

MICROSCOPIA ELECTRONICA CU SCANARE

1. TIPURI DE MICROSCOPIE

1.1. **Microscopia optica.** *Avantaje:* are ca principal avantaj faptul ca imaginea obiectului investigat este vazuta ca atare, fara sa fie nevoie de prelucrari sau procesari secundare. Un alt aspect important consta in faptul ca este o tehnica ne-invaziva. Nu mai putin important este si faptul ca este cel mai vechi tip de microscopie, ajungand la un stadiu de tehnologie matura si avand costuri relativ scazute fata de celelalte metode.

Dezavantaje: poate investiga numai obiecte care reflecta suficient de bine in spectrul vizibil, sau care au un indice de refractie suficient de ridicat. Este de asemenea limitata, din cauza difractiei, la detalii de aproximativ 200 nm (in cazul folosirii radiatiei ultraviolete) si implicit o marire maxima de $\sim 1000\times$ (adica un detaliu de 200 nm va aparea ca avand 200 μm {ochiul distinge detalii de pana la 100 μm }, iar orice marire ulterioara nu aduce nici un avantaj, deoarece doar va mari detaliile fara sa creasca rezolutia.

Rezolutia este definita ca distanta minima dintre doua puncte care pot fi distinse. Aceasta nu este echivalenta cu obiectul cel mai mic care poate fi decelat, care poate fi mai mic decat limita de rezolutie. Chiar daca microscopul ar fi dotat cu lentile ideale, tot ar fi limitat de efectul de difractie a luminii, care are loc pe apertura obiectivului si duce la aparitia unor serii de discuri luminoase (discuri Airy - Fig.1.1a). Limita de rezolutie este suficient de bine stabilita de criteriul Rayleigh: doua puncte pot fi distinse cand maximul central al discului Airy al primului coincide cu primul minim al celui de-al doilea (Fig.1.1b).

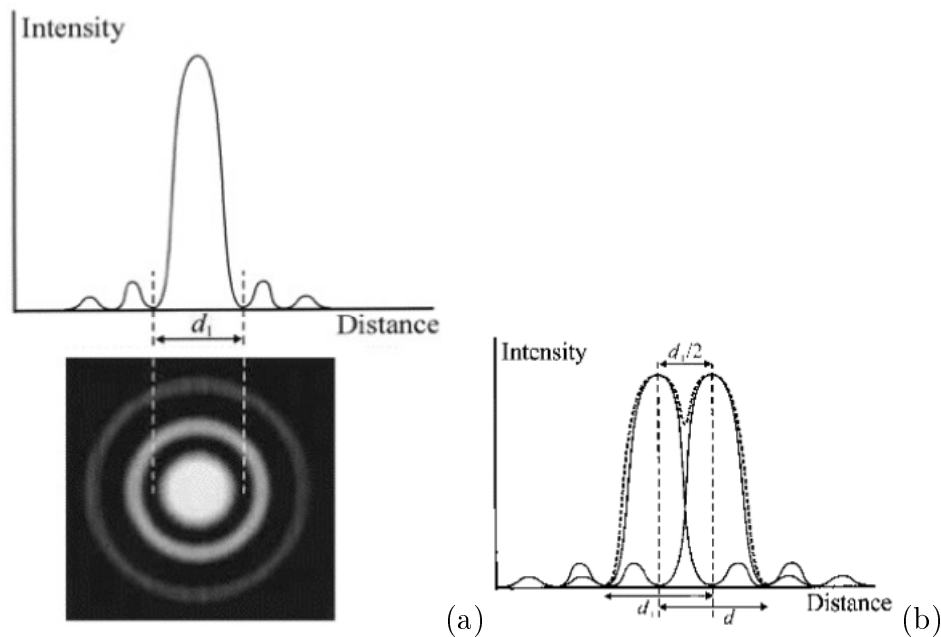


FIGURE 1.1. (a) Discuri Airy si (b) criteriul Rayleigh

Cu toate acestea, microscopia optica a cunoscut o revitalizare in ultimii ani, odata cu descoperirea unor metode prin care poate fi depasita limita data de difractia luminii. Din pacate toate metode implica si o crestere importanta a costului de fabricatie si intretinere. Unele dintre aceste metode sunt: SIL (Surface Immersion Lense), NAIL (Numerical Aperture Increasing Lense), NSOM (Near-field Scanning Optical Microscopy of Optoelectronic Devices), STED (Stimulated Emission Depletion fluorescence microscopy), SPM (Surface Plasmon Microscopy).

1.2. Microscopia cu electroni. *Avantaje:* avantajul cel mai important este magnificarea mult crescuta fata de microscopale optice, de la 300.000 pana la 2.000.000 de ori (Hitachi S-5500), si nu in cele din urma modurile multiple de investigare de pe urma carora se poate obtine o gama vasta de informatii.

Dezavantaje: costul ridicat al aparaturii, sensibilitatea ridicata la diversi factori externi (campuri electromagnetice, vibratii) si faptul ca unele probe (de exemplu tesuturile vii) trebuiesc preparate in prealabil sau au nevoie de conditii speciale in timpul examinarii la microscop si, in unele cazuri, chiar nu pot fi studiate eficient cu ajutorul unui microscop cu electroni.

1.3. Microscopia cu scanare a suprafetei (Scanning Probe Microscopy). *Avantaje:* aceasta metoda de investigare nu este limitata de efectele de difractie ci doar de volumul de interactie al varfului de probare cu suprafata investigata, care poate ajunge teoretic pana la ordinul picometrilor (10^{-12} m). Importanta este si posibilitatea utilizarii in atmosfera, presiune si la temperaturi normale, sau chiar in medii speciale (in lichide si in medii de reactie).

Dezavantaje: cum forma exacta a varfului folosit nu poate fi usor cunoscuta cu precizie, pot aparea efecte nedorite in cazul in care suprafata specimenului investigat nu este uniforma la scale mai mici de 10 nm. Timpul necesar pentru colectarea masuratorilor este de asemenea destul de mare iar suprafata care poate fi investigata intr-o singura masuratoare este de obicei limitata la cateva sute de microni.

2. EXEMPLE DE MICROSCOPIE CU ELECTRONI

Microscopia cu electroni poate fi impartita in doua mari categorii: *de transmisie*, in cazul specimenelor aproape bidimensionale (cu grosimi mai mici sau comparabile cu drumul liber mediu al electronilor accelerati - zeci de nm) sau de investigare a suprafetei in cazul celor tridimensionale (cand dimensiunile depasesc drumul liber mediu pe toate axele). In prima categorie se incadreaza: Microscopul Electronic cu Transmisie (TEM - Transmission Electron Microscope) si Microscopul Electronic cu Transmisie de Inalta Rezolutie (HRTEM - High-Resolution Transmission Electron Microscopy) iar in cea de-a doua: Microscopul Electronic cu Scanare (SEM - Scanning Electron Microscope), Microscopul Electronic cu Scanare in Mediu (ESEM - Environmental SEM) , Microscopul Electronic cu Reflexie (REM- Reflection Electron Microscope), Microscopul cu Electroni de Energie Joasa (LEEM - Low-Energy Electron Microscope) si Microscopul Electronic de Energie Joasa cu Polarizare a Spinului (SPLEEM - Spin-Polarized Low-Energy Electron Microscopy). Exista insa si o combinatie a celor doua sub forma Microscopului Electronic de Transmisie de Scanare (STEM - Scanning Transmission Electron Microscope). O diferenta majora intre cele doua metode este rezolutia care ar putea fi teoretic atinsa: 0.5 Angstromi in cazul unui TEM la o marire de 50 de milioane de ori si cu o corectie de sfericitate suficienta fata de 0.4 nm in cazul unui SEM la o marire de 2 milioane de ori.

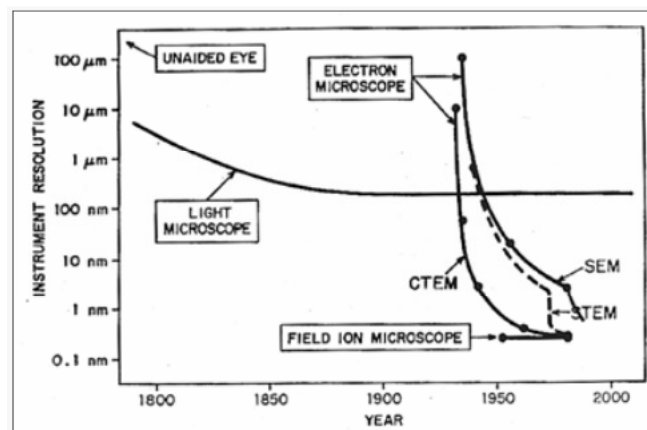


FIGURE 2.1. Performantele atinse in domeniul microscopiei cu electroni

2.1. **TEM.** Foloseste un fascicul de electroni accelerati (la energii de 40 - 400 keV) si focalizat de o serie de lentile magnetice care este transmis prin specimen. La iesirea din acesta, fasciculul de electroni care contine informatii legate de materialul analizat este magnificat de lentila obiectiv si este proiectat pe un ecran fluorescent. Imaginea formata poate fi direct inregistrata pe un film fotografic sau poate fi captata printr-un sistem optic de catre o camera digitala si transmisa mai departe pe ecranul unui computer. Rezolutia TEM-ului are o limita fundamentala data de aberatiile de sfericitate, dar in noile generatii de microscopie aceasta aproape a fost eliminata.

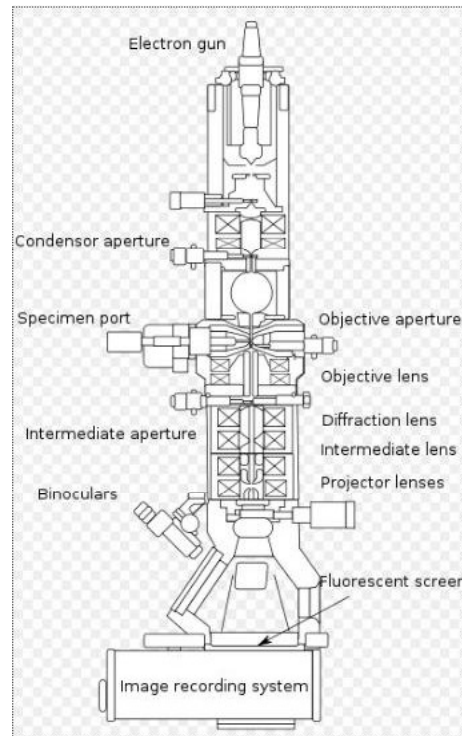


FIGURE 2.2. Coloana TEM

Modurile principale de formare a imaginii în cazul TEM-ului sunt: diferența de luminozitate (se bazează pe diferența de număr atomic și densitate între diferitele porțiuni ale probei care va duce la un comportament modelat de legea lui Beer, adică unele porțiuni vor permite o transmisie mai ridicată decât altele și vor apărea mai luminoase), contrast dat de difracție (cristalinitatea probei poate fi investigată prin difracția electronilor pe planele cristaline), pierdere de energie a electronilor (sau EELS {Electron Energy Loss Spectroscopy} care da o informație referitoare la compoziția chimică deoarece fasciculul transmis trece printr-un spectrometru de energie și astfel se pot observa tranzițiile inter-atomice care apar în urma interacțiilor electron-electron) și contrast de fază (informația este extrasă din imaginea de interferență a fasciculului produsă de trecerea prin rețeaua cristalină ale materialelor analizate și imaginea finală poate fi produsă doar după o prelucrare a datelor obținute - în cazul HRTEM-ului [High Resolution TEM] Fig.2.6 și Fig.2.7).

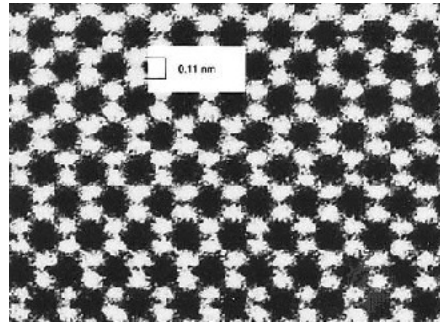


FIGURE 2.3. Suprafata diamant (rezolutie 0.1 nm) - TEM

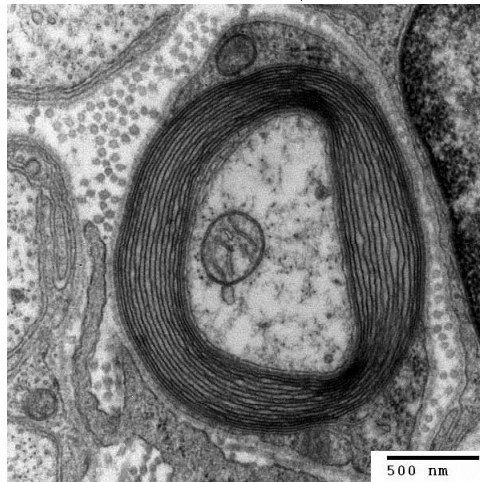


FIGURE 2.4. Sectiune prin axon (straturile de mielina se disting clar) - TEM

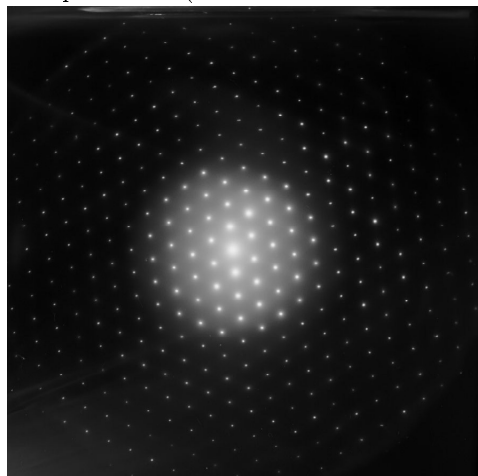


FIGURE 2.5. Imagine de difractie - TEM

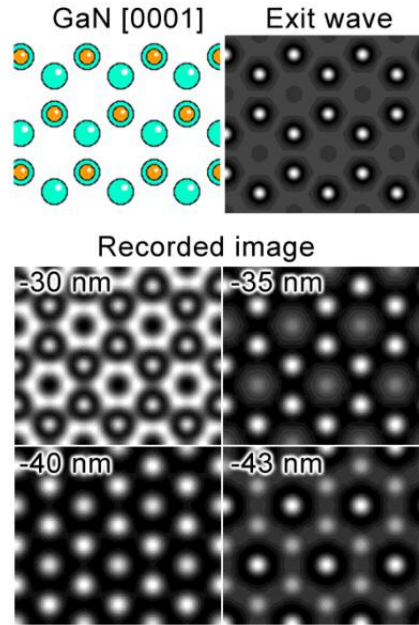


FIGURE 2.6. Imagine simulata GaN[0001] - HRTEM

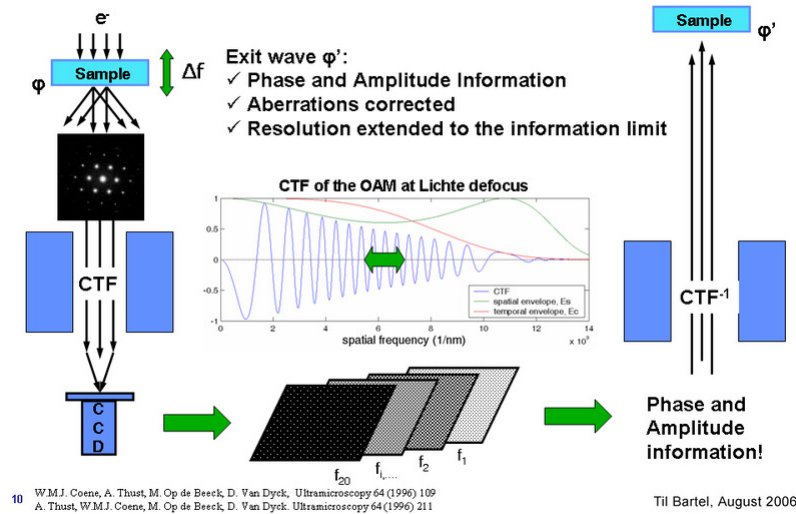


FIGURE 2.7. Procesul de reconstructie a imaginii reale din imaginea de interferenta cu electroni - HRTEM

2.2. **SEM.** Spre deosebire de TEM unde fasciculul de electroni emergent contine intreaga imagine a specimenului analizat, in cazul SEM-ului, la un anumit moment de timp, fasciculul emergent poate sa contina doar o informatie locala (un 'pixel') din imagine. Pentru a putea reproduce imaginea intreaga, este nevoie ca fasciculul de electroni sa baleieze pe intreaga suprafata a specimenului.

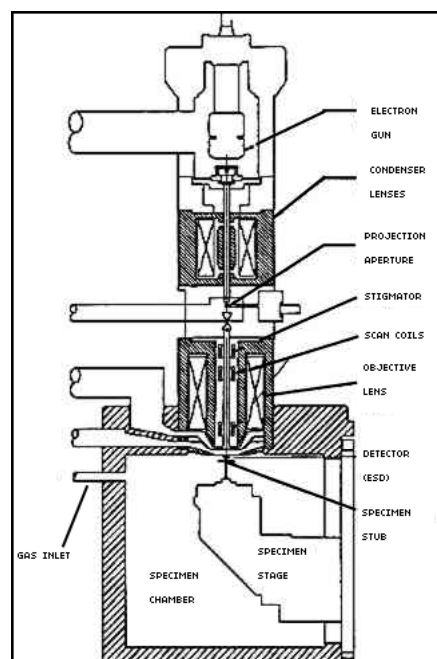


FIGURE 2.8. Componentele principale ale SEM-ului: coloana, camera, sistemul de vidare

2.3. ESEM. Importanta sa deriva din faptul ca este singurul tip de microscop cu electroni care nu este limitat la functionarea in vid. Din acest motiv se poate folosi pentru examinarea celulelor vii in mediul lor natural sau in aerul atmosferic. Marea inovatie a acestui dispozitiv consta in sistemul de pompare diferentiala: intre sursa de electroni (care se afla in vid avansat) si specimen (la presiune ridicata) exista mai multe niveluri diferite de pompare. Cu toate ca fasciculul de electroni sufera dispersii din ce in ce mai puternice odata cu apropierea de nivelul de presiune ridicata al camerei specimenului, daca se pastreaza un raport suficient de bun intre numarul de electroni nedevasati si cei deviasi, zgomotul produs de acestia din urma poate fi neglijabil. In afara de aceste diferente, in cazul ESEM-ului imaginea se formeaza ca in cazul SEM-ului.

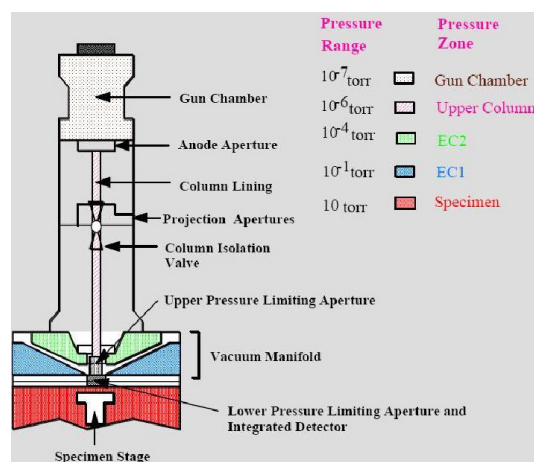


FIGURE 2.9. Niveluri de presiune - ESEM

2.4. **REM.** Modul de functionare este similar cu cel al TEM-ului numai ca este detectata componenta fascicului de electroni care sufera reflexii elastice. In cazul folosirii energiilor inalte (keV) este folosit impreuna cu tehnica de Difractie a Electronilor Reflectati de Energie Inalta (RHEED - Reflection high-energy electron diffraction) pentru a determina proprietatile cristalografice ale specimenului si cu Reflection High-Energy Loss Spectrum (RHELS). Un avantaj important al acestei metode este ca poate obtine imagini in timp real si se poate urmari evolutia unor procese.

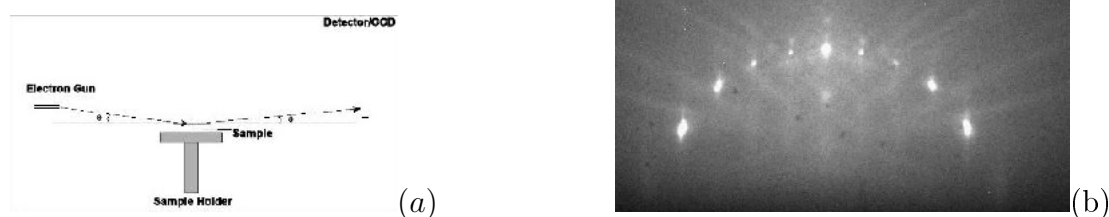


FIGURE 2.10. (a) Fascicul e^- la incidenta razanta, (b) difractia electronilor pe suprafata de $TiO_2(110)$

In cazul folosirii energiilor mici (eV) este cuplat cu tehnica de Difractie a electronilor de energie joasa (LEED - Low-Energy Electron Diffraction) tot pentru analiza cristalografica a suprafetelor.

2.5. **LEEM.** LEED face parte din clasa LEEM (Low-Energy Electron Microscopy) si are si o varianta de analiza prin colimare a fascicului incident pe specimen (ca in cazul SEM-ului) si scanare a acestuia (microdifractie) pentru analizarea unor zone de doar cativa microni. In clasa LEEM este inclusa si metoda SPLEEM care foloseste un fascicul colimat de electroni cu spinul polarizat pentru a obtine informatii referitoare la starea de magnetizare a suprafetei analizate. Aceasta metoda ajunge si la rezolutii de 10 nm.

Ca mod de formare si control al fascicului de electroni este identic cu SEM-ul

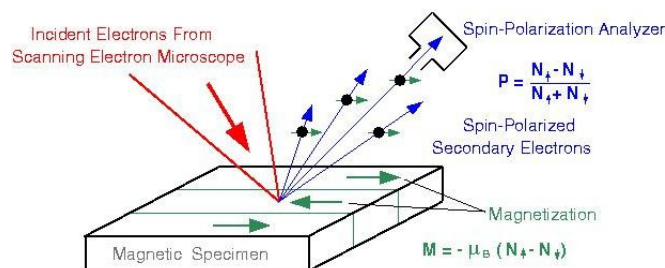


FIGURE 2.11. Fascicul de e^- cu spin polarizat incident pe o suprafata magnetizata

2.6. **FIB.** Chiar daca nu se incadreaza direct in cadrul tehnicilor de microscopie electronica, FIB (Focused Ion Beam) este o tehnica foarte similara ca principiu de functionare cu SEM-ul (de multe ori este incorporata in sisteme care functioneaza si cu electroni). In afara de capacitatile de imagistica pe care le ofera, acest sistem ofera si posibilitatea 'sculptarii' in suprafata cu fasciculul de ioni (Fig.2.12 si Fig.2.13) din cauza masei lor mult mai mari decat a ionilor. Se poate utiliza si pentru depunerea unor materiale (in forme 3 D) in cazul depunerii induse cu ioni (ion beam induced deposition).

