektronbilden» på en mosaikskärm i rörets andra ända, som aktiverats enbart med avseende på gynnsamt sekundäremissionsutbyte, så att en sekundäremissionsström utlöses från mosaikelementen i överensstämmelse med elektronbilden.



Fig. 136. Potentialen hos ell fotoelement i ell ikonoskop som funktion av liden. Efter den snabba uppladdning som erhålles genom sekundäremission från fotoelementet varje gång det träffas av avsökningsstrålen, sker urladdningen i det närmaste exponentiellt.





Fig. 137. Principskiss av bildikonoskop. Från den halvgenomskinliga Jolokatoden på kolvväggens insida projiceras med hjälp av en elektronlins (i delta fall elektrostalisk) en »elektronbild» på den vid rörels högra ända upphängda mosaikskärmen.

En annan utföringsform, det s. k. eriskopet, har dock i stället för mosaikskärm en homogen, sekundäremitterande laddningsplatta.

Projektionen av fotoelektronerna kan antingen ske med hjälp av en sammansatt elektrostatisk lins eller med hjälp av ett i huvudsak homogent axiellt magnetfält i förening med ett accelererande elektriskt fält. I det senare fallet får man en verkan, som i princip ansluter sig till fig. 123. Elektronerna beskriva spiralbanor omkring kraftlinjerna och sammanbrytas på mosaiken genom lämpligt val av induktion. På grund av nödvändiga modifikationer i magnetfältets utformning får man dock ej en ren parallellförflyttning av elektronbilden utan en viss vridning och förstoring. För att uppnå distorsionsfri avbildning vid elektrostatiskt linssystem måste fotokatoden utföras sfärisk enl. fig. 137, vilket komplicerar kamerans optiska utrustning.

I övrigt avviker ej bildikonoskopet från det normala ikonoskopet, vare sig ifråga om uppbyggnad eller funktion. Fotoemissionen från mosaiken har alltså ersatts med sekundäremission, varigenom känsligheten höjts i proportion mot sekundäremissionsfaktorn. Vidare är fältstyrkan invid fotokatoden vid bildikonoskopet tillräcklig för att alla fotoelektroner skola utnyttjas; fotoemissionen är mättad. Denna ytterligare vinst uppväges emellertid delvis av att den av fotoelektronerna vid mosaiken utlösta sekundäremissionen ej blir mättad. Slutligen ger en fotokatod av homogen typ ett väsentligt bättre utbyte än mosaiktypen. Bildikonoskopet är alltså överlägset ikonoskopet ifråga om känslighet och signal-brusförhållande, men är givetvis behäftat med dess skuggningsfel. Enda möjligheten att undvika dessa är att avsöka med långsamma elektroner, vilka ej utlösa de sekundärelektroner som påverka potentialfördelningen på mosaiken i övrigt.

Denna princip tillämpas i de s. k. ortikonrören. För att kunna fokusera avsökningsstrålen under sådana omständigheter blir man hänvisad till magnetisk avlänkning av det speciella slag, där elektronerna i spiralbanor följa kraftlinjerna.

En långt driven utveckling av ortikonröret utgör bildorlikonen (image orthicon) som fått vidsträckt användning i USA och som skall beskrivas i anslutning till fig. 138.

Liksom vid bildikonoskopet projiceras den optiska bilden på en fotokatod på insidan av glaskolvens plana, cirkulära ända. Under inflytande av fältet från en accelerationselektrod och det fullständigt homogena axiella magnetfältet från den långa, röret omslutande fokuseringsspolen »parallelltransporteras» elektronbilden till laddningsplattan, i detta fall ej en mosaikskärm utan en tunn glashinna (ca 2,5 μ), som är svagt ledande och på bildsidan aktiverad med cesium i så ringa mängd att något i egentlig mening ledande skikt ej erhålles. Fotoelektronerna slå ut sekundärelektroner, som uppsamlas av ett ytterst finmaskigt kollektorgaller, ca 400 maskor/mm²(l), uppspänt omedelbart framför glashinnan. Uppsamlingsgallret hålles ungefär 1 V positivt i förhållande till referenspotentialen för den elektronstråle, som avsöker glashinnan från andra sidan. Avsökningsstrålen, vars strömstyrka endast uppgår till några hundradels μ A, alstras i en elektronkanon med endast 300 V accelerationsspänning



