

ELEKTRONSKA OPTIKA, grana znanosti koja proučava gibanje slobodnih nabijenih čestica (elektrona, protona) u električnim i magnetskim poljima. Naziv elektronska optika izveden je iz činjenice da su zakoni koji opisuju staze elektrona u takvim poljima formalno jednaki zakonima što upravljaju zrakama svjetlosti u optički nehomogenom sredstvu, tj. sredstvu promjenljivog indeksa loma n . I jedni i drugi zakoni mogu se izvesti iz Fermatovog principa, prema kojemu je stvarna linija zrake svjetlosti, odnosno stvarna staza elektronâ, između točaka A i B takva da integral $\int_A^B n ds$, izračunan uzduž staze, ima najmanju vrijednost.

Tu je $n ds$ element optičke duljine staze. Proučavanje staza elektronâ, analogno promatranju zrakâ svjetlosti u geometrijskoj optici, zove se *geometrijska elektronska optika*. Staze elektronâ, predočenih materijalnim točkama, mogu se opisati okomicama na elektronske valove, čija amplituda određuje statističku gustoću elektronâ, upravo kao što amplituda vala svjetlosti određuje gustoću svjetlosnih kvanata, fotonâ. Proučavanje gibanja elektronâ na osnovi njihove valne prirode zove se *elektronska valna optika*; ona opisuje pojave ogiba (difrakcije) i interferencije snopova elektrona, analogne istim pojavama kod svjetlosti i rendgenskih zraka, koje obrađuje valna optika. U elektronskoj optici upotrebljavaju se osno-simetrična polja, koja odgovaraju osno-simetričnim optičkim sustavima, lećama.

Elektronska optika primjenjuje se kod stvaranja fokusiranih snopova elektrona visokog intenziteta (u elektronskom topu) te njihovog usmjeravanja i stvaranja elektronske slike predmeta pomoću električnih i magnetskih polja u nizu važnih znanstvenih i tehničkih instrumenata i uređaja, kao što su katodni osciloskopi, televizijske kamere i katodne cijevi, elektronski mikroskopi, rasterski elektronski mikroskopi, elektronski mikroanalizatori, uređaji za obradu materijala elektronskim mlazom. Tako npr. elektronski mikroskopi u raznim izvedbama omogućuju vizuelno ispitivanje detalja objekta odviše sitnih da bi se mogli razlučiti običnim optičkim mikroskopom, uz proučavanje strukturnih i drugih karakteristika objekta te postotka i raspodjele pojedinih konstituenata od kojih se objekt sastoji. Optika nabijenih čestica u širem smislu nalazi primjenu kod masenih spektrografa, te kod stvaranja snopova čestica visoke energije u akceleratorima. Maseni spektrografi omogućuju mjerenje specifičnog naboja i koncentracije pojedinih izotopa kemijskih elemenata. Akceleratori nabijenih čestica koriste se u nuklearnoj fizici, a prema načinu ubrzavanja dijele se na tri grupe. U linearnim akceleratorima čestica jednom prođe kroz jako električno polje kao u van de Graaffovom akceleratoru. Indukcijski akcelerator je betatron, u kojem se ubrzavaju elektroni do energija od par stotina MeV korištenjem vrtložnog električnog polja nastalog promjenjivim magnetskim poljem. U rezonantnim cikličkim akceleratorima ubrzavaju se nabijene čestice višekratnim prolazom kroz promjenljivo električno polje svaki put povećavajući svoju energiju. Upravljanje česticama i njihovim periodičnim vraćanjem u oblast električnog polja vrši se jakim magnetskim poljem okomitim na spiralnu putanju čestice. Najjednostavniji akcelerator te vrste je ciklotron, a u relativističkom slučaju, kada masa počinje bitno ovisiti o brzini čestice, to su fazotroni, sinhrotroni i sinhrofazotroni, u kojima se protoni mogu ubrzati do nekoliko desetaka i stotina GeV. (V. *Akceleratori nuklearnih čestica*, TE 1, str. 39.)

Gibanje elektronâ u električnom i magnetskom polju.

Usmjeravanje snopa elektronâ u vakuumu (prostoru toliko slobodnom od materije da se sudari elektronâ s drugim česticama mogu zanemariti) vrši se pomoću električnog i magnetskog polja. Takva polja proizvode se postavljanjem elektroda, električnih struja ili magneta oko evakuiranog prostora u kojem se nalazi snop elektrona, a nastaju i uslijed prisustva drugih nabijenih čestica unutar tog prostora. Kad na nabijenu česticu u gibanju istovremeno djeluju električno i magnetsko polje, rezultatna sila \vec{F} na nju iznosi

$$\vec{F} = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B},$$

gdje je e algebarski iznos naboja čestice ($e > 0$ za pozitivni naboj, $e < 0$ za negativni naboj, za elektron $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ As), \vec{E} jakost električnog polja, \vec{v} brzina naboja, a \vec{B} gustoća toka magnetskog polja.

Električno polje može se grafički predočiti nizom ekvipotencijalnih ploha. Svaka takva ploha je geometrijsko mjesto točaka jednakog potencijala φ . U svakoj je točki ekvipotencijalne plohe vektor električnog polja \vec{E} okomit na plohu i usmjeren prema nižem potencijalu:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi = -\left(\vec{i} \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial\varphi}{\partial z}\right),$$

gdje su \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} jedinični vektori u smjeru triju osi pravokutnog sustava koordinata x , y , z . Jakost električnog polja razmjerna je gustoći ekvipotencijalnih ploha. Staza nabijene čestice u električnom polju savija se prema smjeru vektora polja \vec{E} kad se čestica ubrzava, a od smjera vektora \vec{E} kad se čestica usporava poljem.

