

Azərbaycan Respublikası Milli Elmlər Akademiyası
Fizika İnstitutu

Həsənov İ.S.

Plazma və dəstə texnologiyası

Bakı- 2007

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika İnstitutu Elmi Şurasının
qərarı ilə dərc olunur.

Məsul redaktor:
F.r.e.d., prof. E.K.Hüseynov.

Ressenzent:
F.r.e.d., prof. Ə.X.Muradov.

Həsənov İlham Soltan oğlu.
Plazma və dəstə texnologiyası.
“Elm” nəşriyyatı, 2006, - 169 s.

Vəsəitdə ion və plazma mənbələrinin işinin əsasında duran fiziki proseslər, habelə onların quruluşları və funksional parametrləri nəzərdən keçirilir. İon dəstələrinin və vakuumda qalıq qazın tərkibinin kütlə analizi metodları təsvir edilir.

Sürətlənmiş ion və elektronların maddə ilə qarşılıqlı təsir mexanizmləri, nazik təbəqələrin çökdürülmə üsulları, plazma texnologiyasının əsas tətbiq sahələri xarakterizə olunur.

Kitab məzmunu və inşa edilmə səviyyəsinə görə fiziki elektronika sahəsində çalışan elmi əməkdaşlar üçün nəzərdə tutulmuşdur, habelə uyğun ixtisaslı aspirant və maqistrlərə tövsiyə edilə bilər.

İ.S.Həsənov. 2007.

Mündəricat	Səh.
Giriş.....	4
§ 1. Maddənin plazma halı.....	5
Plazmada gedən elementar proseslər.	
§ 2. Vakuunun alınması üsulları.....	14
İstilik elektron və avtoelektron emissiyası.	
§ 3. Yüklü hissəciklərin çıxartma sistemləri.....	22
Pirs topu. Mənbələrin quruluşu və parametrləri.	
§ 4. Korpuskulyar optikanın elementləri.....	30
Dəstələrin fəza yükünün təsiri. Linzalar və onların təhrifi.	
§ 5. Plazma optikası. Plazma optik sistemlər.....	41
§ 6. Yüklü hissəciklərin sürətləndiriciləri.....	59
§ 7. Elektron, ion və tunel mikroskopiyası.....	57
§ 8. İon dəstələrinin kütlə analizi.....	65
§ 9. Sürətlənmiş elektronların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.....	73
§ 10. Materialların elektron-şüa ilə işlənməsi.....	80
§ 11. Sürətlənmiş ionların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.....	88
§ 12. Materialların ion tozlandırılması.....	96
§ 13. İon tozlandırmanın tətbiqi.....	103
§ 14. İon bombardmanı vasitəsilə bərk cisimlərin elektrik xassələrinin dəyişməsi.....	110
§ 15. Dəstə metallurjiyası.....	120
§ 16. Materialların səthinin plazma işlənməsi. Plazma kimyası.....	129
§ 17. Vakuum şəraitində nazik təbəqələrin alınması.....	137
Əlavə 1.....	146
Əlavə 2.....	152
Təvsiyə olunan ədəbiyyat.....	167

Giriş

Plazma hissəciklərinin, habelə sürətləndirilmiş ion və elektron dəstələrinin bərk cismin səthi ilə qarşılıqlı təsirdən müxtəlif elmi-texniki sahələrdə geniş istifadə olunur. Yüklü hissəciklərin dəstələri ilə nüvə reaksiyaları, idarə olunan istilik nüvə sintezi sistemlərində plazmanın əlavə qızdırılması aparılır; kiçik dartma qüvvəsinə malik kosmik mühərriklərdə reaktiv hərəkət yaradılır; çətin əriyən materialların elektron-şüa buxarlanması həyata keçirilir; mikroelektronikada dəqiqlik tələb edən texnoloji əməliyyatlar aparılır. İon-plazma texnologiyası müxtəlif materialların nazik təbəqələrini almaq, səthin fiziki xassələrini modifikasiya etmək, kvant nanostrukturalarını yaratmağa imkan yaradır.

Bu vəsait elmi işçilər, «Fiziki elektronika» ixtisası üzrə təhsil alan aspirantlar və magistrantlar üçün nəzərdə tutulmuşdur.

Sürətləndirilmiş hissəciklərin kondensiv mühitlə qarşılıqlı təsir mexanizmlərini öyrənmək üçün, ilk növbədə, bunun üçün zəruri olan parametrlərə malik yüklü hissəciklər dəstəsini formalaşdırmaq lazımdır. Bu məqsədlə də vəsaitdə ion dəstələrinin alınması prinsipləri və ion və plazma mənbələrinin əsas parametrləri nəzərdən keçirilir.

İon dəstəsinin tərkibi müəyyən növ, yük və ya enerjiyə malik ionların separasiyası üçün kütlə analizatorlarının köməyi ilə analiz edilməlidir.

Səthin fiziki xassələrinin məqsədyönlü modifikasiyası üçün sürətlənmiş hissəciklərin bərk cismin hissəcikləri ilə qarşılıqlı təsirinin mümkün mexanizmlərini bilmək lazımdır. Vəsaitdə radiasiya-stimullaşdırılmış diffuziya, ionların kanallaşdırılması, xəncərvari ərimə, səthin plazma-kimyəvi aşılınması kimi hadisələr təsvir edilir.

Əlavədə, həmçinin materialın daha dərindən qavranılması üçün həlli olan çalışma və hesablamalar verilmişdir.

§1. Maddənin plazma halı.
Plazmada gedən elementar proseslər

Bütünlüklə və ya qismən ionlaşmış qaz plazma adlanır. Plazmanın hissəcikləri arasında kulon qarşılıqlı təsirinə görə onda avtomatik olaraq $n_e \cong kn_i$ kvazineytrallıq saxlanılır ki, burada da ionların yükünün əmsalı $k=1, 2, \dots$ -dir.

Plazmanı real qazdan fərqləndirən odur ki, kulon qarşılıqlı təsirində eyni vaxtda bir çox hissəciklər iştirak edir, cüt qarşılıqlı təsirlərin enerjisi isə olduqca azdır. Sonuncu səbəb üzündən, bir çox hallarda plazmanı yüklü hissəciklərin ideal qazı hesab etmək olar.

Potensialın lokal dəyişməsi zamanı plazmada fəza yükünün yenidən paylanması baş verir və sahənin həyəcanlanması ekranlaşır. Sahənin ekranlaşmasının miqyasını qiymətləndirək.

Fərz edək ki, plazmaya q yükü yerləşdirilib. Yükün ətrafındakı potensial Puasson tənliyinə cavab verəcək ki,

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -\frac{\rho(r)}{\epsilon_0} \quad (1)$$

burada da $\rho = e(n_+ - n_-)$. Hissəciklərin orta konsentrasiyasını n_0 bərabər, ionları isə bir dəfə yüklənmiş hesab edəcəyik.

Plazmanın hissəciklərinin istilik hərəkətinə görə, onların bizim yükün yaxınlığında paylanması Boltsman qanununa tabe olacaq.

$$n_+ = ne^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad n_- = ne^{\frac{e\varphi}{kT}}. \quad (2)$$

Beləliklə,

$$\rho = en \left(e^{-\frac{e\varphi}{kT}} - e^{\frac{e\varphi}{kT}} \right). \quad (3)$$

Sahə $e\varphi/kT \ll 1$ zəif olarsa, kompensasiya olunmamış yük üçün

$$\rho = -\frac{2e^2 n \varphi}{kT} \quad (4)$$

ifadəsini alarıq.

(1) bərabərliyi

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{2e^2 n}{\varepsilon_0 kT} \varphi = 0 \quad (5)$$

şəklini alacaq.

Bu bərabərliyin həlli $r \rightarrow \infty$ olduqda, $\varphi \rightarrow 0$ şərti əsasında aşağıdakıdır

$$\varphi = \frac{A}{r} e^{-\frac{r}{\lambda}}, \quad (6)$$

burada A – sabitdir və

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{2e^2 n}} \quad (7)$$

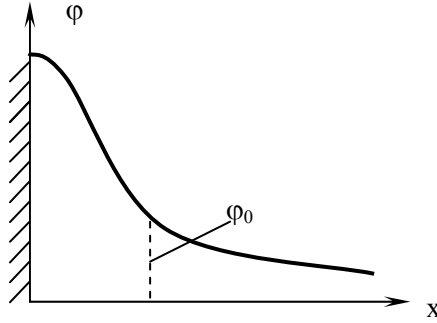
ekranlaşdırmanın Debay radiusu adlanır. Bu vahid potensialın e dəfə azaldığı nümunə yükündən olan məsafəni göstərir. Debay radiusu sahənin plazmaya daxil olma dərinliyini xarakterizə edir; hissəciklərin istilik hərəkəti elektrik sahəsinin ekranlaşmasına maneçilik törədir.

İonların plazma mənbələrinin konstrukturlaşması zamanı mənbələrin hər bir növündə alınan ionların cərəyanının maksimum mümkünlüyünü bilmək lazımdır. Plazma mənbəyinin çıxış dəliyinə daxil olan ionların cərəyan sıxlığını

$$j = en_i v_i, \quad (8)$$

düsturu ilə hesablamaq olar ki, burada n_i – ionların konsentrasiyası, v_i – onların istilik sürətidir. Qeyd edək ki, aşağı temperaturlu plazmada komponentlərin temperaturları bir-birindən fərqlənir və $T_i \ll T_e$.

Lakin təcrübənin göstərdiyi kimi, ion cərəyanı (8) düsturu ilə hesablanmış cərəyandan yüksək olur. Bu elektronların istilik hərəkətinə görə nümunə yükünün potensialı (və ya kameranın divarının) bütövlükdə ekranlaşmaması ilə bağlıdır (şək. 1).



Şək.1. Plazmada nümunə yükünün yaxınlığında potensialın paylanması

φ_0 - qalıq potensialı ionların divara tərəf sürətlənməsini və ion cərəyanının müvafiq artmasını müəyyən edir. Bu potensial elektronların $e\varphi_0 \cong kT_e$ temperaturu ilə bağlıdır, yəni mənfi potensiala malik elektroda tərəf hərəkət edən ionların sürəti plazmanın elektronlarının temperaturu ilə müəyyən olunur. İon cərəyanının sıxlığı üçün dəqiq hesablama

$$j_i = 0,4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}, \quad (9)$$

ifadəsini verir ki, bu da Bom düsturu adlanır.

Plazmanın həcmində və onu məhdurlaşdıran divarlarda plazmanın parametrlərini müəyyən edən müxtəlif elementar proseslər baş verir: molekulların dissosiasiyası, atom və molekulların həyəcanlanması və ionlaşması, yüklü hissəciklərin rekombinasiyası və s. Proseslərin miqdarı xarakteristikası üçün δ effektiv kəsilişi anlayışı daxil edilir.

Məsələn, v sürəti və eninə vahid sahəyə malik elektron dəstəsi n_a konsentrasiyalı qazda paylanır. Atomlarla toqquşma nəticəsində dəstədən çıxan elektronların sayı

$$\frac{dn_e}{dt} = -\delta n_e n_a v \quad (10)$$

ifadəsi ilə müəyyən olunur.

$vdt = dx$ dəyişməsinə edərək

$$\frac{dn_e}{n_e} = -\delta n_a dx \quad (11)$$

ifadəsini alırıq.

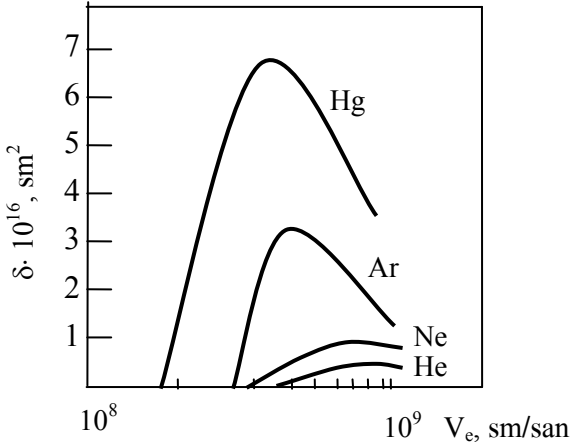
Buradan elektronların sərbəst qaçmasının orta uzunluğu üçün

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\delta n_a} \quad (12)$$

ifadəsi alınır.

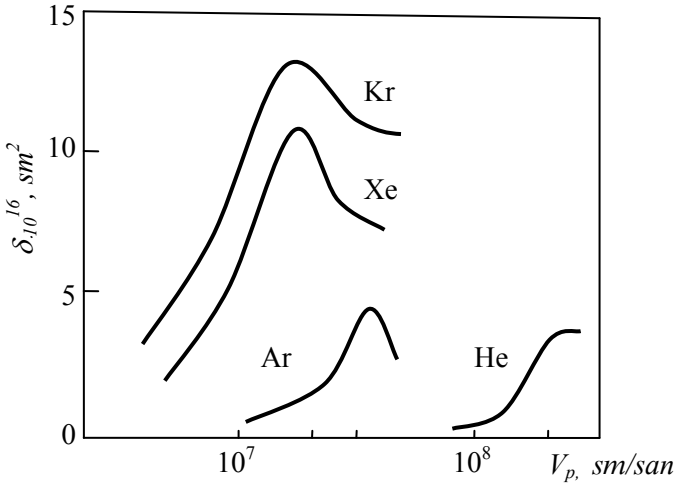
$\delta = \frac{1}{\bar{\lambda} n_a}$ kəmiyyəti prosesin effektiv kəsilişi adlanır. Onun sahə

ölçüsü və toqquşmaların hər bir növü üçün səpələyici mərkəzin sahə mənası var. Effektiv kəsiliş kəmiyyəti toqquşan hissəciklərin nisbi sürətindən asılıdır. Şək. 2-də bəzi elementlər üçün elektron zərbəsi ilə ionlaşmanın effektiv kəsilişinin asılılıqları verilmişdir. Əyrilərin maksimumuna 50–100 eV diapazonunda elektronların enerjisi müvafiq gəlir.



Şək. 2. Qazın ionlaşmasının en kəsilişinin elektronların sürətindən asılılığı

İonlar qazdan keçərkən çevik ion və atom arasında elektron mübadiləsi də baş verə bilər ki, bunun nəticəsində çevik atom və yavaşlayan ion yaranır: (yenidən yüklənmə): $A^+ + B = A + B^+$. Bu prosedən çevik neytral atomlar dəstəsinin alınmasında istifadə etmək olar. Yenidən yüklənmənin xüsusilə böyük en kəsilişi ionların öz qazında (rezonans yenidən yüklənmə) hərəkəti zamanı müşahidə olunur. Şək. 3-də bəzi elementlərin atomlarında protonların yenidən yüklənməsinin effektiv kəsilişi göstərilmişdir.



Şək.3. Yenidən yüklənmənin kəsilişinin protonların sürətindən asılılığı.

Plazmada yüklü hissəciklərin əmələ gəlmə prosesindən əlavə əks proseslər də gedir: yüklərin həcmi rekombinasiyası və onların sərhəd səthlərdə neytrallaşması. Kvazineytral plazmada 1 sm^2 -də rekombinasiya aktlarının sayı 1 san ərzində

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2, \quad (13)$$

Burada α - temperaturun funksiyası olan həcmi rekombinasiyanın əmsəlidir.

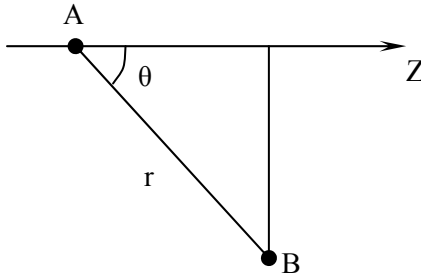
Atomların həcmi rekombinasiyası yalnız böyük təzyiqlərdə əhəmiyyətə malikdir, aşağı təzyiqli boşalma şəraitində isə rekombinasiya əsas etibarilə cihazın divarlarında gedir. R radiuslu boşalma borusunun divarlarında onun uzunluğunun 1 sm-də 1 san ərzində neytrallaşan ionların sayı

$$v_{cm} \cong n_e \sqrt{\frac{kT_e}{M}} 2\pi R \quad (14)$$

bərabərdir. Burada $\sqrt{\frac{kT_e}{M}}$ - plazma və təbəqənin sərhəddindən keçən ionların sürətidir.

Plazmanın hissəcikləri arasında kulon qarşılıqlı təsiri onda baş verən bir sıra proseslərini müəyyən edir: elektrik keçiriciliyi, istilik keçiriciliyi, diffuziya və c. Kulon toqquşmalarının effektiv kəsilişi üçün ifadə alaıq.

Fərz edək ki, A hissəciyi müəyyən məsafədə B hissəciyinin yanından keçməklə Z oxu istiqamətində uçur (şək.4).



Şək.4. Hissəciyin səpələyici mərkəz vasitəsilə meyillənməsi.

Elə böyük r_0 məsafələrini nəzərdən keçirək ki, hissəciklərin eninə səpilməsini nəzərə almamaq mümkün olsun. Bu zaman A hissəciyinin aldığı eninə impulsu aşağıdakı qayda ilə hesablamaq olar

$$\Delta P_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = \int_{-\infty}^{\infty} F_r \sin \theta dt ,$$

$$\text{burada } F_r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

$$r = \frac{r_0}{\sin \theta} \quad \text{və} \quad dt = \frac{dz}{v} = -\frac{r_0 d\theta}{v \sin^2 \theta}$$

dəyişikliklərini edərək

$$\Delta P = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 v} \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 r_0 v}.$$

alırıq.

Sıxlığı n olan plazmada 1 sm-lik məsafədə yükünün impulsunun $(\overline{\Delta P})^2$ orta kvadrat dəyişməsinə tapıq. r_0 radiusu və dr_0 qalınlığına malik silindrik qatda sərbəlayici mərkəzlərin sayı $dn = 2\pi n r_0 dr_0$ olacaq. Onda

$$\overline{d(\Delta P)^2} = \left(\frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 r_0 v} \right)^2 dn = \frac{e^4 n}{2\pi\epsilon_0^2 v^2} \frac{dr_0}{r_0}.$$

Bu ifadəni r_0 üzrə r_{\min} -dan r_{\max} - a inteqral etsək,

$$\overline{(\Delta P)^2} = \frac{e^4 n}{2\pi\epsilon_0^2 v^2} \ln \Lambda \quad (15)$$

alırıq ki, burada da $\Lambda = r_{\max}/r_{\min}$.

İonlaşdırılmış qaz üçün yükün sərbəstqaçma uzunluğu anlayışını impuls dəyişməsinin impulsun özünün tərtibində $\lambda(\Delta P)^2 \approx P^2$ olduğu məsafə kimi müəyyən etmək olar. Bu anlayışdan

$$\lambda = \frac{2\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}{e^4 n \ln \Lambda} \quad (16)$$

alınır.

Kulon toqquşmalarının effektiv kəsilişi

$$\delta = \frac{1}{\lambda n} = \frac{e^4 \ln \Lambda}{2\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}$$

şəklində olacaq. r_{\max} ekranlaşdırmanın Debay radiusuna, r_{\min} yüklərin ən böyük yaxınlaşmasının məsafəsinə

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 W} \text{ bərabər götürsək, onda}$$

$$\Lambda = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{2e^2 n} \right)^{1/2} \frac{4\pi\epsilon_0 W}{e^2}.$$

Yüklərin maksvell paylanması zamanı $W = \frac{3}{2} kT$.

Hesablamalar göstərir ki, praktiki cəhətdən maraq kəsb edən hallar üçün $\ln \Lambda$ kəmiyyəti 20-yə yaxındır. O zaman (16) formulunda yerinə qoyaraq

$$\delta = \frac{2,5e^4}{\pi\epsilon_0^2 W^2} \quad (18)$$

alırıq.

Beləliklə, hissəciklərin ayrılması üçün hissəciklərin zəif, lakin tez-tez baş verən təkanları əhəmiyyətlidir.

Müxtəlif qeyri-bircinsli plazmalı qurğularda mühüm rolunu qeyri-bircinsli parametrlərin bərabərləşməsinə gətirib çıxaran hissəciklərin ayrılma prosesi oynaya bilər. Bu diffuziya prosesləri maqnit sahəsində yerləşən plazma üçün xüsusilə əhəmiyyətlidir.

Fərz edək ki, plazmada Z oxu boyunca konsentrasiya qradienti vardır. Bu zaman hissəciklərin toqquşma nəticəsində yekunlaşdırıcı axını

$$J = -\nu(\Delta\epsilon)^2 \frac{dn}{dz} \quad (19)$$

şəklində olacaq. Burada $D = \nu(\Delta\epsilon)^2$ vurunu diffuziya əmsalıdır. O, hissəciyin 1 saniyə ərzində orta kvadratik yerdəyişməsinə bərabərdir.

Maqnit sahəsində hər toqquşma maqnit sahəsinə perpendikulyar olan istiqamətdə (sıfırdan Larmor dairəsinin diametrinə qədər) yerdəyişməyə gətirib çıxarır. Dəqiq hesablama göstərir ki, maqnit sahəsinin eninə olan diffuziya əmsalı

$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + \omega_n^2 \tau^2} \quad (20)$$

bərabərdir. Burada $D_0 = \frac{\lambda v}{3}$ – neytral qaz üçün diffuziya əmsalı, λ – hissəciklərin sərbəstqaçma uzunluğudur. Praktikada maqnit kəmiyyətləri kifayət qədər böyükdür və elektronlar üçün $\omega_n^2 \tau^2 \gg 1$. Bu halda diffuziya əmsalı $1/B^2$ -yə mütənasib olmalıdır. Çox vaxt təcrübələrdə elektronların diffuziyası (20) formulunda göstərilidiyindən daha sürətlə gedir. Bu plazmada elektrik sahəsinin fluktasiyaları ilə bağlıdır və diffuziyanın müvafiq əmsalı $1/B$ -ə mütənasibdir.

Bir qayda olaraq, hissəciklərin diffuziyası sərbəst getmir. Yüngül elektronlar ionları qabaqlayır və ionları elektronların ardınca sürükləyən polyarlaşmış elektrik sahəsi yaranır. Belə müştərək plazma komponentlərinin diffuziyası ambipolyar diffuziya əmsalı ilə təsvir edilir

$$D_{am\delta} = \frac{\mu_e D_{0i} + \mu_i D_{0e}}{\mu_e + \mu_i}, \quad (21)$$

burada μ_e , μ_i – elektrik sahəsində elektronların və ionların hərəkətliyidir.

Kollektiv qarşılıqlı təsirlər üzündən plazmanı böyük miqdarda rəqsi sərbəstlik dərəcələri fərqləndirir. Halların əksəriyyətində plazma qurğusunun hər hansı bir məsələnin həll olunmasında tətbiqliyini rəqslər müəyyən edir.

Kvazineytrallığın özünün pozulması yaranan elektrik sahəsinin kvazielastiklik qüvvəsi rolunu oynaması plazmada fəza yükünün rəqsinə səbəb ola bilər.

Rəqslərin tezliyini xətti tənliklər sistemindən tapmaq olar:

$$\begin{aligned} \text{Puasson} \quad \operatorname{div} \vec{E} &= -\frac{en}{\varepsilon_0} \\ \text{Hərəkət} \quad \frac{d\vec{v}}{dt} &= -\frac{e}{m} \vec{E} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\text{Kəsilməzlik} \quad \frac{dn}{dt} + n_0 \operatorname{div} \vec{V} = 0$$

Sonuncu tənliyi differensiallaşdırıb və yerdəyişmələri edərək

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} n = 0 \quad (23)$$

alırıq. Buradan rəqslərin tezliyi üçün Lenqmür tezliyi adlanan ifadə alınır

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (24)$$

(24) düsturuna görə, rəqslərin tezliyi plazmanın sıxlığının böyüməsilə artır. Bu onunla bağlıdır ki, plazmanın konsentasiyasının artması ilə kvazielastiklik qüvvəsinin kəmiyyəti də artır.

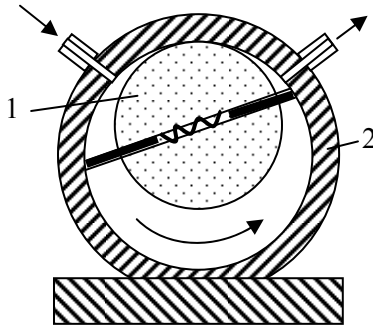
§2. Vakuumin alınması üsulları. İstilik elektron və avtoelektron emissiyası.

Vakuüm sorucularının müxtəlifliyi onların müxtəlif fiziki prinsiplərlə işləməsi ilə bağlıdır. Ümumilikdə sorucuların təsnifatını onların işləyə biləcəyi ilkin təzyiq əsasında aparmaq olar:

- 1) atmosfer təzyiqindən işləyən forvakuüm sorucuları;
- 2) ilkin boşalmadan sonra işləyən sorucular (bir qayda olaraq, $P=10^{-2}$ c. s. mm-dən).

Forvakuum sorucularının iş prinsipini kəsilişi şəkl.1-də göstərilmiş lövhəşəkilli rotor sorucusunun misalında nəzərdən keçirək.

Silindrik rotorun oxu (1) statorun oxuna (2) nisbətən elə eksentrik yerləşib ki, onların kəsişmə nöqtəsi var. Rotorun korpusunda statorun korpusuna yay vasitəsilə sıxılan iki lövhə yerləşir. Rotor fırlanarkən mütəmadi olaraq sorulma və qaz buraxılması baş verir. Lövhəşəkilli sorucuların sürtülən səthləri yaxşı işlənməli və vakuum yağı ilə daima yağlanmalıdır.



Şək. 1. Forvakuum sorucusunun sxemi.

Yüksək vakuum almaq üçün nəzərdə tutulmuş diffuziya sorucularının işi sorulan qazın molekullarına impulsun ötürülməsinə əsaslanır. İmpuls işçi buxar axınının ağır molekulları tərəfindən verilir, sorulan qazın molekulları isə buxara diffuziya nəticəsində daxil olur.

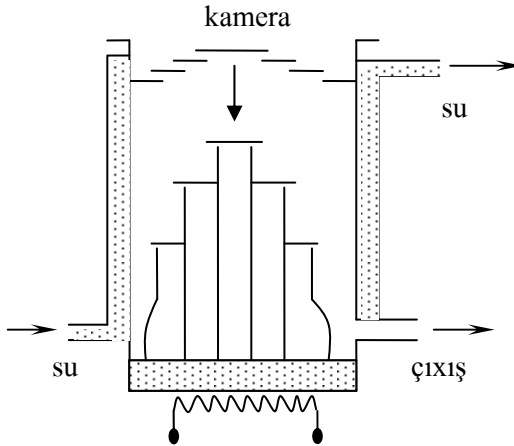
Şək. 2-də metal buxar-yağ sorucusunun sxemi göstərilmişdir. Burada bir buxarlayıcı var və buxar çətir tipli ucluqlara ayrı-ayrı buxar ötürücüləri ilə qalxır. Buxar ötürücülərinin belə quruluşu maye fazasında yağın avtomatik disstilləsini təmin edir.

Korpusun divarlarında kondensatlaşmış yağ ümumi buxarlandırıcıya tökülür. Daha yüksək temperaturda qaynayan ağır fraksiyalar buxarlayıcının mərkəzinə çatırlar və ən yüksək ucluq üçün buxar axını yaradırlar. Yağın buxarlarının sorulan tutuma düşməsinin qarşısını almaq üçün sorucunun yuxarı hissəsində yağlı əks edən

soyudulan qalxancıqlar quraşdırırlar. Müasir buxar-yağ sorucuları $10^{-3} - 10^{-7}$ c. s. mm diapazonunda işləyirlər.

Molekulyar və turbomolekulyar sorucularda sourma qaz molekullarına impulsun ötürülməsi nəticəsində də baş verir. Lakin diffuziya sorucularından fərqli olaraq, burada impuls sorucusunun böyük sürətlə fırlanan detallarından ötürülür.

Bu sorucularda rotorun sərbəst asılması tətbiq olunur və buna görə də son vakuumu məhdudlaşdıran yağlamadan istifadə etməyə ehtiyac qalmır. Disk rotorunun podşipnikləri yoxdur, lakin o müəyyən hündürlükdə maqnit asma sistemi ilə saxlanılır və fırlanan maqnit sahəsi ilə hərəkətə gətirilir. Rotorun sürəti dəqiqədə on minlərlə dövrəyə çata bilər. Sistemin divarları 400°S -yə qədər qızdıqda son vakuumu 10^{-11} c. s. mm-ə qədər azaltmaq olar.



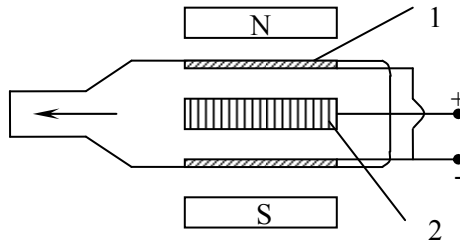
Şək. 2. Diffuziya sorucusunun sxemi.

Kameradan qaz molekullara yalnız impuls ötürülməsi vasitəsilə xaric edilmir. Molekulların (və ya atomların) ionlaşmasından sonra onları elektrik sahəsi vasitəsilə xaric etmək olar. Həm də molekulları atmosfərə buraxmaq vacib deyil, onlar kamerada hər hansı üsulla birləşmiş halda qala bilər.

İon-sorbsiya sorucularında qaz buxarlanan uducular tərəfindən saxlanılır. Adətən bu məqsədlə titandan istifadə olunur. Kolbada közərən katod, torlu (silindrik) anod və bir neçə buxarlandırıcısı olur. Buxarlandırıcıların arasıkəsilməz işi zamanı üzərinə düşən sorulan qazın molekullarını udma qabiliyyətinə malik olan təzə titan qatı

saxlanılır. Anod və katod arasında bir neçə yüz volt olan potensiallar fərqi verilir. Onda anod-katod sahəsində əmələ gələn ionlar divarlara tərəf istiqamətlənəcək və titan təbəqəsi tərəfindən udulacaq. Belə sorucular üçün ilkin seyrəltmə 10^{-4} c. s. mm - dən çox olmamaqla, son təzyiq 10^{-10} c. s. mm - ə çatır.

Elektrik boşalma maqnit sorucularında (şək. 3) boşalma həm qazların birləşdirilməsinin effektivliyinin artırılması, həm də titan buxarlandırıcısını tozlandırmaq üçün istifadə olunur. Kameranın daxilində katod funksiyasını yerinə yetirən iki titan lövhəcik (1) və dəlikli quruluşu olan anod (2) yerləşdirilib.



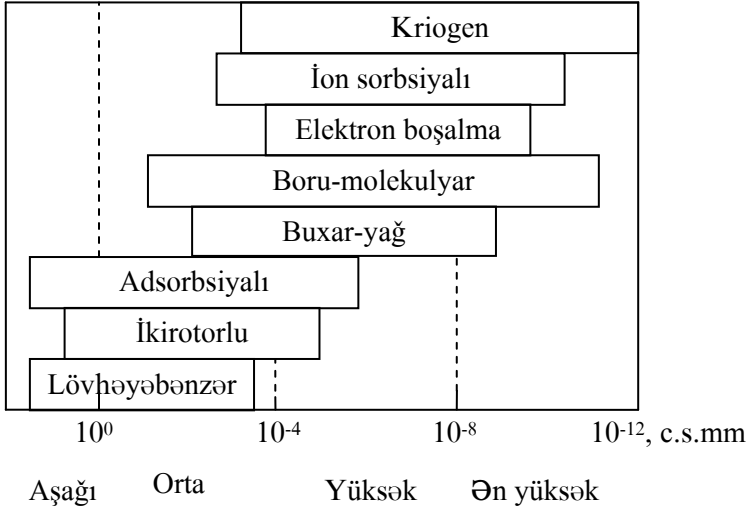
Şək.3. Elektrik boşalma sorucusunun sxemi

Anod və katod arasına bir neçə kilovoltlu gərginlik verilir, bütün sistem gərginliyi 1 kE olan daimi maqnit sahəsinə yerləşdirilir. İlkin seyrəldilmə $5 \cdot 10^{-3}$ c. s. mm-ə çatdıqda sorucu işə salınır. Boşalmanı alovlandırdıqda soyuq katodlar müsbət ionlar tərəfindən bombardman edilir ki, bu da titanın anodun inkişaf etmiş səthinə və sorucunun divarına tozlanmasına səbəb olur. Elektronlar boşalmada rəqsi hərəkət edərək həm qaz molekullarını, həm də tozlanmış titanın atomlarını ionlaşdırırlar. Titan qatlarında ionların birləşdirilməsi kiçik kimyəvi aktivliyə malik olduqlarından titanda xemosorbsiya etməyən inert qazların sorulmasında xüsusilə vacibdir. İnert qazlarının sorulma sürəti havanın sorulma sürətinin 10%-dən çox deyil ki, bu da bəzi sorucuların markalarında on minlərlə l/san çatır.

Kriogen sorucularının işi sorulan maddələrin buxarının tarazlıq elastikliyi sistemdə tələb olunan təzyiqdən dəfələrlə kiçik olan çox aşağı temperatura qədər soyudulmuş qazların və buxarların bərk cisimlərin səthində kondensasiyasına əsaslanıb. İşçi maddə qismində

maye hidrogen ($T=20,4$ K) və ya maye helium ($T=4,2$ K) istifadə olunur. Bu sorucularda ilkin seyrəkləndirmə 10^{-6} c.s.mm təşkil edir.

Vakuum sorucularının əsas tiplərinin işçi təzyiqlərinin diapazonu şəx. 4-də loqarifim miqyasda göstərilmişdir.



Şəx 4. Müxtəlif sorucuların iş sahələri

İstilik elektron və avtoelektron emissiyası.

Yüklü hissəciklər seli vasitəsilə materialların səthinin məqsədyönlü dəyişdirilməsi üçün, ilk növbədə, bu məsələ üçün zəruri olan parametrlərə malik dəstələr əldə etmək lazımdır. Elektron dəstələrinin alınmasında istifadə olunan əsas fiziki hadisələri nəzərdən keçirək.

İstilik elektron emissiyası.

Çətin əriyən metalların yüksək temperatura qədər qızdırılmasında keçiricilik elektronlarının bir hissəsi metalın səthindən çıxır. Belə elektron cərəyanının sıxlığını hesablayaq.

Elektronlar metalda hündürlüyü E_B olan potensial çuxurun içində yerləşir və Fermi paylanma funksiyasına tabedir. Elektronun

metali tərək etməsi üçün onun sürəti $\sqrt{\frac{2E_B}{m}}$ kəmiyyətindən çox olmalı və perpendikulyar olaraq səthə tərəf istiqamətlənməlidir.

Fərz edək ki, X oxu metalın səthinə perpendikulyardır. O zaman səthin vahid sahəsini 1 saniyəyə keçmiş, sürətləri $dv_x dv_y dv_z$ diapazonunda olan elektronların sayı

$$dn = \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_x}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z \quad (1)$$

bərabər olacaq, məxrəcdə eksponent vahiddən böyükdür. Hissəciklərin ümumi sayını inteqrallaşdırma ilə tapaq, v_x üçün inteqrallaşdırmanın aşağı həddi $\sqrt{\frac{2E_B}{m}}$ - ə bərabər olacaq.

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_B}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{\frac{E_F}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (2)$$

Enerjini sürətin komponentləri ilə ifadə etmək olar

$$E = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2}.$$

Onda (2) ifadəsi aşağıdakı şəkli alacaq

$$N = \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{E_F}{kT}} \int_{v_B}^{\infty} v_x e^{\frac{-mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-mv_z^2}{2kT}} dv_z \quad (3)$$

Birinci inteqral $\frac{kT}{m} e^{\frac{E_B}{kT}}$, hər növbəti inteqral isə $-\sqrt{2\pi kT/m}$

bərabər olacaq. Cərəyanının sıxlığı $j=eN$ üçün

$$j = \frac{4\pi k^2 em}{h^3} T^2 e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (4)$$

alırıq. Burada $A=E_B-E_f$ - elektronların çıxış işidir.

Riçardson–Deşman düsturu

$$j = 1,2 \cdot 10^6 T^2 e^{-\frac{A}{kT}}, (A/m^2).$$

şəklini alır.

Şottki effekti və avtoelektron emissiyası.

Közərən katodlu vakuum diodunda anod gərginliyi verilərkən elektron cərəyanı (4) düsturu üzrə hesablanmış cərəyandan çox olur. Bu onunla bağlıdır ki, xarici elektrik sahəsi elektronların katoddan qoparılmasına kömək edir. Cərəyanın əlavə artımının kəmiyyətini hesablayaq.

Elektrostatikadan məlum olduğu kimi, metaldan qopmuş elektrona güzgü əksi qüvvəsi təsir edir

$$F_g = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{(2x)^2}, \quad (5)$$

burada x – elektronun səthdə qədər məsafəsidir. Bu qüvvəyə müvafiq olan potensial enerji

$$W_g = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2x} \quad (6)$$

bərabərdir.

Şək. 5-də katodun səthi yaxınlığında qüvvənin və elektronun potensial enerjisinin paylanması göstərilib. Bircinsli xarici sahə potensialın xətti paylanmasına təsir göstərir. x_k nöqtəsində xarici qüvvə güzgü əksi qüvvəsini kompensasiya edir.

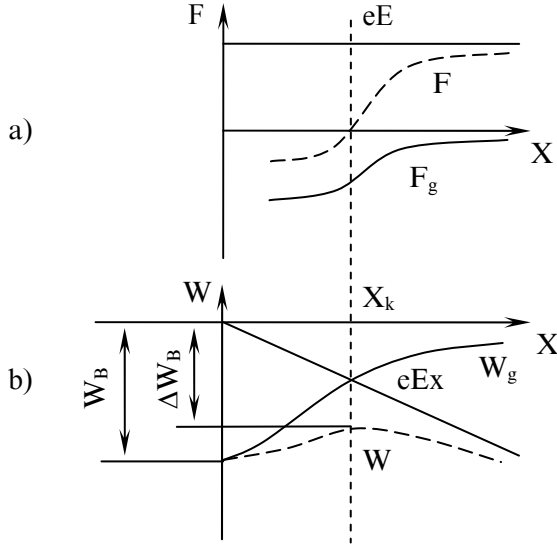
$$eE = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_k^2} \quad (7)$$

$$x_k = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (8)$$

x_k nöqtəsində ΔW_B potensial çəpərinin azalması potensial enerjinin eEx_k və ya W_z iki dəfə artımının qiymətinə bərabərdir

$$\Delta W_B = -2eE \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} = -\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \cdot \sqrt{E}. \quad (9)$$

Xarici elektrik sahəsində potensial çəpər hündürlüyünün azalması hesabına cərəyanın sıxlığının artması Şottki düsturu ilə



Şək. 5. Katodun səthi yaxınlığında elektrona təsir edən qüvvənin (a) və onun potensial enerjisinin (b) paylanması.

ifadə olunur

$$j_E = j_0 e^{\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} \frac{\sqrt{E}}{kT}} = j_0 e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}} \quad (10)$$

burada j_0 - Riçardson-Deşman cərəyanının sıxlığıdır. Sahə böyük gərginliyə malik olduqda elektron cərəyanı (10) düsturunda göstərilidiyindən artıq olur. Məsələ ondadır ki, xarici sahə nəinki

elektronlar üçün potensial maneənin hündürlüyünü azaldır, həm də bu çəpərin enini azaldır. Bu halda elektronların çəpərdən keçmə ehtimalı artır (tunel effekti). Sahənin gərginliyi yüksək olduqda elektronlar soyuq katoddan qopur. Bu hadisə avtoelektron emissiya hadisəsi adlanır.

Fauler-Nordgeym nəzəriyyəsinə uyğun olaraq, avtoelektron emissiyası zamanı cərəyanın sıxlığı düstürunda E sahəsinin gərginliyi Riçardson-Deşman düstürunda T temperaturunun oynadığı rolu oynayır.

$$j_{avt} = aE^2 e^{\frac{b}{E}} \quad (11)$$

Hesablamalar göstərir ki, soyuq emissiyası üçün $2 \div 5 \cdot 10^7$ V/sm tərtibdə elektrik sahəsinin qiyməti zəruridir.

§3. Yüklü hissəciklərin çıxarılma sistemləri. Pirs topu. Mənbələrin quruluşu və parametrləri.

Yüklü hissəciklərin emitterindən (plazma və ya bərk cisimli) zəruri polyarlığa malik hissəciklərin seçilməsini müxtəlif üsullarla həyata keçirmək olar.

Qarşısında d məsafəsində müstəvi anod (vakuum diodu) yerləşdirilmiş qeyri-məhdud emissiya qabiliyyətinə malik olan müstəvi katodu nəzərdən keçirək. Anoda U_a gərginliyi verildikdə elektronlar arasında potensialın paylanması və elektronların cərəyanının sıxlığının gərginlikdən asılılığını təyin edək.

Elektrodlar arasındakı potensial Puasson tənliyinə tabe olur

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad (1)$$

sərhəd şərtlərində: $x=0$, $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ $u=0$; $x=d$, $U=U_a$.

Elektronların fəza yükünün sıxlığını

$$j_e = -\rho_e \sqrt{\frac{2e}{m} U} \quad (2)$$

asılılığından alaq.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 = 2 \frac{\partial U}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$$

tənasübündən istifadə edək. Onda (1) tənliyi

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 = \frac{2j_e}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \sqrt{U}}} \cdot \frac{\partial U}{\partial x}$$

şəklinə düşəcək. Birinci inteqrallaşmadan sonra sahə üçün

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\sqrt{\frac{4j_e}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}}} U^{1/4}}{\sqrt{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}}} \quad (3)$$

ifadəsini alarıq.

İkinci inteqrallaşdırmadan sonra - potensialın paylanması

$$U = \left(\frac{9}{4\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \right)^{2/3} j_e^{2/3} x^{4/3}. \quad (4)$$

Sonuncu tənlikdən fəza yükü ilə hüdudlanmış cərəyan sıxlığı üçün ifadə – Çayld-Lenqmür qanununu alacağıq.

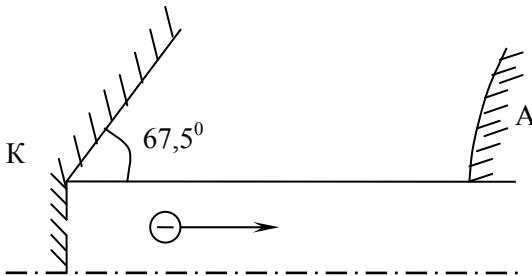
$$j_e = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2}. \quad (5)$$

Qanunun çıxarışında fərz etmişdik ki, katodda elektronların sürəti və elektrik sahəsi sıfıra bərabərdir. Əslində, elektronlar sürətlər üzrə səpələməyə malikdirlər və katod yaxınlığında potensial minimumu mövcuddur ki, bu da emissiyanın cərəyanını məhdudlaşdırır.

Yuxarıda qeyri-məhdud ölçülü elektrodlar olduqda birölçülü məsələ həll edilirdi. Praktikada katodlar kiçik ölçülü olurlar və həmçinin elektron dəstəsi də müəyyən eninə ölçüyə malik olur. Bu halda dəstənin fəza yükü dəstə yayıldıqca mütləq onun genişlənməsinə gətirib çıxaracaq. Əgər elektrodların formasını dəyişsək, potensialın elə paylanmasını almaq olar ki, dəstənin sərhəddində sahə həmişə sıfıra bərabər olsun. Pirs tərəfindən göstəriləni kimi, bunun üçün dəstə və katodun sərbəst hissəsi arasında olan bucaq $67,5^{\circ}$ -yə bərabər olmalıdır (şək. 6).

Praktikada çox vaxt üçelektrodlu sistem (məsələn, kineskoplarda) istifadə olunur. Mənfi tor katodun yaxınlığında yerləşir. Torun potensialını dəyişərək, emissiyanın cərəyanını və dəstənin formasını tənzimləmək olar.

Elektronların bərk cisimli emitterləri qismində, volframdan başqa çıxış işini azaltmaq məqsədilə müxtəlif birləşmələrdən



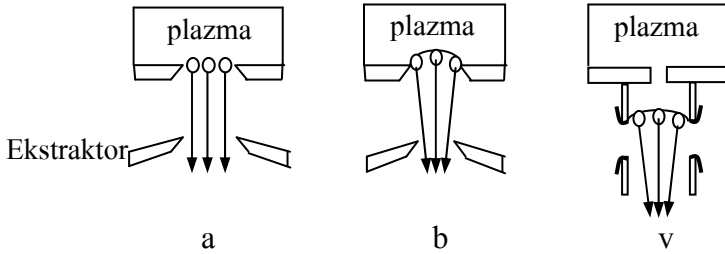
Şək. 6. Müstəvi diodda Pirs sistemi.

istifadə edirlər. Bu toriumlu volfram, lantanın geksaboridi, oksidli katodlar (nikel əsasında barium, stronsium və kalsium oksidləridir), volfram əsaslı bariumdur. Lantanın geksaboridindən hazırlanmış katodlar $T=2000\text{ K}$ temperaturunda daha yüksək cərəyan sıxlığı verirlər $\sim 20\text{ A/sm}^2$, ən aşağı iş temperaturuna oksidli katodlar malikdir – $T=1050\text{ K}$.

Plazma emitterinin səthindən yüklü hissəciklər seçilərkən nəzərə almaq lazımdır ki, sərhəddin vəziyyəti qeydə alınmayıb və əlavə edilmiş gərginlikdən asılı olaraq, emitter öz forma və ölçüsünü dəyişə bilər.

İonların mənbədən çıxarılması üçün boşalma kamerasının divarında ya dəlik ya da uzun dar yarıq açılır, üzbuüz isə ona çıxarılma gərginliyi verilən diafraqma yerləşir. Bu halda plazmanın sərhəddinin forması ilə bağlı ionları çıxarılmasının üç üsulu mümkündür (şək. 7).

