

som närmast skola behandlas i syfte att erhålla en grundval för ett senare studium av de enskilda rörtypernas konstruktion, funktion och egenskaper, nämligen elektronemission och elektronstyrning.

2. Elektronen, dess påverkan av elektriska och magnetiska fält

Elektronen representerar den minsta kända elektriska laddningen och betraktas vanligen såsom en partikel¹ med negativa laddningen e och massan m_e (skrives enbart m då risk för förväxling ej föreligger). Följande numeriska värden kunna angivas

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C (coulomb)}$$

$$m = 9,107 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

Den fria elektronens rörelse i vakuum bestämmes av de krafter, som den påverkas av i elektriska och magnetiska fält, i samband med de masskrafter som den enligt dynamikens lagar utsättes för vid rörelseförändringar.

Ett elektriskt fält utövar på en elektron en kraft som är lika med produkten av elektronens laddning och den elektriska fältstyrkan i den punkt där elektronen befinner sig. Sambandet kan sålunda formuleras

$$F = -e \cdot K \quad (1)$$

Där ej annat angives kommer det rationaliserade M K S-systemet enligt Giorgi att användas. Kraften F uttryckes alltså i n (newton; $1 \text{ n} = \frac{1}{9,81} \text{ kgf}$) och fältstyrkan K i V/m.

Minustecknet beror på elektronens negativa laddning. Kraften strävar tydligen att föra elektronen mot mera positiv potential, t. ex. en anod, såsom vid den i fig. 3 visade planparallella elektrodanordningen. Sammanställes (1) med dynamikens allmänna kraftekvation erhålles

$$a = -\frac{e}{m} \cdot K \quad (2)$$

där a är accelerationen i m/s^2 .

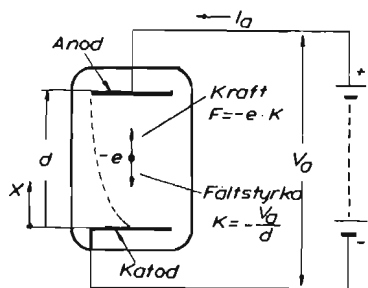


Fig. 3. Kraftverkan på en elektron i ett homogent elektriskt fält. Observera att den elektriska fältstyrkan är motriktad elektronens rörelse, med andra ord, fältstyrkan är negativ. Beträffande den streckade banan se sid. 271.

¹ Inom den moderna fysiken har man tvingats acceptera två yttringar av elektronen, dels såsom en partikel, dels såsom en vågrörelse. I det följande kommer endast det förstnämnda betraktelsesättet att tillämpas.

Ur (1) och (2) kan genom substitution och integration erhållas

$$\frac{mv^2}{2} = e \cdot V \quad (3)$$

en viktig relation, som uttrycker sambandet mellan elektronens hastighet v och potentialen V , refererad till den punkt, där hastigheten är noll, dvs. normalt elektronens utgångspunkt, katoden.

Ekvationen (3) kan emellertid även uppställas direkt om man utgår från energiförhållandena. Vänstra ledet i ekvationen utgör ju det välbekanta uttrycket för kinetiska energin (rörelseenergin eller »levande kraften») hos en kropp, och denna måste vara lika med produkten av kraft och väg. Kraften är ju $-eK = e \cdot \frac{dV}{dx}$ och vägen Σdx ,

varav energin $W = \Sigma e \cdot \frac{dV}{dx} \cdot dx = \Sigma e \cdot dV = e \cdot V$. Vad elektro-

nen vunnit i kinetisk energi, $\frac{mv^2}{2}$, har den alltså förlorat i potentiell energi, $e \cdot V$. Fullständig analogi föreligger i detta fall med en kula som friktionsfritt rullar nedför en sluttning. Lutningen svarar då mot fältstyrkan och minskningen i höjd mot ökningen i potential.