Elektronerna följa kraftlinjerna i det axiella magnetfältet med en i huvudsak konstant hastighet men bromsas invid bildskärmen under inflytande av en retarderingselektrod så att sluthastigheten närmar sig noll. Genom överlagring av fälten från avlänkningsspolarna på det axiella fokuseringsfältet erhålles ett resulterande magnetfält med varierande riktning, så att skärmen kan avsökas. (Endast de centrala elektronerna i strålen följa den i figuren angivna banan, övriga röra sig i spiral omkring densamma enligt fig. 139.)

Avsökningsförloppet vid bildortikonen blir nu följande: Den mot beysningen i varje punkt proportionella laddning, som genom sekundäremission, utlöst av fotoelektroner, erhålles på laddningsplattans mot fotokatoden vända sida, läcker genom glashinnan, så att även avsökningsstrålen »ser» en potentialbild, som återger originalbilden. Tack vare glashinnans ringa tjocklek blir däremot under bildperioden läckningen i sidled mellan de olika bildelementen obetydlig. Avsökningsstrålen avger sina elektroner till varje punkt på laddningsplattan så länge, att den positiva laddningen utsläckes och potentialen blir noll. Ytterligare elektroner repelleras och återvända ungefär samma väg, som angives av fig. 138, för att uppfångas av en ringformad elektrod, som avslutar elektronkanonen. Därvid emitteras sekundärelektroner, vilka fortsätta till en sekundäremissionsmultiplikator, som omger kanonen och som omfattar 5 steg. Härigenom vinnes en ca 1000-faldig förstärkning.

Vid bildortikonen blir utströmmens momentanvärde störst i de obelysta partierna, där avsökningsstrålen helt återkastas, och lägst i de starkast belysta. Följaktligen kännetecknas bildortikonen av ett starkt brus i bildens svarta delar, »svart brus».

Sambandet mellan minskning i signalström och belysningsintensitet är linjärt upp till en gräns, som bestämmes av att bildskärmens element laddas upp till uppsamlingsgallrets potential. Vid starkare belysning bibehålles dock kontrastverkan fortfarande därigenom att sekundärelektronerna i stället upptagas av omgivande element på bildskärmen, så att dessa partier »förmörkas». Återgivningen av scener med extremt starka kontraster blir därför ej korrekt. Den laddning, som kan upplagras av bildskärmen, är förutom av uppsamlingsgallrets spänning bestämd av gallrets avstånd. Bildortikoner tillverkas i olika varianter, som huvudsakligen skilja sig i fråga om detta avstånd och som därigenom få olika karakteristik. Man kan t. ex. då antingen välja ett rör med utomordentlig känslighet men samtidigt dåligt signal-störningsförhållande och tidigt insättande mättning eller ett rör med lägre känslighet Fig. 138. Bildortikon, schemaliskt ålergiven. 1. Moliv. 2. Kameratins. 3. Folokalod. 4. Accelerationsetektrod. 5. Laddningsptalla med kollektorgaller. 6. Relardationsetektrod. 7. Avlänkningsspolsystem. 8. Fokuseringsetektrod. 9. Fokuseringsspole. 10. Bildsektion. 11. Avsökningssektion. 12. Accelerationsetektrod. 13. Korrektionsspole. 14. Accelerations- och sekundäremissionsetektrod. 15. Elektronkanon. 16. Sekundäremissionsmultiplikator. 17. Avsökningsståle. 18. Ålervändande stråle. 19. Multiplikatorsektion.





Fig. 140. Vidikon, schematiskt ålergiven.



men bättre signal-störningsförhållande och större »exponeringslatitud».