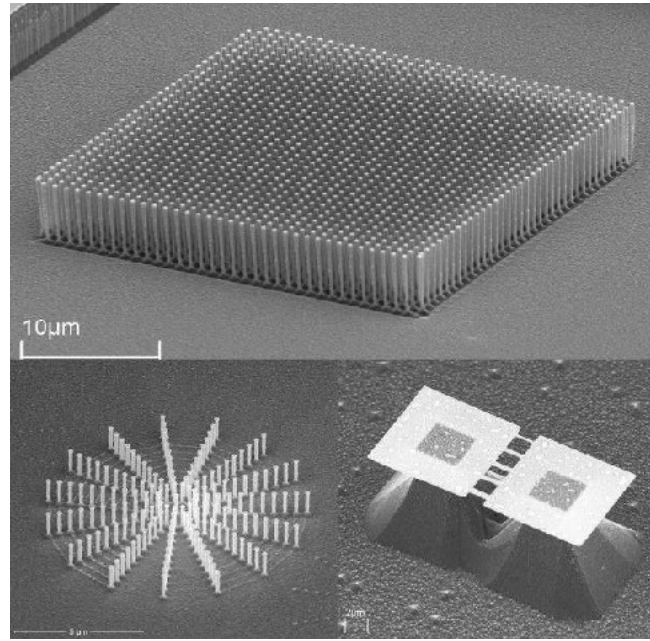


FIGURE 2.12. Structuri produse cu FIB

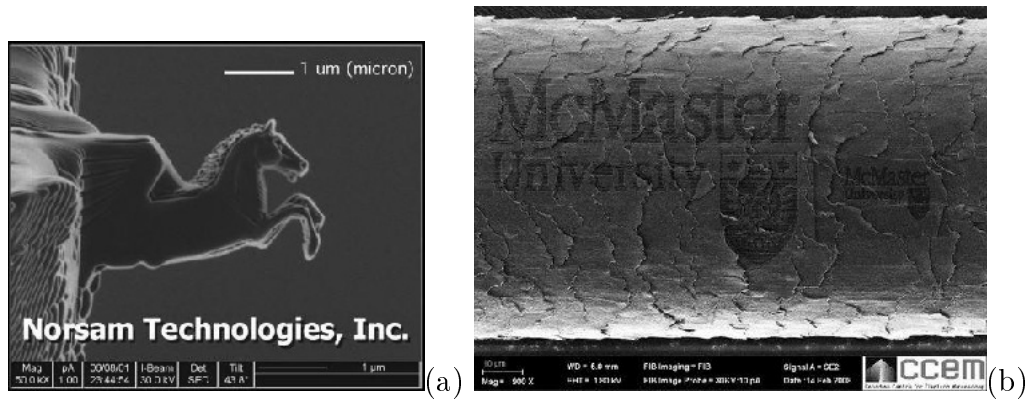


FIGURE 2.13. Litografie prin gravura in diamant (a), respectiv pe suprafata unui fir de par (b).

3. MICROSCOPUL ELECTRONIC CU SCANARE - SCANNING ELECTRON MICROSCOPE (SEM)

3.1. Avantajele folosirii electronilor. Pentru a putea discuta despre orice ramura a microscopiei cu electroni este totusi necesar sa se arate exact ce avantaje apar de pe urma folosirii electronilor si nu a luminii. Pornind de la relatia lui de Broglie putem calcula lungimea de unda pentru electroni accelerati la o diferenta potential de 30 kV (des intalnita in cazul unui SEM).

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot E \cdot m}} = \frac{1239,84 \text{ eV} \cdot \text{nm}}{\sqrt{2 \cdot 30 \cdot 10^3 \text{ eV} \cdot 510,998 \cdot 10^3 \cdot \text{eV}}} = 7,08 \text{ pm}$$

Iar cu corectii relativiste:

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 + (m_0 \cdot c^2)^2 \implies E = m_0 \cdot c^2 + E_k$$

si cum

$$E^2 - p^2 \cdot c^2 = m_0^2 \cdot c^4$$

$$\implies p^2 \cdot c^2 = 2 \cdot m_0 \cdot c^2 \cdot E_k + E_k^2 \implies p = \frac{\sqrt{2 \cdot m_0 \cdot c^2 \cdot E_k + E_k^2}}{c} \implies$$

$$\implies \lambda_r = \frac{h \cdot c}{\sqrt{2 \cdot m_0 \cdot c^2 \cdot E_k + E_k^2}} = \frac{1239,84 \text{ eV} \cdot \text{nm}}{\sqrt{2 \cdot 501,998 \cdot 10^3 \cdot 30 \cdot 10^3 + 30^2 \cdot 10^6}} = 7,03 \text{ pm}$$

În acest caz diferența dintre cele două valori nu este mare, dar în cazul unor energii de ordinul sutelor de keV (ca în cazul TEM-ului $\sim 100\text{-}300$ keV) diferența începe să devină importantă (Fig.3.1) și trebuie luată în considerare atunci când se face proiectarea întregii optici electrostatice și electromagnetice.

U (kV)	lungimea de unda nerelativista $\lambda(\text{nm})$	lungimea de unda relativista $\lambda(\text{nm})$
10	0.0123	0.0123
20	0.0086	0.0086
40	0.0061	0.0060
60	0.0050	0.0049
80	0.0043	0.0042
100	0.0039	0.0037
200	0.0027	0.0025
300	0.0022	0.0020
400	0.0019	0.0016
500	0.0017	0.0014
1000	0.0012	0.0009

FIGURE 3.1. Lungimile de unda corespunzătoare e^- de diferite energii cu și fără corectii relativiste

Chiar dacă lungimile de undă folosite în cazul SEM-ului aduc un avantaj considerabil față de cele folosite în microscopul optic, este aproape imposibil să se obțină detalii de același ordin de mărime cu lungimea de undă din mai multe motive: aberații ale sistemului de lentile, vibrații mecanice și fluctuații electromagnetice (în spațiul din jurul microscopului și în rețeaua electrică) și mai ales faptul că fasciculul extrage informația dintr-un volum care depinde de adâncimea la care patrund electronii în material.

Un alt avantaj important al SEM-ului față de microscopul optic este adâncimea de câmp mult mai bună pentru același grad de mărire din cauza fasciculului de electroni foarte îngust. Din această cauză trebuie să se țină cont de distanța între obiectivul și specimen: în cazul unei distanțe mari de lucru (ordinul centimetrelor) deschiderea fasciculului este mică și adâncimea de câmp este mare iar în cazul unei distanțe de lucru mici (câțiva mm) deschiderea fasciculului crește iar adâncimea de câmp scade.

3.2. Interactia electronilor cu moleculele de gaz si necesitatea vidarii. Pentru buna functionare a unui microscop cu electroni este nevoie de un vid de cel putin 10^{-4} Torri. Exista mai multe motive:

- drumul liber pe care trebuie sa il aiba electronii pentru a ajunge de la filament la proba si de la proba la detector fara a fi deviati in urma ciocnirilor cu moleculele de gaz
- timpul de viata al unui filament ar fi extrem de scurt in prezenta unei concentratii prea mari de gaze reactive, cum ar oxigenul (situatie asemanatoare filamentelor becurilor)
- prezenta unui gaz intre electrozii de accelerare ar duce la descarcari electrice nedorite

Pentru a obtine un vid suficient de inaintat sunt folosite diverse tipuri de pompe; cea mai des intalnita situatie este inserierea unei pompe de vid jos cu una de vid inaintat. Exemple de pompe de vid inaintat sunt: cu difuzie de ulei, turbomoleculare (Fig.3.2), ionice, criopompe. In cazul SEM-urilor, cele mai des intalnite sunt pompele turbomoleculare deoarece reprezinta o buna combinatie intre durata de viata ridicata si lipsa agentilor de poluare (cum ar fi uleiul in cazul pompelor cu difuzie).



FIGURE 3.2. Pompa turbomoleculara

Desi in mod normal presiunea din interiorul microscopului este suficient de redusa pentru ca interactiile electronilor cu moleculele de gaz sa fie complet ignorate (drumul liber mediu fiind de ordinul zecilor de km), apare si situatia in care specimenul analizat este neconductor si nu poate fi preparat special si este necesara introducerea unui gaz in interiorul camerei specimenului (*detalii la: imbunatatirea imaginii - efectele de incarcare electrostatica*).

Interactia electronilor cu gazele este asemanatoare celei cu solidele, singura diferenta fiind data de densitatea diferita (de aproximativ un milion de ori mai mica in cazul gazelor). Numarul mediu de coliziuni pe care le sufera electronii cu moleculele gazului este $n = \frac{d}{\lambda}$ (d - distanta parcursa; λ - drumul liber mediu dintre doua coliziuni) iar numarul de electroni care ajung la specimen neimprastii este proportional cu e^{-n} . Importanta acestor imprastieri apare in cazul folosirii unui gaz in camera microscopului deoarece fasciculul ajunge sa fie inconjurat de o coroana de electroni deviati care dau nastere unor semnale false de pe alte portiuni ale probei decat cea scanata sau chiar de pe urma imprastierii pe moleculele de gaz, efectele fiind semnificative mai ales cand se urmaresc semnalele de raze-X.

3.3. Sursa de electroni. Exista trei surse primare de electroni care sunt utilizate in cadrul microscopului cu electroni: cu emisie termionica (filament de tungsten, filament de hexaborura de lantanum (LaB_6) sau hexaborura de ceriu (CeB_6)), emisie in camp (rece sau asistata termic) si emisie termionica asistate de camp (bazata pe efectul Schottky). Tipul sursei folosite influenteaza considerabil calitatea imaginilor obtinute in principal din cauza fluxului de electroni pe care poate sa il emita si din cauza intervalului energetic in care aceasta ii emite.

Elementele care se gasesc in majoritatea tunurilor de electroni sunt: filamentul, cilindrul Wehnelt (folosit pe post de electrod de control) si anodul de accelerare (electrodul pozitiv). Potentialul de accelerare folosit in cazul SEM-ului este de obicei de ordinul kV. Sursa de electroni este de obicei montata pe un sistem mecanic de ajustare si este precedata de o serie de lentile de centrare, toate avand rolul alinierii fasciculului emis pe centrul axei coloanei (Fig.3.10).

Marimea cea mai importanta care caracterizeaza toate sursele de electroni este luminozitatea. Aceasta este importanta deoarece este conservata in orice punct de-a lungul coloanei. Luminozitatea este definita:

$$\beta = \frac{\text{intensitatea curentului}}{\text{suprafata} \cdot \text{unghiul solid}} = \frac{i}{(\pi \cdot \frac{d^2}{4}) \cdot \pi \cdot \alpha^2} = \frac{4 \cdot i}{\pi^2 \cdot d^2 \cdot \alpha^2}$$

(unde: β masurata in $A/(m^2 \cdot sr)$ {1 sr = unghiul solid cu varful in centrul unei sfere de raza R care delimiteaza o arie egala cu R^2 pe suprafata sferei}, i - intensitatea curentului fasciculului; d - diametrul fasciculului; α - unghiul de deschidere al fasciculului {pentru valori mici ale α , unghiul solid este $\pi \cdot \alpha^2$ in steradiani})

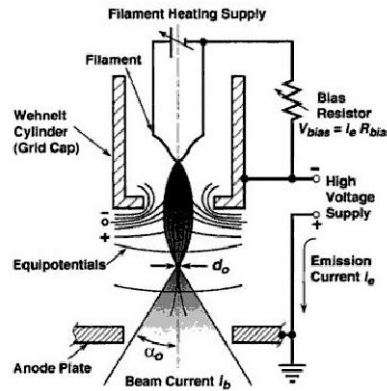


FIGURE 3.3. Emisia si accelerarea e^-

3.3.1. Emisia termionica. Filamentele de tungsten sunt cele mai populare surse de electroni, chiar daca sunt folosite de peste 70 de ani, in principal din cauza costului redus. Diametrul filamentului este in jur de $100 \mu m$ si este indoit intr-o forma de V cu un diametru al ariei varfului de aproximativ $100 \mu m$. Temperatura optima de functionare este intre 2000-2700 K, iar dupa aceea atinge un plafon (Fig.3.4). Se urmareste gasirea punctului optim de functionare pentru a mentine un bun echilibru intre curentul cat mai mare al fasciculului si durata de viata a filamentului.

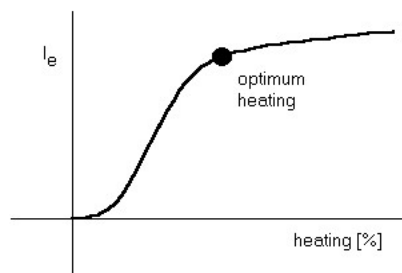
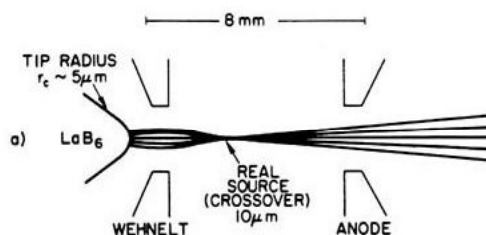


FIGURE 3.4. Punctul optim de functionare al filamentului

Emisia de electroni are loc in urma incalzirii filamentului pana cand energia termica a electronilor este suficienta sa depaseasca lucrul de extractie al materialului.

O limitare importanta a emisiei termice este data de luminozitatea relativ scazuta care se poate atinge.

In cazul filamentelor de LaB_6 si CeB_6 se foloseste un cristal din aceste materiale care este grefat pe un filament de tungsten. Principalul avantaj al acestor filamente este luminozitatea crescuta, suprafata de emisie redusa (fascicul mai ingust), temperatura de lucru mai scazuta si durata de viata mai ridicata decat in cazul filamentelor de tungsten. Dezavantajele constau in costul mai ridicat (aproximativ de 10 ori mai mare) si necesitatea folosirii unui vid mai inaintat din cauza efectelor de contaminare cu molecule de gaz care implica o instabilitate in emisie in cazul in care filamentul nu este curatat la numite intervale de timp (curatarea se face prin incalziri bruste la temperaturi mai mari decat cele de functionare).

FIGURE 3.5. Filament LaB_6

3.3.2. *Emisia in camp.* Emisia la rece se bazeaza pe efectul de tunelare al electronilor cauzat de intensitatea foarte mare a campului aplicat si pe faptul ca emisia nu este influentata de temperatura varfului. Cu toate ca acest tip de surse au un curent de emisie scazut, din cauza suprafatei mici prin care se face emisia (cativa nm), au insa o luminozitate ridicata din cauza deschiderii mici a fasciculului (cateva grade). Varful de emisie trebuie sa patrunda prin orificiul din cilindrul Wehnelt pentru a forta electronii sa paraseasca suprafata inspre anodul de accelerare.

Acest tip de sursa de electroni are dezavantajul de a fi foarte sensibila la adsorbția moleculelor de gaz pe suprafata sa (mai sensibila decat filamentele de LaB_6 si CeB_6) si necesita o incalzire brusca pentru cateva secunde dupa un numar de ore de utilizare. Problema este ca in urma acestor incalziri bruste sunt smulsi atomi din varf si acesta se toceste scazand astfel performanta dispozitivului.

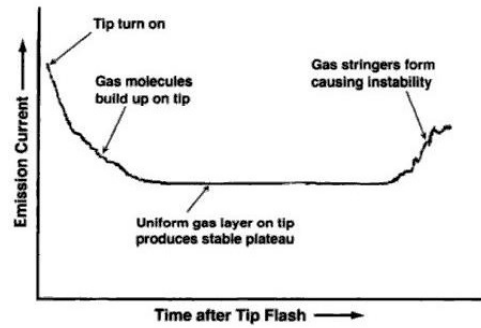
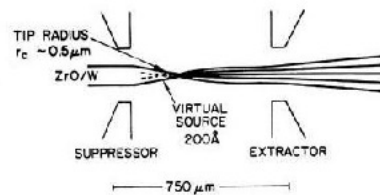
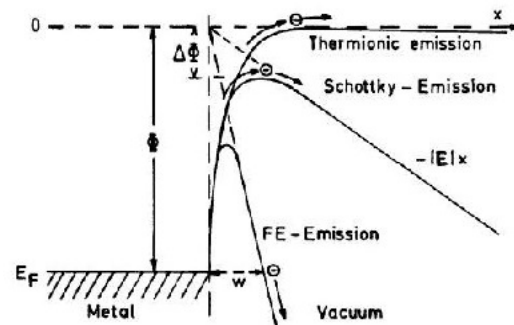


FIGURE 3.6. Adsorptia moleculelor de gaz pe varf

Sursele de emisie in camp asistata termic sunt similare celor de emisie la rece numai ca sunt incalzite incontinuu pentru a mentine varful curat si a putea fi operate chiar in conditii de vid mai prost. Un alt efect al incalzirii continue fata de cea pulsata este ascutirea automata a varfului.

3.3.3. *Emisia termionica asistata de camp.* In cazul surselor bazate pe efectul Schottky, campul electric are rolul de a scadea lucrul de extractie al materialului. In cazul acestora se foloseste un varf acoperit cu oxid de zirconiu (ZrO) care coboara lucrul de extractie al materialului de la 4,5 eV (tungsten) la 2,7 eV. Intesitatea campului electric in zona varfului trebuie sa fie mai ridicata ca in cazul emisie termica dar cu un ordin de marime mai mica decat in cazul emisie in camp.

FIGURE 3.7. Filament de W acoperit cu ZrO FIGURE 3.8. Bariera de potential intalnita de e^- pentru cele trei tipuri de surse

	Units	Tungsten Filament	LaB ₆ Emitter	CeB ₆ Emitter	Cold Field Emitter	Schottky Field Emitter
Angular current intensity	mA/str	n/a	n/a	n/a	<0.1	0.1–1.0
Source brightness	A/(cm ² · str)	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁹	10 ⁸ –10 ⁹
Emitting surface area	μm ²	>>1	>1	>1	0.02	0.2
Crossover or virtual source diameter	nm	>10 ⁴	>10 ³	>10 ³	3–5	15–25
Energy spread	eV	1–3	1–1.5	1–1.5	0.2–0.3	0.3–1.0
Source temperature	K	25–2900	1800	1800	300	1800
Work function	eV	4.5	2.6	2.4	4.5	2.8
Operating vacuum	Pa	10 ⁻⁴	10 ⁻⁶	10 ⁻⁶	10 ⁻⁹ –10 ⁻¹¹	10 ⁻⁸ –10 ⁻⁹
Short-term beam current stability	%RMS	<1	<1	<1	4–6	<1
Typical service life	h	40–100	1000	>1500	>2000	>2000

FIGURE 3.9. Performantele diferitelor surse de electroni

3.4. Coloana microscopului.

Coloana microscopului este alcatuita din: sursa de electroni (descrisa anterior), sisteme de ghidare a fasciculului (lentile condensoare, aperturi, bobine stigmatoare), bobine de baleiere si lentila finala (obiectivul) (Fig.3.10)

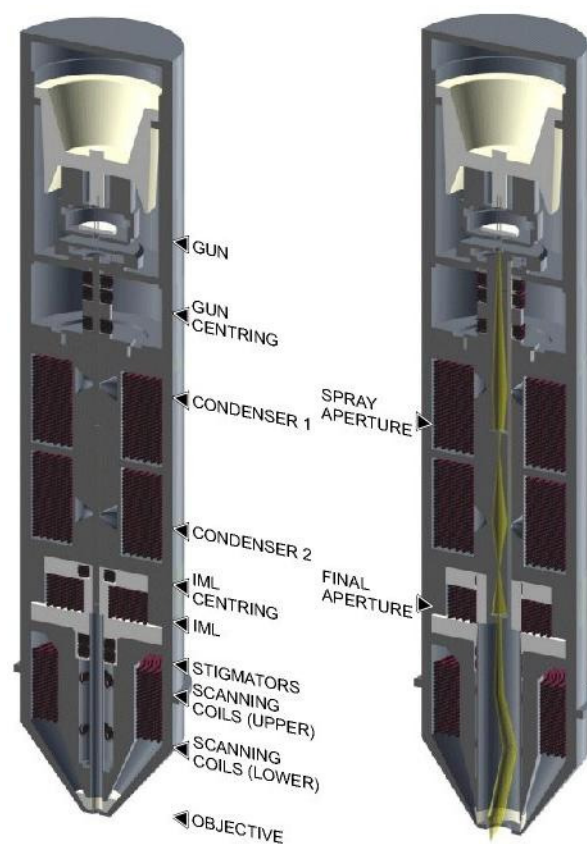


FIGURE 3.10. Coloana microscopului

3.5. **Sistemul de lentile.** Rolul lentilelor folosite in microscopul cu electroni este de a micsora diametrul fascicului dat de catre sursa de electroni pana la diametrul spot-ului care va ajunge la specimen. Acest proces poate fi vazut ca micsorarea imaginii varfului filamentului si proiectarea imaginii micsorate pe suprafata investigata. Este nevoie sa se reduca dimensiunea diametrului fascicului cat mai mult pentru a extrage informatia dintr-un volum cat mai mic. In cazul folosirii unui filament de tungsten, al carui fascicul initial are $50\mu\text{m}$ in diametru, este nevoie sa ii fie redusa marimea de 5000 de ori pentru a ajunge la un spot de 10 nm. Aici se vede avantajul folosirii unei surse de electroni cu emisie in camp deoarece este nevoie de o micsorare de doar 10-100 de ori pentru a se ajunge la un spot de 1-2 nm.

