

POPULÄR

RADIO

tidskrift för radio, television och elektroakustik

Presentation av elektronen

Av ingenjör Erik Hullegård

Rörvoltmeter

för mätning av växel- och likspänningar. Diod med balanserad likströmsförstärkare.

Av ingenjör Sten-Arne Johansson

Radioteknisk revy

Bandspridning på kortvåg med den normala vridkondensatorn; det idealiska systemet.

Mottagarrörens uppbyggnad

och verkningsätt. I denna serie behandlas nu avstärningsindikatorerna.

Reaktans hos kondensator

vid lågfrekvens. Nr 5 i serien Populär Radios nomogram.

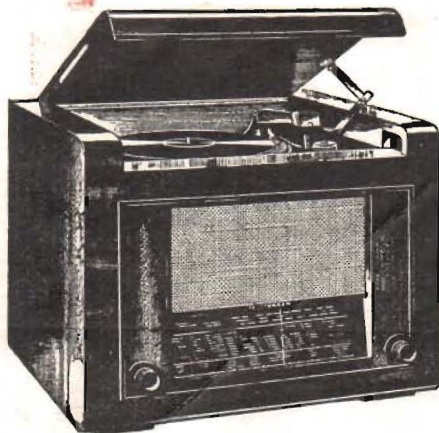
1942

4

april

60 öre

Sommarens schlager



TELEFUNKENS

RADIOGRAMMOFON

164 WKS-GWKS

MED TELEFUNKENS

GRAMMOFONSKIVOR,

en exklusiv och mångsidigt värdefull kombination, som tack vare sin kraftiga kortvåg är en utmärkt sommarradio. Utförande i ljus sapeliamahogny. För växel- eller allström.



Komplettera

Edra årg. av Populär Radio

Följande nummer av tidigare årgångar kunna tillsvidare erhållas till ett pris av 50 öre pr st.

- 1929 nr 1, 2, 4, 6, 7, 9, 10, 11
- 1930 » 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 11
- 1931 » 1, 3, 6, 11
- 1932 » 7
- 1933 » 8, 11, 12
- 1934 ———
- 1935 » 1, 8
- 1936 » 3, 8, 9
- 1937 » 11
- 1938 » 4, 5, 7, 8, 9, 10, 11, 12
- 1939 » 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9
- 1940 » 1, 9, 10, 11, 12
- 1941 » 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12

Inbundna exemplar till ett pris av kr. 7:50 pr styck finnas av årgångarna 1930, 1936, 1938, 1939, 1941.

Pärmar till ett pris av kr. 2:50 pr styck till årgångarna 1933, 1935, 1936, 1939, 1940, 1941.

Rekvirera REDAN I DAG de nummer och årgångar Ni saknar! Fyll i och skicka in nedanstående kupong eller skriv Eder beställning på ett brevkort.

Till POPULÄR RADIO, Box 450, Sthlm 1

Undertecknad beställer härmed av Populär Radio

nr	årg. 19....	} å 50 öre pr styck
nr	» 19....	
nr	» 19....	
nr	» 19....	
nr	» 19....	

inb. årgångar å kr. 7:50 pr styck.

pärmar till årg. å kr. 2:50 pr styck.

Hela avgiften kr. bifogas i frimärken/torde uttagas mot postförskott.

Namn

Adress

Poststation
(Var god fyll i kupongen så tydligt som möjligt.)

RADIOTEKNIK
ELEKTRONIK
GRAMMOFON- OCH
FÖRSTÄRKARTEKNIK
LJUDÅTERGIVNING
TELEVISION
AMATÖRRADIO
EXPERIMENT
OCH APPARATBYGGE
MÄTTEKNIK
RADIOSERVICE

Utkommer den 20 varje månad.

Juli—augusti utgives ett dubbelnummer.

Lösnummerpris: 60 öre, dubbelnummer 1 kr.

Prenumerationspris:

1/1 år kr. 6:—, 1/2 år kr. 3:25.

Redaktion, prenumerationskontor och annons-
expedition:

Luntmakaregatan 25, 5 tr., Stockholm.

Telefon: Namnrop "Nordisk Rotogravyr".

Telegramadress: Nordisk Rotogravyr.

Postgiro 940 — Postfack 450.

EFTERTRYCK AV ARTIKLAR HELT ELLER DELVIS
UTAN ANGIVANDE AV KÄLLAN FORBJUDET

POPULÄR

RADIO

ORGAN FÖR STOCKHOLMS RADIOKLUBB
TEKNISK REDAKTÖR: INGENJÖR W. STOCKMAN

INNEHÅLL

APRIL 1942

Radioindustriens nyheter	70
Sammanträden	70
Frågespalten	70
Presentation av elektronen	71
Radioteknisk revy	77
Rörvoltmeter för lik- och växelström	80
Mottagarens uppbyggnad och verkningsätt	84
Reaktans hos kondensator vid lågfrekvens	87



Universalinstrumentet OVAMETER för lik- och växelström

Strömstyrkor:	0—1—10—100—500 mA—10 A
Spänningar:	0—1,5—10—100—250—1000 V
Motstånd:	0—1000—10000—100000 Ω

AKTIEBOLAGET
INDIKATOR

RÅDMANSGATAN 84, STOCKHOLM
Telefon växel 31 45 00

RADIOINDUSTRIENS NYHETER

Noggrann frekvensmätare.

Aktiebolaget Indikator, Rådmanngatan 84, Stockholm, för i marknaden en frekvensmätare, tillverkad av Groot's Radiotekniske Laboratorium i Köpenhamn. Den har ett mätområde om 100—31 000 kHz, arbetar med tre kristaller för 100, 500 och 1 000 kHz och ger en noggrannhet bättre än $\pm 0,01$ %. De två kristallerna för 500 och 1 000 kHz äro för orientering inom frekvensområdet. Mätkristallen för 100 kHz styr en multivibrator, som kan inställas för svängning på skilda grundfrekvenser, så att man får varje 100 kHz uppdelad i från 3 till 12 delar.

Vid orientering inom frekvensområdet har man enbart kristallen för t. ex. 1 000 kHz inkopplad, varvid man i mottagaren, som skall kalibreras, får en ton för varje 1 000 kHz. För att man vid högre frekvenser (på kortvåg) skall kunna identifiera dessa frekvenser, finns i frekvensmätaren inbyggd en avstämbar förstärkare för området 150—31 000 kHz, uppdelad i 5 delområden. Då man varierar dennas avstämning, fås en särskilt kraftig signal vid just den frekvens, på vilken den undersökta mottagaren är inställd. Denna frekvens avläses på frekvensmätarens skala. För mätning på icke svängande mottagare (superheterodyner) kan frekvensmätaren moduleras. Den drives från växelströmsnät.

Förstärkarbyggsats.

Amerikansk Ljudteknik AB, S:t Eriksgatan 54, Stockholm, för i marknaden en byggsats till 30 W förstärkare, modell PSA—6 000. Slutsteget med rör 6L6G arbetar i klass AB₁. Med byggsatsen följer rör och alla övriga detaljer, inkl. chassi.

Firmans nya katalog är nu utkommen. Den upptager nyheter i högtalare, förstärkare, mikrofoner och grammofofoner.

SAMMANTRÄDEN

Stockholms Radioklubb.

Vid sammanträdet den 17 mars höll civiling. A. Asplund vid Aktiebolaget Alpha föredrag över ämnet: »Något om kondensatorer».

På grund av mellankommande hinder har klubben sedan ej sammanträtt förrän tisdagen den 14 april, då årsmöte hölls under ordförandeskap av civiling. Hilding Björklund. Härvid talade byråing. Erik Esping i Telegrafstyrelsen över ämnet: »Frekvensmodulering och dess användbarhet för svensk rundradio».

Vid årsmötet förrättades val av vice ordförande och sekreterare för två år framåt. — Ordförande och skattmästare valdes föregående år. — Direktör Arvid Kjörning omvaldes till vice ordförande, och då ingenjör K. O. Nauclér undanbett sig återval till denna post, valdes till sekreterare teknolog Thorsten Ståhl. Inom styrelsen hade dr phil. Gösta Siljeholm undanbett sig återval. Tekniska sekreteraren, civiling. Gösta Johansson, har i dagarna tillträtt befattningen som laboratoriechef vid Norrköpings Elektrotekniska Fabriker (NEFA) och kan av denna orsak icke kvarstå. Ny teknisk sekreterare har ännu ej utsetts. Styrelsen fick följande sammansättning:

Ordf.: civiling. Hilding Björklund.

Vice ordf.: dr. Arvid Kjörning.

Sekr.: teknolog Thorsten Ståhl.

Skattmästare: hr Erik Bäck.

Styrelsemedl.: prof. Erik Löfgren, ing. Erik Hullegård, ing. Robin Hult, ing. K. O. Nauclér, ing. W. Stockman.

**Transformatorer & Drosslar
Magnetspoler Omlindningar
Serietillverkning & Specialtyper**

ELEKTROTEKNISKA VERKSTADEN

Åkarp

Telefon 226

Suppleanter: fanj. Martin Andersson, ing. Ivar Sjöblom.

Revisor: civiling. Gust. Hultén, ing. Julius A. Mankell.

Rev.-suppl.: ing. Ejnar Myckelberg, civiling. Torsten Ljungström.

Intendent: hr J. W. Wirström.

Klubbmästare: ing. Robin Hult.

Bibliotekarie: ing. K. O. Nauclér.

Förfrågningar angående medlemskap m. m. ställas till sekreteraren, teknolog Thorsten Ståhl, under adress Box 6074, Stockholm 6. Meddelanden om adressförändringar, uteblivna kallelser eller tidskriftsnummer adresseras till Stockholms Radioklubb, Box 6074, Stockholm 6.

Medlemskap i klubben vinnes genom inbetalning på postgirokonto nr 50001 av medlemsavgiften, som utgör för aktiva medlemmar 10 kronor, för studerande dock 6 kronor, samt för passiva medlemmar (i landsorten) 8 kronor.

FRÅGESPALTEN

På denna avdelning besvaras tekniska frågor av mera allmänt intresse. Brevet märkas »Frågespalten» och sändas under adress Populär Radio, Postbox 450, Stockholm.

J. W., Nykarleby. Vad åsyftas med det ohmtal, t. ex. 4 000 Ω , som står stämplat på hörtelefoner? Skall anpassning till ett rör ske på grundval av denna siffra?

Svar: Det påstämlade ohmtalet anger likströmsmotståndet hos telefonlindningen. Anpassning skall ej göras efter detta motstånd utan efter impedansen (växelströmsmotståndet), som är högre än likströmsmotståndet.

L—H., Gällivare. 1) Vad betyder bokstaven k, som ingår i k Ω (skrives även k.ohm)? Vad menas med beteckningen »T», som är stämplat på vissa motstånd? 2) Anses en högtalare med 20 000 Ω impedans vara lämpad för slutpentoden 1A5G, eller bör impedansen vara lägre? 3) Kan man med fördel använda en allvågsspole i en 2-rörsapparat och ernå bra resultat på högtalare eller är det lämpligare att endast använda ett våglängdsområde, t. ex. kortvåg. Apparatens batteridriven, med 1,4 V rör. Har hört att utbytbara spolar kunna användas i kortvågsmottagare. Är detta att rekommendera?

Svar: 1) Bokstaven k anger, att siffran skall multipliceras med 1 000. Sålunda är 2 k Ω = 2 000 Ω . (k Ω utläses kilohm). Det är samma k som ingår i kg (kilogram) och kW (kilowatt). Att skriva kohm eller Kohm är ej korrekt. Bokstaven T är en förkortning av tusen och har således samma betydelse som k i detta fall. Om t. ex. ett motstånd är märkt med 5T, är det på 5 000 ohm. 2) Röret 1A5G skall egentligen ha 25 000 Ω belastning, men 20 000 Ω kan mycket väl användas. Effekten man kan få ut utan märkbar distortion blir dock något lägre. 3) I allmänhet blir kortvågen något styvmoderligt behandlad vid s. k. allvågsspoler. Bättre resultat på kortvåg får man därför med en särskild kortvågsspole av effektiv typ. Med utbytbara spolar, var och en täckande en mindre del av kortvågsmotståndet (vridkondensator max. 100 eller 150 pF) kan bra resultat uppnås. Huruvida två rör räcker för högtalarstyrka är beroende av mottagningsförhållandena på platsen samt antennens godhet. Oftast torde tre rör, detektor och två lågfrekvensrör, erfordras. Fadingen på kortvåg är ofta besvärande vid dylika enkla mottagare.

A. T., Västerås. Ämnar bygga en radiogrammofon med tvenne samverkande högtalare för att få bästa möjliga ljudkvalitet. Är härvid något särskilt att iakttaga? Finns det någon risk för att de båda högtalarna kunna störa varandra, så att distortion uppstår i vissa tonlägen?

