

Ett intressant specialfall utgör $v_i = 0$, som inträffar då katoden utgör ena begränsningsytan till det elektriska fältet, illustrerat i fig. 8 (magnetfältets riktning från åskådaren). Elektronen beskriver då en cykloidbana med vändpunkterna invid katoden. Det märkliga är, att vid tillräckligt starkt magnetfält inga elektroner kunna nå anoden.

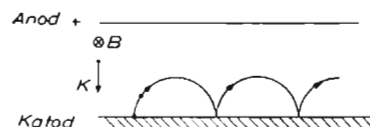


Fig. 8. Elektronbana i kombinerat elektriskt och magnetiskt fält, då elektronen släppts från den negativa elektrod (katoden) med hastigheten noll.

3. Elektronemission

All materia är som bekant uppbyggd av atomer. Om man bortser från s. k. isotoper, äro alla atomer hos ett visst grundämne sinsemellan lika. Alla atomer ha principiellt likadan uppbyggnad, nämligen en kärna omkretsad av ett antal elektroner. Enligt äldre åskådning bestod atomkärnan enbart av ett visst antal positivt laddade, tunga partiklar, *protoner*, vilka med sin elektriska laddning bunda lika många därutån kretsande elektroner. Protonens laddning är nämligen $+e$ under det att massan är $1840 m_e$. Numera vet man att i atomkärnan dessutom ingå »laddningslösa protoner»: *neutroner*, »positiva elektroner»: *positroner* samt även andra elementarpartiklar. Inom elektroniken äro emellertid endast elektronerna resp. atomkärnan som helhet av intresse, varför den i fig. 9 visade schematiska framställningen av en natriumatom utgör ett lämpligt åskådningsexempel. Man tänker sig elektronerna ordnade kring kärnan i flera skikt eller »skal», där det i n :te skalet maximalt förekommande antalet elektroner är $2n^2$; i detta fall sålunda 2 i första skalet, 8 i andra, men i tredje endast 1 av 18 möjliga.

Som nämnts kretsar elektronerna kring kärnan och därvid bestäms rörelsen av att jämvikt skall råda mellan den elektriska attraktionen från kärnan, som kan beräknas enligt Coulombs lag, och den av kretsrorelsen uppkomna centrifugalkraften (elektronbanorna äro ej nödvändigtvis cirkelbanor utan vanligen elliptiska, men även då kan man tala om en centrifugalkraft i utvidgad bemärkelse). Ytterligare ett villkor, som sammanhänger med elektronrörelsens vågnatur, inskränker de tänkbara rörelsetillstånden hos elektronen till ett begränsat antal fall, svarande mot de olika skalerna enligt ovan. För att föra en elektron från ett inre skal till ett yttre kräves tydligen ett energitillskott, då ju den elektriska attraktionen skall övervinnas under vägen. De olika skalerna resp. rörelsetillstånden motsvara sålunda bestämda energinivåer hos elektronerna, lägre ju närmare kärnan elektronerna befinna sig.

Om en elektron i ett yttre skal erhåller tillräckligt energitillskott, lösgöres den från atomen, som då säges vara *joniserad*. I praktiken kan detta ske genom att atomer hos ett ämne i gas- eller ångform kollidera med accelererade elektroner. Den nödvändiga joniseringsenergin uttryckt i eV kan enkelt bestämmas genom att fastställa det lägsta spänningsfall, *joniseringsspänningen*, som de joniserande elektronerna måste genomlöpa för att jonisering skall

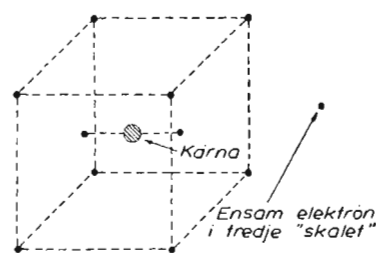


Fig. 9. Natriumatomens uppbyggnad (schematiskt).

äga rum. För natrium t. ex. är joniseringsspänningen 5,12 V och joniseringsenergin sålunda 5,12 eV.

Joniserade atomer, *joner*, accelereras liksom elektronerna av det elektriska fältet, men i motsatt riktning och upptagas av negativa elektroder, såsom katod och styrgaller. De äro genom sin större massa betydligt trögare än elektronerna.

Ju färre elektroner, som befinna sig i atomens yttersta skal, desto svagare äro de krafter, som binda elektronerna vid kärnan, varför dessa, då atomerna befinna sig mycket nära varandra, såsom vid metaller i fast form, ej längre kunna fasthållas vid den enskilda atomen utan under benämningen *fria ledningselektroner* fritt röra sig mellan atomerna. En metalls ledningsförmåga beror på förhållanden av dessa »fria» elektroner. Ledningselektronerna ha olika hastigheter, motsvarande olika energinivåer.

Söker en fri ledningselektron lämna metallen vid en gränssyta, utsättes den däremot omedelbart utanför ytan av en stark, fasthållande elektrostatisk kraft. För övervinnande av denna kräves ett visst minimum av energitillskott, den s. k. frigöringsenergin (även benämnd utträdesarbetet), vanligen betecknad W_F och uttryckt i eV. Det är att märka att W_F utgör skillnaden mellan den av elektrostatiske kraften representerade potentialbarriären vid gränssytan med beloppet W_B i eV och den maximalt förekommande rörelseenergin hos ledningselektronerna, W_M .

Detta förhållande illustreras av fig. 10, där de horisontella strecken representera de olika energinivåerna hos ledningselektronerna inuti metallen.

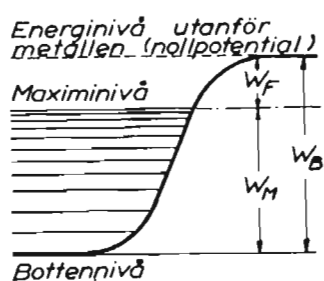


Fig. 10. Energinivåerna hos ledningselektronerna i en metall i kallt tillstånd (de horisontella strecken). W_B betecknar den energi som kräves för att en elektron skall kunna lämna metallen. Genom att tillföra energikvanta av storleken W_F , frigöringsenergin, kunna de snabbaste elektronerna med energin W_M frigöras.

För att fria elektroner skola kunna lämna metallen, emitteras, fordras tydligen ett energitillskott större än W_F . Detta kan ske på olika sätt, och i enlighet därmed skiljer man mellan termisk emission, sekundäremission, jonstötmission och fotoemission. Även radioaktiv strålning kan utlösa elektroner.

En emission av helt annan karaktär, s. k. autoemission, uppträder vid extremt hög fältstyrka invid gränssytan, därav även benämningen fältemission. Autoemission, som i vissa fall kan ge upphov till enorm strömtäthet, utnyttjades tidigare i s. k. kallkatodosillografer och kan förorsaka icke önskvärd urladdning i rör, som arbeta med höga spänningar, t. ex. från anoder i sändarrör, om ej genom lämplig formgivning fältstyrkekoncentration undvikits. Speciellt bör skarpa kanter och spetsar eller grader undvikas.