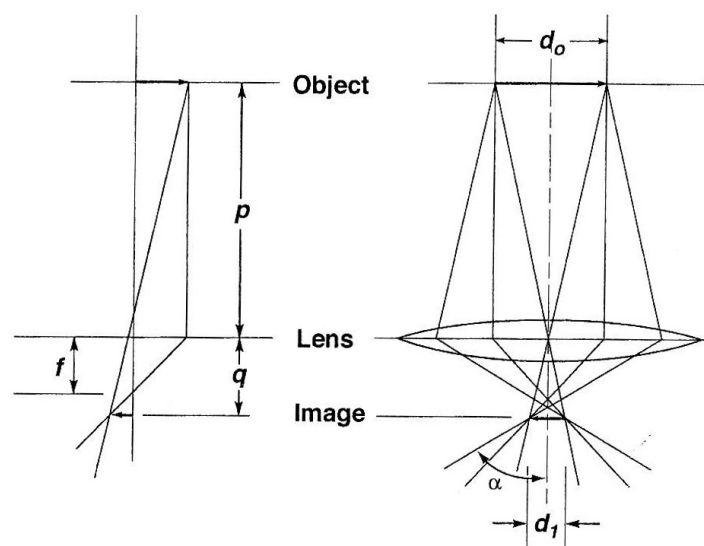


Figure 2.16. Geometric optics for a thin lens operated in demagnifying mode. (Left) Geometric ray diagram showing the graphical construction for determining the focal length f . (Right) The geometric demagnification of the gun crossover d_0 for forming the intermediate crossover d_1 after the first condenser lens. Note that the image is inverted compared to the object.

FIGURE 3.11. Efectul de micsorare a imaginii filamentului

Electronii pot fi focalizati in mod normal atat cu campuri magnetice cat si cu campuri electrostatice, dar in cazul SEM-ului se folosesc doar lentile electromagnetice pentru ca pot fi construite cu aberatii mai mici.

Lentilele electromagnetice sunt formate din o bobina toroidala incapsulata in o carcasa de fier care are un orificiu in zona diametrului intern unde este concentrat campul magnetic. Acestea se bazeaza pe devierea traiectoriei electronilor din cauza fortei Lorentz in campul magnetic cu forma de clopot din interiorul lentilei. Componenta campului care duce la adoptarea de catre electroni a unei traiectorii de spirala este B_ρ . Aceasta miscare spiralata a electronilor (Fig.3.14 duce la un efect neintalnit in cazul lentilelor optice: planul obiectului este rotit fata de planul imaginii (acest efect putand fi folosit pentru a modifica unghiul la care fasciculul baleiaza specimenul).

Distanța focală în cazul lentilelor magnetice subțiri poate fi obținută într-o formă convenabilă, lucrând în sistemul de coordonate cilindrice, definit de (Fig.3.12):

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \hat{\rho} &= \hat{x}\cos\varphi + \hat{y}\sin\varphi \\ \hat{\varphi} &= -\hat{x}\sin\varphi + \hat{y}\cos\varphi \\ \hat{z} &= \hat{z} \end{aligned}$$

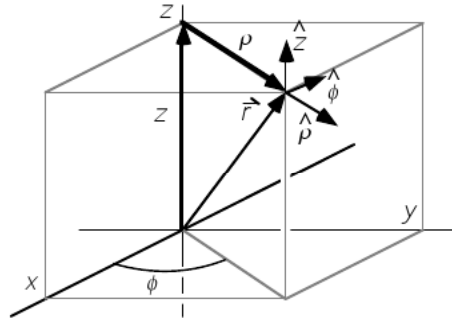


FIGURE 3.12. Coordonatele cilindrice

Având în vedere relațiile:

$$(3.2) \quad \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \rho} = 0, \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \varphi} = -\hat{x}\sin\varphi + \hat{y}\cos\varphi = \hat{\varphi}, \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial z} = 0,$$

$$(3.3) \quad \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \rho} = 0, \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \varphi} = -\hat{x}\cos\varphi - \hat{y}\sin\varphi = -\hat{\rho}, \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial z} = 0$$

$$(3.4) \quad \frac{\partial \hat{z}}{\partial \rho} = 0, \frac{\partial \hat{z}}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial \hat{z}}{\partial z} = 0$$

se obțin următoarele expresii pentru:

- vectorul deplasare infinitezimală în coordonate cilindrice:

$$\begin{aligned} d\vec{r} &= d(\rho\hat{\rho} + z\hat{z}) \\ &= \hat{\rho}d\rho + \rho d\hat{\rho} + \hat{z}dz + z d\hat{z} \\ &= \hat{\rho}d\rho + \rho\left(\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \rho}d\rho + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \varphi}d\varphi + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial z}dz\right) + \\ &\quad + \hat{z}dz + z\left(\frac{\partial \hat{z}}{\partial \rho}d\rho + \frac{\partial \hat{z}}{\partial \varphi}d\varphi + \frac{\partial \hat{z}}{\partial z}dz\right) \\ &= \hat{\rho}d\rho + \hat{\varphi}\rho d\varphi + \hat{z}dz \end{aligned}$$

- viteza în coordonate cilindrice:

$$(3.5) \quad \vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{\rho}\hat{\rho} + \hat{\rho}\dot{\rho} + \dot{z}\hat{z} + \hat{z}\dot{z} = \hat{\varphi}\rho\dot{\varphi} + \hat{\rho}\dot{\rho} + \hat{z}\dot{z},$$

unde:

$$(3.6) \quad \dot{\rho} = \frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \hat{\varphi}\dot{\varphi},$$

$$(3.7) \quad \dot{\hat{\phi}} = \frac{d\hat{\phi}}{dt} = \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} \frac{dz}{dt} = -\dot{\rho}\hat{\phi},$$

$$(3.8) \quad \dot{\hat{z}} = \frac{d\hat{z}}{dt} = \frac{\partial \hat{z}}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial \hat{z}}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{\partial \hat{z}}{\partial z} \frac{dz}{dt} = 0.$$

- acceleratia in coordonate cilindrice:

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \vec{v} = \dot{\rho}\hat{\rho} + \hat{\rho}\ddot{\rho} + \dot{\hat{\phi}}\rho\dot{\phi} + \hat{\phi}\dot{\rho}\dot{\phi} + \dot{\hat{z}}\hat{z} + \hat{z}\dot{\hat{z}} = \dot{\hat{\phi}}\dot{\phi}\hat{\rho} + \hat{\rho}\ddot{\rho} - \hat{\rho}\rho\dot{\phi}^2 + \hat{\phi}\dot{\rho}\dot{\phi} + \hat{\phi}\rho\ddot{\phi} + \hat{z}\ddot{z} \\ &= \hat{\rho}(\ddot{\rho} - \rho\dot{\phi}^2) + \hat{\phi}(\rho\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\dot{\phi}) + \hat{z}\ddot{z}. \end{aligned}$$

Avand in vedere expresia campului magnetic $\vec{B} = B_\rho\hat{\rho} + B_\phi\hat{\phi} + B_z\hat{z}$, cu $B_\phi = 0$, forta Lorentz se poate scrie sub forma:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = q(-\dot{\rho}B_z\hat{\phi} + \rho\dot{\phi}B_z\hat{\rho} - \rho B_\rho\phi\hat{z} + \dot{z}B_\rho\hat{\phi}) = q[\rho\dot{\phi}B_z\hat{\rho} + (\dot{z}B_\rho - \dot{\rho}B_z)\hat{\phi} - \rho B_\rho\dot{\phi}\hat{z}],$$

(sarcina electronului este $-q$), iar ecuatiile de miscare sunt date de:

$$(3.9) \quad m(\ddot{\rho} - \rho\dot{\phi}^2) = -q\rho\dot{\phi}B_z,$$

$$(3.10) \quad m(\rho\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\dot{\phi}) = q(-\dot{z}B_\rho + \dot{\rho}B_z),$$

$$(3.11) \quad m\ddot{z} = \rho B_\rho\dot{\phi}.$$

Dar intre B_z si B_ρ exista o legatura: o variatie negativa a fluxului magnetic (scaderea) de-a lungul axei z implica o variatie pozitiva a fluxului de-a lungul axei ρ . Acest lucru se vede usor calculand fluxul printr-un cilindru cu axa paralela cu B_z :

$$(3.12) \quad -\pi\rho^2 \frac{dB_z}{dz} = 2\pi\rho B_\rho \implies B_\rho = -\frac{\rho}{2} \frac{dB_z}{dz}$$

Iar, rescriind ecuatiile de miscare:

$$(3.13) \quad m(\ddot{\rho} - \rho\dot{\phi}^2) = -q\rho\dot{\phi}B_z;$$

$$(3.14) \quad m(\rho\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\dot{\phi}) = q(\frac{\rho}{2}\dot{z}\frac{dB_z}{dz} + \dot{\rho}B_z);$$

$$(3.15) \quad m\ddot{z} = -\rho\frac{\rho}{2}\frac{dB_z}{dz}\dot{\phi}.$$

Ec. (3.14) se poate rescrie ca:

$$m\frac{d}{dt}\left(\rho^2\frac{d\phi}{dt}\right) = q\frac{d}{dt}\left(\frac{\rho^2}{2}B_z\right),$$

care, prin integrare, conduce la:

$$(3.16) \quad \rho^2\frac{d\phi}{dt} = \frac{q}{m}\frac{\rho^2}{2}B_z + const. \implies \frac{d\phi}{dt} = \frac{q}{2m}B_z + \frac{const.}{\rho^2}.$$

Cum electronii vor fi emisi dintr-un punct care se afla pe axa z , constanta din ec. (3.16) va fi 0.

Introducand ec. (3.16) in ec. (3.13):

$$\ddot{\rho} - \rho \frac{q^2}{4m^2} B_z^2 = -\rho \frac{q^2}{2m^2} B_z \implies \ddot{\rho} = -\rho \frac{q^2}{4m^2} B_z^2.$$

Dar $\frac{d^2\rho}{dt^2} = \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 \frac{d^2\rho}{dz^2}$, prin urmare:

$$(3.17) \quad \dot{z}^2 \frac{d^2\rho}{dz^2} = -\rho \frac{q^2}{4m^2} B_z^2 \implies \frac{d^2\rho}{dz^2} + \frac{\rho q^2}{4m^2 \dot{z}^2} B_z^2 = 0.$$

Cum energia electronului accelerat in diferenta de potential U (fara corectii relativiste) este $\frac{m\dot{z}^2}{2} = U$, ec (3.17) capata forma $\frac{d^2\rho}{dz^2} + \frac{\rho q^2}{8mU} B_z^2 = 0$. Prin integrare intre punctul de iesire *ies.* si cel de intrare *int.* se ajunge la:

$$(3.18) \quad \left(\frac{d\rho}{dz}\right)_{ies.} - \left(\frac{d\rho}{dz}\right)_{int.} = \frac{\rho q^2}{8mU} \int_{int.}^{ies.} B_z^2 dz.$$

Daca se considera drumul prin lentila magnetica in mod similar cu cel din optica geometrica (Fig.3.13), atunci $\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_{int.} = \frac{\rho_0}{f_1}$ si $\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_{ies.} = -\frac{\rho_0}{f_2}$ iar $\frac{\rho_0}{f_1} + \frac{\rho_0}{f_2} = \frac{\rho_0 q^2}{8mU} \int_{ies.}^{int.} B_z^2 dz$ de unde reiese expresia distantei focale:

$$(3.19) \quad \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F} = \frac{q^2}{8mU} \int_{ies.}^{int.} B_z^2 dz.$$

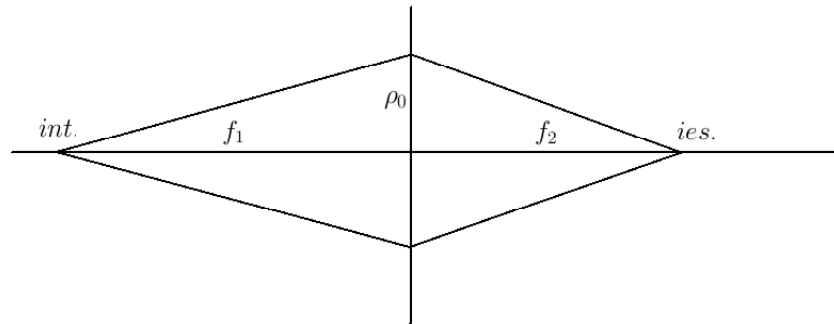


FIGURE 3.13. Lentila magnetica in reprezentarea opticii geometrice

Din expresia distantei focale, ec. (3.19), se vede usor ca lentilele electromagnetice au o distanta focala proportionala cu tensiunea de accelerare, $F \sim \frac{U}{(N \cdot I)^2}$, (U - tensiunea de accelerare, N - numarul spirelor; I - intensitatea curentului), iar micsorarea sursei este $m = \frac{d_0}{d_1} = \frac{f_1}{f_2}$.

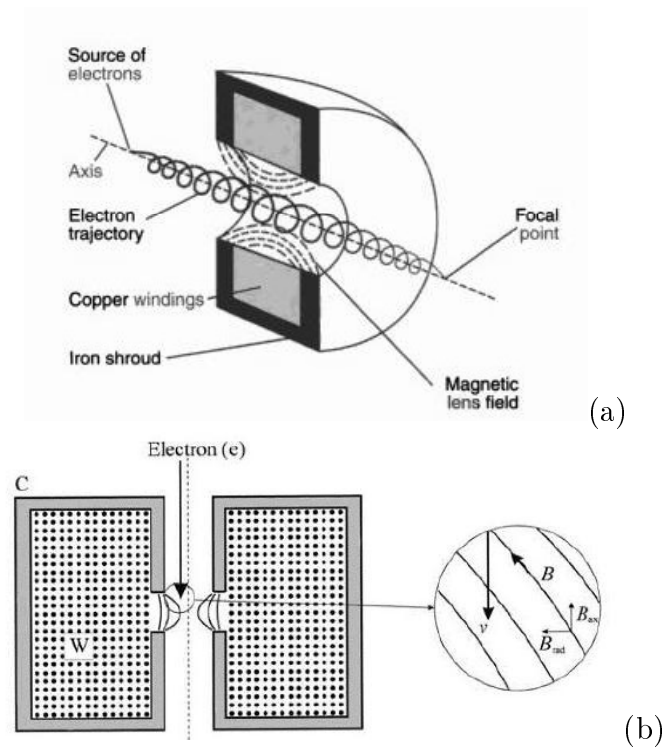


FIGURE 3.14. Traectoria e^- in lentila magnetica (a); componentele campului magnetic (b).

Folosirea lentilelor obiectiv de putere mare are nu numai efectul de reducere a dimensiunii spotului dar si de imbunatatire a curentului care ajunge pe specimen. De asemenea se poate ajusta dimensiunea spotului si prin modificarea puterii lentilei de condensare (deoarece lentila obiectiv va primi un fascicul mai mult sau mai putin colimat) dar trebuie sa se tina cont de scaderea curentului - care poate fi chiar de un ordin de marime - care are loc simultan cu misorarea spotului atunci cand se mareste puterea lentilei condensoare.

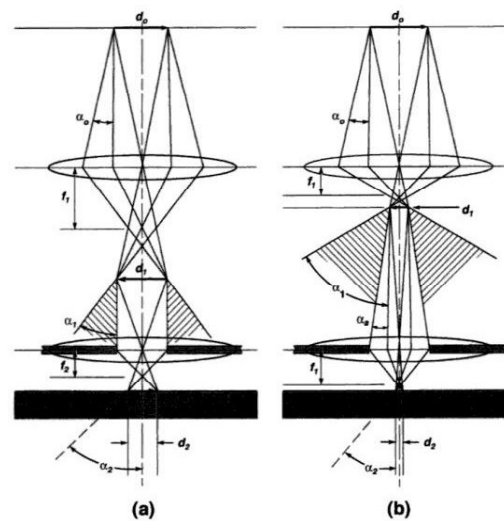


Figure 2.20. Effect of condenser lens strength in a two-lens lens system. (a) Weak condenser lens, (b) strong condenser lens.

FIGURE 3.15. Efectul unei lentile condensoare slaba (a) si a uneia puternice (b)

Se poate observa ca, in cazul lentilelor magnetice, distanta focala poate fi modificata doar prin ajustarea curentului prin bobina, o metoda mult mai precisa decat in cazul microscopului optic unde specimenul trebuie miscat fizic.

3.6. Aperturile. De-a lungul coloanei SEM-ului se folosesc mai multe aperturi (orificii) cu valori tipice intre 50-500 μm care scad unghiul sub care electronii pot intra in lentile. Prezenta acestora are trei efecte esentiale: exista o marime optima a orificiului care duce la minimizarea aberatiilor; aperturile controleaza unghiul de deschidere al fasciculusului care influenteaza adancimea de camp a imaginii; din cauza ca aperturile blocheaza o parte din fascicul, acestea determina si curentul care ajunge pe specimen.

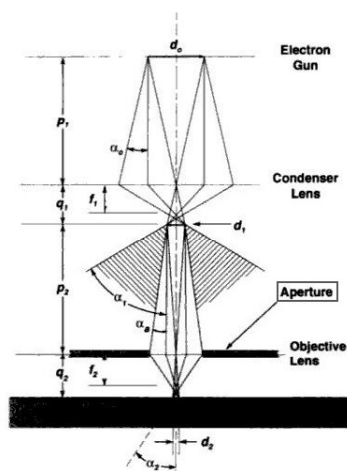


FIGURE 3.16. Efectul utilizarii aperturii

3.7. Distanța de lucru. Distanța de lucru este distanța între obiectiv și specimen iar aceasta influentează semnificativ calitatea imaginilor care pot fi obținute. Mărind distanța de lucru se obține o micșorare mai slabă a spotului și implicit o degradare în calitatea imaginii, în principal din cauza că mărimea finală a spotului pe probă depinde invers proporțional de distanța de lucru (vezi: Sistemul de lentile - distanța focală). Alt efect negativ este mărirea distanței pe care se plimba fasciculul pe specimen sub un anumit unghi; efectul este o scanare pe o suprafață mai mare la același unghi de deschidere, adică o mărire mai proastă a imaginii. O distanță de lucru crescută duce la accentuarea aberațiilor lentilelor și o amplificare a zgomotului mecanic (vibrațiilor) sub care este supus microscopul. Există însă și un efect pozitiv al utilizării unei distanțe de lucru mari: scade deschiderea fasciculusului și acest lucru duce la o îmbunătățire a adâncimii de câmp.

În mod normal se utilizează o distanță de lucru cât mai mică pentru a putea obține o rezoluție cât mai bună.

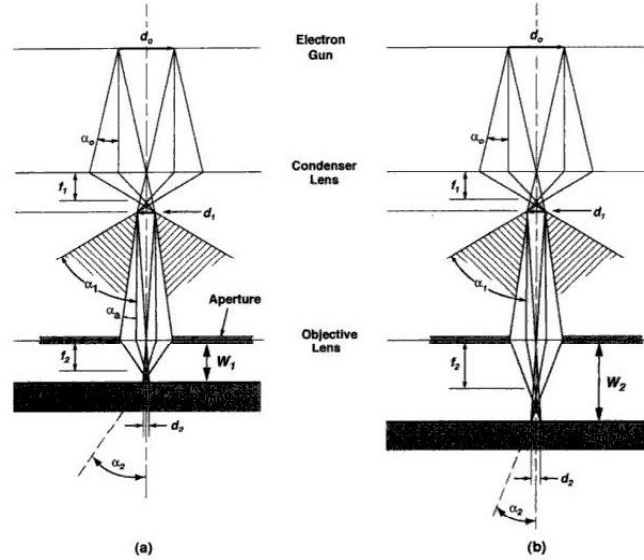


Figure 2.19. Effect of working distance in a two-lens system. (a) Small working distance, (b) large working distance.

FIGURE 3.17. Dimensiunea spotului pe proba cand se foloseste o distanta de lucru mica (a), si mare (b)

3.8. **Diametrul spotului pe suprafata specimenului.** Spotul in care este focalizat fasciculul are forma unei distributii Gausiene al carei diametru d_g este largime la jumatatea intensitatii distributiei. Daca se cunoaste dimensiunea sursei (suprafata din filament sau varful din care sunt emisi electronii) si gradul de micsorare indus de lentila, se poate calcula direct dimensiunea spotului. Dar pentru a putea compara obiectiv diferitele surse de electroni este nevoie sa se tina cont de luminozitatea acestora. Astfel, din formula luminozitatii reiese: $d_g = \sqrt{\frac{4 \cdot i_p}{\beta \cdot \pi^2 \cdot \alpha_p^2}}$. Iar i_p este curentul pe proba: $i_p = \frac{\beta \cdot \pi^2 \cdot \alpha_p^2 \cdot d_G^2}{4}$. Un aspect care nu trebuie neglijat este ca dimensiunea spotului se poate modifica (se mareste si isi pierde forma circulara) din cauza aberatiilor lentilelor.

3.9. Aberatiile lentilelor. Aberatii cromatice

Din cauza intervalului energetic in care filamentul emite electroni, o sa aiba loc o focalizare in mai multe plane pentru electronii cu energii diferite, rezultand astfel un disc si nu un punct ideal. Diametrul discului dat de aberatiile cromatice este: $d_c = C_c \cdot \alpha \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)$ (C_c —coeficientul de aberatie cromatica al lentilei {aproximativ proportional cu distanta focala}; α —deschiderea fasciculului; ΔE —intervalul energetic al electronilor; E_0 —energia data de potentialul de accelerare). Din cauza dependentei invers proportionale de energia fasciculului, aberatia cromatica la energii de 3 keV va fi de 10 ori mai mare decat la 30 keV. Intervalul energetic al electronilor nu ramane constant odata cu emisia lor de catre sursa. La abaterea de la energia medie a electronilor contribuie si efectul Boersch (transferul de energie de pe directia transversala pe cea longitudinala). Cu toata ca interactia Coulombiana pare sa aiba un rol important din cauza volumului mic in care este strans fasciculul inainte de a contacta proba, se poate vedea usor ca acest lucru nu este adevarat: in cazul unui fascicul de electroni accelerati la 20 keV (viteza este $\sim 9 \cdot 10^6 m/s$), cu o intensitatea de 60 pA si cu o dimensiune finala a spotului de 1 nm, daca se considera ca electronii sunt emisi la un interval constant de timp unul de altul, distanta dintre doi electroni de-a lungul axei de propagare ar fi de 2,44 m !