Svar: För det första bör ej två lika högtalare användas, ifall de helt enkelt skola parallellkopplas. Det väsentliga är att de två högtalarna ha skilda resonansfrekvenser. Det är här den s. k. upphängningsresonansen som avses. Den ligger någonstans i basregistret. Om en stor och en liten högtalare skola kombineras, bör ett s. k. delningsfilter begagnas. Detta hindrar låga frekvenser från att påverka den lilla högtalaren och höga frekvenser från att påverka den stora.

Av vikt är att båda högtalarna arbeta i fas, dvs. att båda konerna röra sig t. ex. utåt för en positiv impuls. Detta kan konstateras genom att man tillför en lagom stor likspänning till de gemensamma klämmorna och med handen känner efter, åt vilket håll konerna röra sig vid slutning eller brytning av likströmmen.

POPULÄR RADIO

TIDSKRIFT FÖR RADIO
TELEVISION OCH
ELEKTROAKUSTIK

NR 4

APRIL 1942

XIV ÅRG.

Presentation av elektronen*

Av ingenjör Erik Hullegård

Elektronens namn kan härledas från antiken, då man i Mindre Asien hittade en i naturen färdigbildad legering av ca $\frac{4}{5}$ guld och $\frac{1}{5}$ silver. Denna legering, som visade sig synnerligen användbar som myntmetall, fick namnet elektron, vilket sedermera även fick beteckna enbart den guldgula glansen. När man senare upptäckte den guldgulänsande bärnstenen, fick även denna benämningen elektron. Bärnstenen visade sig emellertid besitta förmågan att efter bestrykning attrahera lättare föremål. När denna märkliga egenskap år 1600 närmare undersöktes av Gilbert, gav han den benämningen elektrisk kraft, vilken han härlett ur namnet elektron. Slutligen föreslog Stoney 1891 att »den naturliga elektricitetsenheten» skulle benämnas elektron.

Atomernas uppbyggnad.

Elektroner förekomma överallt där materia finnes, då ju atomernas ytterdelar utgöras av elektroner. Sålunda innehåller 1 g wolfram icke mindre än $0,244 \cdot 10^{24}$ (en kvarts kvadriljon) elektroner. Atomen består av en positivt laddad kärna, kring vilken så många negativa elektroner kretsar, liksom planeter kring en sol, att dennas laddning neutraliseras och atomen sålunda utåt verkar fullt neutral.

* Föredrag hållet vid Stockholms Radioklubbs sammanträde den 27 januari 1942.

Atomens diameter (=elektronbanornas diameter) är av storleksordningen 10^{-7} mm. Ännu mycket mindre är kärnan, till vilken dock nästan hela massan är koncentrerad. Diametern är här några gånger 10^{-12} mm. Atomen är sålunda endast till en billiondel (10^{-12} ggr) uppfylld av materia — resten är tomrum. Den enklaste uppbyggnaden visar väteets atom. Kring dess kärna, som även kallas proton, roterar en enda elektron med en hastighet av ca 2 km/s i en bana, vars radie är $53 \mu\mu$ ($1 \mu\mu = 10^{-12}$ m). Protonen, som har massan ~ 1 och laddningen $+1$, är

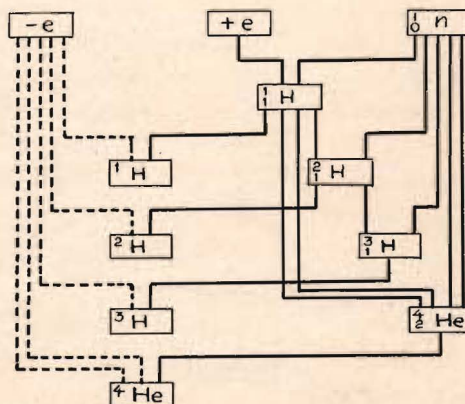


Fig. 1. Blockschema utvisande några av de enklaste atomernas uppbyggnad.

sammansatt av en neutron med massan ~ 1 och laddningen noll, och en positiv elektron, positron, med laddningen $+1$ och försumbar massa.

Fig. 1 utgör en schematisk framställning av några av de enklaste atomernas och deras kärners uppbyggnad. Man ser sålunda hur protonen, ${}^1_1\text{H}$ (övre index anger massa, undre index laddning), som är uppbyggd av en neutron ${}^1_0\text{n}$ och en positron $+e$, genom att infånga en planetelektron $-e$ övergår i en neutral väteatom ${}^1_1\text{H}$. Genom förening av en proton och en neutron uppstår en tung vätekärna, deuteron ${}^2_1\text{H}$, som tillsammans med en elektron ger tungt väte, deuterium ${}^2_1\text{H}$. Upprepas samma process ännu en gång erhålles ett ännu tyngre och mycket sällsynt väte, tritium ${}^3_1\text{H}$. Förenas två protoner med två neutroner, erhålles en heliumkärna ${}^4_2\text{He}$, den kända alfa-partikeln.

Vi se sålunda att atomkärnorna äro uppbyggda av neutroner och protoner eller, om vi gå ända till grunden, av neutroner och positroner. Den sammansatta kärnans massa blir härvid lika med summan av de ingående neutronernas, laddningen lika med positronernas sammanlagda. Detta förhållande åskådliggöres av tabellen i fig. 2. Efter absцissan äro grundämnenas atomvikter (i hela tal) avsatta, medan ordinatan anger atomnumret, vilket är lika med kärnladdningen. I första horisontalraden ha vi sålunda grundämne »nummer noll», neutronen, och i nästa rad nummer ett, vätet med dess isotoper. Isotoper äro ämnen med samma kärnladdning, och sålunda även samma antal elektroner, men olika atomvikt. Då atomens förhållande till andra atomer i huvudsak bestämmes av antalet kring kärnan roterande elektroner, få dessa ämnen samma kemiska egenskaper, medan sådana fysikaliska egenskaper, som äro beroende av massan, givetvis bli olika. En annan sak att lägga märke till är, att vi även kunna få ämnen med samma atomvikt men olika laddning, vilket exemplifieras av heliumisotopen ${}^3_2\text{He}$ och den ovannämnda väteisotopen tritium ${}^3_1\text{H}$.

Enligt Bohrs atommodell kunna elektronerna vid sin rotation kring kärnan ej inta vilka lägen som helst utan äro hänvisade till ett bestämt antal elliptiska banor. Dessa

ATOMNUMMER	1	2	3	4	5	6	7	8	9
4									${}^9_4\text{Be}$
3						${}^6_3\text{Li}$			
2			${}^3_2\text{He}$	${}^4_2\text{He}$					
1	${}^1_1\text{H}$	${}^2_1\text{H}$	${}^3_1\text{H}$						
0	${}^1_0\text{n}$								
ATOMVIKT	1	2	3	4	5	6	7	8	9

Fig. 2. Tabell över sambandet mellan de enklaste atomkärnornas laddning och massa.

äro sammanförda i sju grupper motsvarande olika energinnehåll. Väteatomen har sin enda elektron i den första (innersta) gruppen medan t. ex. radium har 2 elektroner i 1:sta, 8 i 2:dra, 18 i 3:dje, 32 i 4:de, 18 i 5:te, 8 i 6:te och 2 i 7:de gruppen. Elektronerna kunna här sägas bilda sju olika skal kring den centrala kärnan. Enligt den moderna vågmekaniken tänker man sig dock dessa skal ersatta av starkt utbredda områden med kontinuerlig rymdladdning. Dessas form bestämmes av ett matematiskt uttryck, som anger sannolikheten för närvaron av en tänkt punktformig elektron på ett visst avstånd från kärnan.

Elektronens storlek.

Man har sökt beräkna elektronens storlek under antagande att den vore ett homogent klot av elektrostatiske laddning. Dess elektrostatiske energi blir då:

$$E = \frac{e^2}{\rho} \quad (1)$$

där e är elektronens laddning och ρ dess radie. Vidare vet man att energi och massa äro ekvivalenta begrepp, så att varje massa motsvarar en viss energimängd, medan omvänt varje energibelopp kan tillskrivas en viss massa. Transformationskonstant är kvadraten på ljushastigheten c .

$$E = m \cdot c^2 \quad (2)$$

För att övertyga oss om vilka enorma energimängder, som finnas inneboende i materien, sätta vi in i formeln (2) massan 1 g och ljushastigheten $3 \cdot 10^{10}$ cm per sek. och få då som resultat den ganska avsevärda energimängden $9 \cdot 10^{20}$ erg, vilket är detsamma som $25 \cdot 10^6$ kWh.

Genom kombination av ekvation (1) och (2) få vi elektronens radie

$$\rho_e = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-12} \text{ mm} (= 2,8 \cdot 10^{-3} \mu\mu) \quad (3)$$

Enligt den moderna vågmekaniken har elektronen dock en variabel och obestämd utbredning, varför ovanstående beräkning endast ger upplysning om storleksordningen.

Elektronens laddning.

Elektronens laddning kan mätas på ett flertal olika sätt. En metod, som använts av bland andra nobelpristagaren Millikan, är följande. Man inför en laddad partikel med känd massa i ett lodrätt elektrostatiske fält. Detta varierar därefter tills partikeln, som hela tiden observeras i ett

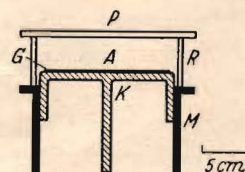


Fig. 3. Tvärsnitt genom Wilsons dimkammare [41].
¹ Siffror inom hakar hänföra sig till litteraturförteckningen.

mikroskop, varken rör sig uppåt eller nedåt. Attraktionen av det elektriska fältet är då lika med jordattraktionen

$$e \cdot E = m \cdot g \quad (4)$$

Här är e partikelns laddning och m dess massa, medan E är fältstyrkan och g tyngdkraftens acceleration. Mätningarna ha givit till resultat, att laddningen alltid är en hel multipel av ett och samma elementarkvantum, vilket bestämts till

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As} \quad (5)$$

För att få en uppfattning om hur mycket detta egentligen är, skola vi göra en jämförelse med några kända mätapparater. Genom en galvanometers lindningar behöver man släppa 10^8 elektroner per sekund, om dess känslighet är $1,6 \cdot 10^{-11} \text{ A}$. Med ett speciellt för mätning av svaga strömmar konstruerat förstärkarrör FP 54 har man lyckats mäta en ström av 10^{-17} A , vilket motsvarar ca 60 elektroner per sekund. Med samma rör kan man konstatera närvaron av en ungefär hälften så svag ström eller 30 elektroner per sekund.

Det finns emellertid även apparater, som kunna påvisa förekomsten av en enda elektron. En sådan apparat är Wilsons dimkammare, som visas schematiskt i fig. 3. K är en kolv, som glider i ett metallrör M, vars övre del är täckt av ett glasrör R och en glasplatta P. Kolvens översida är täckt med ett gelatinskikt G, som håller den i rummet A befintliga luften mättad med vattenånga. Dras kolven hastigt nedåt, avkyles luften i rummet A och övermättas med vattenånga. Passerar nu en snabb elektron genom rummet, joniserar den på sin väg ett antal gasatomer, vilka bilda utmärkta kondensationskärnor för vattenångan. Denna avsättes därför i form av en dimstråle, utvisande elektronens bana.

En intressant parallell till detta händelseförlopp utspelades på stockholmshimlen en kall vinterdag 1941. De atmosfäriska förhållandena voro sådana, att de högre belägna luftlagren, där vindstilla rådde, voro övermättade med vattenånga. Då nu ett antal av arméns flygplan utförde en serie flygövningar, bildade stoftpartiklar i avgaserna ypperliga kondensationskärnor för vattenångan. Denna avsatte sig följaktligen i planens spår bildande synnerligen effektfulla vita slingor mot den ljusblå himlen. Fenomenet fotograferades givetvis och kommenterades såväl i pressen som i radio.

Då dimkammarens väggar äro av glas, kan man direkt iakttaga och även fotografera förloppet. Genom att placera kammaren i ett magnetfält, kan man få elektroner och andra laddade partiklar att beskriva kurvor, av vilkas krökning man bl. a. kan sluta sig till vad slags partiklar det är fråga om. Fig. 4 visar en bild av en dimkammare med ett preparat av konstgjort radioaktivt fosfor. Vid

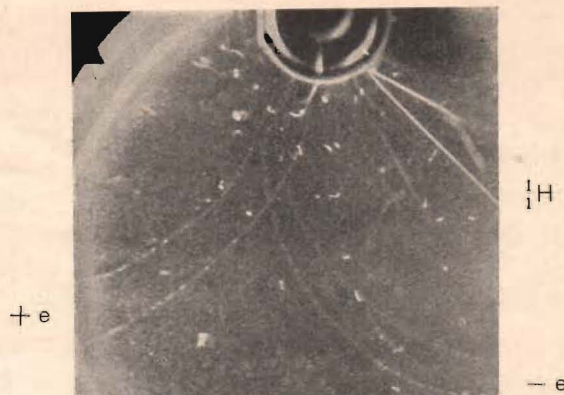


Fig. 4. DimkammARBILD med spår från såväl positiva och negativa elektroner som protoner [5].

detta sönnerfall frigöres såväl protoner som positiva och negativa elektroner. Som synes avböjas positronerna på grund av sin positiva laddning åt motsatt håll mot elektronerna. Det var med dylika banor svenskamerikanen Anderson ursprungligen påvisade positronens existens.