Om en elektron träffar en elektrod, t. ex. en anod, med en viss hastighet, omsättes normalt hela dess rörelseenergi i värme, »anodförlust», som tillföres elektroden i fråga. Värmemängden blir tydligen just $e \cdot V_a$ Ws, om V_a är elektrodens spänning i förhållande till katoden. Antag att n elektroner träffa elektroden per tidsenhet. Den effekt som utvecklas vid elektroden i form av värme blir då $P_a = n \cdot e \cdot V_a$ W, men $n \cdot e$ är tydligen lika med strömmen I_a till elektroden och sålunda är förlusteffekten $P_a = V_a \cdot I_a$, dvs. just den effekt som tillföres från den yttre strömkretsen.

I stället för att uttrycka en elektrons eller annan laddad partikels energi, vare sig det gäller kinetisk eller potentiell, i exempelvis Ws, är det inom elektroniken brukligt att ange den i elektronvolt (eV), dvs. det spänningsfall i volt som en elektron skall genomlöpa för att uppta ifrågavarande energimängd. Tydligen är $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Ws}$.

För beräkning av en elektrons hastighet skrives (3) lämpligen under formen

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (4)$$

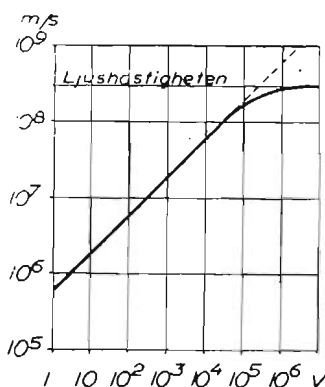


Fig. 4. Elektronhastighet som funktion av accelerationsspänningen.

eller med insatta värden

$$v = 5,93 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{V} \text{ m/s} \quad (4a)$$

Insättning i denna formel visar att ljushastigheten skulle kunna uppnås med en accelerationsspänning av cirka 250 000 V. Detta är uppenbart orimligt och beror på att hänsyn ej tagits till den ökning av massan som enligt relativitetsteorin uppträder vid rörelse, och som i detta fall ger ett fel större än 1 % vid accelerationsspänningar större än 2 500 V. Det logaritmiska diagrammet i fig. 4 återger det korregerade sambandet mellan accelerations-spänning och elektronhastighet.

Då ekvation (3) uttrycker ett energisamband är det tydligt att den frånsett ovannämnda inskränkning ej är begränsad till linjära elektronbanor, såsom i fig. 3 t. ex., utan även gäller i varje punkt på en godtycklig elektronbana, så länge potentialerna ej hinna förändras under elektronens löptid. I de flesta fall kan (4) tillämpas även på elektronrör med RF-spänningar på elektroderna. Vid ultrakortvågs- och framförallt mikrovågsrör däremot kan löptiden ej försummas, utan man måste återgå till (2) och integrera med fältstyrkan K uttryckt som en funktion av tiden.

En elektrons rörelse i ett parallellt homogent elektriskt fält, där den startar utan någon hastighetskomponent vinkelrätt mot fältet, såsom i fig. 3, kan lätt beräknas enligt de principer, som redan angivits. Har elektronen vid utgångspunkten en transversell hastighet, kommer denna ej att förändras, då ju ingen kraft verkar i denna riktning. Rörelsen i x-led kännetecknas i detta fall av en konstant acceleration och banan blir sålunda en parabel, så som visas av den streckade kurvan i fig. 3.

Av intresse är elektronens rörelse i ett bromsfält, dvs. ett fält verkande mot elektronens ursprungliga rörelse. I fig. 5 visas två typiska fall, där elektroner »skjutits» in i det homogena fältet mellan två plattor med spänningarna 100 resp. — 10 V i förhållande till katoden (ej utritad). I första fallet, bana 1, har elektronen vid inträdet i fältet en hastighet v_0 , vars storlek kan beräknas genom insättning av $V_0 = 100$ i (4), rakt motriktad fältkraften. Elektronen kommer att kontinuerligt retarderas för att slutligen stanna, vända och åter accelereras. Vändpunkten kan lätt bestämmas ur (4), då man vet att hastigheten där är noll. Vändpunkten ligger alltså på ekvipotentialytan för spänningen noll. Detta betyder också, att om spänningen på den övre plattan höjes till noll, kommer elektronen att nå fram och uppfångas.