Det senaste tillskottet av kamerarör är den s. k. vidikonen (fig. 140). Till skillnad från föregående rör utnyttjas här icke fotoelektroner för alstrande av en mot bilden svarande laddningsfördelning. På frontplattans insida finns en signalelektrod och en fotokonduktiv platta. Signalelektroden utgöres av en genomskinlig, elektriskt ledande och tunn beläggning. Ovanpå signalelektroden lägges den fotokonduktiva beläggningen. Detta senare skikt är en god isolator i mörker, men ledningsförmågan ökas vid belysning. Gallren 1-5 tjäna till att alstra den rätta fokuseringen för den avsökande elektronstrålen. Själva avsökningen tillgår på samma sätt som vid ikonoskopet och ortikonen, men den fotokonduktiva plattan gör att signalen kan uttagas på annat sätt — således ej via den reflekterade och förstärkta elektronstrålen. Hur signalen uttages synes bäst av fig. 141.

Om signalplattan på en viss punkt träffas av ljus, läcker laddning genom det fotokonduktiva skiktet just på denna punkt. Således får man på skiktets insida den mot bilden svarande laddningsfördelningen.

Vid avsökningen »neutraliseras» laddningsfördelningen, men det går åt olika många elektroner på olika ställen. Som framgår av fig. 141, står signalelektroden via ett motstånd och en spänningskälla samt vidare genom elektronstrålen i kontakt med det fotokonduktiva skiktets insida. Skiktet självt fungerar som en kondensator, och den strömvariation, som uppstår under avsökningen, kan uttagas mellan en kopplingskondensator och jord.

Vidikonen är till formatet det minsta kameraröret. Rörets diameter är 2,5 cm och dess längd 15 cm. Ljuskänsligheten är mycket god, och röret användes för närvarande mest för återutsändning av film — även färgfilm.



Fig. 141. Princip för utlagande av signalen från en vidikon.

För tillämpningar i samband med bl. a. radar och matematikmaskiner ha speciella rör konstruerats, avsedda att magasinera information i form av laddningar på ett sätt som påminner om kamerarörens funktion. Dessa rör ha så skiftande konstruktion, bl. a. beroende på den avsedda tillämpningen, att här endast deras existens må påpekas.

I samband med arbeten med radioaktiva material, inom elektronisk kopplingsteknik m. m. föreligga ofta önskemål om att räkna och registrera korta elektriska pulser. Härför ha utvecklats speciella »räknerör», t. ex. dekatronen och trokotronen (fig. 142). Det senare röret medger en räknehastighet upp till 10⁶ pulser per sekund. Funktionen förutsätter ett korsat elektriskt och magnetiskt fält.

7. Jonrör

Jonrör kunna uppdelas i två grupper med tämligen artskilda egenskaper: rör med termisk katod och kallkatodrör. Bägge grupperna innefatta motsvarigheter till vakuumrörens dioder, trioder och tetroder m. fl.

Jonrör med termisk emission

I denna grupp förekommande typer ha i princip samma uppbyggnad som motsvarande högvakuumrör men ha dessutom försetts med en ång- eller gasfyllning, som, då den joniseras av elektronströmmen, bidrar till att upphäva den negativa rymdladdningen, varigenom möjlighet vinnes att taga ut stora anodströmmar vid lågt inre spänningsfall i röret. Max. uttagbar anodström bestämmes dock även här av katodens emissionsförmåga.

Rören i denna grupp arbeta praktiskt taget uteslutande med direkt uppvärmda oxidkatoder. De innehålla kvicksilverånga i jämvikt med flytande kvicksilver eller någon ädelgas såsom argon, xenon eller neon vid ett jämförelsevis lågt tryck, storleksordningen 10⁻³ mm Hg. Om man anlägger en svag positiv anodspänning, uppför sig röret helt som ett vakuumrör, dvs. karakteristikan följer 3/2lagen. Höjes anodspänningen ytterligare, uppnå elektronerna tillräcklig hastighet för att jonisera gasen, så att fria positiva joner bildas. Förekomsten av dessa positiva laddningar medför ett upphävande av den negativa rymdladdningen i större delen av urladdningsutrymmet, så när som » Minnesrör.»

Räknerör.



Fig. 142. Trokotron för räkning av snabba pulståg. Röret visat utan permanent magnet.

Jonrör av diodtyp med termisk katod.