

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.

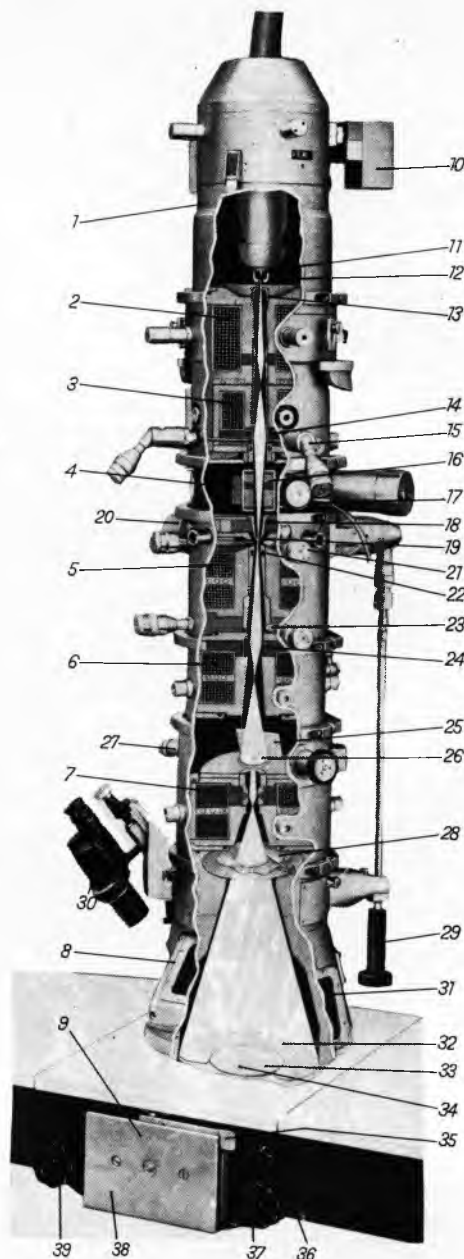
LIT.: E. Brüche, O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik, Berlin 1934. — V. E. Costlett, Introduction to electron optics, Oxford 1950. — L. Jacob, Introduction to electron optics, London 1951. — W. Glaser, Grundlagen der Elektronenoptik, Wien 1952. — O. Klemperer, Electron optics, Cambridge 1953. — 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. — Н. С. 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 *kondenzatora*, 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 vakuum (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 ekspoziranje, 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).

Kondenzor je po pravilu dvostruk, tj. sastoji se od jedne elektronske leće male žarišne daljine (1. kondenzor) i jedne leće velike žarišne daljine (2. kondenzor). Time se smanjuje ozračeno područje objekta (i na nekoliko mikrometara) i sprečava njegovo prekomjerno zagrijavanje. Elektronski top i kondenzor nazivaju se (u analogiji s optičkim mikroskopom) rasvjetnim sustavom elektronskog mikroskopa.

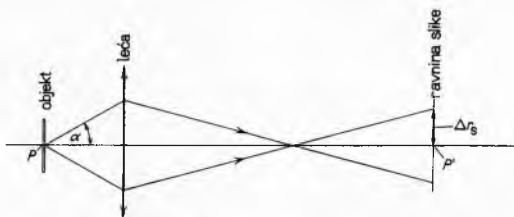
Elektronske leće (elektrostatičke i magnetske leće) jesu električna i magnetska polja, simetrična u odnosu prema osi instrumenta; one savijaju staze elektrona jednako kao što staklene leće savijaju zrake svjetlosti (v. *Elektronska optika*, str. 4). Magnetske leće su magnetska polja stvorena uz uske osno-simetrične procijepa u kućištima od feromagnetskog materijala u kojima se nalaze namoti žice s električnom strujom. Jakost leća (njihova žarišna daljina) jednostavno se mijenja promjenom jakosti električne struje. Većina suvremenih elektronskih mikroskopa koristi se magnetskim lećama. Takvim mikroskopima postignuto je najveće razlučivanje i povećanje. Međutim, odlični rezultati postignuti su i elektronskim mikroskopima u kojima se nalaze jednopotencijalne elektrostatičke leće i magnetske leće s permanentnim magnetima. Tipična približna povećanja pojedinih leća jesu: objektiv $25\times$, međuleća $8\times$, projektor $100\times$. Prema tome na fluorescentnom zastoru ili fotografskoj slici dobija se ukupno povećanje $\sim 20\,000$ puta, što je uobičajeno povećanje kod istraživanja većine defekata u kristalnim tvarima. Konačno povećanje može se mijenjati promjenom jakosti struje napajanja međuleće i projektora. Upotrebom leća s užim procijepima postižu se povećanja i od nekoliko stotina tisuća puta. Najveće korisno povećanje je ono minimalno povećanje slike pri kojemu su razlučeni i najmanji detalji što ih mikroskop može razlučiti.

Elektronske leće imaju niz aberacija koje ograničavaju moć razlučivanja mikroskopa. Kao i kod optičkog mikroskopa, aberacije objektivna su daleko najvažnije. Aberacije su općenito to manje što je snop elektrona bliže osi sustava, ali sferna aberacija ne iščezava ni na osi leće. Osim toga na razlučivanje utječe nesavršenost izrade leća (astigmatizam) i nejednolikost brzine elektrona u elektronskom snopu (kromatska aberacija) uslijed nestabilnosti napajanja elektronskog topa, a također fizikalne pojave u vezi sa samim objektom. Širina snopa i odstupanje staza od osi ograničavaju se *dijafragmama* (obično izrađenim od platine i molibdena) koje se mogu umetati u leće. Kod sustava od dva kondenzora prva leća ima npr. stalnu dijafragmu promjera $400\ \mu\text{m}$, a drugoj se leći mogu mijenjati dijafragme u rasponu od 100 do $400\ \mu\text{m}$. Objektiv također ima promjenjive dijafragme promjera od $\sim 10\ \mu\text{m}$ do $50\ \mu\text{m}$.

Sferna aberacija je glavni nedostatak objektivna; nema načina da se korekcijom ukloni. Zraka elektronâ koja napušta točku P objekta (na optičkoj osi) pod kutom α prema optičkoj osi prolazi ravninom slike u točki na udaljenosti Δr_s od točke P' (na osi) u koju bi stigla da nema sferne aberacije (sl. 2). Δr_s dano je izrazom

$$\Delta r_s = C_s \alpha^3,$$

gdje je C_s konstanta sferne aberacije (obično iznosi $2 \dots 3\ \text{mm}$ za objektivne velikog razlučivanja). U magnetskim lećama sferna



Sl. 2. Sferna aberacija

aberacija je uvijek pozitivna: zrake udaljenije od osi sijeku os bliže leći nego zrake koje su bliže osi. S druge strane, čak i u sustavu bez svih aberacija slika ne bi bila potpuno stigmatična uslijed valne naravi elektrona i pojave ogiba elektrona u objektu. Prema poznatom kriteriju u optici, slike dviju bliskih (nekoherentnih) točaka mogu se smatrati razlučenima ako se središte glavnog

ogibnog maksimuma koji odgovara jednoj točki podudara s prvim ogibnim minimumom druge točke. Odgovarajuća *ogibna aberacija* dana je Rayleighovim izrazom

$$\Delta r_d = \frac{0,61 \lambda}{\alpha},$$

gdje je λ valna duljina elektrona. Vidi se da se smanjivanjem kuta α (tj. smanjivanjem otvora stošca zrakâ što sudjeluju u stvaranju slike) sferna aberacija Δr_s smanjuje, a ogibna aberacija Δr_d povećava. Iz toga slijedi da je najpovoljniji otvor stošca zrakâ dan izrazom

$$2\alpha_{\text{opt}} = 2A\lambda^{1/4}C_s^{-1/4}, \quad (1)$$

a minimalna aberacija izrazom

$$\Delta r_{\text{min}} = B\lambda^{3/4}C_s^{1/4}. \quad (2)$$

Točne vrijednosti konstanta A i B ovise o tome da li se pretpostavlja da se sferna i ogibna aberacija jednostavno zbrajaju ili da je ukupna aberacija jednaka drugom korijenu iz zbroja njihovih kvadrata. Međutim, nije bitno što se od toga dvoga pretpostavlja, jer je rezultat u oba slučaja ionako samo približan; strogi bi pristup problemu zahtijevao razmatranje aberacijâ leća sa stanovišta valne mehanike, a ne sa stanovišta geometrijske optike. Konstante A i B približno su jednake jedinici, pa jednadžbe (1) i (2) mogu poslužiti kao definicije optimalnog kuta otvora dijafragme objektivna i moći razlučivanja instrumenta. Za tipični objektiv sa $C_s = 3,3\ \text{mm}$ uz napon ubrzanja elektrona $\varphi = 100\ \text{kV}$, kad je valna duljina elektrona $\lambda = 0,037\ \text{\AA}$ ($0,0037\ \text{nm}$), moć razlučivanja iznosi $\Delta r_{\text{min}} = 6,5\ \text{\AA}$ ($0,65\ \text{nm}$), a $\alpha_{\text{opt}} = 6 \cdot 10^{-3}$ radijana. To približno odgovara dijafragmi objektivna promjera $40\ \mu\text{m}$. Uzme li se u obzir još astigmatizam uslijed nesavršene izrade leća, Δr_{min} će biti u području od 8 do $10\ \text{\AA}$ ($0,8 \dots 1,0\ \text{nm}$). Takva moć razlučivanja demonstrirana je na suvremenim instrumentima upotrebom pogodnih test-uzoraka. Međutim, trebalo bi uzeti u obzir i *kromatsku aberaciju*,

$$\Delta r_c = C_c \alpha \frac{\Delta E}{E},$$

jer i ona može biti važna za ograničenje moći razlučivanja. C_c je konstanta kromatske aberacije i iznosi $\sim 2\ \text{mm}$ (za leću žarišne daljine $2,74\ \text{mm}$, uz $\varphi = 100\ \text{kV}$, $C_c = 2,2\ \text{mm}$). Razlike u brzinama elektrona (koje uzrokuju kromatsku aberaciju) nastaju uslijed nestabilnosti napajanja elektronskog topa i uslijed neelastičnog raspršenja elektronâ u uzorku. Uzme li se da je za elektrone energije $E = 100\ \text{keV}$, prosječno odstupanje $\Delta E = 20\ \text{eV}$ ($0,02\%$), a $C_c = 2,2\ \text{mm}$ i $\alpha = 6 \cdot 10^{-3}$ radijana, slijedi $\Delta r_c = 25\ \text{\AA}$ ($2,5\ \text{nm}$). Iskustvo pokazuje da se u običnom transmisionom radu s tankim metalnim uzorcima uglavnom postiže moć razlučivanja od 20 do $30\ \text{\AA}$ ($2 \dots 3\ \text{nm}$). Uz povoljne uvjete i pomno odabrani test-uzorak može se postići i nekoliko puta veća moć razlučivanja. (To je pitanje danas još uvijek predmet vrlo intenzivnog istraživanja.) Kod bioloških i amorfnih objekata moć je razlučivanja manja; uglavnom se uzima da je jednaka $1/10$ od debljine objekta u smjeru snopa.

