

Ə.Ş.ABDİNOV, İ.S.HƏSƏNOV, T.X.HÜSEYNOV

**ELEKTRON CİHAZLARI
VƏ EMİSSİYA
ELEKTRONİKASININ
ƏSASLARI**

(Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti)

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin
30.06.2010-cu il tarixli 992 №-li əmri ilə
təsdiq olunub.*



BAKI – 2011

Elmi redaktor: **Ş.Q.Əsgərov**
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Rəyçilər: **R.T.Hümbətov**
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

A.H.Kazımsadə
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Y.Q.Nurullayev
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Y.Y.Hüseynov
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

245433

621.3
+ A14

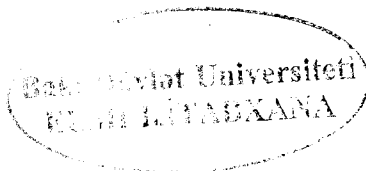
Abdinov Ə.Ş., Həsənov İ.S., Hüseynov T.X.

A14 Elektron cihazları və emissiya elektronikasının əsasları (Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti). Bakı, «Təhsil», 2011, 360 səh.

Dərs vəsaiti ali məktəblərin fizika, fizika müəllimi, radiofizika, radioelektronika, elektronika, rabitə, cihazqayırma ixtisas və istiqamətlərində təhsil alan tələbələri (bakalavr və magistrantlar) üçün nəzərdə tutulub. Burada elektrovakuum, ion və yarımqeçirici cihazların, elektron optikası element və sistemlərinin quruluşunun, iş prinsipinin, eləcə də elektron emissiyası hadisəsinin fiziki əsasları yığcam, lakin bitkin, dolğun və böyük informasiya tutumuna malik şəkildə öz əksini tapıb.

Kitabdan ali və orta ixtisas təhsili məktəblərinin müəllimləri, elmi işçilər, doktorantlar, laborant və mühəndislər də bəhrələnmə bilərlər.

A $\frac{4306020170}{053}$ 2011



© «Təhsil», 2011

MÜNDƏRİCAT

GİRİŞ.....	7
------------	---

I HISSƏ

Emissiya elektronikasının əsasları	12
--	----

FƏSİL 1.1.

Emissiya hadisələrinin təsnifatı.....	13
§ 1.1.1. Elektronların bərk cisimdən emissiyası.....	13
§ 1.1.2. Kombinasiyalı emissiya.....	18

FƏSİL 1.2

Termoelektron emissiyası.....	19
§ 1.2.1. Tam çıxış işi	19
§ 1.2.2. Termoelektronların enerjilərə görə paylanması.....	23
§ 1.2.3. Katodun emissiya ləkəliyi.....	31
§ 1.2.4. Çıxış işinin və Riçardson sabitinin təcrübi yolla təyini ..	33
§ 1.2.5. Termoelektronların sürətlərə görə paylanması.....	36
§ 1.2.6. Sürətləndirici elektrik sahəsinin termoelektron emissiyasına təsiri.....	38
§ 1.2.7. Təbəqəli katodlar	42
§ 1.2.8. Termoelektron katodları üçün anomal Şottki effekti	48
§ 1.2.9. Oksid katodların emissiya tənliyi.....	50

FƏSİL 1.3

Avtoelektron emissiyası	56
§ 1.3.1. Avtoelektron emissiyası hadisəsi	56
§ 1.3.2. Avtoelektron emissiyası tənliyi	60

FƏSİL 1.4

Fotoelektron emissiyası.....	68
§ 1.4.1. Fotoelektronların enerjiyə görə paylanması.....	68
§ 1.4.2. Metal fotokatodların spektral xarakteristikası	75

FƏSİL 1.5

İkinci elektron emissiyası	81
§ 1.5.1. Metal və yarımqeçirici katodlarda ikinci elektron emissiyası	81
§ 1.5.2. Anomal ikinci elektron emissiyası	85

II HİSSƏ

Elektrovakuum və ion cihazları. Elektron optikasının əsasları .. 88

FƏSİL 2.1

Elektro vakuum cihazları	90
§ 2.1.1. Elektrovakuum diodu	90
§ 2.1.2. Elektrovakuum triodu	98
§ 2.1.3. Çoxelektrodlu elektrovakuum lampaları	107
§ 2.1.4. Yüksək tezlikli və ifrat yüksək tezlikli elektrovakuum lampaları	117
§ 2.1.5. Xüsusi təyinatlı elektrovakuum lampaları	122
§ 2.1.6. Elektrovakuum lampalarında küy	123
§ 2.1.7. Fotoelektron cihazları	130

FƏSİL 2.2

İon cihazları	136
§ 2.2.1. Qazlarda elektrik boşalmaları	136
§ 2.2.2. Bəzi ion cihazları	141
§ 2.2.3. İon mənbələri	146

FƏSİL 2.3

Elektron optikasının əsasları	151
§ 2.3.1. Elektron optikasının əsas prinsipləri	151
§ 2.3.2. Elektrostatik linzalar	164
§ 2.3.3. Maqnit linzalar	170
§ 2.3.4. Sürətləndirici Pirs sistemləri	174
§ 2.3.5. Brillüen dəstəsi	177
§ 2.3.6. Elektron mikroskopu və ion proyektoru	181
§ 2.3.7. Elektron proyektoru	186
§ 2.3.8. Meylətdirici sistemlər	190
§ 2.3.9. Lüminessent ekranlar	196

§ 2.3.10. Qəbuledici televiziya boruları – kineskoplar	201
§ 2.3.11. Yaddaşlı elektron-şüa boruları	206
§ 2.3.12. Elektron-optik çeviricilər və xəyal parlaqlığının gücləndiriciləri	210