I andra fallet, bana 2, förutsättes, att elektronen före inträdet på ett eller annat sätt avböjts, så att dess infallsriktning bildar en vinkel av 45° med undre plattan. Dess initialhastighet v_0 , som givetvis är lika stor som i förra fallet, kan då uppdelas i två lika stora komponenter v_x och v_y var-

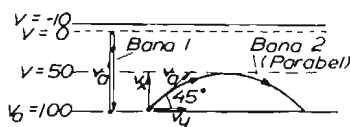


Fig. 5. Elektronbanor i homogent bromsfält vid olika infallsvinklar.

dera med storleken $\frac{v_0}{\sqrt{2}}$. Bromsfältet verkar endast i x-led, så att v_x liksom

i föregående fall kontinuerligt minskar till noll och sedan ökar med omvänt tecken under det att v_y förblir konstant. Elektronen kommer att beskriva en kastparabel med toppunkten bestämd av att $v_x = 0$ och sålunda $v^2 = \frac{v_a^2}{2}$, vilket enligt (4) svarar mot potentialen $\frac{V_a}{2}$ dvs. 50 V.

Allmänt gäller, att, så länge löptidsfenomen ej inverka, elektroner ej kunna uppfångas av elektroder, som ha negativ potential i förhållande till katoden, och att de kunna nå elektroder med svagt positiv potential endast när deras infallsriktning är vinkelrät mot elektroden, eller mera exakt uttryckt, parallell med fältet invid elektroden.

Under det att inverkan av elektriska fält på elektroner är statisk, dvs. kraften på den enskilda elektronen enbart bestämd av det elektriska fältet vid elektronens »uppehållsort» men oberoende av dess rörelsetillstånd, påverkas elektronen av ett magnetfält med en kraft, som är proportionell mot dess hastighetskomposant utefter ett mot magnetfältet vinkelrätt plan. Denna kraft bildar rät vinkel med elektronens rörelseriktning. Har elektronen dessutom en hastighetskomposant i magnetfältets riktning röner den därigenom ingen påverkan, varför i det följande endast rörelsen i normalplanet till magnetfältet beröres.

Av fig. 6 framgår riktningen av kraften F varmed elektronen påverkas då den rör sig med hastigheten v i magnetfältet B , som är riktat uppåt från papperets plan. Denna kraftverkan är av samma natur som vid en strömgenomfluten ledare i ett magnetfält, vilket lätt inses, då ju en elektron i rörelse är ekvivalent med en elektrisk ström (i praktiken är det visserligen snarare frågan om ett mycket stort antal elektroner, som röra sig, men någon principiell skillnad föreligger ej). Därav framgår också omedelbart att kraftens belopp kan härledas ur det kända uttrycket för en strömförande ledare

$$F = B \cdot i \cdot l$$

genom att ersätta $i \cdot l$ med $e \cdot v$, en substitution, vars riktighet belyses med följande resonemang: Betrakta förloppet under en tidsenhet! Den sträcka l , som elektronen då hunnit röra sig, är tydligen lika med dess hastighet v , och strömstyrkan i detta »ledningselement» är lika med den transporterade laddningen per tidsenhet, dvs. e . Uttrycket för den kraft, varmed elektronen påverkas i ett magnetfält, blir alltså

$$F = B \cdot e \cdot v \quad (5)$$

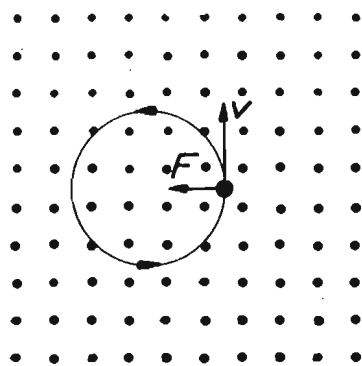


Fig. 6. Elektron i homogent magnetfält, riktat mot åskådaren. Elektronen påverkas av en kraft F vinkelrätt mot hastigheten v och beskriver en cirkelbana om denna är konstant.

där F uttryckes i newton, induktionen B i Vs/m² (=10⁴ gauss), e i C och v i m/s. Kraften på elektronen och sålunda dess acceleration är ständigt vinkelrät mot rörelsen, varav följer att hastighetens belopp ej förändras men väl dess riktning. I ett statiskt magnetfält sker sålunda ingen förändring av elektronens energi.