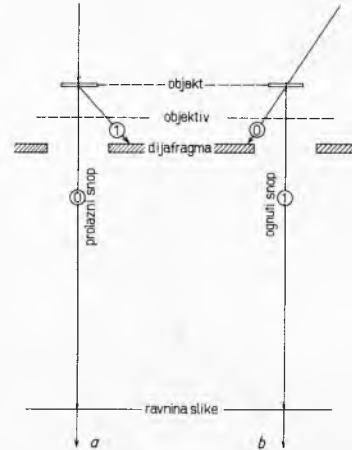
Stvaranje slike i kontrast slike u elektronskom mikroskopu. U suvremen elektronski mikroskop može se objekt koji se ispituje unositi tako da zrak ulazi samo u komoru nosača objekta, dok se u ostalim dijelovima instrumenta održava visoki vakuum. Sama komora nosača objekta može se nakon ponovnog zatvaranja brzo evakuirati. Objekti u transmisionoj elektronskoj mikroskopiji vrlo su tanki, debljina im je reda veličine nekoliko desetaka ili stotina nanometara, što zahtijeva posebne tehnike priređivanja uzoraka. Kad gotovo paralelni snop elektrona prolazi objektom, jedan se dio elektronâ ne otkloni, drugi se dio rasprši elastično (koherentno) ili neelastično. U slučaju kristalnog objekta koherentno raspršenje predstavlja veći broj ogibnih maksimuma koji su zbog male valne duljine elektrona otklonjeni samo za nekoliko stupnjeva od prolaznog snopa. Jednostavnim mijenjanjem jakosti leća i povoljnim izborom dijafragma može se na fluorescentnom zastoru dobiti ili elektronska *mikroskopska slika* (mikrografija) ili *ogibna slika* objekta (sl. 3). Ako se svi elektroni koji su bili raspršeni u malom elementu volumena objekta u različite smjerove opet sastanu u jednoj točki na fluorescentnom zastoru, nastaje mikroskopska slika tog elementa volumena, odnosno, uslijed

konačne širine upadnog snopa, mikroskopska slika obasjanog volumena objekta. Ako se, pak, svi elektroni, koji su koherentno raspršeni u obasjanom volumenu objekta pod istim kutom θ (tj. u istom smjeru), skupe pomoću sustava leća u istu točku na fluorescentnom zastoru, nastat će ogibni maksimum za taj kut θ . Uzmemo li se u obzir i zrake koherentno raspršene u ostalim smjerovima, dobiva se na zastoru potpuna ogibna slika objekta, ili, odabiranjem pogodnih dijafragma, ogibna slika određenog područja u objektu.

Teorijski se može elektronskim mikroskopom postići i razlučena (kontrastna) slika mrežnih ploha kristala koje reflektiraju neki ogruti snop, i to tako da se omogući ognutom snopu da stigne do konačne slike i interferira s prolaznim snopom prema Abbeovoj teoriji o stvaranju slike periodskog objekta (v. *Optika*). To, međutim, zbog sferne, kromatske i drugih aberacija nije moguće postići s kristalima kojima je razmak među mrežnim plohaman manji od moći razlučivanja mikroskopa, npr. s metalima, koji imaju međuplošni razmak reda veličine angstrema. Stoga se u tom slučaju kontrast slike postiže potpuno drugim mehanizmima, opisanim u nastavku.

Umetne li se pogodna dijafragma (promjera $30 \dots 40 \mu\text{m}$) u žarišnu ravninu objektiva, mogu se zaustaviti svi ognuti snopovi, pa konačnu sliku stvara izravni snop i elektroni neelastično raspršeni pod malim kutovima. To je tzv. *slika svijetlog polja* (sl. 4 a). Kontrast te slike nastaje, dakle, uslijed uklanjanja elektrona ognutih od različitih dijelova objekta, pa se stoga zove *ogibni (difrakcijski) kontrast*. Osvjetljenost slike nekog područja objekta to je manja što je više elektrona u tom području ognuto; područja objekta velike moći raspršenja na slici su tamna. Strukturni defekti kao dislokacije, točkasti defekti, pogreške u slaganju mrežnih ravnina, okolina čestica precipitata u legurama i sl. uzrokuju lokalne deformacije kristalne rešetke, pa je inten-

zitet zraka ognutih u takvim područjima različit od intenziteta zraka ognutih u pravilnim dijelovima kristalne rešetke. Kontrastne pojave koje tako nastaju u elektronskomikroskopskoj slici mogu se smatrati slikama defekata. Uz takav pristup nije potrebno



Sl. 4. Nastajanje ogibnog kontrasta. a Slika svijetlog polja, b slika tamnog polja

zahtijevati da mikroskop ima vrhunsku moć razlučivanja, jer je protezanje deformiranog područja rešetke oko defekta često reda veličine nanometra. Drugi je način ostvarenja ogibnog kontrasta da se (elektrostatičkim) nagibom upadnog snopa ili pomakom dijafragme propusti samo jedan ogibni maksimum kristalnog uzorka koji tada sam stvara tzv. *sliku tamnog polja* (sl. 4 b). Oni dijelovi objekta koji bitno doprinose pojedinim elementima ogibne slike mogu se tim postupkom identificirati.

U amorfnim i biološkim materijalima kontrast slike svijetlog polja nastaje samo uslijed toga što jedan dio raspršenih elektrona nije propušten kroz dijafragmu. Oni dijelovi koji su deblji i veće gustoće općenito će raspršiti više elektrona nego tanji dijelovi manje gustoće. Kontrast se može, npr., povećati selektivnom adsorpcijom teških atoma u pojedinim dijelovima objekta.

S obzirom na iznesene činjenice očito je da je ogib elektrona bitan u mehanizmu stvaranja slike i njenog kontrasta. Zato su u daljnjem izlaganju iznesene osnove teorije ogiba elektrona i korištenje ogibne analize u istraživanju strukturnih osobina objekata.

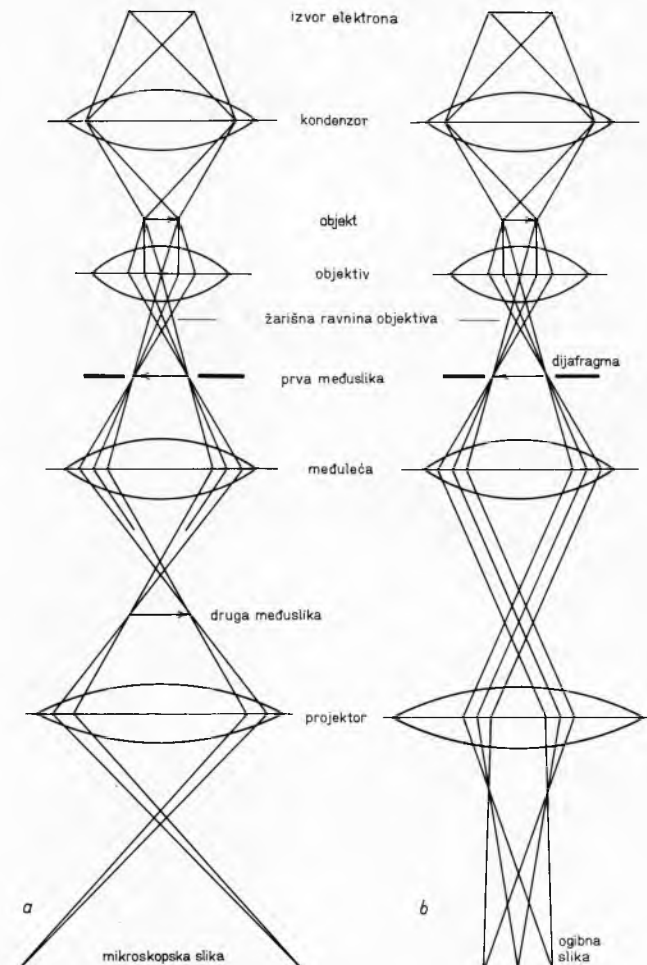
Elektronska ogibna (difrakcijska) analiza

Ogib ili difrakcija elektrona pojava je povezana s procesima »interferencije« koji nastaju kad elektroni raspršeni na atomima kristala stvaraju ogibnu sliku. Valna priroda elektrona nedvojbeno je najizrazitije dokazana fenomenima »interferencije«. Zbog toga ogib elektrona najbolja je potvrda korpuskularno-valnog dualizma čestica mikrosvijeta u novoj kvantnoj mehanici. To je vjerojatno najvažniji rezultat koji je potekao iz opažanja da se elektroni ogibaju u kristalima. Ali nije manje važna ni upotreba ogiba elektrona kao istraživačkog postupka u proučavanju strukture kristala i slobodnih molekula, analogna upotrebi ogiba rendgenskih zraka. Posljednjih desetak godina elektronska ogibna analiza razvila se u nezamjenjivu metodu istraživanja strukturnih osobina kristalnih tvari i dala je niz rezultata koji se nisu mogli dobiti ogibom rendgenskih zraka. Elektronska ogibna slika uzorka može se ostvariti zajedno s njegovom elektronskomikroskopskom slikom, što predstavlja veliku prednost metode.

Primjena ogiba elektrona u proučavanju strukture osniva se na valnoj prirodi elektronskog zračenja. Prema de Broglieu, duljina vala λ snopa elektrona ubrzanih naponom φ iznosi

$$\lambda = \frac{h}{(2m_0 |e| \varphi + |e|^2 \varphi^2 c^{-2})^{1/2}} \quad (3)$$

gdje je h Planckova konstanta ($6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$), m_0 masa mirovanja elektrona ($9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$), e naboj elektrona ($-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$), a c brzina svjetlosti u vakuumu ($3,0 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$). Prema statističkoj interpretaciji, valovi de Brogliea imaju fizikalni smisao



Sl. 3. Staze snopova u elektronskom mikroskopu: a u uvjetima mikroskopske, b u uvjetima ogiba

valova vjerojatnosti. Svakom slobodnom elektronu snopa što pada na kristal pridružuje se ravni val

$$\Psi = \Phi_0 \exp(i2\pi \vec{k} \cdot \vec{r}),$$

gdje je Φ_0 amplituda, \vec{k} valni vektor koji pokazuje smjer prostiranja vala ($|\vec{k}| = 1/\lambda$), a \vec{r} je vektor položaja neke točke na fronti vala. Zbog međudjelovanja elektrona s atomima kristalne rešetke dolazi do raspršenja elektrona, koje se može promatrati kao ogib ravnog vala na trodimenzijskoj periodskoj rešetki. Ogibna slika predočuje statističku zakonitost, prema kojoj se elektroni ogibaju u određenim smjerovima s velikom vjerojatnošću, a u ostalim smjerovima s malom. Stavi li se okomito na smjer prolaznog snopa elektrona iza kristala osjetljiva fotografska ploča, mjesta zacrnjenja na ploči odgovaraju smjerovima najveće vjerojatnosti raspršenja elektrona, a ostala mjesta odgovaraju smjerovima male vjerojatnosti. Relativistička korekcija $|e|^2 \varphi^2 c^{-2}$ u jednadžbi (3) iznosi npr. $\sim 2\%$ kad je $\varphi = 50$ kV, 5% kad je $\varphi = 100$ kV, a $\sim 10\%$ kad je $\varphi = 200$ kV. Valna duljina λ iznosi $0,054 \text{ \AA}$ za 50 kV, $0,037 \text{ \AA}$ za 100 kV, a $0,0087 \text{ \AA}$ za 1000 kV. Te valne duljine su mnogo manje od valnih duljina rendgenskih zraka koje se obično upotrebljavaju u strukturnim istraživanjima (npr. spektralna linija $\text{CuK}\alpha$ ima $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$). Zbog male duljine vala elektrona, interferencijski maksimumi pojavljuju se kod vrlo malih ogibnih kutova ($1 \dots 2^\circ$), a slika dobivena ogibom elektrona na monokristalu sadrži mnogo više refleksa nego rendgenski snimak. Druga je posljedica male duljine vala da se proširenje ogibnih maksimuma opaža kad su kristaliti u objektu manji od $50 \dots 100 \text{ \AA}$, za razliku od proširenja ogibnih linija rendgenskih zraka, koje se opažaju za kristalite manje od $\sim 1000 \text{ \AA}$.