Aberatii de sfericitate

Acest tip de aberatii apar din cauza fortei care actioneaza mai slab asupra electronilor mai apropiati de axa optica. Acestia vor fi focalizati intr-un punct care va intersecta axa optica la o distanta mai mare de lentila. Din aceasta cauza spotul va avea forma unui disc cu diametrul: $d_s = \frac{1}{2} \cdot C_s \cdot \alpha^3$ (C_s —coeficientul aberatiei sferice; α - unghiul deschiderii maxime a fascicului care intra in lentila). Acest tip de aberatie poate fi limitat prin micsorarea unghiului α cu ajutorul unei aperturi inainte de obiectiv, dar efectele secundare vor fi curentul mic obtinut si aparitia difractiei pe apertura.

Difractia cauzata de apertura

Atunci cand sunt folosite aperturi cu un orificiu foarte mic, natura ondulatorie a electronilor da nastere unor inele circulare de difractie (discuri Airy) in locul unei distributii Gausiene a spotului. Wells a propus in 1974 sa se ia dimensiunea spotului ca fiind jumătate din diametrul primului disk Airy. Aceasta este: $d_d = \frac{0.61 \cdot \lambda}{n \cdot \sin(\alpha)}$ dar pentru ca unghiul α este de obicei mic $\sin(\alpha)$ se aproximeaza cu α iar $n=1$, asa ca $d_d = \frac{0.61 \cdot \lambda}{\alpha}$ (λ - lungimea de unda a electronilor in nm; α - deschiderea fascicului) (Fig.3.18).

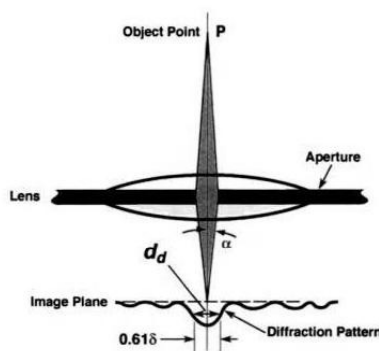


FIGURE 3.18. Aberatia cauzata de difractia pe apertura

Astigmatismul

Erorile geometrice ale lentilei, neomogenitatea materialelor, asimetria bobinei sau obturarea cu reziduuri a aperturilor duc la abateri ale lentilelor de la forma perfect cilindrica. Din aceasta cauza lentila va focaliza fascicului in doua plane diferite, in functie de unghiul de intrare in lentila, formand o imagine intinsa pe o anume directie. Acest efect poate fi corectat cu un stigmat (un octupol) care compenseaza abaterile lentilei.

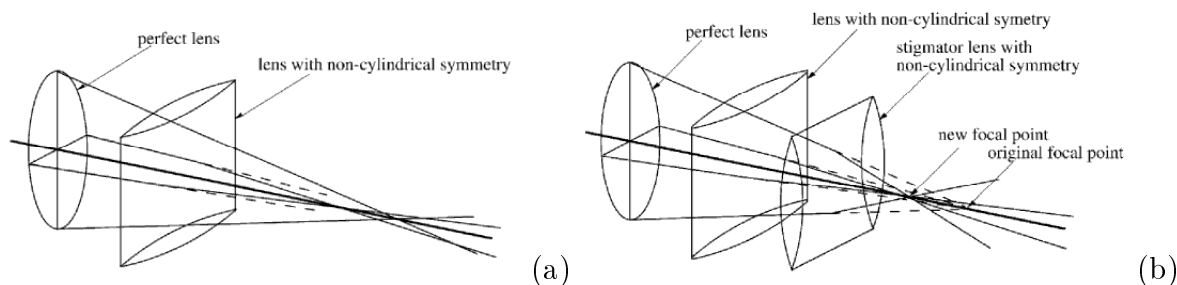


FIGURE 3.19. Lentila astigmatice (a), lentila cu astigmatismul corectat (b)

Tinand cont de aberatiile date de dimensiunea sursei, aberatii de sfericitate, efectele de difracție și aberatii cromatice, care nu pot fi evitate, se poate calcula dimensiunea minimă a spotului incident pe specimen:

$$d_{min} = (d_g^2 + d_s^2 + d_d^2 + d_c^2)^{1/2}$$

Din aceasta formula se poate extrage deschiderea optimă α_{opt} a fascicului care minimizează toate aberatiile (Fig.3.20).

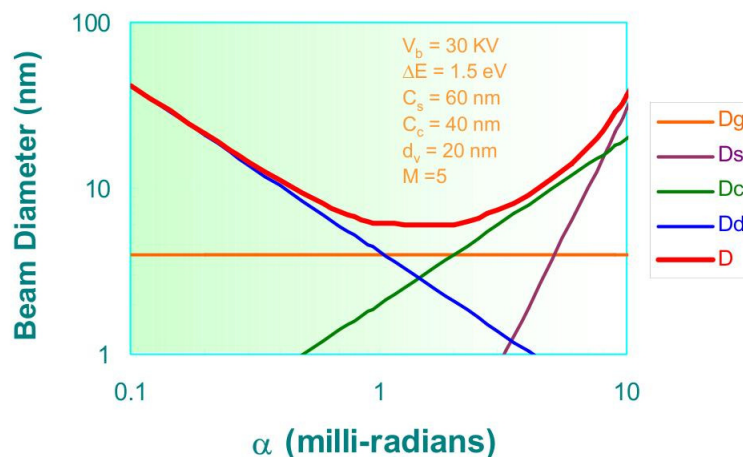


FIGURE 3.20. Minimizarea aberatiilor prin utilizarea unei aperturi de deschidere optimă

În urma aflării dimensiunii minime a spotului se poate calcula și adâncimea de câmp: $h = \frac{d_{min}}{\tan(\alpha)}$ (Fig.3.21).

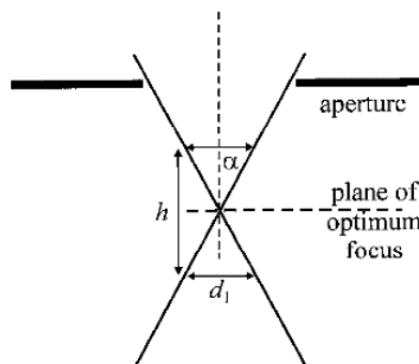


FIGURE 3.21. Adâncimea de câmp

Chiar dacă se ajunge la un spot de dimensiune minimă, trebuie să se țină cont că volumul de interacție al electronilor în specimen depinde atât de energia acestora cât și de natura chimică a probei.

3.10. **Sistemul de baleiere-scanare.** Pentru a putea extrage informația din fiecare punct de pe suprafața specimenului este nevoie de un sistem de deviere a fascicului într-un plan perpendicular pe axa optica. Acest lucru se face cu o serie de bobine prin care curentul este crescut cu un pas bine controlat și care pot fi controlate separat pentru axele X și Y. Se urmărește astfel devierea controlată a fascicului pe o suprafață patrata de pe proba.

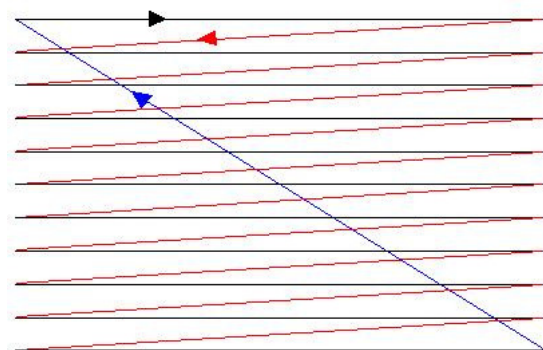


FIGURE 3.22. Traseul fascicului cand este baleiat pe proba

Schematics of the VEGA four-lens Wide Field Optics scanning modes

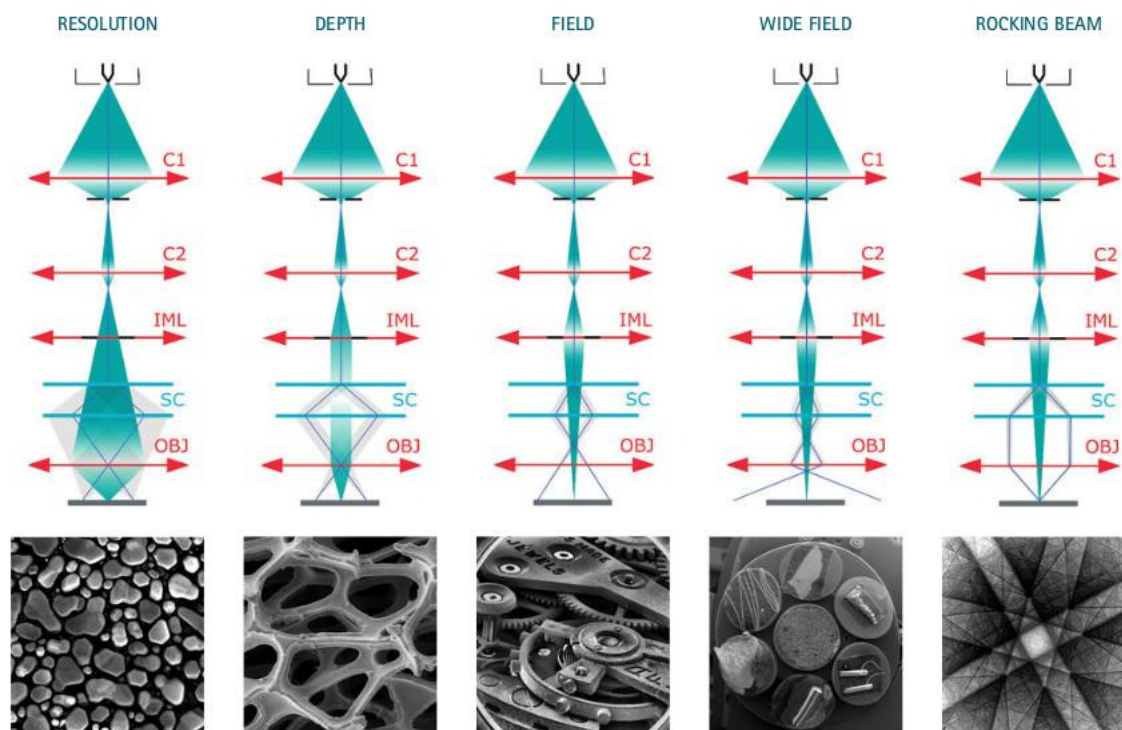


FIGURE 3.23. Modulile de scanare: rezoluție, adancime, camp, camp larg, 'rocking beam'

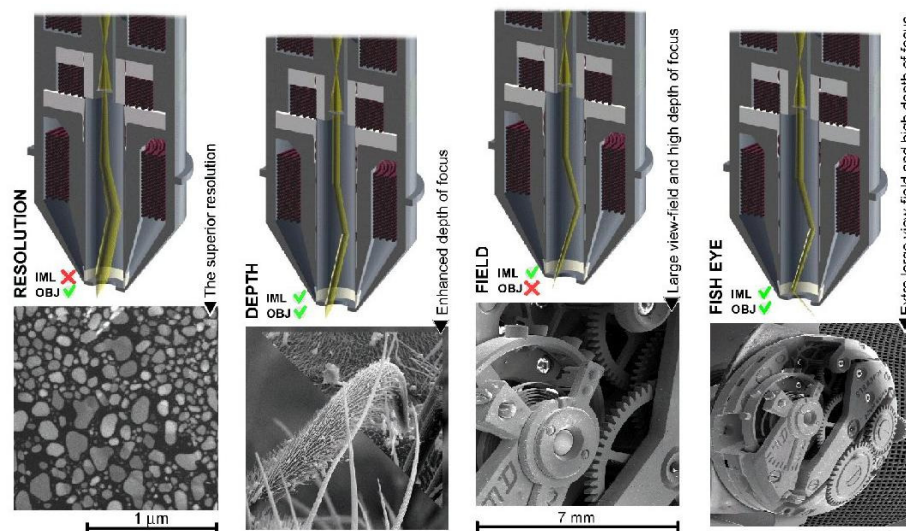


FIGURE 3.24. Traiectoria e^- prin coloana in cazul diferitelor moduri de scanare

3.11. *Modurile de preluare a imaginii. Modul rezolutie*

Este folosit atunci cand se doreste o rezolutie maxima dar nu este necesara o adancime mare a campului. Pentru aperturi de $50 \mu\text{m}$ si energii de 30 kV distanta optima de lucru este de 4-5 mm.

Modul adancime

Este un mod intermediar care ofera o rezolutie mai slaba si o adancime de camp mai mare decat in cazul modului rezolutie.

Modul camp: permite cuprinderea unei suprafate mai largi in imagine, o adancime de camp ridicata dar o rezolutie mai slaba decat a modurilor precedente.

Modul camp larg: este modul care permite vizualizarea celei mai largi suprafete cu putinta, si marirea cea mai redusa si din aceasta cauza are nevoie de o corectie a distorsiunilor imaginii.

Modul 'rocking beam': este folosit pentru a obtine informatii despre structura cristalina a specimenului din difractia electronilor si consta in mentinerea aceleiasi pozitii a punctului in care fasciculul cade pe proba, dar se variaza unghiul de incidenta. Aceasta metoda nu poate fi folosita decat in cazul probelor cristaline.

4. *Prepararea probelor*

In cazul in care se analizeaza anumite tipuri de materiale cum ar fi cele neconductoare sau slab conductoare, tesuturile vii sau materialele organice, acestea trebuie sa treaca prin anumite procese de preparare pentru a se putea obtine imagini de o calitate buna. In cazul specimenelor biologice metoda de preparare cea mai des intalnita este cea de fixare chimica, adica stabilizarea structurii macromoleculare mobile a tesutului ca urmare a reactiilor dintre componenta proteica cu diverse aldehide sau lipide. O alta metoda este criofixarea care consta in racirea foarte rapida a specimenelor in azot sau heliu lichid astfel incat apa sa inghete intr-o forma necristalina care sa nu distruga diverselor microstructuri (de ex. membranele celulare). Aceasta metoda poate fi cuplata cu deshidratarea in punct critic prin care se urmareste inlocuirea continutului de apa cu anumiti solventi organici (ca etanolul sau acetona) care la randul lor pot fi inlocuiti cu anumite rasini stabilizatoare. O alta metoda folosita pentru studierea materialelor organice (care sunt aproape transparente pentru electroni din cauza

densitatii electronice mici) este patarea cu metale grele ca uraniu, plumb sau tungsten care imprastie suficient electronii pentru a putea mari contrastul imaginilor. Metoda cea mai larg folosita este insa acoperirea probei cu un strat subtire conductor depus prin evaporare in vid sau sputtering pentru a impiedica acumularea de sarcina pe suprafata sau pur si simplu pentru imbunatatirea contrastului (Fig.4.1). Substantele folosite pentru acoperire sunt de obicei aur, platina, palladiu, tungsten sau grafit.



FIGURE 4.1. Insecta acoperita cu un strat subtire de aur

5. INTERACTIA FASCICULULUI CU PROBA

Toate componentele microscopului care au fost descrise pana acum au ca singur scop asigurarea conditiilor pentru ca interactia fascicului de electroni cu proba sa aiba loc in conditii optime. Dar procesele care au loc la momentul interactiei sunt cele care dau nastere semnalelor din care se vor extrage informatii.

Marea majoritate a electronilor nu patrund in proba pe un drum simplu ci sufera numeroase procese de imprastiere. Aceste procese se pot grupa in doua mari categorii: *elastice* - cand traiectoria electronului se modifica dar energia acestuia ramane aproape nemodificata (din cauza diferentei mari intre masa electronului si cea a nucleelor atomice) si *inelastice* - cand traiectoria electronului poate suferi modificari neinsemnate dar o buna parte a energiei se pierde.

5.1. Volumul de interactie. Toate tipurile de interactii au loc intr-o zona numita *volum de interactie*, a carei dimensiune depinde de o multitudine de factori. Probabilitatea ca fasciculul de electroni sa fie imprastiat de catre un atom sau ion al specimenului este data de sectiunea de interactie. Adancimea la care pot ajunge electronii depinde de unghiul de incidenta, curentul folosit, tensiunea de accelerare si numarul atomic mediu (Z) al probei. Aceasta poate fi aproximata grosier ca: $x(\mu m) = \frac{0.1 \cdot E_0^{1.5}}{\rho}$ (E_0 - energia electronului in keV, ρ - densitatea (g/cm^3) si are de obicei valori intre 1-5 μm cand fasciculul este perpendicular pe proba la energii de zeci de keV. De exemplu, in cazul unui material cu o densitate de 2.5 g/cm^3 si energia de 15 keV, valoarea lui x este 2.3 μm . Diametrul maxim al volumului de interactie este aproximativ: $y(\mu m) = \frac{0.077 \cdot E^{1.5}}{\rho}$. Ambele formule precedente au fost obtinute pe cale empirica de catre Potts (1987) si nu tin cont de Z . Adancimea pana la care patrund electronii in material (din punctul in care intra in specimen si pana in locul de repaus) este data de expresia lui Gruen $r = \frac{k}{\rho} \cdot E_0^\alpha$ (unde: ρ - densitatea; k si α - sunt functii care depind

de numarul atomic al materialului si de energia electronilor) dar Kanaya si Okayama (1972) au propus o formula care este in buna concordanta cu datele experimentale:

$$r(\mu m) = \frac{2.76 \cdot 10^{-2} \cdot A \cdot E_0^{1.67}}{\rho \cdot Z^{0.89}}$$

(A - numarul de masa mediu in g/mol; E_0 - energia electronului in keV; Z - numarul atomic mediu; ρ - densitatea g/cm³).

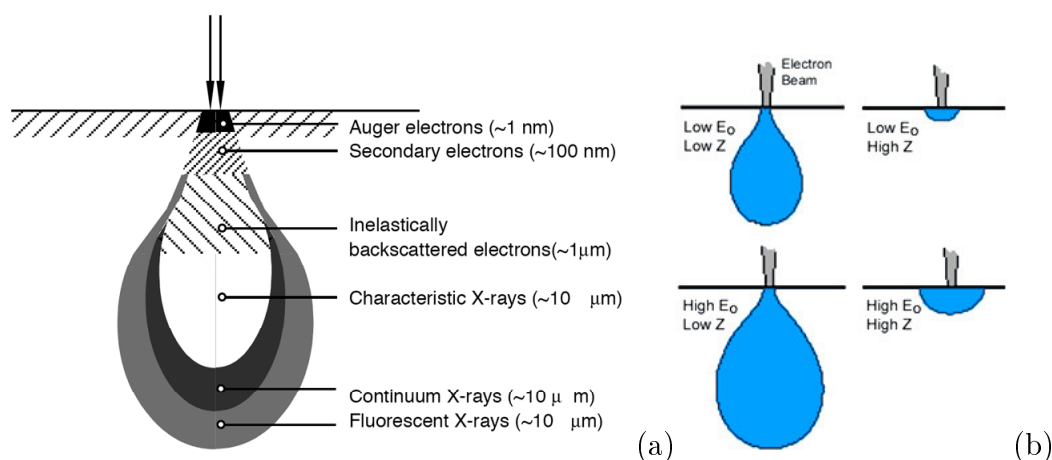


FIGURE 5.1. Volumul din care provin diferitele semnale (a) si dependenta de Z si E_0 a volumului de interactie (b)

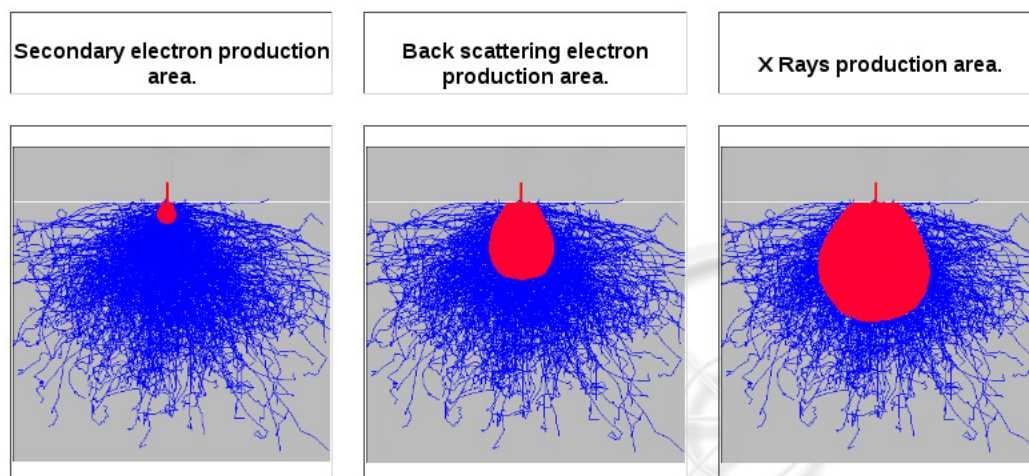


FIGURE 5.2. Volumele de interactie pentru diferite semnale in comparatie cu adancimile la care patrund e^-

Volumul de interactie poate fi modelat probabilistic cu metoda Monte Carlo, traiectoriile electronilor incidenti fiind obtinute din ecuatiile pentru imprastieri elastice si inelastice care determina unghiul de imprastieri, drumul liber mediu si rata de pierdere a energiei in material. In urma unei simulari Monte Carlo se vede distributia de energie in urma interactiei unui fascicul de 15 keV cu diverse materiale. Contururile colorate corespund procentelor de 5%

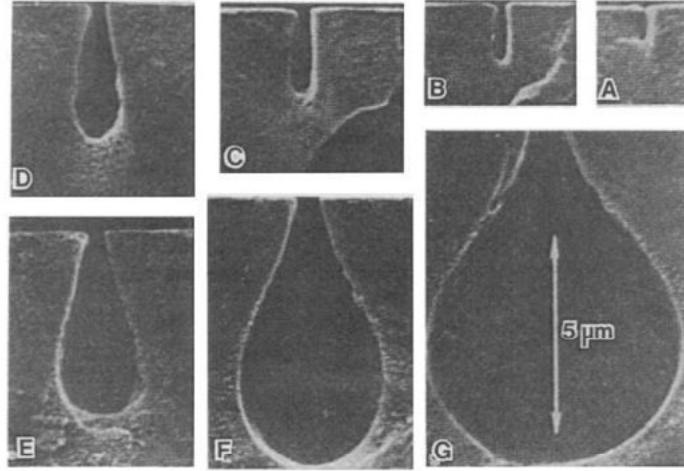


FIGURE 2.5. The electron interaction volume in poly(methyl methacrylate) for 20kV electrons is shown directly by etching away irradiated material. The incident electron dose is the same in (A–G), but the etching time is increased, so the material irradiated less is removed [39].