III HİSSƏ

Elektrik keçidləri.....	213
-------------------------	-----

FƏSİL 3.1

Elektron-deşik keçidi ($p-n$ keçid)	215
§ 3.1.1. $p-n$ keçid: əmələ gəlməsi və əsas parametrləri	215
§ 3.1.2. $p-n$ keçidə xarici elektrik sahəsinin təsiri	220
§ 3.1.3. $p-n$ keçidin növləri	227
§ 3.1.4. $p-n$ keçidin tutumu	230
§ 3.1.5. $p-n$ keçidin dəşilməsi.....	234

FƏSİL 3.2

Metal-yarımkeçirici kontaktları və heterokeçidlər	240
§ 3.2.1. Metal-yarımkeçirici kontaktı – Şottki keçidi	240
§ 3.2.2. Omik kontaktlar	244
§ 3.2.3. Heterokeçidlər.....	247

IV HİSSƏ

Yarımkeçirici cihazlar	253
------------------------------	-----

FƏSİL 4.1

Yarımkeçirici diodlar	256
§ 4.1.1. Düzəldirici, yüksək tezlik və ifrat yüksək tezlik diodlar	257
§ 4.1.2. İmpuls diodu	263
§ 4.1.3. Stabilitron	266
§ 4.1.4. Tunel diodu və çevrilmiş diod.....	270
§ 4.1.5. Varikap	277

FƏSİL 4.2

Tranzistorlar	283
---------------------	-----

§ 4.2.1. Bipolyar tranzistor	284
§ 4.2.2. Dreyf tranzistoru	293
§ 4.2.3. Unipolyar tranzistor	296
§ 4.2.4. Tiristorlar	303

FƏSİL 4.3

Yarımkəçirici qeydedicilər və çeviricilər	310
§ 4.3.1. Qann diodu	310
§ 4.3.2. Tenzoelektrik cihazları	317
§ 4.3.3. Maqnit sahəsi qeydediciləri	321

FƏSİL 4.4

İstilik və termoelektrik cihazları	329
§ 4.4.1. Termorezistor	329
§ 4.4.2. Termoelektrik hadisələri. Termoelektrik generatoru....	336
§ 4.4.3. Termoelektrik soyuducusu və qızdırıcısı	347
Bakı Dövlət Universitetinin «Fiziki elektronika» kafedrası	351
Müəlliflər haqqında.....	354
Ədəbiyyat	356

Bu kitabı ali təhsil aldığımız, çalışdığımız, həyatda qazandığımız uğurların əsasında duran Bakı Dövlət Universitetinin «Fiziki elektronika» kafedrasının yaradılmasınının 40 illiyinə həsr edirik.

Müəlliflər

GİRİŞ

Müasir elmi-texniki tərəqqinin, istehsalat və sənayenin uğurlarını, məişət və tibb texnikası sahəsindəki nailiyyətləri elektronikasız təsəvvür etmək mümkün deyil. Digər tərəfdən ayrı-ayrı elm və sənaye sahələrinin inkişafı da elektronikada yeni nailiyyətlərin qazanılmasına təkan verir. Bir sıra hallarda isə ayrı-ayrı elm, texnika, sənaye, istehsalat, səhiyyə məişət sahələrində qarşıya çıxan və həlli zəruri olan problemlər elektronikada yeni ideyaların yaranmasını, yeni kəşflərin və fikirlərin meydana gəlməsini stimullaşdırır.

Elektronika bütövlükdə geniş mənalı və əhatəli bir məfhumdur. Əsl mahiyyəti müxtəlif mühit (maddə), sistem, cihaz və qurğularda baş verən elektron prosesləri, bu proseslərlə bağlı hadisələrin fiziki mahiyyəti, onların tədqiqi və tətbiqi ilə bağlı olan bu elm-texnika sahəsi başlıca olaraq bir-biri ilə sıx qarşılıqlı əlaqəli üç istiqamətdən ibarətdir: fiziki elektronika, texniki elektronika və sənaye elektronikasısı. Fiziki elektronika – müxtəlif maddə, sistem, cihaz və qurğulardakı elektron proseslərinin xüsusiyyətlərini aşkar edib öyrənir, onların mümkün tətbiq imkanlarını müəyyənləşdirir və müvafiq təkliflər verir. Texniki elektronika – başlıca olaraq fiziki elektronika tərəfindən irəli sürülmüş bu təklif və ideyalar əsasında yeni cihaz, qurğu və sistemlər işləyir, onların təcrübi, laboratoriya və sınaq nümunələrini hazırlayıb, kütləvi istehsal üçün təqdim etməklə yanaşı, həm də mövcud elektron cihazları və qurğularının təkmilləşdirilməsi məsələləri ilə məşğuldur. Sənaye elektronikasısı isə –

texniki elektronika tərəfindən təqdim edilən nümunələr əsasında elektron cihazlarının, yəni iş prinsipi müxtəlif maddə, struktur və sistemlərdə baş verən elektron proseslərinə əsaslanan cihazların kütləvi istehsalı ilə məşğul olur.

Təkcə elə bu deyilənlər göstərir ki, bugünkü elektronikanın əsas qida verici mənbəyi – şah damarı məhz fiziki elektronikadır. Ona görə də fiziki elektronikanın inkişafı, onun təbliği və tədrisi daima əksər ölkələrdə diqqət mərkəzindədir. Bu istiqamətdə müntəzəm olaraq elmi-tədqiqat, axtarış işlərinin aparılması ilə yanaşı, həm də fiziki elektronikanın əsas prinsipləri, müddəa və bölmələri ayrı-ayrı fənlərdə müxtəlif peşə təhsili məktəblərinin tələbə və şagirdlərinə, magistrantlara, aspirantlara, yenidən hazırlama və ixtisasartırma kurslarının dinləyicilərinə tədris olunur. Fiziki elektronika çoxşaxəli bir elm sahəsidir. Onun başlıca bölmələri kimi vakuumda baş verən hadisələrin fizikasını, emissiya elektronikasını, elektron və ion cihazlarının fizikasını, bərk cisimlərin elektronikasını, yarımkeçirici cihazların fizikasını, qaz boşalması və plazma fizikasını, kvant elektronikasını, ifrat yüksək tezliklər elektronikasını, optoelektronikanı, mikro- və nanoelektronikanı, elektron optikasını göstərmək olar.