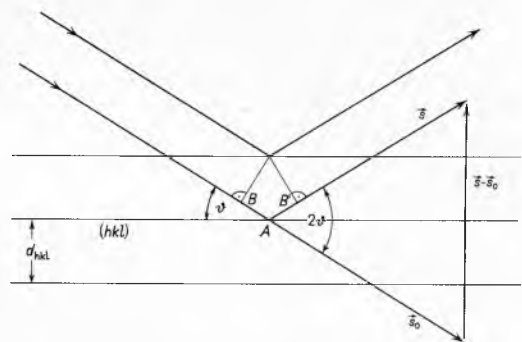
Važna razlika između ogiba elektrona i rendgenskih zraka jest različito međudjelovanje s materijom. Zbog svojeg negativnog naboja, snop elektrona prolazeći kroz kristalni uzorak djelomično se otklanja uslijed djelovanja elektronskih polja unutar atoma. Elektroni u objektu dijelom gube energiju uslijed apsorpcije (ta se energija ispoljava u obliku topline), uslijed uzbuđenja drugih elektrona, uslijed ionizacije, sekundarne emisije elektrona ili emitiranja rendgenskih zraka. S druge strane, pozitivno nabijene jezgre raspršuju elektrone tako da im se izmijeni samo smjer gibanja, a brzina im po iznosu ostaje ista. Ti elastično ili koherentno raspršeni elektroni stvaraju ogibnu sliku. Ako je objekt kristalan, ogibni maksimumi su oštri; elektroni elastično raspršeni u amorfnom materijalu daju difuznu ogibnu sliku. Na kraju, elektronima upadnog snopa koji su raspršeni međudjelovanjem s elektronima atoma u objektu mijenja se u maloj mjeri također brzina (što znači i valna duljina). To neelastično raspršenje bitno je kod malih otklona od smjera prolaznog snopa i povećava nivo šuma.

Elektroni u prolaznom snopu koji prođu objektom bez mijenjanja smjera i mali broj neelastično raspršenih elektrona stvaraju elektronskomikroskopsku sliku svijetlog polja. Ta slika je kontrastna jer u njenom stvaranju ne sudjeluju elektroni ogibnih maksimuma. S druge strane, neki intenzivni ognuti snop može se propustiti sam kroz dijafragmu u žarišnoj ravnini objektivna i stvoriti sliku tamnog polja, kako je već prije detaljnije opisano. Zbog jakog raspršenja elektrona u objektu, ogibni intenziteti su takvi da se ogibna slika može vidjeti na fluorescentnom zastoru već i kad je objekt veoma tanak (nekoliko desetaka angstroma). Vrijeme ekspozicije potrebno za snimanje ogibne slike na fotografsku ploču iznosi svega nekoliko sekunda; za snimanje rendgenske ogibne slike treba, naprotiv, nekoliko sati. Druga je posljedica jakog raspršenja da uzorak u transmisivnoj mikroskopiji mora biti vrlo tanak, npr. nekoliko desetaka ili stotina nanometara. Najvažnija je prednost elektronske ogibne analize mogućnost kombiniranja ogibnih pojava s elektronskomikroskopskim opažanjima na istom objektu, što omogućuje npr. određivanje jedinične ćelije i orijentacije kristala, pojave superrešetaka, sraslaca, preferirane orijentacije i veličine kristalita, precipitacijskih faza u legurama itd.

Iako se elektronska ogibna analiza u principu može primijeniti za određivanje rasporeda atoma u svim stanjima materije, dosad je njena primjena na amorfne tvari ograničena zbog teškoća u točnom mjerenju krivulje raspršenja. Stoga je dalje izlaganje ograničeno na osnove ogiba elektrona u kristalnim tvarima.

Osnove ogiba elektrona. U nastavku iznose se samo postavke bitne za razumijevanje primjene ogiba elektrona i interpretacije ogibne slike.

Braggova interpretacija, tzv. »geometrijska slika ogiba«, dovoljna je za izračunavanje položaja ogibnih maksimuma, refleksa, ako se ne promatraju njihovi intenziteti. Kristalna rešetka može se shvatiti kao niz skupova »mrežnih ploha« koje se protežu kroz atome rešetke. Pojedini skup ploha definiran je trojkom cijelih brojeva (hkl) koji se zovu Millerovi indeksi. Razmaci između dviju susjednih mrežnih ploha skupa (hkl) uzduž triju kristalnih osi iznose $\frac{a_1}{h}, \frac{a_2}{k}, \frac{a_3}{l}$, gdje su a_1, a_2, a_3 , bridovi jedinične ćelije u smjeru kristalnih osi. Najmanji razmak (međuplošni razmak) d_{hkl} susjednih ploha skupa (hkl) može se izračunati iz poznatih indeksa h, k, l , bridova jedinične ćelije i kutova između kristalnih osi. Npr. za kubni sustav bridovi jedinične ćelije jednaki su i jedni na drugima okomiti ($a_1 = a_2 = a_3 = a$), pa slijedi da je $d_{hkl} = a(h^2 + k^2 + l^2)^{-1/2}$.



Sl. 5. Geometrija analogije refleksije svjetlosti. Razlika u hodu među dvjema zrakama je $BA + AB$. Smjer upadnog snopa određen je jediničnim vektorom s_0 , a smjer reflektiranog snopa jediničnim vektorom s . Vektor $s - s_0$ okomit je na mrežne plohe (hkl) koje reflektiraju

U Braggovoj interpretaciji ogiba jednostavno se pretpostavlja da se upadni val elektrona reflektira na skupovima mrežnih ploha (sl. 5). Do refleksa na nekom skupu ploha dolazi za onaj kut »upada« θ za koji je razlika u hodu $2d_{hkl} \sin \theta$ između zrakâ odbijenih od dviju uzastopnih, susjednih, mrežnih ploha jednaka cijelom broju n duljina vala λ , što daje poznati Braggov zakon

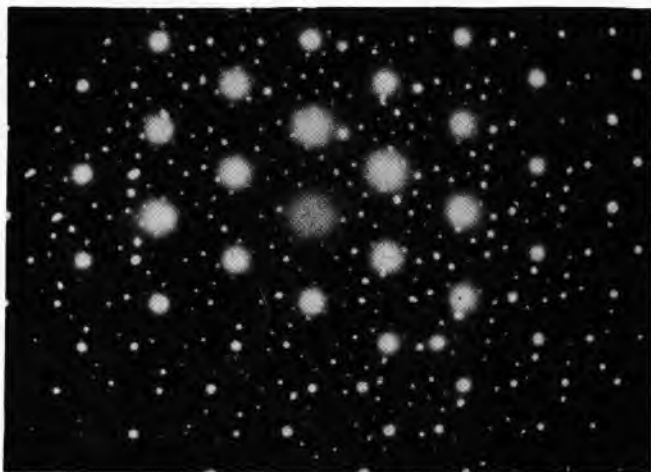
$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda$$

(n označava red refleksa). U *Laueovom pristupu* promatra se sama priroda ogiba elektrona, tj. raspršenje elektrona na trodimenzijskom periodskom rasporedu atoma. Označe li se jedinični vektori u smjeru upadnog i ognutog snopa sa s_0 i s , Laueove jednadžbe, koje određuju smjer ognutog snopa s prema bridovima jedinične ćelije $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$, u ovisnosti o smjeru upadnog snopa s_0 , glase

$$\left. \begin{aligned} (\vec{s} - \vec{s}_0) \cdot \vec{a}_1 &= h' \lambda \\ (\vec{s} - \vec{s}_0) \cdot \vec{a}_2 &= k' \lambda \\ (\vec{s} - \vec{s}_0) \cdot \vec{a}_3 &= l' \lambda \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

gdje su h', k', l' cijeli brojevi. Do ogiba u nekom smjeru s dolazi samo kad su istovremeno zadovoljene sve tri jednadžbe. Značenje izraza (4) je ovo: $(\vec{s} - \vec{s}_0) \cdot \vec{a}_1$ je, npr., razlika u hodu između zrake raspršene u točki s koordinatama $(a_1, 0, 0)$ i zrake raspršene u ishodištu; da bi se te dvije zrake pojačale, razlika u hodu mora biti jednaka cijelom broju duljina vala. Može se jednostavno pokazati da su Laueove jednadžbe ekvivalentne Braggovom zakonu, a brojevi h', k', l' da su Millerovi indeksi (hkl) ploha koje reflektiraju, pomnoženi brojem n .

Kod ogiba na monokristalu (tj. kristalnom zrnu dovoljno velikom u usporedbi s presjekom snopa elektrona) na fotografskoj



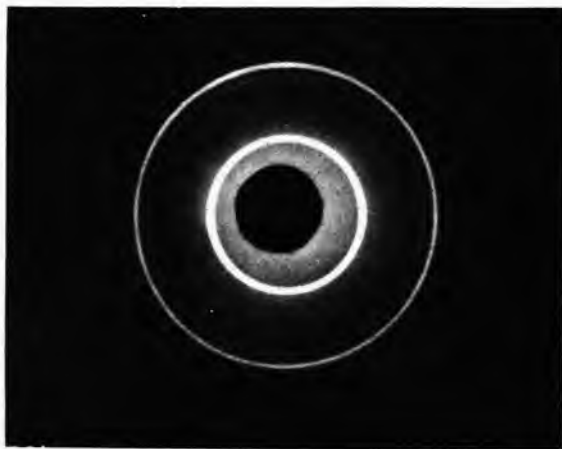
Sl. 6. Ogibna slika tinjca. Male pjegice nastaju dvostrukim ogibom primarno ognutih zraka (velike pjegice), iako nisu dopuštene strukturnim faktorom

ploči vidi se niz odvojenih pjega (*laueogram*, sl. 6). Ako je ispitani uzorak kristalni prah sastavljen od slučajno (statistički) orijentiranih kristalita (dovoljno sitnih da sve orijentacije budu jednoliko gusto zastupljene u snopom obasjanom volumenu) reflektirane zrake opisuju plaštove niza stožaca, kojima se zajednička os podudara sa smjerom prolaznog snopa. Na fotografskoj ploči iza uzorka okomitoj na prolazni snop vidi se niz koncentričnih kružnica (sl. 7). Takav snimak zove se (Debye-Scherrerov) *elektronogram praha*.