Əgər plazmanın sərhəddinin müstəvi olması üçün kifayət qədər elektrik sahəsi varsa (şək. 7,a), onda dəstə paralel olacaq.



Şək. 7. İonların çıxarılmasının üç üsulu.

Bununla belə, çıxarılan cərəyan Lenqmür (5) qanununa tabedir, lakin cərəyan fəza yükü ilə hüdudlanmır. Plazmanın sərhədi yaxınlığında minimum (və ya maksimum) potensial yarana bilməz, belə ki, əks işarəli yüklər bu potensial maneəni dəf edir. Bundan əlavə, çıxarılan cərəyan həmişə doymuş cərəyan olacaq, belə ki, plazmadan dəliyə tərəf axan ion cərəyanı Bom düsturu ilə təyin olunur. Bu halda Lenqmür qanunu dəstənin cərəyanı, ekstraktorun gərginliyi və elektrodlar arası məsafə arasında nisbəti müəyyən edir.

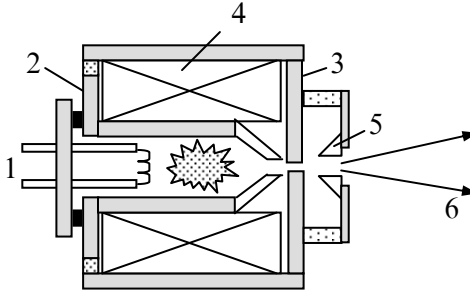
Əgər ekstraktorun gərginliyi kifayət qədər böyükdürsə, onda plazmanın sərhəddi kameranın daxilinə doğru meyillənə bilər və bu

zaman emissiyanın sahəsi dəliyin sahəsindən böyük olacaq (şək. 7,b). Bu halda fokuslanan dəstə formalaşır.

Əgər ekstraktorun gərginliyi azdırsa, bu halda plazma kameranın xaricinə daxil olur və xüsusi boşluğu doldurur. (şək. 7,v). Bu halda genişləndiricidə plazmanın konsentrasiyası kameradakından azdır. Ona görə də daxil olan plazmanın sərhəddindən gərginliyi kiçik olan çıxarılmalarda böyük cərəyanlar ayırmaq olar.

Qeyd olunduğu kimi, ion mənbələri iş prinsipi və parametrləri ilə fərqlənirlər. Ən intensiv mənbələrdən biri boşalma plazmasının ikiqat sıxılması ilə cihaz olan duoplazmatrondur (şək. 8).

Boşalma katod 1 ilə aralıq elektrod 2 arasında alovlandırılır, sonra anoda 3 ötürülür. Plazmanın birinci sıxılması boşalma kamerasının daralması, ikinci sıxılması isə güclü qeyri-bircinsli



Şək.8. Duoplazmatronun sxemi:

1-katod; 2-aralıq elektrod; 3-anod;

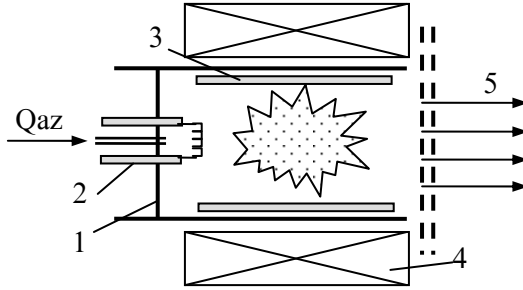
4-mağnit sarğısı; 5-ekstraktor; 6-ion dəstəsi.

mağnit sahəsi hesabına baş verir. Mağnit sahəsi sarğı 4 vasitəsilə yaradılır, 2 və 3 elektrodları mağnit keçiricilik funksiyasını yerinə yetirirlər və maksimal sahə bu elektrodlar arasında yerləşir. Çıxarılma gərginlik ekstraktora 5 ötürülür.

Stasionar recimdə duoplazmatronun çıxış dəliyində hidrogen ionlarının cərəyanının sıxlığı 200 A/sm^2 çadır.

Mikroelektronikada aparılan texnoloji əməliyyatlarda çox zaman böyük aperturlu və bircinsli sıxlığa malik dəstələr tələb olunur. Bu mənbələrin arasında ən geniş yayılanı Kaufman mənbəyidir (şək.9).

Qaz boşalması kamerasında 1 elektromaqnitinin sarğısı 4 vasitəsilə yaradılan aksial maqnit sahəsində boşalma közərən katodu 2 və anod 3 arasında alovlanır. İon dəstəsi ikiyelektrodlu çoxaperturlu ion-optik sistemi vasitəsilə formalaşdırılır. İşçi qazın yüksək dərəcədə ionlaşması elektronların anoda tərəf kəşişmiş $\vec{E} \perp \vec{H}$ sahələrində

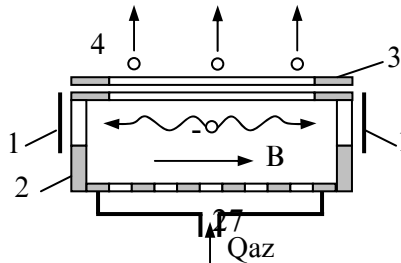


Şək. 9. Kaufman mənbəyinin sxemi:
1-kamera; 2-katod; 3-anod;
4-mağnit sarğısı; 5-ion dəstəsi.

uzun sikloidal trayektoriyalar üzrə hərəkət etməsilə əldə olunur. Bu kamerada işçi təzyiqi azaltmağa kömək edir. Çıxarılma sisteminin orta toruna sonuncu tora nisbətən kiçik mənfə potensial verilir ki, dəstədə olan ikinci elektronlar birinci toru dağıtmasınlar. Bu mənbənin xarakterli cərəyanı 0,2 A, cərəyan sıxlığı isə $0,1 \text{ mA/sm}^{-2}$ dir.

Lentvari formalı dəstələr almaq üçün Penning boşalması əsasında olan plazma generatorları tətbiq olunur.

Penning boşalmasında ikinci ion-elektron emissiyası hesabına elektronları boşalmaya daşıyan həm soyuq, həm də közərən katodlar istifadə olunur. Boşalmadan ionların çıxarılması anodda olan dar uzun yarıq vasitəsilə həyata keçirilir. Soyuq katodlu mənbənin konstruksiyalarından biri şək. 10-da verilmişdir.



Şək. 10. Elektronların ossilyasiyası ilə mənbə:
1-katodlar; 2-anod kamerası; 3-ekstraktor; 4-ion dəstəsi.

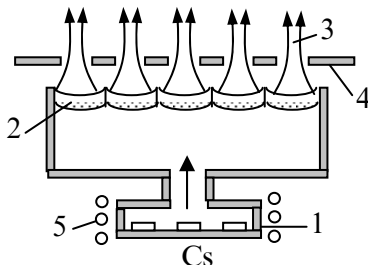
Elektronlar maqnit sahəsi boyunca soyuq katodları 1 arasında ossilyasiya edərək işçi qazın effektiv ionlaşmasını həyata keçirirlər. Qaz anod kamerasına paylayıcı vasitəsilə daxil olur. Dəstə dar uzun yarıqlı ekstraktoru 3 vasitəsilə formalaşdırılır. Duoplazmatrondan fərqli olaraq, ionların çıxarılması maqnit sahəsinin eninə baş verir.

Elə ion mənbələri mövcuddur ki, onlarda qazboşalma plazması yoxdur. Səthi ionlaşma mənbələrində ionlar işçi maddənin buxarının məsaməli maddədən keçməsi nəticəsində əmələ gəlir. Bununla yanaşı, buxarın ionlaşma enerjisi ionizatorun elektronlarının çıxış işindən az olmalıdır $E_i < A_{\text{çix}}$.

Belə mənbənin sxemi şək. 11-də göstərilmişdir.

Seziyum olan işçi maddə buxarlayıcıda 1 buxarabənzər hala gətirilir və C_s buxarlarının keçməsi üçün kifayət qədər məsaməliyi olan bişmiş volframdan hazırlanmış çıxış divarına 2 ötürülür.

Seziyumun ionlaşma potensialı 3,89 V, volframın çıxış işi isə 4,52 eV-dur. Seziyumun ionlaşması sürətləndirici aralığa yönəlmiş səthdə baş verir (şək. 11). İonizatorun özəkləri mikrodəstələrin

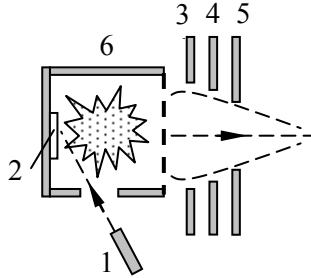


Şək.11. Səthi ionlaşma mənbəyinin sxemi:
1-buxarlandırıcı; 2-məsaməli volfram; 3-ion dəstəsi;
4-ekstraktor, 5-qızdırıcı.

səpilməsinin azaldılması üçün içəri əyilmiş formaya malik ola bilər.

Volframın temperaturu 1500K olduqda sıxlığı 100 mA/sm^2 qədərə çatan cərəyan emissiyası almaq mümkündür. Bu tip mənbələrin üstünlüyü dəstənin ionlarının enerji üzrə ((0,2 - 0,5) eV) az paylanmasıdır. Dəstədə qarışıqların ionları və çoxyüklü ionlar yoxdur, ionların özləri isə həyəcanlanma vəziyyətində deyillər.

Bərk cisimli hədəflərdən ion almaq üçün ionların lazer-plazma mənbələri istifadə olunur ki, onlarda da plazma hədəfinin səthinə fokuslandırılmış lazer şüalanmasının düşməsi nəticəsində əmələ gəlir (şək. 12).



Şək. 12. İonların lazer mənbəyinin sxemi:

1-lazer; 2-hədəf; 3,4,5- ekstraktorun elektrodları; 6-kamera.

Tezlik rejimində işləyən lazerinin şüalanması 1 hədəfinin 2 səthi üzərində fokuslanır. Dəstənin sürətlənməsi və formalaşması ekspanderin toru ilə fiksasiya olunmuş plazmanın sərhəddindən ion-optik sistemi vasitəsilə həyata keçirilir (3, 4 və 5 elektrodları).

Lazer-plazma mənbələrinin əsas üstünlüyü istənilən bərk maddələrin ionlarının alınmasıdır; müvafiq hədəflərin tətbiqi verilmiş stexiometrik tərkibli dəstələr almağa imkan verir.

İon mənbələrinin əsas parametrləri.

1. Ümumi ion cərəyanı I_i kəmiyyəti və cərəyanın ilkin sıxlığı

$$j = \frac{I_i}{S_0},$$

burada S_0 – çıxış dəliyinin kəsiyidir.

2. Sürətlənmiş ionların enerjisi.

3. Dəstədə ionların enerjisinin paylanması.

4. İon cərəyanının modullaşma dərəcəsi $M = \frac{\Delta I_i}{I_i} \cdot 100\%$,

burada ΔI_i – dəstənin cərəyanının dəyişən toplanandır.

5. Qənaətlilik və ya dəstə cərəyanının sərf olunmuş ümumi gücə nisbəti

$$H = \frac{I_i}{W} \text{ (mA/Vt)}.$$

6. Qaza qənaət və ya ionlara çevrilən atomların sayının mənbəyə daxil olan atomlara nisbəti

$$\eta = \frac{n_a^+}{n_a}$$

7. Fokuslandırılmış dəstələrin mövcudluğunda dəstənin fokusunda ionların cərəyanı.

Mənbənin təyinatından asılı olaraq, onun müəyyən parametrlərinə tələblər irəli sürülür.

§4. Korpuskulyar optikasının elementləri.

Dəstələrin fəza yükünün təsiri.

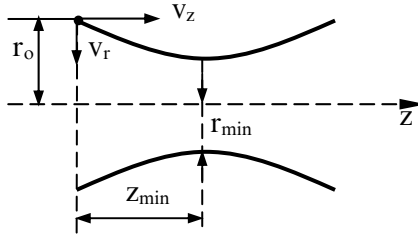
Linzalar və onların aberrasiyası.

İon dəstələri daha çox fokuslandırılmış şəkildə istifadə olunur, belə ki, bu halda obyektə daha çox xüsusi enerji verilir.

Əgər dəstənin fəza yükü kompensasiya olunmayıbsa, onun özünün radial elektrik sahəsi onun güclü yayılmasına səbəb ola bilər.

Dəstənin yayılma dərəcəsinə qiymətləndirmək üçün sürətlənmiş ionların nazik lindən keçməsi haqqında məsələyə baxaq.

Fərz edək ki, $z=0$ müstəvisindən çıxan və dairəvi kəsilişi olan e yükü və M kütləli yüklü hissəciklər dəstəsi z oxu istiqamətində ekvipotensial fəzada yayılırlar (şək. 1).



Şək.1. Yüklü hissəciklər dəstəsinin fokuslanması.

Hər hansı bir lindən keçərkən ionlar v_z sürətindən başqa v_r radial sürətinə də malik olurlar. Dəstəni homosentrik hesab etmək məqsədəuyğundur. Bu zaman ionun sürətinin komponentləri

$$\frac{v_r}{v_z} = \frac{r}{f}$$

nisbətində cavab verər, burada f – lindənin fokus məsafəsidir.

Əgər dəstənin uzunluğu onun diametrindən kifayət qədər böyükdürsə, onda Puasson tənliyi

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1)$$

şəklində olacaq.

Dəstənin onun kəsilişi boyunca daimi konsentrasiyası zamanı tənliyin birinci inteqrallaşması radial sahə üçün

$$E_r = \rho \frac{r}{2\epsilon_0} = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r v_z} \quad (2)$$

ifadəsini verir. Burada $I = \rho v_z \pi r^2$ - dəstənin cərəyanıdır.

Dəstənin forması periferik hissəciyin radial hərəkət tənliyinin inteqrallaşması ilə təyin olunur

$$M\dot{r} = eE_r = \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0rv_z} \quad (3)$$

başlangıç şərtə $t = 0$, $r = r_0$, $\dot{r} = -v_r$, $v_r = \frac{r_0}{f}v_z$.

(3) tənliyinin birinci inteqrallaşması radial sürətin kvadratını verir

$$v^2 = \frac{eI}{\pi\varepsilon_0Mv_z} \ln \frac{r}{r_0} + v_r^2. \quad (4)$$

Dəstənin fokusunda $r = r_{\min}$ olarsa, ionların radial sürəti 0-a bərabərdir. Buradan dəstənin minimal radiusu üçün ifadə alırıq

$$r_{\min} = r_0 \exp\left(-\frac{\pi\varepsilon_0Mv_r^2v_z}{eI}\right). \quad (5)$$

Həmçinin, (2) düsturundan istifadə edərək, dəstənin oxu ilə onun sərhəddi arasında potensialın düşməsinə qiymətləndirmək olar

$$\Delta U = \int_0^R E_r dr = \frac{\rho R^2}{4\varepsilon_0} = \frac{I}{4\pi\varepsilon_0v_z}. \quad (6)$$

Onda (5) düsturunda verilmiş eksponentin göstəricisi ionun radial hərəkətinin enerjisinin onun fəza yükü sahəsindəki potensial enerjisinin nisbətində mütənasib olacaq

$$r_{\min} = r_0 \exp\left(-\frac{W_r}{2e\Delta U}\right). \quad (7)$$

Fəza yükünün qüvvələrini üstələmək və dəstələrin fokuslandırılması üçün müxtəlif elektron-optik sistemlər tətbiq olunur.

Elektrostatik linzalar.

Elektrostatik linzalar fəza yükünü nəzərə almadıqda, dəstələrin kiçik cərəyanlarında tətbiq olunur. Sistemin fokus məsafəsini hesablamaq üçün bəzi ehtimallar verilir.

Məsələ paraksial yaxınlaşmada həll edilir, yəni dəstələr kiçik radius və oxa nəzərən bucağa malik olur, sahələr aksial-simmetrikdir. Oxun yaxınlığındakı potensial azimut bucağından asılı deyil və onun radiusdan asılılığı cüt olmalıdır.

Silindrik koordinatlarda r radiusunun cüt dərəcələri üzrə potensialın ayrılması və Laplas tənliyindən istifadə edərək, ayrılma əmsallarını hesablamaq olar. Yekun şəkildə potensial sistem oxunda Z üzrə qiymət və törəmələr əsasında ifadə olunacaq

$$U(r, z) = U_0(z) - U_0^{II} \frac{r^2}{2^2} + U_0^{IV} \frac{r^4}{2^2 4^2} - \dots \quad (8)$$

İonların müstəvi üzrə (r, z) hərəkətinin tənliyi

$$\ddot{r} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial r}, \quad \ddot{z} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (9)$$

şəklindədir.

(9) – dan trayektoriyanın tənliyini almaq üçün zamanı ixtisar etmək lazımdır.

$$\dot{r} = \frac{dr}{dz} \dot{z}, \quad \ddot{r} = \frac{dr}{dz} \ddot{z} + \frac{d^2 r}{dz^2} \dot{z}^2 \quad (10)$$

(9) tənliklərdən birincisində əvəzetmədən sonra

$$-\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{q}{m} \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{d^2 r}{dz^2} (\dot{z})^2 \quad (11)$$

alırıq.

Enerjinin saxlanması qanunundan

$$\frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{z}^2) = -qU \quad \text{və (10)-dan}$$

$$\dot{z}^2 = -\frac{2(q/m)U}{1 + (dr/dz)^2} \quad (12)$$

ifadəsini alırıq.

(11) və (12)-dən trayektoriyanın ümumi tənliyini çıxaraq

$$2U \frac{d^2 r}{dz^2} = \left(\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \left[1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

Paraksial yaxınlaşmada $(dr/dz)^2 \ll 1$

$$2U \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{dr}{dz} \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (14)$$

Bu tənlikdə (8) ayrılmasından istifadə etmək olar, habelə,

$$U \approx U_0(z), \quad \frac{\partial U}{\partial z} \approx U'_0(z) \quad \frac{\partial U}{\partial r} \approx -U''_0(z) \frac{r}{2}$$

hesab etmək olar.

Nəticədə paraksial hərəkətin tənliyini alınar

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{dr}{dz} \left(\frac{U'_0}{2U_0} \right) + \frac{r U''_0}{4 U_0} = 0. \quad (15)$$

Bu tənlik q/m-dən asılı deyil və r-i ixtiyarı vurmaya vurduqda dəyişmir. Törəmələr U_0 -a nəzərən normalaşıb, ona görə də trayektoriyalar sahənin intensivliyi ilə deyil, onun forması ilə təyin olunur.

(15) tənliyini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{U_0} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} \frac{U''_0}{\sqrt{U_0}}. \quad (16)$$

İntegrallaşmadan sonra alırıq

$$\left. \sqrt{U_0} \frac{dr}{dz} \right|_1^2 = -\frac{1}{4} \int_1^2 \frac{r U''_0}{\sqrt{U_0}} dz \quad (17)$$

1 və 2 rəqəmləri trayektoriyaların ixtiyarı başlanğıc və son nöqtələrini göstərir. Linzanın aktiv sahəsi fokus məsafəsi ilə müqayisədə kiçik olarsa, o nazik linza adlanır. Belə ki, 1 və 2 nöqtələri arasında r nəzərə çarpacaq dərəcədə dəyişə bilməz. Ona görə də r-i inteqralın işarəsinin xaricinə çıxarmaq olar.

Törəməni (dr/dz) 1 nöqtəsində 0-a bərabərləşdirməklə linzanın fokus məsafəsini tapmaq olar

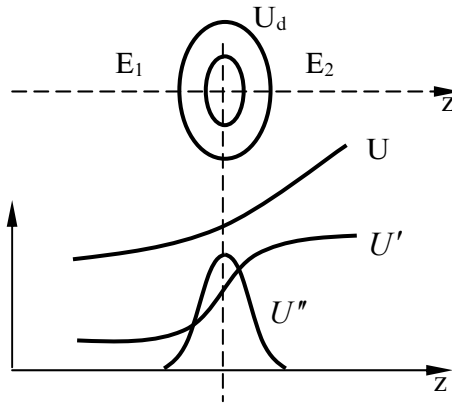
$$\frac{1}{f} = \frac{-(dr/dz)}{r} = \frac{1}{4\sqrt{U_0}} \int_1^2 \frac{U_0''}{\sqrt{U_0}} dz \quad (18)$$

Bu tənliyin analizindən belə bir nəticə hasil olur ki, sahələrdən azad zonalar arasında yerləşən bütün elektrostatik linzalar fokuslaşdırıcı linzalardır. Buna səbəb linzaların fokuslaşdırıcı və defokuslaşdırıcı hissələrdən ibarət olması və yüklü hissəciyin fokuslaşdırıcı hissədə daha çox qalmasıdır.

Elektrostatik linzaların üç tipini: diafraqma, immersion və təklənmiş linzaların optik xassələrini nəzərdən keçirək.

Diafraqma dairəvi dəliyi olan elektrod olub U_d potensialına malikdir (şək. 2)

Belə ki, dəliyin yaxınlığında potensial nəzərə çarpmayacaq qədər dəyişmədiyindən birinci yaxınlaşmada (18) tənliyində U_0 integral işarəsinin xaricinə çıxarıla bilər.



Şək.2. Diafraqmada elektrik sahəsi potensialının və intensivliyinin paylanması.

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{4U_d} (U_2' - U_1'). \quad (19)$$

$U' = -E$ olduğundan,

$$\frac{1}{f} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_d}.$$

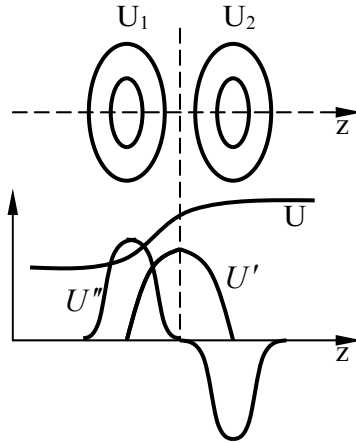
Linza-diafraqma müstəqil fokuslaşdırıcı cihaz kimi az istifadə olunur, lakin çox vaxt elektron-optik sistemlərin tərkibində istifadə edilir.

İmmersion linzaya misal olaraq, iki diafraqmadan ibarət sistemi göstərmək olar (şək. 3).

Yüklü hissəciklər immersion linzadan keçərkən onların sürəti dəyişir.

İmmersion linzanın fokus məsafəsini elektrodların hər hansı hündəsesi üçün paraksial yaxınlaşmada nəzərə almaq olmaz. İki diafraqmadan ibarət nazik linza üçün aşağıdakı ifadəni almaq olar:

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{16d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2. \quad (20)$$



Şək. 3. İmmersion linzada elektrik sahəsinin potensial və intensivliyinin paylanması.

Bu nisbət $(U_2 - U_1)/U_1 \leq 0,2$ şərtində doğrudur. Linza həmişə toplayıcıdır. Onun optik gücü elektrodlarında U_2/U_1 potensialların

nisbətindən asılıdır. Obyektin (elektronlar mənbəyinin) lınzanın elektrik sahəsində yerləşdiyi immersion linza, kineskop və elektron mikroskoplarında geniş istifadə olunur.

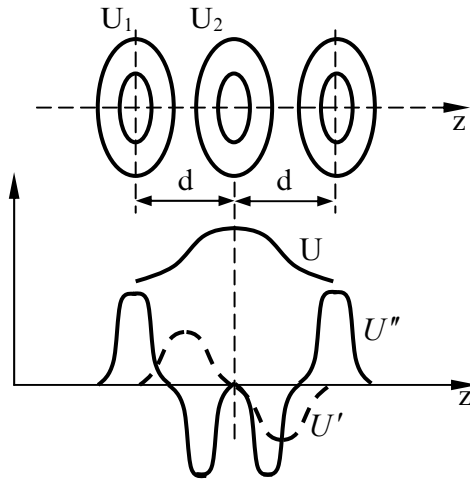
Təklənmiş linza üç koaksial elektrod vasitəsilə əmələ gəlir (şək. 4).

Təklənmiş lınzanın xüsusiyyəti xarici elektrodların potensiallarının bərabərliyidir. Nəticədə elektronlar belə lınzadan enerjilərini dəyişmədən keçirlər.

Zəif simmetrik təklənmiş linza üçün $(U_2 - U_1)/U_1 \ll 1$ şərti yerinə yetirilir. Fokus məsafəsi təqribi

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2 \quad (21)$$

düsturu ilə hesablanır.



Şək. 4. Təklənmiş lınzada elektrik sahəsinin potensial və intensivliyinin paylanması.

Maqnit lınzaları.

Maqnit linzalarında sahə məhdud zonalarda sarğının köməyi ilə yaradılır və aksial-simmetrik formaya malikdir. Belə sahədə yüklü hissəciyin silindrik koordinatlarda hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə olur.

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= r\dot{\varphi}^2 - \frac{q}{m}(B_\varphi \dot{Z} - B_z r\dot{\varphi}) \\ \ddot{z} &= -\frac{q}{m}(B_r r\dot{\varphi} - B_\varphi \dot{r}) \\ r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi} &= -\frac{q}{m}(\dot{r}B_z - \dot{z}B_r) \end{aligned} \quad (22)$$

Sonuncu tənlikdən məlum olur ki, hissəcik maqnit sahəsindən keçdikdən sonra azimutal istiqamətdə dönməlidir.

Elektrostatik linzada olduğu kimi, B_z maqnit sahəsinin aksial toplananını sıraya ayıraraq hərəkət tənliyini sadələşdirmək olar

$$B(z) = B_0(z) - B_0'' \frac{r^2}{2^2} + B_0^{IV} \frac{r^4}{2^2 4^2} - \dots \quad (23)$$

Aksial-simmetrik halda $B_\varphi = 0$. Onda $B_r \operatorname{div} \vec{B} = 0$ şərtinə görə B_z ilə ifadə etmək olar:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial Z} = 0 \quad (24)$$

Son iki tənlikdən

$$B_r = -B_0' \frac{r}{2} + B_0''' \frac{r^3}{2^2 4} - B_0^{IV} \frac{r^5}{2^2 4^2 6} + \dots \quad (25)$$

alırıq.

Beləliklə, tam maqnit sahəsinin B_z aksial toplananı və onun Z üzrə törəməsi ilə ifadə etmək olar. Ayırmalarda r üzrə bütün qeyri-xətti

elementləri nəzərə almamaqla $B_z \approx B_0(Z)$, $B_r \approx -B'_0(Z)\frac{r}{2}$ almış oluruq.

(22) tənliklər sistemi əvəzətmələrdən sonra aşağıdakı şəkli alacaq

$$\begin{aligned}\ddot{r} &= r\dot{\phi}^2 + \frac{q}{m}B_0r\dot{\phi}, \\ \ddot{Z} &= \frac{q}{m}B'_0\frac{r}{2}\dot{\phi}, \\ \dot{\phi} &= -\frac{q}{m}\frac{B_0}{2}\end{aligned}\quad (26)$$

Sonuncu ifadənin birincinin yerinə qoysaq

$$\ddot{r} = -\left(\frac{q}{m}\right)^2 \frac{B_0^2}{4}r \quad (27)$$

alırıq.

Emitterə nəzərən hissəciyin yerləşmə nöqtəsinin potensialı U olduqda $\ddot{r} = \frac{d^2r}{dZ^2}\dot{Z}^2$ və $\dot{Z}^2 = 2\frac{q}{m}U$ nisbətindən istifadə edərək

$$\frac{d^2r}{dZ^2} = \frac{\left(\frac{q}{m}\right)rB_0^2}{8U}, \quad (28)$$

alırıq.

Bu paraksial yaxınlaşmada tənlik aksial-simmetrik maqnit sahələri üçündür. Tənlik (q/m) xüsusi yükünə malikdir, ona görə də fokus məsafəsi bu kəmiyyətdən asılıdır. Əvvəl olduğu kimi, fokus məsafəsini bütünlüklə linzanın aktiv sahəsinin yerləşdiyi nöqtələr arasında (28) tənliyini inteqrallaşdırmaqla tapırıq:

$$\left(\frac{dr}{dZ}\right)_2 - \left(\frac{dr}{dZ}\right)_1 = \int_1^2 \frac{q}{m}\frac{B_0^2r}{8U}dZ \quad (29)$$

Nazik linza üçün r -i inteqralın xaricinə çıxarmaq olar, dəstənin fokusunda $\left(\frac{dr}{dZ}\right)_2 = 0$

$$\frac{1}{f} = -\frac{(dr/dZ)_1}{r} = \frac{q}{m} \frac{1}{8U} \int_1^2 B_0^2 dZ. \quad (30)$$

İnteqral müsbətdir, ona görə də maqnit linzaları həmişə toplayıcıdırlar. (26) sistemin üçüncü tənliyindən

$$\frac{d\varphi}{dZ} = -\frac{q}{m} \frac{B_0}{2\dot{Z}} = -\frac{q}{2m} \frac{B_0}{\left[2\frac{q}{m}U\right]^{1/2}} \quad (31)$$

gəlin.

İnteqrallaşmadan sonra təsvirin dönmə bucağını alırıq

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \left(\frac{q}{8mU}\right)^{1/2} \int_1^2 B_0 dZ. \quad (32)$$

Misal üçün n sayda burmaları, orta radiusu R və I cərəyanlı qısa sarğaca baxaq. Belə sarğının maqnit sahəsi

$$B_0(Z) = \frac{\mu_0 R n I}{2(R^2 + Z^2)^{3/2}} \quad (33)$$

düsturu ilə təyin olunur.

Fokuslandırılan hissəciklər qismində elektronları seçək.

Fokus məsafəsini və təsvirin dönmə bucağını tapaq

$$f \approx 98 \frac{UR}{(nI)^2} \text{ (sm)}$$

$$\Delta\varphi = 10,7 \frac{nI}{\sqrt{U}} \text{ (dərəcə)}. \quad (34)$$

Bu düsturlarda cərəyan və potensial amper və voltlarla, radius isə santimetrlərlə ifadə olunur.

Şəklin təhrifi.

Korpuskulyar optikada da təsvir olunan obyektlərin deformasiyası müşahidə olunur. Şəkillərin deformasiyası həm linzanın sahələrinin paylanmasında baş verən pozuntular, həm də dəstələrin özlərinin xüsusiyyətləri ilə bağlı baş verə bilər.

Həndəsi təhriflər linzalarda sahələrin ayrılmasının qeyri-xətti toplananları ilə bağlıdır. Əgər hərəkət tənliklərində üçüncü dərəcəli üzvləri (r^3 , $r^2 dr/dZ$, $r d^2 r/dZ^2$, $d^3 r/dZ^3$) nəzərə alınrsa, formalaşma təhrifləri üçüncü tərtibli aberrasiyaları adlanırlar. Belə xətlər aberrasiya fiqurların beş növü ilə xarakterizə olunur: sferik aberrasiya, koma, astigmatizm, çəlləyəbənzer distorsiya, balıncabənzer distorsiya.

Dəstənin özünün yaratdığı şəkil təhrifləri onunla bağlıdır ki, hissəciklər praktik olaraq həmişə sürətlər üzrə başlanğıc paylanmaya malikdirlər. Linzanın fokus məsafəsi hissəciklərin enerjisindən asılı olduğuna görə, nöqtənin təsviri mütləq dəqiq olmayacaq. Belə aberrasiya xromatik aberrasiya adlanır. Xromatik aberrasiyanı azaltmaq üçün dəstələrin enerjisini yüksəltmək və onların aperturunu azaltmaq lazımdır.

Dəstənin yaratdığı aberrasiyanın digər növləri fəza yükü və elektronların dalğa xüsusiyyətləri ilə bağlıdır.

§5. Plazma optikası. Plazmaoptik sistemlər.

Elektrostatik və maqnit linzaları üçün fokus məsafəsinin düsturları, habelə aberrasiya əmsallar fokuslandırılan dəstələrin fəza yükünün kiçikliyi fərziyyəsinə çıxarıldı. Güclü ion dəstələrinin formalaşdırılması üçün adi optik sistemlər ümumiyyətlə yaramaya bilər. Ona görə də elə ion-optik sistemlər tələb olunur ki, onlarda dəstələrin həcm yükü potensialın başlanğıc paylanmasını təhrif etməsin. Başqa sözlə, ionu plazmalı kvazineytral mühitdə sürətləndirmək lazımdır.

Plazmada elektrostatik sahələrin mövcudluğuna elektronların böyük hərəkətliyi mane olur. Belə ki, sahənin enerjisi əsas etibarilə yüngül hissəciklərə verilir. Onların hərəkətinin analizi plazmada

elektrik sahəsinin mövcudolma şəraitini müəyyən etməyə imkan verir. Hidrodinamik yaxınlaşmada elektron komponentin hərəkətinin tənliyi

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\nabla P_e - en_e (\vec{E} + [\vec{v}_e, \vec{B}_e]) + \frac{en_e}{\sigma} \vec{j}, \quad (1)$$

şəklindədir. Burada P_e – elektron təzyiqi, j – cərəyan sıxlığı, σ – keçiricilikdir.

(1) tənliyindən aydın olduğu kimi, plazmada elektrik sahəsi üç mexanizmlə saxlanıla bilər:

1. Elektronların istilik qaçışı

$$\vec{E} \approx \frac{m}{e} \frac{d\vec{v}_e}{dt} - \frac{1}{en} \nabla P_e \quad (2)$$

2. Elektronların ionlara «sürtülməsi»

$$\vec{E} \approx \frac{\vec{j}}{\sigma} \quad (3)$$

3. Elektronların maqnit saxlanması

$$\vec{E} \approx -[\vec{v}_e, \vec{B}] \quad (4)$$

Aydındır ki, orta sıxlıqlı cərəyana malik aşağı temperaturlu bircinsli plazmada elektrik sahəsinin saxlanması qəbul edilən üsulu elektronların maqnit saxlanmasıdır ki, bu zaman da elektronların hərəkətliyi maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə kəskin məhdudlaşır. Həm də maqnit sahəsi üçün elə kəmiyyət seçilir ki, o, ionların hərəkətinə $R_e \ll L < R_i$ təsir etməsin. Burada L – sistemin xarakter ölçüsü, R_e , R_i – elektron və ionların Larmor radiuslarıdır. (4) tənliyindən belə nəticə alınır ki, soyuq seyrəlmiş plazmada maqnit qüvvə xətləri ekvipotensialdırlar. Aksial-simmetrik halda elektronlar kəsilmə $\vec{E} \perp \vec{B}$ sahələrində $v_e = E/B$ sürəti ilə qapalı dreyf edirlər və potensial maqnit selinin funksiyasının müəyyən asılılığıdır

$$\psi = rA_\theta(r, z) \quad \varphi = \varphi(\psi).$$

Əgər plazmada elektronların temperaturunu nəzərə almamaq mümkün olmasa, onda ekvipotensial əyrilər maqnit qüvvə xətləri ilə üst-üstə düşməyəcək. Sıfırdan fərqli elektron temperaturda (1) tənliyində elektron təzyiqini nəzərə almamaq olmaz və Om qanunu aşağıdakı şəkildə olacaq

$$\frac{\Delta P_e}{en} - \nabla \varphi + [\vec{v}_e, \vec{B}] = 0 \quad (5)$$

$T_e = \text{Const}$ hesablayaraq və (5) tənliyinin proyeksiyasını maqnit sahəsi istiqamətində yönəltmək

$$\varphi^* = \varphi - \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n}{n_0} . \quad (6)$$

Yəni, maqnit sahəsinin qüvvə xətləri boyunca φ elektrik potensialı deyil, «termallaşmış» φ^* saxlanılır. Sonuncu nisbət qüvvə xətti boyunca elektronların Boltsman paylanmasını göstərir

$$n = n_1 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right), \quad (7)$$

burada $n_1 = \exp\left(-\frac{e\varphi^*}{kT_e}\right)$.

Beləliklə, plazmaoptik sistemdə elektron təzyiqi ionlara elektrik sahəsi ilə yanaşı təsir göstərəcək.

Elektronların dinamikasını nəzərə aldıqda, potensial təkcə maqnit sahəsinin strukturundan deyil, həm də elektronların sürətlər üzrə paylanma funksiyasının növündən də asılıdır. Əgər paylanma funksiyası Maksvell funksiyası deyilsə, onda elektronların temperaturu qüvvə xətti boyunca dəyişəcək (bu halda elektron temperaturu dedikdə, elektronların orta enerjisinin kəmiyyəti başa düşülür). Ümumi halda elektronların təzyiqlərinin və qeyri-maksvel funksiyasının elektronların paylanmasına zərərli təsirini zəruri formaya malik elektrik sahəsi almaq üçün müvafiq formalı maqnit sahəsi seçməklə kompensasiya etmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, nəzərdən keçirilmiş şəraitdə potensial nəinki $\varphi = \varphi(\psi)$ tənliyinə, həm də Puasson tənliyinə cavab verməlidir. Maqnit qüvvə xətlərinin ekvipotensiallaşması yalnız

elektrik sahəsinin topoqrafiyasını təyin edir, lakin elektrik sahəsinin kəmiyyəti kompensasiya olunmamış $e(n_e - n_i)$ yükü ilə təyin olunur. Bu mənada, kvazineytrallıq dərəcəsi kifayət qədər geniş dairələrdə dəyişə bilər. Hədd halda elektromaqnit sahələri olan mühit sifir elektron qaz və ya neytral plazma olacaq.

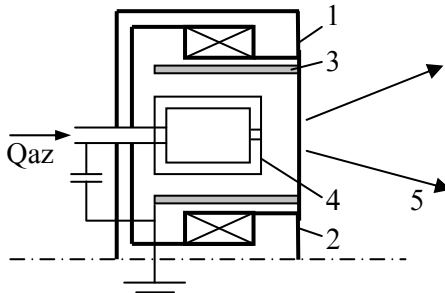
Bir sıra plazmaoptik sistemlərin işi plazma optikasının prinsipləri əsasında qurulub. Bu sistemlərə plazma sürətləndiriciləri, separatorlar, elektrostatik plazma tələləri, rekuperatorlar, plazma linzaları aiddir.

Plazma sürətləndiriciləri.

Maqnitləşmiş elektronları olan plazmada ionların sürətlənməsinin baş verdiyi ion mənbələrini həm də plazma sürətləndiriciləri adlandırırlar.

Anod təbəqəli sürətləndirici radial maqnit və uzununa elektrik sahəsinə malik aksial-simmetrik sistemdir (şək. 1).

Maqnit sahəsi sarğılar vasitəsilə yaradılır və 1 və 2 qütbləri arasında yerləşir. 3 katodu 4 anodu ilə arasına yüksək gərginlik verilir və bu sahədə qazın ionlaşması baş verir. Elektronlar azimut isitqamətində qapalı dreyf edir və diffuziya recimində anoda tərəf



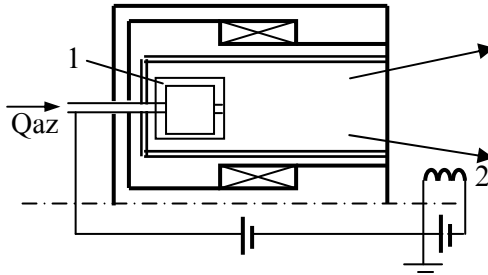
Şək.1. Anod təbəqəli sürətləndirici:
1,2-maqnit qütbləri; 3-katod;
4-anod; 5-ion dəstəsi.

hərəkət edirlər. Elektrik sahəsi mənbənin anoduna bitişik, elektronların Larmor radiusu enində olan dar sahədə lokallaşır.

Sistemin belə həndəsəsində formalaşan ion dəstəsi boruşəkillidir ki, bu da texnoloji əməliyyatlarda heç də həmişə əlverişli deyil. Bundan əlavə, ionlar azimut impulsunu radial maqnit sahəsində alırlar.

Elektronları qapalı dreyf edən və uzununa sürət zonalı sürətləndiricilərinin əsas fərqləndirici cəhəti boşalma kamerasının divarlarının dielektrik olmasıdır. Bu ona gətirib çıxarır ki, elektrik sahəsi elektron və ionların Larmor radiuslarının R_e , R_i olduğu, uzunluğu $R_e < L < R_i$ şərtini ödəyən geniş təbəqədə mövcuddur. Potensialların düşməsi kanalın dərinliyində olan anod və ion dəstəsini neytrallaşdıran və kanalın daxili sahəsini dolduran katod-kompensator arasında toplanır (şək. 2.).

Elektrik sahəsinin dayanıqlığını təmin etmək məqsədilə, maqnit sahəsi anoddan çıxışa tərəf artan olur. Əks halda, kanalda azimut üzrə dövr edən elektron qatı yaranır və plazma seli davamsız olur.



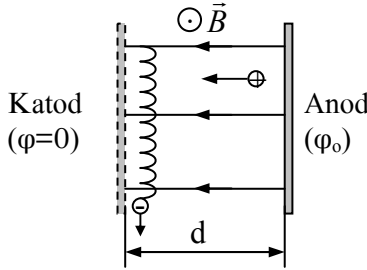
Şək.2. Elektronları qapalı dreyfilə və uzununa təcil zonalı sürətləndirici:
1-anod; 2-katod.

Sürətləndiricilərin bu növü üçün ionların geniş energetik spektri xarakterikdir, belə ki, onlar müxtəlif elektrik potensialı nöqtələrdə yarana bilər. Hissəciklərin maksimum enerjisi boşalma enerjisinin 2/3-ni təşkil edir. Sürətlərin belə paylanması monoxromatik dəstələrin tələb olunduğu hallarda arzuolunmazdır.

İon dəstələrinin ən yüksək cərəyanları, enerjiləri və konsentrasiyaları impulsu plazma sürətləndiricilərində əldə olunur. Onların hazırlanması güclü impuls texnikasının inkişafı hesabına olub. Müasir enerji toplayıcıları 100 ns-yə yaxın boşalma zamanı 10^{13} Vt güc əldə etməyə imkan verir. İlk növbədə, idarə olunan istilik nüvə sintezi problemi üçün nəzərdə tutulan bu sürətləndiricilər sinfinə, həmçinin müxtəlif modifikasiyalar daxildir.

İmpuls sürətləndiricisinin xarakter xüsusiyyətlərini müstəvi maqnit izolyasiyalı diod misalında göstərmək olar (şək. 3).

Anoda düşən elektron seli elektrodalara paralel istiqamətlənmiş xarici maqnit sahəsi ilə aşırılır. Sürətləndirici aralığının təcridinin təmin olunması üçün zəruri olan maqnit sahəsinin minimum intensivliyi



Şək.3. Maqnit izolyasiyalı müstəvi diod.

$$B_i = \frac{mc^2}{ed} \left[\frac{2e\phi_0}{mc^2} + \left(\frac{e\phi_0}{mc^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada ϕ_0 – anodun potensialı, d – elektrodlar arasındakı məsafədir. Bu diodda gərginlik maqnit sahəsinin kəmiyyəti ilə təyin olunur və kifayət qədər yüksək ola bilər. Elektron cərəyanı dəf edildiyindən bütün verilən enerji ionların sürətlənməsinə sərf edilir.

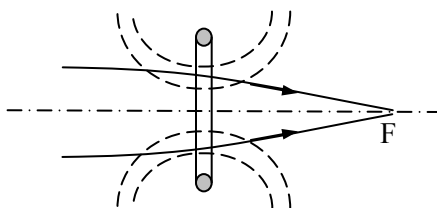
Plazma linzaları

Güclü cərəyanlı dəstələrin fokuslandırılması plazmaoptik üsulla, yəni kvazineytral dəstənin həcmində elektromaqnit sahələrinin köməyi ilə mümkündür. Belə plazmaoptik sistemi – plazma linzasını almaq üçün elektrostatik linzanı maqnit linzası ilə birləşdirmək lazımdır. Bu zaman maqnit qüvvə xətləri – ekvipotensiallar dəstənin bütün həcmi dəlib keçəcək və radial elektrik sahəsi bütün en kəsiyi boyunca mövcud olacaq.

Plazma linzasının optik qüvvəsini elektrostatik qüvvə ilə müqayisə etmək üçün onların hər birini eyni şəraitdə nəzərdən keçirək.

Maqnit linzası qismində I cərəyanının axdığı R radiuslu halqanı götürək. İonların W enerjili dəstəsi halqanın oxu boyunca yayılır.

Belə linzanın fokus məsafəsi



Şək.4. Halvari plazma linzası vasitəsilə ion dəstəsinin fokuslandırılması.

$$f_B = \frac{256m}{3\pi e^2 \mu_0} \frac{RW}{I^2}, \quad (9)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada m –fokuslanan hissəciklərin kütləsidir.

Fərz edək ki, arqon ionlarının dəstəsi 10 keV enerjiyə, halqa –5 sm radiusa malikdir və ondan 10^3 A cərəyan axır (bu halda, halqanın mərkəzindəki maqnit sahəsinin kəmiyyəti 125 E olacaq). Bu verilənlərlə maqnit linzasının fokus məsafəsi $3,6 \cdot 10^5$ sm-dir.

Bu halqaya U potensialı verilsə, lakin ondan cərəyan buraxılmasa onu elektrostatik linzaya da çevirmək olar. Yüklənmiş halqanın fokus məsafəsi

$$f_E = \frac{128m RW^2}{3\pi e^2 U^2}. \quad (10)$$

Məlum olduğu kimi, elektrostatik linzanın bəzi sahələrində hissəciklər oxdan, digərlərində isə oxa tərəf meyllənir. Nəticədə fokus məsafəsi U üzrə kvadratikdir və linza həmişə toplayıcıdır.

Fərz edək ki, halqanın potensialı $U=10^3$ V-dir. Baxılan şərtə elektrostatik linzanın fokus məsafəsi $6,8 \cdot 10^3$ sm-dir.