Bununla belə, elektron emissiyası, müxtəlif kontakt strukturları və onlarda baş verən elektron prosesləri, ayrı-ayrı mühitlərdə generasiya-rekombinasiya hadisələri, elektrik və termoelektrik effektləri mövcud elektron cihazlarının iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Məhz buna görə də bərk cisim, vakuum, qaz və plazma fizikası müasir fiziki elektronikanın təməli sayılır.

Həm ayrı-ayrı mühit (maddə) və sistemlərdə baş verən elektron proseslərinə, həm də onların əsasında işləyən müxtəlif cihaz və qurğuların fizikasına dair müxtəlif dillərdə çoxlu sayda monoqrafiyalar, kitablar, dərsliklər və dərs vəsaitləri mövcud olsa da, Azərbaycan oxucuları əksər vaxtlarda ən yaxşı halda rus dilində olan ədəbiyyatdan istifadə

etmişdirlər. Müstəqil, suveren dövlətçilik, Milli özünütəyin və milli qürur prinsiplərindən irəli gələrək, digər sahələrdə olduğu kimi, fiziki elektronika sahəsində də son illərdə Azərbaycan dilində tədris dərslərlər, dərslər vəsaitləri, yazılıb. Bu iş daha geniş oxucu kütləsini bilikləndirməklə, müxtəlif statuslu kitablar yazmağa qadir olan alimlərimizin mövcudluğunu, formalaşdığını göstərməklə yanaşı, həm də dilimizin – Azərbaycan ədəbi dilinin daha da zənginləşməsinə xidmət edir. Belə ki, bu sahədə yazılan hər yeni kitabda onlarla, bəzən isə yüzlərlə sırf elmi, fiziki, texniki və başqa terminlər işlədilir, onların mənası, hərfi tərcüməsi açıqlanır, dilimizdə onlara vətəndaşlıq statusu verilir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu işin məhz dərslərlər, dərslər vəsaitləri yazmaqla həyata keçirilməsi ən düzgün yoldur, çünki dərslər və dərslər vəsaitlərinin oxucu kütləsi daha böyük, dinamik və daima təzələnəndir.

İndiyədək Azərbaycan dilində müxtəlif alim-müəlliflərin “Bərk cisimlər fizikası”, “Yarımkeçiricilərin fizikası”, “Elektron texnikasının materialları”, “Elektron texnikasının materialları və nanotexnologiyanın əsasları”, “Optoelektronika”, “Bərk cisim elektronikasi”, “Fiziki elektronikanın tarixi və metodologiyası”, “Nanotexnologiya”, “İfrat yüksək tezlik elektronikasi”, “Radioelektronikanın əsasları”, “Radiofizika”, “Vakuum texnikasının fiziki əsasları”, “Kvant elektronikasi”, “Dəstə və plazma texnologiyası”, “Elektronika”, “Mikroelektronika”, “Yarımkeçirici çeviricilər” və s. kimi dəyərli dərslər və dərslər vəsaitləri yazılıb çap edilmişdir.

Oxuculara təqdim edilən, “Elektron cihazları və emissiya elektronikasının əsasları” kitabı isə öz məzmunu, məqsədi, quruluşu ilə bu istiqamətdə Azərbaycan dilində yazılan ilk kitabdır. Bu kitabda şərh olunan məsələlər indiyədək heç Azərbaycan dilinə tərcümə olunmuş kitablarda da öz əksini tapmayıb.

Ali məktəblər üçün dərslər olan bu kitabda elektronikanın əsası sayılan elektron cihazlarının – elektrovakuum,

ion və yarımkeçirici cihazların, elektron optikasının fiziki əsasları öz yığcam, lakin dolğun əksini tapmışdır. Eyni zamanda kitabda həmin cihazların işləməsi üçün əsas işçi elementlərin və hadisələrin – elektron emissiyası hadisələrinə, elektron emitterlərinin (katodların), müxtəlif növ yarımkeçirici elektrik keçidlərinin (kontaktların), bu keçidlərdə baş verən fiziki proseslərin xüsusiyyətlərinə də baxılmışdır.

Dörd hissədən ibarət olan dərsləyin ayrı-ayrı hissələrinin: Emissiya elektronikasının əsasları (I hissə); Elektron və ion cihazları. Elektron optikasının əsasları (II hissə); Elektrik keçidləri (III hissə) və Yarımkeçirici cihazlar (IV hissə) hər biri müstəqil xarakter daşımaqla yanaşı, həm də bir-biri ilə sıx əlaqədə olub, bir-birini tamamlayır.

Kitabın I hissəsi 5 fəsildən ibarətdir. Burada elektron emissiyası hadisəsinin ümumi müddəaları (fəsil 1.1), termo-elektron emissiyası (1.2), avtoelektron emissiyası (1.3), fotoelektron emissiyası (fəsil 1.4) və ikinci elektron emissiyası (fəsil 1.5) hadisələrinin əsas xüsusiyyətləri öz lazımi əksini tapmışdır.

Üç fəsildən ibarət olan II hissə elektrovakuum cihazlarında (fəsil 2.1), ion cihazlarında (fəsil 2.2) baş verən elektron proseslərinə və bu cihazların iş prinsipinə, eləcə də elektron optikasının əsas element və prinsiplərinin izahına (fəsil 2.3) həsr olunmuşdur.