Elektronogram praha može se analizirati pomoću samog Braggovog zakona; laueogram, pak, lakše se interpretira pomoću predodžbe recipročne rešetke. Bridovi jedinične ćelije recipročne rešetke b_1 , b_2 , b_3 definirani su jednačbama

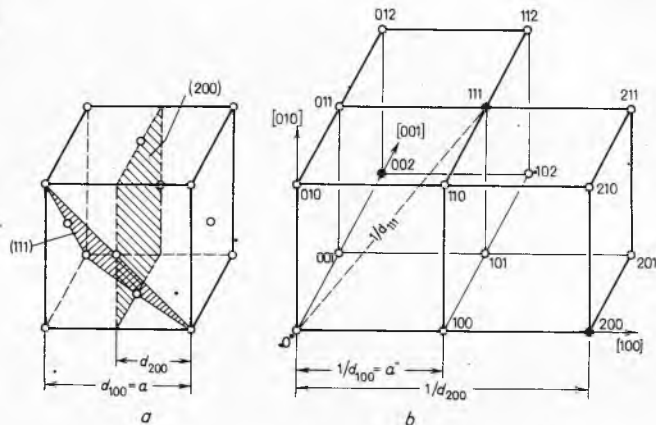
$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = \delta_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3),$$

gdje je $\delta_{ij} = 1$ za $i = j$, a $\delta_{ij} = 0$ za $i \neq j$. Recipročna rešetka ima ova svojstva: a) svaka točka (h, k, l) recipročne rešetke predodžuje skup mrežnih ploha (hkl) kristalne rešetke, b) vektor $\vec{g} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$ u recipročnoj rešetki od ishodišta do točke (h, k, l) okomit je na plohe (hkl) kristalne rešetke, c) duljina vektora \vec{g} jednaka je recipročnoj vrijednosti razmaka d_{hkl} između susjednih mrežnih ploha skupa (hkl) (sl. 8). Kad je konstruirana recipročna rešetka, smjerovi ognutih zraka mogu se naći pomoću geometrijske konstrukcije opisane u nastavku (sl. 9). U recipročnoj rešetki nacrtat se vektor \vec{s}_0/λ tako da mu vrh završava u ishodištu O^* . Početak vektora \vec{s}_0/λ je točka A (koja ne mora nužno biti i točka rešetke) oko koje se nacrtat kružnica polumjera $1/\lambda$. U prostoru to će biti tzv. Ewaldova »kugla refleksije«. Ako površina te kugle, osim ishodištem O^* , prolazi i kroz neku točku recipročne rešetke $P(h, k, l)$ određenu vektorom \vec{g} , sve su tri Laueove jednažbe zadovoljene,

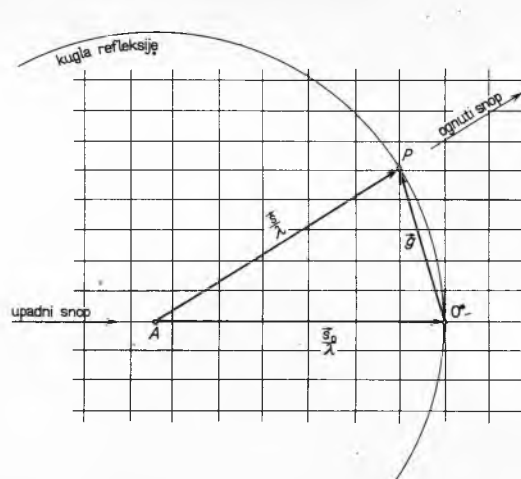


Sl. 7. Elektronogram polikristalnog grafitu

te dolazi do ogiba u smjeru određenom vektorom $\vec{AP} = \vec{s}/\lambda$. Iz slike se vidi da je $\frac{\vec{s}}{\lambda} - \frac{\vec{s}_0}{\lambda} = \vec{g}$, a to je Braggov zakon napisan vektorskom simbolikom. To znači da dolazi do refleksa na skupu mrežnih ploha (hkl) . Štaviše, doći će do refleksa na svim onim skupovima mrežnih ploha kojima pripadne točke recipročne rešetke leže na površini kugle refleksije. Značenje recipročne rešetke nije time iscrpljeno; teorija ogiba elektrona i rendgenskih zraka pokazuje da se mjerljivi intenzitet ognute zrake može očekivati i kad površina kugle refleksije prolazi neposrednom blizinom odgovarajuće točke recipročne rešetke, tj. kad vektor $\frac{\vec{s}}{\lambda} - \frac{\vec{s}_0}{\lambda}$ nema vrh točno u toj točki recipročne rešetke. To znači da je neka točka recipročne rešetke, određena trojkom brojeva h, k, l , samo maksimum kontinuirane raspodjele funkcije intenziteta oko te točke.



Sl. 8. Jedinična ćelija plošno centrirane kubne rešetke (a) i dio njene recipročne rešetke (b). Na ogibnoj slici pojavljuju se samo refleksa (111) i (200) od prikazanih točaka recipročne rešetke

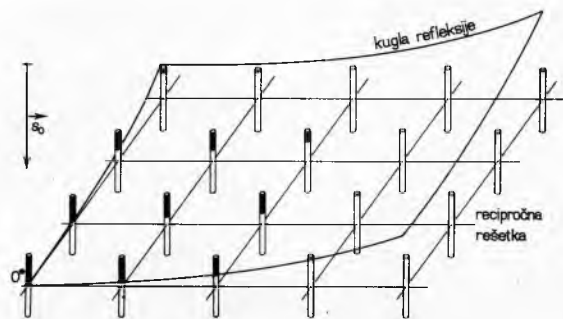


Sl. 9. Geometrija uvjeta za refleksiju u recipročnoj rešetki

Veličina područja protezanja funkcije intenziteta oko točaka recipročne rešetke ovisi o obliku i veličini kristala ili kristalita i o stupnju i vrsti deformacije kristalne rešetke (obrnuto je razmjerna veličini kristalita i upravo razmjerna stupnju deformacije).

Razmotrimo primjer prvog efekta. Ako je dimenzija kristala u smjeru upadnog snopa mala, točke recipročne rešetke prelaze u štapiće izdužene u smjeru okomitom na kristalnu pločicu. Na slici 10 prikazana je ravnina recipročne rešetke koja prolazi ishodištem, sa štapićima kao područjima funkcije intenziteta. Osim toga nacrtan je dio površine kugle refleksije. Kako je valna duljina elektrona vrlo mala, polumjer kugle refleksije $1/\lambda$ vrlo je velik prema bridovima recipročne jedinične ćelije, pa će površina kugle sjeći niz štapića recipročne rešetke. Zbog toga elektronski laueogram sadrži velik broj refleksa iako se upotrebljava mono-

kromatski snop elektrona, tj. elektroni jednake brzine (za razliku od rendgenskog laueograma, gdje se veći broj refleksa može dobiti jedino upotrebom širokog spektra valnih duljina).



Sl. 10. Presjek recipročne rešetke s kuglom refleksije u slučaju transmisije za tanki kristal. Smjer upadnog snopa određen je vektorom s_0

Ako se mijenja orijentacija uzorka prema upadnom snopu, i njegova se recipročna rešetka zakreće u odnosu prema kugli refleksije. Kada pri toj vrtnji neka točka recipročne rešetke prolazi kroz površinu kugle refleksije, pojavljuje se na ogibnoj slici pripadni refleks. Na taj način može se pratiti mijenjanje ogibne slike i može se dovesti kristal što točnije u položaj u kojemu je određeni refleks najjači, kad se želi pomoću tog refleksa ostvariti bolji kontrast mikroskopske slike.

Da bi se odredili ne samo položaji već i intenziteti refleksa, potrebna je tzv. kinematička teorija ogiba elektrona, koja opisuje raspršenje valova elektrona u pojedinim čvorovima kristalne rešetke te resultantni intenzitet predočuje kao superpoziciju svih valova raspršenih u danom smjeru. Za uzorak od istovrsnih atoma resultantni intenzitet nekog refleksa umnožak je triju faktora:

$$I = I_0 \cdot |F|^2 \cdot |G|^2. \quad (5)$$

Prvi je »atomni faktor« $I_0 = f^2$, gdje je f amplituda vala raspršenog na jednom atomu, razmjerna $(\lambda/\sin \theta)^2$. Činjenica da se intenzitet raspršenog zračenja smanjuje sa četvrtom potencijom kuta uzrokuje poteškoće kod mjerenja, jer je dio ogibne slike uvijek preeksponiran ili podeksponiran. Faktor $|F|^2$, tzv. »strukturni faktor«, uzima u obzir utjecaj rasporeda atoma, određenih vektorima položaja $\vec{r}_i = x_i \vec{a}_1 + y_i \vec{a}_2 + z_i \vec{a}_3$ u jediničnoj ćeliji kristalne rešetke, na intenzitet refleksa. $|F|^2 = F \cdot F^*$, gdje F pred očen u kompleksnom obliku glasi

$$F = \sum_i \exp[-i 2 \pi \vec{g} \cdot \vec{r}_i] = \sum_i \exp[-i 2 \pi (h x_i + k y_i + l z_i)], \quad (6)$$

(pri čemu su x_i, y_i, z_i koordinate atoma izražene u jedinicama bridova jedinične ćelije), a F^* je tome kompleksno konjugirani izraz. Zbrajanje se vrši po svim simetrijski neovisnim atomima. Kad je kristal sastavljen od raznovrsnih atoma, atomni i strukturni faktor razmatraju se zajedno tako da se amplituda raspršenja na i -tom atomu, f_i , unosi pod znak zbrajanja u izrazu (6). Interferencije između pojedinih raspršenih valova mogu doprinijeti tome da određeni refleksi imaju smanjeni intenzitet ili da se uopće pogase (tada je $|F|^2 = 0$). Tako npr. za plošnocentriranu kubnu rešetku s atomima u položajima $(0, 0, 0)$, $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$, $(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2})$, $(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ nisu pogašeni oni refleksi (hkl) za koje su h, k, l ili svi parni ili svi neparni, a to su refleksi $(111), (200), (220), (311), (222)$ itd. Uspoređivanje veličina $|F|^2$ različitih refleksa i promatranje zakonitosti u pogašenjima refleksa omogućuje u principu izvođenje zaključaka o položaju atoma u jediničnoj ćeliji (što je naročito važno u rendgenskoj ogibnoj analizi, gdje se intenziteti refleksa mnogo točnije i lakše mjere).

Zbrajanje amplituda raspršenih u pojedinim ćelijama po čitavom obujmu kristala vodi do »faktora rešetke« $|G|^2$, koji ovisi o veličini i obliku kristala.

Jednadžba (5) za intenzitet vrijedi uz određene uvjete. Debljina kristala u smjeru upadnog snopa mora biti toliko mala da se međudjelovanja refleksa i prolaznog snopa mogu zanemariti. Inače

se intenziteti moraju računati prema dinamičkoj teoriji. Ta teorija promatra međudjelovanja elektronskih valova koji mogu postojati unutar kristala, tj. uzima u obzir međudjelovanje samih ognutih snopova kao i ognutih snopova i prolaznog snopa, te oblikuje raspršene intenzitete u odnosu prema rubnim uvjetima, koji moraju biti zadovoljeni na granicama kristala. Općenito, debljina kristala za koju se još može približno primijeniti kinematička teorija (kad se pretpostavlja da nema višestrukog koherentnog raspršenja), smanjuje se s porastom rednog broja elemenata u kristalu, pa za (teže) metale iznosi nekoliko desetaka nanometara. Po dinamičkoj teoriji ognuti snopovi mogu biti znatno intenzivniji nego što predviđa kinematička teorija. U uvjetima dinamičke teorije neki ogibni snop može biti ponovo ognut, uslijed čega se pojavljuju dodatne pjege, koje su inače pogašene prema strukturnom faktoru (v. sl. 6).