Krökningsradien r kan direkt beräknas, då enligt mekaniken normalaccelerationen kan uttryckas som $\frac{v^2}{r}$, varav

$$m \cdot \frac{v^2}{r} = B \cdot e \cdot v \quad (6)$$

Uttryckes v i accelerationsspänningen V enligt (4) erhålles

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mV}{e}} \quad (7)$$

Om en elektron rör sig i ett homogent magnetfält, under det att elektriska fältet är noll, dvs. potentialen konstant, kommer den tydligen att beskriva en och samma cirkelbana, vars radie bestämmes enligt ovan. Av speciellt intresse är vinkelfrekvensen för rotationen ω och motsvarande rotationsfrekvens $\frac{\omega}{2\pi}$ ofta benämnd gyrofrekvensen. Om det triviala uttrycket $v = \omega r$ insättes i (6) erhålles omedelbart

$$\omega = \frac{e}{m} \cdot B \quad (8)$$

Gyrofrekvensen, som spelar stor roll bl. a. i vissa äldre magnetrontyper (rör för alstring av RF-svängningar inom ultrakortvågsområdet), där den står i direkt relation till svängningsfrekvensen, är sålunda *enbart* beroende av magnetfältet.

Vid ett kombinerat elektriskt och magnetiskt fält blir elektronbanan mera komplicerad, då ju elektronen ständigt ändrar hastighet och banan sålunda får variabel krökningsradie. Ett typiskt förlopp vid homogena elektriska och magnetiska fält illustreras av fig. 7. Elektronens rörelse kan här betraktas som en cirkelrörelse, överlagrad på en translationsrörelse vinkelrätt mot det elektriska fältet, så som figuren visar. För den translatoriska hastigheten v_t gäller

$$v_t = \frac{E}{B} \quad (9)$$

oberoende av elektronens begynnelsehastighet v_i , under det att vid inträdet i fälten

$$\overline{v_r} + \overline{v_t} = \overline{v_i} \quad (10)$$

varur rotationshastigheten v_r alltså kan beräknas genom vektoriell subtraktion. För gyrofrekvensen gäller (8) oförändrad.

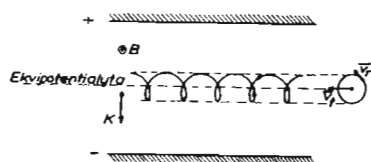


Fig. 7. Elektronbana i kombinerat elektriskt och magnetiskt fält, s. k. trokoid. Rörelsen kan uppdelas i en translationsrörelse vinkelrätt mot elektriska fältet och en därpå överlagrad cirkelrörelse.

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.

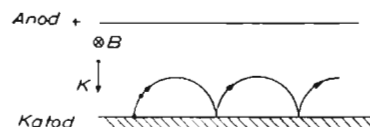


Fig. 8. Elektronbana i kombinerat elektriskt och magnetiskt fält, då elektronen släppts från den negativa elektrod (katoden) med hastigheten noll.

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 kretsas 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

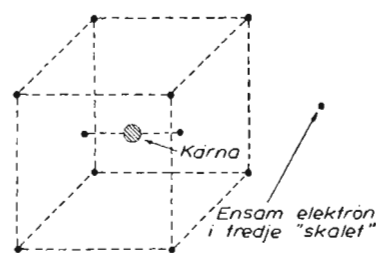


Fig. 9. Natriumatomens uppbyggnad (schematiskt).