Termisk emission

Vid termisk emission, som f. n. är den i praktiken mest använda emissionstypen, tillförs elektronerna det erforderliga energitillskottet genom katodens uppvärmning. Fenomenet, som redan observerades av Edison, har även gjorts till föremål för rikhaltig teoretisk behandling, och bl. a. har S. Dushman i anslutning till arbeten av O. W. Richardson härlett följande uttryck för specifika emissionsströmmen

$$J_s = A_0 T^2 e^{-\frac{b_0}{T}} \quad (11)$$

A_0 är en universell konstant, som borde vara oberoende av materialet. Det teoretiskt härleda värdet är $120 \text{ A, cm}^{-2}, \text{ grad}^{-2}$. T är temperaturen i $^\circ\text{K}$, e basen för det naturliga logaritmsystemet (2,718) och b_0 frigöringsenergens temperaturmotsvarighet med $b_0 = 11\,600 W_F$ ($^\circ\text{K}$ om W_F i eV). Med dessa värden blir J_s uttryckt i A/cm^2 katodyta.

Praktiska försök uppvisa god överensstämmelse med ovan angivna ekvation så när som på värdet på A_0 . I fig.

11 är $^{10}\log \frac{J_s}{T^2}$ inritat som funktion av $\frac{1000}{T}$, ty av ekv. (11) erhålles:

$$^{10}\log \frac{J_s}{T^2} = ^{10}\log A_0 \cdot e^{-\frac{b_0}{T}} = ^{10}\log A_0 + ^{10}\log e^{-\frac{b_0}{T}}$$

$$\text{och då } T = \infty \text{ blir } \frac{1000}{T} = 0 \text{ och } ^{10}\log \frac{J_s}{T^2} = ^{10}\log A_0$$

Man kan alltså bestämma A_0 ur linjernas skärning med ordinatan. Då $^{10}\log 120$ är 2,08 borde linjerna gå mot detta värde. Man får dock för de rena metallerna ca 1,78 ($A_0 = 60$) utom för platina. Svårigheten att bestämma A_0 experimentellt med större noggrannhet framgår även ur fig. 11, då ju den streckade delen av linjerna är extrapolerad, beroende på att de flesta angivna ämnena ha sin smältpunkt relativt långt från ordinatan i figuren.

Av de rena metallerna är det endast de med höga smältpunkter, som kommit till praktisk användning (volfram, W, och tantal, Ta). Vid fastställandet av lämplig arbetstemperatur måste hänsyn tagas till metallens förångning,

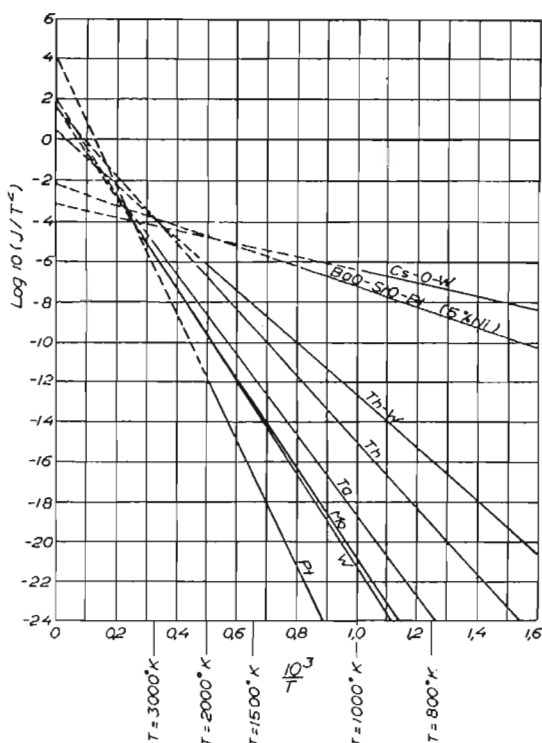


Fig. 11. Sambandet mellan elektronemission och temperatur för olika material: cesiumoxid på volframkärna, bariumoxid-strontiumoxid på platinakärna, torierad volfram, torium, tantal, molybden, volfram samt platina. Specifika elektronemissionen J är här angiven i A/cm^2 .

Rena metallkatoder.

som ju ökar kraftigt med tilltagande temperatur. Den genom förångning av katodtråden uppstående viktsminskningen bestämmer katodens livslängd. Vid volframkatoder blir ofta risken för avbränning av katodtråden stor, då viktsminskningen når ca 10 % (tvärarean av tråden minskas nämligen kraftigare på vissa ställen, och därvid stiger temperaturen just där, med kraftigare förångning som följd, tills tråden brännes av). Följande tabell visar data för några metaller med relativt hög smältpunkt (T).

	A_0 A/cm ² ·grad ²	b_0 °K	W_F eV	T_s °K	T °K	J_s A/cm ²	h_a g/cm ² ·sek.
Mo	60,2	50900	4,38	2900	1900	0,0005	$7,5 \cdot 10^{-10}$
Pt	17000	72500	6,27	2044	1600	ca 10^{-9}	$7,5 \cdot 10^{-10}$
Ta	60,2	47200	4,07	3125	2300	0,4	$7,5 \cdot 10^{-10}$
W	60,2	52400	4,52	3675	2500	0,3	$7,5 \cdot 10^{-10}$

Arbetstemperaturerna (T) ha valts så, att förångningshastigheten (h_a) är densamma för de angivna metallerna. Ångtrycket är vid resp. temperaturer ungefär detsamma för alla metallerna (ca $5 \cdot 10^{-8}$ mm Hg). Av tabellen framgår, att endast W och Ta ge någon högre emissionsström. Tidigare har endast W använts, men Ta finner alltmera användning i moderna konstruktioner.

Genom värmeavledningen vid anslutningsändarna sänkes verkningsgraden. Vid grova trådar blir temperaturfördelningen och därmed emissionen och förångningen ogynn-sam. För de högsta temperaturerna bli dock strålningsförlusterna dominerande. Upphängning och centrering av katodtråden kunna skapa vissa problem, då formförändringar och sprödhet vid höga arbetstemperaturer lätt uppstå genom rekristallisation av volframtråden. En stor fördel ha dock de rena metallkatoderna; de behöva endast ha ren yta för att arbeta bra, och de kunna i kallt tillstånd utsättas för normal atmosfär utan att emissionsförmågan försämrast. I drift kunna de även utsättas för jonbombardemang utan att skadas. Sin vanligaste användning få de därför i rör för höga spänningar (röntgenrör, likriktarrör etc.) samt i demonterbara rörsystem (experimentrör, stora sändarrör, elektronmikroskop m. fl.).

Volframkatodens livslängd.