FIGURE 5.3. Volumul in care patrund e^- in PMMA in functie de timpul de expunere

(albastru deschis), 10% (rosu), 25% (verde), 50% (galben), 75% (albastru inchis) si 90% (violet) pe care le mai au electronii din energia initiala (Fig.5.4).

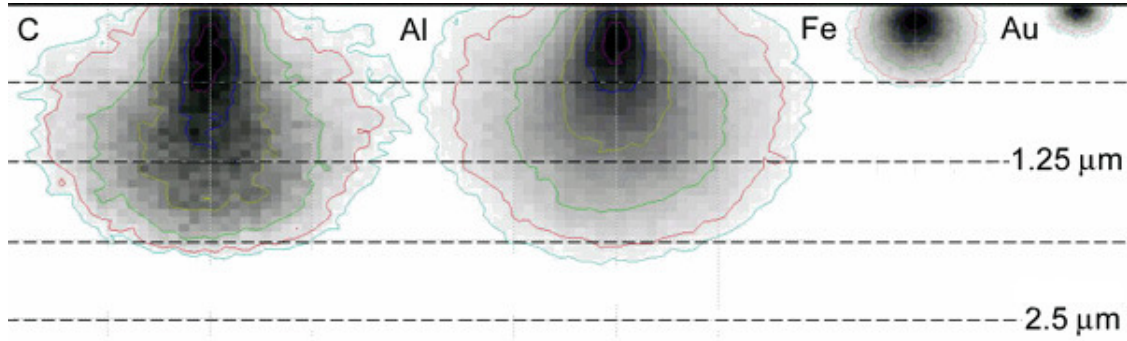


FIGURE 5.4. Pierderea de energie in functie de adancime pentru: C, Al, Fe, Au

5.2. Imprastieri elastice. Electronii imprastiatii elastic pot avea doua evolutii: fie sunt retroimprastiatii fie sunt transmisi prin proba (in cazul in care aceasta are grosimi reduse) si eventuala deviere a acestora are loc in campul electromagnetic nuclear. Procesele de imprastiere elastica pot fi descrise de modelul Rutherford, iar sectiunea de interactie relativista diferentia este

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \left(\frac{Z \cdot e^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot E} \right)^2 \cdot \left(\frac{E + m_0 \cdot c^2}{E + 2 \cdot m_0 \cdot c^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$$

daca se integreaza expresia intre $\theta = \pi/2$ si $\theta = \pi$ reiese formula pentru sectiunea de interactie integrala sau coeficientul de retroimprastiere:

$$\eta = \left(\frac{Z \cdot e^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot E} \right)^2 \cdot \left(\frac{E + m_0 \cdot c^2}{E + 2 \cdot m_0 \cdot c^2} \right)^2 \cdot N \cdot t = \frac{n_R}{n_0}$$

(unde Z - numarul atomic al atomului imprastietor, E - energia cinetica a electronului, m_0 - masa de repaus a electronului, ϵ_0 - permitivitatea vidului, $N = \frac{N_A \cdot \rho}{A}$ - numarul de atomi pe volum , N_A —numarul lui Avogadro, ρ - densitatea, A - numarul atomic de masa, t - grosimea probei, n_R - numarul electronilor retroimprastiatii, n_0 —numarul initial de electroni din fascicul). Acest model este suficient de exact pentru energii ale electronilor incidenti intre 20 si 50 keV.

In cazul SEM-ului importanta cea mai mare o au electronii retroimprastiatii deoarece grosimile specimenelor analizate nu permit de obicei transmiterea fascicului prin acestea.

Prin conventie, se considera electroni retroimprastiatii cei cu energii intre 50 eV si energia lor initiala E_0 dar modelul Rutherford ii omite pe cei cu energii in afara de E_0 , asa ca pentru a putea avea o expresie universala pentru coeficientul de retroimprastiere η trebuie sa se foloseasca modele aproximative.

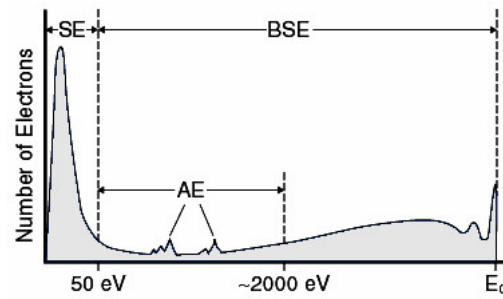


FIGURE 5.5. Intensitatea semnalelor emise in functie de natura acestora

O buna aproximare a acestui coeficient a fost data de Love si Scott (1978):

$$\eta = \eta_{r2} [1 + a \cdot \ln(\frac{E_0}{20})]$$

unde: $a = -0.11128 + 3.0289 \cdot 10^{-3} \cdot \bar{Z} - 1.5498 \cdot 10^{-5} \cdot \bar{Z}^2$, $\eta_{r2} = -5.23791 \cdot 10^{-3} + 1.5048371 \cdot 10^{-2} \cdot \bar{Z} - 1.67373 \cdot 10^{-4} \cdot \bar{Z}^2 + 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \bar{Z}^3$ si $\bar{Z} = w_1 \cdot Z_1 + w_2 \cdot Z_2 + w_3 \cdot Z_3 + \dots$ (w_i - fiind ponderile diferitelor numere atomice). Probabilitatea de imprastiere intr-un anumit unghi fata de directia de propagare este $p(\theta) \sim \frac{1}{E_0^2 \cdot \sin^4 \theta}$; se vede ca imprastierea la un unghi mic este mult mai mare decat la unul mare si ca probabilitatea scade odata cu cresterea energiei indiferent de unghi.

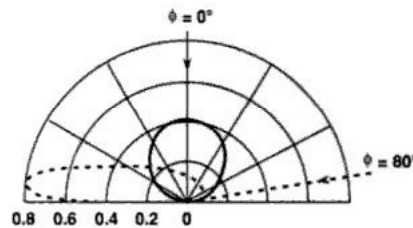


FIGURE 5.6. Dependenta semnalului de e^- retroimprastiatii de unghiul de incidenta al fascicului

Din cauza dependentei puternice de Z a proceselor de imprastiere elastica, electronii retroimprastiatii ofera informatii calitative referitoare la structura chimica a probei, putandu-se identifica diferitele elemente prezente. Dar din cauza energiei relativ mari a acestora apare

si dezavantajul de a extrage informatia din o mare parte a volumului de interactie al materialului, drumul liber mediu al electronilor retroimprastati putand fi de ordinul micronilor in materiale cu Z mic, iar acesta limiteaza rezolutiei care poate fi atinsa.

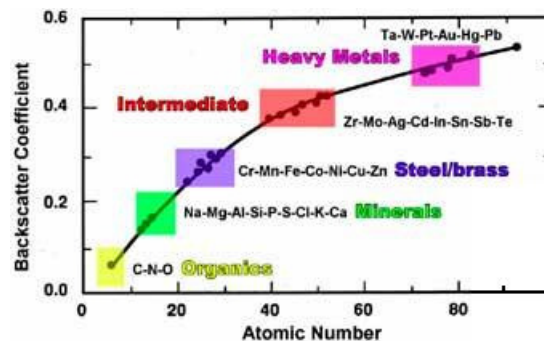


FIGURE 5.7. Dependenta coeficientului de retroimprastiere de numarul atomic

Detectorul de electroni retroimprastati este de tipul scintilator, cu un cristal YAG acoperit cu un strat conductor. Fara sa fie accelerati, electronii au suficienta energie sa excite scintilatorul care emite radiatie electromagnetica.

5.3. Imprastieri inelastice. In urma interactiilor inelastice pot avea loc procese de pierdere a energiei in urma carora se produc semnale detectabile si folositoare din punct de vedere al extragerii informatiei sau pur si simplu are loc o disipare a energiei in specimen sub forma de caldura. Spre deosebire de imprastierile elastice, cele inelastice nu pot fi descrise la fel de usor si nu exista o expresie universal valabila pentru sectiunea lor de imprastiere din cauza complexitatii procesului de pierdere a energiei deoarece trebuie sa se tina cont de probabilitatea de tranzitie pe toate nivelele energetice din solid (fie ca sunt nivelele atomice, excitonice, fononice sau plasmonice) fiecare avand propria sectiune de interactie. In schimb, poate fi estimata pierderea medie de energie pe unitatea de lungime cu ajutorul expresiei Bethe:

$$\frac{dE}{dS} = -2 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot N_A \cdot \frac{\rho \cdot Z}{E \cdot A} \cdot \ln\left(\frac{1.166 \cdot E}{J}\right)$$

cand $E > J$ iar Joy si Luo au modificat ecuatie pentru a incorpora si cazul $E < J$ dar numai pentru $E > 50$ eV:

$$\frac{dE}{dS} = -2 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot N_A \cdot \frac{\rho \cdot Z}{E \cdot A} \cdot \ln\left[\frac{1.166 \cdot (E + 0.85 \cdot J)}{J}\right]$$

(e - sarcina electronului; N_A - numarul lui Avogadro; ρ - densitatea; A - numarul atomic; E - energia medie a electronului; J - potentialul mediu de ionizare). Potentialul mediu de ionizare reprezinta energia medie pierduta in fiecare proces de ionizare pentru toate procesele posibile de pierdere de energie si este: $J = (9.76 \cdot Z + 58.5 \cdot Z^{-0.19}) \cdot 10^{-3}$ (in keV).

Cand se doreste sa se calculeze numarul de electroni care ies din proba si care au suferit imprastieri elastice trebuie sa se tina cont si de electronii retroimprastati care pot suferi imprastieri inelastice in apropierea suprafetei.

Emisia de electroni secundari reprezinta semnalul principal rezultat in urma imprastierilor inelastice. Acestia sunt electroni care au suferit o pierdere semnificativa de energie prin

diverse procese (cum sunt imprastierea pe fononi si plasmoni cat si generarea acestora) dar care in urma imprastierilor elastice si inelastice succesive traiectoria le-a fost reorientata astfel incat sa iasa prin suprafata probei. Singura conditie ca ei sa poata fi produsi este sa aiba o energie mai mare decat lucrul de extractie de suprafata al materialului din care e facuta proba. Din cauza energiei scazute a electronilor secundari, drumul liber mediu al acestora in majoritatea materialelor este $\sim 1nm$; din aceasta cauza numai electronii secundari produsi intr-un strat superficial pot scapa din material iar acest lucru implica o rezolutie mai buna in cazul electronilor secundari decat a celor retroimprastiati.

Aparitia electronilor secundari este favorizata de imprastierile pe fononi si plasmoni deci implicit creste odata cu cresterea fluxului de electroni (care incalzeste proba) dar este afectata negativ de cresterea energiei E_0 deoarece se favorizeaza imprastierile elastice fapt care duce la o sansa mai mica de imprastiere inelastica in adancimea de $\sim 1nm$ fata de suprafata.

In afara de semnalul primar de electroni secundari, apar si surse parazite precum cele date de electronii retroimprastiati care sufera o pierdere de energie in apropierea suprafetei probei sau cand interactioneaza cu interiorul camerei microscopului si dau nastere unor noi semnale de electroni secundari (Fig.5.8).

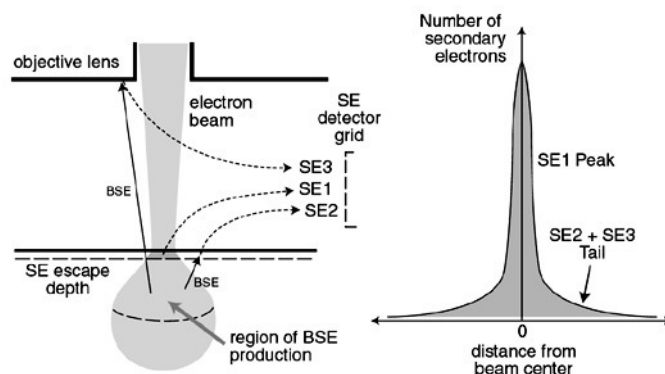


FIGURE 5.8. Electronii secundari primari (SE1) si semnalele parazite (SE2 si SE3)

Detectorul folosit in cazul electronilor secundari este unul de tip Everhart-Thornley, alcătuit dintr-un scintilator care se gaseste intr-o cusca Faraday. Cusca Faraday se afla la un potential pozitiv (50 V) pentru a atrage electronii secundari cu energie scazuta iar scintilatorul este la un potential pozitiv de 10.000 V pentru a accelera electronii. Acest detector este positionat oarecum excentric si la o distanta destul de mare de proba pentru a nu detecta si electronii retroimprastiati.

Generarea de fononi si imprastierea pe acestia

Incalzirea probei prin generarea de fononi poate avea loc si in urma unei pierderi directe de energie sau sa fie un ultim proces la care participa electronul in urma pierderii a celei mai mari cantitati de energie prin alte procese. Toti electronii care raman in material genereaza fononi pana la urma iar pierderea de energie per eveniment este relativ mica, de obicei sub 1 eV. Au loc insa si imprastieri ale electronilor cauzate de fononi in urma carora traiectoria poate fi deviata cu un unghi relativ mare, de obicei avand valorii in jur de 10 grade.

Generarea de plasmoni si imprastierea pe acestia

Un alt mecanism de disipare a energiei este generarea plasmonilor si efectele de imprastiere care au loc pe acestia. Odata ce aceste oscilatii produse in gazul electronic colapseaza pot duce la emisia de electroni secundari cu anumite energii caracteristice nivelelor plasmonice.

Din pacate aceasta tehnica nu poate fi inca utilizata practic din cauza dificultatii de separare a electronilor secundari produsi pe aceasta cale de cei produsi in urma altor tipuri de evenimente.

Tinand cont ca plasmonii si fononii sunt caracteristici pentru materiale conductoare, este evident ca numarul de electroni secundari produsi va fi mai mare in cazul acestoare decat in cazul dielectricilor, din acest motiv probele sunt acoperite cu un strat subtire conductor.

5.4. Radiatia X continua. In cazul in care traseul electronilor se apropie suficient de mult de un nucleu are loc devierea electronului in camp electromagnetic in timpul careia sunt emise radiatii X in spectru continuu (bremsstrahlung - radiatii de franare). Din cauza numarului mare de atomi din specimen sunt sanse mari ca electronii sa sufere numeroase astfel de interactii. Energia maxima emisa pe aceasta cale poate fi egala chiar cu cea initiala E_0 , iar lungimea de unda minima este $\lambda_{min} = \frac{h \cdot c}{E_0}$. Intensitatea maxima este situata in jurul valorii de $1.5 \cdot \lambda_{min}$ si este obtinuta din ecuatiea lui Kramer $I = i \cdot Z \cdot \frac{(E_0 - E)}{E}$ (I - intensitatea radiatiei produse; i - intensitatea fasciculului de electroni; Z - numarul atomic). Insa numai un mic procent din energia electronilor incidenti este convertita in radiatie X continua: $p = (1.1 \cdot 10^{-6}) \cdot \bar{Z} \cdot E_0$ (de exemplu din energia unui fascicul de electroni de energie 15 keV care bombardeaza o proba de fier cu Z=26 numai 0.04% este transformata in radiatii X continue). Prezenta acestui tip de radiatie impune o limita asupra cantitatilor minime de elemente chimice care pot fi detectate deoarece semnalul de radiatie X continua acopera semnalele care provin din radiatii X caracteristice.

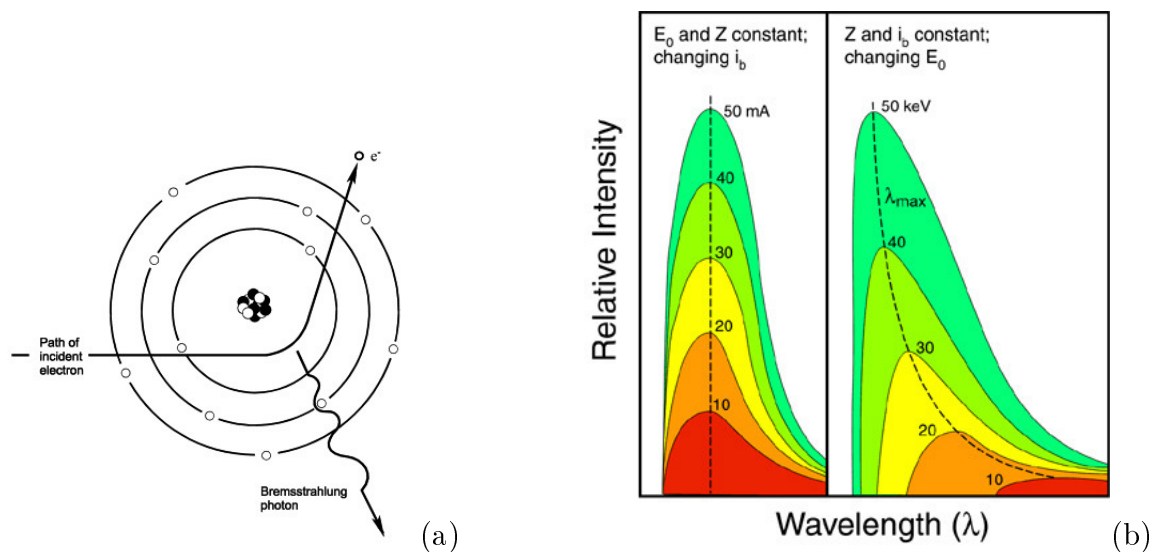


FIGURE 5.9. Deviere e^- in camp electric nuclear (a) si intensitatea semnalului de radiatie X (b)

5.5. Radiatie X caracteristica. Un transfer de energie foarte folositor pentru analiza chimica are loc in momentul ionizarii paturilor interne. Un atom ramane in starea excitata $\sim 10^{-14}$ secunde inainte ca vacantele electronice sa fie ocupate de electroni de pe paturile exterioare si sa duca la emisia de radiatii X caracteristice. Din acest motiv acesta este un efect de fluorescenta. Un atom poate interactiona cu un electron incident la fiecare $\sim 10^{-12}$ secunde, permitand excitari si dezexcitari repetate ale aceluiasi atom; aproximativ 0.1% din electronii din fascicul produc ionizari in patura K. Acest proces are insa o energie prag minima data de potentialul de ionizare al diferitelor paturi. Chiar daca electronul nu are energie suficienta

sa produca o excitare in patura K acesta poate produce energii in paturile superioare, de exemplu energia de ionizare $K\alpha$ a Fe este 7.11 keV dar cea $L\alpha$ este numai 0.71 keV. Analizand spectrele de radiatie X caracteristica se obtin atat informatii calitative cat si cantitative despre alcatuirea chimica a probei.

Metoda de analiza a spectrului de radiatie X caracteristica implementata in cadrul SEM-ului este cunoscuta ca Spectroscopia de radiatie-X cu dispersie in energie (Energy-dispersive X-ray spectroscopy - prescurtata EDX sau EDS).

Un aspect important este ca, in momentul de fata, detectorii de radiatie X caracteristica nu pot detecta semnalele provenite de la elemente cu numarul atomic Z mai mic decat 5 (H, He, Li, Be).

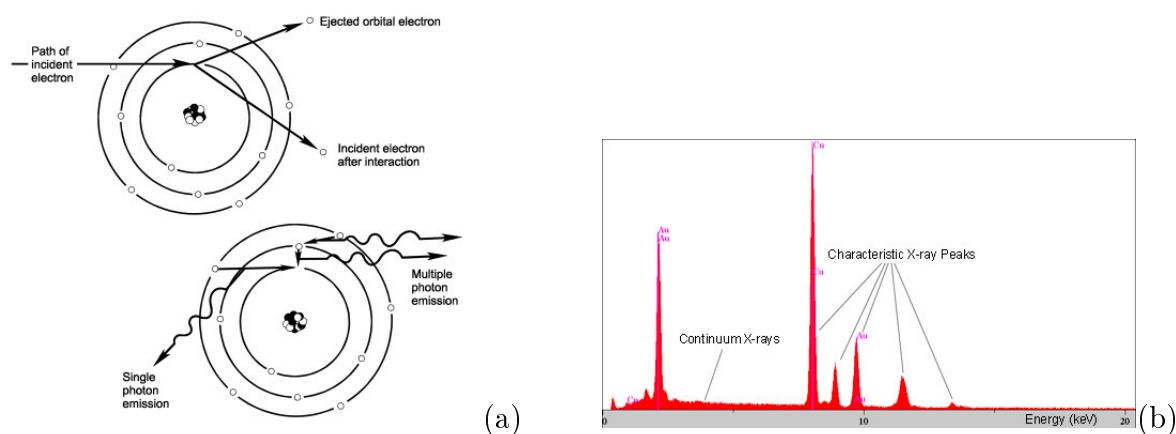


FIGURE 5.10. Excitari si dezexcitari interne ale atomului (a); spectrul de radiatie X caracteristica (b)

5.6. *Electroni Auger.* Emisia electronilor in urma unor procese de relaxare interna este cunoscuta sub numele de efect Auger. Mai exact, golul lasat in urma smulgerii unui electron de pe o patura interna este ocupat de un electron de pe un nivel superior care este nevoit sa emita o cuanta de radiatie X a carei energie este egala cu diferenta dintre cele doua nivele; fotonul X emis poate sa fie reabsorbit de catre un electron care ajunge sa fie smuls din atom. Energia cinetica a electronilor Auger este $E_{kin} = E_{pi} - E_{pe1} - E_{pe2}$ unde E_{pi} este energia paturii interne de pe care este smuls un electron, E_{pe1} energia paturii superioare de pe care cade un electron pe patura interna si E_{pe2} - patura exterioara a electronului care este smuls din atom. Studiarea acestor electroni da nu numai informatie calitativa referitoare la specimen dar si o informatie cantitativa prin care se poate determina compozitia chimica procentuala a materialului analizat.

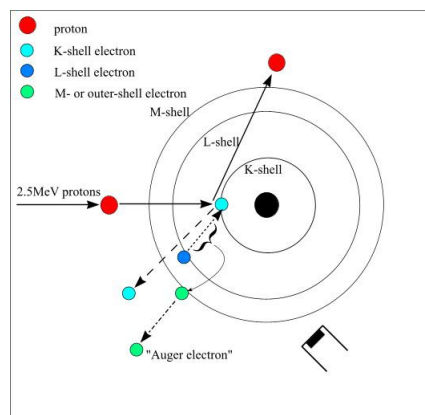


FIGURE 5.11. Mecanismul de producere a electronilor Auger

5.7. **Catodoluminescenta.** Luminescenta poate fi impartita in diverse categorii in functie de durata de emisie (fluorescenta - cand persista mai putin de 10^{-8} secunde dupa oprirea sursei de excitare si fosforescenta - cand persista mai mult de 10^{-8} secunde) si de sursa care ii da nastere (radioluminescenta - produsa de radiatia X incidenta, fotoluminescenta - produsa de lumina din spectrul vizibil si UV, termoluminescenta - produsa de caldura si catodoluminescenta - generata de electronii incidenti).