Kitabın III hissəsində yarımkeçirici cihazların böyük əksəriyyətinin əsas işçi elementi olan müxtəlif elektrik keçidlərinin-homo p-n keçidlərin (fəsil 3.1), heterokeçidlərin, metal-yarımkeçirici keçidlərinin və omik kontaktların (fəsil 3.2) yaranması prosesinə, həmin keçidlərin təsnifatına və əsas parametrlərinə, onlarda baş verən elektron proseslərinin xüsusiyyətlərinə baxılır.

Kitabın 4 fəsildən ibarət sonuncu IV hissəsində opto-elektron cihazları (fotoqəbuledicilər, optik modulyatorlar və filtrlər, işıq mənbələri və s.) istisna olmaqla, bütövlükdə başlıca yarımkeçirici elektron cihazları: yarımkeçirici diod-

lar (fəsil 4.1), yarımkəçirici tranzistorlar (fəsil 4.2), yarımkəçirici qeydedici və çeviricilər (fəsil 4.3), həm də əlavə olaraq, yarımkəçirici istilik və termoelektrik cihazları (fəsil 4.4) haqqında məlumatlar verilir.

Kitabın sonunda onun tərtib olunmasında istifadə və istinad edilən ədəbiyyatın siyahısı verilmişdir. Bu siyahı həm də oxucuya əlavə, daha geniş məlumatlar toplamaq üçün hansı elmi, tədris və metodiki ədəbiyyatdan istifadə edilməsində kömək göstərə bilər.

Kitabın əvvəlindən (girişindən) sonunadək hər termin ilk dəfə işlədildikdə seçilmək üçün qara rəngli şriftlə çap edilmişdir. Bəzi terminlərin azərbaycanca ifadəsi müəlliflərin baxışına uyğun verilmişdir.

Dərslik onun müəlliflərinin uzun illər Bakı Dövlət Universitetinin müxtəlif istiqamət və ixtisaslar üzrə təhsil alan tələbə (bakalavriyyat və magistrant) və aspirantlarına oxuduqları mühazirələr əsasında tərtib edilmişdir. Sözsüz ki, Azərbaycan dilində ilk addım olan belə əhatəli bir kitabda qüsurların ola bilməsi də istisna edilmir. Müəlliflər hər bir xoşməramlı irad və təklifə görə əvvəlcədən minnətdarlıq edir və onların mümkün qədər nəzərə alınacağına zəmanət verir. Dərsliyin əlyazması 1–2 il tələbə auditoriyalarında sınaqdan keçirilmiş, rəyçilər, elmi redaktor tərəfindən oxunmuşdur. Bundan əlavə, kitabın I hissəsi prof. f.r.e.d. Ş.Q.Əsgərov, dos., f.r.e.n. Q.İ.Qəribov, II hissəsi dos., f.r.e.n. N.Ə.Məmmədov, III və IV hissələri dos., f.r.e.n. R.F.Babayeva və dos., f.r.e.n. H.M.Məmmədov tərəfindən oxunmuş, uyğun düzəlişlər və təkliflər edilmişdir.

Müəlliflər bu insanların hər birinə təmənnəsiz sərf etdikləri vaxt üçün təşəkkür edirlər.

I HİSSƏ

EMİSSİYA ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI

Bərk cisimdən elektronların vakuuma və ya qaz mühitinə çıxması prosesi **elektron emissiyası** adlanır. Elektron emissiyasının öyrənilməsinin müxtəlif cihaz və qurğuların hazırlanması, eləcə də fundamental nəzəri biliklərin əldə edilməsi və onların tətbiq sahələrinin genişləndirilməsi üçün böyük əhəmiyyəti vardır. Elektron emissiyası proseslərinin gedişini təyin edən amillərin müxtəlifliyi, onların xüsusiyyətlərinin, xarakteristikalarının və başvermə şəraitinin hərtərəfli təhlil olunmasını tələb edir.

Maddədən elektronların emissiyasını yaratmaq üçün, həmin elektronlara **çıxış işindən** (elektronun maddədən kənara çıxma bilməsi üçün lazım olan enerjiddən) kiçik olmayan qədər əlavə enerji vermək lazımdır. Müxtəlif maddələr üçün çıxış işinin qiyməti fərqlənir və metallarda o, bir neçə elektron-volt tərtibindədir. Emissiyanın yaradılması (elektronlara emissiya üçün lazım olan enerjinin verilməsi) üsullarından asılı olaraq, elektron emissiyasının müxtəlif növləri mövcuddur.

FƏSİL 1.1

EMİSSİYA HADİSƏLƏRİNİN TƏSNİFATI

§1.1.1. Elektronların bərk cisimdən emissiyası

Həyəcanlaşdırılmamış halda $T = 0$ olduqda metal və yarımkeçiricilərdə elektronlar, ən aşağı enerji səviyyəsində məskunlaşır və kənar təsirlər olmadıqda onu tərk edə bilmir. Elektronun emissiyası üçün maddənin temperaturu $T > 0$ olmalı və ya maddə daxilindəki elektrona hər hansı yolla əlavə (ΔE) enerji verilməlidir. Bu əlavə enerjinin verilmə formalarından asılı olaraq, elektron emissiyasının müxtəlif növləri vardır. Ən geniş tətbiq tapmış və tədqiq olunan emissiya hadisələri termoelektron emissiyası, fotoelektron emissiyası, ikinci elektron emissiyası, ağır zərrəciklərin zərbələri ilə emissiya, qızmar elektronların emissiyası, ekzoelektron emissiyası və kombinasiyalı elektron emissiyası hadisələridir.