Följande exempel belyser driftstemperaturens betydelse för katodlivslängden:

W-tråd $\varnothing$ 0,5 mm, längd 300 mm, katodyta 4,7 cm², vikt ca 1,13 g. Max. förångning 10 % eller 0,113 g, $T = 2500$ °K. Livslängden L sek. erhålles ur: $L \cdot 7,5 \cdot 10^{-10} \cdot 4,7 = 0,113$

$L = 3,2 \cdot 10^7$ sek. eller ca 8 800 timmar. $J_s = 0,3 \text{ A/cm}^2$, emissionsverkningsgraden $\eta = 4 \cdot 10^{-3} \text{ A/W}$

Om $T = 2000^\circ\text{K}$ blir $L = 50\,000$ år men J_s bara $0,001 \text{ A/cm}^2$, $\eta = 4 \cdot 10^{-5} \text{ A/W}$

Om $T = 3000^\circ\text{K}$ blir $L = 7$ timmar men $J_s = 14 \text{ A/cm}^2$ och $\eta = 9 \cdot 10^{-2} \text{ A/W}$

Emissionsverkningsgraden är således för W ca 4 mA/W (vid 2500°K)

och för Ta ca 9 mA/W (vid 2300°K).

För volframkatodens ändring av temperatur (T) och livslängd (L) vid mindre ändringar av glödspänningen (E_f) gäller approximativt:

$T = +1\%$ ger $J_s = +23\%$ men $L = -40\%$ eller för $E_f = +1\%$ blir $J_s = +7\%$ och $L = -13\%$. En glödspänning som är 10% över nominellt värde skulle således avkorta katodens livslängd till $\left(\frac{1}{1,1}\right)^{13}$ eller till ca 30% .

Vid nätspänningsvariationer på $\pm 10\%$ måste normala temperaturen väljas med sådan marginal, att röret fungerar vid $E_f = 90\%$ av normal glödspänning. Ex.: Antag att spänningen är normal utom $1/10$ av tiden, då den är 90% , och $1/10$, då den är 110% av nominellt värde (E_{fnom}). Rörets livslängd skulle då bli $0,1 \cdot L + 0,8 \cdot 0,3L + 0,1 \cdot 0,3 \cdot 0,3 \cdot L = 0,34L$, dvs. endast 34% av livslängden vid undre funktionsgränsen. Om glödspänningen (effektivvärdet) däremot stabiliseras till $\pm 2\%$ av nominellt värde, erhålles under i övrigt samma antagande som ovan $0,1 \cdot L + 0,8 \cdot \left(\frac{1}{1,02}\right)^{13} + 0,1 \left(\frac{1}{1,02}\right)^{26}$ eller $0,77L$, dvs. mer än dubbel livslängd mot ovan angivna exempel. Av detta framgår den oerhörda betydelsen av att hålla konstant och rätt glödspänning. I de fall då lägre strömuttag från katoden möjliggör sänkning av temperaturen bör detta ske. Om t. ex. endast halv ström uttages, blir $J_s = \left(\frac{E_f}{E_{fnom}}\right)^7 = 1/2$, $E_f =$

$E_{fnom} \cdot \frac{1}{\sqrt[7]{2}} \approx E_{fnom} \cdot 0,9$, varvid livslängden blir

$$L = \left(\frac{1}{0,9}\right)^{13} \cdot L_{nom} = 3,6 \cdot L_{nom}$$

Slutligen bör påpekas, att drift med konstant glödspänning medför sänkt J_s och sänkt T , då diametern minskas genom förångning. Vid drift med konstant glödström däremot ökar emission och temperatur. Härigenom kan förångningen accelereras, så att livslängden avkortas. I regel

måste vid drift med konstant ström stabilisering av strömmen ske med större noggrannhet för samma livslängdsresultat.

Torierad volframkatod.

Av fig. 11 framgår att man kan få betydligt högre emission med torierad volfram (Th-W). Denna form av katod utnyttjar den stora varmhållfastheten hos volfram och den högre emissionen hos torium. Genom att ytskiktet av torium är mycket tunt (troligen monomolekylärt) blir emissionen till och med högre än hos rent torium. Förångningen av torium från ytan blir också betydligt nedsatt varför högre driftstemperatur kan användas.

Normalt framställs katoden av volfram med ca 1,5 % ThO_2 . Då denna höga toriumhalt medför sprödhet, är det mycket svårt att framställa band, som ju skulle få den största ytan i förhållande till tvärarean. Tråden blir alltså den vanligaste formen. Vid rörtillverkning behandlas katoden enligt följande schema: a) upphettning till ca 2 800 °K under några minuter för att reducera ThO_2 . Det bildade toriet diffunderar ut till ytan, där det dock till största delen omedelbart förångas vid denna höga temperatur. b) temperaturen hålles vid 2 100 °K, som är optimal temperatur för utbildning av toriumytskiktet under några timmar. c) bildande av ett karbidskikt på volframtråden vid ca 1 600 °K genom närvaro av naftalin, acetylen eller annat kolväte i gasform. Volframkarbiden reducerar förångningen av torium från ytan till ca $\frac{1}{6}$ (tyvärr även J_s , men i mycket mindre grad). I drift användes 1 800—2 000 °K. Då emissionen avtagit, kan viss nyformering ske genom att katoden upphetas till 2 100 °K eller mera (ca 50 % överspänning på glödtråden) enl. punkt b) ovan.

I drift blir vid 1 800 °K J_s ca 2 A/cm² och $\eta \approx 0,14$ A/W
vid 2 000 °K J_s ca 4 A/cm² och $\eta \approx 0,17$ A/W

Torierade volframkatodens livslängd.

Förångning och livslängd äro vid denna katodtyp betydligt svårare att förutsäga, då viss nybildning av toriumlagret på ytan sker under drift. Volframmaterialiets förångning är vid 2 000 °K fullkomligt försumbart. I princip gäller resonemanget, att vid $E_f = +1$ ‰ blir $J_s \approx +6$ ‰, $I_f \approx +0,5$ ‰ $T \approx +0,4$ ‰.

För överslagsräkning av hur livslängden ändrar sig med varierande glödspänning kan man använda tumregeln, att $E_f = +1$ ‰ ger $L \approx -8$ ‰.

De räkneexempel, som genomfördes för volframkatoden med varierande glödspänning kunna fullföljas även för den torierade volframkatoden, varvid ± 10 % ändring av E_f

ger livslängden $0,49 L$ och vid $\pm 2 \%$ variation av E_f livslängden $0,85 L$.

I de allra flesta fall torde även här stabiliseringsutrustningen betala sig genom vinsten i livslängd. Vid halvt strömuttag bör glödspänningen vara $E_f = 0,89 E_{fnom}$ med livslängden $L = L_{nom} \cdot 2,5$.

De hittills beskrivna katoderna äro genom sin form av direkt upphettad typ. Som namnet anger, sker upphettningen genom att en ström (glödströmmen) ledes genom katodtråden. För att nedbringa spänningsfallet utefter katodtråden gör man tråden relativt grov. Man kan också koppla flera trådar parallellt, anbringade i ett plan eller i en cirkel.