Elektronens specifika laddning.

Av stor betydelse för en klar uppfattning om elektronens egenskaper har en bestämning av dess specifika laddning varit. Låter man en elektronstråle passera ett elektriskt fält, erhålles en avböjning, varur accelerationen kan beräknas. Då vidare den på elektronen verkande kraften är lika med massan gånger accelerationen, erhålles

$$e \cdot E = m \cdot b \quad (6)$$

och

$$\frac{e}{m} = \frac{b}{E} = 1,7590 \cdot 10^8 \frac{\text{As}}{\text{g}}; \quad (7)$$

Elektronens massa.

Insättes i ekv. (7) det ovan angivna värdet på e , erhålles elektronens massa

$$m_0 = \frac{e}{\frac{b}{E}} = 9,05 \cdot 10^{-28} \text{ g}; \quad (8)$$

Det så erhållna värdet är elektronens vilomassa. Enligt relativitetsteorin ökar massan med hastigheten enligt

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9)$$

där β är förhållandet mellan föremålets hastighet v och ljushastigheten c .

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (10)$$

Elektronens hastighet.

Elektronens hastighet kan mätas exempelvis medelst den metod, som visas i fig. 5 och som angivits av Wiechert.

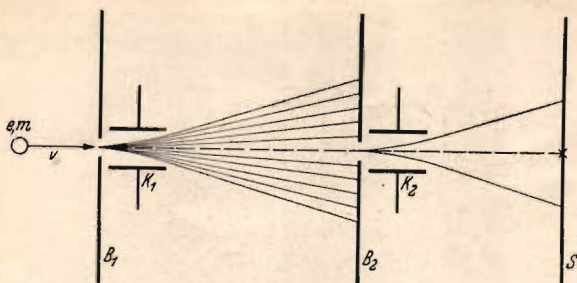


Fig. 5. Anordning för mätning av elektronens hastighet enligt Wiechert [5].

En elektronstråle passerar två bländare B_1 och B_2 samt två par avlänkingsplattor K_1 och K_2 för att slutligen träffa en fluorescerande skärm S , om nämligen ingen spänning tillföres plattparet K_1 . I annat fall hejdas den tydligen av bländaren B_2 . Tillför man båda plattparen en högfrekvent växelspanning, kommer elektronstrålen att pendla fram och tillbaka över bländaren B_2 . De elektroner, som passerat K_1 när spänningen var noll, fortsätta rakt fram genom hålet i B_2 . Om spänningen över K_2 hunnit ändras under den tid, som förflutit sedan strålen lämnade K_1 , kommer sålunda en avlänkning att äga rum och strålen träffar skärmen på en annan punkt än om plattparen vore spänningslösa. Skulle gångtiden mellan plattparen emellertid råka sammanfalla med tiden för ett udda antal halvperioder, blir även K_2 spänningslös och strålen träffar åter den med ett kryss utmärkta punkten. Genom att successivt öka frekvensen ν tills detta inträffar, får man direkt ett värde på hastigheten v enligt uttrycket

$$v = 2\nu l \quad (11)$$

där l är avståndet mellan K_1 och K_2 .

Hastigheten kan emellertid även beräknas, varvid man utgår från att den energi en stillastående elektron upptar i ett elektriskt fält skall vara lika med dess rörelseenergi.

$$eV = \frac{mv^2}{2} \quad (12)$$

Detta uttryck har även använts som definition på en inom elektroniken mycket använd energienhet »elektronvolt», vilket alltså är den energi en elektron upptar när den accelereras av spänningen en volt.

Ur ekv. (12) erhålles hastigheten.

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m}} \cdot \sqrt{V} \approx 5,95 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{V} \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (13)$$

Approximationen i sifferuttrycket består däri, att man räknat med konstant massa. Vill man ha det exakta uttrycket, får man sätta in värdet på m enligt ekv. (9). Felet är i allmänhet försumbart vid spänningar under 10 000 V. Hastigheten är vid denna spänning så pass stor, att en elektron skulle hinna jorden runt på mindre än 1 sekund. Grafiskt åskådliggöres sambandet mellan spänning och hastighet av kurva v i fig. 6.

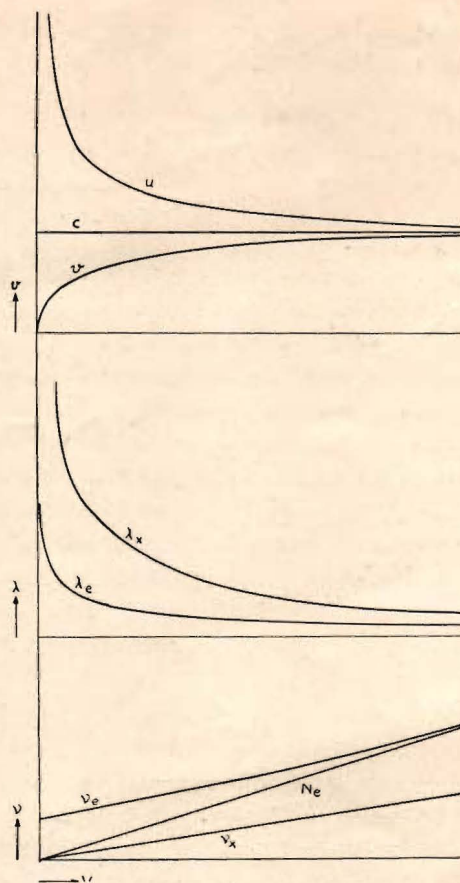


Fig. 6. Sammanställning över elektronens och motsvarande röntgenstrålningens olika hastigheter, våglängder och frekvenser.

Fotonen.

En annan av urpartiklarna, som har ett intimt samband med elektronen, är fotonen. Den utgör den minsta mängden elektromagnetisk strålningsenergi, och har därför även kallats ljusatom. Man får dock hålla i minnet den skillnad, som ligger däri, att man har olika fotoner för varje tänkbar frekvens. Fotonens energi E är proportionell mot frekvensen

$$E = h \cdot \nu \quad (14)$$

Proportionalitetsfaktorn h är Plancks konstant $h = 6,547 \cdot 10^{-27}$ erg. sek. Genom tillämpning av ekvation (2) fås fotonens ekvivalenta massa.

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = 7,3 \cdot 10^{-48} \cdot \nu \text{ g} \quad (15)$$

Någon vilomassa har fotonen ej. Dess hastighet, ljushastigheten, är i vakuum lika med c . I ett annat medium erhålles hastigheten ur uttrycket

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{F|m} \cdot \mu_{H|m}}} \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (16)$$

där ϵ och μ äro ifrågakvarande ämnes absoluta dielektricitetskonstant och permeabilitet.

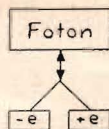


Fig. 7. Energirik foton omvandlas till elektrontvilling.

Strålning som elektronfrigörare.

När en foton med tillräckligt hög frekvens träffar t. ex. en metallyta, frigöres en elektron från denna. Förutsättningen för att denna fotoelektriska effekt skall äga rum, är att fotonens energi är tillräcklig för att övervinna elektronens utträdesarbete ur metallen. Man kan säga, att utträdesarbetet representerar den attraktionskraft med vilken metallen söker hålla kvar en elektron i ytskiktet. Är fotonens energi mindre än detta gränsvärde, frigöras inga elektroner, är den däremot större, få elektronerna ett tillskott i rörelseenergi. Vi få sambandet

$$h\nu = eV + E_u \quad (17)$$

där E_u betecknar utträdesarbetet.

Comptonelektroner.

Om en foton träffar en fri elektron, kan det inträffa att den avlämnar en del av sin energi till denna i form av ökad rörelseenergi. Resten av energien återfinnes i form av ny foton med lägre frekvens och sålunda lägre energiinnehåll. Denna effekt kallas efter upptäckaren Comptoneffekten.

Fotonens förintelse.

Har strålningen mycket hög frekvens, motsvarande en energi av ca en million elektronvolt eller mer ($h\nu > \sim 1 \text{ eMV}$), kan man få bevittna fotonens förintelse samtidigt som en »elektrontvilling», bestående av en negativ och en positiv elektron, »födes» eller »materialiseras». Fig. 7 antyder förloppet schematiskt medan fig. 8 visar ett fotografi av en dylik tilldragelse. Här träffar en nedifrån kommande γ -stråle en blyplatta i Wilsonkammaren.

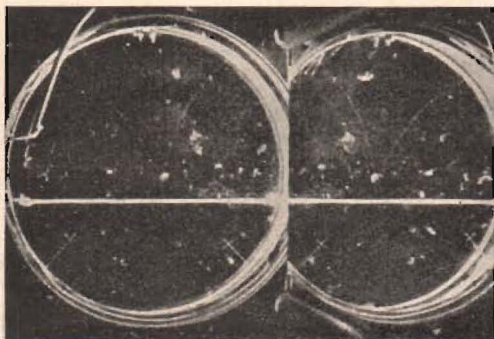


Fig. 8. Dimkambild visande en fotonens omvandling till en positiv och en negativ elektron. Samtidig upptagning från två håll [5].

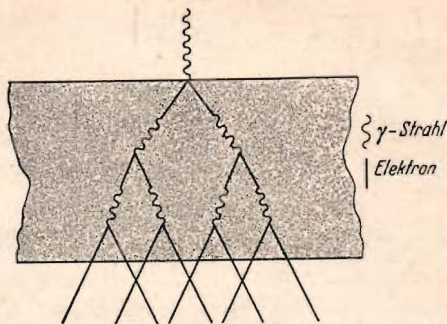


Fig. 9. Schematisk framställning av förloppet vid en hård γ -stråles inträngande i materia under bildning av elektronpar och av nya γ -strålar [5].

Från en viss punkt utgå två elektronbanor, vilka i magnetfältet avböjas åt olika håll, utvisande den olika laddningen. Processen är reversibel. När en positron sammanträffar med en negativ elektron, blir resultatet sålunda endast en hård γ -stråle.

Den från världsrymden inkommande kosmiska strålningen anses bestå av protoner med en hastighet som endast med några cm per sekund understiger ljushastigheten. I atmosfären ge de upphov till ytterst kortvågiga γ -strålar med en energi av flera miljarders elektronvolt (10^{12} eV). Fig. 9 visar schematiskt hur man kan tänka sig förloppet när en dylik γ -stråle bildar ett elektronpar, som i sin tur ger upphov till nya γ -strålar osv. Fig. 10 visar en verklig upptagning av en dylik kaskadbildning. På bilden synas tre blyplattor i genomskärning. I den översta uppstår, genom den uppfifrån infallande strålningen, ett fyrdelat knippe. I nästa platta har man ca 16 strålar och i den tredje ännu flera.

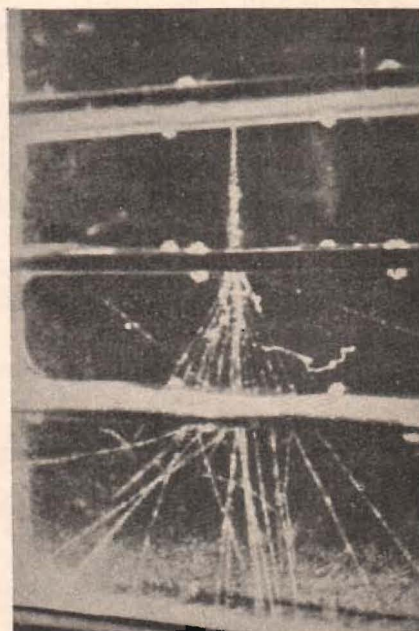


Fig. 10. Kaskadbildning vid genomträngande av tre blyplattor [5].

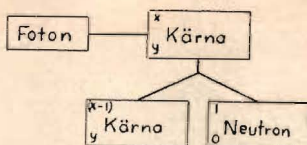


Fig. 11. Schematisk framställning av kärnfotoeffekten.

De fotoner, som ha en energi på över 10 eMV, kunna även ge upphov till en annan effekt, bestående däri, att neutroner utstötas ur själva kärnan. Denna »kärnfotoeffekt» åskådliggöres schematiskt å fig. 11, som visar hur atomkärnans massa x minskar till $x-1$ genom avgången av en neutron.

Elektronen som vågrörelse.

Om man med de Broglie uppfattar elektronen som en vågrörelse i stället för som en partikel, kan man beräkna dess frekvens ur ekvation (15)

$$\nu = \frac{mc^2}{h} = \frac{m_0 c^2}{h} \left(1 + \frac{V \text{ volt}}{510\,000} \right) \text{ Hz} \quad (18)$$

Låter man en elektronstråle under mycket liten vinkel träffa ett böjningsgitter bestående av en plan yta med ett stort antal parallella linjer, erhålles just en sådan reflexion, som man kan vänta av en vågstrålning. Av reflexionsvinkeln och gitterkonstanten kan våglängden beräknas.

$$\lambda = \frac{h}{mv} \approx \frac{1,23}{\sqrt{V_{\text{volt}}}} \text{ m}\mu \quad (19)$$

där v är elektronstrålens hastighet och V accelerationsspänningen. Denna elektronstrålens egenskap att kunna betraktas som en våg med ytterst kort våglängd tillgodo gör man sig bl. a. i elektronmikroskopet. Ju kortvågigare strålning som användes i ett mikroskop, desto större blir upplösningsförmågan. I ett elektromikroskop kan man därför särskilja detaljer, som äro flera storleksordningar mindre än i ett vanligt ljusmikroskop.