Interpretacija ogibnih slika. Ogibna slika nastala u žarišnoj ravni objektiva povećava se i projicira na fluorescentni zastor. Na ogibnom snimku monokristala mogu se izmjeriti udaljenosti r_{hkl} pojedinih pjega od središnje pjega koju stvara prolazni snop. Kut ogiba $2\theta_{hkl}$ za pojedinu pjegu dan je izrazom

$$\tan 2\theta_{hkl} = \frac{r_{hkl}}{L}, \quad (7)$$

gdje je L »efektivna« udaljenost između objekta i fotografske ploče, definirana jednadžbom (7). Kako su kutovi ogiba mali, može se pretpostaviti da je $\tan 2\theta \approx 2 \sin \theta \approx 2\theta$, pa prema Braggovom zakonu slijedi

$$r_{hkl} d_{hkl} = \lambda L. \quad (8)$$

Kako se L i λ ne mogu potpuno točno odrediti, obično se određuje njihov umnožak λL tako da se upotrijebi ogibna slika nekog kristala s poznatim vrijednostima međuplošnih razmaka.

Pridruživanje odgovarajućih indeksa (hkl) svakom refleksu na ogibnoj slici monokristala jednostavno je ako se upotrijebi recipročna rešetka. Površina kugle refleksije može se aproksimirati ravninom jer je duljina vala elektrona vrlo mala. Ogibna slika neposredno predočuje projekciju one plohe u recipročnoj rešetki koja je okomita na upadni snop.

Kad su indeksi poznati, određena je i orijentacija kristala. Ako je rešetka kristala nepoznata, određivanje indeksa refleksa i orijentacije je otežano. Međutim, bridovi jedinične ćelije mogu se odrediti ako se nosač objekta može okretati i nagibati za dovoljno velike kutove. Dobije se nekoliko ogibnih slika (uz različite orijentacije objekta), koje predočuju različite presjke recipročne rešetke.

U slučaju polikristalnog objekta međuplošni razmaci mogu se izračunati iz jednadžbe (8) mjerenjem promjera ogibnih prstenova $2r_{hkl}$ na elektronogramu praha. Ako su kristalni sustav i jedinična ćelija nepoznati, problem je znatno složeniji. Često, međutim, treba samo odrediti koja je od nekoliko različitih tvari poznate rešetke posrijedi. Uspoređuju se omjeri polumjera ogibnih prstenova i polumjera najmanjeg prstena s izračunatim omjerima $d_{hkl}/d_{(hkl)_0}$, gdje je $d_{(hkl)_0}$ međuplošni razmak najmanjeg prstena. Ako se dvije grupe omjera slažu, ogibna slika potječe od pretpostavljene tvari.

Kod ispitivanja polikristalnih tvari treba posvetiti pažnju mogućoj preferiranoj orijentaciji kristalita, kad neki refleksi mogu nedostajati, a neki se pojaviti s promjenljivim intenzitetom.

Priprema objekta i osnove mikroskopije

Priprema objekta. Razvijen je niz postupaka za priređivanje veoma tankih objekata pogodnih za promatranje u transmissionom elektronskom mikroskopu. Koji će se postupak primijeniti ovisi uglavnom o vrsti objekta i cilju promatranja. Od kristalnih tvari posebno je potrebno pripremiti veoma tanak (500–1000 Å) uzorak približno paralelnih strana i čiste površine. Glavni postupci pripremanja tako tankih filmova jesu: a) kemijsko, elektrokemijsko i mehaničko stanjivanje makroskopskog uzorka, b) nanošenje tankih filmova isparavanjem i kondenzacijom u vakuumu (»naparivanje«), c) pravljenje otiska površine (»replike«). Važno je napomenuti da se u postupcima grupe a) osobine objekta mogu

promijeniti u toku procesa stanjivanja (mogu nastati npr. deformacije kristalne rešetke, strukturni defekti), a u postupcima grupe b) napareni sloj može imati i drukčije strukturne detalje nego prvobitni uzorak, ovisno o načinu naparivanja. Zbog toga treba posvetiti posebnu pažnju pri uspoređivanju rezultata dobivenih različitim postupcima promatranja osobina i svojstava ispitivanih objekata.

Od nekih stvari može se prirediti dovoljno tanak objekt uzastopnim kаланjem. To su stvari tipične slojevite strukture, kao npr. grafit, koje imaju veliku kalavost. Mala tanka pločica grafita oblijepi se s obje strane selotejpom koji se zatim odljepljuje. Postupak se ponavlja dok se dobiju gotovo prozirne ljske grafita a zatim se selotejp ukloni otapanjem. Veoma uobičajeni postupak priređivanja tankih filmova metala i metalnih legura jest elektrokemijsko otapanje uzorka u pogodnom elektrolitu. Razvijen je veliki broj varijanti tog postupka. Objekt u obliku tanke pločice (površine $2 \times 3 \text{ cm}^2$ i debljine $20 \dots 100 \mu\text{m}$) uroni se kao anoda u elektrolit (koji ovisi o sastavu uzorka), a katoda je npr. čelična pločica. Uz primjenu pogodnog napona otapanje se nastavlja sve dok se na objektu pojave perforacije s kojih se odvajaju folije (površine manje od 10 mm^2) dovoljno tanke za promatranje. Druga je varijanta postupak elektrolize mlazom. Kroz tanku cijev, koja služi i kao katoda, u tankom mlazu usmjerava se elektrolit u sredinu objekta, koji ima oblik diska promjera $\sim 3 \text{ mm}$ i debljine $\sim 10 \mu\text{m}$, a polariziran je kao anoda. Postupak se nastavlja do pojave rupice u disku. Područja uz rupicu obično su dovoljno tanka. Različiti električno nevodljivi anorganski uzorci mogu se stanjiti kemijskim otapanjem. Tanka pločica stavi se u pogodnu otopinu, obično na povišenoj temperaturi, da bi se reakcija ubrzala.

Pripremanje tankih filmova metala i drugih anorganskih kristala naparivanjem u vakuumu ima veliku teorijsku i eksperimentalnu važnost za proučavanje optičkih, električnih, magnetskih i strukturnih osobina naparenih filmova. Razvijen je niz postupaka za kontroliranje veličine kristalita, kristalne orijentacije i sastava tankih filmova. Glavni faktori o kojima ovise ti parametri jesu brzina naparivanja, temperatura podloge, stupanj vakuumu a i, razumljivo, priroda filma i podloge.

Pri proučavanju površine uzoraka može se upotrijebiti, umjesto samog objekta, njegov otisak u tankoj membrani. Na površinu uzorka napari se u vakuumu sloj ugljika (debljine nekoliko desetaka nanometara), tako da se jaka električna struja propušta kroz dva ugljena zašiljena štapića koji se jedva dodiruju. Ugljeni film, koji sadrži geometrijske detalje (reljef) površine objekta i predstavlja njen »negativ«, odvoji se otapanjem objekta u pogodnoj otopini (npr. elektrolizom). I kod ovog postupka razvijen je niz varijanti. Mikroskopskim snimanjem samog otiska ne dobivaju se dovoljni kontrasti; stoga se otisak napari iz točkastog izvora sa strane nekim teškim metalom (zlatom, paladijumom), čime se na mikrografiji dobiva efekt kao da je objekt s jedne strane osvijetljen. Jednaki postupak »sjenčanja« primjenjuje se i na organske i biološke objekte (dovoljno tanke da se izravno mogu promatrati). Gustoća naparenih atoma ovisi o nagibu neravnina na površini objekta u odnosu prema smjeru naparivanja. Na taj način neki dijelovi objekta postaju više ili manje nepropusni za elektrone. Dijelovi objekta koji su bili u »zavjetrinu« pri naparivanju bit će na fluorescentnom zastoru izrazito svijetli, a na fotografskom pozitivu tamni kao sjena. Tako se postiže prostorni izgled slike objekta, odnosno njegove površine (ako se promatra otisak uzorka).

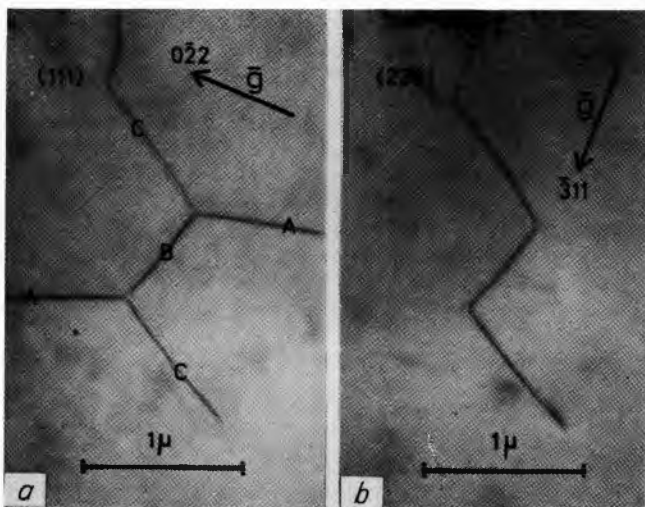
Kinematički kontrast slike. Opisujući ogib na kristalu, promatran je intenzitet elektronske zrake (tj. kvadrat amplitude elektronskog vala) na mjestu daleko od kristala. Želi li se izračunati ogibni kontrast slike, potrebno je naći raspodjelu intenziteta na donjoj površini kristala. Ta raspodjela preslikava se lećama na fluorescentni zastor. Ogibni kontrast postiže se umetanjem dijafragme koja propušta ili prolazni snop (slika svijetlog polja) ili neki ognuti snop (slika tamnog polja). Potrebno je stoga izračunati raspodjelu ili ognutog ili prolaznog intenziteta na donjoj površini kristala. Prethodno je pokazano da od jakog ogibnog maksimuma na mrežnim plohama (hkl) dolazi kad se vektor

$$\frac{\vec{s}}{\lambda} - \frac{\vec{s}_0}{\lambda} = \vec{k}_g - \vec{k}_0 = \vec{K}$$

podudara s vektorom recipročne rešetke

$$\vec{g} = h \vec{b}_1 + k \vec{b}_2 + l \vec{b}_3$$

(gdje su sa \vec{k}_g i \vec{k}_0 označeni valni vektori ognutog i upadnog vala). Međutim, mjerljiv intenzitet opaža se i kad vrh vektora \vec{K} završava u neposrednoj blizini točke recipročne rešetke, tj. kad je $\vec{K} = \vec{g} + \vec{u}$, gdje \vec{u} znači devijaciju od točnog Braggovog položaja refleksije. Zbog male dužine vala ogibni snopovi vrlo malo se otklanjaju od prolaznog snopa. Uzevši u obzir kinematičke uvjete, može se pokazati da se intenzitet ognutog vala mijenja periodički s debljinom objekta t u smjeru prolaznog snopa kao $\sin^2(\pi t u) (\pi u)^{-2}$. Kad je snopom objasni dio uzorka promjenljive debljine, na mikrografiji tamnog polja mogu se vidjeti razmazane svijetle linije kontrasta, koje označuju mjesta jednake debljine (engl. thickness contours). Periodsko mijenjanje intenziteta ognutog vala s debljinom ima periodu $\Delta t = u^{-1}$, što znači da su razmaci svijetlih linija kontrasta manji kad je odstupanje \vec{u} od Braggovog položaja veće. (Za $\vec{u} = 0$ treba intenzitet odrediti prema dinamičkoj teoriji, jer tada kinematički pristup ne vrijedi ako je debljina uzorka veća.) Mijenja li se orijentacija uzorka uz stalnu debljinu, može se očekivati periodsko mijenjanje intenziteta s kutom nagiba. Tako se kod savijenih objekata mogu također opaziti svijetle linije kontrasta (engl. bent contours). Slika svijetlog polja je komplementarna slici tamnog polja, pa su u slici svijetlog polja linije kontrasta nastale uslijed promjenljive debljine ili orijentacije objekta tamne.