Den s. k. oxidkatoden karakteriseras av att det emitterande skiktet är uppbyggt av oxider av metaller, tillhörande alkaliska jordarternas grupp, företrädesvis barium, strontium och kalcium. Denna typ av katod upptäcktes av Wehnelt år 1904. Sedan 1920-talet har den funnit allt större användning och är i dag den ojämförligt viktigaste och mest använda katodtypen.

Vid tillverkning av oxidkatoden utgår man vanligen från vattenlösningar av barium-, strontium- och kalciumsalter (vanligen nitrater). Genom tillsättning av soda eller ammoniumkarbonat utfälls det olösliga barium-, strontium- och kalciumkarbonatet vanligen som blandkristaller. Form och storlek av de utfällda kristallerna äro av viss betydelse för emissionsströmmen hos den färdiga katoden och bestämmas av fällningstemperaturen, som därför noga kontrolleras. Proportionerna Ba : Sr : Ca äro också av viss betydelse för emissionsströmmen, speciellt vid låga katodtemperaturer. För vissa batterirör är halten Ca så stor som ca 13 mol %, medan man oftast för övriga rör använder 50 : 44 : 6 mol % för Ba : Sr : Ca. Kalciumtillsatsen göres här bl. a. för att förbättra vidhäftningen vid nickelhylsan. Karbonaterna uppslammas vanligen i en lösning liknande cellulosalack till den s. k. katodpastan, som sedan sprutas på den metall som är bärare av oxidskiktet. Vid pumpning av röret upphettas katodpastan till ca $1\,050^\circ\text{C}$, varvid nitrocellulosan avgår i gasform och karbonaterna omvandlas (brytas ned) till oxider. Vidhäftningen till metallen bestämmes härefter helt av oxidskiktets struktur och sammansättning, metallytans struktur samt av hur nedbrytningen skett. Vid pumpningen sker en viss reduktion av BaO. Därtill bidraga de reduktionsmedel, som finnas i katodpastan och i katodnicklet. De vanligaste reduktionsmedlen äro C, CO, Si, Mg, Al, Ti m. fl. Redan nitrocellulosan ger C och CO vid upphettning, men katodnicklet innehåller vanligen de mest verksamma reduktionsmedlen Si, Mg, Al, C och ibland Ti. Därför har katodnicklets sammansättning stor betydelse för katodens egenskaper. — Den största delen av det barium som måste reduceras ur BaO bildas dock i »aktiveringsprocessen» (inbränningen). I denna drages en relativt kraftig elektronström genom katodskiktet. Därvid sker en om elektrolys påminnande process, varvid BaO sönderdelas. Speciellt vid katodmaterial som sakna reducerande tillsatser är denna process nödvändig för att åstadkomma tillräcklig mängd barium.

Även vid oxidkatoden spelar förångningen stor roll. Vid driftstemperaturen (ca $1\,000$ — $1\,100^\circ\text{K}$) är t. ex. förångningen av Ba och BaO mycket stark. Av denna anledning

Direkt upphettade katoder.

Oxidkatoden.

är det svårt att tänka sig ett metalliskt bariumlager på oxidskiktets yta, även om vissa moderna undersökningar tyda på det. I så fall måste detta lager vara ytterligt tunt (en bråkdel av molekyl diametern) så att extra ytkrafter kunna hålla Ba-atomerna kvar vid ytan. Innanför detta skikt befinna sig ca 100 molekylskikt med enbart SrO (BaO har här förångats, vilket framgår ur röntgenspektrografiska undersökningar). Resten av oxidskiktet, som är 0,02—0,10 mm tjockt, består av blandkristaller av Ba-, Sr-, Ca-oxider. I detta oxidgitter ha metalliska Ba-atomer införts. Modern halvledarteknik har lärt oss, att man troligen har en atom Ba på 10^6 . Produktionen av reducerat Ba och dess transport genom oxidskiktet är av största betydelse för oxidkatodens livslängd. Även för hög Ba-produktion medför nackdelar, då därvid »överskottet» förångas och slår sig ned på icke önskvärda ställen (gallertrådar och isolatorer). Härtill bidraga hög temperatur och kraftigt reducerande ämnen i katodnicklet. Dessa tillsatser användas ofta för att motverka den nedgång i Ba-halt vid katodytan, som uppstår då Ba förenar sig med främmande ämnen som syre, klor, svavel, fosfor med flera (katodförgiftning).

Då en Ba-atom avger en eller flera elektroner, uppstår en jon (Ba^+ eller Ba^{++}), som vandrar mot katodnicklet för att där neutraliseras, varefter den är färdig för att ånyo vandra ut mot ytan. Katodens emissionsförmåga, som till största delen beror på bariumkoncentrationen i ytskikten, blir ytterligt känslig för de diffusionsprocesser, som behövas för att bibehålla jämvikt (Ba utåt, Ba^+ inåt). Temperaturen spelar härvid stor roll, och ofta finner man »insvägningsförlopp» vid varje ändring av temperaturen, tills emissionen blir stabil. Detta beror just på diffusionsprocesserna.

Till skillnad från de rena metallkatoderna blir oxidkatoden obrukbar, om den i kallt tillstånd utsättes för normal atmosfär. Speciellt vattenånga kan i små mängder överföra de ostabila oxiderna till hydroxider. En reparation av rör med oxidkatod kan därför ej ske utan utbyte av oxidskiktet. I vissa fall kunna dock genom reduktion med metan eller andra ämnen de bildade hydroxiderna återföras till oxider, resp. delvis till reducerat barium.

I början hade oxidkatoden samma form som tidigare använda metallkatoder. Denna direkt upphettade typ har under årens lopp utvecklats, så att glödeffekten blivit allt lägre, då för de flesta rör av denna typ torr batterier användas som strömkälla. För ökning av varmhållfastheten har nickellegeringar med Al- och Si-tillsatser använts med glödströmmar ned till 50 mA. Vid ännu lägre glödströmmar

måste W-trådar belagda med oxidskikt användas. För 25 mA är t. ex. diametern på volframtråden ca 0,01 mm och oxidkatodens yttre diameter ca 0,03 mm. För att glödeffekten skall ytterligare nedbringas ha vissa rör dessutom glödspänningar på ca 0,6 V, så att två rör kunna seriekopplas på en torrbattericell.

Vid den indirekt upphettade oxidkatoden anbringas oxidskiktet på en rörformig hylsa (i undantagsfall en skiva) uppvärmd av en glödtråd, vanligen isolerad från hylsan. Denna katodtyp kallas också ekvipotentialkatod, då ju spänningsfallet över upphettningstråden ej ger någon potentialdifferens utefter katoden. Fig. 12 visar några typer av indirekt upphettade katoder. För upphettning av de indirekta katoderna användas W—Mo-legeringar eller i bästa fall rent W. Som isolation användes aluminiumoxid, som sprutas på tråden och sintras fast. (I en del fall sker beläggning genom katafores.) I vissa fall är glödströmmen så låg som 50 mA vid en spänning på 20 V, varvid en tunn och lång tråd (ca 400 mm tråd med en diameter på ca 0,02 mm) måste användas. Av denna anledning spiraliseras ofta glödtråden. Fig. 13 visar några olika utföringsformer för glödtrådar. Formen avgöres ofta av det utrymme, som finnes i katodhylsan. Isolationens tjocklek bestäms av den spänning, som skall påläggas mellan glödtråd och katod. Föreoreningar i aluminiumoxidskiktet utgöra ett

Indirekt upphettad oxidkatod (ekvipotentialkatod).