Ako se elektron giba u ravnini simetrije xy statičkog električnog polja, ostat će i dalje u toj ravnini, jer sila kojom polje djeluje na elektron leži u istoj ravnini. Ravnina simetrije električnog polja razdvaja raspodjelu potencijala na dvije zrcalno simetrične slike. Drugi Newtonov zakon gibanja $m_0 \vec{a} = e\vec{E}$ za gibanje elektrona napisan po komponentama glasi

$$\begin{aligned} m_0 \frac{d^2x}{dt^2} &= eE_x = -e \frac{\partial\varphi}{\partial x}, \\ m_0 \frac{d^2y}{dt^2} &= eE_y = -e \frac{\partial\varphi}{\partial y}. \end{aligned}$$

Tu je m_0 masa mirovanja elektrona ($9,1 \cdot 10^{-31}$ kg), t vrijeme, \vec{a} vektor ubrzanja, E_x i E_y komponente električnog polja u smjeru osi x i y , a φ električni potencijal normiran tako da je kinetička energija elektrona

$$\frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{m_0}{2} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right] = |e|\varphi.$$

U gornjim izrazima pretpostavlja se da je brzina elektrona mala u usporedbi s brzinom svjetlosti c ($3 \cdot 10^8$ ms $^{-1}$), tako da se njegova masa može smatrati konstantnom. (Kod velikih brzina treba uzeti u obzir relativističko povećanje mase mirovanja m_0 za faktor $\left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}$. Npr. za elektron energije 10 keV bit će $v/c = 0,195$, $m/m_0 = 1,0196$, a za elektron energije 100 keV, $v/c = 0,548$, $m/m_0 = 1,1957$.)

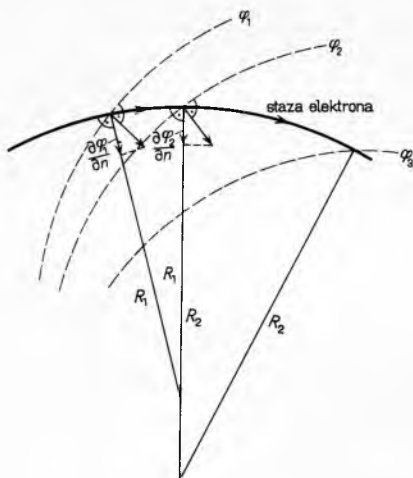
Eliminiranjem vremena iz jednadžbi gibanja dobije se jednadžba staze, koja povezuje x , y i φ :

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{2\varphi} \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} - \frac{dy}{dx} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right). \quad (1)$$

Ako je raspodjela potencijala $\varphi(x, y)$ poznata, a poznati su također položaj i brzina elektrona u nekoj točki polja, staza elektrona može se dobiti integriranjem gornje diferencijalne jednadžbe. Za jednostavne oblike elektrodâ, raspodjela potencijala može se odrediti rješenjem Laplaceove jednadžbe

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0.$$

Općenitije, raspodjela potencijala može se odrediti eksperimentalno, npr. pomoću uvećanog modela rasporeda elektroda uronjenog u elektrolitsku kadu tako da se površina elektrolita poklapa s ravninom simetrije polja. Ako su potencijali na elektrodama modela razmjerni potencijalima na elektrodama originala, neka ekvipotencijalna linija na površini tekućine može se naći određujući postupkom električnog mosta niz točaka jednakog potencijala pomoću sonde koja se pomiče po površini elektrolita.



Sl. 1. Konstrukcija staze u statičkom električnom polju. Crtane linije $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ su ekvipotencijalne linije; R_1, R_2 su polumjeri zakrivljenosti staze elektrona

Može se pokazati da je jednadžba staze ekvivalentna izrazu za polumjer zakrivljenosti R staze:

$$R = 2\varphi \cdot \left(\frac{\partial\varphi}{\partial n} \right)^{-1}, \quad (2)$$

gdje je $\partial\varphi/\partial n$ komponenta električnog polja okomita na stazu elektrona. (n je ovdje normala na stazu elektrona.) Ako je poznata raspodjela potencijala, ova jednadžba omogućuje crtanje staze elektrona točku po točku. Staza se aproksimira nizom kružnih lukova (sl. 1) tako da se polumjer zakrivljenosti između uzastopnih ekvipotencijalnih linija izračuna iz izraza (2).

Posebnu praktičnu vrijednost imaju električna polja koja nemaju samo ravninu simetrije nego i os simetrije kao presjek beskonačnog broja ravnina simetrije. Jednadžba staze (1) može se i tada primijeniti s tim da se y zamijeni udaljenošću r od osi, a x udaljenošću z uzduž osi simetrije. Laplaceova jednadžba u novim koordinatama ima oblik

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0.$$

Ta je jednadžba općenito rješiva redom

$$\varphi(z, r) = \Phi(z) - \frac{r^2}{4} \cdot \frac{d^2\Phi}{dz^2} + \frac{r^4}{64} \cdot \frac{d^4\Phi}{dz^4} - \dots$$

Tu $\Phi(z)$ predočuje raspodjelu potencijala uzduž osi simetrije. Prema tome, potencijal u bilo kojoj točki prostora između osno-simetričnog rasporeda elektroda u potpunosti je određen mijenjanjem potencijala uzduž osi. Uvrštavanjem reda za φ u Laplaceovu jednadžbu i zadržavanjem potencijala samo prvog reda za

r i dr/dz dobije se jednadžba staze elektrona, čija putanja odstupa relativno malo, po udaljenosti i smjeru, od osi simetrije polja:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{2\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dz} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{r}{4\varphi} \cdot \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0.$$

Jednadžba staze je linearna u r ; to znači da će, ako staza nekog elektrona siječe os u dvije točke, staze svih elektrona što prolaze jednom od tih točaka proći i kroz drugu točku. Drugim riječima, električno polje preslikava jednu točku u drugu. Može se, dalje, pokazati da to svojstvo preslikavanja nije ograničeno na samu os, već je očuvano i na blisko područje oko osi, tako da osno-simetrično električno polje djeluje na staze elektrona na jednak način kao što staklena leća djeluje na zrake svjetlosti. Odstupanja od egzaktne staze određene gornjom jednadžbom predstavljaju razne defekte slike ili aberacije slične po prirodi onima što se opažaju kod staklenih leća.

Sila magnetskog polja na elektron okomita je i na smjer brzine elektrona \vec{v} i na smjer polja \vec{B} . Zato ta sila ne vrši nikakav rad na elektronu i iznos brzine se ne mijenja. U homogenom magnetskom polju okomitom na smjer brzine elektron se giba po kružnici stalnog polumjera R u ravnini okomitoj na \vec{B} :

$$R = \frac{m_0 v}{|e| B} = \frac{1}{B} \cdot \left(\frac{2m_0\varphi}{|e|} \right)^{1/2}.$$

Tu je φ potencijal ubrzanja elektrona. Npr. elektron energije 10 keV, tj. brzine $v = 6 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1}$, gibat će se u magnetskom polju gustoće toka 0,1 T po kružnici polumjera $R = 0,0034 \text{ m}$.