Sl. 11. Mreža dislokacija približno vijčanog karaktera u silicijumu. U slici a uzetaj refleksom (022) dislokacije A, B i C se vide, dok u slici b uzetaj refleksom (311) kontrast uz dislokaciju A nestaje

Pretpostavi li se da se kroz dijafragmu propusti, pored prolaznog snopa, i jedan ognuti snop, ukupna valna funkcija glasi

$$\Psi = \Phi_0 \exp(-i 2\pi \vec{k}_0 \vec{r}) + \Phi_g \exp(-i 2\pi \vec{k}_g \vec{r}),$$

gdje su Φ_0 , Φ_g i \vec{k}_0 , \vec{k}_g amplitude i valni vektori prolaznog i ognutog vala. Može se pokazati da se intenzitet na donjoj površini kristala, tj. na mikrografiji, periodski mijenja po zakonu sinusa uzduž smjera recipročne rešetke \vec{g} (koji je praktično okomit na upadni snop). Vrijedi, dakle, jednadžba

$$I = 1 + R^2 - 2R \sin\left(\frac{2\pi x}{d_{hkl}} - \pi t u\right),$$

u kojoj je x koordinata u smjeru \vec{g} , d_{hkl} međuplošni razmak kristalnih ploha (hkl) koje reflektiraju, a R je proporcionalno veličini $\sin(\pi t u) (\pi u)^{-1}$. Rešetka je dakle razlučena, tj. mrežne plohe koje reflektiraju ognuti snop vidljive su na mikrografiji, ako to omogućuje moć razlučivanja mikroskopa. Slika će biti jasnija ako i viši redovi refleksa s istih mrežnih ploha prođu kroz dijafragmu. Vidi se da vidljivost sinusnih pruga kontrasta kao slikâ.

mrežnih ploha ovisi o orijentaciji \vec{u} i debljini t uzorka. Za $\pi t u = n\pi$ bit će $R = 0$ i pruge se neće vidjeti; za $\pi t u = n\pi + \pi/2$ amplituda je pruga najveća.

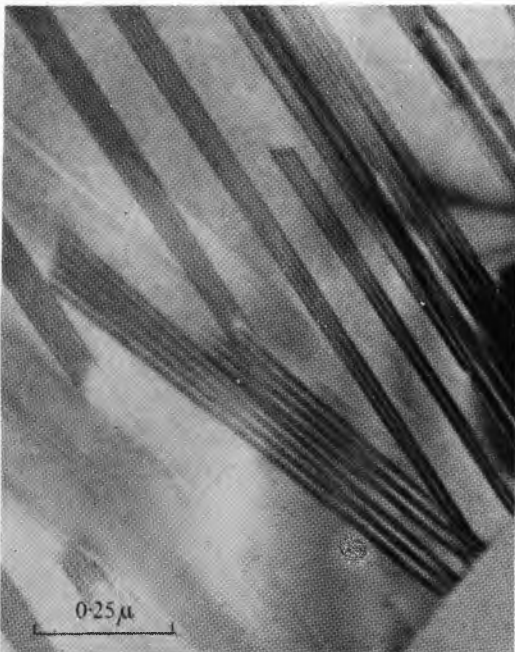
Kristalni defekti, kao pogreške u slaganju mrežnih ploha, bridne i vijčane dislokacije, dislokacijske petlje, čestice precipitata u legurama, uzrokuju pojavu kontrasta na mikrografiji uslijed lokalnih promjena međuatomnih udaljenosti i orijentacije kristalne rešetke, deformirane oko defekata. Ako je položaj n -te jedinične ćelije u deformiranom dijelu kristala određen vektorom \vec{r}_n , može se pisati $\vec{r}_n' = \vec{r}_n + \vec{R}_n$, gdje je \vec{R}_n vektor koji određuje pomak jedinične ćelije od njenog pravilnog položaja nastao uslijed deformacije, a za \vec{r}_n vrijedi izraz

$$\vec{r}_n = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3,$$

gdje su m_1, m_2, m_3 cijeli brojevi. Amplituda ognutog vala bit će

$$\Phi_g = \sum_n F_g \exp[-i 2\pi (\vec{g} + \vec{u}) \cdot (\vec{r}_n + \vec{R}_n)],$$

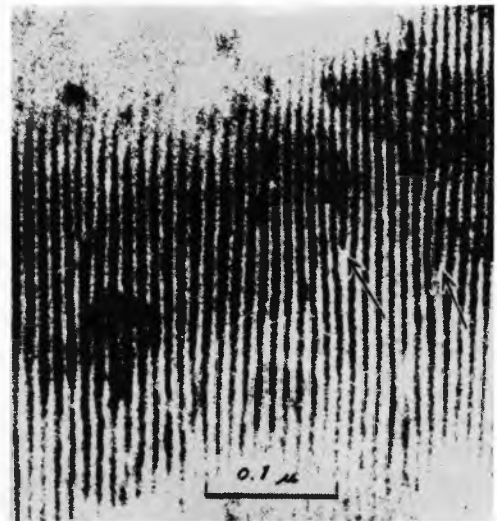
gdje je F_g strukturni faktor refleksa određenog vektorom recipročne rešetke \vec{g} , a zbrajanje se izvodi po jediničnim ćelijama u obasjanom volumenu. Umnožak $\vec{g} \cdot \vec{r}_n$ je cijeli broj, a $\vec{u} \cdot \vec{R}_n$ je vrlo malo pa se može zanemariti. Prisustvo deformacije unosi,



Sl. 12. Linije kontrasta uz pogreške u slaganju mrežnih ploha u nerđajućem čeliku

dakle, posebni fazni faktor $\exp(-i\beta)$, gdje je $\beta = 2\pi \vec{g} \cdot \vec{R}_n$. Iz toga slijedi zaključak da pomak ćelije \vec{R}_n u smjeru okomitom na vektor \vec{g} (pomak paralelan mrežnim ravninama koje reflektiraju snop) ne daje nikakav kontrast. To je osnova za određivanje *Burgersovog vektora dislokacije*: traže se oni refleksi za koje dislokacija postaje nevidljiva (sl. 11). S druge strane, očekuje se da će kontrast biti najveći ako je pomak \vec{R}_n paralelan sa \vec{g} .

Kad u slaganju mrežnih ploha ima pogrešaka, dio kristala ispod pogreške pomaknut je za neki vektor \vec{R} u odnosu na dio iznad pogreške. Zato se fazni faktor β mijenja skokovito od nule iznad pogreške na vrijednost $2\pi \vec{g} \cdot \vec{R}$ ispod pogreške. Ako je \vec{R} jednak nekom vektoru translacije kristalne rešetke, dva dijela kristala se opet potpuno podudaraju, pa pogreška slaganja neće dati kontrast ni za jedan refleks (jer je tada $\beta = 2\pi \times$ cijeli broj). Ako \vec{R} nije vektor translacije rešetke, ipak postoje vrijednosti \vec{g} za koje je $\vec{g} \cdot \vec{R}$ cijeli broj. Ako se nađe nekoliko takvih refleksa, može



Sl. 13. Moiré-linije kontrasta dobivene od dva superponirana sloja bakar-sulfida. Strelice pokazuju dislokacije u jednoj od kristalnih rešetki

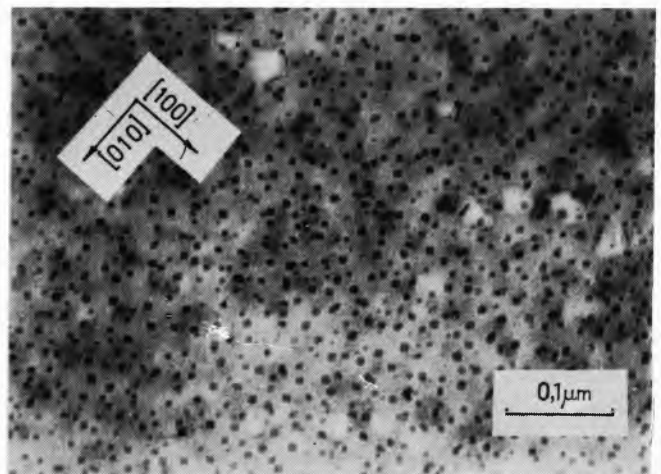
se odrediti smjer vektora \vec{R} . Da se izračuna intenzitet na donjoj površini kristala, treba uzeti da amplituda iznad pogreške sadrži faktor $\exp[-i 2\pi (\vec{g} + \vec{u}) \cdot \vec{r}_n]$, a ispod pogreške sadrži faktor $\exp[-i 2\pi (\vec{g} + \vec{u}) \cdot (\vec{r}_n + \vec{R})]$.

Kao rezultat dobije se periodsko mijenjanje raspodjele intenziteta sa debljinom uzorka iznad pogreške u^{-1} . Linije kontrasta paralelne su presjeku ravnine pogreške i površine objekta, a slične su onima koje nastaju uslijed promjenljive debljine objekta (s povećanjem vektora \vec{u} linije kontrasta se jedne drugima približavaju a intenzitet im se smanjuje, sl. 12).

Periodska priroda kristalâ, iako su periodnosti njihove rešetke ispod granice razlučivanja mikroskopa, može se demonstrirati tzv. moiré-slikama pomoću dva kristala kojima se međuplošni razmaci d_1 i d_2 jedan od drugog malo razlikuju, a međusobno se pokrivaju. To se zove *indirektno razlučivanje rešetke*. Ako su takva dva kristala (npr. sloj paladija naparen na sloj zlata) jednako orijentirani, na mikrografiji (sl. 13) dobiva se niz linija kontrasta (sličnih onima od pogrešaka u slaganju mrežnih ploha) okomitih na \vec{g} . Razmak među susjednim linijama iznosi

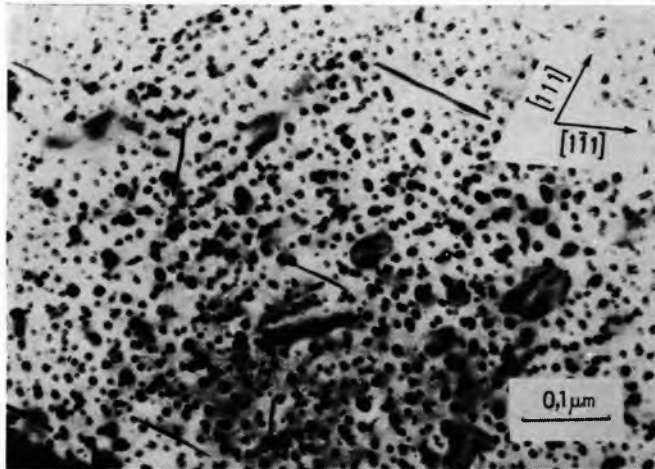
$$D = \frac{d_1 d_2}{|d_1 - d_2|}$$

Ako je razlika $|d_1 - d_2|$ mala, D može biti dovoljno veliko da se razluči u mikroskopu.