Termoelektron emissiyası hadisəsində cismin qızdırılması zamanı elektronlar emissiya olunur. Bu halda cismin kristal qəfəsini təşkil edən atomların (ionların) istilik rəqslərinin enerjisi ondakı sərbəst elektronların həyəcanlaşdırılmasının enerji mənbəyinə çevrilir. Temperatur yüksəldikcə metalda və ya yarımkeçiricidə keçirici elektronların enerjisi artır və nəhayət, onların emissiyası baş verir. Əgər emissiyaedici səthdən xaric olan elektronlar sürətləndirici sahə vasitəsi ilə uzaqlaşdırılmırsa, onda həmin elektronlar cismin səthinin yaxınlığında toplanaraq, **elektron buludu** əmələ gətirir. Elektron buludundakı elektronların enerjisi müxtəlif olduğundan, bir qayda olaraq, onları xarakterizə etmək üçün enerjinin orta qiyməti anlayışından istifadə edilir. Adətən müxtəlif hallarda enerjinin bu qiyməti onda bir elektron-volt ətrafında dəyişir.

Emissiya olunmuş elektron buludu cisimlə dinamik tarazlıq halında olduğu üçün qızdırılmış cisimdən çıxan yeni elektronlar buluda daxil olur, buluddakı elektronların bir qismi isə onu tərk edərək yenidən cismə qaydır. Bu hadisə qapalı sistemdə mayenin buxarlanmasına oxşayır. Belə bir mayədə doymuş buxar dinamik tarazlıq halında olduğu üçün bir qrup molekullar mayeyə qaydır, həmin qədər digər qrup molekullar isə mayedən enerji alaraq onu tərk edir.

Aktivləşdirilmiş közərmə katodlu (məsələn, oksid katodlu) cihazlarda xarici sürətləndirici elektrik sahəsinin təsiri ilə termoelektron emissiyası hadisəsini kifayət qədər gücləndirmək mümkündür. Katod közərdildikdə ondan termoelektron emissiyası baş verir və sürətləndirici xarici sahənin təsiri ilə səthi tərk edən elektronların sayı çoxalır. Sürətləndirici sahə olmadıqda isə həmin elektronların heç də hamısı səthi tərk edə bilmir.

Qısamüddətli güclü sahənin təsiri ilə oksidli közərmə və aktivləşdirilmiş digər katodlardan elektronların çıxması intensivləşir. Bu emissiya növü bir sıra elektron və ion cihazlarında qısamüddətli cərəyan impulslarının alınmasında tətbiq edilir. Xarici elektrik sahəsinin, işıq kvantlarının və müsbət ionların təsiri altında soyuq və azacıq isti cisimlərdən də elektronların emissiyası prosesini yaratmaq mümkündür.

Fotoelektron emissiyası hadisəsi və ya **xarici fotoeffekt** elektromaqnit şüalarının təsiri ilə baş verir. Bu halda, bərk cismin daxilindəki sərbəst elektronlarının həyəcanlaşdırılması üçün lazım olan enerjinin mənbəyi rolunu elektromaqnit dalğalarının (fotonun) enerjisi oynayır. Fotoelektron emissiyası zamanı emissiyaedici elektrod **fotokatod**, çıxan elektronlar isə – **fotoelektronlar** adlanır.

İkinci elektron emissiyası hadisəsi kənar sürətli elektronların cismin səthinə zərbə vurması nəticəsində yaranır. Bu prosesdə cismin elektronlarının həyəcanlaşdırılması üçün lazım olan enerjinin mənbəyi cismin daxilinə nüfuz edən

birinci elektronların kinetik enerjisidir. Həmin elektronlar maddənin üst (səthə bitişik) təbəqəsinə daxil olaraq öz enerjilərini həmin hissədəki sərbəst elektronlara verir. Bu halda zərbə vuran elektronlar **birinci**, çıxan elektronlar isə **ikinci elektronlar** adlanır. Birinci elektronlardan kifayət qədər əlavə enerji alan sərbəst elektronlar maddəni tərk edir – ikinci elektron emissiyası baş verir. Adətən, ikinci elektron emissiyası prosesi birinci elektronların enerjisi 10–15 eV və daha çox olduqda baş verir. Birinci elektronların enerjisi çox yüksək olduqda, onların hər biri maddədən bir neçə ikinci elektron çıxara bilər. İkinci elektron emissiyası hadisəsi ikinci elektron emissiyası əmsalı (σ) ilə xarakterizə olunur. Bu əmsal, ikinci elektronların sayının (n_2) birinci elektronların sayına (n_1) olan nisbətində bərabərdir:

$$\sigma = n_2/n_1 \quad (1.1.1)$$

σ - əmsalı başlıca olaraq maddənin kimyəvi təbiətindən, tərkibindən, katodun səthinin quruluşundan, birinci elektronların enerjisindən və katodun səthinə düşmə bucağından asılıdır. Təmiz metallar üçün σ -nın qiyməti 0,5–1,8 intervalında dəyişir. Aktivləşdirici səthdən istifadə edildikdə isə ikinci elektron emissiyası əmsalı 10 və daha böyük qiymətlər alır. İkinci elektron emissiyasını şiddətləndirmək məqsədi ilə maqnezium-gümüş, alüminium-mis, berillium-mis və başqa maddələrin xəlitələrindən istifadə edilir. Belə xəlitələrdə σ - əmsalı 2÷12 intervalında, bəzən isə daha da böyük qiymətlər ala bilər və bu materiallarda (digərləri ilə müqayisədə) emissiya prosesi daha dayanıqlı olur. İkinci elektron emissiyası hadisəsi yarımkeçiricilərdə və dielektriklərdə də müşahidə olunur.

İkinci elektron emissiyası dayanıqsız proses olduğundan uzun müddət tətbiq tapmamışdır. Yalnız sonralar metal xəlitələrindən ibarət olan və stabil işləyən ikinci elektron katodları yaradılmışdır və bununla da, ikinci elektron emissiyası əsasında işləyən mükəmməl elektrovakuum cihazları düzəltmək mümkün olmuşdur.