Ako se elektron giba u homogenom magnetskom polju tako da vektor njegove brzine \vec{v} zatvara kut α sa smjerom polja, staza elektrona ima oblik spirale kojoj je os paralelna sa smjerom polja (sl. 2). Za homogeno polje u smjeru osi z ,

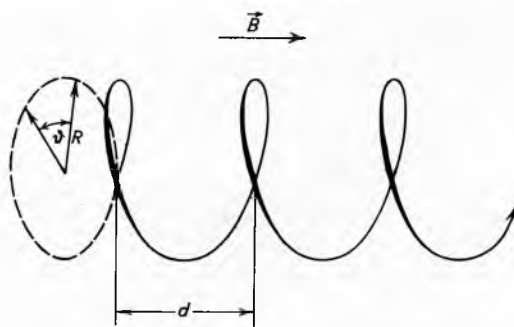
$$B_z = B, \quad B_x = B_y = 0,$$

slijedi da je komponenta brzine u smjeru polja, v_z , nepromjenljiva. Komponenta brzine u ravnini xy , v_{xy} , ne mijenja se po iznosu, ali joj se stalno mijenja smjer. Staza elektrona projicirana na ravninu xy je kružnica polumjera

$$R = \frac{m_0 v_{xy}}{|e| B} = \frac{\sin\alpha}{B} \left(\frac{2m_0\varphi}{|e|} \right)^{1/2}.$$

Frekvencija f_e kojom elektron obilazi jedan zavoj spirale (odnosno projiciranu kružnicu) iznosi

$$f_e = \frac{v_{xy}}{2\pi R} = \frac{|e| B}{2\pi m_0}.$$



Sl. 2. Gibanje elektrona u jednolikom magnetskom polju. Staza je općenito spirala s hodom d , polumjerom projekcije R i osi paralelnom polju jakosti B

Uz uvjet da je $v \ll c$, frekvencija f_e (tzv. ciklotronska frekvencija) ne ovisi o brzini, nego samo o jakosti polja \vec{B} . Npr. za $B = 0,1 \text{ T}$ bit će $f_e = 2,8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Spirala kojom se elektron giba ima hod (razmak susjednih zavoja)

$$d = \frac{v_z}{f_e} = \frac{2\pi \cos\alpha}{B} \left(\frac{2m_0\varphi}{|e|} \right)^{1/2}.$$

Za $\varphi = 10 \text{ kV}$, $B = 0,1 \text{ T}$, $\alpha = 60^\circ$ bit će $d = 0,01 \text{ m}$. Iz gornjeg izraza slijedi da će svi elektroni koji prođu kroz istu točku s jednakom komponentom brzine v_z u smjeru polja proći i kroz

slijedeću točku na udaljenosti d' uzduž silnice magnetskog polja, odnosno, proći će kroz niz ekvidistantnih točaka na istoj silnici. U početku divergentni snop elektrona drži se na okupu homogenim magnetskim poljem. Staza elektrona što siječe neku silnicu magnetskog polja nikad se ne udaljuje od te silnice više od promjera $2R$ spirale. Homogena magnetska polja iskorištavaju se stoga za sprečavanje širenja snopa elektrona (npr. u klistronu). Elektronski snop slijedi silnice magnetskog polja iako su one lagano savijene. Ovo svojstvo iskorištava se za otklon snopova magnetskim poljem u televizijskim kamerama, gdje je slabo transversalno otklonsko polje superponirano jakim longitudinalnom fokusirajućem magnetskom polju.

Gibanje u *nehomogenom magnetskom polju* s osnom simetrijom može se promatrati kao poseban slučaj gibanja u složenom električnom i magnetskom polju. Za istovremeno djelovanje *obaju polja s osnom simetrijom*, jednadžbe gibanja elektrona glase:

$$\begin{aligned} m_0 \frac{d^2 z}{dt^2} &= e \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial z} - B_r r \frac{d\theta}{dt} \right), \\ m_0 \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] &= e \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial r} + B_z r \frac{d\theta}{dt} \right), \\ m_0 \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= e \left(-B_z \frac{dr}{dt} + B_r \frac{dz}{dt} \right). \end{aligned}$$

Koordinate z , r i θ predočuju redom udaljenost uzduž osi simetrije polja, udaljenost u smjeru okomitom na os i kut zakreta oko osi. B_z i B_r su osna i radijalna komponenta vektora gustoće toka magnetskog polja. Iz jednadžbi gibanja slijedi jednadžba staze koja izražava mijenjanje radijalne udaljenosti r s promjenom osne udaljenosti z i promjenu kuta azimuta elektrona θ s promjenom udaljenosti r i z .

Zakon »loma« pri prijelazu snopa elektronâ u električnom polju kroz granicu dvaju »sredstava«, u kojima elektroni imaju različite brzine v_1 i v_2 glasi:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{|\varphi_2|}{|\varphi_1|} = n_{12}. \quad (3)$$

α_1 i α_2 su kut upadanja i kut loma snopa elektrona na granici koja dijeli dvije oblasti električnog polja s potencijalima φ_1 i φ_2 , a n_{12} je indeks loma prvog »sredstva« u odnosu prema drugom. Potencijali φ_1 i φ_2 mjere se prema onoj točki u kojoj elektroni imaju brzinu jednaku nuli. Jednadžba (3) primjenjuje se za približno nalaženje staze elektrona kad je raspodjela potencijala poznata. U relativističkom slučaju u gornjem izrazu za indeks loma treba potencijalu φ dodati korekciju $|e|\varphi^2 (2m_0 c^2)^{-1}$. Ako pored električnog polja na elektron djeluje i statičko magnetsko polje, indeks loma ne ovisi samo o φ (tj. nije samo funkcija položaja) nego i o smjeru gibanja elektrona u promatranoj točki. Prema tome, zajedničko električno i magnetsko polje analogno je optički anizotropnom sredstvu (npr. optički anizotropnim kristalima).