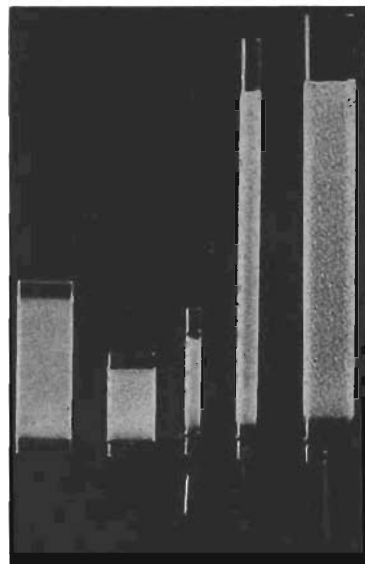
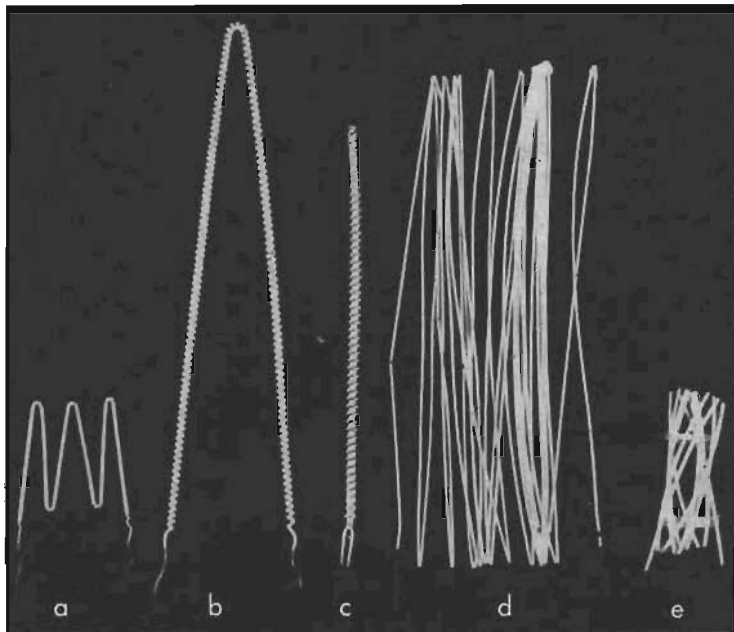


Fig. 12. Några olika typer av indirekt upphettade katoder (fr. v. 7150, 404A, 403B, 6AQ5L, 6761).



*Fig. 13. Glödtråden består av ren eller legerad volfram, isolerad med fastsintrad Al_2O_3 . Formen bestäms av utrymmet i katodhylsan.
a) spiral med flera bockar (404A)
b) spiral med en bock (6761)
c) bifilärspiral (6AQ5)
d) bockad raktråd (50C5)
e) bockad raktråd (6J6). Observera den bara tråden i bockarna.*

Typ	% Cu max.	% Fe	% Mn max.	% C max.	% Mg	% Si	% S max.	% Ti max.
<i>Aktiva.</i>								
2(799)	0,04	0,05—0,10	0,05	0,08	0,01—0,1	0,12—0,20	0,005	0,01
4(599)	0,04	0,05—0,10	0,10	0,08	< 0,01	0,15—0,25	0,005	
7(A31)	0,10	< 0,10	0,05	0,10	0,01—0,06	0,01—0,06	0,005	0,02 + 4% W
<i>Normala.</i>								
11(220)	0,20	< 0,20	0,20	0,08	0,01—0,10	0,01—0,05	0,008	
<i>Passiva.</i>								
21(499)	0,04	< 0,05	0,02	0,05	< 0,01	< 0,02	0,005	0,01

hinder för de allra högsta spänningarna (> 500 V), om ej ett massivt keramikrör användes som isolation. Härvid blir dock värmetrögheten och därmed upphettningstiden avsevärd (> 60 sek.).

Basmaterialets betydelse.

Fig. 14 visar i princip, hur emissionen ändrar sig med tiden för olika basmaterial. Då det är omöjligt att mäta J_s utan att förstöra eller förändra katodskiktet, har emissionens inverkan på ett rörs prestanda mätts. Därvid bli förändringarna ej så stora i prestanda som i verklig emission, speciellt ej innan det kritiska värde nåtts, då emissionen ej räcker till för att hålla prestanda uppe. Den streckade delen antyder att J_s är lägre i början och sedan ökar, för att nå maximum samtidigt med den heldragna kurvan över rörprestanda. Några exempel på olika material enl. ASTM (American Society for Testing Materials) ges i tabellen överst på denna sida.

Observera den höga Si-halten hos de flesta aktiva nickel, med undantag för typ 7 (A 31). Mg-halten är också hög, delvis betingad av att Mg användes som desoxidationsmedel i nickelsmältan. Mg har dock stor förångningshastighet, om det förekommer som ren metall. Om det däremot är oxiderat till MgO , förångas det ej vid normal driftstemperatur. Ur förångningssynpunkt äro även Mn och Cu ogynnsamma. W-tillsatsen användes för att öka varmhållfastheten hos nicklet. 4 % W, som i typ 7, ökar böjhållfastheten till det dubbla hos ett katodnickelrör vid arbetstemperaturen (ca $800^\circ C$). Volfram är också ett svagt reduktionsmedel. Den normala typen (11) innehåller mindre Si och ibland även mindre Mg, som ju äro de kraftigaste reduktionsmedlen. Den passiva typen har ingen större mängd reduktionsmedel utan har vid smältningen som desoxidationsmedel haft C som vid oxidation försvunnit i gasform (CO , CO_2). I extrema fall användes Pt som basmaterial, och det tillhör då givetvis den passiva gruppen, om det ej

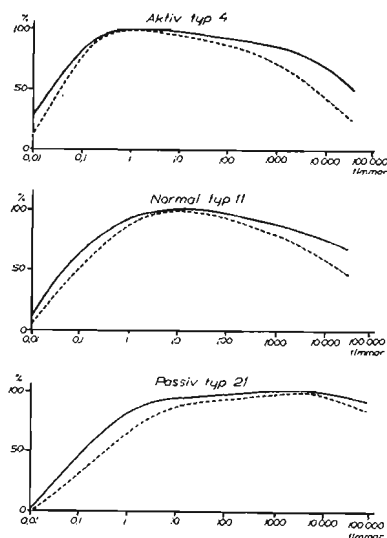


Fig. 14. Katodens emissionsegenskaper bero av metallunderlagets sammansättning (se tabell). De streckade kurvorna ange J_s , medan de heldragna linjerna ange förändringar i rörets data (branthet), som endast indirekt äro beroende av emissionen. Observera att tiden till maximal J_s blir längre för passiva typen. Kurvorna gälla för ca $725^\circ C$ temperatur.

innehåller reduktionsmedel (i den engelska delen av atlantkabeln ingår rör med katoder av denna typ).