Yüklənmiş halqadan cərəyan keçərsə və maqnit qüvvə xətlərinin ekvipotensiallaşması üçün dəstədə elektronların sayı kifayət qədər olarsa, linza plazma linzasına çevriləcək. Halqanın oxunda potensial sıfır olacaqsa, fokuslaşdırıcı qüvvələr hər yerdə radialdır və dəstə heç yerdə oxdan ayrılmayacaq. Plazma linzasının fokus məsafəsi

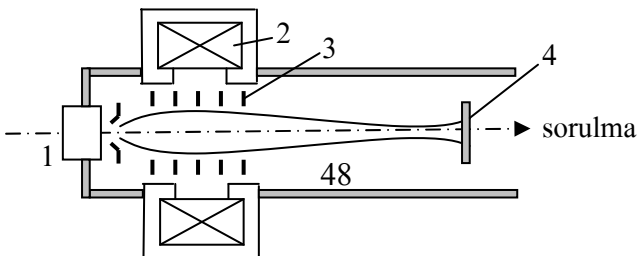
$$f_{pl} = \frac{RW}{2eU} \quad (11)$$

düsturu ilə ifadə olunacaq.

Halqanın potensialının polyarlığını dəyişsək, plazma linzası səpələyici də ola bilər. Dəstənin enerjisi və halqanın potensialı birinci dərəcədə olduğu üçün plazma linzasının optik gücü əvvəlki hallarda olduğundan həddən artıq çoxdur. Dəstənin və plazma linzasının yuxarıda göstərilmiş parametrlərində onun fokus məsafəsi 25 sm-dir.

Beləliklə, plazma linzasının optik gücü elektrostatik linzanın gücündən iki tərtib, maqnit linzasından isə dörd tərtib çoxdur.

Plazma linzalılı fəaliyyətdə olan qurğunun sxemi şəkl. 5-də göstərilmişdir.



Şək. 5. Plazma linzalı qurğunun
quruluş sxemi:
1-ion mənbəyi; 2-mağnit sarğısı;
3- linzanın elektrodları; 4-kollektor.

İon dəstəsi 1 mənbəyindən çıxarılır. Linzanın maqnit sahəsi 2 sarğısı vasitəsi ilə yaradılır. Maqnit qüvvə xətlərinin paylanma sahəsində izolə olunmuş 3 diafraqmaları qoyulur. Mərkəzi elektrod ən yüksək potensiala malikdir. Linzanın mərkəzindən keçən maqnit xətt sıfır potensiallı diafraqmaya dirənir. Ona görə də linzanın gərginliyi dəstənin sərhəddi ilə onun oxu arasında paylanır.

§6. Yüklü hissəciklərin sürətləndiriciləri.

Yüklü hissəciklər vasitəsilə nüvə reaksiyalarını həyata keçirmək üçün onlara $1 \div 10$ MeV enerji vermək lazımdır ki, hədəfin nüvəsinin kulon sahəsini dəf etsinlər.

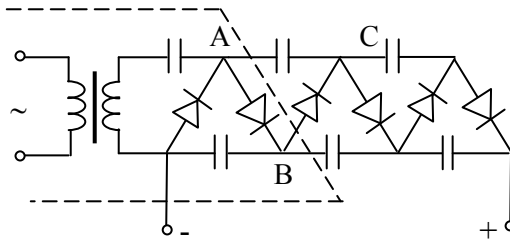
Ən sadə tipli sürətləndiricilərdə $0,1 \div 5$ MV yüksək gərginlik arasında fokuslaşdırıcı elektrodlar yerləşən elektrodlar sistemində yaradılır. Kaskadlı genetaror və Van-de-Qraaf generatoru belə sürətləndiricilərdəndir. Rezonanslı və ya dövrü adlanan sürətləndiricilərdə hissəciklər yekun enerjini bir yarıqdan və ya çox sayda yarıqlardan dəfələrlə uçma nəticəsində alırlar, özü də gərginliyin amplitud qiymətinə çatma anında və onun işarəsi hissəciyin uçuş zamanı ilə uyğunlaşdırılmalıdır.

Kaskadlı generator.

Generatorun əsasını Qreynaxerin körpü düzləndirici ikiqat artırılma sxemi təşkil edir. Çoxpilləli sxemdə (şək.1) punktirle əhatələnmiş hissə Qreynaxerin sadə sxeminə müvafiq gəlir.

Sxemin bu hissəsində A və B nöqtələri arasında dəyişən gərginlik sonrakı mərhələ üçün transformtorun gərginliyinin birinci mərhələ üçün oynadığı kimi rolu yerinə yetirir. Əgər bu mərhələlərin sayı n olarsa, onda yüksüz qoşulmanın gərginliyi

$$U_{\max} = 2 n U_0, \tag{1}$$



Şək. 1. Gərginliyin dafələrlə artmasının kaskadlı sxemi.

olacaq. Burada U_0 – transformtorun ikinci dolağında olan amplitud gərginliyidir. Kaskadlı generatorun üstünlüyü onun böyük cərəyan şiddətini almaq imkanına malik olmasındadır. Nüvə fizikası sahəsində aparılan təcrübələrin əksəriyyətində geteratorun tam gücündən istifadə olunmur.

Van-de-Qraaf generatoru.

Bu nüvə texnikasında istifadə olunan ən sadə və ucuz başa gələn qurğudur. Onun iş prinsipi aşağıdakıdan ibarətdir: 10 kV sabit gərginlikli bir neçə iynə onların qarşısından keçən dielektrik lentini yükləyir. Motor vasitəsilə hərəkətə gətirilən lent bu yükü yerdən müəyyən hündürlükdə asılmış yüksək voltlu elektroda ötürür. Yük iynələrin ikinci sırası ilə yüksək voltlu elektroda ötürülür. Lentdən keçən cərəyanın gücü

$$i = vb\delta, \tag{2}$$

şəklində ifadə olunur ki, burada da v – lentin sürəti, b – onun eni, δ – lentdə olan yükün səthi sıxlığıdır.

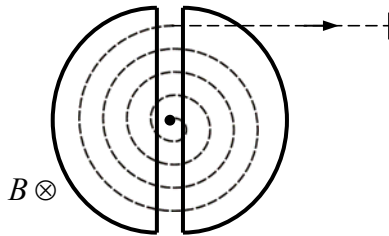
δ -nın qiyməti havanın elektrik möhkəmliyi ilə məhdudlaşır: $\delta_{\max} = \epsilon_0 E_{\max} = 8,85 \times 10^{12} \times 3 \times 10^6 = 2,6 \times 10^{-9} \text{ A/sm}^2$. Lentin sürəti 20 m/san və zolağının eni 0,5 m olduqda cərəyanın şiddətinin qiyməti 200-300 mka çata bilər. Gərginliyin maksimal qiyməti üçün təyinedici kəmiyyət yuxarı elektrodun ölçüləridir. Gərginliyi 1,5 MV olan qurğunun yuxarı elektrodu təxminən 1 m diametrə malik olmalıdır. Daha böyük gərginliklərdə bütün qurğunu 5-dən 15-ə qədər atmosfer təzyiqi altında qazla doldurulan təbəqə ilə əhatə edirlər (tankgenerator adı da elə buradan götürülmüşdür). Adətən bu $\text{N}_2\text{-CO}_2$ -nin qarışığıdır, bəzən isə elektrik möhkəmliyini artırmaq üçün freon CCl_2F_2 və ya SF_6 əlavə edirlər.

Siklotron.

Atom fizikasında istifadə edilən ən uğurlu cihazlarından biri olan siklotron 1932-ci ildə Lourens tərəfindən yaradılmışdır.

İki içiboş D şəkilli metal duant bir-birinə qarşı çevrilmiş (şək. 2) və birincisli maqnit sahəsinə yerləşdirilmişdir. Duantlara dəyişən gərginlik verilir.

Sistemin mərkəzində elektrodlar arasında yerləşmiş ion mənbəyindən çıxan hissəciklər elektrik sahəsi ilə sürətlənir və duantların birinin içərisinə daxil olur. Orada olan maqnit sahəsi



Şək. 2. Siklotronun sxemi.

hissəcikləri dairəvi orbitdə fırlanmağa məcbur edir. Hissəciklər aralıqdan keçərkən hər dəfə öz sürətlərini artırır və daha böyük radiuslu dairə ətrafında hərəkət edirlər.

Aralıqda hissəciklərin daima sürətlənməsi maqnit sahəsində hissəciyin fırlanma periodunun onun sürətindən asılı olmaması ilə bağlıdır

$$T = \frac{2\pi m}{qB} . \tag{3}$$

Müvafiq olaraq, duantlar arasında gərginlik $1/T$ tezliyi ilə dəyişməlidir. Siklotronun köməyi ilə əldə edilən maksimal enerjini

$$W_m = \frac{mv_m^2}{2} = \frac{r_m^2 q^2 B^2}{2m} \tag{4}$$

düsturu ilə hesablamaq olar.

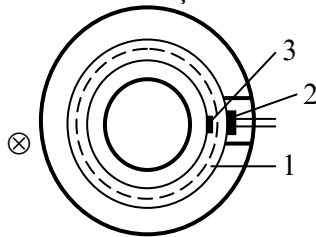
Generatorun sabit tezliyi, lakin müxtəlif ölçülü duantları olarsa,

$$W_m = 2\pi^2 r_m^2 f^2 m. \tag{5}$$

Yəni maksimal enerji maqnit qütblərinin ölçüsündən və sürətlənən hissəciklərin kütləsindən asılıdır. Əgər, məsələn, 15 MHs-li elektrik sahəsindən istifadə etsək, bu zaman duantlarının radiusu 0,46 m olan siklotronun 10 MeV enerjijə malik dəstə alına bilər.

Betatron.

Bircinsli, periodik olaraq zamanca dəyişən maqnit sahəsi qapalı qüvvə xətləri olan elektrik sahəsini yaradır. Əgər yüklü hissəcik bu sahəyə daxil edilərsə, hissəciyin kinetik enerjisi arta bilər. Əgər hissəciyin sürəti maqnit sahəsinin intensivliyinin artma sürəti ilə mütənasib artarsa, hissəcik orbit üzrə daimi radiusla hərəkət edəcək. Betatronun sxemi şək. 3-də verilmişdir.



Şək.3. Betatronun sxemi:

1-havasız sorulmuş şüşə boru; 2-elektron topu; 3-volfram hədəfi.

Orbitin sabit radiusunun alınma şərtinə baxaq.
İnduksiya qanununa əsasən, sarğıdakı gərginlik

$$U = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (6)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

r_0 radiuslu sahənin gərginliyinin qiyməti

$$E = \frac{U}{2\pi r_0} = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (7)$$

Hərəkət tənliyi

$$\frac{d(mv)}{dt} = \frac{q}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (8)$$

şəklində olacaq.

Bu tənlik relyativistlik halda da doğrudur. (8)-i inteqrallaşdırdıqdan sonra $t=0$, $v=0$, $F=0$ olarsa,

$$mv = \frac{q}{2\pi r_0} \Phi \quad (9)$$

alırıq.

Lakin, əgər elektron v sürətinə malikdirsə, onda B_0 induksiya sahə onu orbit üzrə

$$r = \frac{mv}{qB_0} = \frac{q}{2\pi r_0} \frac{\Phi}{qB_0} = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{\Phi}{B_0} \quad (10)$$

radiusu ilə hərəkət etməyə məcbur edəcək.

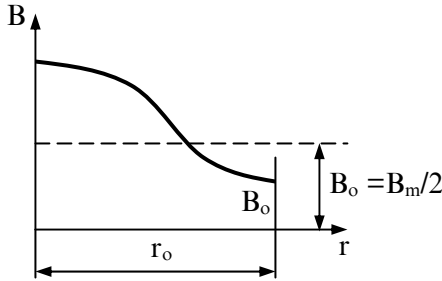
Uyğun orlaraq, $r = r_0$ şərtinə əməl edilməlidir. Bunun üçün betatronda sahə bircinsli olmamalıdır. B_m induksiyanın orta qiymətini daxil edək

$$F = \pi r_0^2 B_m. \quad (11)$$

Onda

$$r_o = \frac{\pi r_o^2 B_m}{2 \pi r_o B_o} \text{ və ya } B_o = \frac{B_m}{2} \quad (12)$$

Beləliklə, trayektoriyanın daimi radiusa malik olması üçün induksiya azalan funksiya olmalıdır (şək. 4), yəni maqnit qüvvə xətləri qabarıq olmalıdır.



Şək.4. Betatronda maqnit sahəsinin radial paylanması.

Sinxrotron və sinxrofazotron.

Siklotronda nə qədər ki, hissəciyin kütləsi sabitdir fırlanma tezliyi saxlanılır. Relyativistlik sürətlərdə

$$\frac{W_k}{W_o} = \frac{\Delta m}{m_o}. \quad (13)$$

Nəticədə fazalardan çıxma baş verir və hissəciyin sürətlənməsi dayanır. Elektronlar üçün bu tez başa gəlir, belə ki, onların sükunət halında enerjisi digər hissəciklərininkindən bir neçə dəfə azdır. Məhz buna görə də elektronları sürətləndirmək üçün siklotrondan istifadə edilmir.

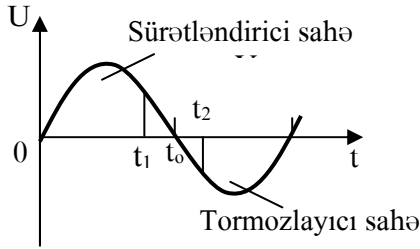
Fırlanma tezliyi üçün ifadəni ümumi şəkildə

$$\omega = \frac{qBc^2}{mc^2} = \frac{qBc^2}{W} \quad (14)$$

kimi yazmaq olar.

Siklotronda enerjinin əldə edilən ən böyük qiymətləri 20-30 MeV təşkil edir.

Veksler və Mak-Millan relyativistlik sürətlərinə çatdırmaq üçün hissəciklərin sürətlənməsinin yeni prinsipini təklif etmişlər. İdeya ondan ibarət idi ki, hissəcik aralığa sahə sıfır olduqda uçsun. Bu zaman orbit tarazlı olacaq. Bundan əlavə, belə uyğunlaşma orbiti stabilləşdirir. Əgər hissəciyin aralığa düşməsi gecikirsə, bu zaman o tormozlayıcı sahəyə düşür, onun enerjisi azalır. Əgər hissəcik aralığa vaxtından əvvəl düşərsə, onun enerjisi artır. Hər iki halda hissəcik faza nöqtəsinə qayıdır (şək. 5).



Şək.4. Faza tarazlığı prinsipi:

t_0 - tarazlı faza; t_1 -sürətləndirici faza; t_2 -tormozlayıcı faza.

Sabit fazanın orbiti üzrə hərəkət zamanı hissəcik heç bir əlavə enerji almır.

Əgər dəyişən gərginliyin tezliyini bir qədər azaltsaq, onda hissəcik aralığa sıfır fazasından bir qədər əvvəl düşəcək, əlavə enerji alacaq və bir neçə dövriyyədən sonra böyük enerji ilə tarazlıq vəziyyəti alacaq.

$$W = \frac{qBc^2}{\omega} \quad (15)$$

ifadəsindən məlum olur ki, enerjini tezliyi sonsuz yavaş azaltma ilə artırmaq olar.

(15) ifadəsindən, həmçinin məlum olur ki, enerjini induksiyanı artırmaqla da çoxaltmaq olar. Tarazlıq vəziyyəti almaq üçün tezliyin və induksiyanın adiabatik qaydada dəyişməsi lazımdır. $\omega = qB/m$ nisbətini

$$\frac{B}{\omega} = \frac{m}{q} \quad (16)$$

şəklində yazmaq olar. Yəni enerji dəyişdikdə B/ω nisbəti də kütlə kimi dəyişir. Geniş hədudlarda tezliyi dəyişmək texniki cəhətdən mürəkkəbdir, ona görə də maqnit sahəsini dəyişirlər. Əgər maqnit sahəsini kütlənin dəyişməsinə mütənasib olaraq dəyişiriksə, işıq sürətinə yaxın sürətə malik elektronun orbiti demək olar ki, sabit qalır. Ona görə də R_{\max} radiusuna malik dairədə kiçik halqaşəkilli sahə həddində maqnit sahəsini yaratmaq kifayətdir. Təbiidir ki, sürəti işıq sürətinə yaxın olan elektronları daxil etmək lazımdır. Sinxrotronda elektronları sürətləndirməyə kömək edən sahənin tezliyi sabitdir, maqnit sahəsi isə geniş hədudlarda dəyişir.

Çox yüksək enerjilərdə ağır hissəciklər üçün kütlənin dəyişməsi hələ müqayisəcə böyük deyil və yalnız bir neçə və ya onlarla faizə çatır. Bu halda maqnit sahəsini sabit saxlamaq, yalnız tezliyi dəyişmək olar. Bu zaman trayektoriyanın radiusu praktiki olaraq sıfırdan maksimuma qədər dəyişir ki, bu da böyük radiuslu qütblərdən istifadə etməyi tələb edir. Ağır hissəciklər üçün sürətləndiricilər sinxrosiklotronlar adlanır.

Eyni vaxtda həm maqnit sahəsini, həm də tezliyi dəyişməklə böyük həcmli baha başa gələn maqnitlərdən istifadə etməmək olar. Lakin (15)-dən belə bir nəticə alınır ki, maqnit sahəsinin artımı tezliyin artımından daha çox olmalıdır, əks halda hissəciyin enerjisi artmayacaq.

Sürətləndiricilərin üç tipinin xarakteristikalarını formalaşdıraraq. Betatronun maqnit sahəsi halqaşəkillidir. O zamanla birlikdə dəyişir, ona görə də maqnit qütbü təbəqəli dəmirdən hazırlanmalıdır. Elektronlar köməkçi sürətləndiricidən işıq sürətinə yaxın sürətlə buraxılır.

Ağır hissəciklərin sürətlənməsi üçün nəzərdə tutulan sinxrosiklotronun maqnit sahəsi bircinsli və sabitdir. Elektrodlar arasındakı sahənin dəyişmə tezliyi dəyişəndir, o, hər iş periodunun

sonuna qədər azalır. Generatorun tezliyinin dəyişmə üsulunu nəzərə almasaq, qurğunun bütün quruluşu siklotronun quruluşu ilə eynidir.

Üçüncü növ qurğularda həm induksiya, həm də tezlik dəyişir; bu halda da maqnit sahəsi halqəşəkillidir. Ağır hissəciklər çox böyük başlanğıc enerji ilə orbitə daxil olunmalıdırlar. Bu məqsədlə tez-tez yüksək təzyiqli Van-de-Qraaf generatorundan və ya xətti sürətləndiricilərdən istifadə edilir. 70 HeV qədər enerji almağa imkan verən belə qurğular sinxrozotronlar adlanır.

İstənilən sürətləndirici növü üçün əldə edilən maksimum enerji aşağıdakı qayda ilə qiymətləndirilir. Hissəciyin maksimal impulsu $mv_{\max} = qbr_{\max}$ bərabərdir. Bu halda tam enerji relyativist nisbətindən təyin edilir:

$$W_{\max} = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 p_{\max}^2} = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 q^2 B^2 r_{\max}^2}. \quad (17)$$

İşıq sürətinə yaxın sürətlərdə

$$W_{\max} \sim cqBr_{\max},$$

belə ki, sükunət halında olan enerji tam enerji ilə müqayisədə azdır. Beləliklə, əldə olunan enerji xətti ölçülərin birinci dərəcəsinə mütənasibdir. Prinsipial olaraq əldə edilə bilən enerjinin qiyməti dairə boyunca hərəkət edən hissəciyin şüalandırdığı gücün artması ilə məhdudlaşır. Ardıcıl düzülmüş və daxilində yüksək tezlikli gərginlik yaradılmış aralıqlardan uçuğu xətti sürətləndiricilərdə hissəciyin şüalanmaya sərf edilən itkilərini nəzərə almamaq mümkündür.

§7. Elektron, ion və tunnel mikroskopiyası

Mikroelektronikanın müəyyən məsələlərinin həlli üçün materialların səthinin işlənməsi texnoloji prosesdən sonra, bəzən isə elə işlənmə prosesi zamanı səthin müşahidəsini tələb edir. Adi optik metodlar bu məqsəd üçün yaramır, belə ki, onların ayırdetmə qabiliyyəti mikroelektronikanın elementlərinin ölçüsündən dəfələrlə çoxdur.

Optik cihazla böyüdüln iki işıqlanan nöqtə arasında minimal məsafə

$$\Delta = \frac{0,61\lambda}{n \sin \gamma / 2} \quad (1)$$

ifadəsi ilə təyin edilir ki, burada λ - şüalanmanın dalğa uzunluğu, γ - apertur bucağı, n – mühitin sınma göstəricisidir.

Müasir mikroskoplarda $\gamma \approx 140^\circ$, $\sin \gamma / 2 = 0,9$, $n \approx 1,3$, olduğunu nəzərə alsaq, görərik ki, hətta ən yaxşı optik mikroskoplarda belə ölçüsü 0,3 mkm kiçik olan detalları müşahidə etmək olmaz.

Mikroskopla böyütmə adi gözlə ayırd edilən ölçünün (0,2 mm) mikroskopla ayırd edilən (Δ) ən kiçik detalın ölçüsünə olan nisbəti kimi müəyyən edilir.

$$M = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{\Delta} \quad (2)$$

Optik mikroskop üçün $M=1000$.

Beləliklə, optik cihazların ayırdetməsinin son həddi işığın difraksiyası ilə məhdudlaşır. Ona görə də submikron ölçülü obyektləri təsvir etmək üçün şüalanmanın dalğa uzunluğunu azaltmaq lazımdır. Işıq şüalarının yerinə sürətlənmiş yüklü hissəciklərdən istifadə etmək perspektivli olmuşdur. Belə ki, hissəciklər üçün de Broyl dalğasının uzunluğu görünən işığın fotonları ilə müqayisədə olduqca azdır

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = 1,23 \cdot 10^{-9} \cdot U^{-1/2} \quad (3)$$

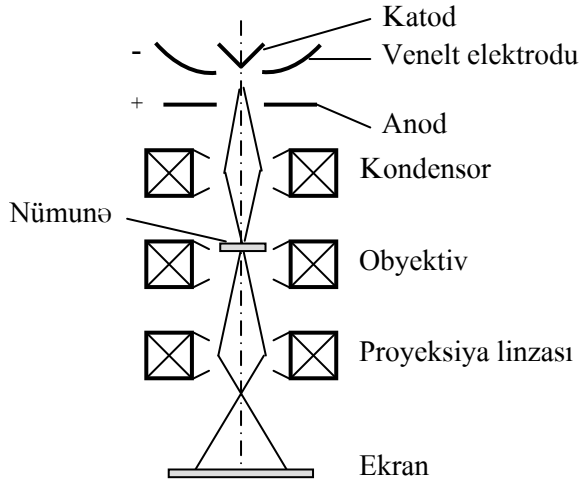
burada U – sürətləndirici potensialların fərqidir. Artıq $U=150$ B olanda $\lambda=1 \text{ \AA}$, yəni korpuskulyar optika elektronlar vasitəsilə ayrı-ayrı atomları təsvir etməyə imkan verir.

Elektron mikroskopunda şəklın alınması prinsipi optik mikroskopda olduğu kimidir. Elektron dəstəsi böyüdülmüş şəklı maqnit linzaları vasitəsilə lüminessent ekranda proyeksiya edilən nazik obyektədən keçir. Obyektin müxtəlif sıxlıqlı sahələri elektronları qeyri-bərabər səpələyir, ona görə də ekranda şəklın

kontrastlığı maddənin obyektə sıxlığının paylanması ilə müəyyən edilir.

İşıqlandırıcı elektron mikroskopu (İEM).

Birinci elektron mikroskopu 1932-ci ildə yaradılmışdır (E.Ruska, Almaniya). Onun sxemi optik mikroskopun sxeminə oxşayır (şək. 1).



Şək.1. İşıqlandırıcı elektron mikroskopunun sxemi.

Üçelektrodlu mənbənin katodu və anodu arasında fokus formalaşır və elektron dəstəsi anoddan çıxdıqdan sonra təxminən 10^{-2} rad ($0,5^{\circ}$) apertura malik olur. Birinci kondensorun linzası fokusun kiçildilmiş şəklini sahənin daxilində linzalar arasında formalaşdırır. İkinci kondensor nümunədə ləkə almaq üçün şəkli böyüdür (1-2 həddində). Adətən birinci kondensorun linzası dəstənin fokusunu 10-15 dəfə kiçildir. Standart V şəkilli közərmə telindən istifadə etdikdə nümunədəki şüalanın ləkənin diametri 1 mkm-ə qədər azala bilər.

Obyektivin linzası 1 mm-ə bərabər edilə bilən kiçik fokus məsafəsinə malikdir; nümunə bilavasitə fokusda yerləşir.

Mikroskopda maqnit linzalarından istifadə edilir, belə ki, onların aberrasiyası elektrostatik linzalarından daha azdır.

Nümunənin qalınlığı onu şüalandıran elektronların elastik toqquşmalarında sərbəst qaçışın orta uzunluğundan az olmalıdır. Bir qayda olaraq, nümunənin qalınlığı ayırdetmə qabiliyyətinin qiymətindən 10 dəfədən çox olmamalıdır. Bioloji obyektlər üçün qalınlığı 10-100 nm-ə çatan kəsikləri hazırlayan ultramikrotomlar, həmin qalınlıqlı metal, ərinti və yarımkeçiricilərin təbəqələrini almaq üçün isə mikroaşılma metodları işlənilib.

Obyektlər nazik təbəqədən hazırlanmış mexaniki cəhətcə möhkəm, istilik baxımdan davamlı və yaxşı elektrik keçiriciliyə malik olan oturaq üzərində yerləşir. Ən yaxşı təbəqələr vakuumba buxarlanma və ya kondensasiya metodu ilə alınmış karbon

təbəqələrdir (qalınlıq 20 \AA).

Adətən mikroskoplarda gərginlik 50-100 kV olur, ən yaxşı ayırdetmə 2-3 \AA çatır. Bu halda elektron mikroskopunun böyütməsi $M=10^6$ -ya çata bilər.

Obyekt yüksək vakuum şəraitində nəzərdən keçirilir ki, bu, xüsusilə bioloji obyektlər üçün, həmişə yarayan deyil.

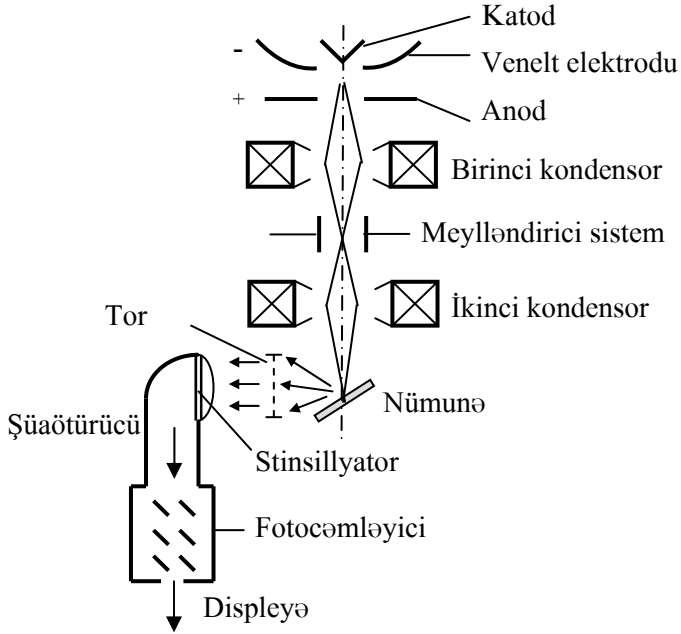
Skannedici elektron mikroskopu (SEM).

Skannedici elektron mikroskopunda nümunə üzərində çox kiçik ölçüdə ləkə əmələ gətirən və bu ləkəni nümunənin bütün səthi üzərində hərəkət etdirməyə imkan verən şüalandırıcı sistem tətbiq olunur (şək. 2).

Birinci dəstə tərəfindən generasiya edilən ikinci elektronların bir hissəsi toplanır və katodoluminissent səthə tərəf sürətlənir.

Şüaötürücünün digər ucunda çox kiçik küylü, yüksək həssaslıqlı və tezliklərin geniş diapazonunda böyük güclənmə əmsalına malik fotocəmləyici yerləşir. Displaydəki şəkil skaner edilən hər bir nöqtədən detektəedici sistem vasitəsilə toplanan elektron xəritəsindən ibarətdir. Səthin topoqrafiyası hətta ikinci elektronların emissiyası eyni əmsala malik olarsa, normalın sistemin optik oxuna nəzərən nümunənin müstəvisindən bir qədər meyillənəndiyi yaxşı ayırdetmə qabiliyyətinə malik displayin ekranında keyfiyyətlə əks

olunur. Ləkənin ölçüsünün bir neçə mikron həddində saxlanması nəticəsi kimi görünüşün tamlığı çox böyükdür. SEM-in səthin strukturunu müşahidə etmək qabiliyyəti hətta kiçik ölçülü böyütmələrdə belə bu cihazların praktik əhəmiyyətini şərtləndirir. Optik mikroskop (görünüşün tamlığının azlığı) və işıqlandırıcı mikroskopların (nümunənin az qalınlığa malik olması) isə belə xüsusiyyəti olmaması onların praktik əhəmiyyətini azaldır.



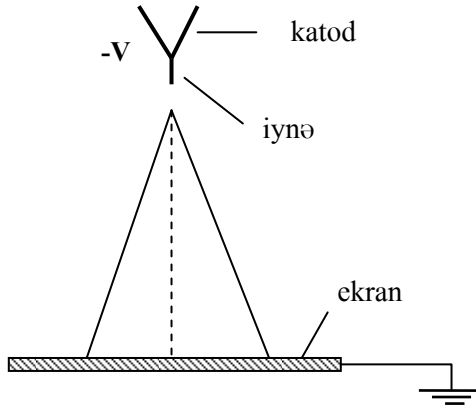
Şək. 2. Skaniredici elektron mikroskopunun sxemi.

Şüalandırıcı SEM sistemi analoji PEM sistemindən daha az enerjiyə malik elektronlar (5-25 keV) vasitəsilə çox kiçik ölçülü ləkə əmələ gətirmək zərurəti ilə fərqlənir. Lantan heksaboridindən hazırlanmış avtoelektron və ya istilik elektron emissiyalı nöqtəli mənbələrin tətbiqi yaxşı parlaqlığa malik 1 nm diametrlə ləkələr almağa imkan verir.

Əgər çox nazik nümunədən və şüanın daha yüksək enerjisindən istifadə etsək, bu mikroskopu işıqlandırıcı rejimdə tətbiq etmək olar. Bu yolla 0,3-0,5 nm ayırdetmə alınmış və ağır elementlərin ayrı-ayrı atomları müşahidə olunmuşdur.

Avtoelektron emissiyalı mikroskop (AEM).

AEM emissiya mikroskoplarının ən sadəsidir. O, katodlu lüminiscent ekranından R məsafəsində yerləşmiş, r radiuslu iynədən ibarət olub ekrana nəzərən V potensialına malikdir (şək. 3).



Şək. 3. Avtoelektron mikroskopun sxemi.

Belə mikroskopun uzun müddət işləməsi üçün olduqca yüksək vakuum ($R < 10^{-8}$ Pa) tələb olunur. İynənin ucunda olan elektrik sahəsinin intensivliyi

$$E = \frac{V}{kr} \quad (4)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada k – iynənin formasından asılı olan sabitdir. Kifayət qədər yüksək sıxlıqlı cərəyan (10^4 - 10^8) A/sm² almaq üçün elektrik sahəsinin intensivliyi 10^7 - 10^8 V/sm kəmiyyətə malik olmalıdır.

Adətən iynələr elektrik sahələrindəki istilik dəmləməsi vasitəsilə formalaşır və onlar təqribən 10 kV-luq gərginlik altında 1mkm radiuslu uclu monokristallardır.

Elektronlar radial istiqamətdə uçurlar, böyütmə kəmiyyəti

$$M = \frac{R}{r} \quad (5)$$

ilə təyin olunur.

Bu mikroskoplarda böyütmə $M \approx 10^5$ çatır və ayırdetmə 1 nm-dan yaxşıdır və adsorbsiyalaşmış böyük üzvi molekulları müşahidə etmək mümkündür.

Avtoion emissiyalı mikroskoplar.

İon proyektorunun iş prinsipi avtoelektron emissiyalı mikroskopun iş prinsipi ilə eynidir. Fərq yalnız ondadır ki, elektronlar əvəzinə qazın ionlaşması nəticəsində iynənin ucluğunun yaxınlığında əmələ gələn müsbət ionlardan istifadə olunur.

Əgər atom və ya molekula 10^8 V/sm intensivlikli elektrik sahəsində yerləşdirilir, onlar əvvəlcə qütbləşir, kritik sahədə isə müsbət yüklənmiş ion saxlayaraq tunel effekti hesabına vakuuma keçirlər. Elektrik sahəsi ionun ucluqdan sürətlənməsinə səbəb olur və ekrana tərəf radial hərəkətini təmin edir.

İonlaşma adətən ucluğun yaxınlığında səthindən 0,1 nm məsafədə baş verdiyindən səth atomları tərəfindən elektrik sahəsinin dəyişməsi şəklin yaranmasını təmin edir. Çox ehtimal ki, qütbləşmiş hissəcik ionlaşarkən atomlar arasında olan aralıqda yox, səthi atoma yaxın yerləşir. Ucluq maye hidrogenin temperaturlarına qədər soyudulduqda bu effekt özünü daha güclü şəkildə biruzə verir. Qaz qismində heliumdan istifadə olunur. Çünki o biratomludur, kimyəvi cəhətdən inertdir və kiçik tozlandırma əmsalına malikdir ki, bu da ekranın yeyilməsinin qarşısını alır. Sistemdə qazın təzyiqi təxminən 10^{-1} Pa təşkil edir. İonlar üçün de Broyl dalğasının uzunluğu elektronlara nisbətən kifayət qədər azdır və buna görə də daha yaxşı ayırdetmə almaq mümkündür.

Ekranı çatan ion cərəyanlarının sıxlığı çox kiçikdir və uzun müddət ərzində şəkli müşahidə etmək üçün kanallaşdırıcı vurucular

istifadə edilir. Bu qurğu oxuna nəzərən elektrik sahəsinin paralel yerləşdiyi nazik kapilyarların ikiölçümlü massivindən ibarətdir. Kapilyara düşən ion borudan keçərkən kapilyarın divarları ilə toqquşduqda sayları lavaşəkilli artan ikinci elektronları generasiya edir. Kapilyarın digər tərəfindən çıxan bu elektronlar üzərində parlaq şəkil alınan katodoluminissent ekran istiqamətində sürətlənir. Hal-hazırda ion proyektoru atomlar massivini normal rejimdə müşahidə edə bilən yeganə mikroskopdur.

Skanerləşdirici tunel mikroskopu (STM).

Səthin təsvirini proyeksiya üsulu ilə deyil, prinsipial olaraq başqa üsulla aparmaq olar. Şəkli ekrana cərəyanı atom miqyası məsafəsində modullaşdıran emitterin səthi üzərində hərəkət etdirməklə vermək olar. Bu prinsip 1983-cü ildə yaradılmış (Q. Binning, Q. Rorer, İsveçrə) skanerləşdirici tunel mikroskopunun işinin əsasında durur.

Başının radiusu 0,1 mkm olan nazik iynədən istifadə etsək, bu halda onun yaxınlığında $E=10^8$ V/sm elektrik sahəsinin intensivliyini almaq olar. Bu intensivlik ən sonuncu atomlardan ibarət avtoelektron (tunel) emissiyası üçün kifayətdir. Əgər bu iynəni səth boyunca çox kiçik məsafədə səth üzərində hərəkət etdirsək, bu zaman elektron cərəyanı atom ölçüsünün qeyri-bərabərliklərinə çox həssas olacaq.

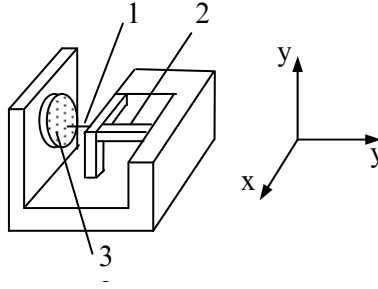
İynə ilə obyekt arasında U potensialları müxtəlif olarsa, metalların birində Fermi səviyyəsi digər metaldakından eU kəmiyyəti qədər çox olacaq. Dövrədə digər metalın keçirmə zonasında yerləşən boş yerlərə maneədən tunelləşən elektronların cərəyanı axacaq. Cərəyan sıxlığı üçün

$$j \sim U \cdot \rho(E_F) \exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m\varepsilon}\right), \quad (6)$$

nisbəti doğrudur. Burada $\rho(E_F)$ – Fermi səviyyəsində halların sıxlığı, d – iynədən səthə qədər olan məsafə, ε - elektronların çıxış işidir.

Obyektdən olan məsafənin və ona paralel yerdəyişməyə dəqiq nəzarət üçün əlavə idarə edən gərginliyin təsiri altında ölçülərini dəyişən pyezoelektriklərdən istifadə olunur.

STM-in quruluşu şək. 4-də verilmişdir.



Şək.4. Skaneredici tunel mikroskopunun quruluşu:

1-iyənə; 2- pyzeoelement; 3-tədqiqat obyektı.

Öz uzunluqlarını nümunənin müstəvisində yerləşən x, y oxları istiqamətində dəyişən pyzeoelementlərə xətti və kədr açmaları formalaşdırıran mişarşəkilli gərginlik verilir. Üçüncü pyzeoelementə əks əlaqə gücləndiricisinin çıxışından gərginlik verilir. O, elə gərginlik hasil edir ki, tunel cərəyanı həmişə sabit olsun. Bu da nümunə ilə iyənənin ucluğu arasında aralığın dəyişməsi ilə pyzeoelementin uzanması və ya qısalması hesabına əldə edilir. Meylətdirici gərginlik EVM-in idarəsi ilə formalaşdırılır ki, buraya da əks əlaqənin gərginliyi ötürülür. Onlar yaddaşda saxlanılır və ucluğun trayektoriyasını əks etdirən $Z(x,y)$ şəklinə düşürlər. Gərginlikdən koordinatlara keçid asan başa gəlir, belə ki, pyzokeramikanın uzunluqlarının kiçik dəyişmələri gərginliyin dəyişiklikləri ilə düz mütənasibdir.

STM elektron mikroskopunu ayırdetmə qabiliyyətinə görə üstələyir, hazırlanması ucuz başa gəlir və dəyəri aşağıdır.

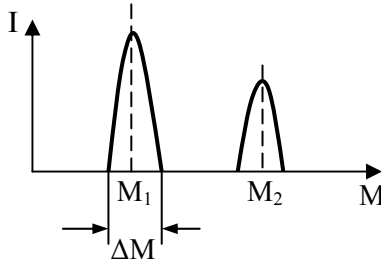
§8. İon dəstələrinin kütlə analizi.

Kütlə-spektrometrik cihazların iş prinsipi qalığ qazların ionlaşması və alınmış ionların sonrakı fəza və zamanca bölünməsinə əsaslanıb.

Kütlə analizatorları statik və ya dinamik analizatorlara bölünür. Onların əsas parametrləri onların ayırdetmə qabiliyyəti və həssaslıq həddidir. Ayırdetmə qabiliyyəti aşağıdakı qayda ilə təyin edilir.

Analizatorun köməyi ilə kütlələrin spektri ayrı-ayrı zirvələr şəklində alınır (şək. 1).

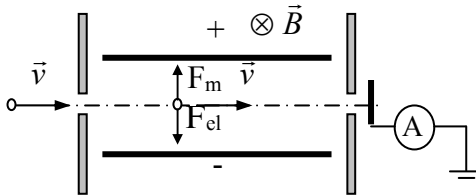
İonun kütlə sayının zirvəsinin əsası yanında kütlə spektoqramının zirvənin eninə olan nisbətinə $M/\Delta M$ ayırtdmə qabiliyyəti deyilir. Zirvə nə qədər dar olarsa, ayırtdmə qabiliyyəti də bir o qədər yüksək olar.



Şək. 1. Analizatorun ayırtdmə qabiliyyətinin müəyyən edilməsi.

Həssaslıq həddi analiz edilən qarışıqın parsial təzyiqi ilə qiymətləndirilir ki, bu zaman cihazın göstəriciləri onun öz küyünün səviyyəsini 2 dəfə üstələyir.

Sadə analizator Vinin sürətlər filtridir (şək. 2) İon dəstəsi kəsilən $\vec{E} \perp \vec{B}$ sahələrində yayılır. Elektrik və maqnit qüvvələri bərabər olduqda ion sistemin oxu istiqamətində hərəkət edəcək və çıxış aralığına düşəcək.



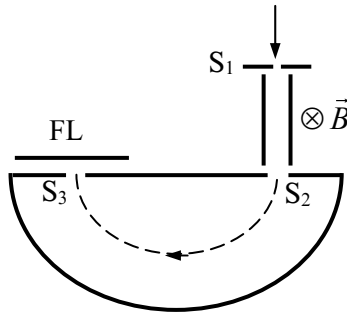
Şək. 2. Sürətlər filtrin sxemi.

$$F_m = F_e, \quad qE = qvB, \quad v = \frac{E}{B}, \quad v = \sqrt{\frac{2qU_o}{m}},$$

$$\frac{2qvU_o}{m} = \frac{E^2}{B^2}, \quad \frac{q}{m} = \frac{U^2}{2U_o d^2 B^2}.$$

Alınmış ifadədə U_o ion mənbəyinin sürətləndirici gərginliyidir. Lövhələr arasında U gərginliyini dəyişək, dəstədən müxtəlif xüsusi yükə malik ionları ayırmaq olar.

Sürətlər filtri dəstənin 180° döndərməsilə Beynbric kütlə spektroqrafında istifadə olunub. Filtr S_2 yarığında müxtəlif kütləli, lakin eyni sürətli ionlar buraxır. Yarıqdan keçən ionlar bircinsli maqnit sahəsində dairəvi trayektoriyalar cızırlar.



Şək. 3. Beynbric kütlə spektroqrafının sxemi:
FL-fotolövhə.

Bu trayektoriyaların əyrilik radiusları ionların kütlələri ilə düz mütənasibdir

$$R = \frac{mv}{qB}.$$

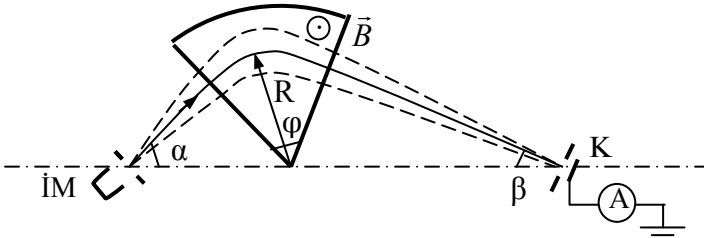
Cihazın üstünlüyü onun şkalasının xətti olmasıdır.

Statik analizatorlarda bircinsli maqnit sahəsində ənənəvi 180° -lik dönmə ilə yanaşı, həm də sektorlu maqnit sahəsi istifadə olunur. Bu

halda aşağıdakı şərtlərə əməl olunmalıdır: ion mənbəyinin çıxış dəliyi, sektor sahəsinin hündürlüyü və giriş dəliyi bir düz xətt üzərində yerləşir, ion dəstəsi sektorun sərhədlərinə perpenduklyar düşür (şək. 4).

Bu cihazın ayırdetmə qabiliyyətinin nəzəri qiyməti

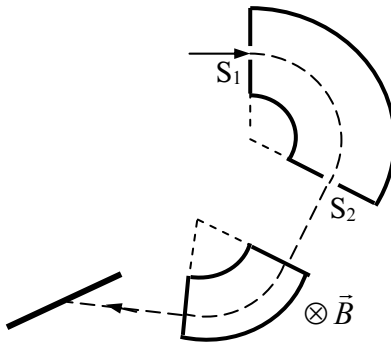
$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R}{S_1 + S_2}, \quad (1)$$



Şək.4. Sektorlu maqnit sahəli analizatorun sxemi.

düsturu ilə ifadə olunur ki, burada da S_1 və S_2 - ion mənbəsinin çıxış dəliyinin və kollektorun giriş dəliyinin enidir. Cihazın dəlikləri nə qədər dar olarsa, ayırdetmə qabiliyyəti bir o qədər yüksək olur, lakin bununla yanaşı, qeydə alınan ion cərəyanının kəmiyyəti azalır.

Radial elektrik sahəsi tərəfindən ikiqat fokuslandırma Beynbric və Cordan tərəfindən böyük işıq gücü və xüsusi yüksək ayırdetmə qabiliyyətinə malik kütlə spektroqrafi qurmaq üçün istifadə olunub (şək. 5).



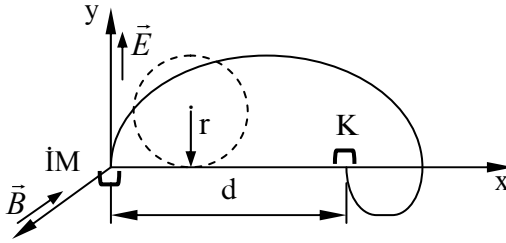
Şək.5. Beynbric-Cordan kütlə spektroqrafının sxemi.

Bu cihazda ayrılan ion dəstəsi əvvəl radial elektrik sahəsi tərəfindən fokuslandırılır sonra isə 60° bucağa malik sektorlu maqnit sahəsi fotolövhdə kütlə spektri verir. Bu cür spektroqrafın ayırdetmə qabiliyyəti dəliklərin enindən asılı olaraq 1500-ə çata bilər ki, bu da elementlərin izotoplarını qeydə ala bilər.

Kəsilən $\vec{E} \perp \vec{B}$ sahələri, həmçinin sikloidal fokuslandırma ilə analizator da istifadə edilir (şək. 6). Burada həm ionların enerjisi, həm də onların sürətləri istiqamətində ikiqat fokuslandırmadan istifadə olunur. İon mənbəyindən çıxan hissəciklər uzadılmış sikloid (troxoid) cızır və troxoidin periodu məsafəsində kollektora düşürlər. X oxu (yellənmə radiusu) boyunca bərabər yerdəyişən dairə radiusu

$$r = \frac{mE}{eB^2} \quad (2)$$

ifadəsi ilə təyin edilir.