Ekvationerna (18) och (19) medföra emellertid en annan ytterst märklig konsekvens. För varje vågrörelse gäller ju att dess hastighet är lika med produkten av frekvens och våglängd. Elektronvågens hastighet blir därför

$$u = \lambda \nu = \frac{h}{mv} \cdot \frac{mc^2}{h} = \frac{c^2}{v}; \quad (20)$$

Då emellertid elektronhastigheten v aldrig kan uppnå ljushastigheten c , måste tydligen våghastigheten u vara större än c

$$u > c \quad (21)$$

vilket är ganska förbluffande, då det synes strida mot relativitetsteoriens fordringar. Förklaringen ligger emellertid däri, att elektronhastigheten v bör uppfattas som

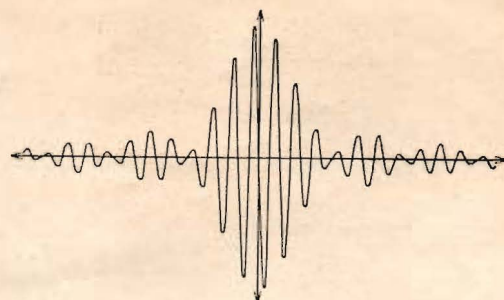


Fig. 12. Våggrupp [4].

den gruppastighet med vilken ett interferensmaximum mellan ett stort antal olika vågor av nära samma våglängd förflyttar sig. Detta åskådliggöres av fig. 12. Vågastigheten u motsvarar den s. k. fashastighet, med vilken hela våggruppen förflyttar sig.

Elektronstöt mot en atom.

Då en elektron träffar en atom, kan en del av dess energi överföras till atomen genom att en av dess elektroner flyttas till en yttre bana. Denna placering överensstämmer emellertid ej med atomens normaltillstånd, varför elektronen omedelbart återgår till utgångsläget under avgivande av den upptagna energien i form av strålning

$$h\nu_x = eV \quad (22)$$

Den angivna strålningens frekvens ν_x är direkt proportionell mot energimängden

$$\nu_x = \frac{eV}{h} = \frac{mv^2}{2h} \quad (23)$$

Våglängden fås på vanligt sätt

$$\lambda_x = \frac{c}{\nu_x} = \frac{ch}{eV} = \frac{2ch}{mv^2} \quad (24)$$

Fig. 13 visar uppkomsten av några av linjerna i vätespektret i anslutning till Bohrs atommodell. Cirklarna beteckna de möjliga elektronbanorna kring den centrala kärnan, protonen.

Ett annat vanligt resultat av en kollision mellan en elek-

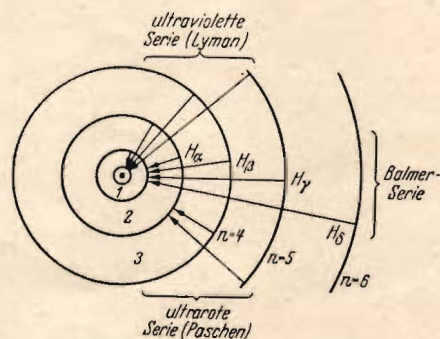


Fig. 13. Genom att en elektron flyttar sig enligt någon av pilarna uppkommer motsvarande linje i väteatomens spektrum [5].



Fig. 14. Bildning av underton i mekaniskt svängningssystem.

tron och en atom är att en elektron utstötes från atomen, den joniseras.

Elektron och röntgenstråle.

Det kan vara av intresse att undersöka hur en viss elektronegenskap förhåller sig till motsvarande egenskap hos den utsända vågstrålningen. Vi börja med frekvenserna, vilka fås ur ekv. (18) och (23).

$$\frac{\nu_e}{\nu_x} = \frac{mc^2 \cdot 2h}{h \cdot mv^2} = \frac{2c^2}{v^2} = \frac{2}{\beta^2} \quad (25)$$

Index e hänför sig till elektronen, medan index x anger vågstrålningen. Våglängderna fås ur ekv. (19) och (24)

$$\frac{\lambda_x}{\lambda_e} = \frac{2ch \cdot mv}{mv^2 \cdot h} = \frac{2c}{v} = \frac{2}{\beta} \quad (26)$$

Det senare uttrycket är ju något enklare än det förra men ger dock ingen klar bild av vad som händer. Förf. har därför infört en ny beteckning N_e för den frekvens, som fås ur sambandet mellan gruppshastigheten v och våglängden λ_e .

$$N_e = \frac{v}{\lambda_e} = \frac{v \cdot mv}{h} = \frac{mv^2}{h} = \frac{2eV}{h} \quad (27)$$

Undersöka vi förhållandet mellan denna nya frekvens och strålningsfrekvensen, få vi

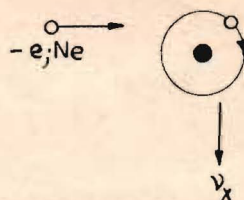


Fig. 15. En röntgenfoton utsändes vid elektronstöt mot en atom.

$$\frac{N_e}{\nu_x} = \frac{2eV \cdot h}{h \cdot eV} = 2 \quad (28)$$

vilket innebär, att ν_x är första harmoniska undertonen till N_e .

En sammanställning av de olika hastigheter, våglängder och frekvenser, som ha att göra med elektroner, återfinnes i fig. 6 som funktion av spänningen.

I ett mekaniskt svängningssystem, t. ex. en högtalar-membran, kunna undertoner uppstå på sätt som visas i fig. 14. Kraften P verkar med frekvensen f_1 på en blad-fjäder e. d. i dennas längdriktning. Fjäderens mittparti kommer tydligen att utföra en halv svängning av frekvensen f_2 vinkelrätt mot dess längdriktning, medan P genomgår en hel period av f_1 . Vi få sålunda

$$\frac{f_1}{f_2} = 2 \quad (29)$$

Som en analogi härtill visar fig. 15 förloppet när en atom utsänder en röntgenfoton som följd av en elektronstöt. Även här sker den sekundära rörelsen vinkelrätt mot den primära. — Det är emellertid alltid vanskligt att överföra mekaniska analogier till atomernas värld, och man bör därför akta sig för alltför vittgående slutsatser i anslutning till ovanstående spekulationer.

(Forts.)

Radioteknisk revy

Av ingenjör W. Stockman

Bandspridning på kortvåg.

Under årens lopp ha ett flertal anordningar framkommit, gående ut på att vid rundradiomottagare sprida ut de smala frekvensband, inom vilka de kortvågiga rundradio-stationerna ligga, så att vart och ett av dessa band kommer att upptaga hela stationsskalans längd. Härigenom vinnes bekväm inställning samt tydlig markering av kortvågsstationerna, så att man med visshet kan avgöra, vilken station man lyssnar på. Dock har det nog förekommit, att stationerna på grund av frekvensdrift hos superheterodynens oscillator vid mindre väl utförda konstruktioner

kunnat flytta sig alltför stora stycken på skalan, varigenom kalibreringen blivit opålitlig.

Tidigare anordningar.

Den vid amatörapparater för kortvåg kanske mest använda bandspridningsanordningen har en större vridkondensator om t. ex. 100 pF, som med en viss spole täcker ett större frekvensområde, samt en mindre, med den förra parallellkopplad kondensator om t. ex. 10 pF. Den sistnämnda är den s. k. bandspridningskondensatorn, med vilken man kan sprida ut en önskad mindre del av det

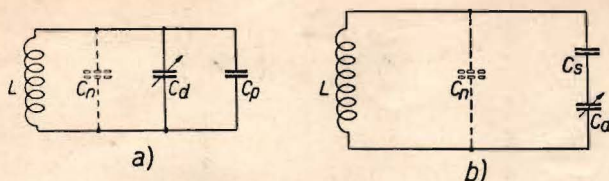


Fig. 1. Bandspridning med enbart parallellkondensator (a) eller enbart seriekondensator (b). Här är C_d en normal vridkondensator med 450 pF maximikapacitet. Spolens lindningskapacitet jämte läckkapaciteterna i kretsen äro sammanfattade i C_n .

med den större kondensatorn täcka frekvensområdet. Svårigheten med denna anordning ligger däri, att man för att kunna kalibrera den lilla kondensatorn måste kunna ställa in den stora *exakt* på vissa bestämda gradtal. En liten felinställning av den stora kondensatorn ger nämligen en stor förskjutning i den lillas kalibrering. En möjlighet är dock att begagna en rasteranordning på den stora kondensatorn.

En annan anordning, som använts vid rundradiomot-tagare, har en liten variabel induktans (förskjutbar järnpulverkärna) inkopplad i avstämningsskretsen. Båda anordningarna ha emellertid den olägenheten, att en extra ratt erfordras för bandspridningen.

Rundradiobanden på kortvåg.

Genom en internationell överenskommelse äro rundradiostationerna på kortvåg fördelade inom 7 smala frekvensband enl. följande tabell:¹

Våglängdsband	Frekvensgränser MHz	Δf kHz	$\Delta f/f$ %
13 m	21,75—21,45	300	1,4
16 m	17,85—17,75	100	0,6
20 (19) m	15,35—15,10	250	1,7
25 m	11,90—11,70	200	1,7
30 (31) m	9,70—9,50	200	2,1
40 (41) m	7,30—7,20	100	1,4
50 (49) m	6,20—6,00	200	3,3

Tredje kolumnen i tabellen upptager den absoluta bandbredden i kilohertz, fjärde kolumnen den procentuella frekvensändringen.

Den normala vridkondensatorn som avstämningselement.

Vid en ny, intressant anordning, som beskrives i septembernumret 1941 av »Philips Technische Rundschau», användes den normala vridkondensatorn även för bandspridning. Den erforderliga kraftiga reduceringen av kapacitetsvariationen åstadkommes genom fasta serie- och parallellkapaciteter i avstämningsskretsen.

Enklarest vore att koppla en enda fast kondensator antingen parallellt eller i serie med vridkondensatorn. (Se fig. 1.)

¹ Detta enl. »Philips Technische Rundschau». Enl. kortvågstabellerna i »Röster i radio» äro frekvensbanden i praktiken mycket bredare.

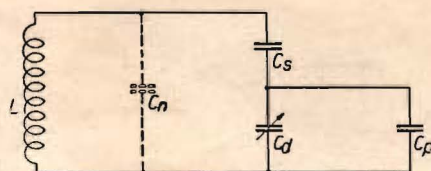


Fig. 2. Anordning med såväl parallell- som seriekondensator, medgivande önskad grad av bandspridning, samtidigt som totalkapaciteten i kretsen kan hållas inom önskade gränser.

För en frekvensändring om 2 % skulle därvid med normala värden för övrigt erfordras en parallellkondensator om ca 10 000 pF eller en seriekondensator om ca 5 pF. I förra fallet uppstå svårigheter, när det gäller att få oscillatorn att svänga på kortvåg. I senare fallet komma de med temperaturen m. m. varierande läckkapaciteterna i kretsen att få för stor inverkan, vilket försämrar frekvensstabiliteten.

I enlighet med dessa synpunkter bör totala kapaciteten i oscillatorns kortvågskrets vara minst 150 och högst 250 pF. Detta krav kan förenas med kravet på en viss relativ kapacitetsändring genom användande av kopplingen i fig. 2. Om vi t. ex. önska en variation i den totala kapaciteten från 162 till 171 pF — dessa värden ligga mellan 150 och 250 pF, varför det första kravet är uppfyllt — så skall vid 450 pF vridkondensator och normala lindnings- och läckkapaciteter seriekondensatorn C_s vara 160 och parallellkondensatorn C_p 750 pF. (För beräkning härav, se appendix.)

Vill man ha vridkondensatorn att precis täcka de olika banden enl. tabellen, fordras olika värden på C_s och C_p , men för att ej behöva begagna en alltför komplicerad våglängdsomkopplare, använder man dock samma kondensatorer C_s och C_p för samtliga band. För att vid de lägsta våglängdsbanden få någorlunda lika spridning som vid de högre, begagnar man vid de förra en extra kapacitet parallellt med C_n i fig. 2. Dessutom fordras för varje band en liten trimkondensator för exakt injustering av kretsen. Även denna lägges parallellt med C_n .

Kopplingsdetaljer.