Då basmateriallets reduktionsmedel reducerar BaO, bildas olika kemiska föreningar mellan C, Si, Mg, Al, Ti och delvis även W. Av dessa kemiska föreningar uppvisar den med Si, bariummortosilikatet (Ba_2SiO_4) speciellt tråkiga egenskaper. Redan så liten Si-halt som 0,05 % ger ett för blotta ögat synligt grågrönt gränsskikt (interface) mellan nickelhylsa och oxidskikt. Detta gränsskikt har halvledaregenskaper, dvs. dess resistans är beroende av antalet fria överskottselektroner. Därför varierar resistansen med den katodtemperatur, som användes vid tillverkningen av röret och i drift. Numera söker man undvika katodmaterial med höga Si-halter (för långlivsrör av svenskt fabrikat användas passiva material, nr 21, med max. 0,02 % Si, som ger inga eller obetydliga gränsskikt). Gränsskiktets ungefärliga resistans, då det är fullt utbildat, är ca $40 \Omega/\text{cm}^2$ katodyta (det är omvänt proportionellt mot katodytan), men naturligtvis äro variationerna stora. Skiktet utbildas fortare vid högre temperaturer, och då ingen ström flyter genom gränsskiktet, »utarmas» detta på elektroner, varför resistansen stiger. Man kontrollerar därför ofta genom drift med förhöjd glödspänning (ca 20 % överspänning) och med strypt anodström att rören ej visar benägenhet för gränsskiktbildning. För att öka resistansen ytterligare vid mätning sänker man glödspänningen till 75–90 % av nominellt värde, varvid gränsskiktet får 5 resp. 2 gånger större resistans än vid normal glödspänning. Svårigheten att få överensstämmande mätvärden består i att det finns över tio olika mätmetoder, alla med sina fördelar men med olika mätresultat som följd. Orsaken till skillnaden är att man endast behöver dra större ström genom gränsskiktet en kort stund, för att resistansen i detta skall stabilisera sig vid ett motsvarande lägre värde än det som erhålles vid den lägre ström som rören haft i drift. Även en lägre ström vid mätning ger avvikande resultat, men här fordras det i regel längre tid för att en högre resistans skall utbilda sig. Allt slags kontrollmätning av rör bör alltså ske så, att gränsskiktsresistansen mätes först, vid en katodström som motsvarar driftsvärdet. För att efterbilda verkningarna av gränsskiktet använder man det schema, som ges i fig. 15. R_1 är här gränsskiktsresistansen ($40 \Omega/\text{cm}^2$ katodyta) och den shuntas med kapacitansen C, vars värde är ca $5\,000 \text{ pF}/\text{cm}^2$ katodyta (och linjärt ökande med ökad katodyta). En ytterligare resistans R_2 får ofta

Gränsskikt.

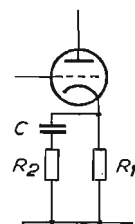


Fig. 15. Gränsskiktet mellan oxid och nickelhylsa liknas vid en resistans R_1 (ca $40 \Omega/\text{cm}^2$ katodyta) och en parallellkapacitans (C) på ca $5\,000 \text{ pF}/\text{cm}^2$ (i vissa fall måste genom förlusterna i C en resistans R_2 införas).

införas för att helt efterbilda verkningarna av gränsskiktet. Till dessa återkomma vi på sid. 296.

Oxidkatodens verkningsgrad.

Oxidkatoderna behöva ca 1,5—3 W/cm² yta, beroende på arbetstemperatur och avledning. Av denna yta äro 50—80 % belagda med oxidskiktet, den högsta siffran gäller för långa katoder. Avledningen vid infästningen av katoden i glimmerskivorna (hakar vid direkt upphettade katoder) kan ibland ge en temperaturskillnad på 100 °C och mera uteder katodens längd, varav följer ogynnsam livslängd.

De konstanter, som ingå i ekv. 11, bli för oxidkatoden $A_0 \approx 0,01$ A/cm² grad² och för $b_0 \approx 10\,000/^\circ\text{K}$ ($W_F = 0,86$ eV). Stora variationer förekomma dock, varför all beräkning av J_s för oxidkatoden alltid blir approximativ. Med de angivna konstanterna blir vid $T = 1\,000^\circ\text{K}$ $J_s = 0,5$ A/cm², och för $T = 1\,100^\circ\text{K}$ är $J_s = 1,3$ A/cm². Effektbehovet är vid de angivna temperaturerna ca 2 W/cm² resp. 3 W/cm², och om 75 % av katodytan äro belagda med oxidskikt, blir verkningsgraden vid 1 000 °K ca 190 mA/W och vid 1 100 °K 500 mA/W glödeffekt.

Av dessa siffror framgår, att oxidkatodens verkningsgrad överträffar de tidigare beskrivna katodtyperna högst avsevärt (150 mA/W för den torierade och 4 mA/W för den rena volframkatoden). Oxidkatoden har dock sin begränsning genom att den ej tål bombardemang av hastiga joner och elektroner. I sändarrör för höga spänningar utbytes den därför oftast mot torierade eller rena volframkatoder.

Oxidkatodens livslängd.

Livslängden för en oxidkatod är mycket kraftigt beroende av drifttemperaturen. Sambandet är dock ej lika enkelt som vid förut behandlade katodtyper, bl. a. beroende på att diffusionsprocesser och förångning samt förgiftningsprocesser alla äro kraftigt temperaturberoende men i olika hög grad. Att generellt fastställa livslängdens ändringar med glödspänningens ändring är ej möjligt. För rör, som tillverkats med största omsorg och som varit i drift en tid, kan följande tumregel tillämpas.

$$\begin{aligned} E_f &= +1\% & J_s &\approx +5\% \\ L &\approx -7\% \end{aligned}$$

Livslängden i förut anförda exempel (sid. 278) blir för oxidkatoder med 10 % spänningsvariationer = 0,54 L , med 2 % variation blir livslängden 0,87 L eller 60 % ökning.

För halvt strömuttag erhålles

$$E_f = 0,87 E_{f \text{ nom}}$$

$$L = (2)^{\frac{7}{5}} \approx 2,6 \cdot L_{\text{nom}}$$

Vid sänkt katodtemperatur blir katoden ytterligt känslig för förgiftning, varför man oftast måste köra rören vid nominell E_f ett tag först och sedan en längre tid vid den lägre glödspänningen, för att emissionen skall stabilisera sig.