Utjecaj prostornog naboja. Prostorni naboj pozitivnog ili negativnog predznaka utječe na staze elektronâ. Prostorni naboj pozitivnog predznaka stvara se samim snopom elektrona kad taj prolazi kroz nedovoljno evakuiran prostor. Elektroni iz snopa sudaraju se s atomima plina i ioniziraju ih. Teški atomi ostaju neko vrijeme u stazi snopa elektrona i sprečavaju širenje snopa. S druge strane, u visokom vakuumu elektroni u snopu jedino se sami međusobno odbijaju. To odbijanje se dijelom kompenzira — ali nikad se potpuno ne ukloni — djelovanjem magnetskih polja koja okružuju naboje u gibanju. Magnetska sila je, međutim, velika samo za elektrone velikih energija. Međusobno odbijanje elektrona može se pratiti prateći ponašanje rubne zrake u homogenom konvergentnom snopu kružnog presjeka i struje I (sl. 3). Da nema odbijanja među elektronima, rubna zraka bi konvergirala u točku na udaljenosti L od početnog presjeka snopa polumjera r_B . Ako se zanemari mijenjanje potencijala uzduž osi snopa (tj. Φ se smatra konstantnim na odresku L) i pretpostavi da je gustoća naboja ρ jednolika u bilo kojem presjeku snopa, ρ je dano izrazom

$$\rho = \frac{I}{\pi r^2} \left(\frac{m_0}{2|e|\varphi} \right)^{1/2}.$$

Posljedica je odbojne sile između elektronâ da promatrana zraka

neće sjeći os, nego će dostići minimalnu udaljenost r_0 od osi, a počevši od te točke divergirati. Iz Laplaceove jednadžbe $\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$ i integracijom odgovarajuće diferencijalne jednadžbe staze slijedi

$$r_0 = r_B \exp \left[-4\pi \epsilon_0 \left(\frac{|e|}{2m_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{r_B^2 \varphi^{3/2}}{L^2 I} \right].$$

Tu je ϵ_0 influenciona konstanta (dielektričnost vakuuma, $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi) \text{ Fm}^{-1} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$). Npr. ako je $r_B = 10^{-3} \text{ m} = 1 \text{ mm}$, $L = 0,1 \text{ m}$, $\varphi = 10 \text{ kV}$, $I = 10^{-3} \text{ A} = 1 \text{ mA}$ bit će $r_0 = 0,037 \text{ mm}$.

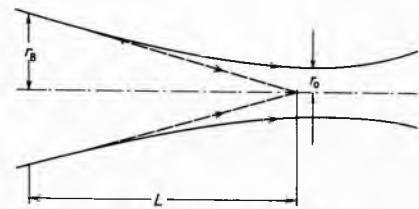
Vremenski promjenljiva polja. Dok se elektron giba u stalnom električnom i magnetskom polju, njegova je ukupna energija konstantna. Kako potencijalna energija ovisi samo o položaju, isto vrijedi i za kinetičku. Taj zaključak ne vrijedi ako se polje znatno promijeni za vrijeme proleta elektrona. U akceleratorima, kao betatronu, ciklotronu i sinhrociklotronu, upotrebljavaju se promjenljiva polja, da bi se postigle energije čestica kakve se ne bi mogle postići odjednom ni najvišim naponima. Vremenski promjenljiva polja upotrebljavaju se, npr., također na otklonskim elektrodama katodnog osciloskopa i u mikrovalnim cijevima (klistronu, magnetronu). U katodnom osciloskopu otklon snopa elektrona prestaje biti razmjeran naponu V primijenjenom na otklonske elektrode ako se V znatno promijeni za vrijeme proleta elektrona kroz otklonsko polje. Ako je $V = V_0 \cos(2\pi f_v t)$, integracija transversalnog djelovanja na elektron za vrijeme prolaza između dviju paralelnih pločica duljine l i razmaka d vodi do ovog izraza za kut otklona α :

$$\tan \alpha = \frac{V_0 l}{2\varphi d} \cdot \frac{\sin u}{u} \cdot \cos(2\pi f_v t).$$

φ je potencijal ubrzanja snopa, a t vrijeme prolaza snopa kroz središte otklonskog polja. Veličina $(\sin u)/u$, gdje je

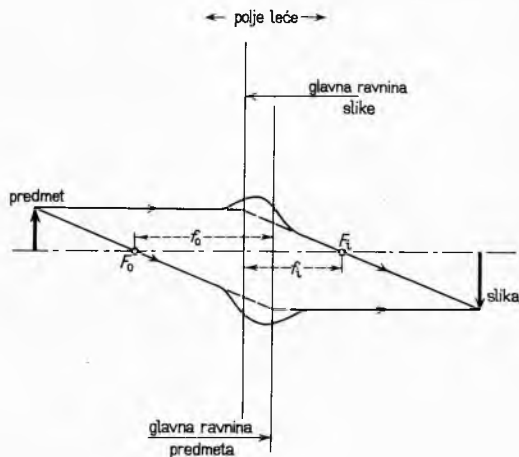
$$u = \pi f_v l \left(2|e| \frac{\varphi}{m_0} \right)^{-1/2},$$

predočuje omjer otklonskih osjetljivosti kod frekvencije f_v i kod vrlo male frekvencije ($f_v \rightarrow 0$). Tako je npr. za elektrone energije 10 keV ($\varphi = 10 \text{ kV}$) i otklonske elektrode duljine $l = 10^{-2} \text{ m}$ otklon snopa 95,4%, 82,3% i 40,2% za frekvencije $1 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $2 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, odn. $4 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, te pada na nulu za $f_v = 5,93 \cdot 10^9 \text{ Hz}$. U ovom razmatranju pretpostavlja se da je otklonsko polje homogeno oštro odrezano polje bez rubnih pojava.