Även ur en annan synpunkt är det önskvärt att begränsa sig till samma kondensatorer C_s och C_p för samtliga våglängdsband. Även mycket små induktansvariationer hos de ledningar, som förbinda C_s , C_d och C_p , kunna nämligen kraftigt inverka på avstämningen vid höga frekvenser. En avvikelse om 1 mm i längden hos en förbindelsestråd (motsvarande en avvikelse i induktansen om 0,001 μ H) ger en förskjutning av 15 kHz på 13-metersbandets skala. Då ledningarna till C_s och C_p nu icke behöva gå över någon omkopplare, kunna ifrågasvarande ledningsinduktanser göras fullständigt reproducerbara.

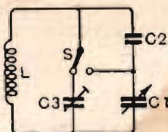


Fig. 3. En variant av kopplingen i fig. 2, närmast avsedd för speciella kortvägsmottagare. Vridkondensatorn C_1 har sålunda en maximikapacitet av endast 100 pF. Lämpliga värden på seriekondensatorn C_2 och parallellkondensatorn C_3 framgå av fig. 5.

Med våglängdsomkopplaren inkopplas nu endast spolarna med sina shuntkondensatorer enl. ovan (i fig. 2 innefattade i C_n). Då de konstruktiva svårigheterna snabbt öka med antalet lägen hos omkopplaren, ha vid det praktiska utförandet endast de fem lägsta våglängdsbanden medtagits för bandspridning. Genom lämpligt val av C_s och C_p inom de tillåtna gränserna kunde dessutom till 30-metersbandet användas samma spole som till det kontinuerliga området 13—50 meter. Genom att slutligen använda sig av parallellkoppling av olika spolar kunde man nedbringa hela antalet kortvägsspolar till fyra stycken.

Eftersom de två signalkretsarnas vridkondensatorer — mottagaren har högfrekvenssteg före blandarröret — äro mekaniskt kopplade med oscillatorkretsens kondensator, så anordnar man på motsvarande sätt bandspridning även i dessa kretsar, vilket för med sig vissa andra fördelar, på vilka vi dock ej här skola ingå.

En variant av den beskrivna anordningen.

Redan i februarinumret 1940 av »Wireless World» beskrevs en bandspridningsanordning, som i princip icke skiljer sig från den ovan omtalade men väl i fråga om det praktiska utförandet. Principschema visas i fig. 3. Med omkopplaren S i högra läget blir den normala avstämningkondensatorn C_1 ensam inkopplad i kretsen och täcker därvid ett större frekvensområde, t. ex. 13—30 meter. Med omkopplaren i vänstra läget blir C_1 seriekopplad med en liten fast kondensator C_2 , varjämte en justerbar kondensator C_3 införes parallellt med spolen. Med hjälp av den sistnämnda kondensatorn intrimmas kretsen, så att man med C_1 kan bestyrka just det önskade smala frekvensbandet. En viss liten olikhet finns gentemot anordningen i fig. 2, i det att parallellkondensatorn där ligger över vridkondensatorn i stället för över hela kretsen. Detta gör att värdena på serie- och parallellkondensatorerna bli olika i de båda fallen.

Fig. 4 visar anordningen enligt »Wireless World» för ett större, kontinuerligt frekvensområde och tre bandspridningsområden. Som man ser väljas här bandspridningsområdena genom inkoppling av olika stora serie- och parallellkondensatorer till en och samma spole, under det att vid Philips' anordning olika stora spolar inkopplades till samma serie- och parallellkondensatorer. I förra fal-

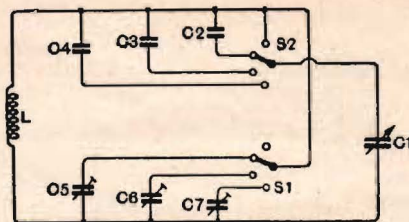


Fig. 4. Anordningen i fig. 3 med omkopplare för tre bandspridningsområden. Det fjärde läget ger kontinuerlig avstämning över ett större frekvensområde, t. ex. 13—30 meter. En annan spole, anordnad på motsvarande sätt, täcker resten av kortvägsområdet.

let har ej uppställts något krav på viss minimikapacitet i kretsen; totala kapaciteten uppgår där vid de högre frekvenserna till endast några tiotal pikofarad. I senare fallet är den som förut omtalats lägst 150 pF.

Kortvägstillsats med bandspridning.

Fig. 5 visar schema för en kortvägstillsats, i vilken den sist beskrivna bandspridningsanordningen kommer till användning. Blandarröret är en triod-hexod, men en triod-heptod kan lika väl begagnas. Antennkretsen har ej bandspridning. Oscillatorspolen är liksom antennspolen utbytbar. I densamma äro de tre reglerbara parallellkondensatorerna inbyggda. Serie-kondensatorerna däremot jämte omkopplaren äro monterade på apparatchassiet. Hela oscillatorkretsen är inskrämd, däremot ej antennkretsen. I heptodens anodkrets är inkopplad en enkel krets, verkande som avstämd anodkrets. Den är avstämd till ca 1 000 kHz (300 m), på vilken frekvens även mottagaren ställes in, tillsammans med vilken tillsatsen skall begagnas.

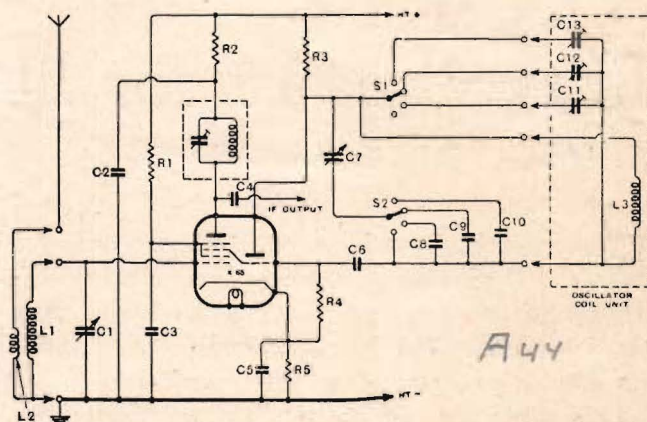


Fig. 5. Kortvägstillsats med bandspridning i oscillatorkretsen. (I antennkretsen är bandspridning överflödig.) Två satser av antenn- och oscillatorspolar användas. Följande värden gälla:

- $C_1 = C_7 = 100$ pF.
- $C_8 = 5$ pF (keramisk).
- $C_9 = 10$ pF (keramisk).
- $C_{10} = 20$ pF (keramisk).
- $C_{11} = 30$ pF max. (luftisol.).
- $C_{12} = 30$ pF max. (luftisol.).
- $C_{13} = 30$ pF max. (luftisol.).
- $L_3 = 2,2$ μ H (13—30 m) resp. 10 μ H (27—65 m).

Adix.

Resultierande kapaciteten C av C_s , C_d och C_p i fig. 2:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_d + C_p}; \quad \therefore C = \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_d + C_p}}$$

Totala kapaciteten i kretsen för C_d inställd på minimum och maximum, C_1 resp. C_2 , blir alltså

$$C_1 = C_n + \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{d \min} + C_p}} \quad (1)$$

$$C_2 = C_n + \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_{d \max} + C_p}} \quad (2)$$

Detta ekvationssystem innehåller 2 ekvationer och 2 obekanta, C_s och C_p , varför det kan lösas. Vi antaga följande värden:

$$C_{d \min} = 10 \text{ pF.}$$

$$C_{d \max} = 450 \text{ pF.}$$

$$C_n = 30 \text{ pF.}$$

$$C_1 = 162 \text{ pF.}$$

$$C_2 = 171 \text{ pF.}$$

Vid insättning av dessa värden fås efter hyfsning och invertering av båda ekvationerna:

$$\frac{1}{132} = \frac{1}{C_s} + \frac{1}{10 + C_p} \quad (3)$$

$$\frac{1}{141} = \frac{1}{C_s} + \frac{1}{450 + C_p} \quad (4)$$

Ekv. (4) subtraheras från ekv. (3), varvid den ena obekanta, C_s , försvinner. Man får en andragsgradsekvation med C_p som obekant, vilken ger en positiv rot, $C_p = 750 \text{ pF}$, samt en negativ rot, som kan

lämnas utan avseende. Genom insättning av det funna värdet på C_p i ekv. (3) fås $C_s = 160 \text{ pF}$.

Beräkning av erforderlig kapacitetsändring för viss önskad frekvensändring.

Om totala kapaciteten C_1 ger resonansfrekvensen f_1 , så fordras vid samma spole för frekvensen f_2 en total kapacitet C_2 , som erhålles ur formeln:

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$$

Om frekvensändringen är liten (högst några procent) kan en enklare formel härledas. Vi beteckna frekvensändringen med Δf och motsvarande kapacitetsändring med ΔC , varvid fås

$$\frac{f + \Delta f}{f} = \sqrt{\frac{C + \Delta C}{C}}$$

vilket kan omskrivas till

$$1 + \frac{\Delta f}{f} = \sqrt{1 + \frac{\Delta C}{C}}$$

Om nu $\frac{\Delta C}{C} \ll 1$ (tecknet $\ll$ betyder mycket mindre än), kan

kvadratroten enl. en räkneregeln sättas lika med $1 + 1/2 \cdot \Delta C/C$, och vi erhåller formeln

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta C}{C} \text{ eller } \frac{\Delta C}{C} = 2 \cdot \frac{\Delta f}{f}$$

Om den erforderliga frekvensändringen t. ex. är 2,1 % (gäller för 30-metersbandet enl. tabellen), så fordras en kapacitetsändring om ca $2 \cdot 2,1 = 4,2 \%$.

(Philips Technische Rundschau, sept. 1941; Wireless World, febr. 1940.)

Rörvoltmeter för lik- och växelström

Av ingenjör Sten-Arne Johansson

En rörvoltmeter, rätt konstruerad och rätt använd, är för såväl amatören som den professionelle radiomannen utan tvivel ett av de mest outhärliga mätinstrumenten. I synnerhet gäller detta, om rörvoltmetern är utförd för mätning av såväl lik- som växelspänningar.

Den största fördelen hos rörvoltmetern ligger i dess förmåga att mäta spänningar utan att dra någon nämnvärd ström från mätobjektet. Den användes företrädesvis vid spänningsmätning på kretsar, där den tillgängliga effekten är liten, såsom radiofrekvens- och tonfrekvenskretsar (växelspänningsmätningar) samt vid mätning av gallerförspanningar, AVK-spänningar, skärmgaller- och anodspänningar (likspänningsmätningar).

En rörvoltmeter kan utföras enligt flera olika system.



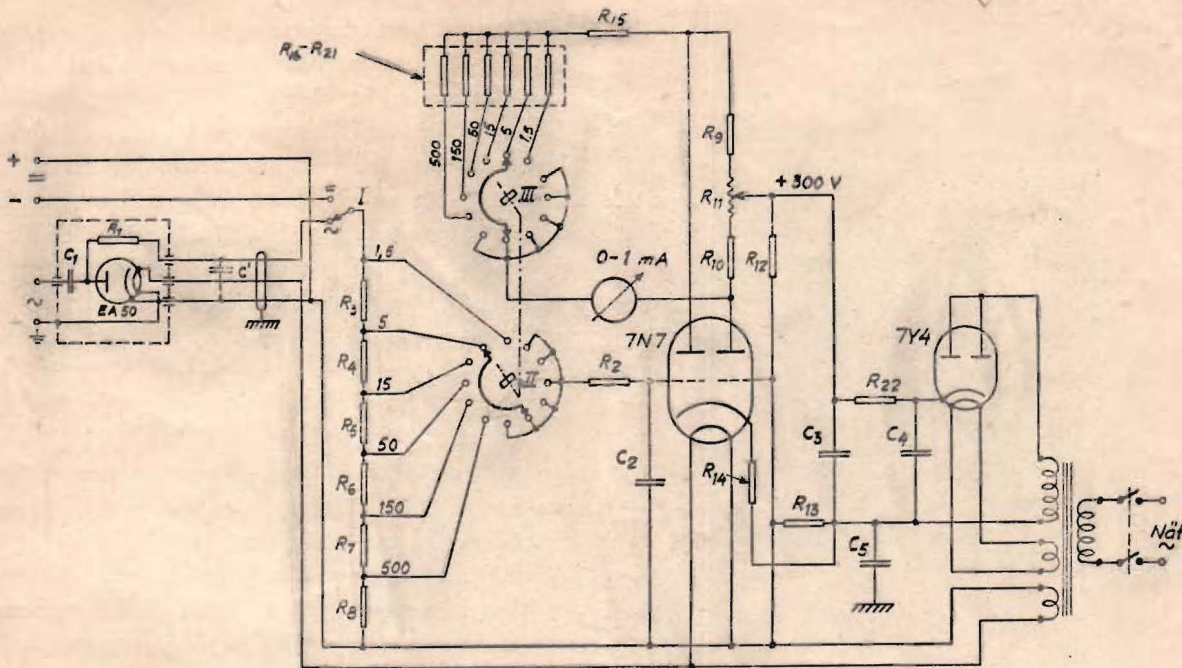


Fig. 1. Kopplingsschema för rörvoltmetern. Värdena på R_3 — R_9 böra vara noggranna på $\pm 5\%$. Motstånden R_{15} — R_{21} äro av storleksordningen 1 000 Ω . Nättransf. sek.: 1 $\times$ 275 V, 15 mA; 6,3 V, 0,75 A; 6,3 V, 0,5 A.