Oxidkatoden skiljer sig i emissionshänseende från de rena metallerna därigenom att den vid normal temperatur ej uppvisar någon definierad mättningsström. En volframkatod t. ex. avger, om fältstyrkan är noll invid katodytan, en elektronström, som bestäms av (11). Höjes fältstyrkan, uppträder endast en obetydlig ökning i emissionsströmmen, svarande mot det yttre fältets bidrag till frigöringsarbetet. Detta fenomen benämnes Schottkyeffekt efter Schottky, som först angav dess teori. Enligt denna får man ett linjärt samband mellan logaritmen för emissionsströmmen I_e och roten ur fältstyrkan K_0 invid katoden (fig. 16 a). Vid en oxidkatod får motsvarande diagram ett helt annat utseende (fig. 16 b) och först vid höga fältstyrkor erhålles ett linjärt samband. Oxidkatodens absoluta emission kan sålunda ej direkt uppmätas genom att man höjer uppsamlingselektrodens spänning, tills mätning inträder, utan måste bestämmas genom extrapolering ur fig. 16.

En annan anmärkningsvärd egenskap hos oxidkatoden, som utnyttjas speciellt inom radartekniken, är dess förmåga att under mycket korta impulser, av storleksordningen mikrosekunder, åtskilda av längre viloperioder, avge en emissionsström, mångdubbelt större än den normala.

Man kan vid vissa pulsanvändningar ha så höga spänningar som 50 kV och mera samt strömmar på 100-tals A. De stora påfrestningar på oxidskiktet, som uppstå genom jonbombardemang och elektronbombardemang (till katoden återvändande felfasiga elektroner), ha medfört utveckling av speciella oxidkatoder, där oxidskiktets vidhäftningsförmåga ökats genom sintring av nickelpulver till katodhysan, ofta av molybden (matriskatod). Drifttemperaturen är ca 1 150° K. Genom att införa oxiden i en behållare, varifrån den drives ut genom porer i en volframkropp, samtidigt som reduktion till metalliskt Ba sker, erhåller man den s. k. L-katoden (dispenser cathode), se fig. 17. Lämpligaste drifttemperaturen blir därvid så hög som 1 400° K, varvid J_s är ca 10 A/cm², och den mängd

Oxidkatodens emissions-egenskaper.

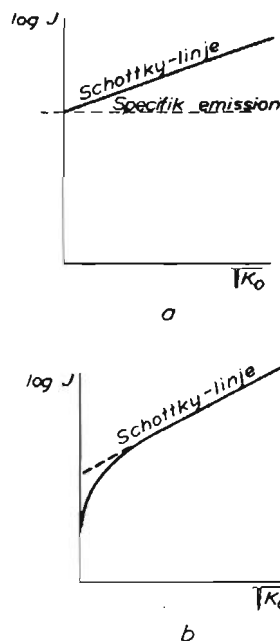


Fig. 16. Elektronemissionens beroende av fältstyrkan vid katodytan (Schottkyeffekt): a. vid rena metaller; b. vid sammansatta katoder, t. ex. torierad volfram- och oxidkatod.

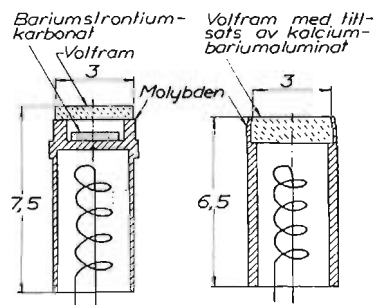


Fig. 17. L-katoden t. v. med inre förrådsutrymme, t. h. av impregnerad typ.

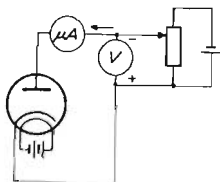


Fig. 18. Bestämning av hastighetsfördelningen vid termisk elektronemission.

Elektronernas utgångshastighet vid termisk emission.

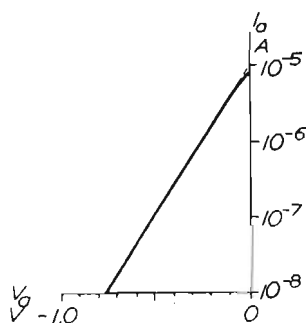


Fig. 19. Anodström hos diod med planparallellt elektrodsystem vid svagt negativa anodspänningar och försumbar rymladdning. Av diagrammet framgår att anodströmmen varierar exponentiellt med anodspänningen på grund av den statistiska spridningen i elektronernas utgångshastighet (Maxwell'sk fördelning).

Kontaktpotential.

Ba som förångas blir mycket stor. Vid en annan typ av katod (även den kallad L-katod), liknande den sist nämnda, är hela den porösa volframkroppen impregnerad med bariumföreningar, som vid drift ge reducerat barium, som diffunderar ut till ytan (fig. 17). Driftstemperaturen är här något lägre (ca 1 300°K), men även här är förångningen betydande. Fördelarna ligger i att man kan slipa ytorna jämna, varför exakta mått kunna erhållas. Ännu ha dessa typer av katoder ej kommit till användning i mottagarrör, framförallt beroende på problemen vid de höga driftstemperaturerna (glimmer kan ej användas för centrering, isolationen förstöres av sublimerat barium m. m.).

I ett tidigare avsnitt har framhållits att elektroner endast kunna nå en elektrod, som är positiv i förhållande till katoden. Mäter man anodströmmen i en diod med indirekt upphettad oxidkatod enligt fig. 18, finner man emellertid, att den visserligen är liten men fullt mätbar vid nollspänning på anoden, för att snabbt avta, då anoden göres svagt negativ. Fenomenet beror på att de emitterade elektronerna besitta utgångshastigheter, som göra det möjligt för dem att övervinna ett positivt fält. Då elektronernas hastighetsfördelning följer en av Maxwell angiven fördelningslag, kan man i detta område beräkna anodströmmen I_a enligt

$$I_a = I_e \cdot e \cdot \frac{V_a}{T} 11\,600 \quad (12)$$

där V_a är anodspänningen, T katodtemperaturen i °K och e basen för naturliga logaritmsystemet. Sambandet illustreras av fig. 19 som återger ett typiskt fall (obs! den logaritmiska skalan för strömmen).

Vid undersökning av elektronernas hastighetsfördelning i kortvariga, mycket höga strömpulser (10-tals A/cm²) från oxidkatoder visar det sig att man kan få en spridning på ca 200 eV (mot ca 1,0 eV i vanliga fall). Fenomenet förklaras med att emissionsmekanismen här är en helt annan med potentialskillnader på mer än 200 V i de ytporer som finnes i oxidskiktet. Först vid höga katodströmmar börjar de djupare liggande delarna av porerna att bidra. Av detta framgår tydligt att sambandet mellan den vid pulsdraft erhållna emissionen och den i vanlig drift erhållna mättningsströmmen ej är så lätt att fastställa. En bra katod vid »vanlig drift» är ej alltid en bra pulskatod och i undantagsfall kan även det omvända förhållandet gälla.