Şək.6. Troxotronun sxemi.

Troxoidin periodu

$$d = 2 \pi r = \frac{2 \pi m E}{eB^2} \quad (3)$$

düsturu ilə hesablanır.

Kütlələr üzrə ayırmanı elektrik və maqnit sahələrin intensivliyinin dəyişməsi ilə həyata keçirmək olar. Cihazın ayırdetmə qabiliyyəti

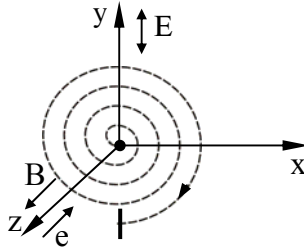
$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{d}{\Delta d} = \frac{d}{S_1 + S_2} \quad (4)$$

burada S_1 və S_2 - çıxış və giriş dəliklərinin enidir.

Həssaslıq həddi $10^{-11} \div 10^{-12}$ c. s. mm təşkil edir.

Statik kütlə analizatorları böyük ölçüyə malik olur və onları vakuum kamerasına birləşdirmək çətin olur. Bu mənada daha münasib cihazlar dəyişən elektrik sahələrinin tətbiq olunduğu dinamik kütlə analizatorlarıdır.

Omeqatronlu kütlə analizatorunda ionun siklotron fırlanmasında və onun enerjisinin dəyişən elektrik sahəsində artımı zamanı rezonansdan istifadə olunur (şək. 7). Bu halda rezonanslı ionlar mərkəzdən uzaqlaşaraq spiralvari trayektoriyalar üzrə hərəkət edir. Qazın ionlaşması maqnit sahəsi boyunca bir neçə yüz elektron-volt enerjiyə qədər sürətləndirilmiş dar elektron dəstəsi tərəfindən



Şək. 7. Omeqatronun sxemi.

həyata keçirilir.

Omeqatronun ayırma qabiliyyəti

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{r_0 e B^2}{2 E_0 m}, \quad (5)$$

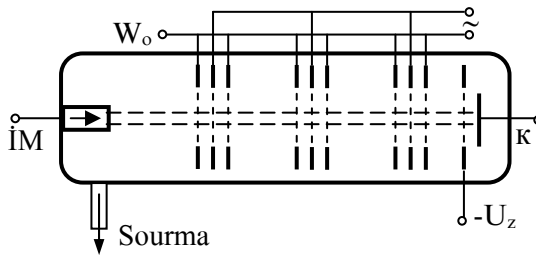
düsturu ilə təyin olunur ki, burada da r_0 – analizatorun mərkəzindən kollektora qədər olan məsafə, E_0 – elektron sahəsinin amplitududur.

Parsial təzyiqlərin aşağı həddi 10^{-12} c. s. mm ayırdetmə qabiliyyətinin kəmiyyəti 100-dən çox ola bilər.

Radiotezlikli kütlə analizatorunda ionların kütlə üzrə ayrılması onların yüksək tezlikli gərginlik verilmiş elektrod-torlar sistemindən keçməsi zamanı baş verir (şək. 8). Mənbədən başlanğıc W_0 enerjisi ilə çıxan ionlar hər birində 3 olmaqla bir neçə tor qrupları olan fəzaya düşür. Kənar və mərkəzi tor arasında yüksək tezlikli gərginlik verilib. Yalnız sahədə müəyyən əlavə enerji toplamış ionlar bütün tor sistemindən keçə və kollektor yaxınlığında ləngidici sahəni aşağı bilərlər. Rezonansın şərtləri kütləsi

$$m = \frac{2\pi^2 e W_0}{\omega^2 S^2} \quad (6)$$

olan ionlar üçün yerinə yetirilir ki, burada ω – dəyişən gərginliyin dairəvi tezliyi, S - kənar və orta tor arasında olan məsafədir. Kütlələrin spektri üzrə ayrılma tezliyin və ya ionların başlanğıc enerjilərinin rəvan dəyişməsi ilə həyata keçə bilər.



Şək.8. Radiotezlikli kütlə analizatorunun sxemi.

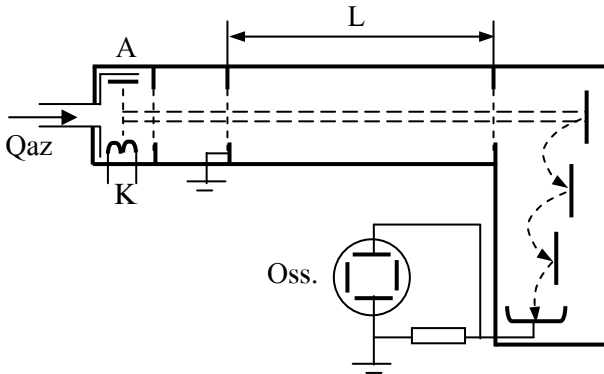
Torlar arasında sahələrdən azad dreyf sahəsi vardır. Bu ona görə edilir ki, qeyri-rezonanslı ionlar dəyişən sahənin fazasından çıxmağa imkan tapa bilsinlər. Radiotezlikli kütlə analizatorunun ayırdetmə qabiliyyəti ionların sürətlərinin - ion mənbəsinin növündən asılı olan səpələnməsi ilə müəyyən edilir və onun kəmiyyəti 100-ə çatır.

İmpulsu vaxtaşırımlı analizatorun iş prinsipi ionların dreyf sahəsində vaxta görə ayrılmasına əsaslanıb. Elektron zərbəsi ilə ionlaşma kamerasında əmələ gələn ionlar oradan elektrodlar arasında

gərginlik impulsunun təsiri altında çıxarılır və sürətlənmə sahəsinə düşürlər (şək. 9). Kütlədən asılı olmayaraq bütün ionlar eyni enerji alırlar, kütlələr üzrə ayrılma isə uçuş zamanının kütlədən asılılığı üzündən baş verir:

$$\tau = \frac{L}{v} = L \sqrt{\frac{m}{2eU}} \quad (7)$$

burada U – sürətləndirici gərginlikdir. Daha yüngül hissəciklər L yolunu ağır hissəciklərdən daha tez qət edəcək və dreyfdən çıxış sahəsində müxtəlif zaman kəsiklərində fotocəmləyicinin girişinə düşən eyni kütləli ion paketləri əmələ gələcək. Yüklənmənin müqavimətində ossilloqraf vasitəsilə qeydə alınan gərginliyin qısamüddətli impulsları yaranacaq.



Şək. 9. Vaxtaşırımlı kütlə analizatorunun sxemi.

Ossilloqrafın girişinin tezliyini ion mənbəyinin impulslarının tezliyi ilə sinxronlaşdıraraq ekranda kütlələrin spektrini almaq olar. Xronotronun ayırdetmə qabiliyyəti

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{\tau}{2\Delta t}, \quad (8)$$

burada Δt – verilmiş kütləli ionların kollektora cərəyanın axma zamanıdır. O, kollektor yaxınlığında ionlar paketinin eni və

mənbədən çıxan paketin başlanğıc enindən, habelə onun dreyf sahəsində aşınması ilə təyin edilir.

Vaxtaşırımlı analizatorların ayırma qabiliyyəti 100-ə, qeydə alınan kütlələrin diapazonu 1-600 k. a. v., təzyiqlərin işçi diapazonu $10^{-4} \div 10^{-9}$ c. s. mm.

§9. Sürətlənmiş elektronların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.

Bərk cisimlərin xassələrinin elektron dəstələri tərəfindən məqsədyönlü şəkildə dəyişməsi üçün cisimlərin səthində və onların tutumunda müxtəlif enerjili elektronların bombardmanı nəticəsində baş verən elementar proseslərini ətraflı tədqiq etmək lazımdır. Bu tədqiqatın mürəkkəbliyi elektronların keçdiyi müddətdə müxtəlif proseslərin çox zaman bir-biri ilə bağlı olmasındadır.

Elektronların bərk cismin atomları ilə qarşılıqlı təsir aktlarını iki əsas sinifə – elastik və qeyri-elastik – ayırmaq olar.

Elektron-şüa texnologiyasında elektronların enerjisi bir qayda olaraq 100-200 keV-dan çox olmur. Bu enerjide elektron bərk cismin atomunda elastik səpələnmə onun qonşu atomlarla əlaqəsini qıra bilmir. Atomun zəncir üzrə yerdəyişməsi nəticəsində elastik dalğa yayılır. Elastik səpələnmənin hər aktında birinci elektron enerjini bir və ya bir neçə fononun həyəcanlanmasına səbəb olan diskret porsiyalarla itirir.

Koherent qarşılıqlı təsir zamanı nizamlı atom düzülüşlü bərk cisimlərdə də de`Broyl elektron dalğalarının difraksiyası baş verir.

Birinci elektronların bir hissəsi səthə yaxın atomlara bir neçə ardıcıl elastik səpələnmə aktlarından sonra böyük bucaqlarda səpələnir və vakuuma qayıdır. Elastik əks olunan adlanan bu elektronların xarakter xüsusiyyəti onların enerjisinin başlanğıc enerjisindən fərqlənməməsidir.

Ümumilikdə, elektronların elastik əks olunması onların enerjisi, xassəsi və səpələyici mərkəzlərin qarşılıqlı yerləşməsi ilə təyin olunur. Bu, verilmiş təzahürdən elektronografiya, elektron mikroskopiyası və müxtəlif obyektlərin tərkibinin və quruluşunun analizi üçün elektron spektroskopiyasının bəzi növlərində istifadə edilməsini imkan verir.

Maddədə birinci elektronların tormozlanmasının əsas mexanizmi qeyri-elastik səpələnmə prosesləri ilə bağlı olur ki, bunun da nəticəsində bərk cismin elektron sistemi həyəcanlanır. Bərk cisimdə elektron-elektron qarşılıqlı təsirlərinin iki əsas növü fərqləndirilir: kollektiv və birhissəcikli.

Kollektiv həyəcanlanmada birinci elektron valent elektronlar sistemi ilə qarşılıqlı təsirdə olur ki, onu bircinsli paylanmış müsbət yükün sahəsindəki sərbəst elektronların plazması kimi nəzərdən keçirmək olar.

Plazma rəqslərinin enerjisinin kvantu – plazmon bərk cismin enerji və impulsun müəyyən qiymətlərinə malikdir.

İki növ plazma rəqsləri ayırd edilir – həcmi və səthi. Səthi plazmon iki mühitin ayrılma sərhəddi boyunca yönəlmiş impulsa malikdir. Onun enerjisi həcmi plazmonun enerjisindən azdır. Onların yaşama müddəti 10^{-16} san çox deyil. Hər maddəyə plazmonların enerjisinin, adətən 3-30 eV diapazonunda yerləşən, öz qiymətləri müvafiq gəlir.

Birhissəcikli elektron-elektron qarşılıqlı təsirlərdə birinci elektronların enerjisi ionlaşmaya və bərk cismin atomlarının həyəcanlanmasına sərf olunur.

Həyəcanlanmış elektronların bir hissəsi istiqamətini dəfələrlə dəyişdikdən sonra bərk cismin səthinə çata bilər. Əgər bu zaman elektronun potensial maneəni aşmağa kifayət edəcək enerjisi qalarsa, o, vakuuma ikinci elektron kimi çıxa bilər. Orta hesabla, bir birinci elektron vasitəsilə sıxışdırılıb çıxarılan ikinci elektronların ümumi sayı ikinci elektron emissiya əmsalı - δ adlanır. Bütün metallarda keçiricilik elektronlarında güclü tormozlanma nəticəsində həyəcanlanmış elektronların vakuuma çıxa biləcəyi orta dərinlik bir neçə atom qatı təşkil edir və $\delta \leq 2$.

İkinci elektronların energetik spektrləri bərk cismin tərkibi haqqında məlumat verir. Belə spektrlərdə verilmiş maddə üçün xarakterik olan və dəstənin başlanğıc enerjisindən asılı olmayan enerjinin müəyyən qiymətlərində zirvələr müşahidə olunur. Atomun elektronu aşağıda yerləşən energetik səviyyələrin birinin ionlaşması nəticəsində vakansiyaya keçdikdə ayrılan enerjinin diskret porsiyası şüalanmasız üsulla bərk cismin daha bir elektronuna verilə bilər (Oje-proses).

Müəyyən növlü Oje-elektronların tam sayı səthə yaxın sahədə müvafiq elementin konsentrasiyasına mütənəsibdir. Daxili elektron qatında vakansiyanı doldurarkən xarakterik şüalanmaya malik kvantın buraxılması da mümkündür. Belə şüalanmanın spektri, bir qayda olaraq, uzun rentgen dalğalarının sahəsində yerləşir və həmçinin şüalanan atomların təbiəti haqqında informasiya daşıyır. Rentgen spektral analizdə nümunənin səthə yaxın sahəsinin qalınlığı Oje-spektroskopiyada olduğundan qat-qat çoxdur. Belə ki, rentgen kvantları daha az səpələnir və udulur.

Bərk cisim elektron dəstəsi tərəfindən şüalandırıldıqda həyəcənlanmış elektronların əksəriyyəti həcmdə çökür və 10^{-14} - 10^{-12} s ərzində çoxsaylı tormozlanma aktlarında bütün artıq enerjilərini itirirlər. Metallarda termalizə olunmuş elektronlar keçiricilik elektronlarından qat-qat azdır. Ona görə də onlar yalnız dielektrlərdə və yarımkəçiricilərdə keçiriciliyə əhəmiyyətli təsir göstərə bilirlər. Radiasiya keçiriciliyi hadisəsindən elektron mikroskoplarındakı təsvirin gücləndiricilərində, yüklü hissəciklərin kristal detektorlarında və s. istifadə edilir.

Metal olmayan maddələrdə termalizə olunmuş elektronlar qaçılmaz şəkildə əks işarəli daşıyıcılarla rekombinasiya nəticəsində itir. Belə rekombinasiya həm elektron və deşiyin birbaşa toqquşması, həm də rekombinasiya mərkəzləri rolunu oynayan qarışıq və ya defektlərin lokal tələ səviyyələrinə daşıyıcılardan birinin aralıq tutulması ilə baş verə bilər. Bərk cismin elektron sisteminin tarazlıq halına qayıtması lüminessensiya adlanan rekombinasiya şüalanması ilə müşahidə olunur. Bu hadisədən elektron-şüa cihazlarında geniş istifadə edilir. Əgər elektronların həyəcənlanması nəticəsində qonşu atomlar arasında itələmə qüvvələri kəskin artarsa, elektronlar tərəfindən şüalanan maddənin tərkibi qaçılmaz sürətdə dəyişir. Bu növ proseslərə yad cinsli atom və molekulların elektron-stimullaşmış desorbsiyası, habelə bərk cismin səthində yerləşən kimyəvi birləşmələrin dissosiasiyası aid edilir.

Əgər həyəcənlanma nəticəsində atomun kimyəvi fəallığı artarsa elektron işləmə əks nəticəyə, yəni kimyəvi birləşmələrin əmələ gəlməsinə də gətirib çıxara bilər. Belə reaksiyalardan biri, məsələn, üzvi molekulların səthdə adsorbsiya olunmuşların polimerizasiyası nəticəsində dielektrik təbəqələrin əmələ gəlməsidir.

Sürətlənmiş elektronların qaçma uzunluğu onların başlanciq enerjisindən və maddənin elektronlarının enerjisinin azalması zamanı artan tormozlama qabiliyyətindən asılıdır. Bu o deməkdir ki, birinci elektronların sürətinin hələ çox olduğu səth yaxınlığında enerjinin itmə ehtimalı qaçışın sonundan az olmalıdır. Nəticədə xüsusi enerjinin fəza paylanması maksimumu bərk cismin həcmində yerləşir.

Elektronlar maddəyə daxil olarkən onların səpələnməsi nəticəsində elektron dəstəsinin diametri də artır. Əgər dəstənin başlanğıc diametri elektronların daxilolma dərinliyindən azdırsa, (rastr elektron mikroskopunda ölçüdü kimi) onda onların enerjisi formaca sferikə yaxın olan səthə yaxın həcmdə ayrılır. Mikroanalizin müvafiq üsulunun fəza ayırdetməsi məhz səpələnmə sferanın ölçüsü ilə məhdudlaşır.

Maddənin elektron-şüa qızdırılması texnologiyada mühüm rol oynayır. Maddənin temperaturunun artması bir sıra termiki proseslərin: struktur fəza keçidləri, defektlərin dəmləməsi, diffuziya, təkrar kristallaşma, ərimə, desorbsiya və atom hissəciklərinin səthdən buxarlanması, termoelektron emissiya və s. baş verməsini stimullaşdırır.

Elektron-şüa qızdırılmasında kiçik ümumi gücə malik dəstədə istilik enerjisinin çox yüksək konsentrasiyasını əldə etmək olar. Birinci dəstənin 10^6 Vt/sm²-dən yuxarı xüsusi enerjilərində şüalanan dəstəyə təsir edən mexaniki qüvvələr artır. Nəticədə maddənin anomal dərin əriməsi (xəncərvari ərimə) və hətta açıq dəliklərin əmələ gəlməsi müşahidə oluna bilər.

Mikrotexnologiyada əsas parametrlər elektronların daxilolma dərinliyi və ondan asılı olaraq enerji itkilərinin paylanmasıdır. E elektronunun kinetik enerjisinin azalma sürəti enerji itkilərinin Bete düsturu ilə təsvir edilir.

$$\frac{dE}{dS} = \left(\frac{N_A e^4}{2\pi\epsilon_0^2} \right) \left(\frac{\rho Z}{A} \right) \left(\frac{1}{E} \ln \frac{1.66E}{I} \right) \quad (1)$$

Birinci vuruq konstantdır, ikinci vuruq yalnız maddənin xarakteristikalarından, üçüncü həm dəstənin xarakteristikalarından,

həm də ionlaşmanın orta enerjisindən asılıdır: $I = 1,15 \cdot 10^{-2} Z \cdot Z/A$ nisbəti demək olar ki, sabit olduğundan ikinci vuruq maddənin sıxlığının dəyişməsilə təyin edilir. Əgər uzunluq ρS (q/sm^2) vahidlərilə ölçülsə, bu asılılığı nəzərə almaq olar.

Elektronun qaçışının uzunluğunu hesablamaq üçün $S=0$ olduqda, başlanğıc şərt $E=E_0$ ilə (1) tənliyini inteqrallaşdırmaq olar. Onda

$$R_E = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/d(\rho S)} \quad (2)$$

Tam yavaşımaya ($E=0$) müvafiq gələn ρS -in maksimal qiyməti Bete R_B qaçışı adlanır.

Ekspperimental yolla elektronların belə təbəqələrdən keçməsi vasitəsilə müəyyən edilmiş elektronlarının real qaçışı R

$$R=10E_0^{1,43}, \text{ mkq/sm}^2$$

düsturu ilə ifadələmək olar. Burada E_0 keV ilə ölçülür. Bu düstur E_0 1-100 keV enerji diapazonunda doğrudur. Kiçik atom nömrəsi Z olan materiallar üçün kəmiyyət üzrə real qaçış Bete R_B qaçışına uyğun gəlir.

Elektronların maddədən keçməsinin bir çox nəzəri modelləri (1) düsturunun müxtəlifliyinə əsaslanmışdır. Bu modellər çərçivəsində elektronlar Bete qanununa uyğun olaraq, enerji itirərək və ekranlaşmış kulon qarşılıqlı təsirinin kəsilişinə müvafiq səpələnərək maddəyə Z dərinliyinə daxil olur. Z dərinliyində elektronların trayektoriyası çoxsaylı səpələnmə nəticəsində izotrop olur. Onlar tam qaçışları R_B kəmiyyətinə çatana qədər müxtəlif istiqamətlərdə hərəkət edirlər. Tam diffuziyanın bu dərinliyi təxmini

$$Z \approx R_B \frac{40}{7Z} \quad (4)$$

tənasübü ilə təyin olunur.

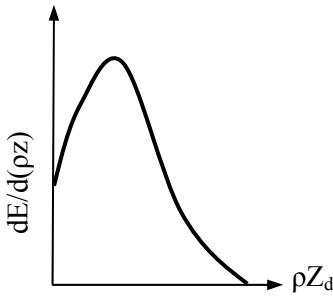
Elektron dəstəsinin ayırdığı $dE/d(\rho_d)$ enerjisi, əsas etibarilə rentgen şüalanmasının generasinya, ikinci elektronların emissiyası və elektron-deşik cütlərinin əmələ gəlməsinə sərf olunur.

ρZ kəmiyyətindən törənən enerji itkisinin tipik qrafiki şəx. 1-də verilib.

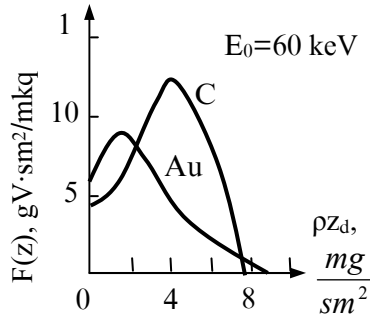
Elektronların birinci dəstəsinin girişi yaxınlığında enerjinin səpələnməsinin ρZ daxilolma dərinliyindən (dozanın $\phi(Z)$ üzrə paylanması) asılılıq xarakteri barədə məlumat ikinci elektronlarının çıxışının hesablanması üçün zəruridir. Karbon və qızıl üçün dozanın dərinlik üzrə paylanmasının Monte-Karlo üsulu üzrə hesablanmış ayrıları şəx. 2-də verilib.

Elektron dəstəsi müstəvi hədəflə toqquşduqda hədəfdən çıxan əks səpələnmiş elektronlar 50 eV-dan yuxarı enerjiyə malik olur, əsl ikinci elektronların enerjisi 2-5 eV olur.

Əks səpələnmiş elektronların əksolma əmsalı η Rezerfordun



Şəx.1. Traektoriyanın uzunluğu boyunca enerji itkisi.



Şəx.2 Dozanın dərinlik üzrə hədəflərdə paylanması.

səpələnmənin böyük bucaqları üçün çıxartdığı düsturu inteqrallaşdırmaqla tapıla bilər. Hesablama göstərir ki, η birinci elektronların enerjisindən asılı deyil və hədəfin materialının atom nömrəsi ilə təyin olunur (şəx. 3).

Əks səpələnmiş elektronların uçduğu dərinlik normal düşmə zamanı elektronların qaçışının uzunluğunun təqribən yarısını təşkil edir.

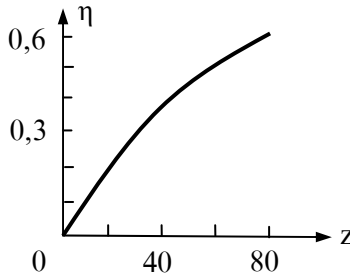
İkinci elektronların çıxış əmsalı δ Z ilə bir qaydada artmır, onun kəmiyyətinə çıxış işinin dəyişməsi və səthin vəziyyəti təsir göstərir. δ -nın vahiddən çox olan maksimal qiyməti birinci elektronların $E_0=300-800\text{eV}$ diapazonlu enerjilərində əldə edilir.

Birinci elektronların kiçik enerjilərində onların daxilolma dərinliyi də azdır və δ əmsalı dəstənin enerjisi ilə mütənəsibdir (şək. 4).

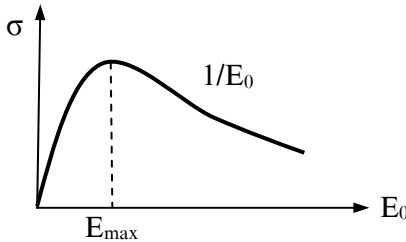
Dəstənin elektronları böyük enerjiyə malik olduqda ikinci elektronlar səthə çatmaqda çətinlik çəkirlər.

İkinci elektronların çıxış dərinliyi 1-10 nm-dir.

Elektronların bərk cisim ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində alınan rentgen şüalanması bütöv spektr (elektronların nüvə sahəsində tormozlanması və onların valent və sərbəst elektronlarla qarşılıqlı təsiri zamanı) və ya xətti spektrə (daxili qatın elektronları ilə qeyri-



Şək. 3. Elektronların əksolma əmsalının hədəfin materialının atom nömrəsindən asılılığı.



Şək. 4. Elektronların çıxış əmsalının
dəstənin enerjisindən asılılığı.

elastik toqquşma zamanı oje-elektronların və ya xarakterik rentgen şüalanmasının yaranması) malik olur. Eksperimental yolla müəyyən edildiyi kimi, tormoz şüalanmasına çevrilən birinci elektronların intensivlik payı materialın Z hədəfinin atom nömrəsindən və birinci elektronların enerjisindən asılıdır

$$f \equiv 7 \cdot 10^{-10} Z E_0 \quad (5)$$

burada E_0 eV-la ölçülür.

§10. Materialların elektron-şüa işlənməsi.

Elektron dəstəsinin istilik təsiri.

Maddənin udduğu dəstənin enerjisi istiliyə çevrilir. Qızma hələ maddənin aqreqat halının dəyişməsilə müşayiət olunmadıqda gücü zəif olan axınlarda olduğu kimi, elektronların nümunəyə daxilolma qanunauyğunluqları dəstənin xüsusi gücü 10^5 Vt/sm² qədər olduqda dəyişməz qalır. Şüalanan nümunədə T temperaturunun paylanması istənilən t zamanında istilik keçiriciliyini qeyri-bircinsli tənliyini həll edərək tapmaq olar

$$\nabla^2 T - \frac{c\rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P(x, r, t)}{\lambda} \quad (1)$$

burada λ – materialın istilik keçiriciliyi, c – onun istilik tutumu, ρ – sıxlığıdır. Bu tənliyi $P(x, r, t)$ -ni müəyyən edib nümunənin sərhədlərində və zamanın başlanğıcında şərtləri təyin edərək hər bir konkret halda həll etmək lazımdır. Birinci dəstənin xüsusi gücündən $P_e \sim 10^6$ Vt/sm² başlayaraq istilik enerjisinin ayrılma sürəti onun istilik keçiricilik, istilik şüalanması və səth üzərindən buxarlanma hesabına çıxımının sürətini üstələyir ki, bu da şüalanan sahənin temperaturunun artmasına gətirib çıxarır. Bu halda elektronların nümunəyə daxilolma prosesi xarakterik xüsusiyyətlərə malikdir:

- 1) elektronların daxil olmasının maksimal dərinliyi dəstənin xüsusi enerjisindən və şüalanma zamanından asılıdır. Bu dərinlik Bete düsturu üzrə hesablanmış trayektoriya qaçışını min dəfə üstələyə bilər;
- 2) işlənmə zonasında maddənin sıxlığı onun xaricindəki sıxlığından azdır, zonanın özü isə sferik deyil, birinci dəstənin istiqamətində çox uzanmış «xəncərvari» formaya malikdir. Əgər P_e ekstremal qiymətə çatırsa, dəstənin düşdüyü yerdə dərinliyin diametrə nisbətinin olduqca yüksək olduğu birbaşa dəlik əmələ gələ bilər;
- 3) qalınlığı bir neçə sm-ə çatan təbəqəli materialların şüalanması zamanı, dəstə işə salındıqdan bir neçə mikrosaniyə sonra təbəqənin əks tərəfindən orta qiymətinin yaxınlığında rəqslənən və periodik olaraq sıfıra düşən keçən elektronların cərəyanı yaranır. Elektronların nümunədən çıxışındakı enerjisi demək olar ki, başlanğıc enerjiden hətta birbaşa dəlik əmələ gəlmədikdə və təbəqə işlənmədən sonra vakuum baxımından sıx qaldıqda belə fərqlənmir.

Elektron-şüa əriməsi (EŞƏ).

EŞƏ-nin sənayedə tətbiqi texnikanın yeni sahələrinin xüsusi təmiz materiallara və yüksək temperaturlarda möhkəmliyini saxlayan və ya yüksək kimyəvi dayanıqlığa malik materiallara olan tələbatı ilə stimullaşdırılırdı. Adətən belə materialların hazırlanması və təmizlənməsi üçün vakuumda və ya qoruyucu qazların atmosferində ərimə tətbiq edirlər. Bu prosesin bütün mərhələlərində materialın yad qarışıqlarla çirklənməsi mümkünlüyü minimuma endirilib. Tələb olunan müddət ərzində ərimə temperaturunu əhəmiyyətli dərəcədə üstələyən temperaturda əriməni təmin etmək daha çox mümkündür. Bu daha aşağı temperaturlarda getməyən müxtəlif fiziki-kimyəvi proseslərin baş verməsinə şərait yaradır.

Elektron-şüa buxarlanması (EŞB).

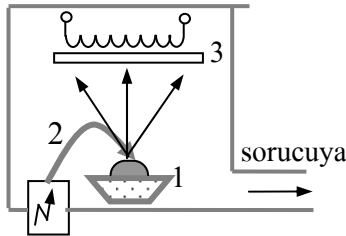
EŞB metodu səthin elektron dəstəsilə birbaşa qızdırılmasını aparmağa imkan verir ki, bu da susoyudulan putalardan istifadə

etməyə imkan verir və beləliklə buxarlanan materialın putanın divarları ilə qarşılıqlı təsirini istisna etməyə imkan verir. Hal-hazırda EŞB termiki buxarlanmanın digər üsullarını əhəmiyyətli dərəcədə sıxışdırıb aradan çıxarıb və ən müxtəlif məsələlərin həllində – mikroelektronikada nazik təbəqəli elementlərin istehsalından tutmuş kağızın sənaye metallaşdırılması və polad lentlərin korroziyadan mühafizə edilməsində geniş tətbiq olunur.

EŞB-in iş prinsipi şəkl. 1-də izah olunub. Su ilə soyudulan putaya 1 yerləşdirilmiş buxarlanan materialın səthi elektron dəstəsi 2 ilə elə temperatura qədər qızdırılır ki, o buxar mənbəyinə çevrilir. Bu buxarın axınında oturacaq 3 yerləşdirilir və tozlandırılır. Buxarlayıcı buxarlama zamanı dəstənin parametrlərini idarə etmək üçün zəruri ölçü və nəzarət vasitələri ilə təhciz olunub.

Qurğunun 3-dən 250 kVt dək diapazonunda olan gücündən asılı olmayaraq, buxarlanma üçün xüsusi gücü 10^4-10^5 Vt/sm² olan dəstələrdən istifadə edilir, belə ki, $P > 10^5$ Vt/sm²-də materialların bir çoxunda əritmənin sıçraması başlayır.

Katodun birbaşa buxar axınına düşməməsi, topun özünün putanın üzərində olan iş sahəsinin daraltmaması üçün bir qayda olaraq, dəstənin elektromaqnit sarpmasından istifadə olunur.



Şəkl. 1. Elektron-şüa buxarlanmasının sxemi.

Ərinti və kimyəvi birləşmələrin buxarlanması zamanı müxtəlif komponentlərin buxarlanma sürətləri bir-birindən kəskin fərqlənə bilər. Bu, komponentlər arasında verilmiş nisbətə əməl olunması tələb olunan mürəkkəb tərkibli örtüklərin termiki alınmasını olduqca çətinləşdirir. Belə qatları komponentlərin müxtəlif putalardan buxarlanan, lakin oturacaqda birgə kondensasiya edilən çoxputalı buxarlayıcıdan da çəkmək olar. Sabit tərkibli örtüklərin alınması

üçün bu halda temperaturun çox yüksək dəqiqliklə tənzimlənməsi tələb olunur. Kimyəvi birləşmələrin təbəqələrinə hazırlamaq üçün yuxarıda sadalanan üsullardan başqa reaksiya vasitəsilə çökdürülmə də istifadə edilir ki, bu zaman materialın buxarlanma və kondensasiya prosesində o, həcmə daxil edilmiş qazabənzər reagentlə kimyəvi qarşılıqlı təsirdə olur.

Elektron-şüa qaynağı (EŞQ).

Elektron şüalanmasında «xəncərvəri» ərimə müxtəlif materialları qaynaq etməyə imkan verir. Elektron dəstəsilə qaynaq etmə ənənəvi üsullardan daha az ümumi istilik sərf edərək istilik enerjisinin çox yüksək lokal sıxlıqlarını almağa imkan verir. Bu digər üsullarla qaynaq edilə bilməyən ən müxtəlif materiallardan ibarət məmulatların hazırlanmasında qaynaqlı birləşmələrdən istifadə imkanını əhəmiyyətli dərəcədə genişləndirir. Müasir EŞQ-in tətbiq sahəsi olduqca genişdir: raketlərin və sualtı qayıqların korpuslarının qaynağından tutmuş tranzistor və mikrosxemlərin kontaktlarının bərkidilməsinə qədər.

Mövcud elektron-şüa qaynaq qurğularında ləkənin diametri 0,1 mm–5 mm və topun ümumi gücü 1-dən 100 kVt-a qədər olduqda xüsusi gücü 10^5 - 10^7 Vt/sm² olan dəstələrdən istifadə edilir.

Böyük ölçülü məmulatların qaynağında adətən müqayisədə kiçik həcmli vakuum tikişin yaxınlığında yaradılır. Buna detalın səthinə sıxaclı bərkidicilərin köməyi ilə bərkidilən xüsusi hərəkətli kameralar vasitəsilə nail olunur. Digər üsul qaynağın aralıq vakuumda aparılmasından ibarətdir. Bu halda elektron topunun yerləşdiyi bölmə işçi kameradan şüanın çıxışı üçün kiçik dəliyi olan arakəsmə ilə ayrılır və dəstənin normal formalaşması üçün kifayət edən 10^{-3} Pa təzyiqə qədər boşaldılır. Böyük ölçülü məmulatın işləndiyi bölmədə vakuum bir neçə dəfə aşağı ola bilər. E=150-200 keV olduqda hətta atmosfer təzyiqində belə dəstə xüsusilə yüngül qazda bir neçə santimetr məsafədə qaynaq üçün xüsusi gücünü saxlaya bilər. Ona görə də birinci növbədə, yüksək sürətli qaynaq tələb olunan hallarda qaynaq yeri yüngül inert qazla soyudulan və atmosferə buraxılan şüanın kameranın kiçik dəliyindən keçdiyi EŞQ-dən istifadə etmək daha məqsədəuyğundur.

Termiki elektron-şüa işlənməsi.

Termiki elektron-şüa işlənməsinə materialın lokal qızdırma, ərimə və ya buxarlanması nəticəsində quruluşunun dəyişməsi və ya şüalanan sahənin formasının dəyişməsinin baş verdiyi mikroişlənmə üsulları qrupu aiddir. Bu üsulların arasında ən geniş yayılan materialın dəstənin fəaliyyət zonasından aparılmasına əsaslanan elektron şüasının kəsici alət kimi istifadə olunduğu ölçülü işlənmədir. Belə işlənməyə misal olaraq, qabaqcadan verilmiş profilli dəlik və ya oyuqların alınması, tapılmayan və çətinləşən materialların kontaktsiz kəsilişi, frezerləmə, cilalama və s. göstərmək olar. Elektron-şüa işlənməsinin əsas xüsusiyyəti ənənəvi üsullarda olduğu kimi, materialın mexaniki xassələri ilə deyil, onun istilik-fiziki xassələri ilə müəyyən edilir. Bu işlənmənin xarakterini, bəzən isə (məsələn, zərif, plastik və möhkəm materiallar üçün) onun texnoloji imkanlarını genişləndirir.

Termiki işlənmənin əsasında duran bütün proseslər intensiv olaraq müəyyən hədd qiymətini aşan temperaturlara qədər qızdırılmada gedir. Ona görə də işlənmənin həndəsəsi əsas etibarilə, o sərhəd səthi ilə təyin edilir ki, orada nümunənin həcmində hədd temperatu əldə olunub. Bu sahəni lokallaşdırmaq üçün istiliyin onun xaricinə çıxmasını məhdudlaşdırmaq, yəni hər nöqtədə elektron dəstəsinin təsirinin az davamlılığını təmin etmək lazımdır. Bu məqsədlə tez-tez şüalanmanın impuls rejimindən istifadə edilir. Həmçinin, dəstəni kifayət qədər yüksək sürətlə verilmiş kontur üzrə arasıkəsilmədən hərəkət etdirmək olar.

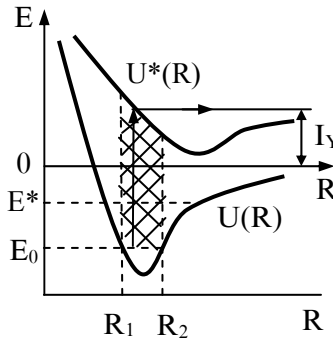
Qeyri-termiki elektron-şüa işlənməsi.

Sürətlənmiş elektronlar hətta aşağı temperaturlarda belə maddədə müxtəlif fiziki-kimyəvi reaksiyaların axmasını stimullaşdırdığından, onları nümunənin səthə yaxın sahəsinin xüsusiyyətlərinin seçmə dəyişməsinə, o cümlədən onun səthində nazik qatlar yaratmaq və ya dağıtmaq üçün istifadə etmək olar. Qeyri-termiki işlənmənin əsasında duran hadisələr üç əsas qrupa bölünür: ionlaşma və maddənin atomlarının həyəcanlanması nəticəsində kimyəvi reaksiyaların getməsi; elektronların kristallik materialın atomları ilə elastik toqquşması zamanı radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsi;

yüksək izoləedici xüsusiyyətlərlə dielektriklərin səthinin yüklənməsi. Əsasında birinci qrupun hadisələri duran metodlar daha geniş vüsət tapmışdır.

Elektron bombardmanı zamanı gedən kimyəvi reaksiyaların əsas növü həyəcanlanma və ya ionlaşma nəticəsində kimyəvi birləşmələrin dağılmasıdır (dissosiasiya). Bu prosesi hər hansı ixtiyarı XY birləşməsinin misalında izləyək. X və Y komponentləri arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri onları ayıran R məsafəsindən və hissəciklərin təbiətindən asılıdır. İstənilən birləşmənin davamlılığının şərti qarşılıqlı təsir edən komponentlərin potensial enerjinin minimumunun $U(R)$ olmasıdır (şək. 2). Aşağı temperaturalarda birləşmənin molekullarının böyük hissəsi E_0 enerjisi ilə əsas vəziyyətdədir.

Tarazlıq şəraitində X və Y arasında yol verilə bilən məsafələrin diapazonu $R_1 < R < R_2$ qiymətləri ilə məhdudlaşır. Fərz edək ki, elektron bombardmanı nəticəsində $Y \rightarrow Y^*$ komponentlərindən



Şək.2. Molekulda atomların qarşılıqlı təsir enerjisinin məsafədən asılılığı.

birinin ionlaşması və ya həyəcanlanması baş verir. Bu həyəcanlanmış XY^* molekulunun yeni $U^*(R)$ funksiyası ilə təsvir ediləcək qarşılıqlı təsir enerjisinin dəyişməsinə gətirib çıxarmalıdır. Frank-Kondon prinsipinə uyğun olaraq, elektron keçidi zamanı qonşu atomlar arasında məsafə və onların nisbi sürətləri nəzərə çarpacaq dərəcədə

dəyişməyə macal tapmır. Bu o deməkdir ki, elektron bombardamanının təsiri altında XY molekulunun $U(R)$ vəziyyətindən $U^*(R)$ vəziyyətinə keçməsi $R=\text{const}$ (vertikal xətt üzrə) olduqda baş verəcək. Belə keçid yalnız şəkildə ştrixlənmiş Frank-Kondon zonası adlanan sahə hüdudunda mümkündür.

Birləşmənin komponentlərə parçalanma reaksiyası həmişə yox, yalnız elektron həyəcanlanması nəticəsində itələmə qüvvələrinin nisbi rolu artdıqda, yəni əgər $U^*(R)$ minimumu $U(R)$ -ə nəzərən böyük R -lərin sahəsinə yerini dəyişdikdə baş verəcək. Bu halda Frank – Kondon sahəsindəki sonuncu vəziyyətlərin əhəmiyyətli hissəsi itələmə qüvvələrinin üstünlük təşkil etdiyi $U^*(R)$ sahəsinə düşəcək. Bu qüvvələrin təsiri altında həyəcanlanmış Y^* komponenti X -dan uzaqlaşmağa başlayacaq.

Verilmiş analiz elektron bombardmanını müşayiət edən geniş hadisələrdə tətbiq olunur, belə ki, XY birləşmələrinin növü konkretləşdirilməyib. Aşağıdakı variantlar daha böyük praktik əhəmiyyət daşıyır:

1. XY – adsorbsiyalaşmış molekuldur. Onun parçalanması nəticəsində səthdən seçmə yolu ilə komponentlərdən birini yox etmək olar.

2. XY – adsorbsiyalaşmış molekul olub, oturacaq ilə kimyəvi reaksiya verən parçalanma məhsullarından biridir.

3. X – bərk cisim, Y – şüalanma nəticəsində səthdən ayrılan adsorbsiyalaşan hissəcikdir (elektron-stimullaşdırılmış desorbsiya).

4. X – bərk cisim, Y – reaksiya nəticəsində düyünlərərsə sahəyə və ya vakuuma keçən krisal qəfəsin düyünündə olan atomdur.

5. XY – elektron dəstəsinin təsiri ilə parçalanması polimerizasiyanın zəncirvari reaksiyasına səbəb olan üzvi molekuldur. Lakin burada sonuncu dissosiasiya reaksiyası olsa da, şüalanma nəticəsində daha iri molekullar yarana bilər.

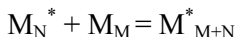
Adsorbsiyalaşmış qatlarda gedən reaksiyalara misal olaraq oksigenin mövcud olduğu şəraitdə almazın elektronlar vasitəsilə şüalanması zamanı onda dəliklərin açılmasını göstərmək olar.



Adsorbisiyalaşmış qatlarda elektron-stimullaşdırılmış reaksiyaların əsas tətbiq sahəsi ölçülü işləmə ilə deyil, səth üzərinə ən müxtəlif maddələrin (o cümlədən, çətin əriyən) nazik təbəqələrini seçmə ilə çəkilməsidir. Metal təbəqələri üzvi metal birləşmələrin və ya $Me_m(CO)_n$ karbonillərinin parçalanması; silisium və SiO_2 təbəqələrini silisiumlu üzvi birləşmələrdən alırlar.

Üzvi molekulların polimerizasiyası.

Çoxatomlu üzvi molekulların elektron bombardmanı zamanı molekulların qırıntılarından ($1 < i < N$), və ya həyəcanlanmış molekullardan ($i = N$) ibarət olan M_i^* sərbəst radikalları əmələ gəlir. Radikallar sərbəst valentliyə və bir qayda olaraq, yüksək kimyəvi fəallığa malikdir və buna görə də doymuş molekullarla qarşılıqlı təsirə asan daxil olurlar:



Bu reaksiya sərbəst valentliyin itməsi ilə müşayiət olunmur və buna görə də əhəmiyyətli xarakterlidir. Nəticədə M_i monomerinin molekulları arasıkəsilməz artan molekul zəncirlərində birləşirlər və son halda elektron bombardmanına məruz qalan bütün həcmi tutan bir nəhəng molekul əmələ gələ bilirlər.

Elektron-şüa litoqrafiyası.

Elektron-şüa litoqrafiyasının prinsipi elektronlarla şüalandıqda polimer lak təbəqələrində molekulyar zəncirin orta uzunluğunun dəyişməsinə əsaslanmışdır. Bu uzunluq öz növbəsində elektron şüası vasitəsilə yaradılmış gizli şəklın əmələgəlməsi prosesində lakın həlledicidə davranışını müəyyən edir. Ümumi halda, polimer zəncirlər nə qədər uzun olsa, materialın həllolma sürəti də bir o qədər az olar. Şüalanmış polimer molekulların parçalanması və onların orta uzunluğunun azalmasına gətirib çıxaran pozitiv rezistin aydınlaşdırılmasında təbəqənin işlənmiş sahələri silinir. Neqativ laklarda isə, əksinə, aydınlaşdırmada şüalanan sahə deyil, işlənmiş sahələr silinir, elektron-stimullaşdırılmış polimerizasiya nəticəsində artmış molekulyar zəncirlərin orta uzunluğu oturaqda qalır.

Elektron litoqrafiyası qurğularında rezistin səthində zondun diametri təqribən 3 nm enində 8 – 10 nm-lik xətlər almaq olur ki, bu da 50000 xətt/mm ayırdetməyə uyğun gəlir (bu işıq-optik metodlarda olduğundan iki tərtib çoxdur). Elektron-optik sistemlərin üstünlüyü həm də dəstənin kiçik bucaq səpilməsində 10 – 20 mkm-dən az olmayan dəqiqliyinin böyük dərinliyidir. Bu ən azı, adi obyektlərin dəqiqlik dərinliyindən bir tərtib çoxdur. Bundan əlavə, elektron optikasında işləmənin işçi sahəsi böyük ölçülərə (2×2 mm az olmayan) malikdir.

§11. Sürətlənmiş ironların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.

Sürətlənmiş ionların (1-100 keV enerjiyə malik) bərk cismin səthinə düşməsi zamanı aşağıdakı qarşılıqlı təsir növlərinə rast gəlinir:

1. Səthdə ionun atom və ya atomlar qrupu tərəfindən əks səpələnməsi. Burada ionun trayektoriyasının sarpması və səth ilə enerji mübadiləsi baş verir.

2. Atom dislokasiyası — səthdə atomun zərbəsindən sonra nümunənin strukturu ilə daha güclü əlaqə vəziyyətinə keçmə.

3. Böyük enerjiyə malik ionlarla şüalanma zamanı maddədə daxili dislokasiya.

4. Fiziki tozlanma — ionun böyük impulsunun ötürülməsi zamanı bir və ya bir neçə atomun səthdən qopması.

5. İon implantasiyası — çevik ionun kristal qəfəsə daxil olması.

6. Səth üzərində yeni kimyəvi birləşmələrin əmələ gəlməsi, bəzi hallarda səth qatı qazabənzər halda olur və buxarlanır (kimyəvi tozlanma).