Catodoluminescenta apare in materiale semiconductoare in momentul in care electronii care au fost smulsi din banda de valenta in banda de conductie se recombină cu golurile ramase si emit lumina. Numarul de perechi electron-gol formate este $G = \frac{E_0 \cdot (1-\gamma)}{E_i}$ (E_0 - energia electronilor din fascicul; E_i - energia de ionizare; γ - energia din fascicul care se pierde sub forma electronilor retroimprastiati). Din semnalele de catodoluminescenta se pot extrage informatii cantitative legate de banda interzisa a materialului, tipul de dopare, tipul de defectele prezente si concentratia lor, sectiunea de recombinare, timpul de viata al purtatorilor minoritari, autoabsorptia si recombinarea la suprafata.

Trebuie remarcat faptul ca desi cele doua tehnici au la baza procese fizice similare, metoda de analiza prin catodoluminescenta ofera o informatie despre structura energetica a nivelelor superioare (aflate in apropierea nivelului Fermi) iar prin metoda de fluorescenta EDX se obtin informatii despre structura energetica a nivelelor energetice adanci.

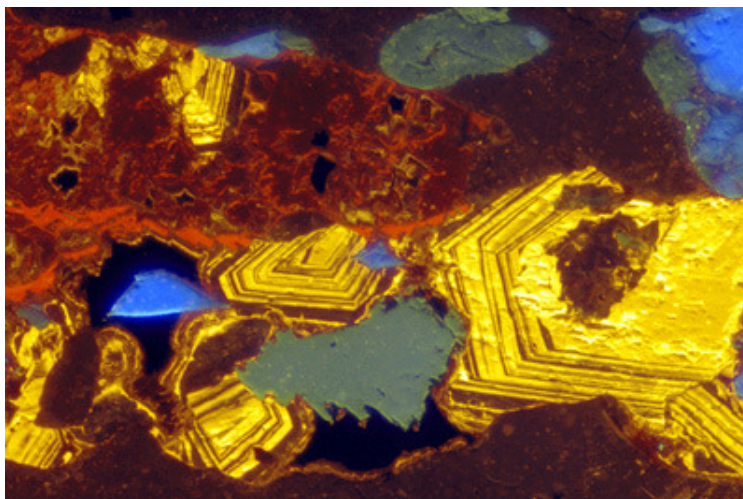


FIGURE 5.12. Imagine de catodoluminescenta pentru carbonat de calciu

Folosirea acestor metode de investigare (radiatie X caracteristica si catodoluminescenta) in cadrul microscopiei cu electroni aduce marele avantaj ca se poate face o analiza locala (pe suprafete si volume de ordinul nanometrilor) spre deosebire de variantele clasice ale acestor metode care nu dau decat informatii mediate din cauza suprafetelor si volumelor mari analizate.

De asemenea, se poate observa ca pentru toate tipurile de semnale emergente rezolutia depinde de dimensiunea volumului de interactie. Dupa cum a fost mentionat mai sus, odata cu cresterea volumului de interactie creste si volumul din care provin semnalele detectate si, implicit, acest lucru duce la o scadere a rezolutiei. De exemplu, cu cat un material este mai dens, mai bun conductor si este compus din elemente cu numere atomice mai mari cu atat se vor putea obtine mai usor imagini cu o rezolutie mai buna.

6. IMBUNATATIREA IMAGINII

6.1. Influenta tensiunii de accelerare asupra calitatii imaginii. Cu toate ca din punct de vedere teoretic o tensiune mare de accelerare da nastere unui spot mic pe suprafata scanata, pot exista insa si unele dezavantaje daca electronii sunt adusi la o energie mare deoarece dimensiunea volumului de interactie este proportionala cu energia electronilor si invers proportionala cu densitatea materialului analizat; o energie mare insemnand astfel o reducere a rezolutiei (in special in cazul densitatilor mici ale materialului analizat sau a unei texturari fine a suprafatei).

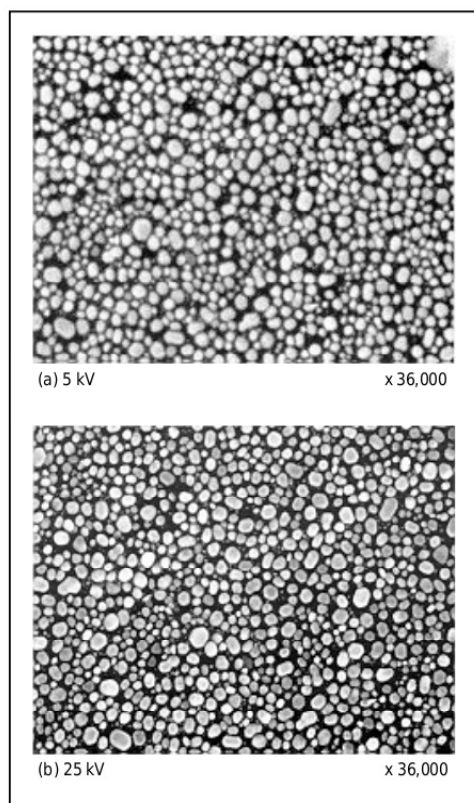


Fig. 4 Specimen: Evaporated Au particles.
The image sharpness and resolution are better at the higher accelerating voltage, 25 kV.

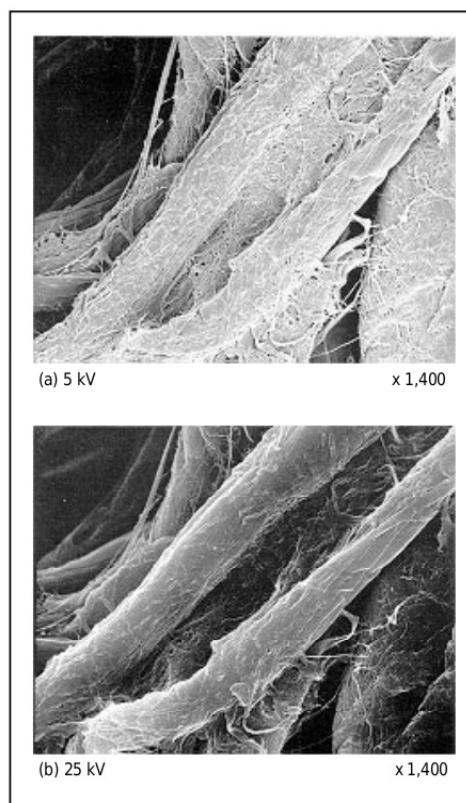


Fig. 5 Specimen: Filter paper.
At 5 kV, the microstructures of the specimen surface are clearly seen as the penetration and diffusion area of incident electrons is shallow.

FIGURE 6.1. Necesitatea ajustarii energiei e^- in functie de materialul analizat (particule de Au si hartie)

6.2. Curentul. Curentul folosit este legat direct de dimensiunea spotului pe proba (*vezi lentile*), deci si de rezolutia maxima care se poate atinge. Dar folosirea unui curent prea mic poate pune unele probleme din cauza numarului redus de electroni care ajung pe suprafata deoarece implica un timp mai mare de achizitie care se traduce si prin o crestere a zgomotului imaginii (dat atat de electronii care extrag informatia din alte parti ale probei, de efectele de incarcare, cat si de factorii externi - campuri magnetice sau zgomot mecanic).

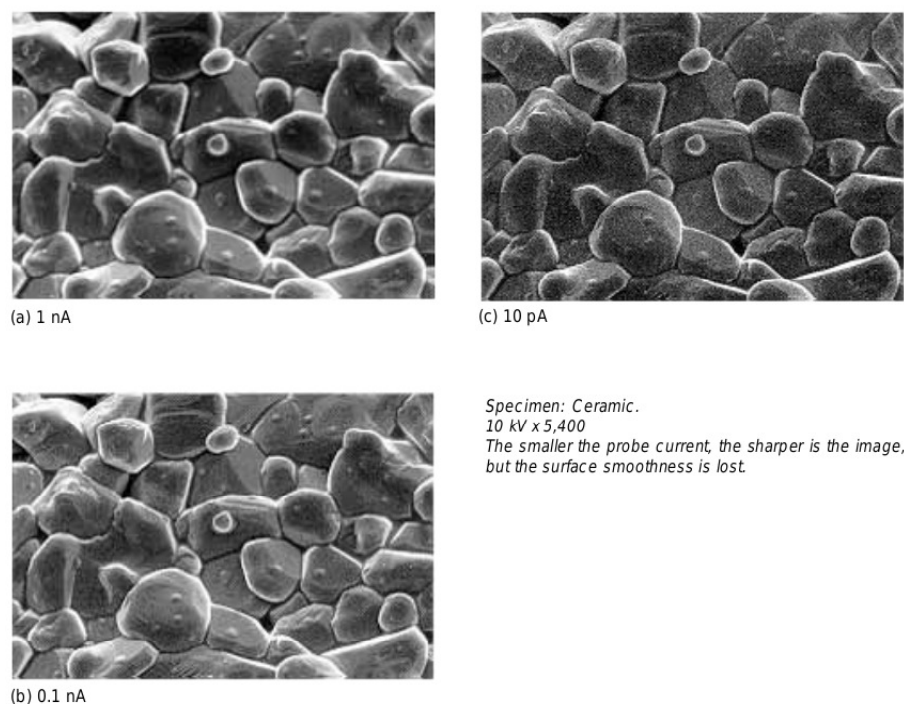


FIGURE 6.2. Cresterea rezolutiei dar si a zgomotului odata cu scaderea curentului fasciculului

6.3. Efectele date de geometria probei. Protuberantele prezente pe anumite portțiuni din proba analizata duc la cresterea suprafetei acelei portțiuni, si implicit cresterea suprafetei expuse din volumul de interactie. Din aceasta cauza vor aparea probleme de contrast intre margini si zonele plane. Acest efect nedorit poate fi redus cel mai usor prin scaderea tensiunii de accelerare, deci scaderea volumului de interactie.

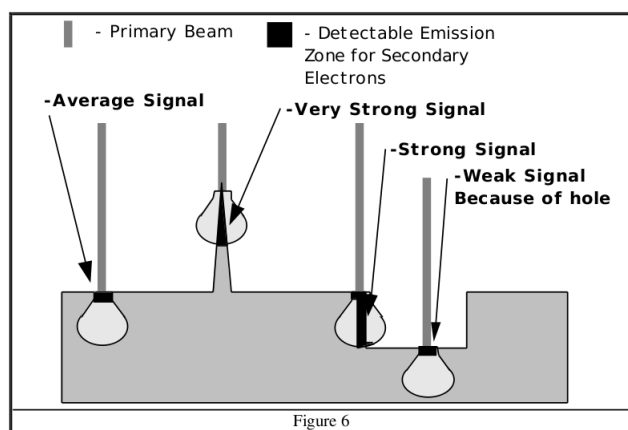


FIGURE 6.3. Efectul de geometrie a probei asupra semnalului emis

6.4. Inclinarea probei. Pentru a vedea mai bine anumite detalii topografice se poate inclina proba, dar este important ca in cazul in care se fac masuratori (lungimi sau unghiuri) suprafetele sa fie perpendiculare pe directia de incidenta a fasciculului (adica sa fie cat mai paralele posibil cu aria virtuala de baleiere).

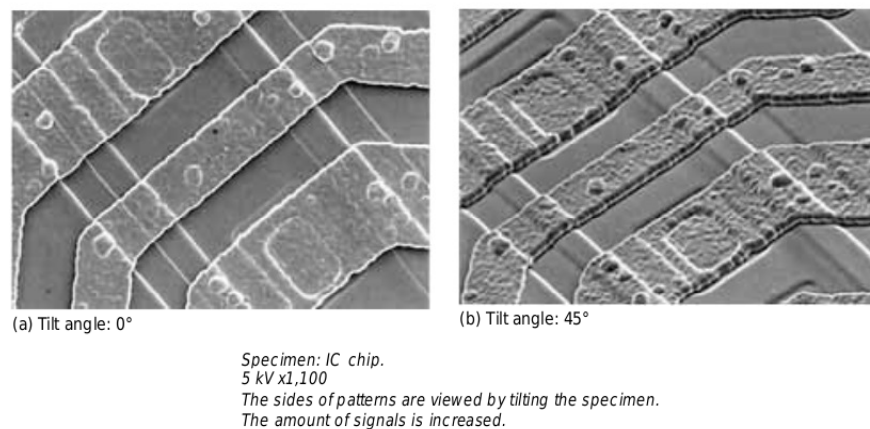


FIGURE 6.4. Efectele de inclinare a probei

Pentru o vizualizare mai buna, se pot face si imagini stereo, adica scanarea aceleiasi suprafete de doua ori, cu o diferenta de 5-10 grade intre cele doua scanari (similare cu imaginile pe care le vede fiecare ochi in parte, cand privitorul are doi ochi). Folosind niste ochelari speciali imaginile pot parea tri-dimensionale.

Inclinarea probei poate da nastere unor efecte de iluminare si din cauza pozitiei detectorului fata de suprafata scanata. Mai exact, daca suprafata este inclinata inspre detector imaginea va parea iluminata uniform iar daca suprafata este inclinata si rotita fata de detector, chiar inclinata in partea opusa detectorului (adica rotita cu 180 grade) pot aparea efecte de umbrire.

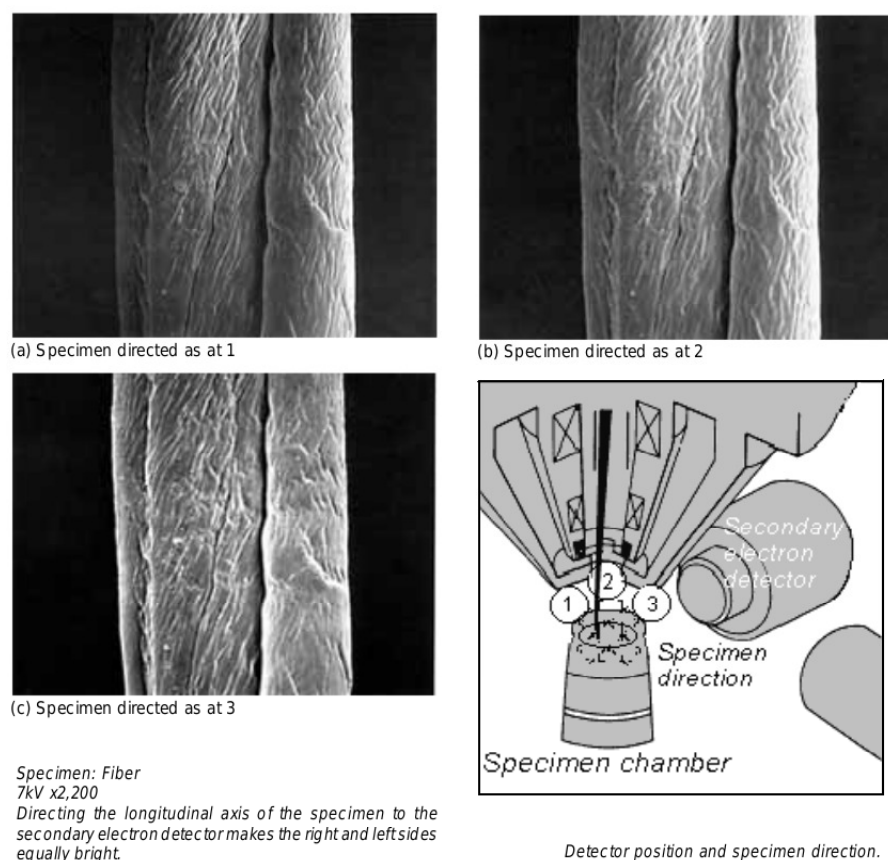


FIGURE 6.5. Modul in care semnalul detectat este influentat de pozitia detectorului

6.5. Efectele de incarcare electrostatica. Sunt vizibile in cazul probelor semiconductoare si neconductoare, dar si cand materialele conductoare nu sunt bine impamantate pentru a disipa sarcina. Problemele apar in momentul in care materialul analizat nu poate scapa de sarcina acumulata cel puțin la fel de rapid ca rata cu care sarcina este trimisa incident pe suprafata sa. Daca viteza de achizitie a unei imagini are o durata similara cu timpul dintre o incarcarea si descarcarea specimenului (cand ajunge la un potential limita), imaginea va parea miscata pe o directie si nu va fi redată forma reala a obiectului (Fig.6.6), putand aparea efecte similare cu cele ale astigmatismului (nu trebuie confundate cele doua cauze!), iar daca au loc mai multe incarcari si descarcari in decursul unei achizitii imaginea va parea taiata pe orizontala in mai multe sectiuni. Dar de cele mai multe ori nu are loc o incarcare uniforma din cauza neuniformitatii suprafetei si diferentei de lucru de extractie pentru diferite portiuni ale probei. In acest caz se urmareste reglarea curentului si energiei fascicului pentru a atinge pe cat se poate un punct de echilibru in care sa nu se incarca proba, nici negativ si nici pozitiv si sa nu apara diferente mult prea mari de contrast intre zone invecinate.

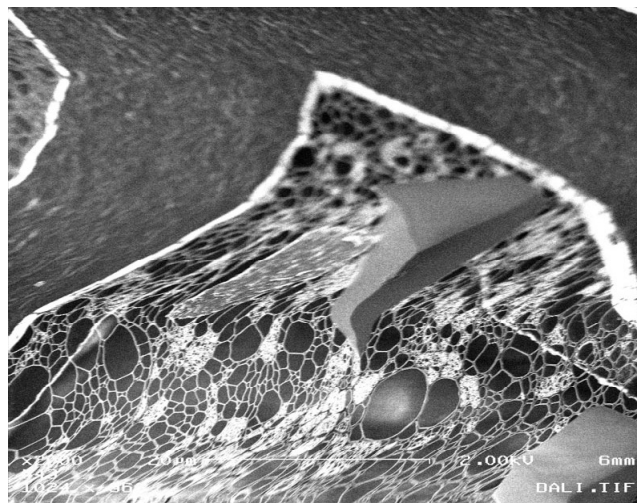


FIGURE 6.6. Deformarea imaginii din cauza incarcarii electrostatice

În cazul probelor neconductoare apare un fenomen interesant în apropierea suprafeței: o parte a fasciculului smulge electroni dintr-un strat superficial din apropierea suprafeței, ducând la o încărcare pozitivă a acestei zone, dar o altă parte a fasciculului patrunde mai adânc în probă unde sarcina rămâne blocată și da naștere unui strat încărcat negativ. Modul în care are loc acest proces depinde considerabil de energia electronilor și vor exista două energii (E_1 și E_2) optime pentru care fluxul total de sarcină pe probă va fi în medie nul. Acest proces este însă și mai complicat pentru că nu este unul staționar deoarece între stratul încărcat negativ și cel încărcat pozitiv va apărea totuși un fenomen de conducție indusă din cauza efectelor fasciculului de electroni (modelul stratului dublu dinamic al lui Melchinger). Vor exista cinci zone de interes: a) $E < E_1$ energia electronilor incidenti este prea mică pentru a putea smulge electroni din suprafața materialului dar nici nu patrunde adânc în probă iar toată sarcina ajunge să fie depozitată pe suprafață; b) $E = E_1$ energia este suficientă pentru a smulge un număr suficient de mare de electroni de pe suprafață dar nu pentru a patrunde prea adânc în probă și nu se depozitează o cantitate mare de sarcină; c) $E_1 < E < E_2$ energia este suficientă pentru a smulge mai mulți electroni decât cei incidenti pe probă; d) $E = E_2$ apare din nou un echilibru din cauza că o parte din electroni sunt smulși de pe suprafață și restul sunt depozitați în probă; e) $E > E_2$ când energia este prea mare și un număr mai mare de electroni sunt depozitați în probă decât sunt smulși din stratul superficial. Acest proces este reprezentat în Fig.6.7, care descrie comportamentul numărului total de electroni emisi din probă δ în funcție de energia fasciculului incident (este indicat cu '1' nivelul în care fluxul emergent este egal cu cel incident).

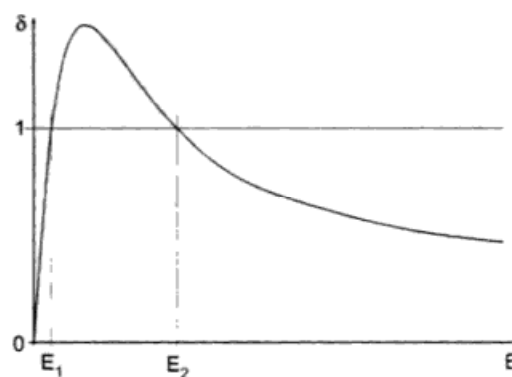


FIGURE 6.7. Dependenta fluxul emergent de energia fasciculului incident

În afara de gasirea unei energii optime sau acoperirea cu un strat conductor, incarcarea probei poate fi oprita si prin introducerea de gaz in camera microscopului. În momentul în care interactioneaza cu fasciculul de electroni, moleculele gazului sufera ionizari. Ionii negativi si cei pozitivi se vor indrepta spre regiunile specimenului care sunt incarcate pozitiv si respectiv negativ, si vor anula efectele de incarcare electrostatica. Trebuie insa sa se aiba grija ca presiunea din camera si energia electronilor sa fie alese astfel incat sa nu se produca un efect de incarcare a specimenului cu ioni pozitivi: daca rata de ionizare este prea mare, o mare parte din ionii negativi vor fi atrasi de potentialului custii Faraday a detectorului iar cei pozitivi vor fi deflectati inspre suprafata specimenului. În cazul în care sunt alese conditiile corecte de la inceput, acestea se vor pastra fara a fi neecsara supravegherea lor. Efectul negativ al acestei metode este contaminarea probei.

Se pot obtine unele imbunatatiri ale imaginii si prin mentinerea probei la un unghi mic fata de fascicul pentru a favoriza generarea de electroni secundari.