På grund av frigöringsarbetet kommer potentialen omedelbart utanför en elektrod att understiga dennas potential med ett belopp lika med elektrodytans frigöringsenergi. Skillnaden i frigöringsenergi mellan två elektroder, t. ex. katod och anod eller katod och galler, yttrar sig tydligen som en EMK, benämnd kontaktpotentialen (E_{kp}), som adderar sig till spänningen över den yttre strömkretsen. Det uppnådda värdet på anodspänningen skall sålunda korrigeras med kontaktpotentialen, som vanligen är negativ och kan uppgå till ett par volt, innan det t. ex. insättes i (12).

Sekundäremission

Fria elektroner kunna utlösas ur ett material av infallande elektroner med tillräcklig energi (hastighet). Dessa, *primärelektronerna*, avge därvid energi till en eller

flera *sekundärelektroner*, vilka tack vare energitillskotten kunna övervinna de kvarhållande krafterna och lämna materialets gränssyta. Primärelektronerna, som förlorat energi, absorberas i detta fall. Det förekommer emellertid också, att primärelektronerna reflekteras i kraftfälten från atomerna i gränsskiktet och återvända därur med oförminskad energi eller avböjas så starkt i djupare skikt, att de vända om, i detta senare fall med lägre energi. Dessa båda grupper skilja sig från de »äkta» sekundärelektronerna, vilkas energi efter utträdet i likhet med de termiskt emitterades är statistiskt fördelad, huvudsakligen i området 0–10 eV.

Sekundäremissionsfaktorn, ofta betecknad δ , anger förhållandet i antal mellan de sekundära och de primära elektronerna och är på grund av statistiska variationer en kontinuerlig funktion av primärelektronernas energi och infallsvinkel. Det har fastställts att utbytet växer med infallsvinkeln och blir störst vid »strykande» infall. Likaledes växer δ med primärenergien, starkast i början, för att vid mycket höga energier åter avta, som framgår av fig. 20. För de rena metallerna är utbytet i allmänhet lågt, ca 2, under det att oxiderade och sammansatta skikt, speciellt av alkalimetallerna och de alkaliska jordarterna, ge höga utbyten, cesium på oxiderad silveryta t. ex. 8–11. Skikt av denna typ, som också ha goda fotoemissions-egenskaper, äro emellertid mycket ömtåliga för bl. a. uppvärmning, varför de huvudsakligen användas i rör med fotokatoder för primärströmmen.

En beständigare typ av sekundäremissionskatoder, dock ej med så högt utbyte, har man i vissa metallegeringar, t. ex. silver-magnesium och legeringar mellan beryllium och koppar eller nickel. Även isolatorer uppvisa sekundäremission, varvid är att märka, att i praktiken jämvikt först uppstår då isolatorn uppladdats till sådan potential att antingen $\delta = 1$ eller överskottet av sekundärelektroner återkastas av det omgivande fältet. Är från början $\delta < 1$ urladdas i stället isolatorn till så låg potential att primärelektronerna repelleras framför densamma.

Den extremt låga sekundäremissionsfaktorn hos finfördelat kol (sot), $\delta = 0,5$, utnyttjas i många rörkonstruktioner för minskning av icke önskad sekundäremission hos elektroder (anoder, galler) eller isolatorer (kolvar), genom att man belägger dessa med ett kolskikt.

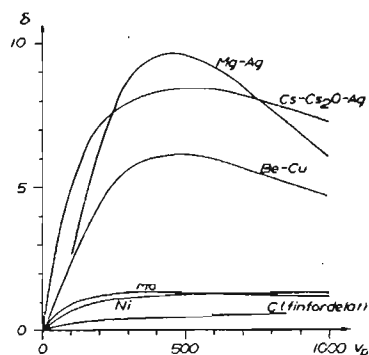


Fig. 20. Sekundäremissionsfaktorns variation med primärelektronernas energi för olika material. Kurvan för Ni gäller med god approximation även för Cu.

Jonstötemission

Denna emission är av samma karaktär som sekundäremissionen med den skillnaden att elektronerna frigörs vid bombardemang med positiva joner. Jonstötemissionen spelar en avgörande roll vid jonrör av kallkatodtyp.

Fotoemission

Fotoemission innebär att fria elektroner emitteras från ett material vid ljusbestrålning. Fenomenet förete stora likheter med sekundäremission så till vida, att effekten är tröghetsfri och att emissionsströmmen är direkt proportionell mot ljusmängden (ljusstyrkan), som motsvarar primärströmmen vid sekundäremission. Fotoemission inträffar i princip först när energinivån hos bestrålningen, uttryckt i ljuskvanta (fotoner), överstiger frigöringsenergin hos materialet i fråga. Fotonens energi är proportionell mot ljusstrålningens frekvens och sålunda omvänt proportionell mot dess våglängd enligt sambandet

$$W_{Ph} = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda_{Ph}} \quad (13)$$

$$\text{eller uträknat } W_{Ph} = \frac{12\,335}{\lambda_{Ph}} \text{ eV} \quad (14)$$

λ_{Ph} uttryckes i Ångström, h är Plancks konstant och c ljushastigheten. Maximala energin hos de emitterade elektronerna är således

$$W_{e_{\max}} = W_{Ph} - W_F \quad (15)$$

där som förut W_F är frigöringsenergin.

Genom val av lämplig ljusvåglängd och monokromatiskt ljus kan sålunda emission med liten spridning i initialhastighet åstadkommas.

Hos rena metaller stiger också utbytet snabbt då gränsvåglängden underskrides och begränsas i praktiken först i ultravioletterna området, där glashöljets absorption sätter in. I tekniken använda fotokatoder av den sammansatta typen, t. ex. cesium, med oxiderat silver som basmaterial, uppvisa ett mycket högt utbyte, av storleksordningen 40 $\mu\text{A/lumen}$, dock begränsat till ett visst spektralområde. Denna egenskap, s. k. selektiv fotoeffekt, är ej alltid en olägenhet.

Spektralkänslighetskurvor för några vanliga fotokatodtyper visas i fig. 21. I USA använda kodbeteckningar för resp. typer ha därvid även angivits.

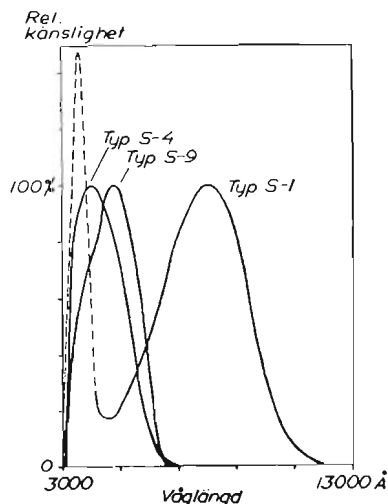


Fig. 21. Relativ spektralkänslighet hos några i USA vanliga fotokatoder. Kurvorna avse kompletta fotoceller och inkludera därför absorptionen i resp. vakuumhöljen.