7. Oje-neytrallaşma nəticəsində ionların neytral hissəciklər şəklində səthdən əks olunması.

8. İkinci ion-elektron emissiyası.

9. Adsorbsiya - düşən ionların səthlə əlaqəsi.

10. İkinci ion-ion emissiyası — ionlaşma və əmələ gələn ionların səthdən qopması.

Enerjinin itməsi proseslərinin təhlili zamanı iki əsas mexanizm fərqləndirilir: elektronlarla toqquşma və nüvələrlə toqquşma.

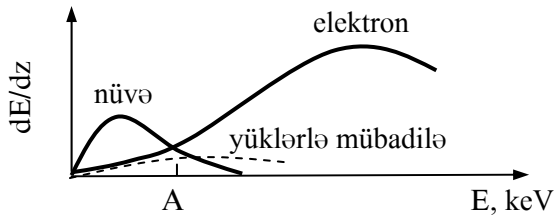
Birinci qeyri-elastik mexanizm çəvək ionun kristal qəfəsin elektronları ilə qarşılıqlı təsirdə olmasından ibarətdir, bunun nəticəsində də kristalın atomlarının həyəcanlanması və ionlaşması baş verir. Maddədə elektronların sıxlığı yüksək olduğundan bu prosesi arasıkəsilməz hesab etmək olar. İkinci elastik qarşılıqlı təsir zamanı birinci ionun nüvələrinin ekranlaşmış yükləri və hədəfin atomları arasında qarşılıqlı təsiri zamanı ona iki hissəciyin toqquşması kimi baxmaq olar. Yüksək enerjili ionları rezerford səpələnməsi, orta enerjili ionları ekranlaşmış kulon səpələnməsi ilə yaxşı təsvir edilir.

Bu mexanizmlərdən başqa, hərəkət edən ion və hədəfin atomu arasında gedən yük mübadiləsi də enerji itkilərinə səbəb olur. İonun nisbi sürəti elektronun Bor sürəti $2 \cdot 10^6$ m/san ilə müqayisə edildikdə, bu mübadilə xüsusilə effektivdir.

Beləliklə, tam enerji itkilərini üç toplanan— nüvə, elektron və mübadilənin cəmi şəklində təqdim etmək olar

$$\frac{dE}{dz} = \left(\frac{dE}{dz} \right)_n + \left(\frac{dE}{dz} \right)_e + \left(\frac{dE}{dz} \right)_m. \quad (1)$$

İonlar kiçik enerjiyə malik olduqda dəstənin bucaq səpələnməsinə səbəb olan nüvələrlə qarşılıqlı təsir üstünlük təşkil edir. Yüksək enerjilərdə elektronlarla toqquşmalar daha əhəmiyyətli olur. Aşağıdakı empirik qayda məlumdur: enerjinin kristal qəfəsə ötürülməsi əsas etibarilə A keV-dan az olan enerjilərdə nüvə toqquşmalarının hesabına baş verir ki, burada A - birinci ionun atom kütləsidir. Enerji itkilərinin birinci ionun enerjisindən asılılığı şəkl.1-də göstərilmişdir.



Şək.1 Enerji itkilərinin ionun enerjisindən asılılığı.

Nüvələrlə qarşılıqlı təsir.

Elastik qarşılıqlı təsirlərlə şərtlənmiş itkilərin hesablanması üçün ekranlaşmış nüvə potensialını bilmək lazımdır. Potensial üçün əks kvadrat asılılıqdan istifadə edərək enerji itkilərini hesablamaq üçün daha təqribi düstur almaq olar.

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_n = 0,278 \frac{z_1 z_2}{\left(z_1^{2/3} + z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} N, \text{ eV/nm} \quad (2)$$

Burada Z_1 , M_1 və Z_2 , M_2 müvafiq olaraq birinci ionun və kristal qəfəsin atomlarının atom nömrələri və kütlələridir; N -atomların konsentrasiyası, hissəciklərin sayı/nm³-dir. Bu düstur üzrə hesablamalar «ion-hədəfin atomu» variantlarının əksəriyyəti üçün enerji itkilərinin kəmiyyətinin əmsalını 100-1000 eV/nm diapozonunda verir.

(2) düsturundan görüldüyü kimi maddənin yavaşıcı qabiliyyəti enerjiden asılı deyil. Ona görə də ionun qaçışı

$$R_n = \frac{E_0}{\left(dE/dz\right)_n} = 2kE_0 \quad (3)$$

bərabərliyi ilə təyin olunur ki, burada da

$$k = \frac{1,8 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}{NZ_1 Z_2} \frac{M_1 + M_2}{M_1 N} \text{ nm/eV.}$$

Gözləndiyi kimi qaçış atom nömrəsi Z və N konsentrasiyası artdıqda azalır.

Elektronlarla qarşılıqlı təsir.

Əgər hədəfin atom K -qatında ionların sürəti elektronların sürətini üstələyirsə ionun tam ionlaşması ehtimalı böyükdür. Bu halda enerji

itkiləri Bete düsturu ilə təsvir edilir. Lakin Bete düsturu ionların kiçik enerjiləri və böyük atom nömrələri (z_1, z_2) üçün ödənilmir. Belə ki, bu düsturda yükün fluktuasiyası, plazmanın rəqslərinin həyəcanlanması və yüklərlə mübadilə effekti nəzərə alınmır.

Elektronlarla aşağı və aralıq enerjilərdə qarşılıqlı təsiri nəticəsində ağır ionların yavaşımının xüsusiyyətləri Linkhart, Şarf və Şiott (LŞŞ) modelində nəzərə alınır. Bu modelə müvafiq olaraq, enerji itkiləri ionun sürəti ilə mütənasibdir.

$$\left(\frac{dE}{dz} \right)_e = k'E^{1/2} \quad (4)$$

Burada $k' = 3,28 \cdot 10^{-3} (Z_1 + Z_2) M_1^{-1/2} \text{ N}$, $\text{eV}^{1/2}/\text{nm}$ birinci ionun növündən və hədəfin materialından asılıdır.

İonun qaçışı.

İonun qaçış uzunluğunu hesablayarkən nüvə və elektron qarşılıqlı təsirlərinə sərf olunan itkiləri bir-biri ilə bağlı olmadığını hesab etmək olar. Onda

$$\begin{aligned} R &= \int_0^R dz = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(dE/dz)_n + (dE/dz)_e} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{1/2k + k'E^{1/2}} = \\ &= \frac{2E_o^{1/2}}{k'} - \frac{1}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) \end{aligned} \quad (5)$$

Teylor ayırmasından istifadə edərək

$$\ln(1+x) \approx x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} + \dots$$

alırıq

$$R \approx 2kE_0 \left(1 - \frac{4}{3} kk'E_0^{1/2} \right). \quad (6)$$

Maddənin yavaşıcı qabiliyyəti aşağıdakı qaydada təyin edilir

$$S = \frac{1}{N} \frac{dE}{dz} = \frac{1}{N} [S_n(E) + S_e(E)] \quad (7)$$

Ümumi halda $S_n(E)$ və $S_e(E)$ funksiyaları məlum olduqda, bu bərabərliyi inteqrallaşdırmaq və E_0 enerjiyə malik ionun dayanacağı qədər keçdiyi tam R məsafəsini tapmaq olar.

$$R = \int_0^R dz = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)}. \quad (8)$$

Texnoloji əməliyyatların keçirilməsində ionun dayandığı dərinlik daha əhəmiyyətli kəmiyyətdir. Nümunə normal boyunca səthə tərəf şüalanarkən daxilolma dərinliyi ionun hərəkətinin başlanğıc istiqamətinə trayektoriya qaçışının proyeksiyası ilə üst-üstə düşür. Bu kəmiyyət R_p proyeksiya qaçışı adlanır. Bundan əlavə, bəzən ionun öz dayanacağına qədər hərəkətinin başlanğıc istiqamətinə nəzərən yerdəyişmə məsafəsini bilmək lazımdır, yəni R_{\perp} eninə qaçışı. Bərk cisimdə ionun hərəkətinin başlanğıc nöqtəsindən onun dayanma nöqtəsinə çəkilmiş vektor olan R_c vektor qaçışını da daxil etmək olar. Son üç kəmiyyət aralarında $R_c^2 = R_p^2 + R_{\perp}^2$ nisbəti ilə bağlıdır.

Hədəf çox sayda ionlarla şüalandıqda daxil edilmiş ionların konsentrasiyasının paylanması Gauss paylanması ilə təsvir edilir

$$n(x) = n_{\max} \exp \left[-\frac{(x - \overline{R_p})^2}{2\Delta R_p^2} \right] \quad (9)$$

burada $\Delta \overline{R_p}^2$ - proyeksiya qaçışının orta kvadratik sarpması, n_{\max} isə normalaşdırma şərtinə əsasən təyin edilir

$$\phi = n_{\max} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x - \overline{R_p})^2}{2\Delta R_p^2} \right] dx, \quad (10)$$

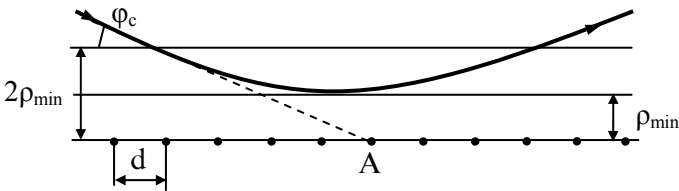
burada ϕ - ionların yekun dozasıdır.

İonların eninə və uzununa qaçışlar üzrə paylanmasının avtomatlaşdırılmış üsulla alınması da mövcuddur ki, bu da Monte-Karlo metodu adlanır. Metodun ideyası ondan ibarətdir ki, EHM-də bərk cismin bir elementi modelləşdirilir, ionun atomlarla qarşılıqlı təsirinin baş verdiyi qanunlar verilir, sonra səthin təsadüfi yerinə müəyyən enerjiyə qədər sürətlənmiş ion «buraxılır». Başqa sözlə desək, ionun dayanacağına qədər onun bütün yolunu izləmənin mümkün olduğu maşın təcrübəsi aparılır. Orta statistik sarpmalarla bağlı xətalardan az olması üçün bu əməliyyatın dəfələrlə təkrar edilməsindən sonra heç bir approssimasiya və əlavə yaxınlaşmalardan istifadə etməyərək ionların dərinlik, eninə qaçış və s. üzrə paylanmasını qurmaq olar. Bununla yanaşı, çoxkomponentli maddələrin hədəf qismində nəzərdən keçirilməsi heç bir çətinlik törətmir. Eyni zamanda, ionların qaçışının Monte-Karlo üsulu ilə tədqiqi vasitəsilə hədəfin qarışıq atomlarının sayının dərinliyə görə paylanması və s. kimi məlumatlar almaq olar.

İonların monokristallar ilə qarşılıqlı təsiri.

Yuxarıda nümunələr qismində amorf və ya polikristall maddələr nəzərdən keçirilmişdir. Alınan nəticələr monokristallar üçün qəbul edilməzdir, belə ki, onlarda atomlar nizamlı düzülüşə malikdir və maddə prinsipçə anizotropdur.

Fərz edək ki, E_1 enerjili ion bir-birindən bərabər d məsafəsində yerləşən atomlar zəncirinə yönəlmişdir (şək. 2).



Şək. 2. İonun atomlar zənciri ilə qarşılıqlı təsiri.

Zəncirin oxu və ionun atomlarla qarşılıqlı təsirini nəzərə almamağın mümkün olduğu məsafədəki hərəkət istiqaməti arasındakı bucaq kifayət qədər azdır və φ -yə bərabərdir. Bu halda ion A atomu ilə qarşından toqquşa bilərdi, əgər ona zəncirin əvvəlki atomları təsir etməsəydi. Əslində ion atom sırasına yaxınlaşanda ona itələmə qüvvələri təsir göstərir, özü də atomların nizamlı düzülüşü sayəsində bu itələmə korelyasiya edilib, yəni daima bir tərəfə yönəlib. Nəticədə heç bir qarşından toqquşma baş vermir, ion isə sadəcə olaraq, ona ρ_{\min} məsafəsində yaxınlaşaraq ondan əks olunur. Bu məsafə ionun A atomu ilə qarşı-qarşıya toqquşması zamanı onların maksimal yaxınlaşma məsafəsini əhəmiyyətli dərəcədə üstələyə bilər.

Kritik adlanan maksimal bucaq mövcuddur ki, ona qədər ionların zəncirdən əks olunması baş verir. Bu bucaq təqribi olaraq

$$\varphi_c = \left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 E_1 d} \right)^{1/2} \quad (11)$$

nisbəti ilə ifadə oluna bilər.

İonun enerjisinin artması ilə φ_c bucağı kiçilir, atomların kristalda yüksək sıxlaşması zamanı sırada qonşu atomlar arasında məsafə d azalır və əksolma yüngülləşir.

Aydındır ki, əgər sürətlənmiş ion kristalda atom müstəviləri arasındakı fəzaya düşürsə, o bu müstəvilər arasında ossilyasiya edə və maddənin dərinliyinə daxil ola bilər. Buna kanallaşma deyilir.

Beləliklə, ion dəstəsinin monokristalın daxilinə daxil olması zamanı o, iki komponentə parçalanır: xaotik dəstə və kanallaşan dəstə.

Kanallaşan ionların monokristalın atomları ilə qarşılıqlı təsirinin əsas xüsusiyyətləri nədən ibarətdir?

Əsas xüsusiyyət odur ki, belə ionlar üçün yaxın qarşılıqlı təsirlər mümkün deyil, yəni ion və atomun ρ_{\min} - dan az məsafədə yaxınlaşması ilə bağlı proseslər mümkün deyil. Bu məsələ, böyük bucaqlara səpələnmə, atoma böyük enerjisinin ötürülməsi, nüvə reaksiyaları, dərin elektron qatlarının ionlaşması prosesləridir. İon və atomun yaxınlaşdığı məhdud məsafə enerjisinin elastik itkilərinin güclü surətdə azalmasına, həmçinin qeyri-elastik itkilərin bir qədər

azalmasına gətirib çıxarır. Nəticədə enerjinin tam itkiləri və S_n / S_e nisbəti azalır.

Xaotik dəstənin ionları birinci yaxınlaşmada dərinlik üzrə amorf maddə üçün xarakterik olan paylanmaya malik olacaq. Kanallaşan dəstənin ionları əsas etibarilə, qeyri-elastik itkilərə məruz qalaraq hərəkət edəcək. Bu ionlar qrupu üçün daxil edilmiş ionların paylanmasında xaotik dəstəyə müvafiq olan maksimum müşahidə olunur. Bu qrupun ionları ($\varphi \approx \varphi_c$) atom zəncirlərinə tez-tez və yaxın yaxınlaşaraq hətta E_1 -in kiçik artmasından, məsələn, zəncirin istilik rəqsləri ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində asanlıqla φ_c -dən böyük bucaqlara səpələnə bilər. Belə ionlar korelyasiya olunmuş qarşılıqlı təsirdə olmayacaq, dekanallaşma baş verəcək. Əslində dekanallaşmaya yaxşı kanallaşmış ionlar da məruz qala bilər, məsələn, kristal qəfəsin defektləri ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində.

Kanallaşmada daxil edilmiş ionların dərinlik üzrə paylanmasına təsir edən amilləri nəzərdən keçirək.

İonların dozası. Əgər ionlar amorf maddəyə daxil edildikdə müxtəlif dozalarda onların paylanma profilləri bir-birinə oxşayırsa, kanallaşan ionlar üçün bu həmişə belə olmur. Əgər ion bombardmanı nəticəsində kristal quruluşun davamlı pozuntuları əmələ gəlsə, onda doza yığıldıqca onlar əvvəlcə dekanallaşmanın güclənməsinə, sonra isə sadəcə olaraq, atom müstəvilərinin və zəncirlərinin tam dağılmasına gətirərək kanallaşmanın şərtlərini dəyişəcək. Belə qüsurlar otaq temperaturunda bütün yarımkeçiricilər və dielektrlərdə çox effektiv toplanır.

Şüalanma temperaturu. Şüalanmanın baş verdiyi temperatur iki səbəbdən kanallaşan ionların dərinlik üzrə paylanmasının dəyişməsinə gətirib çıxara bilər. Bir tərəfdən, onun çoxalması atomların istilik rəqslərinin amplitudunun artmasına və müvafiq olaraq, ionların dekanallaşmasının artmasına gətirib çıxarır. Digər tərəfdən, temperaturun artımı davamlı radiasiya defektlərinin konsentrasiyasının azalmasına gətirib çıxara bilər ki, bu da dekanallaşmanı azaltmalıdır. Bu iki səbəbdən hansının müəyyənədiçi olması şüalanmanın konkret şəraitindən asılıdır.

Səthin vəziyyəti. Bir çox hallarda bombardman edilən nümunənin səthində nəzarətsiz çirklənmələr, oksid təbəqələri yarana

bilər. Bəzən bu və ya digər nizamsız təbəqələri səthə bilərəkdən çəkirlər. Belə təbəqələrdən keçən ion dəstəsi səpələnir və nəticədə hissəciklərin monokristalın girişinin üzrə paylanması genişlənir.

Birinci dəstənin ayrılması. İon-optik sistem vasitəsilə fokuslandırılmış real ion dəstəsində ayrı-ayrı ionların hərəkət istiqaməti tam paralel deyil. Texnoloji qurğuların əksəriyyətində ayrılma bucağı bir neçə dərəcə olur, yəni φ_c ilə bir səviyyədə olur. Əgər birinci dəstə ox boyunca kiçik indekslərlə yönəlmişsə, bu bucaq nə qədər böyük olarsa, kristalda kanallaşmış dəstənin payı bir o qədər az olacaq.

§12. Materialların ion tozlandırılması

Bərk maddənin səthinin kifayət qədər yüksək enerjili ionlar vasitəsilə bombardmanı hədəfin maddəsinin vakuuma emissiyası ilə müşayiət olunur. İon bombardmanı ilə tozlandırma hadisəsi texnologiyada səthləri müxtəlif növ çirklənmələrdən təmizləmək üçün; mikroelektronikada ölçülü işlənmədə; optik səthlərin cilalanması; lay analizinin keçirilməsi zamanı səthdən materialın silinməsinə nəzarət; təbəqələrin çəkilməsi və s. istifadə olunur.

Digər tərəfdən, tozlandırma implantasiya edilən aşqarın hədd konsentrasiyasını məhdudlaşdırır, texnoloji qurğuların izolyatorlarında keçirici təbəqələrin yaranmasına və elektron vakuum və qazboşaldıcı cihaz və qurğularda katodların dağılmasına gətirib çıxarır; ion mühərriklərində elektrodların eroziyasına, həmçinin idarə edilən istilik nüvə sintezi qurğularında plazmanın divarların materialının tozlandırılmasının məhsulları ilə çirklənməsinə səbəb olur.

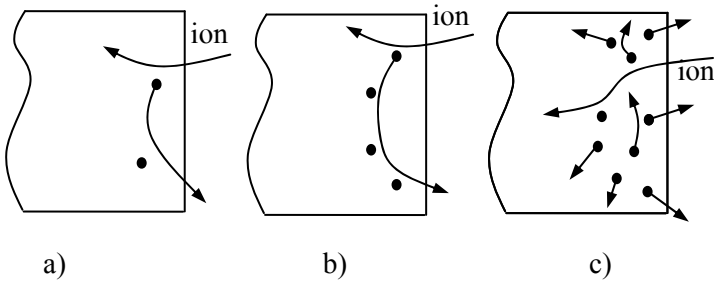
Tozlandırmanın effektivliyi dəstənin bir ionu tərəfindən hədəfin çıxarılmış hissəciklərinin sayı kimi S tozlanma əmsalı ilə xarakterizə olunur. Hissəciklər səthi müxtəlif yüklü vəziyyətdə - neytral, müsbət və mənfi yüklənmiş tərk edə bilirlər.

Fiziki tozlandırma hədəfin atomlarına sürətlənmiş ionların kinetik enerjisinin verilməsinin nəticəsidir. Atomun bərk cismin səthini tərk etməsi üçün aldığı enerji atomun əlaqə enerjisindən artıq olmalıdır. Bombardman edən ionların ilk hədd enerjisi mövcuddur

ki, ondan aşağı tozlandırma baş vermir. İon - bərk cismin müxtəlif kombinasiyaları üçün adətən hədd enerjisi 10-30 eV-dur. Səth üzərində müxtəlif bərk defektlərin, qarışıq və ya adsorbsiya olunmuş atomların mövcudluğu, atomların istilik hərəkəti üzündən təcrübələrdə dəqiq ifadə olunmuş tozlandırmanın hədd enerjisini müşahidə etmək mümkün olmur.

Hədəfin atomlarına onların vakuuma uçuşu üçün zəruri olan enerji və impulsun ötürülməsi müxtəlif üsullarla həyata keçirilə bilər. Mümkün toqquşmaların sxemləri şəkl.1-də göstərilmişdir: a – səkdirməli uçuş; b – birinci yerini dəyişən zərbə atomlarının çıxışı; c – atomların toqquşmalar kaskadında sıxışdırılıb çıxarılması.

İonlarla bombardman zamanı atomların emissiyası onların istilik zirvəsi sahəsində termiki buxarlanması ilə də şərtləndirilə bilər. Bu prosesin xarakterik müddəti 10^{-12} – 10^{-10} san intervalındadır.



Şəkl. 1. Hədəfin atomları ilə ionun toqquşmalarının sxemi.

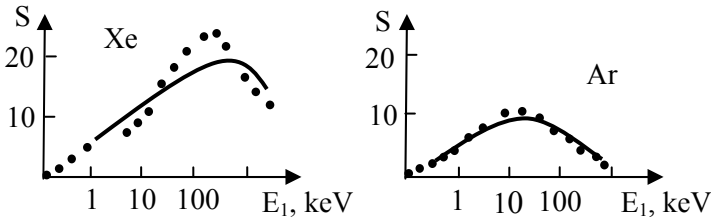
Atomlar arasında toqquşmaların ardıcılığı barədə təsəvvürlərin əsasında P. Ziqmund bu hadisənin eksperimental yolla müşahidə edilən qanunauyğunluqlarını təsvir edən amorf və polikristal materialların katod tozlandırılması nəzəriyyəsini işləyib hazırlamışdır. Bu nəzəriyyəyə uyğun olaraq, $E=E_1$ olduqda, S tozlandırma əmsalı elastik tormozlandırmanın kəsiyi S_t ilə düz mütənəsb və səthdə atomların əlaqə enerjisi E ilə tərs mütənəsbdir. İonların enerji sahəsi $E_1 \geq 1\text{keV}$ -da bu asılılıq

$$S = 4,2 \cdot 10^{14} a_s \frac{S_t}{E} \quad (1)$$

düsturu ilə təsvir olunur ki, burada da E eV-la ifadə edilir; a_s – qarşılıqlı təsirdə olan hissəciklərin kütlələrinin nisbətindən asılı olan və birinci ionların enerjisi ilə zəif dəyişən enerjinin effektiv ötürülməsini xarakterizə edən ölçüsüz əmsaldır.

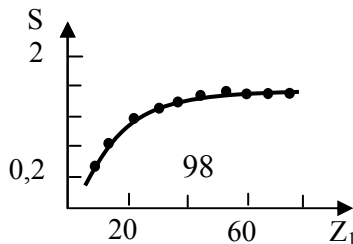
Müxtəlif materiallar üçün səthdə atomların əlaqə enerjisi E 2-8 eV intervalındadır. Ümumi halda E həcmdə radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsini xarakterizə edən kristal qəfəsin düyünündə atomların yerdəyişməsinin hədd enerjisindən azdır. Digər tərəfdən, katod tozlandırılması qeyri-tarazlı proses olduğundan, onun E enerjisi sublimasiyanın enerjisindən bir qədər çox ola bilər.

Şək. 2-də misin tozlandırma əmsalının ksenon və arqonun enerjisindən asılılıqları göstərilmişdir (bütöv xətt – (1) düstürü üzrə aparılan hesablama, nöqtələr - eksperiment). $S(E_1)$ funksiyasının ümumi şəkli, yəni aşağı enerjilərdə artımın, böyük enerjilərdə maksimumun olması və enmə S_t elastik tormozlanmanın kəsilişinin enerji ilə dəyişiklik xarakterini əks etdirir.



Şək.2. Misin tozlandırma əmsalının ksenon və arqon ionlarının enerjisindən asılılığı.

Şək. 3-də tozlandırma əmsalının bombardman edən ionların nüvəsinin yükündən tipik asılılığı verilib: Z_1 artımı ilə $E_1 = \text{const}$ olduqda, S əmsalı artır (hədəf - silisium, $E_1 = 45$ keV). Bu eksperimental əyri ionların kiçik dozalarında alınıb.



Şək.3. Tozlandırma əmsalının ionun nüvəsinin yükündən asılılığı.

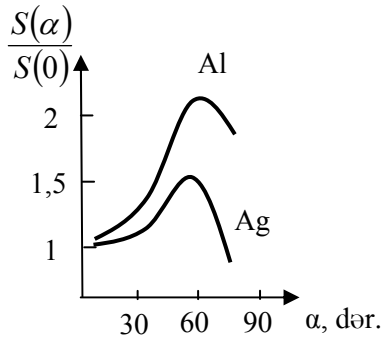
İmplantasiya edilən hissəciklərin toplanması ilə S-in dəyişməsi səthə yaxın strukturun əhəmiyyətli dəyişiklikləri, məsələn, onun amorfizasiyası ilə bağlıdır. Ümumi halda S-in funksiyası ionların dozasından həm enən, həm də artan funksiyası ola bilər. Məsələn, vismutun misə implantasiyasında S artır, vanadiumun misə implantasiyasında isə azalır.

Vakuuma tozlandırılmış atomların əsas hissəsinin çıxdığı qatın qalınlığı adətən 1-2 nm təşkil edir ki, bu da bir qayda olaraq, ionların daxilolma dərinliyindən çox azdır. Buna görə tozlandırma əmsalı normaldan səthə kimi hesablanan ionların düşmə bucağı α -dan asılıdır. Birinci yaxınlaşmada hesab etmək olar ki, tozlandırılmış atomların təchizatçısı olan fəal qatda ionun keçdiyi yol $1/\cos\alpha$ -ya mütənasibdir. Bu qatda səpələnən enerji, müvafiq olaraq tozlandırma əmsalı S-də təqribən bu qayda ilə dəyişir. P.Ziqmundun nəzəriyyəsi çərçivəsində miqdari hesablama

$$S(\alpha) = \frac{S(0)}{(\cos\alpha)^f} \quad (2)$$

ifadəsinin alınmasına gətirib çıxarır ki, burada $S(0) - \alpha = 0$ olduqda, (1) düsturu ilə təyin edilən tozlandırma əmsalı; f – toqquşan hissəciklərin kütlələrinin nisbəti ilə təyin edilən faktordur. ($M_1 \geq M_2$ üçün $f \cong 1,7$; $M_1 \ll M_2$ üçün $f \cong 1$).

İonların hədəf üzərinə mailli düşməsi zamanı elə qarşılıqlı toqquşma mümkündür ki, bu zaman ion atomu dərhal vakuuma çıxarır. Polikristallı nümunələrin tozlandırma əmsalının eksperimental bucaq asılılıqları şəkl. 4-də verilib (arqonun ionları $E_1=1$ keV enerjiyə malikdir).



Şək. 4. Tozlandırma əmsalının ionların düşmə bucağından asılılığı.

Hər hansı kritik bucaqdan böyük olan düşmə bucaqlarında tozlandırma əmsalı azalır ki, bu da hədəfin səthi üzərindən əks olunmuş birinci ionların sayının artmasından tutmuş toqquşmaların tam kaskadının inkişaf etməsinə qədər şərtlənmişdir. Aydınır ki, α_{maks} qiyməti birinci ionların enerjisinin və onların kütləsinin artımı ilə çoxalmalıdır. Belə ki, silisiumun arqon ionları ilə bombardmanı zamanı E_1 -in 0,35-dən 1 keV-a artmasında α_{maks} 50° -dən 60° -yə qədər artır.

Polikristal və amorf materiallar üçün normaldan səthə doğru bombardman zamanı tozlandırılmış atomların uçuşun bucaqları boyunca paylanması kosinus qanununa tabe olur; $I(\alpha)=I(0)\cos\alpha$.

İonların aşağı enerjilərində $E_1 \sim 0,1-1$ keV tozlandırılmış hissəciklərin paylanması bir qədər «yastılanmışdır», yəni kosinus qanunları ilə müqayisədə hissəciklərin böyük əksəriyyəti səth boyunca və az qismi ona perpendikulyar tozlandırılır. $E_1 \geq 10$ keV enerjilərdə paylanma normaldan səthə doğru «uzanır» və Qauss paylanmasına yaxınlaşır. Əgər ionlar nümunənin üzərinə maili düşürsə, bucaq paylanması transformalaşır: tozlandırılmış hissəciklərin güzgü əksinin istiqamətinə yaxın istiqamətlərdə çıxışı güclənir.

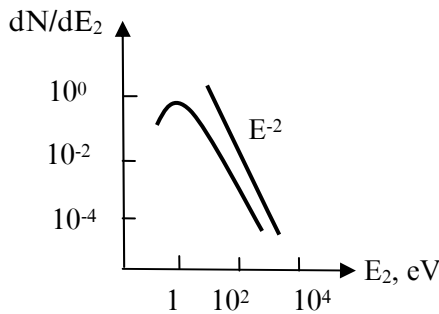
P.Ziqmundun nəzəriyyəsinə əsasən, bərk cisim-vakuüm sərhəddinə daxilədən düşən atomlar selində hissəciklərin enerjiyə görə paylanması $dN/dE \sim E^{-2}$ qanununa tabe olur.

Vakuuma çıxmaq üçün daxili selin atomları E enerjili səth potensial həddini keçməlidirlər. Bunun üçün atomun normal sürəti ilə bağlı olan enerji E-dən çox olmalıdır. Beləliklə, vakuuma daxil olmuş hissəciklərin energetik paylanmasında $E_2 \cong 0,5 E$ olduqda maksimum yaranır. Bu nəzəri təsəvvürlər təcrübələr ilə yaxşı uyğunlaşır. Qızılın tozlandırılmış atomlarının energetik paylanmasının göstərdiyi şəkl. 5-dən görüldüyü kimi, maksimum $E \approx 2 \text{ eV}$ -a, düşmə asılılığı isə böyük enerjilərdə təxminən $dN/dE \sim E_2^{-2}$ qanunu üzrə baş verir. Tozlandırılmış atomların enerjisinin əsas hissəsi 10 eV diapazonunda toplanmışdır.

Qeyd olunmalıdır ki, maddə öz aralarında iki, üç və s. atomların birləşməsindən ibarət olan qruplarla-klasterlərlə tozlandırıla bilər.

Polikristal və amorf maddələrlə müqayisədə monokristalların tozlandırılması prosesi ilk növbədə S əmsalının bucaq asılılığı və tozlandırılmış hissəciklərin bucaq paylanmasında özünü biruzə verən bəzi xüsusiyyətlərə malikdir.

Monokristal üçün xarakterik olan tozlandırma əmsalının ionların



Şək.5. Tozlandırılmış atomların enerjisinin paylanması.

düşmə bucağından asılılığı təxminən ion-elektron emissiyasındakı asılılıq kimidir. Dəstənin oxu kristalda əsas istiqamətlər ilə üst-üstə

düşükdə tozlandırma minimal olur, çünki belə səmtləşmələrdə atomların bir-birini kölgələməsi nəticəsində birinci dəstənin ionlarının əksəriyyəti səthi təbəqələrdə atomlara enerjinin, böyük əlaqə enerjisinin verilməsi ilə müşayiət olunan yaxın toqquşmalara məruz qalır. Böyük dərinliklərdə bu ionlardan kanallaşdırılmış dəstə formalaşır.

Monokristalın tozlandırılması zamanı çöküntü ekranda bərabər deyil, ləkələr şəklində paylanır. Bu ləkələr aşağı indeksli istiqamətlərə müvafiq gəlir və Vener ləkələri adlanır. Onların əmələ gəlməsinin iki səbəbi var: birincisi, sıx yerləşmiş atom sıraları boyunca olan kristallarda (aşağı indeksli kristalloqrafik istiqamətlər) necə deyirlər, fokuslaşdırıcı toqquşmalar baş verə bilər. Əgər belə toqquşmaların mümkün olduğu şərait yaranarsa, sıranın atomları ardıcıl olaraq kinetik enerjini biri-birinə ötürürlər, özü də hər növbəti atomun impulsunun istiqaməti əvvəlki atomla müqayisədə sıra ilə daha az bucaq əmələ gətirir. Birinci ionla inisiasiya edilmiş belə fokuslaşdırıcı impuls səthə yaxınlaşdıqda sıranın sonuncu atomu kristalın sıranın oxuna yaxın istiqamətdə tərk edəcək.

Vener ləkələrinin əmələ gəlməsinin ikinci səbəbi ondan ibarətdir ki, kaskadlı atomların səthə doğru yaxınlaşan daxili seldə enerji paylanması $dN/dE \sim E^{-2}$ qanunu ilə təsvir edilir. Başqa sözlə, səthə əsasən kinetik enerjisi atomun səth ilə əlaqə enerjisinə yaxın yavaş atomlar yaxınlaşır. Belə kaskadlı atomlar ən səthi təbəqənin atomlarına E-dən böyük enerjini yalnız mərkəzi və onlara yaxın toqquşmalarda verə bilərlər. Əgər kaskadlı atomlar arasında yaxın düyündən çıxıb səthə tərəf uçan atomların üstünlük təşkil etdiyini fərz etsək, tozlandırılmış hissəciklərin aşağı indeksli istiqamətlərdə çıxışının nə üçün artdığı aydın olur.

Tozlandırma əmsalının şüalananan hədəfin temperaturundan asılılığı kristal-amorf maddə faza keçidləri ilə şərtləndirilə bilər. Həmçinin, təcrübədə hədəfin temperaturunun ərimə temperaturuna və ya nəzərə çarpacaq buxarlanma temperaturunun başlanğına yaxınlaşması zamanı S-in artması müşahidə olunmuşdur. Bu, birinci, istilik rəqslərinin amplitudunun artması hesabına atomların qəfəs ilə əlaqəsinin azalması, ikinci, istilik zirvəsinin yaxınlığında temperaturun artması ilə izah olunur.

Çoxkomponentli hədəflərin tozlandırılması zamanı əsas çətinlik, təcrübənin göstərdiyi kimi, komponentlərin mütləq stexiometrik tozlandırılmasıdır: bununla bağlı ərintinin tərkibi bombardman edilən səthin altında dərinliyin bəzi intervalında dəyişə bilər. Səthə yaxın zonada güclü tozlandırılan komponentlərin konsentrasiyasının azalması onun tozlandırma sürətinin azalmasına aparır və nəticədə tozlandırılmış atomların selinin tərkibinin ərintinin həcmində onun tərkibinə müvafiq gəldiyi stasionar rejim yarana bilər.

Tozlandırma prosesi, həmçinin zaman vahidində maddə qatının qalınlığı ilə müəyyən edilən v tozlandırma sürəti ilə xarakterizə edilir.

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{dm}{\rho dt} = \frac{M_2 j_i S}{N_A e \rho} = 1,04 \cdot 10^{-5} \frac{M_2 j_i S}{\rho} \quad (3)$$

burada M_2 – hədəfin molyar kütləsi, j_i – ionlar cərəyanının sıxlığı, S – tozlandırma əmsalı, N_A – Avogadro ədədi, e – elektronun yükü, ρ – hədəfin maddəsinin sıxlığıdır.

İon mənbələrinin köməyi ilə yaradılan ion selinin sıxlığı 10^6 –dan tutmuş $0,1 \text{ A/sm}^2$ -ə qədər geniş hədudlarda dəyişir. Tozlandırma əmsalı 10^{-4} – 10 hədudunda dəyişə bilər. Bu qiyməti (1) düsturunda yerinə qoysaq, tapırıq ki, ion tozlandırılması üsulu istənilən bərk materialları 10^{-14} - 10^{-4} sm/san sürətlə işləməyə imkan verə bilər.

§13. İon tozlandırılmasının tətbiqi

Səthlərin çirklənmədən ion təmizlənməsi.

Səthləri çirklənmədən təmizlənmənin bir çox üsulları arasında ən yaxşı nəticələri səthin ion tozlandırılması metodu verir. Çirklənməyə (yağlar, adsorbsiya olunmuş su, oksidlər, karbidlər, nitridlər) seçərək təsir edən digər üsulların əksəriyyətindən fərqli olaraq, ion bombardmanı bu və başqa çirklənmələri çox effektiv təmizləyir. Bunun nəticəsi kimi, ion tozlandırılmasının köməyi ilə metalların, ərintilərin, yarımkeçiricilərin, dielektriklərin səthləri çirklənmədən təmizlənir. Təmizləmə üsulunun üstünlüyü həm də bu prosesin

özünün səthi çirkləndirməməsindən və müəyyən şərtlər əsasında (ionların kiçik enerjilərində) materialın səthə yaxın təbəqələrini nəzərə çarpacaq zədələnmələrinə gətirib çıxarmamasındadır.

Səthlərin təmizlənməsi ion dəstələri və yə səyriyən boşalma plazması ilə aparılır.

Bəzi metallar oksid, karbid və digər birləşmələrin çox davamlı təbəqələrini əmələ gətirirlər. Məsələn, borun atomar vəziyyətdə buxarlanma istiliyi $5,9 \times 10^5$ C/mol, bor oksidinin dissosiasiya istiliyi isə B_2O_3 – $2,6 \times 10^6$ C/mol-dur. Belə təbəqələri yox etmək üçün enerjisi 20-50 keV olan ağır ionların dəstələri ilə tozlandırmaq xüsusilə effektivdir.

Bütün qurğularda müxtəlif üsullarla təbəqələr almaq üçün səthlərin çirklənmədən ilkin ion təmizlənməsindən istifadə olunur.

İstilik nüvə qurğularının plazmanın qızdırılması üçün işlənib hazırlanmış ion mənbələri arqon, kripton və ksenon ionlarının istifadəsi zamanı səthin böyük sahələrini ($1000 - 1500 \text{ sm}^2$) təmizləməyə imkan verir. Plazmanı maqnit sahəsilə tutub saxlayan istilik nüvə qurğularında yüksəktemperaturlu plazmanı məhdudlaşdıran birinci divarın təmiz səthinin yaradılması əsasən plazmanın aşqarlarla şüalanmasına itirdiyi gücün payını təyin edir. Bu pay 50-70 % təşkil edir.

İon frezerlənməsi (aşılma).

Yeyilməyə davamlı və antifriksion örtüklü kompozisiya materiallarında profilli oyuqları olan yüksək dəqiqlikli (0,1 millimetrlərdə) və təmiz səthli (9-10-cu sinifli) çoxgirişli qaz dinamik kanalçıqların hazırlanması işlənmənin ənənəvi metodlarından istifadə zamanı müəyyən çətinliklər törədir. Ona görə də detalların ion dəstələri ilə ölçülü işlənməsi təklif olunmuşdur.

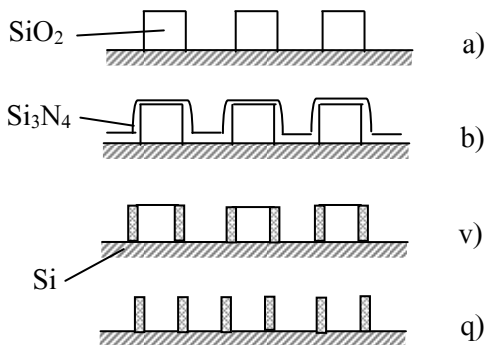
Əvvəlcə detallar kimyəvi reaktivlər, sonra isə vakuumdə səyriyən boşalma ilə təmizlənilirdi. İon frezerlənməsinin optimal rejimləri: arqonun təzyiqi – 1,3 Pa, sürətləndirici gərginlik — 2-3 kV, ionların cərəyanının sıxlığı 0,5-1,8 mA/sm², boşalma cərəyanı 0,5-2 A-dir.

Belə işlənmə nəticəsində kanalçıqların ölçülərinin dəqiqliyi 3 dəfə, səthin təmizliyi isə 2 sinif artmışdır. Bu proses kanalçıqların ion aşılması, hədəf və oturacağın təmizlənməsi, yeyilməyədavamlı

və sürtgü örtüyünün tozlandırılması (molibden disulfidi və ftoroplast), vakuumu zədələmədən və detalların yerini dəyişmədən onlarla və yüzlərlə detallı 1mkm/san sürətlə birdəfəlik ion tozlandırılması kimi ardıcıl əməliyyatların aparılmasını mümkün edir.

Ölçüsü 40 – 100 nm olan qəfəs və strukturların alınması.

İon aşılma əməliyyatı əsasında qəfəsin xətlərinin sayının ardıcıl artırılması metodikası işlənilib hazırlanmışdır. Ardıcıl əməliyyatların sxemi şəkl. 1-də göstərilmişdir. 351,4 nm uzunluqlu dalğanın maye mühitdə holoqrafik litoqrafiyasından istifadə edərək təxminən 160 nm periodlu birinci (ana) qəfəslər alırlar (a). Bundan sonra buxardan kimyəvi çökdürmə vasitəsilə dəqiq qalınlıqlı Si_3N_4 təbəqəsi çəkilir (b). Bu qatların yuxarı səhələrini reaktiv ion aşılma ilə yox edilir (v). Nəhayət Si_3N_4 SiO_2 divarlarının arasında SiO_2 -i izotrop (q) selektiv aşılma Si_3N_4 ilə silirlər. Kölgəli rentgen maskası qalınlığı 4,5 nm olan karbondan hazırlanıb. 1 sm^2 yaxın səthdə Si_3N_4 –dən ibarət qəfəslər alınmışdır. Ümid var ki, birinci qəfəslərin köməyi ilə Si periodu 10 nm olan qəfəslər alınacaq.



Şəkl.1.Xətlərin sayının ikiqat artırılması texnologiyası.

Böyük sıxlıqlı xətləri olan qəfəsləri iti fokuslayıcı ion dəstəsiylə birbaşa işlənmə yolu ilə də almaq olar. Son illər belə dəstələri ionların maye metal mənbələrinin köməyi ilə alırlar.

Məsələn, belə mənbələrdən biri enerjisi 40 – 50 keV, diametri 0,05 – 0,1 mkm və cərəyanı 10 – 100 mka olan qallium ionlarının dəstələrini verirdi. Dəstə elektrostatik linza vasitəsilə fokuslandırılırdı və 0,4×0,4 mm² səthi skaner edə bilirdi. 0,1 mkm eni olan yaxşı çəkilməmiş xətdə skanerləmənin ən yüksək sürəti 4 mm/san olub və ionların 1,5×10¹³ sm⁻² dozasına müvafiq gəlirdi. Bu üsulla xətlərin sayı 1 sm-də 40000 - ə çatan optik qəfəslər yaradılmışdır.

İon dəstələri səthlərin bərabərləşdirilməsində də istifadə edilir. Bunun üçün çıxıntı və oyuqları olan işlənən səth üzərinə ionların böyük düşmə bucaqlarında (60° - 70°) işlənən səth ilə eyni tozlandırma əmsalına malik olan maddə qatı çəkirlər. Çəkilməmiş qatın qalınlığı dərinliyi və əyrilikləri hündürlüyünü kifayət qədər üstələməlidir. Məsələn, mikroəyriliklərinin amplitudu 0,15 mkm olan silisium oksidinin səthinə qalınlığı 1,5 mkm olan fotorezist qatı çəkilir. Enerjisi 2 keV, cərəyan sıxlığı 20 mka/sm², düşmə bucağı 60° olan arqon ionları ilə fırlanan nümunələrinin şüalanması göstərir ki, müstəvidən maksimal sarpma 50 nm qədər azalmışdır.

İon mikroişlənməsi elektron mikroskoplarında, oje-analizatorlarda, ion kütlə spektrometrlərində aparılan birbaşa tədqiqat prosesində nümunələri dəqiqləşdirmək üçün geniş istifadə olunur.

Bu demək olar ki, dağılma və çirklənmədən azad çox nazik (10 nm-ə qədər) nümunələr hazırlamağa, oksidləşmə proseslərini, səthə yaxın qatlarda kimyəvi elementlərin miqdarının dəyişməsinə və s. tədqiq etməyə imkan verir.

Hal-hazırda optik səthlərin (parabolik, pazvari, sferik) müxtəlif profillərinin alınması üsulları işlənilib hazırlanmışdır; ionların və plazmanın intensiv dəstələri mövcuddur; optik linzalar, güzgülər şəkillər və s. almaq üçün ion işlənməsinin texniki imkanı və tətbiqinin vacibliyi göstərilmişdir. Ən böyük çətinlik güzgülərin formaya salınmasıdır ki, bu da onların böyük ölçüləri və səthin sarpmalarının böyük təsiri ilə izah olunur. Şüşənin ionlarla cilalanması olduqca uzun prosesdir. Belə ki, 250 nm ($\lambda/2$) qalınlıqlı

şüşəni 3 metrlik teleskopda silmək üçün 30 sutka ərzində işlənmə tələb olunacaq. Belə teleskop orbital astronomik rəsədxana üçün nəzərdə tutulmuşdur.

Ağır sürətlənmiş ionlar şlyuda, şüşə və ya lavsan təbəqəsindən keçərkən güclü radiasiya zədələnməsi kanalları əmələ gətirirlər. Onlarda mürəkkəb molekullar xırda komponentlərə parçalanır, molekullar arasında əlaqə enerjisi azalır. Bu sürətlənmiş kimyəvi aşılana gətirib çıxarır ki, bunun da nəticəsində nazik təbəqələrdə diametrini 3 nm-dən onlarla mikrona qədər dəyişdirilə bilən məsamələr əmələ gəlir. Müxtəlif materiallar üçün ionun enerjisinin xüsusi itkisinin minimal (hədd) qiyməti mövcuddur ki, bu zaman seçici aşılama aparmaq olar. Qalınlığı 3-10 mkm olan lavsan təbəqəsində kanallarının radiusu 12-50 nm və dəliklərinin sayı $10^7 - 10^9 \text{ sm}^{-2}$ olan mikrofiltrlər enerjisi 45 MeV olan səkkizyüklü arqon ionları ilə bombardman edildikdə alınır. Belə mikrofiltrlər $3 \times 10^5 \text{ Pa}$ -a təzyiqə davam gətirirlər.