Sl. 3. Širenje snopa zbog međusobnog odbijanja elektrona

Elektronske leće su sustavi elektroda određene simetrije s električnim ili magnetskim poljem, ili s njihovom kombinacijom, a djeluju na snop elektrona slično kao što optičke leće djeluju na zraku svjetlosti. Elektronske leće primjenjuju se za stvaranje oštro fokusiranih snopova elektrona, kao u katodnom osciloskopu, ili za dobivanje elektronskih slika, kao u televizijskoj kameri, elektronskom mikroskopu ili rasterskom elektronskom mikroskopu. Svako električno ili magnetsko polje koje ima os simetrije može stvoriti ili realnu ili virtualnu elektronsku sliku predmeta. Predmet ili sam emitira elektrone ili transmitira elektrone iz nekog drugog izvora elektrona. Prema tome, osno-simetrično električno ili magnetsko polje analogno je sfernim optičkim lećama. Međutim, elektronske leće razlikuju se od optičkih leća u tome što se indeks loma unutar elektronske leće kontinuirano mijenja (tj. brzina elektrona se stalno mijenja po iznosu i smjeru kad on prolazi kroz leću). Osim toga, u prisustvu magnetskog polja indeks loma ovisi ne samo o položaju elektrona u prostoru već i o smjeru gibanja



Sl. 4. Definicija glavnih ravnina, žarišta F_0 i F_1 i žarišnih daljina f_0 i f_1 osno-simetrične elektrostatičke leće

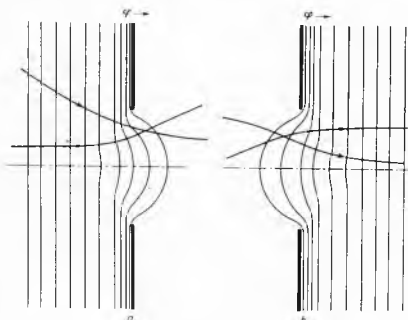
elektrona. Zato i nije moguće oblikovati elektronske leće potpuno proizvoljno. Elektronske leće koje imaju samo električno polje zovu se elektrostatičke, a one koje imaju samo magnetsko polje, magnetske leće.

Elektrostatičku leću čini električno polje s osnom ili ravninskom simetrijom; ona djeluje na snop elektrona jednolike brzine poput staklene leće na snop monokromatske svjetlosti. Djelovanje električnog polja s osnom simetrijom analogno je djelovanju sferne staklene leće, a djelovanje električnog polja s ravninskom simetrijom slično je djelovanju valjkaste staklene leće. Djelovanje elektrostatičke leće na staze elektronâ što prolaze kroz nju može se najlakše predočiti pomoću ekvipotencijalnih ploha polja. Staze nabijenih čestica u električnom polju savijaju se prema okomicama na ekvipotencijalne plohe kad se čestice poljem ubrzavaju, a od okomice kad se čestice poljem usporavaju. Osno-simetrične leće općenito nastaju uz kružne otvore na elektrodama ili između dvaju valjaka na pogodnim potencijalima. Niz ovakvih leća na slikama uz dalja izlaganja prikazan je ekvipotencijalnim linijama i karakterističnim stazama elektrona. Optička os leće je os simetrije njezinih elektroda. Za svaku leću mogu se definirati žarišta, glavne ravnine i žarišne udaljenosti, jednako kao za staklene leće, a pomoću tih elemenata može se odrediti povećanje slike za dani položaj predmeta (sl. 4). Za tanku elektrostatičku leću, tj. za leću kojoj je područje mijenjanja potencijala (tj. područje prostiranja polja) malo u usporedbi sa žarišnom daljinom, žarišna daljina na strani predmeta f_0 i žarišna daljina na strani slike f_1 određene su izrazom

$$\frac{\Phi_0^{1/2}}{f_0} = \frac{\Phi_1^{1/2}}{f_1} = \frac{3}{16} (\Phi_0 \Phi_1)^{1/4} \int \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 dz.$$

Tu je $\Phi(z)$ raspodjela potencijala uzduž osi leće, $-\Phi' = -d\Phi/dz$ je električno polje uzduž osi, Φ_0 i Φ_1 su potencijali na osi u prostoru predmeta, odnosno u prostoru slike. Integracija se izvodi u području protezanja polja leće. Veličina Φ je ovdje normirana tako da je jednaka potencijalu ubrzanja elektrona.

Osno-simetrične leće se dijele obično u nekoliko skupina. Tako npr. jednostavna leća uz kružni otvor u ravnoj metalnoj



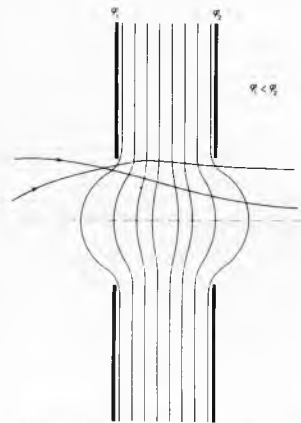
Sl. 5. Leća s jednim kružnim otvorom

elektrodi (sl. 5) na potencijalu φ ima žarišnu daljinu f danu približno jednačbom Davissona i Calbicka:

$$\frac{1}{f} = \frac{\Phi_1' - \Phi_0'}{4\varphi},$$

u kojoj su $-\Phi_1'$ i $-\Phi_0'$ električna polja u prostoru slike, odnosno u prostoru predmeta. Ove leće obično su dio složenijih elektrostatičkih leća ili se upotrebljavaju uz mrežice elektrostatičkih zastora u vakuumskim cijevima.

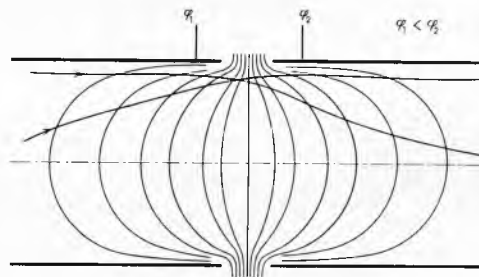
Dvopotencijalne ili imerzione leće nemaju polja ni u prostoru predmeta ni u prostoru slike, ali su oba prostora na različitom potencijalu. Tipični primjeri su leće što se stvaraju između dvaju kružnih otvora (sl. 6) ili između valjaka (sa zajednič-



Sl. 6. Leća sa dva kružna otvora

kom osi, sl. 7) na različitim potencijalima. Ako je razmak d između otvora velik u usporedbi s njihovim promjerima i ako svaki otvor posebno zadovoljava uvjete tanke leće, žarišne su daljine dvopotencijalne leće dane izrazima:

$$\frac{\Phi_0^{1/2}}{f_0} = \frac{\Phi_1^{1/2}}{f_1} = \frac{3}{8d} \left[1 - \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{\Phi_1}{\Phi_0} - 1 \right).$$



Sl. 7. Leća sa dva valjka

Udaljenosti glavnih ravnina od ravnine simetrije leće (okomite na optičku os) jesu:

$$h_0 = -\frac{d}{2} - \frac{4}{3} d \Phi_0 (\Phi_1 - \Phi_0)^{-1},$$

$$h_1 = \frac{d}{2} - \frac{4}{3} d \Phi_1 (\Phi_1 - \Phi_0)^{-1},$$

$$|h_1 - h_0| = \frac{d}{3}.$$

Općenito su glavne ravnine pomaknute od ravnine simetrije leće prema strani nižeg potencijala, s glavnim ravninom slike bliže prostoru predmeta nego što je glavna ravnina predmeta.