Ağır zərrəciklərin təsiri ilə elektronların emissiyası ikinci elektron emissiyası hadisəsinə oxşayır. Bu halda elektron emissiyası cismin səthini ionlarla bombaladıqda yaranır. Bu emissiya prosesi ion-elektron əmsalı (δ) ilə xarakterizə olunur. Həmin əmsal katoddan çıxan elektronların sayının (n_e), zərbə vuran ionların sayına (n_i) olan nisbətində bərabərdir:

$$\delta = n_e/n_i \quad (1.1.2)$$

və bir ionun zərbəsi nəticəsində katoddan çıxan elektronların sayını göstərir.

δ -nın qiyməti hədəfin (katodun) material və xüsusiyyətlərindən, zərbə vuran ionların kütləsindən və enerjisindən, hədəfin səthində aktivləşdirici örtüyün olub-olmamasından, ionların səthə düşmə bucağından və digər amillərdən asılıdır. Adətən δ -nın qiyməti vahiddən kiçik olur. Yalnız yarımkeçiricilərdə və nazik dielektrik təbəqələrdə bəzən $\delta > 1$ qiyməti müşahidə edilir. Elektronu maddədən çıxarmaq üçün ionun ən kiçik enerjisi on elektron-volt tərtibində olmalıdır. Səthdə aktivləşdirici təbəqə olduqda δ -nın qiyməti artır, çıxan elektronların enerjisi isə $1\div 3$ eV-a çatır.

Qızmar elektronların emissiyası yarımkeçiricini güclü elektrik sahəsinə daxil etdikdə baş verir. Yüksəkintensivlikli belə elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronlar valent zonadan və ya donor aşqar səviyyəsindən həyəcanlaşdırılaraq keçirici zonaya keçir. Keçirici zonada həmin elektronların kinetik enerjisi sahənin təsiri altında artır və onlar sürətlənir. Böyük enerji toplamış elektronlar kristal qəfəsin fononları ilə qarşılıqlı təsirdə olduqda enerjisi cüzi dəyişir və elektron qazının temperaturu kristal qəfəsin temperaturundan yüksək olur – elektronlar güclü elektrik sahəsində qızır. Böyük kinetik enerjiyə malik, belə qızmar elektronlar maddədən (katoddan) emissiya olunur.

Ekzoelektron emissiyası cismin səthində mexaniki yolla, eləcə də qaz boşalması, ultrabənövşəyi və ya rentgen şüaları

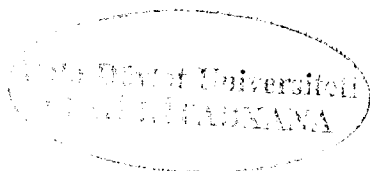
245733

ilə təsir göstərdikdə də baş verir. İndiyədək ultrabənövşəyi və ya rentgen şüalarının təsiri ilə yaranan ekzoelektron emissiyası prosesi ancaq dielektriklərdə müşahidə edilmişdir. Ekzoelektron emissiyası cərəyanının qiyməti zaman keçdikcə azaldığından və çox kiçik olduğundan, bu proses zamanı yaranmış elektronları ancaq xüsusi sayğacların köməyi ilə aşkar etmək mümkün olur. Buna səbəb, xarici təsirlərdən cismin strukturundakı tarazlıq halının əvvəlcə pozulması, sonra isə bərpa olunmasıdır. Bu iki bir-birinə əks olan proses nəticəsində elektronların enerjisi dəyişir və sürətlənən elektronlar səthə doğru hərəkət edir. Səthə yaxın hissədə enerji artır. Toplanan enerji hesabına əlavə sürət qazanan elektronlar katodun səthini tərk edir.

Beləliklə, ekzoelektronların yaranmasına səbəb xarici təsirlər nəticəsində cismin səthində əlavə enerjinin toplanmasıdır.

Elektrostatik (və ya avtoelektron) emissiyası güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə metal və ya yarımkəçiricinin səthindən elektronların qopmasıdır. Bu halda tətbiq edilən sahənin qiyməti $E = 10^6 - 10^7 V \cdot sm^{-1}$ intervalında dəyişir. Belə bir sahənin təsiri altında elektronların astana potensialı çəpər potensialına çevirilir. Təsir edən elektrik sahəsi güclü olduqca çəpərin eni kiçilir və həyəcanlaşdırılmayan elektronlar tunel effekti nəticəsində cismi tərk edir. Bəzən bu emissiya növünü **soyuq emissiya** da adlandırırlar.

Səth geniş olduqca səthin mikroskopik çıxıntılarının sahəsi hesabına elektrostatik emissiyanın şiddəti artır. **Aktivləşdirici örtük**, xüsusilə də səthdə oksid təbəqə olduqda da elektrostatik emissiya güclənir. Xarici elektrik sahəsi həm yarımkəçirici oksid təbəqəni, həm də əsas maddənin səthini keçərək onun həcminə daxil olur və bunun nəticəsində də elektronların maddədən çıxış işi azalır.



§ 1.1.2. Kombinasiyalı emissiya

Termoavtoelektron emissiyası hadisəsi qızdırılmış yarımkeçirici və ya dielektrikdə elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronların maddədən xaricə çıxmasıdır. Elektronların tunel effekti hesabına emissiyası $T = 0$ qiymətində də mümkündür. $T > 0$ olduqda, cisimdəki sərbəst elektronların bir hissəsi qəfəsin istilik hərəkətinin enerjisi hesabına yuxarı enerji səviyyələrində məskunlaşır. Həmin yuxarı enerji səviyyələrinə keçmiş elektronlar üçün potensial çəpər dar və alçaq olduğundan elektronların çəpəri deşib keçmə ehtimalı da böyük olur. Xüsusilə də yarımkeçirici halında istilik hərəkəti nəticəsində emissiya cərəyanı bir qədər də artır. Çünki valent zonadakı elektronlara nisbətən, keçirici zonada olan elektronlar üçün qadağan olunmuş zonanın eni böyükcə potensial çəpərin nüfuzluluğu böyüyür.