Nüvə molekulyar-virus filtrləri maye halında olan qida məhsullarının soyuq stabilizasiyasını həyata keçirməyə imkan verir ki, bu da onların otaq temperaturunda uzun müddət saxlanmasını təmin edir. Mikrobiologiyada nüvə məsamələrdən bioloji mühitin sterilizasiyası, hüceyrələrin müxtəlif növlərini bölmək, xüsusilə qanda xərcəng hüceyrələrini aşkar etmək, suyu bakteriyalardan təmizləmək üçün və s. istifadə edilir.

Monokristalların müxtəlif kənarlarının ion bombardmanı onlarda səmtlənmiş cilalalı fiqurlar yaradır: onlar yarandıqları kənarın simmetriyasını təkrarlayan üç, dörd və altıbucaqlı piramidalar əmələ gətirir. Bu çökəkləri nikel+fosfor, nikel+bör ərintiləri ilə tozlandırıldıqda polad əyəninin möhkəmliyi ilə müqayisə ediləcək və ölçüsü 50 nm-dən az olmayan tiyələr alırdılar.

İon bombardmanı zamanı səthin topoqrafiyası.

Atomlar kristal qəfəsin pozulduğu yerlərdə, dənələrin sərhəddi boyunca, qarışıqların toplandığı sahələrdə səth ilə əlaqələri daha zəif olduqlarından, orada tozlandırma daha çox olacaq. Ona görə də göstərilən yerlərdə səth üzərində çökəklər yaranacaq — ion aşılana, maddənin quruluşunun aşkara çıxarılması baş verəcək.

İon aşılmasının rejimindən (tozlandırma müddəti, ion cərəyanının sıxlığı, ionların enerjisi, qazın qalıq təzyiqi) asılı olaraq onun bir neçə mərhələsi mövcuddur: 1) səthin təmizlənməsi; 2) səthin cilalanması; 3) dənələrin sərhəddinin və müxtəlif defektlərin (xüsusilə dislokasiyaların aşkar olunması); 4) dənələrin daxilində yerləşdikləri həmin dənənin (və ya monokristalın kənarının) simmetriyasını müəyyənləşdirən səmtləşmiş çökəklərin formalaşması; 5) səthin konusşəkilli relyefinin yaranması (çoxuclu).

Adətən təmizləmə ion cərəyanının az sıxlığında bir neçə dəqiqə ərzində baş verir (məsələn, 5 dəqiqə ərzində cərəyanın sıxlığı təxminən $0,2 \text{ mA/sm}^2$ olduqda 5 kV-a qədər sürətlənmiş arqon və ya havanın ionları ilə).

Maddənin səthinin təmizlənməsi, həmçinin qaz boşalmasının plazmasına yerləşdirilmiş nümunə enerji mənbəyinə birləşdirilir və ya üzən potensiala malikdir (kiçik sürətlə xaotik hərəkət edən ionlarla bombardman edilir).

Tozlanmanı, həmçinin deformasiyaya uğramış yuxarı təbəqələrin götürülməsi və səthin cilalanması üçün tətbiq etmək də effektivdir. Cilalama adətən enerjiləri 100-dən 700 eV-a qədər olan yavaş ionların sürüşgən dəstələrinin köməyi ilə aparılır.

İon bombardmanının təsiri altında tozlandırılan səthdə novular şəklində meydana çıxan polikristal dənələri sərhədlərinin əsaslı dağılması baş verir. Dənəvər quruluş hətta kimyəvi aşılmanın təsir edə bilmədiyi maddələrdə, məsələn, alüminium əsaslı ərintilərdə də üzə çıxır. İon aşılması ərintilərin, mineralların, xüsusən çoxkomponentli dielektrik və yarımqeçirici sistemlərin (sitallar, karboqrafitlər, rezin, neylon) strukturunu aşkar etmək üçün istifadə olunur.

Kimyəvi və termiki aşılınmadan fərqli olaraq, tozlandırma metodunun əsas üstünlüklərindən biri maddənin səthinin strukturunun temperaturların geniş intervalında aşkara çıxarılmasıdır.

Polikristalların dənələrinin daxilində və ya monokristalın kənarlarında yerləşdikləri kənarın simmetriyasına malik çökəklər (kimyəvi aşılmanın fiqurlarını xatırladan) əmələ gəlir. Vener ləkələri atomların sıx yerləşdiyi istiqamətlərdə əmələ gəlir.

İon bombardmanında səmtləşmiş fiqurların əmələ gəlməsi maddənin müəyyən kristalloqrafik istiqamətlər boyunca tozlandırılması ilə bağlıdır. Bundan əlavə tozlandırılmış maddənin

yenidən hədəf üzərinə çökməsi, həmçinin atomların səthdə miqrasiyası da rol oynaya bilər.

Dislokasiyaların (kənar və vintvari) massiv nümunələrin səthinə çıxış yerləri adətən kimyəvi və elektrik aşılma yolu ilə təyin olunur. Aşılmanın müəyyən şərtlərində dislokasiyaları kristalın səthinə çıxış yerlərində aşılma çuxur və ya aşılma fiquru əmələ gəlir. Ən yaxşı nəticələr kristala qısa müddət ərzində böyük sıxlıqlı ion seli ilə təsir etdikdə alınır. İon bombardmanının köməyi ilə dislokasiyaların təkcə yerini deyil, həndəsi formasını da müəyyən etmək mümkün olmuşdur. Həmçinin müəyyən edilmişdir ki, tozlandırma üsulu ilə «təzə» dislokasiyalar üzə çıxarmaq və dislokasiyaların hərəkətini aşkar etmək mümkündür.

İon bombardmanının törətdiyi pozuntuların tədqiqi zamanı tədqiqat obyektini qismində adətən nazik təbəqələr seçilir ki, onlar da sonradan elektron mikroskopiyaya və elektron difraksiya metodları ilə tədqiq edilir. Mövcud eksperimental məlumatlara əsasən, ion dəstələri ilə nazik təbəqələri bombardman etdikdə onların strukturunda aşağıdakı dəyişikliklər baş verir:

a) Vakansiyalar və vakansiya yığımlarının yaranması. Onlar təqribən 10^{12} ion/sm² dozalarda müşahidə edilir və səthlərinin ümumi şəklini dəyişməzlər (1 bombardman iona düşən vakansiyaların sayı enerjisi 60 keV olan Ar⁺ ionları üçün 1-2-yə bərabərdir; yığımların

orta ölçüsü təqribən 25 \AA -dır).

b) Nöqtəli defektlərin yığılması nəticəsində dislokasiya ilgəklərinin əmələ gəlməsi 10^{13} ion/sm² və daha yüksək dozalarda müşahidə edilir. Dislokasiya ilgəklərinin sıxlığı deformasiyalar nəticəsində maddədə mövcud olan dislokasiyaların sayından ən azı 2 dəfə azdır. Dislokasiya ilgəklərinin ölçüsü 10^{15} ion/cm² dozaya qədər sabit qalır və sonra bir neçə yüz anqstremdən çox olmayaraq yavaş-yavaş artır.

Beləliklə, ionların dozası 10^{16} ion/sm² qədər olduqda ion bombardmanı maddədə nəzərə çarpan pozuntular yaratmır.

c) İnert qazların atomlarının daxil edilməsi. Hədəfdən qazların atomları kiçik yığımlar qabarcıqlarda birləşə bilər. Qabarcıqların radiusu şüalanmanın dozasından, təbəqənin temperaturundan və digər parametrlərindən asılıdır. Səthin yaxınlığında blisterlərin yaranması hədəfin tozlanmasının artmasına və maddənin səth qatının

tozlandırılması zamanı yığımdan periodik olaraq qaz tullantisına gətirib çıxarır.

Tozlandırmanın bəzi şərtlərində ion bombardmanına məruz qalan səth mikrokonuslarla örtülür. Onların əmələ gəlməsinin səbəbi tozlanma əmsalının ionların düşmə bucağından və toqquşmaların kaskadı nəticəsində ionların tozlanmasından asılılığından ibarətdir (ona görə də konusun başı tozlanmır). Sıx yerləşmiş konusları olan səthlər avtoemissiya və ya partlayıcı emissiyada katod rolunu oynaya bilər.

İon bombardmanının köməyi ilə səthin deformasiyaya uğramış sahələrini görünən etmək olar. Məsələn, sikkələrin üzərindəki silinmiş təsvirləri, müxtəlif məmulatlarda vurulmuş damğanı üzə çıxartmaq olar. Metalın səthindəki deformasiyaya məruz qalmış və qalmamış sahələr arasında kontrast, hər şeydən əvvəl deformasiyaya uğramış dənələrin forma və ölçülərinin dəyişməsi ilə bağlıdır.

§14. Bərk maddələrin elektrik xassələrinin ion bombardmanı ilə dəyişdirilməsi.

Bərk cismin səthinin bombardmanı aşqarın daxil edilməsi və radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsi ilə müşayiət olunur.

Bu proseslərin hər ikisi şüalanan materialın elektrik xüsusiyyətlərinin müxtəlif dəyişikliklərinə gətirib çıxarır.

İon şüalandırmasının metalların keçiriciliyinə təsiri.

Metalın keçiriciliyi yükün sərbəst daşıyıcılarının konsentrasiyası və onların hərəkətliyi ilə təyin edilir.

$$\sigma = en\mu \quad (1)$$

Metallarda yeni səpələnmə mərkəzlərinin – radiasiya defektlərinin və daxil olan hissəciklərin özlərinin daxil edilməsi hesabına hərəkətliliyin azalması effekti əsasdır.

Böyük dozalarda metalların keçiriciliyinin dəyişməsi yük daşıyıcılarının konsentrasiyasının dəyişməsi nəticəsində də baş verir. Əgər daxil edilmiş atomlar metalın atomları ilə dielektrik molekulyar kompleksləri və ya dielektrik birləşmə əmələ gətirilərsə, bu keçiriciliyin azalmasına gətirib çıxaracaq. Həmçinin, yeni ərintilərin və kimyəvi birləşmələrin əmələ gəlməsi də mümkündür. Belə ki, məsələn, tantalın təbəqələrinin karbonun ionları ilə 10^{17} sm^{-2} dozalarda bombardmanında müqavimətinin temperatur əmsalı sıfıra yaxın olan yüksək stabil rezistorlar almaq mümkündür.

Nazik metal təbəqələrin tam müqaviməti keçiricinin ion dəstəsi tərəfindən tozlandırılması nəticəsində onun qalınlığının azalması səbəbindən arta bilər.

Yarımkeçiricilərin ion şüalanması.

Metallardan fərqli olaraq, yarımkeçiricilərin keçiriciliyi ilk növbədə yük daşıyıcılarının konsentrasiyasının dəyişməsi üzündən baş verir. Yarımkeçiriciyə aşqar atomun daxil edilməsi qadağan olunmuş zonada lokal energetik səviyyənin (və ya bir neçə səviyyələrin) əmələ gəlməsi ilə müşayiət olunur. Maddədən, daxil edilmiş atomun növündən, onun qəfəsdə yerləşməsindən asılı olaraq, qarışıq olan belə mərkəzlər müxtəlif elektrik xüsusiyyətlərinə malik ola bilərlər. İon implantasiyası vasitəsilə qarışıqın müvafiq növünün seçilməsi zamanı donor və ya akseptor olan və yarımkeçiricilərin keçiriciliyini olduqca geniş hədudlarda dəyişdirə bilən mərkəzlər daxil etmək olar.

İon implantasiyasında daxil edilmiş hissəciklər kinetik enerjilərini itirərək kristal qəfəsin müxtəlif yerlərində dayanacaq. Onlar həm düyünlərə, həm də düyünlərarasına düşə bilərlər. Lakin daxil edilmiş atomlar tələb olunan elektrik xüsusiyyətlərini bütün vəziyyətlərdə biruzə vermədikləri halda, bor və fosforun atomları yalnız kristal qəfəsin düyünlərinə düşdükləri zaman müvafiq olaraq xırda akseptor və ya donor səviyyələri verirlər. Bu onunla bağlıdır ki, enerji səviyyələrinin spektri elektronun yerləşdiyi potensial çuxurun forması ilə müəyyən edilir, o isə aşqar olan atomun kristalın qeyri-ekvivalent nöqtələrində oluğunda müxtəlifdir.

Beləliklə, atomları tək-cə kristala daxil etmək deyil, həm də elektrik cəhətcə fəal vəziyyətdə yerləşdirmək lazımdır. Buna yarımkeçiricinin yüksək temperaturlu işlənməsi ilə nail olunur.

Belə ki, dəmləmənin aktivləşdirilməsinin müxtəlif enerjili defektləri olduğundan, implantasiyanın və dəmləmənin optimal temperaturlarını seçmək elə də asan deyil. Təcrübənin göstərdiyi kimi, ən yaxşı nəticələr o zaman alınır ki, silisiuma bor və fosforun ionlarını o temperaturda implantasiya olunduqda, o qədər çoxlu defektlər yaranır ki, təbəqənin tam amorfizasiyası baş verir. Bu halda $700-800^{\circ}\text{S}$ -yə qədər dəmləmə qarışığın istifadəsinin yüksək əmsalının və yük daşıyıcılarının yüksək hərəkətliyini almağa tamamilə kifayət edir.

İmplantasiyanın üstünlüyü o hallarda aydındır ki, hər-hansı səbəblər üzündən diffuziyanın aparılması çətinidir və ya ümumiyyətlə qeyri-mümkündür. Belə ki, almazların diffuziya legirlənməsi yalnız yüksək təzyiqdə və temperaturda mümkündür. İon implantasiyası vasitəsilə isə almazda həm elektron, həm də dəşik elektrik keçiriciliyinə malik təbəqələr yaradıla bilər.

CdS, ZnS və ZnTe kimi birləşmələrdə diffuziya yolu ilə p-n keçidləri almaq cəhdləri uğursuzluqla nəticələnib. Bu özünükompensasiya etmə hadisəsi ilə bağlıdır ki, bu da legirlənən aşqarın daxil edilməsi zamanı qəfəsdə bu aşqarının təsirini kompensasiya edən defektlərin əmələ gəlməsi ilə bağlıdır. Əgər legirləyici aşqar donor xarakterlidirsə, elektronları donor səviyyələrində tuta və ya əksinə buraxan akseptorlar yaranır. Belə ki, ion legirləməsi kristala istənilən aşqarı daxil etməyə imkan verən qeyri-bərabər proses olduğundan, radiasiya defektlərini dəmləmək üçün diffuziya üçün olduğu kimi o qədər yüksək temperatur tələb olunmadığından, komponentlərin buxarlanması hesabına birləşmənin tərkibinin pozulmaması üçün implantasiya və dəmləməni qoruyucu təbəqənin altında aparmaq olar. Bu göstərilmiş ion implantasiyalı yarımkeçiricilərdə p-n keçidləri yaratmağa imkan verdi.

Yarımkeçiricilərdə aşqarın implantasiyasını ion dəstəsindən aparmaq vacib deyil. Bəzən yarımkeçiricinin səthinə implantasiya üçün nəzərdə tutulmuş maddədən ibarət nazik təbəqəni çökmək, sonra isə bu təbəqəni inert qazın ionları ilə bombardman etmək daha əlverişli olur. İonlar təbəqənin atomları ilə toqquşaraq onlara

yarımkeçiricinin səthinə perpendikulyar olan istiqamətdə enerji və impuls ötürülür. Nəticədə, yarımkeçiriciyə həm birinci ionlar, həm də atomlar daxil ediləcək (zərbə alan atomlarının implantasiyası). Şərait optimal seçildikdə atomların implantasiya əmsalı bir neçə vahidə çata bilər. İon bombardmanı zamanı yük daşıyıcılarının konsentrasiyasının dəyişməsi neytral qarışıqın aktivasiyası ilə də əldə oluna bilər. Fərz edək ki, qarışıq yarımkeçiricidə neytral molekulyar komplekslər şəklindədir. İonlarla bombardman edildikdə onların dağılması baş verir və azad olan aşqar legirləmə qabiliyyətini biruzə verməyə imkan tapır.

İon bombardmanı nəticəsində yarımkeçiricidə dərin lokal səviyyələrin uyğun gəlidiyi radiasiya defektləri yarandığından, bu səviyyələrə yük daşıyıcılarının tutulması keçiriciliyin azalmasına gətirib çıxara bilər, şüalanmanın kifayət qədər böyük dozalarında isə daşıyıcıların konsentrasiyası özünün konsentrasiyasına çox yaxın ola bilər, yəni legirləyici aşqarın kompensasiyası baş verəcək. Bundan əlavə, yük daşıyıcılarının konsentrasiyası aşqar atom-radiasiya defekti komplekslərinin əmələ gəlməsi səbəbindən azala bilər ki, nəticədə də aşqar atom elektrik cəhətdən fəal sahədən gedəcək. Bu hər iki mexanizm özünün elektrik keçiriciliyi aşağı olan yarımkeçiricilərdə yüksək omlu qatların əmələ gəlməsi üçün istifadə oluna bilər ki, onlar da bir kristalda hazırlanmış elementlər və ya cihazlar arasında izolyasiya kimi xidmət edə bilərlər. Məsələn, GaAs və GaP protonları ilə şüalandıqda müvafiq olaraq $\rho \sim 10^9$ və 10^{14} Om·sm-lik izoləedici qatlar alınmışdır.

Radiasiya defektlərinin daxil edilməsi səbəbindən ion bombardmanı nəticəsində elektrik xüsusiyyətlərinin dəyişməsinə ion aşılması kimi geniş yayılmış texnoloji əməliyyatın aparılmasında nəzərə almaq lazımdır. İon aşılması vasitəsilə nəzərə çarpacaq dərəcədə azaldılmış təbəqənin qalınlığı ionların proyeksiya qaçışı $\overline{R_p}$ -dən dəfələrlə çox ola bilər. Məsələn, Si ionları ilə Ar^+ 6 keV enerji ilə ($\overline{R_p} \cong 10$ nm) $5-20^\circ$ bucağı altında səthə doğru aşılmada belə qatların qalınlığı 60-80 nm çatır.

İon şüalanmasında yük daşıyıcılarının hərəkətliyinin dəyişməsi həm legirləyici aşqarın atomları, həm də radiasiya defektlərindən ibarət elektrik cəhətdən yüklənmiş mərkəzlərin yaranması ilə

şərtlənmişdir. Bu mərkəzlərdə səpələnmə yük daşıyıcılarının hərəkətliyinin azalmasına gətirib çıxarır.

Qeyri-elastik toqquşmalar nəticəsində ionlar yarımkeçiricidə qeyri-tarazlı yük daşıyıcıları - sərbəst elektronlar və deşikləri denerasiya edir ki, bu da materialın keçiriciliyinin artması ilə müşayiət olunur. Həyəcanlanmış elektronlar və deşikləri sonrakı hərəkəti ilə fotokeçiricilikdə eyni olduğu kimidir. Qeyri-tarazlı yük daşıyıcılarının yaşama müddəti böyük deyil, bir qayda olaraq $\sigma \leq 10^{-4}$ san.

İon şüalanması qeyri-tarazlı yük daşıyıcılarının yaşama müddətinə də təsir edər bilər. Belə yük daşıyıcıları xarici şüalanma (ışıq, elektronlar, ionlar) vasitəsilə yaradıla, daşıyıcıların güclü elektrik sahəsində çoxalması ilə generasiya oluna, cihazın digər hissəsində injekt oluna bilər və s. Radiasiya defektlərinə qadağan olunmuş zonada lokal eneregetik səviyyələr uyğun gəlir. Energetik şkalada səviyyənin yerindən asılı olaraq, defektlər tələ və ya rekombinasiya mərkəzləri rolunu oynaya bilər. Əgər səviyyə qadağan olunmuş zonanın kənarına yaxındırsa və tutulmuş daşıyıcının keçiricilik zonasına (və ya valent zonaya) tərsinə istilik keçidi mümkünlüyü əks işarəli yük daşıyıcısının tutulması mümkünlüyündən çoxdırsa, bu halda lokal mərkəz tutma tələsidir. Əgər defektə dərin səviyyə müvafiq gəlsə və buna görə daşıyıcının yenidən keçiricilik zonasına (və ya valent zonaya) istilik keçidi mümkünlüyü azdırsa, onda bu mərkəz rekombinasiya mərkəzi ola bilər, yəni ardıcıl olaraq bir işarəli yük daşıyıcısını, sonra isə bir müddətdən sonra əks işarəli yük daşıyıcısını tuta bilər.

Germanium və silisium kimi geniş yayılmış yarımkeçiricilərin ion bombardmanı zamanı əsas etibarilə dərin səviyyələr yaranır, yəni əsasən rekombinasiya mərkəzləri yaranır. Bu qeyri-tarazlı yük daşıyıcılarının yaşama müddətinin azalmasına gətirir.

Bombardman ilə daxil edilən defektlər yalnız qeyri-tarazlı yük daşıyıcıları ilə qarşılıqlı təsirdə olmur. Fərz edək ki, hər hansı radiasiya defektinə qadağan olunmuş zonada Fermi səviyyəsindən aşağı yerləşən energetik səviyyə müvafiq gəlir. Belə defekt elektronu tuta və mənfi yük ala bilər. Səthi vəziyyətlərin yüklənməsi səth yaxınlığında zonaların əyriliyinin dəyişməsinə gətirib çıxaracaq ki, bu da potensialların kontakt fərqinin ölçülməsi yolu ilə qeydə alınır. Zonaların əyriliyinin dəyişməsi, öz növbəsində yük

daşıyıcılarının səthə yaxınlaşmasını asanlaşdıraraq və ya çətinləşdirərək onların yaşama müddətinə təsir edə bilər.

Radiasiya defektləri yarımkeçiricilərin lüminessent xüsusiyyətlərinə güclü təsir edir. Əgər defektlər şüalanmayan rekombinasiya mərkəzlədirsə, onda lüminessentliyin sönməsi baş verir. Əgər defekt tərəfindən elektronun və ya deşiyin tutulması şüalanma prosesidirsə, lüminessensiya spektrində dalğanın yeni uzunluğuna müvafiq gələn xətt əmələ gəlir.

İmplantasiya edilmiş qatlarda keçiriciliyin termiki dəmləmə vasitəsilə aktivasiyası.

Elektron sənayesində yarımkeçirici cihazların və inteqral sxemlərin hazırlanması üçün istifadə edilən əsas material — silisiumdur. Həmçinin, qallium arsenid də perspektivlidir. Bu onunla şərtləndirilmişdir ki, GaAs-də elektronların hərəkətliyi silisiumda olduğundan qat-qat yüksəkdir və ona görə də onun əsasında hazırlanan ƏYT-li cihazlar və inteqral mikrosxemlər böyük təsirlənmə sürətinə malik olmalıdır.

Silisium. Deşik və ya elektron keçiriciliyi olan qatların yaradılması üçün daha tez-tez müvafiq olaraq bor və ya fosforun ionlarından istifadə olunur. Konkret tipli yarımkeçirici cihazın hazırlanmasında elektrik cəhətdən aktiv mərkəzlərin dərinlik üzrə müəyyən paylanmasını yaratmaq lazımdır. Bu paylanma yalnız aşağıdakı şərtlərə əməl olunduqda ionların proyeksiya qaçışları üzrə paylanmasına müvafiq gələcək:

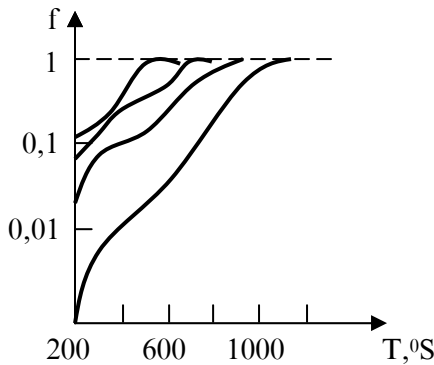
- a) daşıyıcıların konsentrasiyasına təsir edən radiasiya defektləri tamamilə dəmlənir;
- b) yüksəktemperaturlu dəmləmə prosesində qarışıqın təkrar paylanması baş vermir;
- c) bütün daxil edilmiş hissəciklər və ya onların dərinlik üzrə sabit qalan payı elektrik cəhətcə fəal vəziyyətə keçir.

Chazın xarakterikası onun konsentrasiyasından və elektrik cəhətdən fəal aşqarın paylanma formasından asılıdır. Ona görə də elektrik cəhətdən aktiv vəziyyətə keçmiş aşqar olan atomların payını və ya aşqarın istifadə əmsalına dəqiq nəzarət etməyi bacarmaq lazımdır.

Adətən implantasiyada 50-100 keV və daha yüksək enerjiyə malik ionlardan istifadə olunur. Belə enerjilər üçün kifayət dəqiqliklə hesab etmək olar ki, bütün bombardman edən hissəciklər nümunəyə daxil edilir.

Şək. 1-də aşqarın istifadə əmsalı f -in dəmləmənin temperaturundan necə asılı olması göstərilir. İmplantasiya zamanı silisium kristalının temperaturu 90°S , bor ionlarının enerjisi 40 keV, dəmləmənin hər mərhələsinin müddəti 30 dəqiqə olub.

f vahidə bərabər olsun deyə, ionların dozasının artımı ilə daha da yüksək temperatur tələb olunur. Konsentrasiyanın borun



Şək. 1. Aşqarın istifadə əmsalının hədəfin temperaturundan asılılığı:

$$1 - F = 6 \times 10^{12} \text{ sm}^{-2}; 2 - 6 \times 10^{13};$$

$$3 - 6 \times 10^{14}; 4 - 6 \times 10^{15}.$$

implantasiyası ilə əldə olunan yüksək həddi borun silisiumdə həllolma həddindən az deyil $(4-6)10^{20} \text{ sm}^{-3}$.

Bu və ya digər əməliyyatın keçirildiyi temperaturu azaltmağın mümkünlüyü texnoloqların diqqətini enerjiyə qənaət baxımından deyil, əvvəlki texnoloji əməliyyatların nəticələrinin saxlanması üçün cəlb edir. 900°S -dən yuxarı temperaturda silisiumun dəmlənməsi implantasiya olunmuş borun profilinin nəzərə çarpan yayılmasına gətirir.

Aşqardan istifadənin yüksək əmsalında dəmlənmə temperaturunu azaltmaq üçün kristalı amorfizləşdirmək lazımdır və bunu müxtəlif üsullarla etmək olar. Bor atomunun kristal qəfəsin düyünlərinə keçməsi prosesi əhəmiyyətli dərəcədə vakansiyaların konsentrasiyası $n_v \sim 10^9 \text{ sm}^{-3}$ müəyyən olunur, onların termiki generasiyasının sürəti isə $\sim 10^8 \text{ sm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ -dir. Xüsusilə borun yüksək dozalarında dəmləmə temperaturu yüksək olduğundan bu kəmiyyətlər kiçikdir (şək. 1). Əgər legirlənmiş qat amorfizləşmişə amorf qatının 600° S temperaturda rekristalizasiyasına çoxlu sayda vakansiyalar azad olunmalıdır ki, bu da bor atomlarını düyünlərə effektiv keçidini təyin edir.

Qallium arsenid. Qallium arsenidin ion legirləməsi prosesi elementar yarımqəricilərin legirləməsi ilə müqayisədə bəzi xüsusiyyətlərə malikdir. GaAs qəfəsində aşqar olan atomların yerləşə biləcəyi müxtəlif fiksasiya olunmuş yerlər daha çoxdur. Əvəzətmə atomları müxtəlif yarımqəfəslərin düyünlərini tuta bilər və bu zaman müxtəlif xüsusiyyətlər biruzə verə bilərlər. 4 qrupun atomları (silisium, germanium, qalay) qallium yarımqəfəsində donor xüsusiyyətlərə, arsenin yarımqəfəsində isə – akseptor xüsusiyyətlərə malik olacaq.

Dəmləmə prosesində daha uçucu komponent — arsenin buxarlanması nəticəsində GaAs-nin stexiometriyası dəyişə bilər. Bunun nəticəsində səthi qat qalliumla zənginləşəcək ki, buna da qadağan olunmuş zonada akseptor səviyyələrin yaranması müvafiq gəlir. Ya nümunəni dəmləmədən qabaq qoruyucu təbəqənin (Si_2N_4 , SiO_2) köməyi ilə hermetizasiya etmək; ya dəmləmənin aparıldığı tutumda arsenin ifrat təzyiqini yaratmaq; ya da GaAs nümunəsini kiçik dispersli qrafit tozuna salmaq və dəmləməni hidrogen və ya inert qaz atmosferində aparmaq lazım gəlir.

İon implantasiyası metodunun çatışmamazlıqları.

İon implantasiyası üçün istifadə olunan standart qurğu ion mənbəyi, ion dəstəsinin formalaşdırılması sistemlərindən, ionların kütlələr üzrə sürətləndirilməsi və bölünməsi (separator), skaneredici sistemdən və qəbuledici kameradan ibarətdir.

Ən çox istifadə olunan qurğular duoplazmatronlardır. Həmçinin, Penning və yüksək tezlikli boşalma mənbələrindən istifadə olunur.

Bor ionlarını almaq üçün mənəbin işçi kamerasına qazabənzər BF_3 , fosfor ionlarını almaq üçün isə fosfor buxarları buraxılır.

İonların separasiyası üçün sektorlu maqnit sahəsi olan kütlə spektrometrlərindən istifadə edilir. Yarımkəçirici cihaz və mikrosxemlərin sənaye üsulu ilə hazırlanması üçün qurğularda kütlələr üzrə ayırdetmə bir qayda olaraq böyük deyil: $M / \Delta M \approx 80-100$.

İon implantasiya üsulunun bir sıra çatışmamazlıqları da var: radiasiya defektlərinin və onların dəmlənməsi və daxil edilmiş aşqarın fəal elektrik vəziyyətinə keçirilməsi üçün xüsusi termik əməliyyatın aparılmasının vacibliyi. Defekləri qeyri-tam dəmləməsi p-n keçidi sahəsində dərin səviyyələrin əmələ gəlməsinə və bunun nəticəsi kimi əks (qaranlıq) cərəyanlar diffuziyalı keçidlərdə olduğundan böyük olur.

Xüsusi qurğunun mürəkkəbliyi, onun müqayisəli böyük ölçüləri, yüksək dəyəri. Müqayisədə asan başa gələn 100-150 keV həcmində olan enerjilərdə ionların nüfuzetmə dərinliyi 0,5-1 mkm səviyyəsində məhdudlaşdırılıb. Böyük dərinliklərə keçid hissəciklərin başlanğıc enerjisinin artmasını, yəni qurğunun quruluşunun mürəkkəbləşməsinə tələb edərdi.

Radiasiya-stimullaşdırılmış diffuziya.

Aşqarın təkrar diffuziya paylanmasının əsas mexanizmləri düyünlərarası və vakansiyalar üzrə olan diffuziyadır.

Nəzərə almaq lazımdır ki, diffuziyanın aktivasiya enerjisi mütləq ΔE_M və ya $\Delta E_M + \Delta E_v$ -ə bərabər olmur. Əgər aşqar olan atom hər hansı bir defekt – tələ tərəfindən tutulursa və hərəkətsiz vəziyyətə keçirsə, onda onun azad olunması onun sərbəst vəziyyətdə miqrasiya üçün tələb olunan enerjidən yüksək olan böyük enerji tələb olunur. Bu halda azadetmə prosesi diffuziyanı məhdudlaşdıracaq.

Yarımkəçiricilərdə aşqarın eyni zamanda həm vakansiyalar, həm də düyünlərarası diffuziyası müşahidə edilir. Onun üçün aralarında hissəciklərin arasıkəsilməz mübadiləsi gedən iki (və daha artıq) diffuziya selinin mövcudluğu xarakterikdir. Müxtəlif sellərdə hissəciklərin yük vəziyyəti müxtəlif ola bilər, belə ki, hissəciklər qəfəsdə qeyri-ekvivalent vəziyyətdədir. Ona görə də elektrik sahələri

hissəciklərin yerdəyişməsinə müxtəlif cür təsir göstərəcək. Aşqar olan atomun yaxınlığındakı kristal qəfəsin lokal deformasiyaları vakansiyanın əmələgəlmə enerjisini azalda bilər. Bu aşqar olan atom-vakansiya komplekslərinin əmələ gəlməsinə gətirib çıxaracaq. Belə kompleks kristal boyunca bir vahid kimi diffuziya yolu ilə qarışacaq.

Əgər aşqarlar düyünlərarası sahədə diffuziya yolu ilə qarışırlarsa, onda radiasiya defektləri-vakansiyalarının yaranması tutma mərkəzlərinin yaranmasına ekvivalentdir, yəni diffuziya edən atom üçün potensial çuxurların yaranmasına. Bu halda şüalanma diffuziyanı yavaşladacaq.

Əgər diffuziya vakansiyalar üzrə həyata keçirilərsə, onda ion şüalanması zamanı konsentrasiyanın artması diffuziyanın sürətlənməsinə gətirib çıxaracaq.

Silisiyuma diffuziyanın sürəti aşqarın hərəkətsiz komplekslərə tutulması ilə məhdudlaşır. Bu halda ion borbardmanı zamanı diffuziyanın sürətlənməsi aşqar olan atomun «start» vəziyyətini dəyişməsi hesabına həyata keçirilə bilər. Fərz edək ki, atom hərəkətsiz kompleksin tərkibindədir. Şüalanma zamanı ionun birbaşa düşməsi və ya atomun kompleksə tez yerini dəyişməsi nəticəsində sonuncu dağıla bilər və aşqar atom azad ola bilər.

Elektronların həyəcanlanması ilə şərtləndirilmiş effektlər ionlarla şüalandıqda, bir qayda olaraq, RSD-nin xarakterini müəyyən etmirlər. Əsas qarşılıqlı təsir elastik toqquşmalarla, yəni qəfəsin defektlərinin generasiyası ilə bağlıdır.

RSD hadisəsində aşağıdakılar daha çox praktik maraq kəsb edir:

- 1) implantasiyanı yüksək temperaturda elə aparırlar ki, daxil edilən atomlar RSD-nin hesabına $\overline{R_p}$ proyeksiya qaçışı ilə müqayisə edilən və ya daha böyük məsafəyə yerdəyişə bilirlər;
- 2) səthə yaxın təbəqəni əvvəlcədən diffuziya və ya ion implantasiyası ilə legirləyirlər, sonra isə nümunəni ionlar ilə şüalandıraraq (adətən H^+ , He^+) yüksək temperaturda RSD aparırlar;
- 3) ion implantasiyasından sonra aşağı temperaturda radiasiya defektlərinin yüksək temperaturda dəmlənməsini və aşqarın sürətlənməsini edirlər.

§15. Dəstə metallurjiyası.

Ehtiyatında dövrü sistemin istənilən elementinin mövcud olduğu ion implantasiyası üsulu konstruksiya materiallarının səth xüsusiyyətlərinin modifikasiyasının güclü vasitəsidir. İon implantasiyası ilə modifikasiya olunmuş səth qatlarının öyrənilməsinə böyük maraq 70-ci illərdə istilik nüvə reaktorunun birinci divarının material problemi və onunla bağlı ekstremal istismar şəraitində zəruri xassələrini mühafizə edən konstruksiya materiallarının təkmilləşdirilməsi problemi ilə bağlı yaranmışdır. Metallarda ion implantasiyasının bir neçə aspektləri mövcuddur. Metalların səth xüsusiyyətlərinin məqsədli şəkildə dəyişdirilməsi üçün onlarda ion implantasiyası üsulunun tətbiqi ilə bağlı məsələlər tədqiq edilir. Metallara ionların implantasiyası qeyri-adi metastabil strukturların formalaşdırılması üçün istifadə olunur. İon implantasiyası aşqar olunmuş təbəqələrin sonradan termiki işlənməsi ilə tətbiqi diffuziyanın sabitlərini, temperatur funksiyası kimi bir materialın digərində həllolmasını, həmçinin tarazlıq fazaların xüsusiyyətlərini müəyyən etməyə imkan verir. İonların metallara implantasiyası korroziya, yeyilmə və səthdə gedən digər proseslərin interpretasiyasında istifadə oluna bilər.

İmplantasiya metallurjiyasının xüsusiyyətləri.

İon implantasiyasının aşqarın daxil edilməsinin əhəməti üsullarından üstünlüyü prosesin qeyri-tarazlı təbiətli olmasındadır. Metallara legirləyici əlavələrin daxil edilməsi metallurjiya üsulunda yüksək temperaturalarda və bu aşqarların konsentrasiya qradientində aparılır. İon legirlənməsi üsulunda isə atomlar qəfəsdə atomların əlaqə enerjisindən dəfələrlə artıq olan ionların kinetik enerjisi hesabına injektə edilirlər. Bunun sayəsində ion implantasiyası termodinamikanın qanunları ilə təsbit olunmuş adi tarazlıq məhdudiyətlərindən asılı olmayaraq, ərintilərin səthinin tərkibini və quruluşunu dəyişməyə imkan verir. Bu da istənilən elementdən qarışıq almaq üçün unikal imkan yaradır. Məsələn, maye halında qarışmayan metalları əritmək mümkün olur; otaq temperaturunda hətta yüksək temperaturalarda belə metallurjiyanın adi metodları vasitəsilə alınması qeyri-mümkün olan məhlul strukturlu yeni

metastabil ərintilər almaq mümkündür. Belə ki, molibden alüminiumda demək olar ki, həll olmur (500°S temperaturda təqribən 0,02 kütlə %), ion implantasiyası nəticəsində isə alüminiumun səth qatında tərkibində 25 at.%-ə qədər molibden olan ərinti əmələ gəlir.

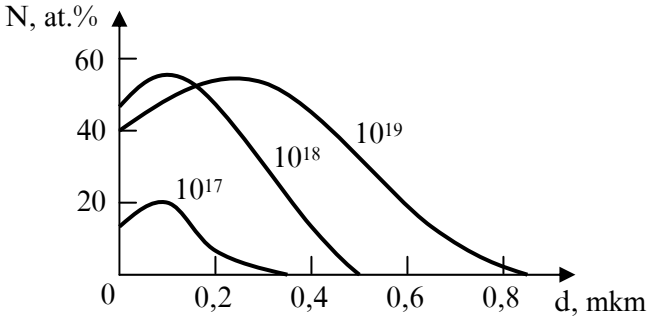
Hal-hazırda ion legirləməsi vasitəsilə doymuş bərk məhlullar, metastabil intermetal birləşmələr, tarazlı ərintilər və amorf fazalar alınmışdır.

İon implantasiyasının digər xarakter xüsusiyyəti implantasiya olunmuş qatda bir qayda olaraq, implantasiya olunmuş atomların sayından 2-3 dəfə artıq olan çoxlu sayda radiasiya defektlərini yaranmasıdır. Metallarda defektlərin sayının artması onların möhkəmləndirilməsinin çoxdan məlum olan üsuludur. Səthi plastik deformasiya, pərçimləmə, döymə, yayma, ştamplama, sürünmə, presləmə və s. kimi metalların işlənmə üsulları buna əsaslanmışdır. Şüalanmanın böyük dozalarında (10^{16} sm^{-2} artıq) yerdəyişmə kaskadları biri-birini örtür və qatın defektlərlə doyması baş verir. İmplantasiya olunmuş qatda nizamsız sahələrin əmələ gəlməsi mexaniki gərginliklərin yaranması ilə müşayiət olunur. Bir qayda olaraq, sıxılan gərginliklər metalın möhkəmliyini artırır, dartılanlar isə azaldırlar.

İmplantasiya olunmuş qatların radiasiya defektləri ilə yüksək dərəcədə doyması əsasında duran maddənin daşınması bütün hadisələrin – radiasiya-stimullaşdırılmış diffuziya (RSD), aşqarların radiasiya-induksiyaya uğramış seqreqasiyasının (RİS) intensivləşməsinə təsir edir. Əgər implantasiya hədəfin implantasiya müddətində və ya sonradan qızdırılması ilə aparılırsa, onda paylanmalarda hədəflərin dərinliyinə nüfuz edən RSD ilə şərtləndirilmiş «quyruqlar» əmələ gəlir. Bu effektin əyani göstərilməsi üçün şəx. 1-də niobiuma implantasiya olunmuş 40 keV enerjiyə malik azot ionlarının paylanma profilləri verilmişdir. Şüalanma prosesində hədəfin temperaturu 250°S -dir. Daxil edilmiş azot atomlarının konsentrasiyanın maksimumu doza artdıqca hədəfin dərinliyinə yerini dəyişir.

$D = 10^{18}\text{ sm}^{-2}$ olduqda azotun 45-50 at.% konsentrasiyalı qatın qalınlığı enerjisi Nb-da 40 keV olan N^+ ionlarının proyeksiyalı qaçışını təqribən 3 dəfə üstələyir. Kiçik dispersiyalı ikinci fazaların -

nitrit, karbid, boridlərin ayrılması, həmçinin qəfəsinin parametri matritsanın qəfəsinin parametrlərindən fərqlənən,



Şək.1. İmplantasiya olunmuş ionların paylanma profilləri.

implantasiya olunmuş atomların şüalanan ərintinin tərkibinə daxil olan elementlərlə intermetal birləşmələr əmələ gətirməsi səth qatının möhkəmlənməsinə kömək edən lokal gərginliklərinin yaranmasına gətirib çıxarır.

Materialların səth xüsusiyyətlərinin modifikasiyası təkcə ionların implantasiyası ilə deyil, həm də xarakter temperatur diapazonu adətən ərimə temperaturunun (0,2-0,6) təşkil etdiyi radiasiya-induksiya olmuş seqrerasiya prosesi nəticəsində ion bombardmanının təsiri altında komponentlərin təkrar paylanması ilə şərtləndirilə bilər. Səth qatının implantasiya prosesində RİS nəticəsində onun tozlanma əmsalının əhəmiyyətli dəyişikliyinə gətirib çıxara bilər.

İon implantasiyası ilə metal səthlərin möhkəmləndirilməsi səthin strukturunun dəyişməsinin – dənələrin böyüklüyünün dəyişməsi və onların metalın səthinin səthləşməsi və amorfizasiyasının nəticəsi də ola bilər. Məlumdur ki, metal ərintilərdə qeyri-kristal fazalar tipik sulama sürəti $10^6 - 10^9$ K/s olan maye və ya qazabənzər fazaların tez soyuması yolu ilə formalaşır. Ağır ionlarla şüalanmanın müəyyən recimlərində sıx kaskadlarda toqquşma prosesinə sürəti 10^{14} K/s olan termiki zirvələr nöqtəyi nəzərindən baxmaq olar. Beləliklə, müəyyən şəraitdə amorf metal ərintilərin əmələ gəlməsi bərk cisimdə

yüksək enerjili ionların tormozlanma prosesinin özü ilə stimullaşdırılır.

Yüksək nizamsız düzülüşə malik ərintilər yalnız ion-metalın müəyyən kombinasiyaları üçün yararlıdır. Müxtəlif metalların səth qatının amorflaşması onlara metalloidlərin ionlarının (B^+ , R^+ , As^+) implantasiyası zamanı əldə edilir. Ona görə də metalloid-metal ionlarının amorf sistemlərinin formalaşması onların əlaqəsindəki kovalentlik nöqtəyi nəzərdən interpretasiya edilir.

İon implantasiyasının daha bir xüsusiyyəti möhkəmlənmiş səthi qat ilə materialın həcmi arasında aydın sərhəddin olmamasıdır. Bundan əlavə, alətin səthinə möhkəm yağlama rolunu oynayan elementlərin ionlarını daxil etmək olar. İşlənən çox dəqiq detalların makroskopik ölçülərinin saxlanması ion implantasiyasının mövcud texnoloji əməliyyatlar çərçivəsində yekun işlənmə əməliyyatı qismində tətbiq etməyə imkan verir.

İon dəstələri vasitəsilə səth xüsusiyyətlərinin modifikasiyasına alternativ metod ion qarışdırılmasıdır. İon qarışdırılması hər hansı bir üsulla (tozlandırma, buxarlanma və s.) çəkilmiş və bu materialda ionların qaçışı ilə müqayisə edilən qalınlığa malik örtüyün yüksək enerjili ionlar vasitəsilə bombardman edilməsi yolu ilə həyata keçirilir.

İmplantasiya metallurjiyasının texnoloji imkanları.

İlk növbədə implantasiya olunmuş atomların konsentrasiyasının yüksək həddi və ion bombardmanı ilə modifikasiya edilmiş qatın qalınlığı haqqında məsələ qoyulur. İmplantasiya olunmuş aşqarın tutum konsentrasiyası 0,1 at.%-dən çox olmayan yarımkeçirici materialların ion legirləməsindən fərqli olaraq, metalların səth xüsusiyyətlərinin modifikasiyası üçün qarışığın konsentrasiyası 10–20 at.% təşkil etməlidir. İon legirlənməsi prosesi şüalanan materialın tozlandırılması ilə müşayiət olunur. Səthin ionların proyeksiya qaçışı R_p -yə bərabər olan tozlandırılmasından sonra, implantasiya olunmuş aşqarın paylanma profili aşqarın səthdə maksimum konsentrasiyalı sütuncuq şəkilliyə transformasiya olunur və tozlandırma əmsali S və hədəfin atomlarının n_0

$$N = \frac{n_0}{S}$$

konsentrasiyası ilə təyin edilir. Buna müvafiq olaraq, legirləmənin hədd dozası

$$D_{\max} = \frac{n_0 R_p}{S} \quad (1)$$

təşkil edir. Belə ki, verilmiş enerjili böyük kütləli ionlar üçün R_p az, S isə çox olduğundan legirləmənin hədd dozaları nisbətən kiçik olur.