$R_1=15,0\text{ M}\Omega$.	$R_4=7,24\text{ M}\Omega$.	$R_7=253\text{ k}\Omega$.	$R_{10}=4,0\text{ k}\Omega$.	$R_{13}=50,0\text{ k}\Omega$.	$R_{22}=2\text{ k}\Omega$.	$C_3=1\text{ }\mu\text{F}$.
$R_2=10\text{ M}\Omega$.	$R_5=2,53\text{ M}\Omega$.	$R_8=108\text{ k}\Omega$.	$R_{11}=2,0\text{ k}\Omega$.	$R_{14}=15,0\text{ k}\Omega$.	$C_1=0,01\text{ }\mu\text{F}$.	$C_4=1\text{ }\mu\text{F}$.
$R_3=26,3\text{ M}\Omega$.	$R_6=725\text{ k}\Omega$.	$R_9=4,0\text{ k}\Omega$.	$R_{12}=50,0\text{ k}\Omega$.	$R_{15}\text{--}R_{21}$: se texten.	$C_2=0,01\text{ }\mu\text{F}$.	$C_5=0,1\text{ }\mu\text{F}$.

De flesta av dessa ha emellertid den nackdelen, att de äro beroende av elektronrörets data, vilka ju ändras med tiden, eller också fordra de ett känsligt och följaktligen också mycket dyrbart instrument. Ett system som saknar dessa nackdelar är det i den här beskrivna konstruktionen använda balanserade systemet. Detta har introducerats av den amerikanska radiofirman R.C.A. och förekommer i deras mycket populära rörvoltmeter, kallad »Voltohmyst», som dock endast är utförd för mätning av likspänningar.

Fig. 1 visar kopplingsschemat. Medelst nolljusteringspotentiometern R_{11} utbalanseras anodströmmarna till de båda rören V_1 och V_2 , så att de bliva lika. Anodmotståndet R_9 och R_{10} äro lika stora, varav följer att rören V_1 och V_2 hava samma anodpotential vid samma anodström.

Vid balans förefinnes således inget spänningsfall över instrumentet. Rörens V_1 och V_2 sammanlagda anodström flyter genom katodmotståndet R_{14} och ger upphov till ett relativt stort spänningsfall (ca 150 volt). De båda styrgallren anslutas sedan till spänningsdelaren R_{12} — R_{13} , vars motstånd injusteras så, att den totala anodströmmen erhåller önskat värde. Den totala anodströmmen bör vara 5 gånger så stor som den erforderliga strömmen för fullt skalutslag hos den använda miliamperemetern. Väljes den totala anodströmmen mindre, blir skalutslaget ej lineärt med den påtryckta spänningen.

Verkningsätt.

Den balanserade likströmsförstärkarens arbetssätt är inte fullt så enkelt, som man skulle kunna tro. Med tillhjälp av fig. 2 skola vi emellertid resonemangsvis söka bilda oss en uppfattning om verkningsättet.

Som redan tidigare nämnts, ligga de båda rören V_1 och V_2 katoder på +150 volt i förhållande till strömkällans minuspol. Vidare äro de båda rörens gallre via läckan R_g sinsemellan förbundna, dvs. de båda gallren ha i viloläge samma likströmspotential. Om gallren anslötes direkt till jord, skulle detta betyda, att de i förhållande till katoden skulle få en negativ förspänning på 150 volt, vilket skulle innebära en fullständig blockering av rörens anodström. För att instrumentutslaget alltid skall vara

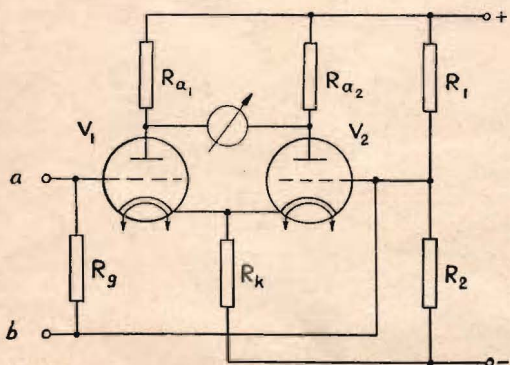


Fig. 2. Principschema för den balanserade likströmsförstärkopplingen.

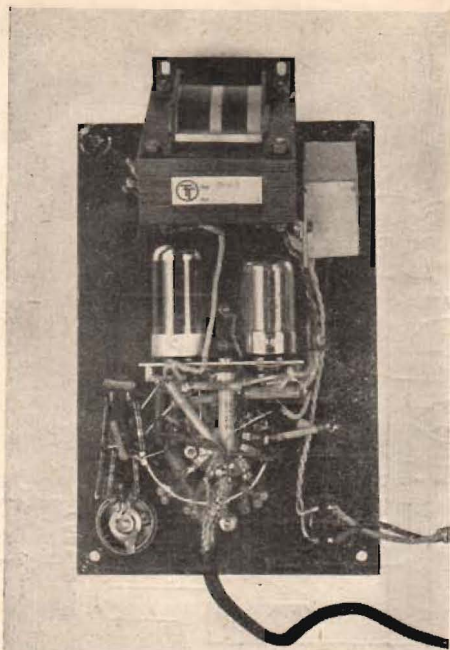


Fig. 3. Panelen med därpå monterade detaljer, sedd från undersidan.

lineärt med den röret V_1 påtryckta gallerspänningen, fordras emellertid att rörens sammanlagda anodström skall vara ca 5 ggr så stor som instrumentets strömförbrukning vid fullt utslag. De båda gallren måste därför tillföras en negativ gallerspänning om endast några få volt. Detta ernås genom att man lägger gallren på en lämplig, i förhållande till jord positiv potential. Om man exempelvis har ett spänningsfall på 150 volt över katodmotståndet R_k (se fig. 2) och vill ha en negativ gallerspänning på 6 volt, läggs gallren med hjälp av spänningsdelaren R_1, R_2 på +144 volt. Förutsatt att ingen spänning påtryckes ingångsklämmorna a och b , skola de båda rörens anodströmmar vara lika och följaktligen också spänningsfallen över anodmotstånden R_a lika. Om nu en likspänning påtryckes ingångsklämmorna a och b på sådant sätt, att a blir negativ i förhållande till b , kommer V_1 's anodström att minska. Detta innebär emellertid även en sänkning av spänningsfallet över katodmotståndet R_k . Denna minskning i spänningsfallet över katodmotståndet ger upphov till en mot ingångsspänningen riktad motspänning, dvs. negativ återkoppling förefinnes. Minskningen av spänningsfallet över katodmotståndet förorsakar emellertid en höjning av rör V_2 's anodström, som är lika stor som minskningen i rör V_1 's anodström. Spänningsfallet över R_{a1} kommer ävenledes att sjunka lika mycket som spänningsfallet över R_{a2} kommer att öka. Den härvid uppträdande spänningsskillnaden mellan rörens anoder uppmättes med milliamperemetern, vilken här närmast tjänstgör som voltmeter. Kopplingen är liktydig med en wheatstonebrygga, som genom variation av rörens likströms-

motstånd erhåller en större eller mindre grad av obalans. Ju större obalans man kan åstadkomma genom en given ingångsspänning, ju känsligare blir bryggkopplingen.

Vid sådana rörvoltmetrar, där anodströmsändringen är direkt proportionell mot brantheten, komma rördata att starkt påverka mätresultatet. På grund av den kraftiga negativa återkoppling, som i föreliggande fall förorsakas av det stora katodmotståndet R_k , är denna rörvoltmeter praktiskt taget oberoende av rördata. Den balanskopplade anordningen gör den även oberoende av nätspänningsvariationer.

Det praktiska utförandet.

Motståndet R_g är i praktiken utfört som en omkopplingsbar spänningsdelare (R_3-R_8 i fig. 1), vilken är så dimensionerad, att spänningen mellan gallren på V_1 och V_2 alltid är 1,5 volt vid full ingångsspänning, oberoende av vilket mätområde som användes. Spänningsdelaren dimensioneras med avseende på likspänningsmätning och behöver ej göras särskilt noggrann, vilket är en fördel, då det gäller så höga motståndsvärden som 30 megohm eller mera. Felaktigheter i spänningsdelaren kompenseras lätt vid rörvoltmeterns slutgiltiga kalibrering genom justering av milliamperemeterns förkopplingsmotstånd. Dessa motstånd äro i regel av storleksordningen ett par tusen ohm och äro följaktligen betydligt enklare att justera.

Vid växelspänningsmätningar tillkopplas en diodlikriktare. Som likriktarrör användes ett Philips-rör, typ EA 50, vilket visat sig vara synnerligen lämpligt för ändamålet. Tack vare de små dimensionerna erhålles en liten och bekväm testkropp. Med den här angivna dioden och ett belastningsmotstånd på 50 megohm erhålles lineär likriktning ned till så låga spänningar som 0,1 volt. Högsta tillåtna växelspänning över dioden är 150 volt eff., varför man bör observera, att i schemat fig. 1 angivna 500 volt endast gälla likspänning. Likriktningen tillgår så, att kondensatorn C_1 (se fig. 1) uppladdas över dioden till växelspänningens maximivärde och urladdas över belastningsmotståndet R_1+R_{3-8} , och spänningen mätes över R_{3-8} .

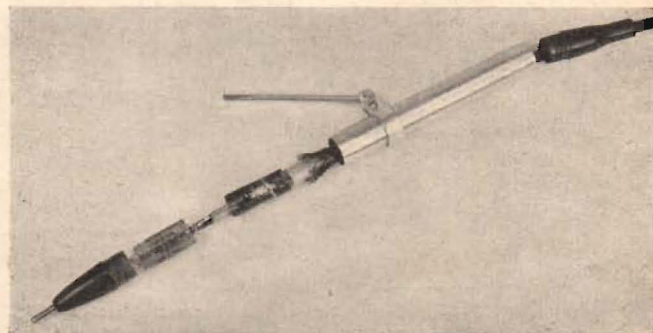


Fig. 4. Testkroppen isärtagen.

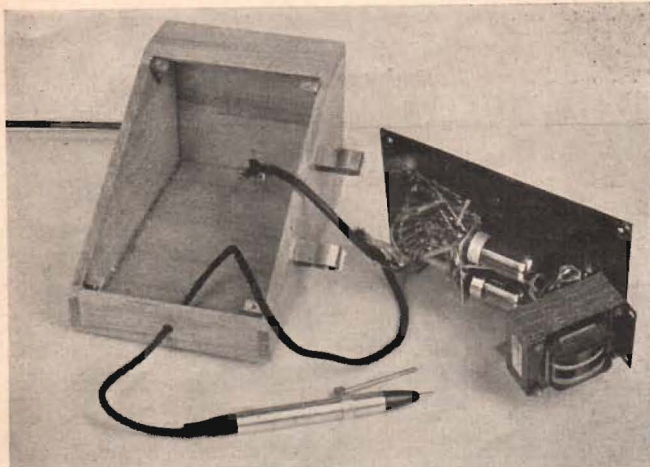


Fig. 5. Denna bild visar tydligt lådans konstruktion.

För att kunna använda samma spänningsdelare för både likström och växelström, har likspänningen från dioden reducerats genom inläggandet av motståndet R_1 , så att resterande likspänning över R_{3-8} är lika med växelspänningens effektivvärde. Har R_1 exempelvis valts till 10 megohm, så blir värdet på $R_{3-8} = \frac{10}{\sqrt{2}-1} = 24,15$ megohm.

Väljes R_1 till 15 megohm, blir $R_{3-8} = 36$ megohm, vilket ger något större belastningsmotstånd.

För att kunna mäta ultrahögfrekventa spänningar, har dioden inbyggts i en testkropp, vilken kan placeras helt nära intill den spole eller kondensator, över vilken spänningen skall mätas, ty långa anslutningssladdar ge mätfel vid mycket höga frekvenser. Testkroppen anslutes till själva rörvoltmetern medelst en sladd. För att inte sladdens kapacitet (C' i fig. 1) skall kortsluta dioden, har det förut omtalade reduktionsmotståndet R_1 inlagts omedelbart efter dioden i testkroppen och tjänar här även som filtermotstånd. Vid höga frekvenser kommer testsladdens kapacitet

C' att kortsluta R_{3-8} , dvs. en del av diodens belastningsmotstånd. Rörvoltmeterens ingångsimpedans kommer följaktligen att variera med frekvensen.

Fig. 3 visar rörvoltmeterens uppbyggnad. Delarnas placering och ledningsdragningen är ej kritisk. Givetvis bör man tillse, att ingångsledningarna från testkroppen ej bli onödigt långa, när dessa i så fall lätt ta upp störspänningar. Själva testsladden, som är skärmad, bör vara högst 1,5 m, och de oskärmade ledningarna från testsladden till spänningsdelaren m. m. högst 5 à 10 cm. Man bör vidare tillse, att nättransformatorn ej ligger för nära instrumentet. Eventuella läckfält från transformatorn kunna i så fall lätt urmagnetisera instrumentmagneten. Bäst är givetvis, om man kan anskaffa ett instrument, som är magnetiskt avskärmat. Instrumentets känslighet är beroende på vilket lägsta mätområde man önskar.