Fotoavtoemissiya hadisəsində yarımkeçirici materialları uyğun enerjiyə malik işıq kvantları ilə şüalandırıqda elektronlar valent zonadan keçirici zonaya keçərək maddəni tərk edir. Bu cür şüalandırma üsulu ilə yaranan emissiya kombinasiyalı fotoemissiya adlanır.

İon-elektronların potensial emissiyası, yaxud da bəzən ion-elektronların potensial qopması adlanan bu hadisə müsbət ionların köməyi ilə cismin səthində mənfi potensiallı sahə yaradılarkən baş verir. Bu zaman baş verən emissiya aktında cismin iki elektronu iştirak edir. Həmin elektronlardan biri enerjisini iona ötürərək onu neytrallaşdırır, digəri isə cisimdən əlavə enerji alaraq həyəcanlaşır və tunel effekti hesabına onu tərk edir.

FƏSİL 1.2

TERMOELEKTRON EMİSSİYASI

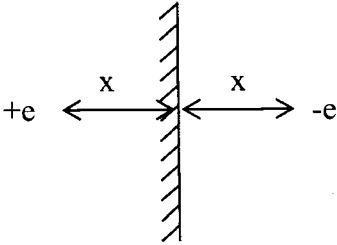
§1.2.1. Tam çıxış işi

Metallarda termoelektron emissiyası hadisəsi hələ təqribən 200 il əvvəl məlum olsa da, bu hadisənin mahiyyəti yalnız 1873-cü ildə amerika alimi Edisonun təcrübələri ilə öz izahını tapmışdır. Elektronların termoelektron emissiyası hadisəsi qısa müddət ərzində elektron texnikasında geniş tətbiq olunmağa başlamışdır. Əvvəllər termoelektron katodların hazırlanmasında təmiz metallardan, xüsusilə də volframdan istifadə edilsə də, sonralar volfram katodlar öz yerini oksid katodlara verdi.

Termoelektron emissiyası hadisəsinin fizikası sahəsində aparılan araşdırmalarda qəbul olunur ki, 1m^3 həcmdə 10^{29} sayda elektron mövcuddur. Bu elektronlar, hətta çox aşağı temperaturda da metalın daxilində daima sərbəst hərəkət edir, metalın səthinə çatdıqda isə onların metaldan kənara çıxmasına əngəllər yaranır. Metallardan elektronların xaricə çıxmasına əks təsir göstərən müəyyən səbəblər mövcud olduğundan, cismi qızdırdıqda ondan elektronların hamısı deyil, yalnız müəyyən bir qismi kənara çıxır. Həmin səbəblərin nədən ibarət olduğunu araşdıraraq. Bunun üçün fərz edək ki, metal öz qarşısında yerləşmiş elektrik yükü ilə güzgü əksi qüvvəsi ilə təyin olunan qarşılıqlı təsirdədir (şəkil 1.2.1). Əgər hər hansı xarici təsir nəticəsində metaldan bir elektronu müəyyən x məsafəyə qədər uzaqlaşdıra bilsək, onda həmin elektronun metalla qarşılıqlı təsirini metalın daxilində onun səthindən x məsafədə yerləşən $+e$ yükü ilə qarşılıqlı təsiri kimi qəbul edə bilərik. Bu qarşılıqlı təsir qüvvəsi **güzgü əksi qüvvəsi** (F_{gz}) adlanır və vakuumda

$$F_{gz} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2} \quad (1.2.1)$$

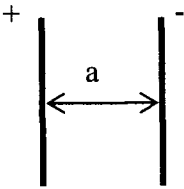
ifadəsi ilə təyin olunur. Burada e – elektronun yükü, ϵ_0 – isə elektrik sabitidir. Bu qüvvə elektrona qarşı ləngidici qüvvədir və metalın səthindən kristal qəfəs sabiti (a) tərtibindəki məsafəyə qədər təsir göstərir. Metalın səthindən a –



Şəkil 1.2.1. Əks yüklərin qarşılıqlı təsiri

qalınlıqlı layda isə ikiqat elektrik sahəsi təsir edir. Bu layın yaranmasına səbəb metalın daxilində xaosik hərəkət edən sərbəst elektronların metalın vakuuma həmsərhəd olan üzündən (səthindən) a qədər məsafəyə uzaqlaşmasıdır. Həmin elektronların müəyyən hissəsi qəfəsin vakuuma həmsərhəd üzündə yerləşmiş müsbət

yüklü ionlar tərəfindən metalın daxilinə qaytarılır, qalan hissəsi isə sərbəst hərəkət edərək metaldan uzaqlaşır və s. Buna görə də metalın səthindən a məsafədə həmişə elektron buludu mövcud olur və mənfi yüklü bu bulud onun səthindəki müsbət yüklərlə ikiqat elektrik layı yaradır. Bu laya müstəvi kondensator kimi baxa bilərik (şəkil 1.2.2). Güzgü əksi qüvvəsi həmin kondensatorun köynəyinə qədər olan məsafədə təsir edir. Şottki nəzəriyyəsinə görə kondensatorun köynəkləri arasında elektrona təsir edən qüvvənin qiyməti:



Şəkil 1.2.2. Müstəvi kondensator

$$F_{il} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4a^2} \quad (1.2.2)$$

Bu qüvvələrin metalın səthindən olan məsafədən (x) asılılığı şəkil 1.2.3-də verilmişdir. Şəkildən görünür ki, metalın səthində elektrona təsir edən qüvvə Şottki nəzəriyyəsinə görə 1, Lənqmür nəzəriyyəsinə görə isə 2 əyrisinə uyğun dəyişir. Müstəvi kondensatorun daxilində yükə təsir edən qüvvə sabit olduğundan, ikiqat lay daxilində elektrona təsir edən ləngidici qüvvə də sabitdir.