Sl. 14. Guinier-Prestonove zone u leguri Al-Ag-Zn. Slika svijetlog polja

Kristaliti precipitata (sfernog oblika) u legurama, ako su koherentni s kristalnom rešetkom matice, uzrokuju (radijalne) pomake atoma matice u svojoj okolici. Takvo deformirano polje matice doprinosi kontrastu i vidljivosti precipitata na mikrografiji (sl. 14). Očito je da mora postojati kroz precipitat linija za koju su pomaci atoma u deformiranom području okomiti na g . To je linija s kontrastom jednakim nuli (sl. 15). Kontrast uz precipitate dobro se vidi kad je kristal vrlo blizu položaju refleksije, te se promatra slika tamnog ili svijetlog polja, uz jedan jaki refleks.



Sl. 15. Guinier-Prestonove zone i heksagonski precipitati ϵ' u leguri Al-Ag-Zn. Slika svijetlog polja uzeta uz jaki refleks (200). Linije s kontrastom jednakim nuli okomite na g pokazuju na deformiranu kristalnu rešetku oko zona

U ovom prikazu dani su samo najosnovniji pojmovi o elektronskoj mikroskopiji i njenom korištenju u istraživanju materije, posebno kristalnih tvari. Mogućnosti primjene elektronske mikroskopije su upravo neograničene i svakodnevno smo svjedoci gotovo eksplozivnog razvoja mikroskopije u mnogim granama istraživanja.

Elektronski mikroskopi za ispitivanje neprozračnih objekata

Izveden je veći broj konstrukcija elektronskog mikroskopa kojim se mogu promatrati (ponekad osim prozračnih), također masivni, neprozračni objekti. Od tih konstrukcija u daljem će izlaganju biti kratko obrađeni elektronski mikroanalizator (elektronska sonda) i rasterski elektronski mikroskop.

Elektronski mikroanalizator (mikrosonda) je instrument za analizu kemijskog sastava površine objekta pomoću ispitivanja spektra rendgenskih zraka nastalih osvijetljavanjem objekta usko fokusiranim snopom elektrona. Izvedbe mikrosonde vrlo su raznolike, ali u osnovi instrument se sastoji od vakuumnog stuba u kojem se elektroni iz vruće niti ubrzavaju naponom od nekoliko desetaka kilovolta i fokusiraju elektromagnetskim lećama na površinu objekta. Može se postići da osvijetljeni dio površine ima promjer svega $1 \mu\text{m}$, ali uslijed prodiranja elektrona u objekt rendgenske zrake generiraju se u polukugli promjera $\sim 2 \mu\text{m}$. Emitirane rendgenske zrake ulaze u rendgenski spektrometar, u kojem se njihov spektar ispituje posebnim kristalnim analizatorom, a intenziteti mjere brojačem povezanim s registrirajućim uređajem. Poznato je da svaki element ima svoj posebni, strogo određeni, spektar karakterističnih rendgenskih linija, različit od spektra bilo kojeg drugog kemijskog elementa. Prema tome, analiza spektralnog sastava i intenziteta rendgenskih zraka emitiranih iz objekta izravno pokazuje na kemijski sastav površine objekta obasjane snopom elektrona. Pomicanjem snopa elektrona po površini objekta. Mikrosonda može biti također konstruirana tako da se objekt istovremeno može ispitivati i transmisijom i refleksijom mikroskopijom. Ukoliko se želi saznati mijenjanje kemijskog sastava, odnosno relativna raspodjela kemijskih elemenata na većem dijelu površine objekta, primjenjuje se rastersko analiziranje elektronskim snopom (engl. beam scanning technique). Promat-

trani dio površine objekta (npr. oblika kvadrata sa stranicom $\sim 400 \mu\text{m}$) predstavi se rasterom od niza (200...500) paralelnih linija, uzduž kojih optičava snop elektrona otklanjan (upravljan) elektromagnetskim putem. Istovremeno drugi snop elektrona sinhrono precrtava jednaki raster na ekranu osciloskopa. Kristal analizator spektrometra postavi se u položaj koji odgovara karakterističnoj rendgenskoj liniji elementa čije se prisustvo u objektu promatra. Električni signal dobiven brojačem i zatim pojačan služi za moduliranje intenziteta snopa elektrona u osciloskopu. Tako se na ekranu osciloskopa dobiva slika raspodjele promatranog elementa na obasjanoj površini objekta. Umjesto rendgenskih zraka mogu se kao modulirajući signal upotrijebiti i elektroni raspršeni na objektu prema natrag, pa elektronska mikrosonda djeluje kao rasterski elektronski mikroskop. Energija karakterističnih rendgenskih zraka opada sa smanjivanjem rednog broja elementa, pa se pomoću komercijalnih mikrosondi može samo još odrediti prisustvo natrijuma i magnezijuma. Međutim, pomoću posebno konstruiranih laboratorijskih instrumenata mogu se detektirati elementi i do ugljika. Osjetljivost metode jako ovisi o elementu koji se detektira, pa se mijenja npr. od $\sim 1\%$ za Na do $\sim 0,01\%$ za Fe. Za tipični obujam koji emitira rendgenske zrake od $\sim 10 \mu\text{m}^3$, gustoću od $\sim 5 \text{gcm}^{-3}$ i osjetljivost $\sim 0,1\%$ mogu se detektirati količine $\sim 10^{-11}$ do $\sim 10^{-14}$ g (donja granica za najnepovoljnije, gornja za najpovoljnije elemente). Razvojem elektronike i tehnike mikrosonda je postigla izvanredan napredak posljednjih desetak godina, te se upotrebljava u nizu znanstvenih grana i u industrijskim istraživanjima, npr. u fizici metala i općenito metalografiji (istraživanju legura i precipitata u njima, površinskih pojava, pojava korozije i difuzije, određivanju faznih dijagrama), mineralogiji i geologiji (istraživanju sastava minerala, meteorita), fizici i industriji poluvodiča, keramike i sl., zatim u medicini (ispitivanju zubi, anorganskih nakupina u tkivima, plućima i sl.), u utvrđivanju originalnosti umjetničkih slika. Izolatori se prije ispitivanja moraju prevući tankim metalnim slojem.

Rasterski elektronski mikroskop (engl. scanning electron microscope), jest instrument za proučavanje mikroreljefa, morfologije objekata, kako tankih tako i masivnih. Povećanje mikroskopa može se mijenjati u granicama od 1000 do 100 000 puta, uz moć razlučivanja reda veličine $\sim 10 \text{nm}$ (100Å), što je znatno više nego razlučivanje optičkog mikroskopa. Instrument može biti izgrađen samostalno, ili se u transmisioni mikroskop mogu ugraditi elementi za brzi prijelaz od transmisione mikroskopije na morfološku mikroskopiju istog objekta. U rasterskom mikroskopu oštro fokusirani snop elektrona otklanja se elektromagnetskim putem tako da optičava po nizu međusobno paralelnih linija na površini objekta kao što je to opisano kod mikrosonde. Elektroni upadnog snopa jednim dijelom prolaze kroz objekt bez gubitka energije (u slučaju tankog objekta), drugim dijelom se elastično, a trećim neelastično rasprše prema natrag od masivnog objekta. Svaki od ovih signala posebno (ili njihovi omjeri) može se upotrijebiti za moduliranje intenziteta snopa elektrona u osciloskopu (koji sinhrono ocrta sličan raster linija na ekranu) za stvaranje slike površine uzorka. Prema tome instrument se može upotrijebiti ili za transmisioni ili za refleksioni načina rada. Ako je ugrađen i rendgenski spektrometar, instrument se može upotrijebiti i kao mikrosonda, pa se mogu o istom objektu dobiti odjednom podaci o njegovom sastavu, morfologiji i strukturnim osobinama. Primjene rasterskog mikroskopa vrlo su raznolike, upotrebljava se npr. za istraživanje mikroorganizama, krvnih zrnaca, zrnaca peluda, bioloških struktura, morfologije vlakana, papira, općenito površine čvrstih tijela, metala i legura, površine prijeloma, polimera, elektroničkih poluvodičkih elemenata itd.

LIT.: V. E. Coslett, Practical electron microscopy, London 1951. — C. E. Hall, Introduction to electron microscopy, New York 1953. — V. K. Zworykin, G. A. Morton, E. G. Ramberg, J. Hillier, A. W. Vance, Electron optics and the electron microscope, New York 1961. — R. E. Ogilvie, Electron beams in microanalysis, u knjizi: R. Bakshi, Introduction to electron beam technology, New York 1962. — H. Müller, Präparation von technisch-physikalischen Objekten für die elektronenmikroskopische Untersuchung, Leipzig 1962. — L. S. Birks, Electron probe microanalysis, New York 1963. — B. M. Siegel, Modern developments in electron microscopy, New York 1964. — G. Thomas, Transmission electron microscopy of metals, New York 1966. — J. Picht, J. Heidenreich, Einführung in die Elektronenmikroskopie, Berlin 1966. — 6th International Congress for Electron Microscopy, Electron microscopy, Kyoto 1966. — P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson, D. W. Pashley, M. J. Whelan, Electron microscopy of thin crystals, London 1967. — L. Reimer, Elektronenmikroskopische Untersuchungs- und Präparationsmethoden, Berlin-Heidelberg-New York 1967. — M. E. Haine, V. E. Coslett, The electron microscope, Lon-

don 1967. — P. R. Thornton, Scanning electron microscopy, London 1968. — G. Schimmel, Elektronenmikroskopische Methodik, Berlin-Heidelberg-New York 1969. — K. W. Andrews, D. J. Dyson, S. R. Keown, Interpretation of electron diffraction patterns, London 1971. — W. H. Heywood, Scanning electron microscopy, London 1971. — E. Hornbogen, Durchstrahlungs-Elektronenmikroskopie fester Stoffe, Weinheim/Bergstr. 1971. — A. M. Glauret, ed., Practical methods in electron microscopy, Amsterdam 1972. — G. Thomas, Electron microscopy and structure of materials, Berkeley 1972. — L. Reimer, G. Pfeifferkorn, Raster-Elektronenmikroskopie, Berlin-Heidelberg - New York 1973.

S. Popović

ELEKTROOPREMA AVIONA sastoji se od izvora električne energije, većeg broja potrošača (trošila električne energije) i sistema raspodele. Ona je u principu slična zemaljskoj elektroopremi, ali s obzirom na elektropostrojenje aviona koje radi pod težim i specifičnim uslovima, to se izvedba, a i primena pojedinih uređaja ponešto razlikuje od onih na zemlji. Kako od ispravnosti elektroopreme zavisi u priličnoj meri i sigurnost aviona, to se na kvalitet i pouzdanost te opreme postavljaju vrlo strogi zahtevi. Udeo elektroopreme u celokupnoj opremi sadašnjih aviona iznosi 20%...70%. U ovom će članku biti opisana samo specifična svojstva avionske elektroopreme, dok se u pogledu stručnih detalja čitalac upućuje na niz elektrotehničkih članaka TE koji će biti citirani u pojedinim poglavljima.

Preimущества primene električne energije. Za pokretanje i rad avionskih uređaja može se upotrebiti energija iz različitih izvora, kao npr.: mišićna energija posade, mehanička energija motora, pneumatska energija, hidraulična energija, hemijska energija, kinetička energija rotacionih masa, energija dobivena usled relativnog kretanja aviona u odnosu na vazduh i električna energija.