Rören V_1 och V_2 kunna antingen utgöras av två separata trioder eller av en dubbeltriöd. Väljer man en dubbeltriöd, bör man tillse, att man ej får en dylik avsedd för klass B förstärkning, ty dessa rör äro ej lämpliga för denna koppling. I den av förf. utförda rörvoltmetern har använts en dubbeltriöd typ 7N7, vilken med ett 1-milliamperinstrument ger ett lägsta mätområde på 1,5 volt.

Själva testkroppens konstruktion framgår av fig. 4. Kondensatorn C_1 och dioden böra ligga så långt fram mot testkroppens spets som möjligt, för att förhindra onödig induktans i för långa tilledningar. Metalleylindern tjänar som skärm till dioden och är ansluten till dennas katod.

Likriktaren för anodspänningen utgöres av en nättransformator och ett likriktarrör med halvvåglikriktning. Någon finare likriktning eller filtrering är på grund av det balanserade systemet ej nödvändig. Likriktarens minussida får ej jordas eller kopplas till chassiet på annat sätt än medelst en kondensator (C_5 i fig. 1). Jordas minussidan eller diodens katod, kan man lätt åstadkomma kortslutning vid mätning av på likspänning överlagrad växelspänning.

FÖRSTÄRKARE-BYGGSSATS

30 watt. Typ PSA-6000

Komplett alla delar med rör och chassi
kronor 220:— netto.

Vår nya katalog med byggnadsbeskrivningar, sändes mot 60 öre i trimärke

AMERIKANSK LJUDTEKNIK A.-B.
S:t ERIKSGATAN 54 STOCKHOLM



Kör cykeln elektriskt!

Cykelsäsongen är inne. Ändra själv Er cykel eller lättviktare till elektrisk drift efter vår handledning, som beskriver utförandet på ett enkelt och lättfattligt sätt. Den innehåller bl. a. 14 ritningar och fotografier och lämnar uttömmande svar på allt det NI behöver veta om elcyklar. Utför NI arbetet själv, blir kostnaden låg. 3:e upplagan. Erhålls mot postförskott för endast kr. 5:25 inkl. omskatt och porto. Rekvisition kan ske genom att insända denna annons jämte fullständigt namn och adress i öppet kuvert (5-öres porto) till

Ingeniörsfirman Lindberg & C:o

Kammakaregatan 54 STOCKHOLM

Grundad 1929

Garanti för vederhäftighet

P. R.

Mottagarrörens uppbyggnad och verkningsätt

Ur »Telefunken-Rundfunkröhren»

Avstärningsindikatorer (forts.)

(Forts. från nr 11.)

Indikatorrör med två områden, typ EM 11.

I röret EM 11 användes en ny princip för indikeringen, nämligen en uppdelning på två områden. Det är härigenom möjligt att ge ett område (I) särskilt hög känslighet, avsedd för svaga sändare. Det andra området (II) anslutes här till med lämplig överlappning och tjänstgör huvudsakligen för noggrann inställning av starkare stationer, t. ex. lokalsändaren (fig. 102).

Konstruktivt har man löst detta problem genom en anordning med fyra skuggvinklar i förening med en dubbelstyrning på ett sådant sätt, att diametrala skuggvinklar bilda ett vinkelpar. De båda vinkelparen äro inbördes vridna 90° och kunna styras var för sig. Enär ljuskanterna löpa symmetriskt mot styrtavarna, som sitta kring skuggvinklarnas axel, så uppkommer en osymmetrisk bild i fråga om ljusvinklarnas ändringar. Medan en ljusvinkels ena kant tillhör område I, arbetar den andra kanten för område II. På grund härav är det lämpligast att ur åskådningssynpunkt betrakta vinkeländringen för skuggorna, som enligt det föregående sker symmetriskt.

I fig. 102 visas vinkeländringen för de två områdena:

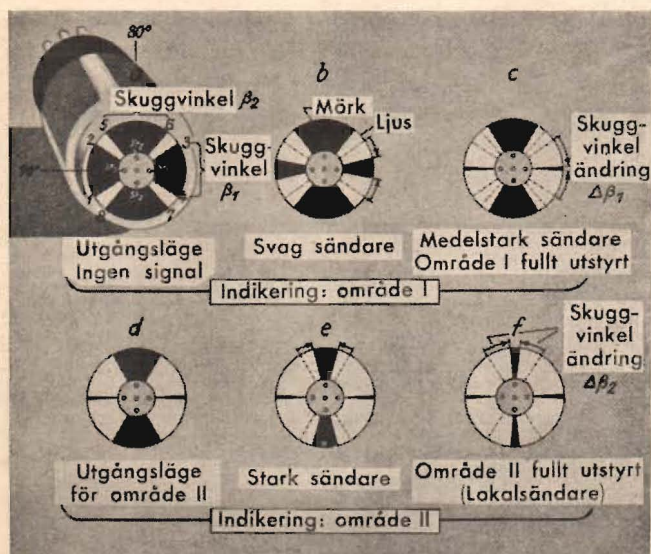


Fig. 102. Dubbelindikeringens princip. De olika faserna vid ändring av ljusvinkeln från begynnelseläget till full utstyrning visas i bilderna a till f. Indikeringen är uppdelad på två områden (I och II).

de tre övre bilderna föreställa arbetsförloppet hos det känsliga området I, de tre undre bilderna däremot förloppet hos det mera okänsliga området II. Man ser, att skuggvinklarna hos område II endast ändra sig obetydligt vid indikering genom område I, varvid ljuskanterna 1, 2, 3 och 4 löpa mot stavparet St_1 och ge skuggvinkeländringen $\Delta\beta_1$. Först när område II är fullt utstyrt, börja de skuggvinklar märkbart att arbeta, som bildas av ljuskanterna 5, 6, 7 och 8, löpa mot stavparet St_2 och ge skuggvinkeländringen $\Delta\beta_2$.

På detta sätt var det möjligt att lösa ett problem, som endast genom en kompromiss någorlunda kunde fyllas genom de hittillsvarande indikatorrören (AM 2, resp. C/EM 2 och EFM 11). I fig. 103 jämföres vinkeländringen hos dessa hittillsvarande avstärningsrör med den nya dubbelindikeringen. Vi se, att ett förhållandevis stort utstyrningsområde visserligen finnes hos AM 2 (vinkeländring ca 130°), men att ett stort område i början har oskarpa ljuskanter. Detta beror på den övervägande styrningen med små elektronhastigheter (små styrspanningar) inom denna del, varvid olikheter i elektronernas egen hastighet bliva märkbara, åstadkomma olika avböjning och härigenom oskarpa. Vid EFM 11 äro ljuskanterna visserligen fullkomligt skarpa över hela området, enär man

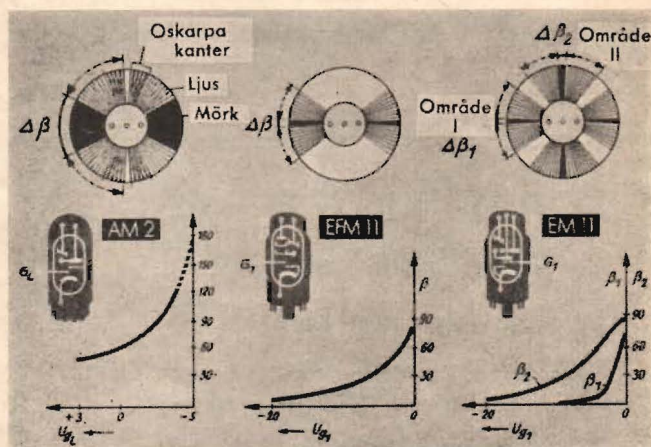


Fig. 103. Jämförelse mellan ljusvinkelns ändring hos AM 2, EFM 11 och EM 11. Nedanför framställningen av vinklarna visas vinkeländringen i kurvform. Observera den höga känsligheten i EM 11:s indikering (brant kurva).

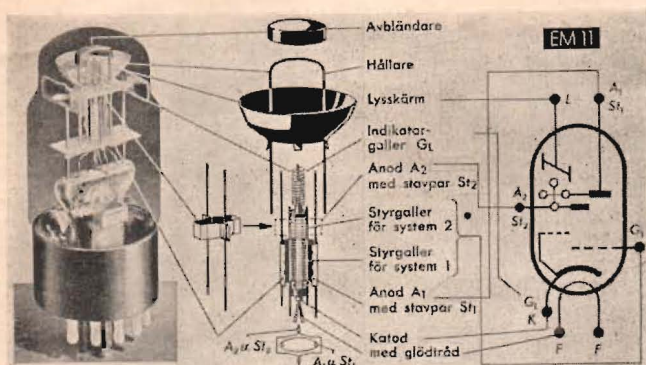


Fig. 104. Uppbyggnad av indikatorröret EM 11. Förstärkardelen består av 2 triodsystem med gemensamt styrgaller.

här arbetar med högre styrspanningar (glidande skärm-gallerspänning), men utstyringsområdet är relativt litet (ca 70 à 80°). Detta beror därpå, att man måste förut-sätta en viss skärmgallerspänning (ca 30 V) för begyn-nelsläget. Vid båda rören måste man också taga hänsyn till, att hela området skall räcka till för indikeringen av såväl svaga sändare som lokalstationen med motsvarande variationer i regleringsspänningen, som tjänstgör som primär styrspanning. Kurvan över vinkeländringen visar därför i början en relativt stark nedgång, som senare övergår i ett flackare förlopp. Härigenom ernås en större känslighet för svagare sändare, så att även här uppkom-mer en märkbar vinkeländring vid inställningen.

Betydligt mera fullkomligt kan man dock lösa detta problem genom uppdelning av indikeringsområdet, såsom framgår av kurvorna för EM 11. Vi känna igen den myc-ket branta nedgången i kurvan för skuggvinkeln β_1 och det förhållandevis flacka förloppet för skuggvinkeln β_2 . Härigenom erhålles redan för mycket svaga sändare en stor vinkeländring, och den rätta inställningspunkten (bandmitten) kan lätt finnas. Ytterligare en fördel är hos EM 11, att detta rör uteslutande användes för indi-kering och därför är fullständigt oberoende av förstär-kardelens dimensionering. Man undviker sålunda de svår-igheter, som t. ex. finnas hos EFM 11, där styrgallret indirekt styr indikeringsdelen genom den glidande skärm-gallerspänningen och samtidigt måste åstadkomma för-stärkningsregleringen. Då man i allmänhet använder för-dröjd reglering av LF-förstärkningen för att erhålla god utstyrning, måste man sålunda avstå från indikering av sändare inom det fördröjda området vid användning av EFM 11. Detta är naturligtvis icke nödvändigt vid EM 11, då man kan tillföra detta rör regleringsspänning utan för-dröjning och oberoende härav reglera LF-röret EF 11 med fördröjning.

Den konstruktiva uppbyggnaden av EM 11 framgår av fig. 104 och visar, att detta rör såväl som föregående

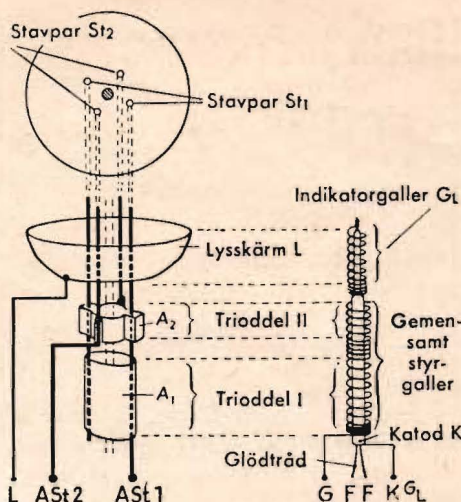


Fig. 105. Placering av stavparen St_1 och St_2 (bildade genom för-längda anodstöd och inbördes vridna 90°. Till höger: katod och galler.

indikatorrör består av två system, som äro uppbyggda kring en gemensam katod. Den övre delen bildas av indi-katorsystemet, som dock innehåller två par stavar i mot-sats till den hittills vanliga anordningen. För begränsning av lysskärmens ström finnes dessutom ett indikatorgaller G_L , som är förbundet med katoden inuti röret på samma sätt som vid EFM 11. Detta galler åstadkommer ett elek-tronmoln, som ger en rymladdning, varigenom man kan arbeta i ett område, som är gynnsammare med hänsyn till rörets livslängd.