Za dva valjka jednakih polumjera D , čija je razlika potencijala $\varphi_2 - \varphi_1$ mala u usporedbi s njihovim srednjim potencijalom, žarišne daljine su dane izrazima:

$$\frac{\Phi_0^{1/2}}{f_0} = \frac{\Phi_1^{1/2}}{f_1} = \left(\frac{\Phi_1}{\Phi_0} \right)^{1/4} \cdot \frac{0,66}{D} \left(\frac{\Phi_1 - \Phi_0}{\Phi_1 + \Phi_0} \right)^2.$$

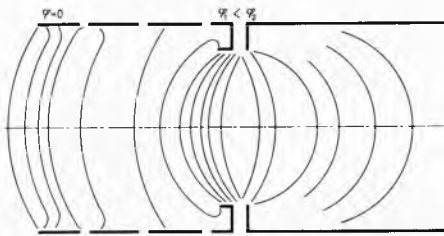
Dvopotencijalne leće, posebno one stvorene pomoću dva valjka na različitim potencijalima, nalaze široku primjenu u uređajima za fokusiranje snopova, kao što su elektronski topovi. Djeluju na snop elektrona konvergentno, kao i jednopotencijalne leće kod kojih su potencijali u prostoru predmeta i prostoru slike jednaki. U najjednostavnijem obliku, jednopotencijalne leće sastoje se od triju otvora, od kojih dva vanjska imaju zajednički potencijal φ_1 , a središnji otvor je na nekom različitom, obično nižem potencijalu φ_2 . Za takve leće sa središnjim otvorom promjera D i dva vanjska otvora manjeg promjera na udaljenosti D od ravnine simetrije leće (okomite na optičku os), žarišna daljina uz slabo polje dana je izrazom

$$\frac{1}{f} = \frac{0,2}{D} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\varphi_1} \right)^2.$$

Kad se φ_2 smanjuje (tj. kad polje leće raste), $1/f$ raste brže nego što pokazuje taj izraz, pa dostigne vrijednost $0,7/D$ za $\varphi_2 = 0$. Jednopotencijalne leće koje rade uz visoke potencijale (npr. $\varphi_1 = 50$ kV, $\varphi_2 = 0$) upotrebljavaju se kao objektiv i projektor u elektrostatičkom elektronskom mikroskopu. Elektrode takvih leća izrađene su osobitom preciznošću od visokopoliranog nerđajućeg čelika.

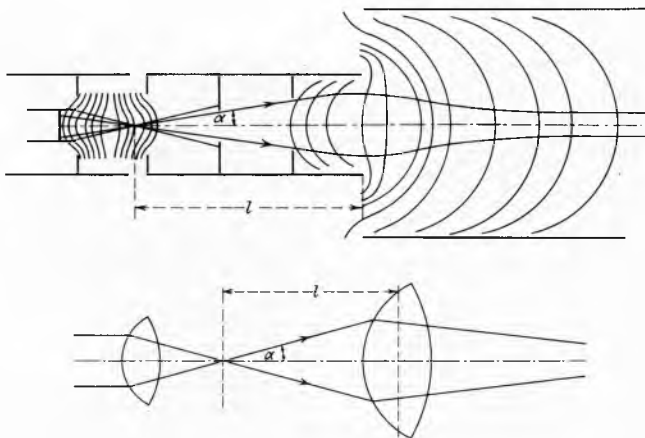
Ako je potencijal u nekoj točki unutar jednopotencijalne leće niži od potencijala izvora elektrona, leća predstavlja *elektronsko zrcalo*. Takvo zrcalo može biti divergentno i stvarati virtualnu sliku, ili može biti konvergentno i stvarati realnu sliku, što ovisi o položaju in leći one ekvipotencijalne plohe od koje se odbijaju elektroni.

Polje katodnih leća ili imerzionih objektivna (sl. 8) prostire se od površine emitera sve do blizine prostora slike (gdje nema polja).



Sl. 8. Katodna leća

Primjer je elektronski top, gdje se elektroni emitirani iz katode skupljaju u snop malog presjeka, koji se pomoću neke druge leće preslikava na fluorescentni zastor osciloscopa (sl. 9).



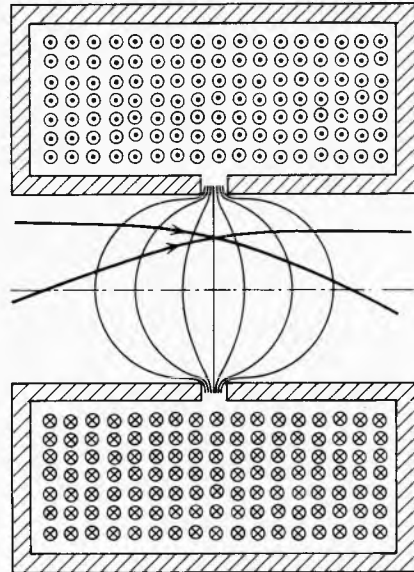
Sl. 9. Elektronski top i njegova optička analogija

Leće s ravninskom simetrijom nastaju npr. između paralelnih elektroda ili uz pukotine što zamjenjuju kružne otvore ili valjke leća s osnom simetrijom. Za jednostavnu pukotinu u elektrodi koja je na potencijalu φ , a razdvaja dva područja polja $-\Phi_0'$ i $-\Phi_1'$, žarišna daljina dana je izrazom Davissona i Calbicka za pu-

kotinu:

$$\frac{1}{f} = \frac{\Phi_1' - \Phi_0'}{2\varphi}.$$

Oblik staze elektrona u elektrostatičkim lećama u nerelativističkom slučaju, kad su brzine elektrona mnogo manje od brzine svjetlosti u vakuumu, ovisi samo o raspodjeli potencijala. Međutim, kad je brzina elektrona velika, na oblik staze počinje utjecati omjer naboja i mase elektrona e/m .