Bir neçə yüz kiloelektron-volt enerjili ionlar üçün R_p bir mikrondan azdır. Legirləmənin hədd dozasının kəmiyyətinə və implantasiya olunmuş qatın qalınlığına aşqarın radiasiya-stimullaşdırılmış diffuziya prosesi əhəmiyyətli təsir göstərir. Tozlandırma legirləmənin hədd dozasına, demək olar ki təsir etmir, implantasiya olunmuş qatın qalınlığı isə ion-metal kombinasiyalarından asılı olaraq, bir neçə dəfədən kəmiyyətin bir neçə tərtib artmasına qədər yüksələ bilər, özü də qatın qalınlığına müəyyənəddici təsiri ionun enerjisi yox, ion dəstəsinin intensivliyi göstərir.

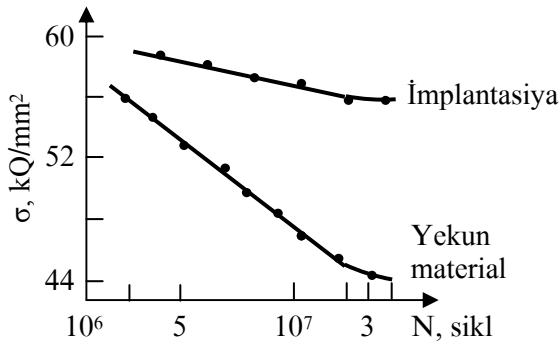
Hal-hazırda ion implantasiyası metodu müxtəlif materialların mexaniki, triboloji, kimyəvi, korroziya və katalitik, optik, yüksək keçirici, emission və digər səth xüsusiyyətlərinin məqsədyönlü şəkildə dəyişdirilməsi üçün istifadə olunur. Azotlaşdırma yolu ilə yeyilməyə davamlılığın ənənəvi metoduna analogi olaraq, yeyilməyə müqaviməti artırmaq üçün N^+ ionlarının implantasiyasını tətbiq edirlər. Bununla yanaşı, azotla ion-implantasiya olunmuş qatların mexanizmi adi üsulla möhkəmləndirilmiş metalların yeyilməsinin mexanizmindən fərqlənir. Əsas fərq implantasiya prosesində səth qatına böyük radiasiya defektlərinin yeridilməsindən ibarətdir. Azotun implantasiya edilmiş atomları defektlərlə qarşılıqlı təsirdə olaraq dislokasiyalarda seqreqasiya edirlər ki, bu da onların hərəkətini bağlayır və səth qatını möhkəmlədir.

Səth qatının plastikliyinin artmasına xidmət edən elementlərin implantasiyası da yüksək rol oynayır. Məsələn, polada Dy^+ və Mo^+

ionlarının implantasiyası zamanı onun plastikliyinin artması müşahidə edilir.

Polad və dəmirin yeyilməyə davamlığının artırılmasının alternativ üsulu yeyilmə zamanı yaranan metal oksidinin morfoloqiyasının modifikasiyasıdır ki, bu da itrium və nadir torpaq elementlərinin ionlarının implantasiyası yolu ilə əldə edilir.

N^+ ionlarının implantasiyası tibbdə ortopediyada istifadə edilən poliefilenlə kontaktda olan çanaq-omba və diz protezləri qismində titan ərintisi Ti-6Al-4Y möhkəmlilik xarakteristikalarını əhəmiyyətli dərəcədə (10^3 dəfəyə qədər) yaxşılaşdırır. Bununla yanaşı, şüalanma dozalarının 2×10^{17} sm⁻² sahəsində titan ərintisinin səth qatının mikromöhkəmliyi 180% artır. Möhkəmləndirilmiş protez gənc pasiyentlərin bütün fəal həyatları boyunca onlara xidmət edir. Bir sıra maşınların əhəmiyyətli hissələri otaq və yüksək temperaturda siklik yüklənmə şəraitində, habelə korroziyalaşmış mühitdə işləyirlər. Yorğunluq çatının inkişafının səbəbi ion implantasiya metodunun əhəmiyyətli təsir göstərdiyi dislokasiya prosesləri olduğundan lazım olan şüalanma rejiminin seçimində yorğunluq dağılmasına qarşı müqaviməti artırmaq olar. Şək. 2-də VT-18U ərintisindən düzəldilmiş detalın implantasiyaya qədər və sonrakı dözümlülük əyriləri verilmişdir. Yekun materialın dözümlülük həddi yüklənmənin 10^7 sikllərinin bazasında 25%, siklik uzunömürlülüüyü – 20 dəfə artır.



Şək.2. Ərintinin dözümlülük həddinin yüklənmənin sikllərinin sayından asılılığı.

Səthin legirlənməsi adi metallurgiyada həcmi legirlənməsi üçün istifadə edilən bahalı materialların sərfini əhəmiyyətli dərəcədə azaltmağa imkan verir. Bu metallar və ərintilərin platin qrupu elementləri ilə legirlənməsinə aiddir. NATO-ya üzv ölkələrdə bəzi ərintilərdə həcmi-legirlənmiş xrom ərintilərinin səthi ion legirlənməsi ilə əvəz olunması məsələsi müzakirə edilir, çünki bu ölkələr istifadə etdikləri xromun 90%-ni idxal edirlər.

Metal materialların güclü impulsu
dəstələri ilə modifikasiya edilməsi.

Son onillikdə yüksək dəqiq elektron dəstələrinin gücləndiricilərinin (YEG) və güclü ion dəstələrinin (GİD) yaradılması materiallara konsentrasiya olunmuş enerji selinin yeni təsirlərinin alınması üçün unikal imkan yaratdı.

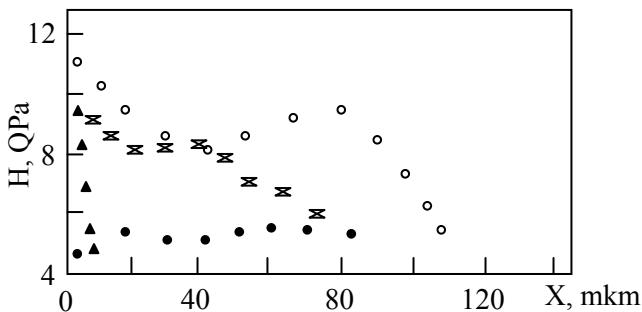
İmpulsunun müddəti 10^{-8} - 10^{-6} san, cərəyan sıxlığı bir neçə kA/sm^2 və bir impulsa düşən yüzrlərlə C/sm^2 flüyensli aşağı enerjili (bir neçə on keV-a qədər) və yüksək enerjili (bir neçə MeV) YEG-dərdən istifadə olunurdu. İon işlənmədə yüngül ionların dəstələri (oksigen, karbon, azot və s.) effektiv olmuşlar, çünki onları almaq daha asandır və ağır ionlardan fərqli olaraq, onlar kifayət qədər böyük qaçışa malikdirlər. Dəstələrin parametrləri aşağıdakılardır: enerjiləri 0,1-2 MeV, impulsda cərəyan 5-50 kA, intensivlik 10^7 - 10^{10} Vt/sm^2 , flüyensləri $-100 \text{ C}\cdot\text{sm}^{-2}\cdot\text{imp}^{-1}$. Belə dəstələr metalların səthə yaxın qatlarında 10^8 - 10^{11} K/san sürətlərlə ən sürətli qızma və soyutma yaradırlar ki, bunlar adi temperaturların yüksək fəza qradientləri ilə birgə xassələrin unikal modifikasiyasına gətirib çıxarır.

YEG və SİD lazer dəstələri ilə müqayisədə bir sıra üstünlüklərə malikdirlər: daha böyük FİƏ, vahidə düşən enerjinin daha aşağı dəyər qiymətində alınması, işlənmənin böyük sahəsi (10^3 sm^2 ə qədər), istənilən materialda yüksək udulma qabiliyyəti.

Radiasiya şüalanması növündən, hissəciklərin enerjisindən, intensivlik və flüyensdən asılı olaraq, metalların möhkəmləndirilməsinə müxtəlif cür təsir edir. Müqayisə üçün aşağıdakı eksperiment aparılmışdır. R6M5 markalı alət poladdan dörd nümunə partiyası hazırlanmışdır. Birinci partiya

şüalandırılmırdı. İkinci partiyaya S^+ ionları implantasiya olunmuşdu, üçüncüsü yaqutdan hazırlanmış güclü lazer impulsu ($\lambda = 0,694 \mu\text{m}$), dördüncüsü isə GİD ilə şüalandırılırdı. Bütün radiasiya növlərindən olan inteqral flüyenslər elə seçilmişdir ki, şüalanmadan sonra səthə yaxın sahədə mikromöhkəmlilik təxminən eyni olsun. Bütün dörd halda kəskin $H(x)$ fərqi müşahidə olunmuşdur (şək. 3).

Karbon ionlarının implantasiyasından sonra poladın möhkəmlənməsi mexanizmi səthdə karbid fazalarının əmələ gəlməsi ilə bağlıdır. Qatın dərinliyi verilmiş enerjiyə malik ($<0,2 \mu\text{m}$) ionların qaçışından asılıdır. Lazer və ion impulsu şüalanmalarda böyük dərinliklərdə möhkəmlənmə zərbə dalğalarının təsiri ilə müəyyən edilir. Lazer şüalanmasında ikinci zirvənin səthə yaxın yerləşməsi GİŞ-in təsiri etməsi ilə müqayisədə bir tərtib az olan və nüfuz etmə dərinliyi $\sim 0,1 \mu\text{m}$ olan zaman



Şək.3. Materialların mikromöhkəmliyinin dərinlik üzrə paylanması.

udulmuş enerjinin daha kəskin başlanğıc profili ilə bağlıdır. Bu eksperiment dərinlik möhkəmlənməsində zərbə dalğasının müəyyənədiçi rolunu sübut edir.

ZD-nin şüalanmayan sahəyə yayılması mikroskopik səviyyədə metalın sıxılmasına səbəb olur, onun dənələrinin xırdalanmasına gətirib çıxarır ki, bu da təzyiqin artması ilə onun mikromöhkəmliyini artırır. Dalğanın dərinlik üzrə təzyiqi aşağı düşür ki, bu da əvvəlcə H -in azalmasına səbəb olur. Lakin ZD-nin cəbhəsi daha sərt olur,

təzyiqin qradiyenti ZD cəbhəsinin formalaşma sahəsində maksimuma çatır. Həm xüsusi, həm də aşqarlı defektlərin ən intensiv generasiyası məhz bu sahədə baş verir. Metallar üçün defektlərin Frenkel cütləri tipikdir ki, bu da düyünlərəarası atomlar və vakansiyaların hərəkətliyini azaldır. Nəticədə axıcılıq həddi və mikromöhkəmlik artır.

Konsentrasiyalaşmış impulsu radiasiya enerjisi sellərinin bərk cisimlərə təsir effektlərindən biri şüalanmanın udulma sahəsində maddənin kəskin qızması və onun buxar-plazma halına keçməsi nəticəsində materialın ablyasiyasıdır (tullantı). Ablyasiyalı plazma nazik təbəqələrin və örtüklərin xüsusi oturacaqlara çökdürülməsi yolu ilə alınması texnologiyasında, nanoölçülü ultradispersli tozların sintezində müvəffəqiyyətlə tətbiq olunur.

AP almaq üçün YEG və SİD-in istifadə olunması lazer şüalanması ilə müqayisədə müəyyən üstünlüklərə malikdir:

- 1) dəstələrin yüksək udulma əmsalı;
- 2) AP-nın kütləsini əhəmiyyətli dərəcədə artırmağa imkan verən udulma həcminin və bununla da çökdürmənin digər başqa metodlarda olduğundan daha artıq yüksək sürətlərinə ($\sim 1 \text{ sm}\cdot\text{s}^{-1}$) çatması;
- 3) şüalanmanın böyük sahələri;
- 4) prosesin birölçülü modelinin qurulması və hissəciklərin hədəflə qarşılıqlı təsirinin daha dəqiq təsvir edilməsi imkanı;
- 5) kifayət qədər böyük FİƏ, bunun nəticəsində SİD-dən istifadə etməklə enerji vahidinin alınma dəyəri lazer şüalanmasından üç dəfə azdır.

§16. Materialların səthinin plazma işlənməsi. Plazma kimyası

Aşağı temperaturlu qazboşalma plazması-elektronların orta enerjisi 1–10 eV, təzyiqi 10^{-4} –1 c. s. mm, ionlaşma dərəcəsi 10^{-6} – 10^{-4} (elektronların konsentrasiyası 10^9 – 10^{12} sm⁻³) olan zəif ionlaşmış qazdır. Plazmanın ağır hissəciklərinin – ion, atom, molekulların orta enerjisi iki tərtib azdır.

Belə plazma elektrik sahəsi ilə həyəcanlandırılan boşalmalarda, aşağı tezlikli (10^2 – 10^3 Hs), YT (10^5 – 10^8 Hs) və İYT (10^9 – 10^{11} Hs) boşalmalarda və optik diapazonlu elektromaqnit sahələrində (10^{13} – 10^{15} Hs) generasiya edilə bilər. Molekulyar qazların plazması molekulların dissosiasiya nəticəsində əmələ gəlmiş sərbəst atom və radikallara da malikdir. Bu hissəciklər xarici valent qatında cütləşməmiş elektrona malikdir və ona görə də yüksək kimyəvi aktivlik göstərirlər və bunun nəticəsi kimi onlar kimyəvi aktiv hissəciklər adlanırlar.

Stasionar vəziyyətdə yüksəkenerjili elektronlar mövcud olduğu üçün plazmada aktiv hissəciklərin konsentrasiyası termodinamik-tarazlı vəziyyətdən çox fərqlənə bilərsə, sonuncunu kifayət qədər üstələyə bilər.

Plazmada elektronlardan başqa ion və aktiv hissəciklərin əmələ gəlməsində əsas etibarilə metastabil vəziyyətdə olan həyəcanlanmış atom və molekullar da iştirak edə bilər. Həyəcanlanmış atom və molekullar enerjinin elektronlardan qaz hissəciklərinə ötürülməsini sürətləndirən energetik katalizator funksiyasını yerinə yetirirlər və adi katalizatorlardan fərqli olaraq, ion, aktiv hissəcik və onların məhsullarının daha yüksək stasionar konsentrasiyalarını almağa imkan verirlər. Energetik katalizator rolunu çox zaman əsas qaza əlavə kimi həyəcanlanmış atom və molekullar oynayır.

Yüklü hissəciklər və aktiv hissəciklərin rekombinasiyası plazmanın daxilində (homogen rekombinasiya) və onu məhdudlaşdıran səthlərdə (heterogen rekombinasiya) gedə bilər.

Materialın təmizlənməsi prosesi dedikdə, onun səthindən yad atom və molekulların silinməsi başa düşülür. Aşılma – səthdən materialın özünün atom və molekullarının silinməsidir. Çox vaxt təmizləmə zamanı yad hissəciklərlə birlikdə materialın özünün bir neçə monoqatı silinir.

Plazmanın hissəciklərinin işlənən materialın səthi ilə qarşılıqlı təsirin fiziki-kimyəvi mexanizminə görə aşılma proseslərini üç qrupa ayırmaq olar:

1. İon aşılması (ion etching). Bu zaman materialların səth qatları yalnız fiziki tozlandırma nəticəsində silinir. Tozlandırma kimyəvi cəhətcə işlənən materialla reaksiya verməyən qazların (adətən inert qazların ionları ilə) energetik ionları ilə ($E=0,1-2,0$ keV) aparılır. Əgər işlənən materialın səthi plazma ilə kontaktdadırsa, aşılma ion-plazma aşılması (IPA-sputter etching) adlanır. Əgər nümunənin səthi plazma ilə kontakda olmur, onda aşılma ion-şüalanma aşılması (İŞA-ion beam etching) adlanır.

2. Plazmokimyəvi aşılmada (PKA– plasma-chemical etching) materialların səth qatları kimyəvi reaksiyalar nəticəsində silinir. Kimyəvi reaksiyalar uçulu məhsulların əmələ gəlməsi ilə aktiv hissəciklər və səth atomları arasında gedir. Əgər materialın səthi plazma ilə kontaktdadırsa, onda aşılma plazma aşılması (PA - plasma etching) adlanır. PA-da kimyəvi reaksiyalar aşağı enerjili elektron və ion bombardmanları, həmçinin şüalanmanın təsiri ilə stimullaşdırılır. Əgər nümunənin səthi plazma ilə kontakta girmirsə, onda radikal aşılma adlanır. RA ixtiyari olaraq, elektron və ion bombardmanlarının stimulyasiyası olmadan baş verir.

3. Reaktiv ion və ya ion-kimyəvi aşılma (İKA– reactive ion etching) zamanı materialların səthinin qatları həm ionlar vasitəsi ilə fiziki tozlandırma, həm də aktiv hissəciklərlə materialların atomları arasında gedən kimyəvi reaksiyalar nəticəsində silinir. Reaktiv ion-plazma aşılması zamanı nümunənin səthinə energetik ionlar, sərbəst atomlar və radikallar, elektronlar və şüalanma təsir edir. Bununla yanaşı, fiziki tozlandırma prosesi kimyəvi reaksiyaların köməyi ilə həm sürətlənə, həm də yavaşaya bilər. PA və RİPA kimyəvi aktiv qazların plazmasında gedir və onların içində materialın səthi eyni hissəciklər yığınının təsirinə məruz qalır. Bu proseslərin bölünməsinin şərti sərhəddi qismində nümunənin səthini bombardman edən ionların enerjilərinin qiymətləri istifadə edilib. Əgər $E < 100$ eV olarsa, aşılma plazmalı, $E > 100$ eV olarsa, aşılma ion-plazmalıdır.

Qazboşalma plazmasında baş verən əsas elementar proseslər: elektron həyəcanlanma, elektronların yapışması, ionlaşma,

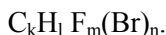
rekombinasiya, təkrar yüklənmə, elektronların mənfi ionlardan qopmasıdır.

Elektronların enerjisi ağır hissəciklərin enerjisindən çox yüksək olduğundan böyük hədd enerjiləri olan dissosiasiya və ionlaşma proseslərinin sürətləri əsas etibarilə elektron zərbəsi ilə təyin edilir.

İKA və PKA proseslərində istifadə edilən işçi qazlardan aşağıdakılar tələb olunur: plazmada qaz boşalması zamanı işlənən materiala qarşılıqlı təsir zamanı ya stabil uçucu, ya da asan tozlandırıla bilən birləşmələr əmələ gətirməyə qabil enerji və kimyəvi cəhətcə aktiv hissəciklərin maksimal çıxışını təmin etmək; aşılama prosesi üçün tələb olunan sürəti, selektivliyi və anizotropiyanın təmin olunması; reaktorun divarlarının kameradaxili qurğuların və sourma magistrallarının toksikliyi və partlayış təhlükəsinin, korroziv təsirin və çirklənməsinin, habelə vakuum sorucularının yağna deqradasiyaedici təsirinə olmaması.

Geniş çeşidli materialların aşılması zərurəti həm çox sayda birkomponentli, həm də çoxkomponentli işçi qazların (adətən işçi qazın komponentlərinin sayı üçdən çox olmur) yaranması səbəb olur. Əsasən materialları PKA və İKA üçün tərkibində halogen olan birləşmələr, həmçinin onların oksigen, hidrogen, azot və inert qazlarla olan qarışıqları istifadə edilir.

Xladonun (freonun) adı onun formulu ilə bağlıdır. Xladon qrupundan olan birləşmələrin ümumi formulu aşağıdakı şəkildə olur:



Burada k , l , m və n – xladon molekulunda olan müvafiq olaraq karbon, hidrogen, ftor və xlor (brom) atomlarının sayıdır. Xladonun nömrəsi

$$(k - 1)(l - 1)(m)$$

kimi yazılır. Məsələn, C_3F_8 xladon – 218. Halogenləşmiş karbohidrogenlərin identifikasiyası üçün beynəlxalq razılaşmalarla təsdiq olunmuş qaydalar mövcuddur.

Birinci yaxınlaşmada reaksiyanın məhsullarının uçuculuğunu onların kimya üzrə soraq kitabçalarında verilmiş normal təzyiqdə qaynama temperaturlarına T_{qay} əsasən qiymətləndirmək olar. PKA və İKA aşağıtemperaturlu proseslərdir və bu temperatur $400^{\circ}S$ -dən çox deyil, elektron və ya fotorezistli maskalardan istifadə etdikdə isə onu $100-150^{\circ}S$ səviyyəsində stabilləşdirirlər.

Əgər prosesin temperaturu buxarlanma temperaturundan çox aşağıdırsa, onda aşılma mümkün deyil, belə ki, materialın səthində materialı maskalayan qeyri-uçucu birləşmələr əmələ gəlir. Məsələn, alüminiumu fluor atomları ilə aşılmaq olmaz, çünki reaksiya nəticəsində qaynama temperaturu $T_{qay}=1256^0S$ olan alüminium florid əmələ gəlir. Eynilə beləcə nikel, xrom, mis, maqnezium və qalay da aşılınır.

Əgər material aktiv hissəciklərlə uçucu ikikomponentli birləşmələr əmələ gətirmirsə, onda onun üçkomponentli birləşmələrini nəzərdən keçirmək lazımdır. Məsələn, xromun bütün halogenləri uçucu deyil ($T_{qay}>1000^0S$), lakin xrom oksixloridinin CrO_2Cl_2 qaynama temperaturu $T_{qay}=118^0S$ -dir. Ona görə də xromun aşılmasını tərkibində xlor olan qaz və oksigen olan qarışıqda aparmaq lazımdır.

İşçi qazın və qaz qarışığının tərkibinin seçilməsi prosesi sürət $v_{aş}$, selektivlik S və anizotropiyanın A göstəricisi kimi mühüm parametrlərini təmin etməyə əsaslanmalıdır. Bir materialın digərinə nisbətən aşılmasının selektivliyi bu materialların eyni şəraitdə aşılma sürətlərinin nisbəti ilə xarakterizə olunur. Kimyadan fərqli olaraq, integral sxemlərin istehsalı texnologiyasında anizotropiya normal üzrə və materialın səthinə toxunan aşılma sürətlərinin nisbəti kimi təyin edilir.

Aşılmanın sürəti və selektivliyi qazın növündən və ya qaz qarışığının tərkibindən çox asılıdır. Yüksək anizotropiyaya (ilk növbədə PA prosesinin ayırdetməsini təyin edən) nail olmaq və eyni zamanda silisiumun aşılmasının yüksək sürətini təyin etmək üçün tərkibində çox sayda fluor atomları olan işçi qazdan istifadə etmək və işlənən səthin aşağı enerjili ionlarla intensiv bombardmanı təmin etmək lazımdır. Tələblər o zaman ödənilir ki, işçi qaza inert qaz əlavə edilsin və nümunəyə yerdəyişmənin mənfi gərginliyi verilsin. Silisiumun nazik qatlarının PA-sı zamanı aşılmanın yüksək sürətləri lazım olmadıqda, işçi qazın molekulunda xlor atomlarının sayının çoxalması ilə artan yüksək anizotropiyanı təmin edən tərkibində xlor olan qazlardan istifadə etmək məqsədəuyğundur.

CCl_4 -ə oksigenin əlavə edilməsi xromun PKA sürətini əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Təmiz CCl_4 -də PKA-nın sürəti çox azdır ki, bu da aktiv hissəciklərin aşağı konsentrasiyası və xromun səthində plazmada CCl_4 -in dissosiasiyası zamanı polimer təbəqələrin

əmələ gəlməsi ilə bağlıdır. Oksigenin əlavə olunması (40-50%-ə qədər) xromun PKA sürətini kəskin artırır ki, bu da CO və CO₂ əmələ gəlməsi ilə xromun səthindən polimer təbəqələrin silinməsi ilə bağlıdır. Bundan başqa, xlor və oksigen atomları şəklində aktiv hissəciklərin sayı artır ki, onlar da xromla



reaksiyasında qarşılıqlı təsirdə olurlar və uçucu xrom oksixloridini əmələ gətirir. Lakin qarışıqda oksigenin miqdarı 50%-dən çox olarsa, xromun səthi tez oksidləşir və nəticədə xromun PKA sürəti kəskin azalır.

CCl₄-ə azot əlavə edildikdə elektronların konsentrasiyası və ionların enerjisi artır, bununla yanaşı, CCl₄-in konsentrasiyası aktiv xlor atomlarının əmələ gəlməsi ilə gedən CCl₄-in dissosiasiya sürətinin artması ilə kompensasiya edilir. Azotun molekulları boşalmada həyəcanlanır və stabil CN birləşməsini əmələ gətirir və bununla da karbon təbəqələrinin çökməsinə mane olaraq fraqmental karbon xlorid ilə reaksiyaya girir. Karbon və azot arasında gedən kimyəvi reaksiya xlor atomlarının doymamış karbon xloridlə rekombinasiyasını yavaşdır və nəticədə CCl₄-ə onlarla faiz azot əlavə edərkən alüminiumun aşılama sürəti nəinki azalmır, hətta bir qədər artır.

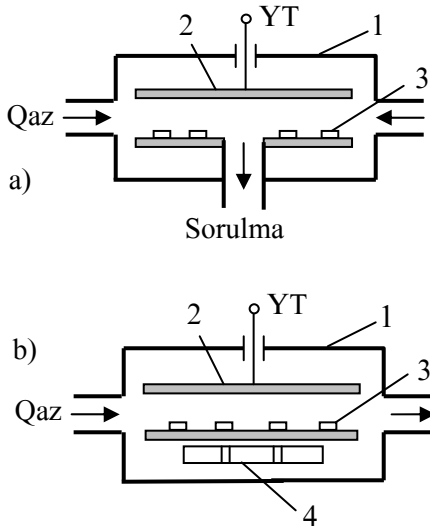
Plazma aşılama.

PA-nın əsasında plazma, elektron və ionlarla şüalanma ilə aktivləşən sərbəst atom, radikallar və işlənən materialın səth atomları arasında gedən heterogen kimyəvi reaksiyalar durur.

Elektron və ionların aktivləşdirici təsiri onların səthi bombardman etdikləri enerjiden asılıdır. Bu enerji öz növbəsində plazmaya nəzərən səthin potensialından asılıdır. Əgər işlənən detal izolə olunubsa, onda onun üzən potensialı adətən bir neçə on voltadan çox olmur. Plazma ilə nümunə arasındakı potensiallar fərqi yüklü hissəciklərə fiziki tozlandırma üçün lazım olan enerjini verə bilmir. Eyni zamanda ion, elektron və fotonların enerjisi materialın səthinin atomları arasında kimyəvi əlaqəni qırmaq, kimyəvi əlaqələrin

aktivləşməsi və əmələ gələn məhsulların desorbsiya proseslərinin stimullaşdırılması üçün kifayət edir.

Plazma aşılması prosesləri həm plazmanın tutumunda oturacaqların kasetlərdə yerləşdiyi silindrik reaktorlarda, həm də oturacaqların müstəvi diodlarda yerləşdiyi diod tipli reaktorlarda həyata keçirilir. Maqnit sahəsi və ƏYT – boşalmalı sistemlər geniş yayılmışdır (şək.1)



Şək.1. Plazma aşılması üçün istifadə edilən planar (a)

və maqnetron reaktorlar (b):

1-vakuum kamerası; 2- kondensatorun lövhəsi;

3-nümunələr; 4-sabit maqnit.

Plazma aşılması yüksək ayırdetmə tələb olunmayan hallarda geniş tətbiq olunur (fotorezistin qalıqlarının silinməsi və yox edilməsi, rezistin termiki möhkəmliyini artırmaq məqsədilə onun plazma bərkidilməsi və s.). PA həm də üzvi və qeyri-üzvi rezistlərin ultrabənövşəyi və rentgen şüalanma ilə ekspozisiya verməsindən sonra onların quru aydınlaşdırmasının əsas metodudur. PA vasitəsilə silisium və onun birləşmələrini, fosforlu və bor silisit şüşəsini, üzvi materialları, karbon, xrom, titan, tantal, niobium, volfram, molibden,

vanadium, qızıl və digər materialları aşılamaq mümkündür. İntegral sxemlərin istehsalında PA xətlərinin eni 3 mkm olan konfigurasiyalar almaq üçün istifadə edilir. PA-nın izotopluğu və qeyri-bircinsliyi bu metodu maskanı kənarının altında aşılamanın xətlərin ümumi eninin artımına əhəmiyyətli təsir göstərdiyi hallarda tətbiq etməyə imkan verir.

Plazma aşılama sistemləri arasında ən perspektivliləri triod və maqnetron tipli planlar reaktorlardır ki, onlarda da PA və reaktiv ion-plazma aşılama sisteminin müstəqil rejimlərini almaq və eyni zamanda hər iki rejimi həyata keçirmək mümkündür və bu da aşılama prosesinin parametrlərini tələb olunan istiqamətdə dəyişməyə imkan verir.

Reaktiv ion – plazma aşılama.

RİPA-nın keçirilməsi zamanı işlənən nümunələr plazma ilə kontaktda olurlar və YT gərginlik mənbəyinə qoşulmuş elektrod üzünə yerləşdirilirlər. Materialın silinməsi həm aktiv qazların sürətləndirilmiş ionlarının fiziki tozlandırılması hesabına, həm də qaz boşalma plazmasında əmələ gələn sərbəst atom və radikallar və səth atomları arasında gedən kimyəvi reaksiyalar nəticəsində baş verir. Qaz boşalması plazması həm qaz fazasında, həm də bərk cismin səthində baş verən proseslərini stimullaşdırır. Bununla yanaşı, fiziki tozlandırma, öz növbəsində səth atomlarının kimyəvi əlaqəsini zəiflədən kimyəvi reaksiyaların sürətini artıraraq materialın səthini aktivləşdirir.

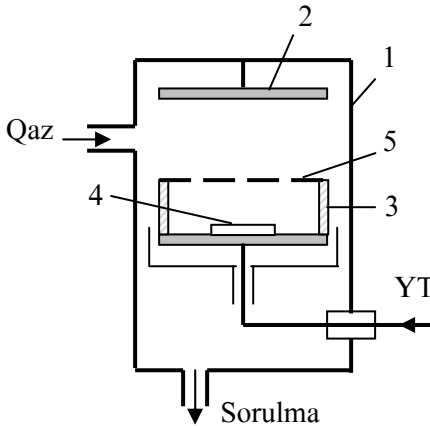
RİPA-da baş verən fiziki və kimyəvi proseslər qeyri-additiv baş verir, yəni hər iki prosesin eyni vaxtda getməsi zamanı silinən materialın miqdarı hər prosesin köməyi ilə silinmiş materialların ümumi miqdarından qat-qat çoxdur.

Aşağı temperaturlu plazmada ionlaşma dərəcəsi adətən on faizdən çox olmadığı halda yüklənməmiş aktiv hissəciklərin konsentrasiyası onlarla faizə çata bilər. Ona görə də yüklənməmiş hissəciklərin aktivliyi və heterogen reaksiyalar nəticəsində uçucu stabil birləşmələrin əmələ gəlməsi zamanı sərbəst atom və radikallar materialın RİPA-sında əsas rol oynayırlar. Lakin hissəciklərin işlənən materiala aşağı kimyəvi aktivliyi və ya reaksiyanın qeyri-

uçucu məhsullarının əmələ gəlməsində materialın RİPA-sında əsas rolu fiziki tozlandırma prosesi oynayır.

İşlənən materialların səth qatlarının radiasiya zədələri və yüksək enerjili ion bombardmanı nəticəsində üzvi maskaların aşağı davamlığı ilə bağlı planar diodlu YT sistemlərin çatışmamazlıqları triodlu və maqnetron sistemlərin yaranmasına gətirib çıxartdı (şək. 2).

Triodlu sistemdə YT gərginlik verilmiş katod yaxınlığında katoddan elektrikcə izolə edilmiş və üzən potensiallı tor yerləşdirilmişdir. Bununla yanaşı, ionların sıxlığının bir neçə dəfə artdığı boşluqlu anod əmələ gəlir və eyni zamanda katodda avtomatik yerdəyişmə gərgənliyi 4-5 dəfə azalır. Bundan əlavə, tor və katod arasında olan kiçik məsafə (15 mm) avtomatik yerdəyişmənin 20 V gərginliyində səyriyən boşalmanın stabil alışmasını təmin edir. Triodlu sistem üçün xarakterik olan ionların kiçik enerjiləri ilə birlikdə aşılmanın yüksək sürəti strukturlarda radiasiya defektlərini qat-qat azaltmağa imkan verir. Bu çox vacibdir, məsələn, metal-nitrid-oksit-metal strukturlarında İS hazırlayarkən Si_3N_4 təbəqələrinin oksid maskaları vasitəsilə aşılmasında.



Şək.2. RİPA üçün triod sistem:

1-vakuum kamerası; 2- yerlə birləşdirilmiş elektrod; 3-YT-li elektrod; 4-nümunə; 5-tor.

Aluminiumun aşılması İS istehsalında istifadə olunan bütün materialların «quru» tozlanmasının qapalı siklini tamamilə təmin etməyə imkan vermir. Bunun səbəbi prosesin təqlid edilməsini azaldan, aşılmadan sonra yaranan strukturu yeyən və hətta turşu plazmasında çətinliklə silinən xlorla doymuş polimer təbəqələrin əmələ gəlməsidir. Müəyyən olunmuşdur ki, aşılmanın sürətini və tarazlığı azaltmadan CCl_4 -ə azotun əlavə edilməsi (70%-ə qədər) kifayət qədər yüksək selektivliyi (SiO_2 -ə nəzərən 15-ə qədər), yaxşı anizotropiyanı təmin edir və polimer təbəqənin əmələ gəlməsini tamamilə aradan qaldırır. Aparılmış kütlə spektroskopik və zond vasitəsilə aparılan ölçmələr göstərir ki, azotun miqdarı artıqca plazmanın sıxlığı artır, ionların enerjisi çoxalır ki, bu da aşılmanın yüksək anizotropiyasını təmin edən yüksək enerjili ionların əsas rol oynamağa başladığı alüminiumun aşılmasının xarakterini əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

Hal-hazırda lövhəcikləri qrup halında işləyən qurğulardan fərdi işlənmə qurğularına keçid tendensiyası mövcuddur. Fərdi işlənmə enerji, materiallar və reagentlərdən istifadənin effektivliyini artırmağa və kiçik tutumlu işçi kameralarda daha yenidən hasil və nəzarət edilən işlənmə şəraiti hesabına yararlı strukturların çıxmasını imkan verir.

§17. Vakuum şəraitində nazik təbəqələrin alınması.

Müxtəlif kimyəvi tərkibli nazik təbəqələrdən elm və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş istifadə edilir. Bu işıqlandırıcı örtüklər, güzgülər, intreferensiya filtrləri, gün eynəkləri, plastik və parçalarda olan dekorativ örtüklər, elektron-şüa borularında lüminoforlar, mikroskopik sxemlərdəki elementlərdir.

Nazik təbəqələrin vakuum çökdürülməsi bir neçə prosedəndən ibarətdir: 1) maddənin bərk və ya maye halında ola bilən kondensiv fazasından qazabənzər fazasına keçməsi; 2) fəzada maddənin

buxarlarının aşağı təzyiqdə buxarlayıcıdan oturaçağa qədər daşınması; 3) oturaqda maddənin buxarlarının kondensasiyası. Buxarlama prosesinin keyfiyyətli aparılması və onun praktikada təbəqələrin alınması üçün istifadə olunması müxtəlif fənlərdən məlumatların cəlb olunmasını tələb edir.

Buxarlanma prosesinin ən sadə modelində kondensiv fazasına səthi molekulları müəyyən buxarlanma enerjisi ilə bağlı olan ossilyator sistemi kimi baxılır. Qazabənzər fazaya keçid səthdə molekulların rəqslərinin enerjisi bərabər olanda və ya buxarlanma enerjisindən çox olanda baş verir.

Buxarlanma zamanı alınan təbəqənin bircinsliyi molekulların seldə fəza paylanması ilə əldə edilir. Sonsuz kiçik dəlikdən və bu dəliyin sonsuz nazik divarlarından təşkil olunmuş izotermik örtükdən ibarət ideal Knudsen özəyi olarsa, dəv cismi bucağın daxilinə düşən hissəciklərin sayı

$$dN = N_0 \cos \omega \frac{d\omega}{\pi} \quad (1)$$

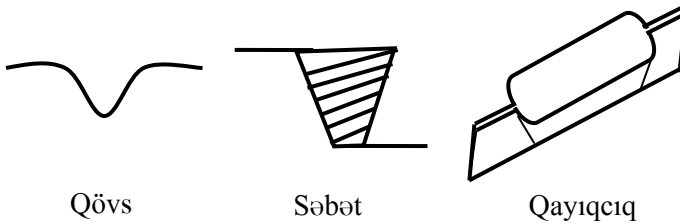
ifadəsi ilə təyin edilir. Burada N_0 – selin yekun konsentrasiyası, ω – buxarlanma istiqaməti ilə şaqulun arasında olan bucaqdır. (1) tənliyi paylanmanın kosinusoidal qanunu olub optikada Lambert qanununa ekvivalentdir. Bu qanuna əsasən, maddənin buxarlanması bütün istiqamətlərdə bərabər deyil, əsasən normal boyunca buxarlanan səthə doğru gedir.

Termiki buxarlanma.

Vakuumba maddənin buxarlanma prosesinin aparılması üçün içərisində buxarlanan maddə olan və onu buxarların lazımi təzyiqini almaq üçün tələb olunan temperaturda saxlanan buxarlayıcı lazımdır. Buxarlayıcıların işçi temperaturlarını təxmini qiymətləndirmək üçün materialın buxarlarının təzyiqinin 10^{-2} c. s. mm həcmində müəyyən olunması zərurətinə əsaslanırlar. Praktiki əhəmiyyət kəsb edən əksər materiallar üçün bu temperaturlar $1000-2000^{\circ}\text{S}$ həddində olur. Çökdürülən təbəqələrin çirklənməməsi üçün buxarlayıcının maddəsi işçi temperaturda buxarın kiçik elastikliyinə və dissosiasıyanın

təzyiqinə malik olmalıdır. Bu tələblərə cavab verən materiallar çətin əriyən metallar və oksidlərdir. Buxarlayıcının və işçi maddənin materialından ərintinin əmələ gəlməsi çox vaxt ərimə temperaturunun kifayət qədər azalması ilə müşayiət olunur ki, bu da buxarlayıcının tez dağılmasına gətirib çıxarır. Kimyəvi reaksiyalar nəticəsində təbəqəni çirkləndirən aşağı oksidlər kimi asan buxarlanan birləşmələr əmələ gəlir.

Müxtəlif növlü buxarlayıcıların naqıl və metal folqadan hazırlanmış coul qızdırılması ilə sadə quruluşları şəkl. 1-də verilmişdir.



Şək.1. Termiki buxarlayıcıların quruluşları.

Material qisminə volfram, molibden və tantal daha geniş tətbiq olunur. Bu metallar, xüsusilə işçi maddə ilə ərinti əmələ gətirdikləri zaman vakuumda qızdırıldıqdan sonra kövrəkləşirlər. Ərimiş metal buxarlayıcının temperaturunu azaldır. Əgər buxarlayıcı oksid qatı, məsələn, alüminium oksidi ilə örtülsə, bundan qaçılmaq mümkündür. Ərimiş metallar Al_2O_3 səthini islatmayıb sferik damcılar əmələ gətirirlər.

Cr, Mo, Pd, V, Fe və Si kimi elementar maddələrin buxarları əriməmişdən qabaq 10^{-2} c. s. mm təzyiqə malik olur və nəticədə onlar sublimasiya oluna bilirlər. Əgər elektron-şüa buxarlanması istisna edilərsə, daha təmiz silisiumun təbəqələri sublimasiya yolu ilə alınır. Titanın sublimasiyası vakuum texnikasında kimyəvi cəhətcə reaktiv

qazların udulmasında geniş tətbiq olunur. Qalınlığı 1000 \AA və daha çox olan təbəqələr almaq üçün sublimasiyanın sürəti çox kiçikdir. Ona görə də xrom istisna olmaqla metalların sublimasiyası geniş tətbiq olunmur. Belə ki, ərimə temperaturundan $500^{\circ}S$ aşağı xrom

buxarlarının təzyiqi 10^{-2} c. s. mm çadır. Ən sadə konstruksiya içərisinə xrom hissəcikləri yerləşdirilmiş tantaldan hazırlanmış qayıqcıqdır.

Təbəqənin çəkilməsi üçün böyük miqdarda ərinmiş metal tələb olunduqda (bir neçə qram və daha artıq) putalı buxarlayıcılarından istifadə edilir. Ərimiş metal puta ilə uzun müddət kontaktda olduğundan termiki cəhətcə stabil və çirklənməmiş metalların seçilməsi ciddi-cəhdlə aparılmalıdır. Buxarlanan maddənin çətin əriyən metalla uyuşması hər iki materialın faza diaqramlarının öyrənilməsi yolu ilə qiymətləndirilə bilər. Metalların kombinasiyası çox aşağı qarşılıqlı həllolma və çətin əriyən evtektikaya malik olmalıdır.

Vakuum buxarlanması üçün tətbiq edilən keramik putalar adətən 99,8% saflıqlı və kiçik məsaməliyi olan tozdan bişirilir. Putaların divarlarının qalınlığı 1-3 mm-dir, ona görə də yaxşı olar ki, material həm istiliyin ötürülməsi, həm də termiki zərbəyə davamlılıq üçün vacib olan yüksək xüsusi istilikkeçiriciliyə malik olsun. Metal oksidlərindən olan putalar adətən çətin əriyən metaldan olan qızdırıcının telinin şüalanması hesabına qızırılar. Buxarlayıcı radiasiya ekranları ilə əhatə olunmalıdır, belə ki, qızdırıcı putanın istiqamətində az dozada enerji şüalandırır.

Bəzi boridlər, karbidlər, silisidlər və nitridlər çox yüksək termiki davamlığa malikdirlər. Bu materiallardan biri bor nitridi (BN) putaların hazırlanmasında istifadə edilir. Bu ağ rəngli dielektrik material qrafitə oxşar struktura malikdir. Qrafit kimi bor nitridi də nisbətən yumşaq material olub, mexaniki alət vasitəsilə asan işlənə bilər. Bor nitridindən hazırlanmış putaların ən mühüm tətbiqi onların alüminin buxarlanmasında istifadə olunmasıdır, belə ki, onlar ərinmiş alüminium tərəfindən bir o qədər də yeyilmirlər. Putalar induksiya yolu ilə qızdırılır.

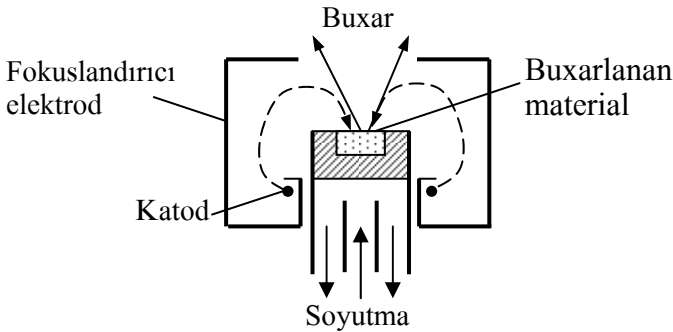
Metallar üçün buxarlayıcı kimi tez-tez istifadə edilən digər material qrafitdir. Qrafit termiki cəhətcə davamlıdır; asan işlənilir ki, bu da ixtiyari formalı putalar hazırlamağa imkan verir; bəzi metallar tərəfindən islanmağa məruz qalır.

Elektron-şüa buxarlanması.

Buxarlanma üçün materialların elektron bombardmanı ilə qızdırılmasından da istifadə etmək olar. Bunun üçün elektronlar seli 5-dən 10 keV-dək enerjiyə qədər elektrik sahəsində sürətlənir və materialın səthində fokuslanır. Toqquşmada hissəciyin kinetik enerjisinin böyük bir hissəsi istilik enerjisinə çevrilir və bununla yanaşı 3000⁰S-dən yuxarı temperaturlar alınır. Enerji yüklənmiş hissəciklər vasitəsilə ötürüldüyündən o ancaq buxarlanan maddənin səthində konsentrasiya oluna bilər, buxarlayıcının özü isə daha aşağı temperaturda qalır. Uyğun olaraq, buxarlanan maddə ilə buxarlayıcının materialı arasında qarşılıqlı təsir çox azalır.

Elektron-şüa buxarlayıcılarında elektron topları tətbiq edilir. Elektron mənbəyi qismində volfram naqildən hazırlanmış katoddan istifadə edilir. Elektronlar anoddakı dəlikdən buxarlanma zonasına düşürlər. Enerji itkisini azaltmaq məqsədilə vakuüm kamerasında təzyiq 10⁻⁴ c. s. mm-dan az olmalıdır.

Buxarlanan anodlu buxarlayıcılar buxarlanan maddənin yaxınlığında yerləşən naqıl ilgəyi şəklində katoda malikdirlər. Radial yaxınlaşan trayektoriyalar üzrə hərəkət edən elektronlar materialı bombardman edirlər. Bu qurğulardan birinin sxemi şək. 2-də verilmişdir.



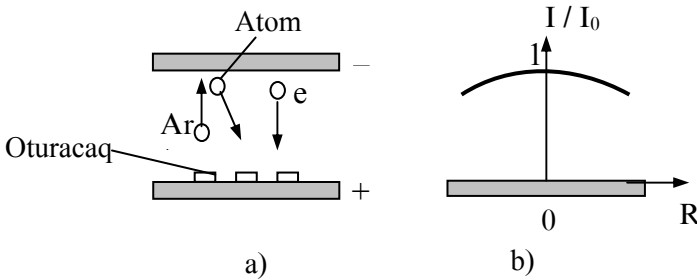
Şək.2. Qızdırılan anodlu buxarlayıcının sxemi.