Under indikatordelen är förstärkarsystemet uppbyggt och består av två trioddelar. Dessa tjäna till förstärkning av styrspanningen (regleringsspänningen), som kommer från dioden, och ha förutom den gemensamma katoden också ett gemensamt styrgaller. Genom lämplig dimensio-nering av avstånden i trioderna (gallerstigning och katod-längd) får man olika förstärkningsfaktorer hos de två syste-men. Triodsystem I (fig. 105), som styr det känsliga området I och är anordnat nederst, har en mycket hög förstärkningsfaktor och utstyres därför av en låg för-spänning (ca -4 V). Det däröver placerade triodsyste-

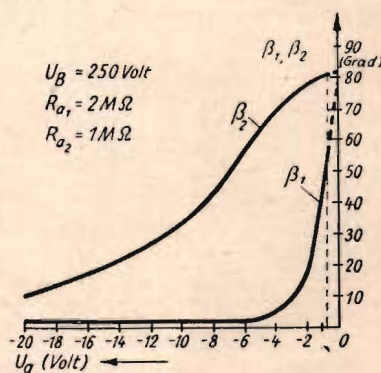


Fig. 106. Skuggvinklarnas (β_1 och β_2) ändring som funktion av styrgallrets förspänning.

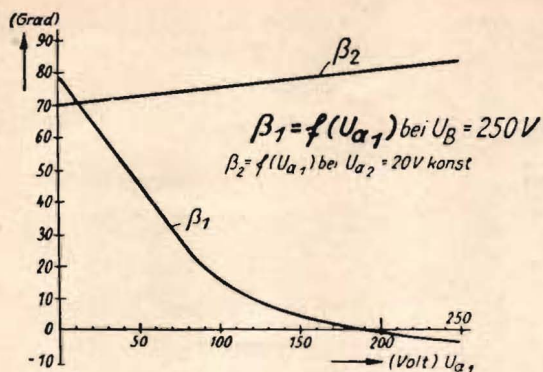


Fig. 107. Skuggvinklarna β_1 och β_2 som funktioner av stavspänningen U_{a1} ($U_{a2}=20$ V konstant); β_2 visar drageffekten.

met II, som styr område II, har väsentligt lägre förstärkningsfaktor och fordrar därför en förspänning av 16 till 20 V för full utstyrning. De båda triodernas anodstöd äro förlängda in i indikator delen och bilda stavparen St_1 och St_2 . På känt sätt åstadkommes härigenom uppdelning i knippen av den från katoden mot lysskärmen gående elektronströmmen, och vid en ändring i anodspänningen ändra sig skuggvinklarna i motsvarande grad. Ju större spänningsskillnaden är mellan anod- resp. stavspänningen och lysskärmens spänning, desto större är stavarnas avböjande förmåga, dvs. desto större bli skuggvinklarna. I största allmänhet kan man säga, att skuggvinklarna försvinna, när stavarnas spänning uppgår till ca 80 % av lysskärmens.

Såsom framgår av fig. 106, börjar det övre områdets vinkeländring (β_2) med någon fördröjning. Kurvan visar i det avsnitt, där område I arbetar, ett tämligen flackt förlopp, som först efter utstyrning av detta område övergår till en brantare nedgång och därmed en märkbar vinkeländring. Denna fördröjning är just önskad, eftersom indikeringen genom område II icke erfordras, under det att område I arbetar. Fördröjningen erhålles genom s. k. »dragning» av ljuskanterna 5, 6, 7 och 8 genom stavarna St_1 . Det är lämpligt att studera stavarnas styrning med hjälp av några kurvor, som visa vinkeländringen

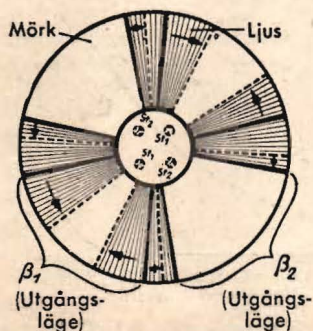


Fig. 108. Framställning av drageffekten.

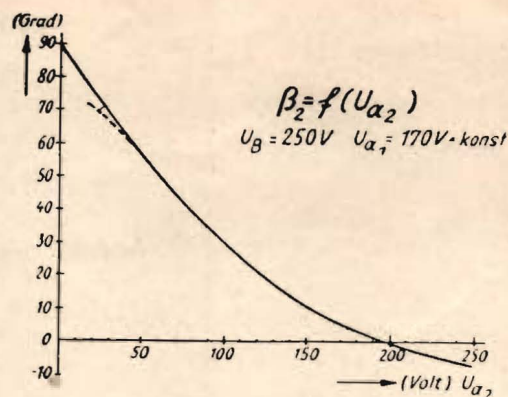


Fig. 109. Skuggvinkeln β_2 som funktion av stavspänningen U_{a2} .
Heldragen kurva statisk, streckad kurva dynamisk karakteristik.

som funktion av stavspänningen (anodspänningen). I fig. 107 visas vinkeländringen β_1 som funktion av stavspänningen U_{a1} och samtidigt också den uppkommande vinkeländringen β_2 . Härvid har till en början antagits, att spänningen hos stavparet St_1 hölles konstant, medan den naturligtvis också i detta område ökar något. Vi se ur kurvorna, att icke blott skuggvinkeln β_1 minskar i motsvarande grad, utan även att skuggvinkeln β_2 ökar, enär ljuskanterna 5, 6, 7 och 8 också löpa mot stavarna St_1 . Fig. 108 visar detta förlopp i vinkelform. Den på grund av den samtidigt växande stavspänningen U_{a2} minskade skuggvinkeln β_2 (fig. 109) kompenseras härigenom i hög grad och sålunda erhålles den i fig. 106 visade fördröjningen av området II:s indikering.

I vilken punkt utgångsspänningen ligger på kurvorna β_1 och β_2 , och härmed begynnelsestorleken av ljusvinkeln, beror av de använda yttre anodmotstånden ($U_a = U_b - I_a R_a$) och av grundförspänningen på styrgallret. Denna sammansättes av uppladdningsspänningen över styrgallrets och diodens läckmotstånd (ca $-0,8$ till -1 V). Fig. 110 visar principkopplingen, fig. 111 användningen av kurvfältet.

(Forts.)

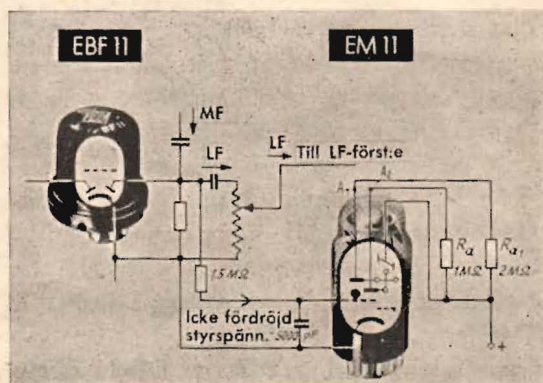


Fig. 110. Principkoppling för EM 11.

POPULÄR RADIO HANDBÖCKER

Kortvågsmottagning

Av civilingenjör Mats Holmgren

Enda specialarbete på svenska om modern kortvågsteknik.

2:a upplagan, delvis omarbetad samt reviderad med hänsyn till teknikens senaste utveckling.

Pris kr. 1:50

Prenumeranter erhålla denna värdefulla volym för endast 35 öre.

Rekvireras från Populär Radios expedition, Postbox 450, Stockholm.

Denna handbok, vars första upplaga slut-sålades på ganska kort tid, är särskilt tillkommen för att giva den praktiskt arbetande kortvågssamatören direkta anvisningar för konstruktion av kompletta mottagare, kortvågsspolar m. m. Den innehåller sålunda ett stort antal kopplingsschemor, i vilka värden på ingående detaljer samt rörtyper finnas angivna, så att amatören ej behöver stå villrådig, när det gäller att välja passande värden i olika kopplingar. Vidare finnas tabeller för spolar med och utan bandspridning samt anvisningar för spolarnas tillverkning. Även sändare för kortvåg och ultrakortvåg omtalas, ehuru huvudvikten är lagd på mottagarnas konstruktion.

Boken innehåller dessutom ett antal tabeller över amatörförkortningar, amatörvåglängder, R-skalan, kortvågsstationer m. m.



**Motstånd
Genomföringar
Järnpulverkärnor
Skärmad ledning
Potentiometrar**

DRALOWID-WERK TELTOW/BERLIN
STEATIT-MAGNESIA-AKTIENGESELLSCHAFT

Representant: Civilingenjör

ROBERT ENGSTRÖM LINDHAGENSG. 124 - STHLM
TEL. 511925 - TELEGR. STEATIT



Populär Radios Handböcker

Modern televisionsteknik

av civilingenjör Harry Stockman

Del I och II

Pris per del kr. 1:50

Utdrag ur fackpressens omdömen:

Teknisk Tidskrift:

»Författaren lämnar på 140 sidor en sammanfattande framställning av televisionens nuvarande stadium, delvis baserad på studieresor. Kapitelrubrikerna äro följande: En återblick på utvecklingen, televiseringens princip, televisionskameran, televisionsstudion, televisionssändarens anordning, frekvensutrymme och vågform, televisionsantennen, televisionsmottagaren.

Boken är enligt slutorden avsedd att göra läsaren förtrogen med televisionsteknikens elementära grunder.

Arbetet läses med behållning, väl också med nöje; man kan dock tillåta sig den misstanken, att en förutsättning härför är, att de elementära grunderna äro för läsaren dessförinnan bekanta. Detta gäller i synnerhet apparatbeskrivningarna, exempelvis den rätt avancerade framställningen av ikonoskopet i kap. III. En alldeles särskild eloge förtjänar kapitlen V och VI, där den icke så lätt förståeliga moduleringen — väl den största stötestenen vid ett mera abstrakt tillägnande av grunderna — mycket klart och med ett detaljerat illustrationsmateriel serveras. Detta är av värde, desto mera som läroböckernas kost i detta hänseende brukar vara skäligan mager.

Författarens beskrivning av 1/2-vågsledare plus kabel för mottagning vid ultrakortvåg är utförlig och förtjänstfull och ett av bokens för praktikern viktigaste partier.

Elementa, Tidskrift för elementär matematik, fysik och kemi:

»Med stor sakkunskap, delvis förvärvat genom studier i England, det land som torde ha hunnit längst på televisionsteknikens område, lämnar författaren en redogörelse för den i verklig mening moderna televisionen. Han förbigår sålunda de system, vilka arbeta med sådana 'mekaniska' anordningar som hålskivor och spegeltrummor, och ägnar sig helt åt det 'elektriska' systemet, som använder katodstrålar såväl för bildens 'avsökning' på sändarsidan som för bildalstringen i mottagarens bildrör.

I fråga om televiseringens princip framhålles betydelsen av bildpunktsantalet och bildfrekvensen. Ikonoskopet, sändarens viktigaste detalj, behandlas med tillbörlig bredd liksom även det för televisering speciella sättet för bärvågens modulering. Ett kapitel ägnas åt anordningarna i televisionsstudion och ger en god föreställning om de speciella svårigheter, som här möta, icke minst i fråga om

belysningen och de agerandes kläder och 'make up'. Mottagarantennen har gjorts till föremål för en mycket ingående behandling, varemot redogörelsen för själva televisionsmottagaren kan synas väl summarisk. Författaren anser dock, att en närmare behandling av den speciella typ av kortvågsmottagare, som användes inom televisionen, skulle falla utom ramen för ett arbete, vars huvuduppgift är att göra läsaren förtrogen med den moderna televisionsteknikens elementära grunder.»

ERA:

»Huvudvikten i framställningen är lagd på televisionens principer och fysikaliska grunder medan apparatkonstruktionerna behandlats mera ytligt.

Ehuru boken egentligen är avsedd för radiokunnigt folk kan den även tänkas ha ett visst värde för den utomstående intresserade, som önskar bilda sig en uppfattning om hur långt denna nya, i vårt land hittills praktiskt taget oprövade gren av radiotekniken avancerat fram till hösten 1939 — då kriget tills vidare satte stopp för utvecklingen i föregångsländerna England och Tyskland.»

Radio Ekko, Danmark:

»Förste Del omhandler Televisionens Principer (og Forhistorie), medens anden Del kommer ind paa de mere tekniske Enkeltheder og omtaler Sender- og Modtagerapparater.

Det lille, særdeles velskrevne Værk vil være till stor Nytte for enhver, som gerne vil have et klart Overblik over Fjernsynsteknikens Virkemaade og Apparatur. Vi kan anbefale den paa det allerbedste.»

Siemens Kundtjänst:

»Detta arbete avhandlar såväl televisionens grunder som de moderna televisionssystemen. Verkningsättet hos den moderna televisionskameran med ikonoskop beskrives ingående. Även de ultrakorta vågornas utbredning samt televisionsantennernas konstruktion behandlas. Huvudvikten har lagts på televisionens introduktion för den, som ämnar mera ingående studera televisionstekniken. Därjämte behandlas många praktiska saker, såsom televisionsstudions inredning, studiotekniken, televisionsprogrammet m. m.»

I alla boklädor eller från Populär Radios expedition, Postbox 450, Stockholm.

Prenumeranter på Populär Radio erhålla dessa handböcker för 35 öre per styck, dock endast till ett antal

av en del per abonnemangskvartal. (Gäller även postprenumeranter, om prenumerationskvitto insändes.)