Sl. 10. Tanko osno-simetrična magnetska leća s linijama polja i stazama elektrona

Magnetsku leću predstavlja magnetsko polje s osnom simetrijom, koje može stvarati konvergentne snopove nabijenih čestica jednolike brzine, odnosno stvarati slike predmeta stavljenih u takve snopove. Magnetske leće upotrebljavaju se kao kondenzori, objektiv i projekcione leće u magnetskom elektronskom mikroskopu, kao konačne fokusirajuće leće u elektronskom topu katodnog osciloscopa, ili za razdvajanje grupa nabijenih čestica po brzinama u spektrografu brzina.

Magnetske leće mogu se načiniti od solenoida (spiralnog namota žice kojom teče električna struja), zatim pomoću osno-simetričnih polova uzbuđenih električnih namotima i obloženi materijalom velike permeabilnosti kao što je meko željezo (sl. 10), ili pomoću sličnih polova uzbuđenih permanentnim magnetima. U posljednja dva slučaja oblozi i polovi služe za usredotočenje magnetskog polja u uskom području oko osi. Magnetske leće su uvijek konvergentne leće. Njihovo djelovanje razlikuje se od djelovanja elektrostatičkih leća i staklenih leća time što uzrokuju vrtnu sliku oko optičke osi, pored njenog fokusiranja. Brzina elektrona u ovim lećama mijenja se samo po smjeru. Dakle, jednoliko magnetsko polje stvara uspravnu realnu sliku predmeta na svojoj osi uz jedinično povećanje. Takvo polje je ostvareno unutar duge zavojnice. Kod kratkih magnetskih leća, tj. leća u kojima je prostiranje polja malo u usporedbi sa žarišnom daljinom, povećanje i položaj slike ovise o položaju predmeta. Žarišna daljina f tanke leće za snop u neposrednoj blizini osi u nerelativističkom slučaju iznosi

$$\frac{1}{f} = \frac{|e|}{8 m_0 \varphi} \int B(z)^2 dz. \quad (4)$$

Tu je φ potencijal ubrzanja čestice, a $B(z)$ raspodjela gustoće toka magnetskog polja uzduž osi simetrije polja. Vidi se da žarišna daljina magnetskih leća ovisi također o brzini elektrona i u nerelativističkom slučaju, za razliku od žarišne daljine elektrostatičkih leća. Integracija u jedn. (4) izvodi se preko područja protezanja polja uzduž osi simetrije, optičke osi leće. Kut zakreta slike u odnosu prema predmetu iznosi

$$\theta = \left(\frac{|e|}{8 m_0 \varphi} \right)^{1/2} \int B(z) dz. \quad (5)$$

Magnetska leća sa dvije jednake zavojnice u kojima struje teku u suprotnim smjerovima ne zakreće sliku. Posebni slučaj tanke leće je jedan jedini kružni zavoj kojim teče električna struja.

Kod relativističkih brzina elektrona treba u jednadžbama

$$(4) \text{ i } (5) \text{ zamijeniti } \varphi \text{ izrazom } \varphi + \frac{|e|}{2m_0c^2} \varphi^2.$$

Uvjeti stigmatičnosti i aberacije elektronskih leća.

Stigmatična slika predmeta u elektronskim lećama postiže se samo za snopove uz samu optičku os leće. Za to moraju biti ispunjeni ovi uvjeti: predmet i slika treba da su mali, divergencija zraka elektrona što sudjeluju u stvaranju slike treba da je mala, brzina elektrona treba da je jednolika, gustoća elektrona u svim točkama staze mala, tako da se njihovo uzajamno odbijanje može zanemariti. Osim toga leće moraju biti veoma točno izrađene, optičke osi zastopnih leća moraju se idealno podudarati, a visoki vakuum u uređaju stalno održavati. Kako se ne mogu izbjeći snopovi i udaljeniji od osi leće, neizbježne su aberacije, kao *sferna aberacija* (staze rubnih elektrona — elektrona udaljenijih od osi — sijeku optičku os leće prije nego staze središnjih elektrona snopa), zakrivljenost ravnine slike, distorzija slike. Nestabilnost napajanja izvora elektrona i leća dovodi do izvjesnog odstupanja brzina elektrona od srednje vrijednosti i stoga do pojave *kromatske aberacije*, kromatske aberacije u povećanju slike, te kromatske razlike u zakretu slike oko optičke osi. Posljednje dvije pogreške prisutne su samo u magnetskim lećama. Sve te aberacije smanjuju moć razlučivanja i kakvoću slike u elektronsko-optičkim sustavima kao što je npr. elektronski mikroskop.