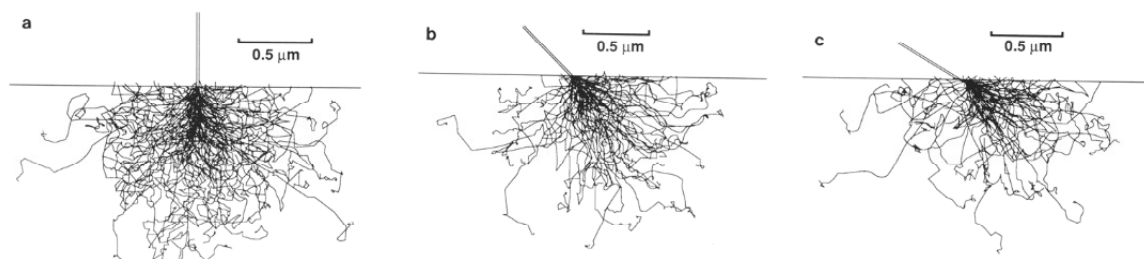


FIGURE 6.8. Expunerea volumului de interactie prin inclinarea probei

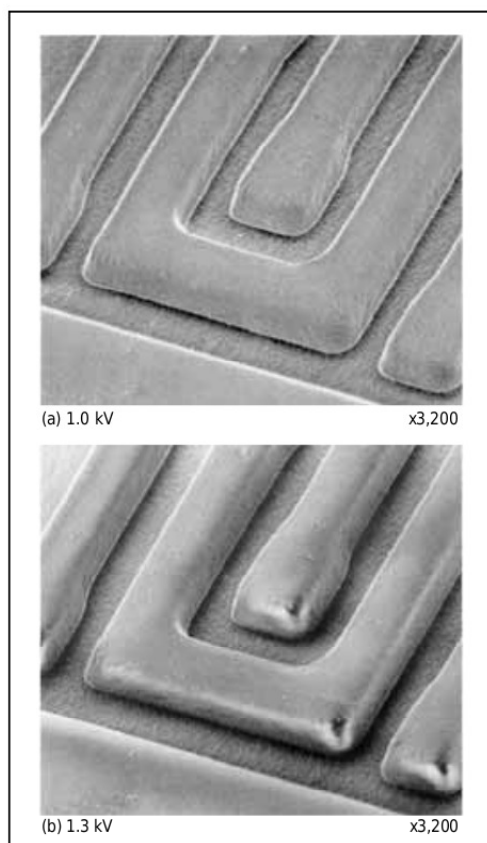


Fig. 21. Specimen: Resist.
Charge-up can be prevented by properly selecting the accelerating voltage.

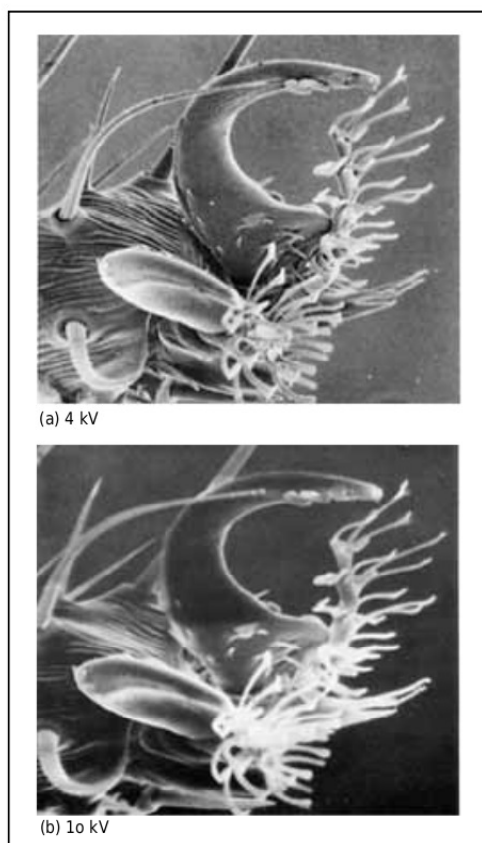


Fig. 22. Specimen: Fbreleg of vinegar fly.
Charge-up can be reduced by using low accelerating voltage.

FIGURE 6.9. Efectul dat de incarcarea electrostatica

6.6. Distrugerea cauzata de electroni. In cazul unor materiale organice (cum sunt anumiti polimeri) fasciculul de electroni poate distruge suprafata analizata (smulge atomi). Efectele distructive nu afecteaza numai proba analizata dar si anumite componente ale SEM-ului: se polueaza camera si coloana si se pot infunda aperturile, dand nastere astigmatismului. Niste masuri bune care pot fi luate pentru a impiedica aceste efecte nedorite ar fi reducerea tensiunii de accelerare si a curentului, marirea vitezei de baleiere (adica scurtarea duratei de stationare a fasciculului si folosirea unor magnificari mici.

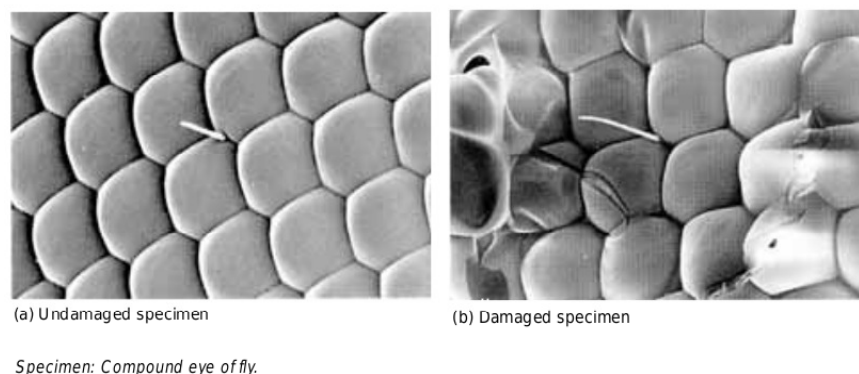


FIGURE 6.10. Efectele distructive ale electronilor de energie inalta

6.7. Contaminarea suprafetei cu gaz. Chiar in cazul in care se folosesc masuri de protectie, in camera microscopului tot vor exista anumite urme de gaze nedorite, si in afara eventualei folosiri intentionate a unui gaz inert. De obicei gazul este deja adsorbit pe suprafata camerei microscopului si pe cea a probei sau provine de la diferitele substante de fixare a acesteia in SEM. Din cauza efectului de incarcare electrostatica si in special din cauza incalzirii locale a probei (pe aria scanata la un moment dat, in special cand fasciculul baleiaza aceeaasi suprafata o durata mai mare de timp) are loc o reactie chimica a moleculelor de gaz cu suprafata probei si se formeaza hidrocarburi (in afara moleculelor deja prezente pe suprafata sunt atrase si celele ionizate) care schimba anumiti parametrii fizici importanti (de ex. lucrul de extractie). Acest proces va duce la reducerea contrastului si claritatii si este vizibil in momentul in care este largit cadrul.

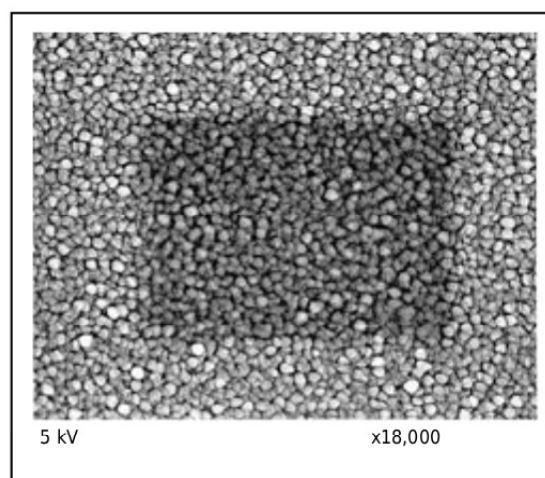


Fig. 27. Specimen: ITO.

A x18,000 photo taken after a long-time electron probe scanning at x36,000. As compared with the clear image of peripheral region, the middle region shows reduced contrast and lacks image sharpness.

FIGURE 6.11. Contaminarea suprafetei probei

6.8. Distanța de lucru și dimensiunea aperturii. Trebuie să se țină cont că rezoluția și adâncimea de câmp sunt puternic influențate de distanța de lucru și lățimea aperturii: dacă se folosește o distanță de lucru mare și o apertură îngustă se obțin imagini de o rezoluție mai proastă dar cu o mai bună adâncime de câmp, iar cazul invers se vor obține și efecte opuse.

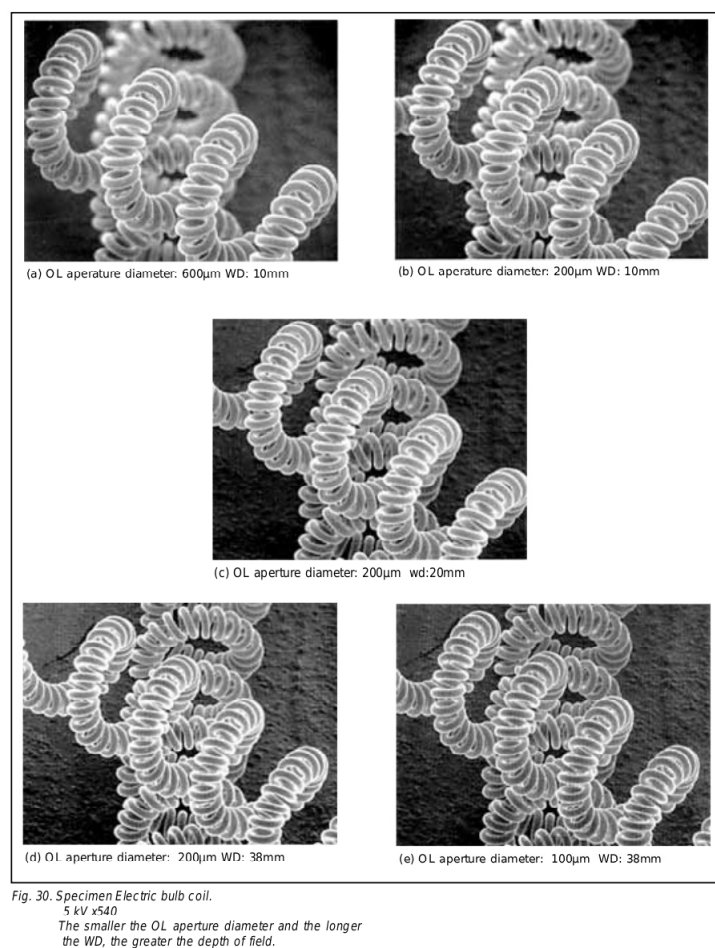


FIGURE 6.12. Efectul mărimii aperturii și a distanței de lucru asupra adâncimii de câmp

6.9. Astigmatismul. În mod normal corecțiile de astigmatism ar trebui făcute atunci când se modifică oricare din parametrii sistemului optic al microscopului, dar în practică acest lucru nu este strict necesar. Trebuie să se țină cont însă că în urma proceselor de îmbătrânire sau schimbare a filamentului și chiar murdărirea coloanei (în special obturarea aperturilor, cu depuneri din ioni smulși de fasciculul de electroni din suprafața care sunt accelerați în sens opus față de mișcarea electronilor) vor fi necesare corecții de astigmatism.

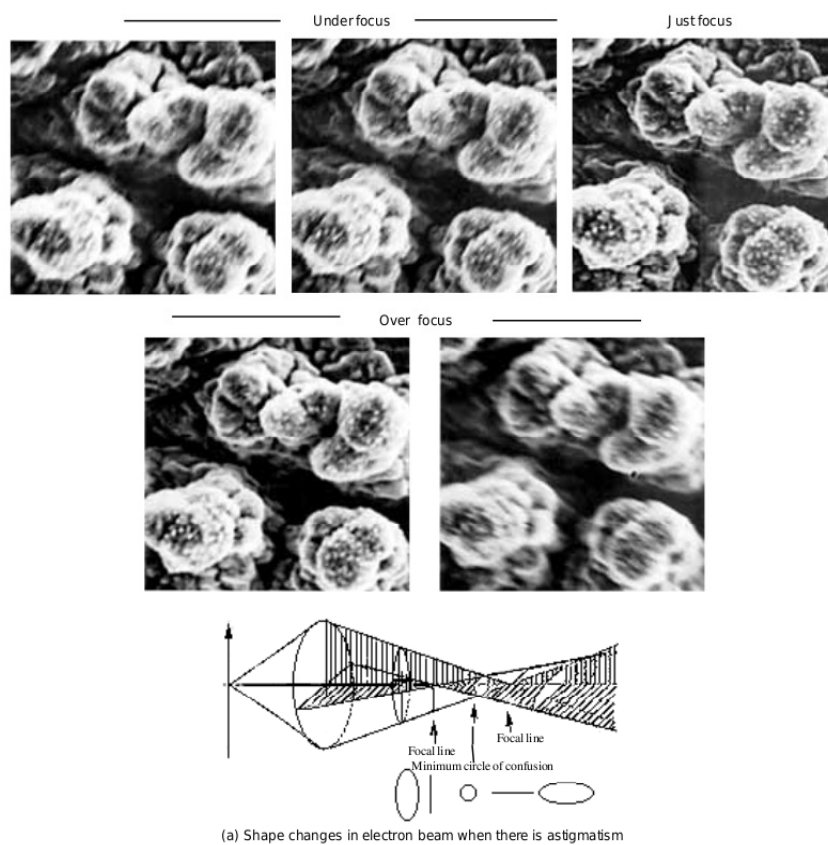


FIGURE 6.13. Imagine afectata de astigmatism

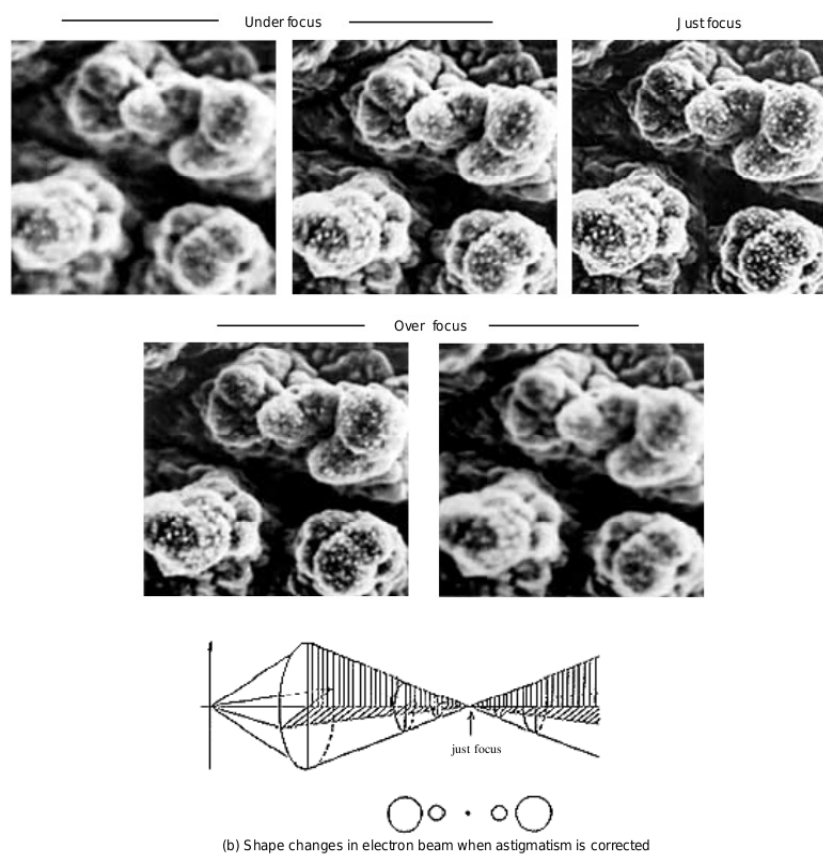


FIGURE 6.14. Imagine cu astigmatismul corectat

6.10. **Contrastul.** Pentru a obtine o imagine cat mai corecta si buna din punct de vedere estetic este nevoie sa se tina cont de contrast. Aceasta ajustare se face doar pe baza modificarii digitale a imaginii si nu tine de microscop in sine.

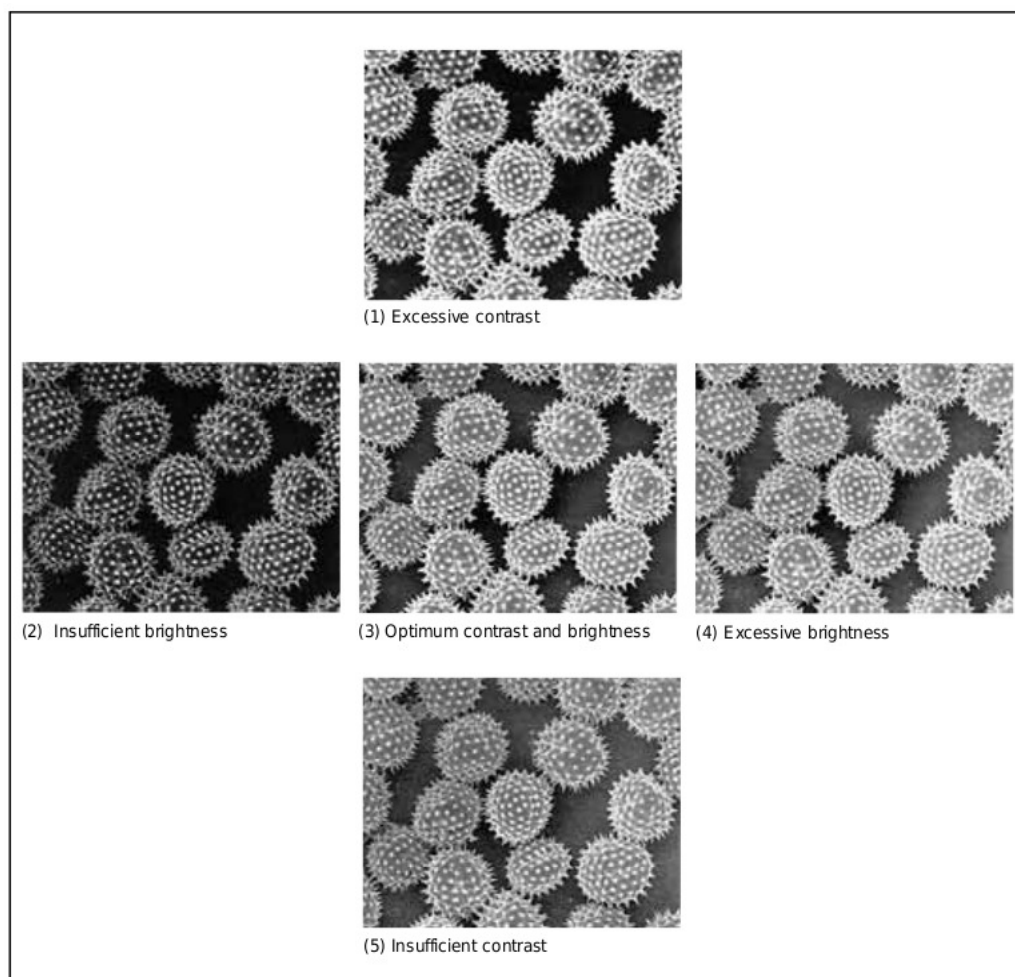


Fig. 33. Specimen: Pollen of marigold.

5 kV x360

The micrograph with optimum contrast and brightness is the most persuasive

FIGURE 6.15. Obținerea contrastului optim

7. LITOGRAFIA

Fabricarea dispozitivelor de dimensiuni reduse (de la dimensiunea unui atom și până la sute de nm) se poate împărți în două mari clase, în funcție de abordare: de sus în jos (top-down) și de jos în sus (bottom-up).

Metodele top-down se referă la utilizarea unor unelte controlate din exterior, care sunt mai apropiate de cele clasice, pentru modelarea unui obiect de dimensiuni macroscopice până ajunge la dimensiuni micronice sau nano-metrice. Din această categorie fac parte litografia optică (rezoluție: microni - zeci de nm), litografia cu electroni (rezoluție: microni - nm) și ioni (rezoluție: microni - nm), litografia cu ajutorul unui microscop de forță atomică (rezoluție: microni - nm), litografia cu microscop cu raze X cu scanare (rezoluție: zeci de nm - zeci de Angstromi) sau nano-imprimarea (rezoluție: microni - nm). În acest context, prin rezoluție se înțelege dimensiunea minimă la care poate ajunge în mod controlabil și repetabil o structură produsă printr-un anumit tip de litografie.

A doua clasa, cea bottom-up este cea mai des intalnita in natura si sta la baza vietii. Consta in folosirea proprietatilor chimice ale moleculelor pentru inlantuirea acestora si producerea structurilor dorite. Cu toate ca are unele avantaje importante fata de metoda top-down cum ar fi controlul la scala moleculara sau atomica si posibilitatea de productie in paralel a mai multor dispozitive, natura acesteia impune, cel putin pentru moment, unele limite asupra complexitatii dispozitivelor produse si asupra numarului de etape de fabricare.

7.1. Metode de litografiere cu masca:

7.1.1. Litografia optica (fotolitografia). Este un proces de fabricare prin care se elimina selectiv anumite parti dintr-un film subtire sau/si din substrat. Lumina (UV si UV indepartat) este folosita pentru a transfera un model geometric de pe o masca optica pe un material numit fotorezist dupa care urmeaza tratarea chimica pentru imprimarea modelului pe substrat. In cazul circuitelor electronice moderne, o placheta poate trece prin acest ciclu de pana la 50 de ori.

Procedura:

Curatarea: procesul clasic de curatare implica indepartarea contaminantilor organici, a stratului de oxid si a contaminarii ionice.

Prepararea: placheta este incalzita suficient pentru indepartarea tuturor urmelor de umezeala de pe suprafata si dupa aceea este tratata cu un potentiator de adeziune care are rolul de a nu permite infiltrarea de apa intre fotorezist si placheta si pentru a imbunatati adeziunea mecanica a fotorezistului.

Aplicarea fotorezistului: placheta se acopera cu fotorezist prin centrifugare (spin coating) intre 1200 si 4800 de rotatii pe minut pentru 30 - 60 de secunde producand un strat cu grosimi intre 0.5 si 2.5 microni cu o abatere de 5 - 10 nm. Placheta acoperita cu fotorezist este uscata dupa aceea la o temperatura de 90 - 100⁰ C pentru 30 - 60 secunde (pentru a elimina solventul din fotorezist).