Od svih pomenutih vrsti energije električna se energija smatra najuniverzalnijom jer se ona lako pretvara u drugi oblik energije i stoga se može upotrebiti za napajanje energijom gotovo svih avionskih uređaja. Mogućnost primene ostalih vrsti energije na avionima ograničena je, međutim, za određene namene.

Primena električne energije daje mogućnost smanjenja broja primenjenih vrsti energije na avionima, a pored ostalog omogućava i unifikaciju opreme.

Električna energija ima u odnosu na druge vrsti energije još i druga preimущества, kao što su mogućnost jednostavnog i lakog prenosa i raspodele energije na potrošače. Nadalje se oblik električne energije (vrst struje, napon, učestanost) može lako izmeniti i dati struju koja odgovara pojedinim specijalnim potrošačima. Osim toga, električna je energija vrlo prikladna za napajanje uređaja za automatizovanje pojedinih neophodnih, često veoma komplikovanih radnji pri upravljanju avionom gde je neophodna redoslednost i uslovljenost. Automatizovani uređaji, naime, znatno olakšavaju upravljanje avionom i smanjuju naprezanje njegove posade pri radu, omogućavajući joj pri tome da usredsredi svoju pažnju na uspešno ispunjenje postavljenih zadataka.

Težina električnog sistema znatno je manja u odnosu na druge vidove prenosa energije zbog odsustva različitih vrsti prenosnika kao npr. osovina, cevovoda, užadi itd. Osim toga manja je i zapremina celog sistema zajedno sa svim pomoćnim uređajima. Nadalje, uticaj temperature na rad električnog sistema je neznatan, tako da je električni sistem siguran u radu i ima dugi vek trajanja.

Potrebno je takođe napomenuti da je električni sistem u ratnim uslovima manje ugrožen od pogotka parčićima granate, odnosno puščanog metka, nego ostali sistemi prenosa energije. Ukoliko dođe do oštećenja, oštećuje se, naime, napajanje jednog ili grupe uređaja, a ostali delovi sistema i dalje su sposobni da funkcionišu, dok bi na primer kod hidrauličnog sistema iscurilo hidro-ulje i ceo sistem bi prestao da funkcioniše.

Avijacija je oblast sa veoma velikim tempom tehničkog razvoja. Za svega nekoliko desetina godina brzine aviona porasle su na više od 3000 km/h, visine leta na više od 25 000 m, a težine aviona na nekoliko stotina megaponda. Zajedno sa tim uspešno se razvijala i primena električne energije, sve više je rasla njena uloga i proširivala se oblast primene električnih uređaja na avionima, tako da u današnje vreme svaki avion — a posebno teški transportni avioni — imaju mnogobrojnu i relativno komplikovanu električnu opremu, koja obezbeđuje sigurnost leta u složenim meteorološkim uslovima, noću, pri poletanju i sletanju bez spoljne vidljivosti, kao i pri ispunjenju različitih drugih složenih zadataka.

U početku upotrebljavala se na avionima automobilska elektrooprema. Tek postepeno razvijena je posebna elektrooprema i za avione. Na prvim avionima električni sistem služio je samo za paljenje smeše u cilindrima motora i za osvetljavanje skale instrumenata.

Docnije, usled brzog razvoja avionskih motora stalno je rasla potreba za poboljšanjem sistema paljenja motora zbog povećanja broja cilindara, zatim stepena sabijanja, visine leta itd., pa se pojavio magnetni sistem za paljenje smeše

u cilindrima motora. U sadašnje se vreme velika pažnja poklanja novim sistemima paljenja avionskih motora kao što su npr. elektronsko, visokonaponsko i druge vrsti paljenja. Primena magnetnog paljenja nailazi, naime, na vrlo velikim visinama na niz ozbiljnih teškoća jer se zbog razrednosti vazduha menjaju njegove dielektrične osobine.

Već za vreme prvog svetskog rata električna energija počela se upotrebljavati na avionima osim za paljenje motora i za napajanje radio-uređaja koji su služili za komunikacije, navigaciju i specijalne vojne svrhe. Radi omogućenja letova noću pojavilo se i električno osvetljenje i to najpre unutrašnje, pa spoljašnje, a zatim su se počela upotrebljavati posebna sredstva za osvetljavanje zemljišta pri sletanju, kao i za druge ratne svrhe.

Povećanje visine leta i letovi zimi zahtevali su između ostalog zagrevanje kabine za posadu, odnosno njihovih odela, i upotrebu uređaja za putnički komfor, zatim zagrevanje niza različitih uređaja, a na kraju i zagrevanje pojedinih delova aviona radi sprečavanja zaledivanja.

Radi bolje kontrole rada pojedinih elemenata motopropulzivne grupe povećan je posle 1925 broj električnih mernih instrumenata i različitih drugih mernih uređaja koji se služe električnim metodama za merenja neelektričnih veličina. To su npr.: električni obrtometri, termometri, gorivomeri, analizatori izduvnih gasova i drugi. Sa razvikom aviona povećale su se, naime, daljine između motora i pilotske kabine, tako da se mehanički obrtometri i kapilarni tipovi termometara nisu više mogli primenjivati, pa su ih zamenili električni instrumenti.

Kao posledica brzog razvoja i uspeha u stvaranju novih tipova aviona i avionskih motora, primena električne energije na avionima počela je još više da raste posle 1930. Došlo je do povećanja obima opreme koja je obezbeđivala sigurnost leta, što je zajedno sa sve većom snagom motora znatno komplikovalo upravljanje avionom, zahtevalo nepogrešan rad i napretnu pažnju posade radi osiguranja bezbednog letenja i ispunjenja različitih zadataka, pri čemu se trošila velika količina električne energije za upravljanje različitim organima aviona, motopropulzivnom grupom, naoružanjem, radio-uređajima itd.

Tako su se npr. radi povećanja brzine leta pojavili oko 1935 uvlačeći stalni organi sa hidrauličnoelektričnim pogonom, koji se i danas upotrebljavaju, ali su im samo komande električne, a pogon hidraulični. Povećanje snage avionskih motora zahtevalo je posebne uređaje za pokretanje klipnih motora, pa su se za puštanje motora u rad počeli sa uspehom primenjivati elektromotori, tzv. električni starteri sa direktnim i indirektnim pogonom vratila.

Dalji uspehi u izgradnji aviona i avionskih motora doveli su do konstrukcije elisa sa promenom koraka električnim putem, do primene mehanizama daljinskog upravljanja pojedinim delovima aviona i uređajima motopropulzivne grupe kao što su npr. regulatori temperature i dr. Električna se energija zatim upotrebljavala za automatsko punjenje oružja, brojače patrona, bacače bombi, pokretanje turela, automatske nišane i sl., kao i za električne mehanizme za pogon zakrilaca, stabilizatora, za pogon stalnih organa, za regulaciju temperature, za upravljanje radiatorima i ventilatorima, trimerima i drugo. Na avionima su se počele upotrebljavati radio-stanice za vezu, kao i komandne radio-stanice velikih snaga, radio-navigaciona oprema, radio-visinomeri, radio-lokaciona oprema i drugo.

Naravno, pojava turbomlaznih aviona temeljno je izmenila neke od postojećih vrsti električne opreme i zahtevala primenu niza novih električnih mašina i aparata. Tako su se pojavili novi električni merni instrumenti i uređaji za upravljanje pojedinim delovima turbomlaznih motora, automati za upravljanje brzinama obrtanja vratila turbokompresora i drugim uređajima na mlaznim avionima. Znatno više počelo se primenjivati i automatizovanje koje se uglavnom koristi električnom energijom. Očigledno je da je upotreba električne energije omogućila delimično ili potpuno automatizovanje pojedinih procesa u vezi upravljanja avionom, pojedinim njegovim organima i uređajima i znatno olakšala rad posade dozvoljavajući joj da usredsredi svoju pažnju na ispunjenje zadataka i na povećanje sigurnosti i bezopasnosti leta, kako bi se isključila mogućnost izvršenja pogrešnih operacija pri upravljanju.

Primena automatskog upravljanja u avionskoj tehnici znatno je povećala sigurnost i bezbednost vođenja aviona i poboljšala njegova tehnička svojstva, ali je zato sa druge strane zahtevala povećanje količine potrebne električne energije. Stoga je došlo do daljeg povećanja snage izvora električne energije na avionu, što je imalo za posledicu složeniju električnu mrežu i potrebu za automatskim upravljanjem izvorima električne energije.

Upravljanje savremenim tipovima aviona bez pilota dovelo je takođe do odgovarajućih povećanja zahteva koji se postavljaju tehnici automatskog upravljanja. Za tačno ispunjavanje zadatog procesa bilo je neophodno uvesti u sistem automatskog upravljanja računare i programsko upravljanje.

Zbog stalnog povećanja broja potrošača (trošila) i njihove snage povećavala se postepeno i instalisana snaga generatora. Na prvim avionima upotrebljavali su se obično automobilski generatori jednosmerne struje snage 200...300 W. Već pri kraju prvog svetskog rata avionski generatori imali su snagu ~ 500 W, a primenjivali su se za napajanje radio-uređaja, za optičku signalizaciju, za osvetljenje, za paljenje smeše u cilindrima motora i za zagrevanje različite opreme i sl. Posle prvog svetskog rata upotrebljavali su se i nadalje na avionima samo jednosmerni generatori.

Tako je npr. avion DC-2, izrađen 1934, imao električni generator snage 712 W, 50 A, napona 14,25 V. Avion DC-3, izrađen 1936, imao je dva generatora električne energije koji su zajednički imali snagu 1425 W. Docnije, neki transportni avioni težine više od 20 000 kp imali su ugrađena takođe po dva generatora od 100 A, čija je zajednička snaga iznosila 2 850 W. Potrebna je količina električne energije neprekidno rasla, pa su zbog toga na avionima ugrađeni ne jedan, već dva i više jednosmernih generatora električne energije paralelno vezanih, sa korišćenjem akumulatorske baterije kao rezervnog izvora električne energije.

Na letecim tvrdavama B-17 (drugi svetski rat) još je zadržana jednosmerna struja sa generatorom od 36 kW, kao i na supertvrdavama B-29 gde je snaga generatora već porasla na 60 kW, dok je posle drugog svetskog rata na bombarderima B-36 i B-50 snaga generatora dostigla već 120 kW.

Još za vreme drugog svetskog rata, kada su se počeli proizvoditi avioni-bombarderi velikih dimenzija, pojavila se oko 1943 potreba za prelaz na naizmennu struju. To je ostvareno prvo izgradnjom alternatora sa ukupnom snagom od 25 kVA na eksperimentalne avione. Već 1945 godine pojavljuje se još veći alternator snage 40 kVA, $3 \times 120/208$ V i sa učestanošću 400 Hz. Danas se na velikim avionima sve više primenjuju alternatori. Tako postoje npr. na avionu Douglas DC-9 dva glavna i jedan pomoćni generator, svaki prividne snage 40 kVA.

U vezi sa povećanjem snage i količine potrebne električne energije na avionu, znatno se komplikovala proizvodnja, razvođenje i potrošnja električne energije. Zbog toga na savremenim avionima električna oprema predstavlja složeni sistem sa instalisanom snagom izvora električne energije koji dostiže i više od 250 kW, sa dužinom provodnika električne mreže od nekoliko