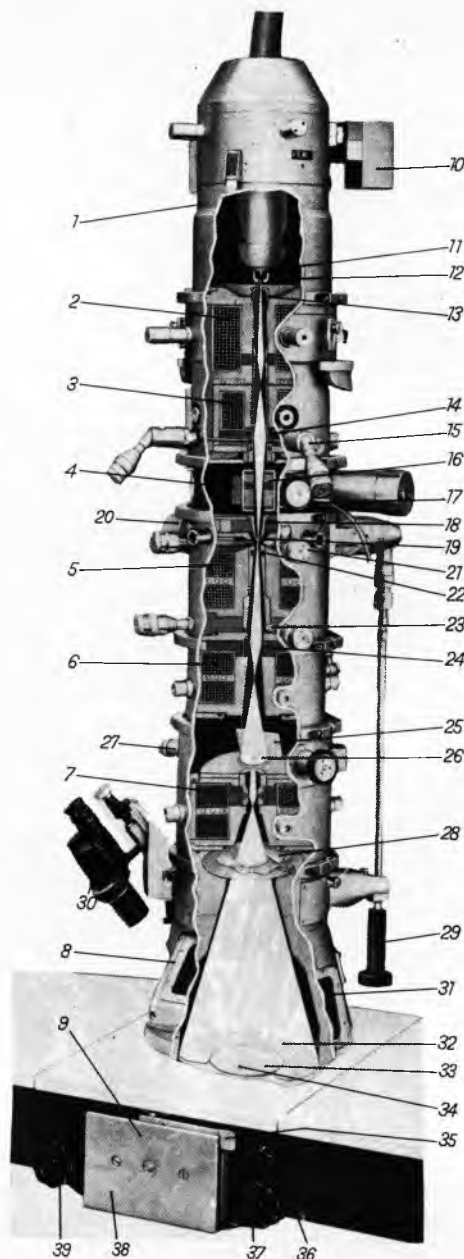
LIT.: E. Brüche, O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, Berlin 1934. — V. E. Costlett, Introduction to electron optics, Oxford 1950. — L. Jacob, Introduction to electron optics, London 1951. — W. Glaser, Grundlagen der Elektronenoptik, Wien 1952. — O. Klemperer, Electron optics, Cambridge 1953. — P. A. Sturrock, Static and dynamic electron optics, Cambridge 1955. — J. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, Leipzig 1957. — A. M. Сташневич, Электронная оптика электростатических полей не обладающих осевой симметрией, Москва 1959. — V. K. Zworykin, G. A. Morton, E. G. Ramberg, J. Hillier, A. W. Vance, Electron optics and the electron microscope, New York 1961. — H. C. Зинченко, Курс лекций по электронной оптике, Харьков 1961. — В. М. Кельман, С. Я. Явор, Электронная оптика, Москва-Ленинград 1963. — K. G. Steffen, High energy beam optics, New York 1965. — А. О. Журавев, Электроручевые приборы, Москва 1966. — Н. П. Супряга, Новые электроручевые приборы, Москва 1968. — В. М. Кельман, С. Я. Явор, Электронная оптика, Москва 1968. — P. Grivet, Electron optics (prijevod s francuskog), 2 vol., Oxford 1972.

S. Popović

ELEKTRONSKI MIKROSKOP, instrument kojim se mogu s pomoću elektronskog snopa vizuelno ispitivati detalji objekta odviše sitni da bi se mogli razlučiti običnim optičkim mikroskopom i proučavati strukturne osobine objekta koristeći se ogibom elektrona. (Optičkim mikroskopom mogu se u najboljem slučaju, uz upotrebu mikrofotografije i ultraljubičastih zraka, razlučiti točke udaljene jedna od druge 1000 Å (0,1 μm), a pripadno korisno povećanje mu je 200×. Najboljim suvremenim elektronskim mikroskopima praktički se može postići razlučenje 2...5 Å (0,2...0,5 nm), s korisnim povećanjem 400 000×.)

Prema načinu djelovanja i primjeni elektronski se mikroskopi mogu podijeliti na dvije grupe: elektronske mikroskope za promatranje samo predmeta transparentnih za elektrone (transmisioni elektronske mikroskope) i elektronske mikroskope za promatranje također masivnih, za elektrone neprozračnih objekata.

Transmisioni elektronski mikroskop, u kojemu snop elektrona prolazi kroz objekt, analogan je po svojem sastavu optičkom mikroskopu. U najjednostavnijem obliku sastoji se od *elektronskog topa* kao izvora snopa elektrona jednolike brzine (ubrzanih naponom od 50 kV do 100 kV, a u najnovije vrijeme i nekoliko stotina pa čak i tisuća kilovolta), zatim od *kondenzora*, elektronske leće koja fokusira snop elektrona na objekt, od *nosaa objekta*, koji omogućuje postavljanje objekta u željeni položaj i orijentaciju prema elektronskom snopu, i od *objektiva*, *meduleće* i *projektor*a, sloga elektronskih leća koje prenose konačnu sliku objekta na fluorescentni zastor, odn. fotografsku ploču ili film (sl. 1). Kako se elektroni jako raspršuju na svim oblicima materije, cijeli instrument mora biti evakuiran do visokog vakuumu (tlaka 10⁻⁸...10⁻⁴ mmHg). Posljedica je toga da se elektronskim mikroskopom mogu promatrati samo savršeno suhi objekti.



Sl. 1. Presjek stupa elektronskog mikroskopa Siemens Elmiskop 101. 1 Kućište, 2 kondenzor 1, 3 kondenzor 2, 4 zapornica za umetanje objekta, 5 otklonski sistemom za orijentiranje elektronskog snopa u odnosu prema objektu, 6 objektiv, 6 meduleća, 7 projektor, 8 podnožak mikroskopa s prozorima za promatranje konačne slike, 9 kamera za snimanje slike, 10 motor za pomicanje katode, 11 katoda, 12 Wehneltov cilindar, 13 anoda, 14 elektromagnetski stigmatom u kondenzoru 2, 15 dugme za namještanje dijaframe kondenzora 2, 16 otklonski sistem, 17 automatsko punjenje zrakom i evakuiranje pretkomore zapornice, 18 nosač objekta, 19 objekt, 20 hlađenje prostora za objekt, 21 dugme za namještanje dijaframe objektiva, 22 elektromagnetski stigmatom u objektivu, 23 dijaframe meduleće, 24 elektromagnetski stigmatom u meduleći, 25 zrcalo za gledanje međuslike, 26 fluorescentni zastor za međusliku, 27 dugme za namještanje fluorescentnog zastora međuslike, 28 zapor za eksponiranje, 29 uređaj za pomicanje objekta, 30 binokularna lupa za promatranje slike, 31 prozor, 32...34 fluorescentni zastori, 35 poluga za otvaranje prostora za kameru, 36 dugme za namještanje fluorescentnih zastora, 37 dugme za pomicanje filma ili fotografske ploče, 38 vrata prostora za kameru, 39 dugme za otvaranje i zatvaranje vrata zapornice

Elektronski top sastoji se od grijane katode različitog oblika (žice, ploče, kuglaste površine, i dr.) koja emitira elektrone, Wehneltova cilindra za prvo fokusiranje elektrona i anode s otvorom (v. *Elektronika, sastavni dijelovi*, TE4, str. 467).