Expunerea si dezvoltarea: fotorezistul este expus de obicei unei lumini ultra-violete care trece prin o masca si sufera schimbari chimice care permit inlaturarea ulterioara a acestuia sau, dimpotriva, il stabilizeaza chimic.

Urmeaza un proces de coacere pentru reducerea efectelor cauzate de interferenta luminii.

Procesul de dezvoltare: (dizolvarea si inlaturarea zonelor iradiate de fotorezist) este similar cu cel de acoperire cu fotorezist si aplicarea developer-ului are loc in timpul centrifugarii.

Dupa aceea placheta este tratata termic pentru a treia oara pentru a solidifica fotorezistul si pentru a-l face mai rezistent pentru urmatoarele etape de procesare.

Gravare/depunere: modelul produs este folosit fie pentru gravarea suprafetei fie pentru depunerea unui alt material pe substrat. Gravarea se poate face chimic sau in plasma; procesul chimic difera de cel in plasma deoarece este izotrop si poate sa indeparteze o parte din substrat si de sub fotorezist.

Indepartarea fotorezistului: este inlaturat fie chimic fie in plasma.

Mastile folosite sunt cel mai des facute din quart amorf (pentru a transmite bine radiatia UV) peste care este depus un strat subtire de crom cu forma modelului care trebuie imprimat.

Sistemul de expunere poate fi de mai multe feluri: de contact, proximitate sau proiectie in functie de distanta intre masca si placheta. Sistemul care prevede un contact intre placheta acoperita cu fotorezist si masca a fost abandonat deoarece exista riscul de a distruge atat stratul de fotorezist cat si masca. In cazul in care este folosit un sistem de proiectie se poate

dispune un sistem optic suplimentar intre placheta si masca pentru a reduce dimensiunea proiectiei de 4 - 5 ori.

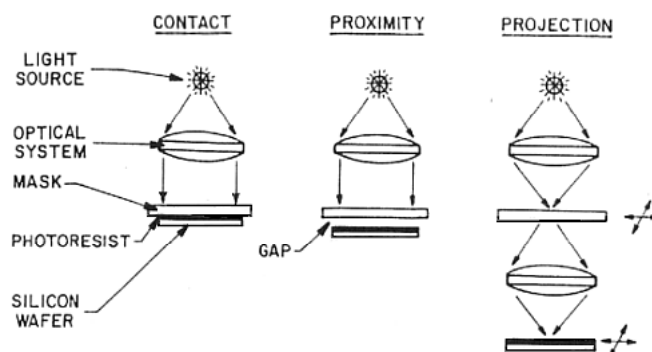


FIGURE 7.1. Expunerea in contact, proximitate sau proiectie

Sursele de lumina folosite au evoluat de la lampi cu descarcare in gaz pe baza de mercur din care se extragea o singura linie spectrala si s-a ajuns la utilizarea laserelor pe baza de fluorura de kripton sau fluorura de argon.

Fotorezistul utilizat poate fi pozitiv, si in cazul acesta portiunile expuse la lumina devin solubile in developer, sau negativ cand portiunile expuse sunt cele care raman in urma dizolvarii.

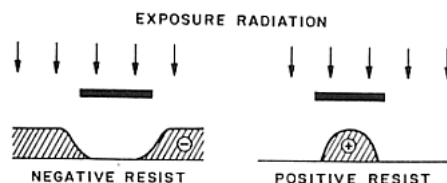


FIGURE 7.2. Efectul expunerii si dizolvarii rezistului negativ si pozitiv

7.1.2. Litografia in domeniul UV extrem (UVE). In afara de lungimile de unda care ajung pana in domeniul UV indepartat (fluorura de argon - 193 nm) in cazul fotolitografiei clasice, se pot folosi si lungimi de unda mai mici (120 - 10 nm) produse de surse cu plasma. Chiar daca avantajele folosirii unei lungimi de unda mai mici sunt evidente (rezolutii mai bune), apar si unele probleme importante: deoarece lungimile de unda din spectrul UVE sunt foarte bine absorbite de materia obisnuita (chiar aerul atmosferic) este nevoie sa se foloseasca un sistem de vid avansat (care nu e necesar in cazul UV indepartat) si de asemenea trebuie sa se tina cont de posibilele defecte produse de radiatie deoarece este puternic ionizanta.

7.1.3. Litografia cu imersie. Este o tehnica de extindere a rezolutiei fotolitografiei simple prin introducerea unui mediu lichid intre lentila finala si placheta. Lichidul este introdus deoarece lentilele se afla la limita aperturii lor numerice ($N.A. = n \cdot \sin(\theta)$), n - indice de refractie, θ -

unghiul dintre raza optica si axa optica), deschidrea fascicului fiind de aproape 90° ; prin introducerea lichidului se obtine o crestere a adancimii de camp (se dubleaza) si a rezolutiei (creste cu 30 - 40 %). Dar dupa cum se vede din expresia aperturii numerice, cresterea rezolutiei este proportionala cu indicele de refractie al mediului. Daca in cazul litografiei cu UV indepartat limita de rezolutie este de 50 nm iar in cazul celei cu UVE este de 40 de nm, cea cu imersie ajunge la rezolutie de sub 37 nm. Aceasta este metoda folosita in momentul de fata pentru arhitecturile de procesor cu 45 si 32 nm. Este prevazut insa ca pana in anul 2015 o tehnica mai avansata de litografie cu imersie sa poata ajunge la rezolutii de 11 nm.

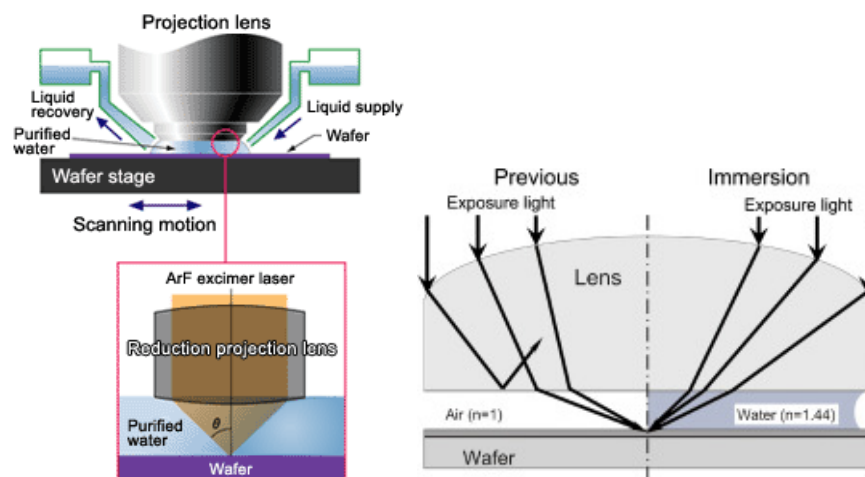


FIGURE 7.3. Sistemul de proiectie al litografiei cu imersie

7.1.4. Litografia cu raze X. Este similara cu fotolitografia numai ca in locul lentilelor normale se folosesc oglinzi colimatoare sau lentile Fresnel specializate, iar masca este o placheta de carbura de siliciu sau diamant acoperita cu aur sau tungsten (care absorb bine razele X). Deoarece lungimea de unda este de 0.8 nm (chiar 0.1 nm in cazul radiatiei X indepartate) se poate ajunge la rezolutii de 15 - 20 nm.

7.1.5. Litografia cu dubla expunere. Este in momentul de fata tehnica cea mai performanta care poate fi utilizata cu mijloacele existente in prezent, fiind si singura metoda utilizata in productia de electronice si avand o rezolutie de 32 si 22 de nm. Dubla expunere se refera la expunerea in doua randuri a aceluiasi fotorezist. Etapele unui mod de a folosi acest procedeu ar fi: expunerea fotorezistului, depunerea unui strat subtire (un material rezistent la UV dar care poate fi indepartat chimic sau in plasma - de obicei un semiconductor), indepartarea unui strat uniform din materialul depus (de obicei in plasma) pana cand raman formatiunile cele mai groase (in acest caz peretii), expunerea fotorezistului pentru o a doua oara, atacarea chimica a substratului (fara a distruge stratul depus) si in final indepartarea ramasitelor din strat.

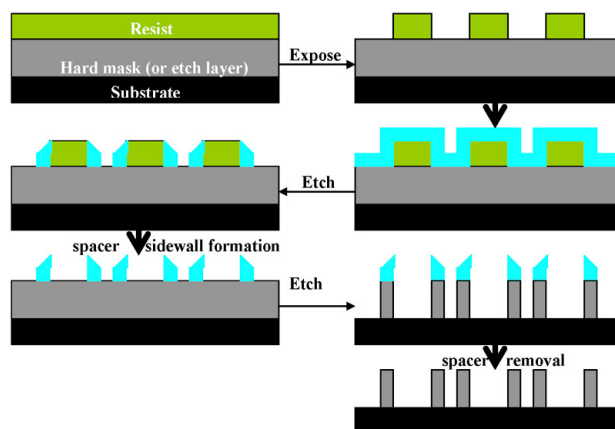


FIGURE 7.4. Etapele necesare in litografia cu dubla expunere

7.2. Metode de litografiere fara masca.

7.2.1. Litografia optica. Diferenta intre fotolitografia fara masca si cea cu masca este ca in acest caz un fascicul luminos (care provine de la un laser) este plimbat pe fotorezist pentru a imprima modelul dorit. Deoarece nu se folosesc masti, acest proces are un cost mai scazut dar si o rezolutie mai proasta (200 nm).

7.2.2. Litografia (optica) cu interferenta (sau holografica). Este o tehnica utilizata in producerea unor modele periodice si precise (chiar si 3D) si se bazeaza pe interferenta mai multor fascicule coerente de lumina. Aceasta metoda nu se poate aplica in cazul unor modele complexe.

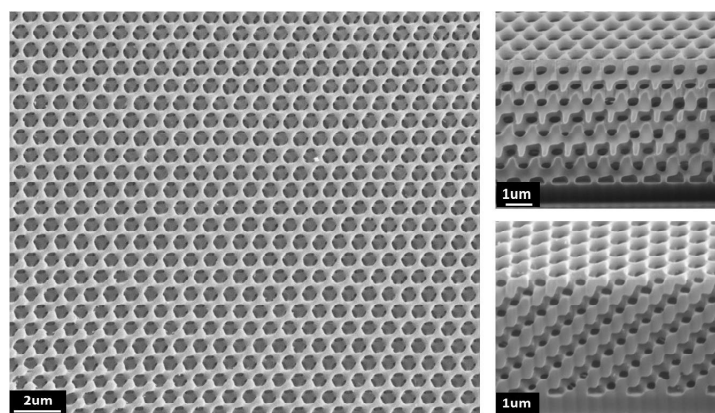


FIGURE 7.5. Structura produsa prin litografie cu interferenta

7.2.3. Litografia cu ioni - FIB. Este similara ca tehnica cu litografia cu electroni (care urmeaza sa fie descrisa) numai ca nu este necesara folosirea unui rezist, ionii 'sculptand' direct suprafata din cauza energiei cinetice mult mai mari decat in cazul electronilor.

7.2.4. Litografia cu electroni. In afara de functiile de imagistica, SEM-ul poate fi folosit si ca o unealta de productie. Spre deosebire de litografia optica folosita in momentul de fata pe scara larga in productia de microcircuite, litografia cu electroni prezinta importante neajunsuri, principalul fiind viteza foarte scazuta de productie a 'desenului' (de 10 milioane de ori mai lenta decat cea optica) dar si faptul ca modelul care este produs in intregime intr-o singura expunere in cazul folosirii unei masti, care se poate si reutiliza, in cazul litografiei cu electroni modelul trebuie desenat punct cu punct si operatiunea se reia de la zero pentru o noua sedinta de litografie. Din acest motiv si din cauza costului foarte ridicat al echipamentului necesar, litografia cu electroni inca nu poate fi folosita pe scara larga pentru productie. Dar marele avantaj al litografiei cu electroni consta in rezolutia care poate fi atinsa, care este de ordinul zecilor de nm, ajungandu-se chiar linii cu latimea de 7.8 nm.

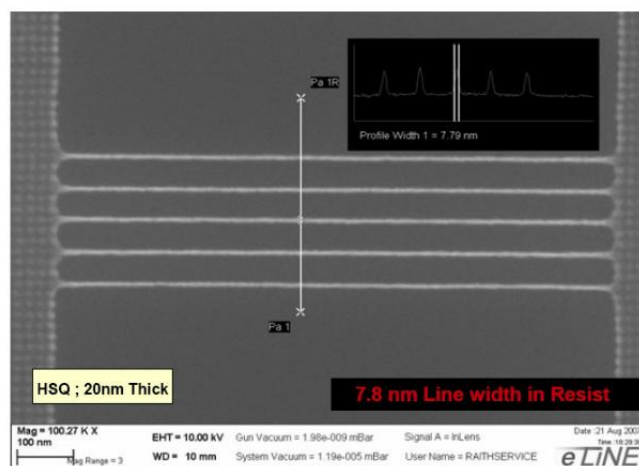


FIGURE 7.6. Linii de 7.8 nm obtinute in HSQ

Etapele principale pentru producerea unui model prin litografie de electroni sunt:

- ▷ depunerea unui strat de PMMA - polimetilmetacrilat (care este un electron-rezist pozitiv, care este distrus de fasciculul de electroni) sau HSQ - silsequiloxan pe baza de hidrogen (un rezist negativ, stabilizat de fasciculul de electroni) si/sau a unui strat de copolimer (un polimer de greutate moleculara mai mica) prin metoda de spin-coating;
- ▷ coacerea polimerului pentru inlaturarea diluantului (trebuie facuta la temperaturi mai mici decat cea de rupere a legaturilor chimice);
- ▷ expunerea in fascicul de electroni;
- ▷ a doua coacere pentru indepartarea acizilor produsi in urma expunerii a caror prezenta ar duce la dizolvarea unor zone mai mari de cat este necesar ale modelului litografiat;
- ▷ dizolvarea intr-o solutie de isopropanol (IPA) si metil-pentanon (MIBK) intr-un raport de 3:1 al polimerului expus;
- ▷ stoparea reactiei de dizolvare in isopropanol (se poate folosi si alcool etilic) sau apa deionizata;

- ▷ uscarea in azot sau in cuptor;
- ▷ depunerea/cresterea unui material in masca rezultata sau folosirea acesteia pentru un proces de atacare a substratului cu un acid.

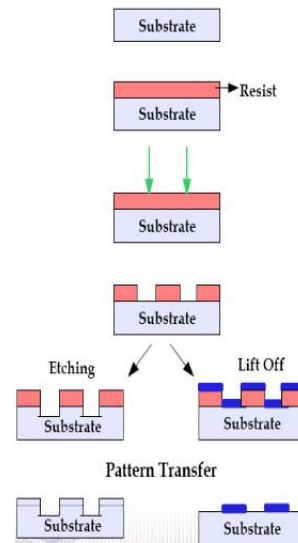


FIGURE 7.7. Etapele procesului de litografiere si depunere sau atacare cu acid

Etapa oarecum delicata in acest proces tine, in mod evident, de litografiere in sine. Pentru a se obtine modelul de dimensiunea si cu alinierea dorita trebuie sa se faca o aliniere a probei in camera SEM-ului. Mai exact, este necesar sa se faca o aliniere pe verticala astfel incat fasciculul sa fie bine focalizat pe suprafata probei acoperite cu PMMA si trebuie sa se faca si o corectie de unghi in cazul in care aria de baleiere a fasciculului are alta orientare decat se doreste pentru modelul imprimat. Trebuie insa ca proba sa aiba o planeitate cat mai buna pentru a nu aparea variatii de distanta de focalizare intre diferite portiuni ale desenului.

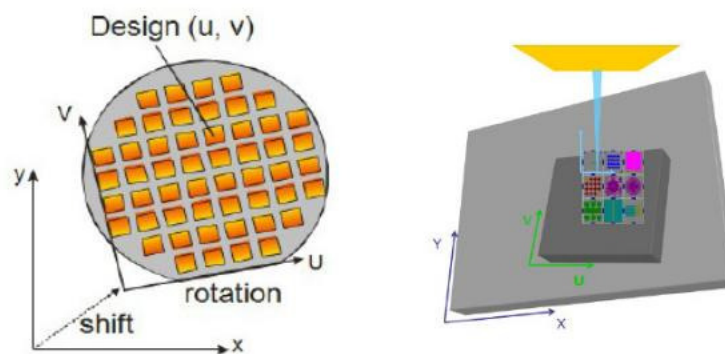


FIGURE 7.8. Sistemul de coordonate al camerei si cel al probei

Critica este insa si doza primita de PMMA, deoarece o supraexpunere duce la deformarea necontrolata a marginilor 'desenate' iar o subexpunere impiedica indepartarea completa a PMMA-ului in momentul dizolvarii. Calculul dozelor pentru diferitele tipuri de expunere se face astfel:

$$Doza\ suprafata = \frac{I_{fascicul} \cdot timp_{stationare}}{suprafata^2} (\mu A \cdot s/cm^2) ,$$

$$Doza\ linie = \frac{I_{fascicul} \cdot timp_{stationare}}{lungime} (\mu A \cdot s/cm),$$

$$Doza\ punct = I_{fascicul} \cdot timp_{stationare} (\mu A \cdot s).$$

Doza necesara va depinde de tipul PMMA-ului si de grosimea acestuia. In afara de doza direct primita de PMMA, daca substratul este unul cu un Z ridicat, trebuie sa se tina cont si de electronii retroimprastii care vor largi modelul dorit (Fig.7.9).

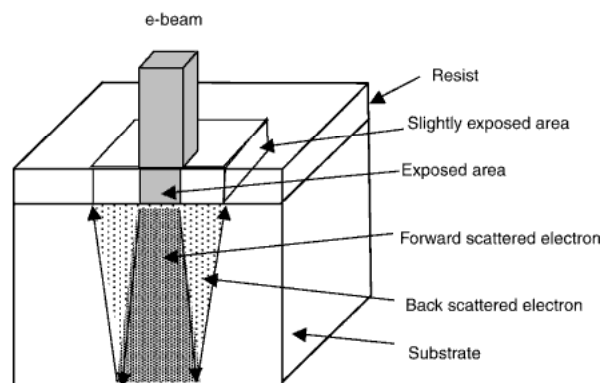


FIGURE 7.9. Expunerea PMMA-ului de catre fasciculul de e^- retroimprastii

Procesul in sine de transpunere a modelului dorit pe suprafata de PMMA consta in impartirea campului de lucru (de exemplu desenul facut in Autocad) in subcampuri, care sunt abordate independent (pentru usurarea procesarii) de software-ul de litografie, si de alegerea unui mod de baleiere a suprafatei (in functie de dimensiunea ariei care trebuie litografiata si de precizia dorita).

Exista trei moduri principale:

1. Punct cu punct - cu o forma aproape gausiana a fasciculului (nu este un punct perfect din cauza contributiei electronilor retroimprastii care sunt emisi din tot volumul de interactie si nu doar din suprafata pe care cade spotul - in special cand substratul de sub PMMA are un Z mare; si, evident, din cauza aberatiilor). In acest mod, fasciculul are un comportament pulsant: el este lasat sa cada pe proba, dupa care este deviat astfel incat sa nu mai iasa din coloana (cu un deflector electrostatic din coloana care este mai rapid decat daca s-ar fi folosit unul electromagnetic), bobinele sunt reajustate pentru a-l deflecta in urmatoarea pozitie si este din nou lasat sa cada pe proba. Aceasta metoda are insa un timp mort (in care fasciculul nu este folosit) foarte mare si din aceasta cauza este lenta.

2. A doua metoda este scanarea vectoriala liniara (line mode), prin care fasciculul este baleiat pe traiectorii drepte.

3. O a treia metoda, si mai rapida, potrivita pentru scanarea pe suprafete mari, este cea vectoriala serpuita (meander mode) care are un timp mort minim.

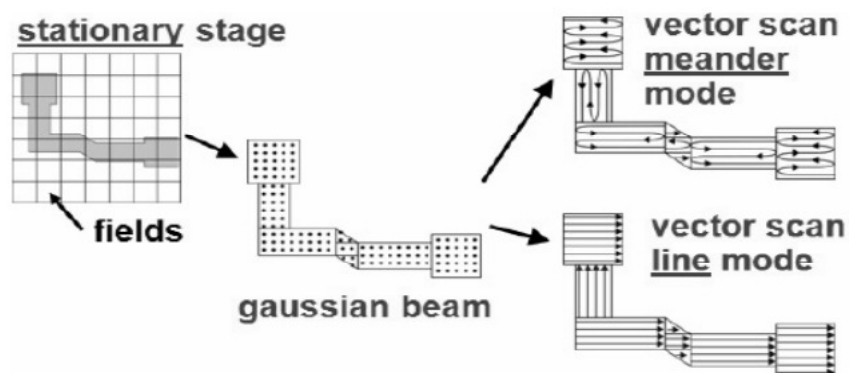


FIGURE 7.10. Impartirea probei in subcampuri, scanarea punct-cu-punct, scanarea vectoriala si scanarea vectoriala serpuita

Bibliografie:

1. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis - Joseph Goldstein
2. Handbook of charged particle optics - Jon Orloff
3. Principles of electron optics - P.W. Hawkes,
4. Electron Microscopy and Analysis - Peter Goodhew, John Humphreys, Richard Beanland
5. Scanning electron microscopy: physics of image formation and microanalysis - Ludwig Reiner
6. Image formation in low-voltage scanning electron microscopy - Ludwig Reiner
7. Transmission electron microscopy - Ludwig Reiner
8. Transmission electron microscopy and diffractometry of materials - Brent Fultz, Jones Howe
9. Biological electron microscopy: theory, techniques and troubleshooting - Michael J. Dykstra
10. Polymer microscopy - Linde C. Sawyer
11. A guide to scanning microscope observations (JEOL)
12. Cathodoluminescence microscopy of inorganic solids - B.G. Yacobi, Holt ...
13. Role of surface and bulk plasmon decay in secondary electron emission - Wolfgang Werner
14. Introduction to electron beam lithography - Bostjan Bercic
15. Handbook of silicon semiconductor metrology - Alain C. Diebold
16. Handbook of photomask manufacturing technology
17. Optica magnetica - Adrian Dafinei
18. <http://www.wikipedia.com>
19. <http://www.encourses.com/temadvice.html>
20. <http://www4.nau.edu/microanalysis/Microprobe-SEM/Signals.html>