Müstəqil anodlu elektron topları rentgen borularında istifadə edilən toplarla oxşardır. Elektronların mənbəyi qismində spiral və ya volfram naqildən hazırlanan iti bucaq altında əyilmiş ilgəkdən istifadə edilir. Kəbud fokuslandırma elektrostatik sistem vasitəsilə aparılır. Anodla işçi zona arasında olan fəza sahəsi ekvipotensialdır.

Bu tiptən olan uzun fokuslu toplar BN və Ta hazırlanan, buxarlanma temperaturları 3000°S -dən çox olan çətin əriyən materialların buxarlanması üçün müvəffəqiyyətlə tətbiq edilirdi.

Elektronların əyri trayektoriyalarının istifadəsi kiçik məsafədə elektron topunu və buxarların mənbəyini effektiv ayırmağa imkan verir. Katod buxarlayıcının yaxınlığında yerləşsə də, lakin o kənarında yerləşib və buxarlanan materialdan və ion bombardmanı ilə dağılmaqdan qorunmaq üçün ekranla örtülüb. Mis əsasdan və buxarlanan maddə arasında istilik kontaktının dərəcəsindən asılı olaraq 3500°S -yə qədər temperatur alın bilər ki, bu da həm çətin əriyən metalları, həm də oksidləri buxarlamağa imkan verir.

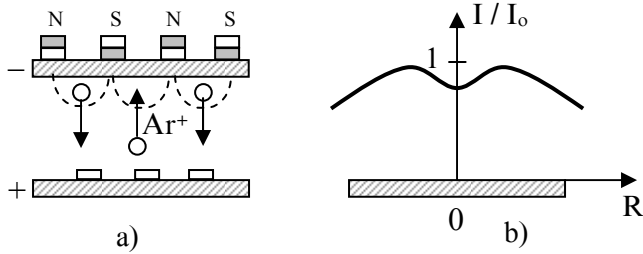
Maddəni buxarlandırmaq üçün yuxarı sadalanan üsulların bir ümumi çatışmayan cəhəti var: sel fəzaca bircinsli deyil, bu da böyük sahəli təbəqələrin alınmasını çətinləşdirir. Müstəvi elektrodlar arasında olan yüksək tezlikli və ya sabit gərginlikli qaz boşalmaları (diod sistemləri) işlənmə sahəsini əhəmiyyətli dərəcədə artırmağa, həmçinin tozlandırılan maddənin stexiometriyasını saxlamağa imkan verir. Katod tozlandırılması sistemlərində katod işçi maddədir və neytral qazın (bir qayda olaraq arqonun) ionları tərəfindən bombardmana məruz qalır (şək. 3).



Şək. 3. Katod tozlandırılması sxemi a) və tozlandırmanın sürətinin radiusdan asılılığı b).

Sabit cərəyanlı sistem (şək. 3,a) keçirici materiallar üçün tətbiq edilir. O, tozlandırılan maddənin kifayət qədər bircinsli paylanmasını verir (şək. 3,b). Bu üsulun çatışmayan cəhəti boşalmanın yüksək gücündə onun oturacaqlarının boşalmanın elektronları vasitəsilə həddən artıq qızdırılmasıdır. Anod üzərinə olan elektron selini eninə

maqnit sahəsi vasitəsilə əhəmiyyətli dərəcədə məhdudlaşdırmaq olar (şək. 4).



Şək.4. Maqnetron tozlandırmanın sxemi a) və tozlandırmanın sürətinin radiusdan asılılığı b).

Maqnit sahəsi, məsələn, katodun arxasında yerləşən növbələşən qütbləşməli sabit maqnitlər sistemi ilə yaradıla bilər (şək. 4,a – maqnetron tozlandırma sistemi). Eninə maqnit sahəsi həm də xüsusilə sahənin maksimumları sahəsində boşalma plazmasının sıxlığını əhəmiyyətli dərəcədə gücləndirir. Sonuncu hal tozlandırılmış maddənin qeyri-bircinsli paylanmasına gətirib çıxarır. (şək. 4,b). Həmçinin, tozlandırmanın sürəti də artır.

Katod tozlandırılması sistemləri üçün, həmçinin təbəqələrin oturacağı yüksək adgeziyası da xarakterikdir. Bu onunla bağlıdır ki, katodu arqon ionları ilə bombardman etdikdə hədəfin atomları termiki buxarlanmada olduğundan iki tərtib çox sürətlə çıxırlar. Əgər diodlu sistemlərdə yüksək tezlikli gərginlikdən istifadə edilsə, onda katodu dielektrik materialdan hazırlamaq olar.

Vakuüm çökdürülməsinin vəzifəsi demək olar ki, bütün hallarda verilmiş parametrlə təbəqələrin alınmasıdır. Əgər təbəqələrin qalınlıq və ya səth müqaviməti kimi xarici parametrlər vacibdirsə, o zaman bu parametrlərin maksimum qiymətinə çatacağı zaman momenti müəyyən etmək və buxarlanma prosesini dayandırmaq kifayətdir. Lakin təbəqənin sıxlıq, xüsusi gərginlik, mexaniki gərginlik kimi daxili parametrləri buxarlanan maddənin selinin kəmiyyətindən asılıdır. Ona görə də çox vaxt çökdürmənin müəyyən sürətini saxlamaq lazım olur. Buxarlanma prosesində ölçmə aparıcı qurğular

iki kateqoriyaya: qalınlığın vericisi və buxarlanma sürətinin vericisinə bölünür.

Təbəqənin qalınlığını ölçmək üçün istifadə edilən kristalik rezonatorlu vericilər nisbətən sadə quruluşludur və mexaniki zərbə və vibrasiyalar onlar üçün qorxulu deyil. Vericidə kvarsın pyezoelektrik xüsusiyyətlərindən istifadə edilir. Rezonator hər iki tərəfinə elektrik kontaktları çəkilmiş nazik kvars lövhədən ibarətdir. Belə rezonator generatorun elektron sisteminə qoşulur. Dəyişən elektrik sahəsinin əlavə edilməsi kvars lövhəsinin qalınlıq üzrə rəqslərinin yaranmasına səbəb olur. Bu rəqslərin rezonans tezliyi lövhənin d qalınlığı ilə tərs mütənəsibdir.

$$f_0 = v / 2d \quad (2)$$

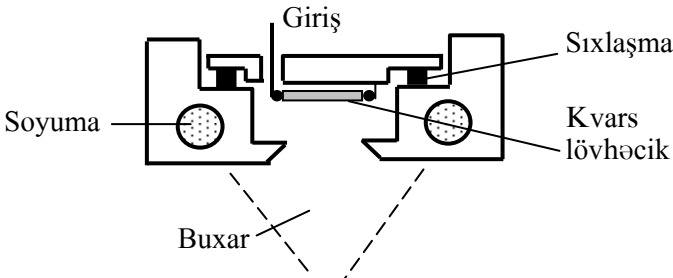
burada v – lövhəciyin qalınlığı istiqamətində elastik dalğaların paylanma sürətidir. Lövhəciyin işçi səthləri düyünlü deyil.

Kiçik əlavə kütlə ΔM -in lövhəciyin bir tərəfinə çökdürülməsi zamanı kristalın səthləri əvvəlki tək rəqslərin qarınında qalacaq. Deməli, çökən maddə rezonans tezliyə ancaq kütlə vasitəsilə təsir edir, maddənin sıxlıq və elastiki sabitlər kimi parametrləri əhəmiyyətini itirir. Rəqslərin rezonans tezliyinin fərqi üçün

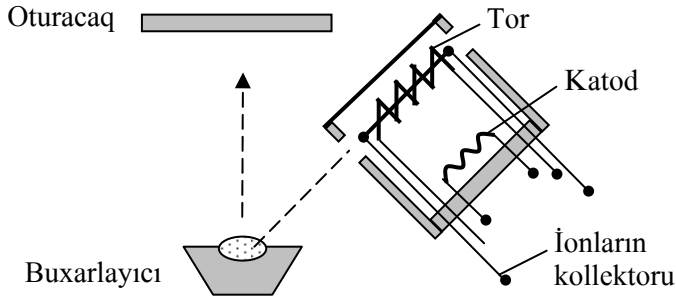
$$\Delta f = - \frac{N\Delta M}{\rho d^2 S} \quad (3)$$

ifadəsi alınmışdır ki, burada ρ – kvarsın sıxlığı, S – elektrodların sahəsi, $N=1,67 \times 10^6$ Hs \times mm. Qalınlığı 0,3 mm, başlanğıc tezlikləri 5-6 MHs olan kristallar yüksək həssaslığın təzadlı tələblərinə və maddənin miqdarının geniş diapazonda ölçülməsi imkanına cavab verir.

Şək. 5-də kristalın tutucusunun quruluşu verilib.



Şək.5. Qalınlığın kvars ölçü cihazının quruluşu.



Şək.6. Buxarlanma sürətini ölçən cihazının quruluşu.

Katodla tor arasına 150-200 V gərginlik, kollektora – mənfi 20-30 V gərginlik verilir. İonların cərəyanı işçi maddənin buxarının konsentrasiyası ilə mütənasibdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, vakuum sisteminin qalıq qazı da ion cərəyanına təsirini göstərəcək. Bunun üçün kameraya buxarlanan maddədən qorunan və yalnız qalıq qazın ion cərəyanını ölçən daha bir verici yerləşdirmək olar.

Əlavə 1.

Lenqmür düsturu.

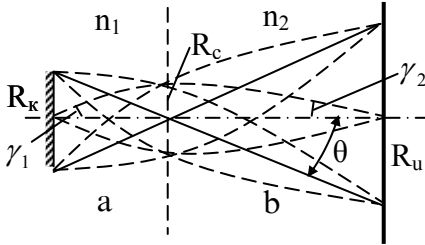
Elektron dəstələrinin fokuslanmasında
cərəyan sıxlığının həddi haqqında.

Elektronların başlanğıc temperaturunu nəzərə almaqla elektron dəstəsinin hər hansı bir linza ilə fokuslanması haqqında məsələyə baxaq.

Sürətlərin istilik səpələnməsinə malik olan elektronlar katodun səthindən start götürürlər və linzanın sahələrinin təsiri altında sistemin oxuna tərəf hərəkət edirlər. Şəkildən görüldüyü kimi, elektronların sürətlərinin istilik səpələnməsi fokus ləkəsinin ölçüsünün böyüməsinə gətirib çıxarır.

İşıq optikasından məlum olan Lenqmür-Laqranj tənliyi korpuskulyar optikada da tətbiq edilə bilər

$$R_k n_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = R_u n_2 \operatorname{tg} \alpha_2.$$



Çertyoj üzrə

$$R_c = b \operatorname{tg} \alpha, \quad R_u = b \operatorname{tg} \alpha.$$

$$R_k n_1 \sin \alpha_1 = R_u n_2 \sin \alpha_2 = b \operatorname{tg} \alpha n_2 \sin \alpha_2,$$

$$R_k n_1 \sin \alpha_1 = R_u n_2 \operatorname{tg} \alpha,$$

$$R_c = \frac{R_k n_1 \sin \gamma_1}{n_2 \operatorname{tg} \theta} = \frac{R_k \sin \gamma_1}{\operatorname{tg} \theta} \sqrt{\frac{U_o}{U_c}},$$

$$R_{c,\max} = a \sqrt{\frac{U_o}{U_c}} \quad (\sin \gamma_1 \approx 1, \quad eU_o = 2kT)$$

ifadəsini almaq olar.

Elektronlar üçün Maksvell paylanmasıdan istifadə edək

$$N(U)dU = N_o \frac{eU}{kT} e^{-\frac{eU}{kT}} d\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Katoddan gələn tam cərəyan $j = e\pi N_o$ ($N_o - 1 \text{ sm}^2$ -dən cismani vahid bucağa düşən hissəciklərin sayı).

Elektronların emissiyası Lambert qanununa tabedir, γ -dən $\gamma+d\gamma$ -yə qədər olan cismani bucağa düşən cərəyan

$$dI_\gamma = 2\pi S N \sin \alpha \cos \alpha d\alpha$$

bərabərdir, burada S – katodun sahəsidir.

Burada cismani və müstəvi bucaqlar arasında əlaqə nəzərə alınıb

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \gamma) = 4\pi \sin^2 \frac{\gamma}{2}.$$

Fokusun halqavari zonasına R_c -dən R_c+dR_c -yə qədər cərəyan düşəcək

$$dI_{\gamma_1} = 2\pi S N_1 e \sin \gamma_1 \cos \gamma_1,$$

burada N_1 – enerjiləri eU_o -dan $e(U_o+dU_o)$ -a qədər olan hissəciklərin sayıdır.

Halqavari zonada cərəyanın sıxlığı

$$j_{R1} = \frac{dI_{\gamma_1}}{d(\pi R_c)} = \frac{S N_1 e \sin \gamma_1 \cos \gamma_1 d\gamma_1}{R_c dR_c},$$

$$dR_c = \frac{R_k}{tg\theta} \cos \gamma_1 \sqrt{\frac{U_o}{U_c}} d\gamma_1, \quad R_c dR_c = \frac{R_k^2}{tg^2\theta} \frac{U_o}{U_c} \sin \gamma_1 \cos \gamma_1 d\gamma_1,$$

$$j_{R1} = \frac{SN_1 e \sin \gamma_1 \cos \gamma_1 d\gamma_1}{a^2 \frac{U_o}{U_c} \sin \gamma_1 \cos \gamma_1 d\gamma_1} = \frac{SN_1 e U_c}{a^2 U_o}.$$

Verilmiş halqavari zonaya yalnız enerjiləri U_o -dan böyük olan hissəciklər düşəcək. Ona görə də inteqrallaşmanı U_o -dan ∞ -a qədər aparmaq lazımdır.

$$j_R = \frac{eS}{a^2} \int_{U_o}^{\infty} \frac{U_c}{U_o} N(U) dU = \frac{eSU_c}{a^2 U_o} \int_{U_o}^{\infty} N_o \frac{eU}{kT} e^{-\frac{eU}{kT}} d\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Dəyişənlərin əvəz etməsini apararaq $x = -\frac{eU}{kT}$.

$$\begin{aligned} j_R &= \frac{eSU_c}{a^2 U_o} \int_{x_o}^{-\infty} x e^x dx = \frac{eSU_c N_o}{a^2 U_o} e^x (x-1) \Big|_{x_o}^{-\infty} = \\ &= -\frac{eSN_o U_c}{a^2 U_c} e^{-\frac{eU_o}{kT}} \left(-\frac{eU_o}{kT} - 1 \right). \end{aligned}$$

$R_c = a^2 \frac{U_o}{U_c}$ ifadəsindən $U_o = \frac{R_c^2}{a^2} U_c$ alarıq və əvvəlki

düsturda dəyişiklik apararaq.

$$\begin{aligned} j_R &= \frac{eSN_o U_c}{a^2 \frac{R_c^2 U_c}{a^2}} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \frac{R_c^2}{a^2} \right) e^{-\frac{eU_c R_c^2}{kT a^2}} = \\ &= \frac{eSN_o}{R_c^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \frac{R_c^2}{a^2} \right) e^{-\frac{eU_c R_c^2}{kT a^2}}. \end{aligned}$$

$$R_c=0 \text{ olarsa, } j_o = \frac{eSN_o}{a^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right).$$

$a = \frac{R_k}{\operatorname{tg} \theta}$ dəyişməisni aparaq.

$$j_o = \frac{eSN_o}{R_k^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta = \frac{S\pi eN_o}{\pi R_k^2} \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta.$$

$$j_o = j_k \left(1 + \frac{eU_c}{kT} \right) \sin^2 \theta - \text{Lenqmür düsturu.}$$

Yüklü hissəciklərin mənbəyi üçün mənbənin parlaqlığı anlayışı daxil edilir. Bu kəmiyyət emissiya cərəyanı sıxlığının daxilində dəstənin paylandığı cismani bucağa olan nisbətində bərabərdir.

$$\beta = \frac{j_o}{\Omega}.$$

Kiçik bucaqlar üçün $\Omega = 2\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} \approx \pi\theta^2$, burada θ – yarımçıq müstəvi bucaqdır. Onda

$$\beta = \frac{j_o}{\pi\theta^2}.$$

Lenqmür düsturuna uyğun olaraq

$$j_o = j_k \frac{eU}{kT} \theta^2, \quad \theta^2 = \frac{j_o kT}{j_k eU} \left(\frac{eU}{kT} \gg 1 \right).$$

$$\beta = \frac{j_k eU}{\pi kT},$$

burada T – katodun temperaturudur.

Dəstənin fokusunda cərəyanın sıxlığı kifayət dərəcədə artırıla bilər, amma heç bir fokuslandırıcı sistem emitterin səthinə müvafiq gələn mənbəyin parlaqlığını artırma bilməz.

İonların nüvələr və hədəfin elektronları ilə qarşılıqlı təsirində onların qaçışının hesablanması.
 (“Maddə ilə ionların qarşılıqlı təsiri” mövzusu)

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{1/2k + k'E^{1/2}} = \int_0^{E_0} \frac{2kdE}{1 + 2kk'E^{1/2}},$$

burada E_0 – ionların maddəyə daxil olmalarına qədər malik olduqları başlanğıc enerjidir.

Hissələr üzrə inteqrallaşma üçün dəyişənləri əvəzləyək

$$v = \ln(1 + 2kk'E^{1/2}), \quad dv = \frac{kk'dE}{(1 + 2kk'E^{1/2})E^{1/2}},$$

$$u = \frac{E^{1/2}}{kk'}, \quad u dv = \frac{dE}{1 + 2kk'E^{1/2}}.$$

$$\begin{aligned} R &= 2k \left\{ \frac{E^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) \Big|_0^{E_0} - \int_0^{E_0} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) d \left(\frac{E^{1/2}}{kk'} \right) \right\} = \\ &= 2k \left\{ \frac{E_0^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_0^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \int_0^{E_0} \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) d(1 + 2kk'E^{1/2}) \right\}. \end{aligned}$$

Cədvəl inteqralının düsturundan istifadə edək $\int \ln x dx = x \ln x - x$.

$$\begin{aligned}
R &= 2k \left\{ \frac{E_o^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \times \right. \\
&\times \left. \left[(1 + 2kk'E^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E^{1/2}) \right]_0^{E_o} - \left(1 + 2kk'E^{1/2} \right) \right]_0^{E_o} \left. \right\} = \\
&= 2k \left\{ \frac{E_o^{1/2}}{kk'} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - \frac{1}{2(kk')^2} \times \right. \\
&\times \left. \left[(1 + 2kk'E_o^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - (1 + 2kk'E_o^{1/2}) + 1 \right] \right\} = \\
&= \frac{2k}{kk'} \left\{ E_o^{1/2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - \frac{1}{2kk'} \times \right. \\
&\times \left. \left[(1 + 2kk'E_o^{1/2}) \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - (1 + 2kk'E_o^{1/2}) + 1 \right] \right\} = \\
&= \frac{2k}{2(kk')^2} \left\{ 2kk'E_o^{1/2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) - (1 + 2kk'E_o^{1/2}) \right\} \times \\
&\times \left\{ \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) + (1 + 2kk'E_o^{1/2}) - 1 \right\} = \\
&= \frac{1}{kk'^2} \left\{ - \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}) + (1 + 2kk'E_o^{1/2}) - 1 \right\} \\
R &= \frac{2E_o^{1/2}}{k'} - \frac{1}{kk'^2} \ln(1 + 2kk'E_o^{1/2}).
\end{aligned}$$

Biz 11-ci paraqrafın (5) ifadəsini aldıq.

Əlavə 2.

“Plazma və dəstə texnologiyası” mövzu üzrə çalışmalar.

Çalışma 1.

2000K temperaturuna qədər qızdırılmış katodun səthi yaxınlığında elektrik sahəsinin hansı intensivliyi yaradılmalıdır ki, onun səthindən istilik elektron emissiya cərəyanını 2,72 dəfə artırmaq mümkün olsun?

Şottki nəzəriyyəsinə görə

$$j = j_0 e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}},$$

$$e^{\frac{0,44\sqrt{E}}{T}} = \frac{j}{j_0} = 2,72 = e, \quad \frac{0,44\sqrt{E}}{T} = 1,$$

$$E = \frac{T^2}{0,44^2} = 2,1 \times 10^7 \text{ B} / \text{M} = 2,1 \times 10^5 \text{ V} / \text{sm}.$$

Çalışma 2.

Volframli avtoelektron emissiyasının mövcud olduğu elektrik sahəsinin kəmiyyətini təyin etmək. Əgər potensial maneənin eni elektronların de-Broyl dalğasının uzunluğu ($L \approx 3\lambda_e$) ilə ortaqlaşdırılırsa, emissiyanın əhəmiyyətli olduğunu fərz etmək mümkündür. Volframın sıxlığı $19,1 \text{ q/sm}^3$, atom nömrəsi 184, çıxış işi 4,52 eV.

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e v}, \quad v = \left(\frac{2\langle \varepsilon \rangle}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{5} E_F = \left(\frac{3\rho}{8\pi m_a} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m_e} \frac{3}{5},$$

$$v = \sqrt{\frac{2}{m_e} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_a} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m_e} \frac{3}{5}} = \frac{h}{m_e} \sqrt{0,6} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_e} \right)^{1/3}.$$

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e \frac{h}{m_e} \sqrt{0,6} \left(\frac{3\rho}{8\pi m_e} \right)^{1/3}} = \frac{1}{\sqrt{0,6}} \left(\frac{8\pi \times 0,184}{3 \times 19,1 \times 10^3 \times 6 \times 10^{23}} \right)^{1/3} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{0,6} 10^9} \left(\frac{8\pi \times 0,184}{18 \times 1,91} \right)^{1/3} = \frac{0,51 \times 10^{-9}}{\sqrt{0,6}} = 6,6 \times 10^{-10} m.$$

Əgər elektronların enerjisini Fermi enerjisinə bərabər hesab etsək, məxrəcdə $\sqrt{0,6}$ kəmiyyətini nəzərə almamaq olar. Onda $\lambda_e = 5,1 \times 10^{-8}$ sm.

$$A = eEL = eE3\lambda_e; \quad E = \frac{A}{e3\lambda_e} = \frac{4,52}{3 \times 5,1 \times 10^{-8}} = 2,95 \times 10^7 \text{ V/sm.}$$

Çalışma 3.

Hissəciklərin qeyri-elastik toqquşması zamanı enerjinin ötürülməsi.

Kinetik enerjisi 60 eV olan litium ionu toqquşma zamanı helium atomunu ionlaşdırma bilərmə? Heliumun ionlaşma potensialı 24,5 V-a bərabərdir.

Enerjinin saxlanması qanunundan başqa impulsun saxlanması qanununu da nəzərə almaq lazımdır.

$$\frac{m_1 u_o^2}{2} + \frac{m_2 v_o^2}{2} = \frac{m_1 u^2}{2} + \frac{m_2 v^2}{2} + E_p,$$

burada E_p – qeyri-elastik zərbədə potensial enerjidir.

$$m_1 \vec{u}_o + m_2 \vec{v}_o = m_1 \vec{u} + m_2 \vec{v}.$$

Əgər neytral hissəcik hərəkətsizdirsə, onda $v_o=0$.

$$\vec{v} = \frac{m_1(\vec{u}_o - \vec{u})}{m_2},$$

$$\frac{m_1 u_o^2}{2} = \frac{m_1 u^2}{2} + \frac{m_1^2}{2m_2} (\vec{u}_o - \vec{u})^2 + E_n.$$

E_p potensial enerjisi ionun toqquşmadan sonra saxlayacağı u sürətindən asılıdır. E_p -nin ən böyük qiymətini $dE_p/du=0$ şərtindən təyin etmək olar.

$$-m_1 u + \frac{m_1^2}{m_2} (u_o - u) = 0, \quad -m_2 u + m_1 u_o - m_1 u = 0,$$

$$u = \frac{m_1}{m_1 + m_2} u_o, \quad E_{n.\max} = E_o \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

$$m_1 = 7m_p, \quad m_2 = 4m_p, \quad E_{n.\max} = 60 \frac{4}{4+7} = 21,8 \text{ eV}.$$

Helium atomunun ionlaşması baş verməyəcək.

Çalışma 4.

Elektrik cəhətcə mənfə qazın molekulları tərəfindən elektronların tutulması və diffuziya hesabına deionlaşma.

Qabda iki müstəvi divar arasında $d=1$ sm məsafədə azot (parsial təzyiq $p_1=100$ c.s.mm) və oksigen ($p_2=0,3$ c.s.mm) qarışığı yerləşir. Qazın temperaturu $T=300K$, qazla termalokamik tarazlıqda yerləşən sərbəst elektronların sayı azdır. Elektronların sayının azalmasında hansı prosesin — divarlara diffuziya və ya elektronların oksigen atomları tərəfindən tutulmasının əsas rol oynayacağını təyin etmək.

Hər bir prosesin rolunu sərbəst elektronun həyat müddəti üzrə qiymətləndirmək olar. Elektronlar az olduğundan, onların diffuziyası da bipolyar deyil, adi olacaq.

Diffuziya əmsalını hesablayaq:

$$D = \frac{\lambda_e \bar{v}_e}{3} = \frac{\bar{v}_e}{3Q_1 p_1} = \frac{1}{3Q_1 p_1} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} =$$
$$= \frac{1}{3 \times 2800 \times 100} \sqrt{\frac{8 \times 1,38 \times 10^{-23} \times 300}{\pi 9,1 \times 10^{-31}}} = 0,128 \text{ m}^2 / \text{san.}$$

Hesablamalar zamanı nəzərə alınmışdır ki, azot üçün ionlaşmanın effektiv kəsilişi $Q_1=2800$ -dir.

Diffuziyanın zamanı $t_d = \frac{d^2}{8D}$ ifadəsindən təyin olunur ki,

$$\text{burada } l = \frac{d}{2}. \quad t_d = \frac{d^2}{8D} = \frac{10^{-4}}{8 \times 1,28 \times 10^{-1}} = 0,98 \times 10^{-4} \text{ san.}$$

Elektrik cəhətcə mənfə qazın (oksigen) molekulları tərəfindən elektronların tutulmasının orta zamanı

$$t_3 = \frac{1}{w_3 \nu_3},$$

burada w_z – elektronun oksigen molukulu tərəfindən tutulma ehtimalı, ν_z – elektronların oksigenlə toqquşması tezliyidir.

$$\nu_3 = Q_2 p_2 \bar{\nu}_e, \quad w_3 = 2,5 \times 10^{-5}, \quad Q_2 = 3000.$$

$$t_3 = \frac{1}{w_3 Q_2 p_2 \bar{\nu}_e} = \frac{1}{2,5 \times 10^{-5} \times 3 \times 10^3 \times 0,3 \times 1,07 \times 10^5} = 4,1 \times 10^{-4} \text{ san}$$

Diffuziyanın zamanı elektronun oksigen molekulu ilə tutulması zamanından az olduğu üçün elektronların sayının azalması onların diffuziyası ilə təyin olunacaq.

Çalışma 5.

İonların havada rekombinasiyası.

Təbii radioaktivlik hesabına havada orta hesabla 1 san ərzində 1 m³-də 10⁷ ionlaşma baş verir. Müsbət və mənfi ionların tarazlı konsentrasiyası nə qədər olacaq? İonun orta yaşama müddəti nə qədərdir?

İonlaşma zamanı əmələ gələn elektronlar tez bir zamanda oksigen molukulları tərəfindən tutularaq O₂⁻ əmələ gətirir. Bu ionlar müsbət ionlarla rekombinasiya edir. İonlaşmanın sürəti

$$Z_i = \alpha_r n_r^2$$

ifadəsi ilə təyin edilir ki, burada z_i – ionlaşmanın sürəti, α_r – rekombinasiya əmsali, n_r – ionların konsentrasiyasıdır.

Atmosfer təzyiqində $n_r = 1,6 \times 10^{-6} \text{ sm}^3/\text{san}$ olduqda

$$n_p = \sqrt{\frac{z_i}{\alpha_p}} = \sqrt{\frac{10^7}{1,6 \times 10^{-12}}} = 2,5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}.$$

$$\tau = \frac{n_p}{\left(\frac{dn}{dt}\right)_p} = \frac{n_p}{z_i} = \frac{2,5 \times 10^9}{10^7} = 250 \text{ san.}$$

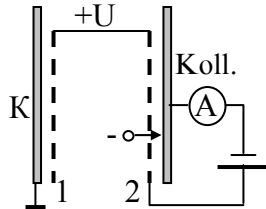
Çalışma 6.

Neytral qazda enerjinin elastik itkiləri.

Elektronların qazdan keçərkən enerji itkilərinin sxemi şəkildə verilib. Katodla kollektor arasında məsafə 1 sm, torların potensialı $U=18 \text{ V}$, işçi qaz heliumun təzyiqi - $p=1,2 \text{ c. s. mm}$.

2 torundan keçmiş elektronların enerjisi nə qədər olacaq?

Bu halda qeyri-elastik toqquşmalar baş verə bilməz, belə ki, heliumun həyəcanlanma enerjisi $19,8 \text{ eV}$ -dur.



Əgər 1 və 2 torları arasında toqquşmaların sayı N -ə bərabədirsə, onda 2 torunun yanında elektronların enerjisi

$$E - \Delta E = E - N\alpha E \text{ olacaq, yəni } \Delta E = N\alpha E.$$

$$\text{Akkomodasiya əmsalı } \alpha = \frac{4Mm_e}{(M + m_e)^2} = \frac{2m_e}{M}.$$

Hissəciyin keçdiyi tam yol $N\lambda$, katodan kollektora qədər hərəkətinin müddəti $\tau = \frac{N\lambda}{\bar{v}}$.

$$\text{Eynşteyn qanununa əsasən } \ell^2 = 2D\tau, D = \frac{\lambda\bar{v}}{3}.$$

$$\begin{aligned} \ell^2 &= 2 \frac{\lambda\bar{v}}{3} \frac{N\lambda}{\bar{v}} = \frac{2}{3} \lambda^2 N, \quad N = \frac{3}{2} \frac{\ell^2}{\lambda^2} = \frac{3}{2} \ell^2 Q^2 = \frac{3}{2} (\ell Q_0 p)^2 = \\ &= \frac{3}{2} (10^{-2} \times 1,35 \times 10^3 \times 1,2)^2 = 393. \quad (Q_0=1350). \end{aligned}$$

$$\Delta E = N\alpha E = 393 \frac{2 \times 9,1 \times 10^{-31}}{4 \times 1,67 \times 10^{-27}} 18 = 1,9 \text{ eV.}$$

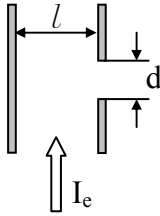
$$E - \Delta E = 18 - 1,9 = 16,1 \text{ eV.}$$

Çalışma 7.

İon mənbəyinin istehsalədıcılığı.

İonlar iki paralel lövhəcik arasında elektron dəstəsi vasitəsilə yaradılır və onlardan birində olan dəlikdən çıxarılır. Lövhəciklər arasında məsafə - 1,5 sm; lövhəciklərə paralel olaraq yayılan elektronların cərəyanın sıxlığı - $j_e=100 \text{ A/m}^2$, onların enerjisi 200 eV; işçi qaz – arqonun təzyiqi – $1,16 \times 10^{-4}$ c. s. mm. Lövhəciklər arasında potensiallar fərqi sıfır olduqda diametri 5 mm olan dəlikdən keçən ionların cərəyanını təyin etmək.

Fərz edək ki, əmələ gələn ionların yarısı dəlikdən çıxır.
1 san ərzində 1 m³-də əmələ gələn ionların sayı



$$Q_i \frac{j_e}{e} = Q_o p \frac{j_e}{e}.$$

$W_e=200$ eV olduqda, $Q_o=10^3$ m⁻¹.

İon cərəyanı

$$\begin{aligned} i &= eQ_o p \frac{j_e}{e} V = Q_o p j_e S \frac{\ell}{2} = Q_o p j_e \pi R^2 \frac{\ell}{2} = \\ &= 10^3 \times 1,16 \times 10^{-4} \times 10^2 \times 0,75 \times 10^{-2} \times \pi 2,5^2 \times 10^{-6} = 1,7 \text{ mA}. \end{aligned}$$

Çalışma 8.

Səthi ionlaşma vasitəsilə ionların alınması.

Silindrik diodda volfram katodun telinin diametri 0,05 mm və uzunluğu 5 sm-dir, onun işçi temperaturu 2500K-dir. Diod 85°S temperaturuna qədər qızdırılıb, anodun diametri 5 mm, işçi qaz – seziyumun doymuş buxarlarıdır.

Anoda verilən ion cərəyanının kəmiyyətini və cərəyanın tam kəsilməsi üçün anodun potensialını təyin etmək.

Seziyumun maye fazasından alınan doymuş buxarlarının təzyiqi

$$\begin{aligned} \lg p &= 11,05 - 1,35 \lg T - \frac{4041}{T} = 11,05 - 1,35 \lg 358 - \frac{4041}{358} = -3,7. \\ &(T=358K). \end{aligned}$$

$$p=10^{-3,7}=2 \times 10^{-4} \text{ c. s. mm} = 2,66 \times 10^{-2} \text{ Pa}$$

düsturu ilə təyin edilir.

Hesab edirik ki, tel üzərinə düşən sezium ondan ion şəklində ayrılır. Onda ion cərəyanı

$$i = eN = en_a v_a S = e \frac{p}{kT} \left(\frac{8kT}{\pi M} \right)^{1/2} \pi D \ell = \frac{e \pi p D \ell}{\sqrt{2 \pi k T M}} =$$

$$= \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 3,14 \times 2,66 \times 10^{-2} \times 5 \times 10^{-2}}{(6,28 \times 1,28 \times 10^{-23} \times 358 \times 133 \times 1,67 \times 10^{-27})^{1/2}} = 4 \times 10^{-4} \text{ A.}$$

bərabər olacaq.

Biz $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ düsturundan istifadə etdik.

Silindrik diod üçün

$$i = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U_a^{3/2} \ell}{\beta^2 R}, \quad \beta^2 = f \left(\frac{R}{R_k} \right) = 1,0782.$$

$$U_a = \left[\frac{9i\beta^2 R}{8\pi\epsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \ell} \right]^{2/3} = \left[\frac{9 \times 1,0782 \times 10^{-5}}{2 \times 6,28 \times 8,85 \times 10^{-12} \times 10^3 \times 1,2} \right]^{2/3} = 81 \text{ V.}$$

Çalışma 9.

Elektronların metal qatından keçməsi.

Elektronun enerjisinin metala daxil olma dərinliyindən asılılığı - Vuddinqton qanunu:

$$E^2(x) = E_0^2 - \alpha x$$

burada E_0 - elektronun başlanğıc enerjisi, α - maddənin konstantıdır.

Enerjisi 50 keV olan elektron dəstəsinin dələ biləcəyi mis folqanın qalınlığı nə qədərdir?

Mis üçün $\alpha = 1,21 \times 10^{14} \text{ eV}^2/\text{m}$.

$$E(x)=0 \quad x = \frac{E_0^2}{\alpha} = \frac{25 \cdot 10^8}{1,21 \cdot 10^{14}} = 2,07 \cdot 10^{-5} = 20,7 \text{ mkm.}$$

10 mkm dərinlikdə dəstənin enerjisi nə qədər olacaq?

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{E_0^2 - \alpha x} = \sqrt{25 \cdot 10^8 - 1,21 \cdot 10^{14} \cdot 10^{-5}} = \\ &= \sqrt{(2,5 - 1,21)10^9} = 3,6 \cdot 10^4 \text{ B} = 36 \text{ kB}. \end{aligned}$$

Məsafə ilə elektronun enerjisinin azalma sürəti

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\alpha}{2\sqrt{E_0^2 - \alpha x}} = -\frac{\alpha}{2E(x)}$$

ifadəsi ilə təyin ediləcək.

İfadədən belə məlum olur ki, enerji ən çox qaçışın sonunda itir.

Çalışma 10.

Dəstənin elektronlarının hansı enerjisində ikinci elektron emissiyasının əmsalı maksimal olacaq?

Dəstənin daxil olma dərinliyi ikinci elektronların sərbəst qaçışının uzunluğuna bərabər olarsa, elektronların çıxışı maksimal olacaq.

Mis üçün sərbəst qaçışın uzunluğu $\lambda = 10^{-8}$ m-dir.

$$\lambda = x = \frac{E_0^2}{\alpha}$$

$$E_0 = \sqrt{\alpha\lambda} = \sqrt{1,21 \cdot 10^{14} \cdot 10^{-8}} = 1,1 \cdot 10^3 \text{ B} = 1,1 \text{ kV}.$$

Miss üçün qəfəs ilə qarşılıqlı təsirdə birdəfəlik akta düşən enerji itkisi $\Delta E = 19 \text{ eV}$.

Çalışma 11.

Təbəqə katodunun dağılması.

Tetrodda toriumlu volframdan hazırlanmış katod 2100 K temperaturda işləyir, katod və tor arasında məsafə $d_{k.s.} = 2$ mm, tor və anod arasındakı məsafə isə $d_{k.a.} = 10$ mm-dir. Torun potensialı anodun potensialına bərabərdir və $U = 300$ V-dur, katodun emissiya cərəyanının sıxlığı $j_g = 10^3 \text{ A/m}^2$, lampada olan qalıq qazın təzyiqi $p = 10^{-6}$ c. s. mm.

Atomların istilik buxarlanması və katod tozlandırmasının hesabına torium təbəqəsinin dağılma sürətini müqayisə etmək.

İstilik buxarlanmasının sürəti

$$n_{bux.} = \frac{N_1 \theta}{\tau_0} \exp(-E / kT)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Burada E – buxarlanma enerjisi; N_1 – 1 m^2 düşən monomolekulyar qat əmələ gətirən hissəciklərin sayı;

$\theta = \frac{N}{N_1}$ - örtükləmə dərəcəsi; τ_0 - qəfəsin atomlarının istilik

rəqslərinin periodudur.

Katod tozlandırmasının əmsalı

$$\eta = \frac{n_2}{n_1} = A(E_1 - E_0),$$

burada $A = 10^{-3}$ – konstant, E_0 – katod tozlanmasının hədd enerjisidir.

$$n_2 = n_1 A (E - E_0).$$

Belə ki, katod-tor məsafəsi tor-anod məsafəsindən çox kiçik olduğundan, katod ilə tor arasında ionların əmələ gəlməsini nəzərə almayacağıq.

$$n_2 = \frac{Q d_{c.a.} j_e}{e} = \frac{Q_0 p d_{c.a.} j_e}{e},$$

burada Q – ionlaşmanın effektiv kəsiləşidir.

$$n_d = \frac{800 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 5 \cdot 10^{16} \text{ san}^{-1} \text{ m}^{-2},$$

(hava üçün $Q_0 = 800$).

Hesablamalarda kəmiyyətlərin aşağıdakı qiymətlərini nəzərə alaq: $N_1 = 7,1 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, $\tau_0 = 10^{-14} \text{ san}$, $E = 8 \text{ eV}$.

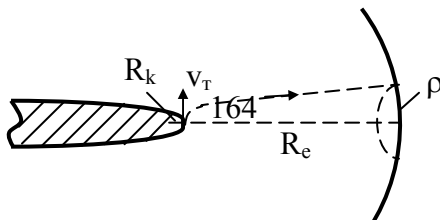
$$\begin{aligned}
\frac{n_{bux.}}{n_2} &= \frac{N_1 \theta}{n_{nao.} \theta A (E - E_0)} \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] = \\
&= \frac{7,1 \cdot 10^{18} \exp\left[-\frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2100}\right]}{10^{-14} \cdot 5 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-3} (300 - 50)} = \\
&= \frac{7,1 \cdot 10^3}{5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-14}} \exp\left[-\frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10}{1,38 \cdot 2,1}\right] = \\
&= \frac{7,1}{12,5} 10^{17} \exp(-44,168) = \\
&= \frac{7,1 \cdot 6,57}{12,5} 10^{17} \cdot 10^{-20} = 3,7 \cdot 10^{-3}.
\end{aligned}$$

Beləliklə, katod tozlandırması istilik buxarlanmasından daha intensiv gedir.

Çalışma 12.

Avtoelektron proyektorun hesablaması.

Volfram ucluğun radiusu 1 mkm və proyektorun ayırdetmə qabiliyyəti 50 \AA olduqda avtoelektron proyektorun parametrlərini təyin etmək. Elektronların v_T istilik sürətinin nəticəsində ekranda yayılmış ləkə müşahidə olunacaq.



Ucluğun radiusu – R_k , iynədən ekrana qədər olan məsafə – R_e ,
ekrandakı ləkənin radiusu - ρ .

$$\frac{R_k}{R_e} = \frac{\Delta\kappa}{\Delta_e}$$

$$R_e = \left(\frac{\Delta\kappa}{\Delta_e} \right)^{-1} R_k = \frac{0,5 \cdot 10^{-3}}{50 \cdot 10^{-10}} 10^{-6} = 0,1 \text{ m} (\Delta_e = 0,5 \text{ mm}).$$

$$\rho = v_T t, \quad v_T \leq \sqrt{\frac{3kT_k}{m_e}}, \quad t \approx 2R_e \frac{1}{\sqrt{\frac{2eU}{m_e}}},$$

$$\Delta_e = \rho = 2R_e \sqrt{\frac{3kT_k}{m_e}} \sqrt{\frac{m_e}{2eU}} = 2R_e \sqrt{\frac{3kT_k}{2eU}},$$

$$\Delta_e^2 = 4R_e^2 \frac{3kT_k}{2eU},$$

$$\begin{aligned} U &= \frac{6kT_k R_e^2}{e\Delta_e^2} = \frac{6 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}} = \\ &= \frac{6 \cdot 1,38 \cdot 3}{1,6 \cdot 0,25} 100 = 6,2 \text{ kB}. (T_k = 300 \text{ K}) \end{aligned}$$

Tam sıfır temperaturda avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığı

$$j = \frac{e^3 E^2}{2\pi h(A + W_f)} \sqrt{\frac{W_f}{A}} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2mA}^{3/2}}{3heE}\right],$$

burada E – katod yaxınlığındakı sahənin intensivliyidir.

$$E \equiv \frac{U}{R_K} = \frac{6,2 \times 10^3}{10^{-6}} = 6,2 \times 10^9 \frac{B}{m},$$

A – çıxış işi, $A = 4,52$ eV.

W_F – Fermi səviyyəsi, $W_F = 5,81$ eV.

$$\begin{aligned} j &= \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^3 (6,2 \cdot 10^9)^2}{6,28 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 10,33 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \sqrt{\frac{5,81}{4,52}} \times \\ &\times \exp\left[-\frac{8 \cdot 3,14 \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} (4,52 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19})^{3/2}}{3 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot 6,2 \cdot 10^9}\right] = \\ &= 2,58 \cdot 10^{13} \exp(-10,558) = 6,7 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2 \end{aligned}$$

Төвсиyə olunan әдәбиyyат.

1. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *«Физика плазмы для физиков»*. Москва, Атомиздат, 1979, 317 с.
2. Броудай И., Мерей Дж. *«Физические основы микротехнологии»*. Москва, Мир, 1984, 494 с.
3. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. *«Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей»*. Москва, Энергоатомиздат, 1986, 263 с.
4. Шимони К. *«Физическая электроника»*. Москва, Энергия, 1977, 607 с.
5. Андронов А.Н., Титов А.И. *«Физические основы электронной и ионной технологии»*. Москва, Советское радио, 1977, 320 с.
6. Кучеренко Е.Т. *«Справочник по физическим основам вакуумной техники»*. Киев, Вища школа, 1981, 263 с.
7. Силадьи М. *«Электронная и ионная оптика»*. Москва, Мир, 1990, 639 с.
8. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. *«Мощные ионные пучки»*. Москва, Энергоатомиздат, 1984, 152 с.
9. Морозов А.И., Шубин А.П. *Плазменные ускорители*. В сб. «Итоги науки и техники. Физика плазмы». М.: ВИНТИ, 1984, т.5, с. 178-260.
10. Гасанов И.С., Проценко И.М. *Динамика формирования импульсного ионного пучка плазменной линзой*. ЖТФ, 1982, том 52, вып. 9, с.1783-1786.
11. Габович М.Д., Гасанов И.С., Проценко И.М. *Об условиях существования больших электрических полей в плазменной линзе*. Физика плазмы, 1983, том 9, вып.6, с.1249-1253.
12. Гасанов И.С. и др. Авторское свидетельство СССР №1624549, 1990.
13. Gasanov I.S. *Ion sources of gases and metals for research and technology*. Turkish Journal of Physics, 1996, vol.20, № 10, p.1098-1108.

14. Гасанов И.С. *О генерации ионов и микрокапель в эмиттерах на проводящей жидкости*. Письма в ЖТФ, 1999, том 25, вып.17, с. 23-28.
15. Гасанов И.С., Гурбанов И.И. *Капиллярная неустойчивость и генерация нанокпель в острейном источнике ионов*. Прикладная физика, 2005, № 5, с.46-50.
16. Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. *Модификация металлических материалов импульсными мощными пучками частиц*. Успехи физических наук, 1999, том 169, № 11, с. 1243-1271
17. «Технология тонких пленок». Под. ред. Майселла Л., Глэнга Р., Москва, Энергия, 3 т., 1977.
18. Левитский С.М. «Сборник задач и расчетов по физической электронике». Издательство Киевского университета, 1964, 211 с.
19. Швилкин Б.Н. «Газовая электроника и физика плазмы в задачах». Москва, Наука, 1978, 160 с.



Həsənov İlham Soltan oğlu.
MEA Fizika İnstitutunun
“İnfraqırmızı fotoelektronika və plazma hadisələri”
laboratoriyasının aparıcı elmi işçisi,
fizika-riyaziyyat elmləri namizədi,
baş elmi işçi.