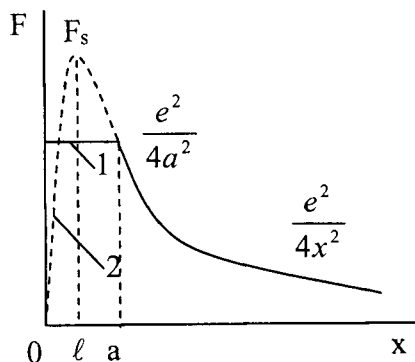
Beləliklə, elektronun metaldan çıxmasına F_{gz} güzgü əksi və F_{il} ikiqat layın daxilindəki qüvvəsi kimi iki qüvvə mane olur. Bu iki ləngidici qüvvə birlikdə metalın səthində potensial çəpər yaradır. Elektronu metaldan çıxarmaq üçün həmin qüvvələrə qarşı müəyyən iş görmək lazımdır. Bu iş **çıxış işi** (W_0) deyilir və:

$$W_0 = W_{il} + W_{gz} = \int_0^a F_{il} dx + \int_a^\infty F_{gz} dx = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a^2} \int_0^a dx + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4} \int_a^\infty \frac{dx}{x^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2a}$$

Deməli, sərbəst elektronlar üçün metalın səthindəki potensial çəpərin hündürlüyü:

$$W_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2a} \quad (1.2.3)$$

Burada a – kristalın qəfəs sabiti tərtibli kəmiyyətdir. Görülən işin metalın səthindən olan məsafədən asılılığının qrafiki şəkil 1.2.4-də təsvir edilmiş-



Şəkil 1.2.3. Metalın səthində elektrona təsir edən qüvvənin məsafədən asılılığı

dir. W_0 — metalın kənar mühitlə sərhədindəki potensial çəpərin tam hündürlüyünü xarakterizə edir və elektronun **tam çıxış işi** adlanır.

Şottki nəzəriyyəsində ikiqat lay ilə müstəvi kondensator oxşar sistemlər kimi qəbul edilir. **Klassik nəzəriyyəyə** görə isə metalın daxilində F qüvvəsi sıfıra bərabərdir. Başqa sözlə, elektron metaldan çıxarkən səthdən ℓ – məsafəsində bu qüvvə sıfırdan maksimal F_s qiymətinə qədər artmalı, sonra isə güzgü əksi qüvvəsinə çevrilərək azalmalıdır (şəkil 1.2.3-də 2-ci əyri).

Lənqmür ikiqat lay daxilində F – qüvvəsinin

$$F_{il} = F_s - k(x-s)^2 \quad (1.2.4)$$

qanunu ilə dəyişdiyini fərz etmiş və bu halda aşağıdakı şərtlərin ödənildiyini göstərmişdir:

$$x = 0 \text{ olduqda, } F_{il} = 0;$$

$$x = a \text{ olduqda isə,}$$

$$F_{il} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a^2}. \text{ Sonra isə}$$

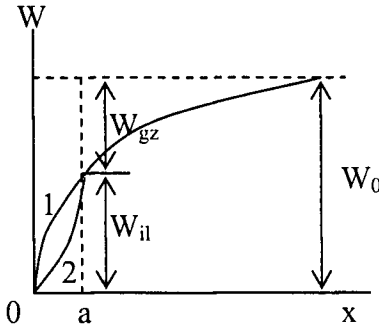
bu şərtlərdən F_s , k və s – kəmiyyətlərini təyin edərək belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, Şottki nəzəriyyəsində göstərildiyi kimi, elektron metalın səthindəki ikiqat layı keçərkən gördüyü iş:

$$F_{il} \cdot a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a^2} \cdot a.$$

Beləliklə, **Lənqmür nə-**

zəriyyəsinə görə də tam çıxış işi:

$$W_0 = \int_0^a [F_s - k(x-s)^2] dx + \int_a^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2a} \quad (1.2.5)$$



Şəkil 1.2.4. Metalın səthində potensial çəpərin hündürlüyünün məsafədən asılılığı

Lakin Lənqmür nəzəriyyəsinə görə potensial çəpərin forması (şəkil 1.2.4-də 2-ci əyri), onun Şottki tərəfindən irəli sürülən formasından fərqlənir (şəkil 1.2.4-də 1-ci əyri).

Qeyd etmək lazımdır ki, a - kəmiyyəti mahiyyətə məlum deyil. Onun haqqında yalnız demək olar ki, o, atomlararası məsafənin bir neçə misli tərtibindədir. Həmin səbəbdən də, tam çıxış işinin, daha doğrusu potensial çəpərin hündürlüyünün qiymətini yalnız təcrübi yolla təyin etmək mümkündür. Bunu verilmiş metalın kristal qəfəsində elektronların difraksiyasını tədqiq etməklə həyata keçirirlər. İndiyədək aparılan təcrübələrdən məlum olmuşdur ki, müxtəlif metallar üçün tam çıxış işinin qiyməti $3,5 \div 18 \text{eV}$ aralığında dəyişir.

§1.2.2. Termoelektronların enerjilərə görə paylanması

Metalın daxilində vahid həcmdə yerləşən və sürətləri v_x -lə $v_x + dv_x$, v_y -lə $v_y + dv_y$, v_z -lə $v_z + dv_z$ arasında olan elektronların konsentrasiyasının dəyişməsini dn_{v_x, v_y, v_z} ilə işarə edək. Əgər X – oxunu metalın baxılan səthinə perpendikulyar yönəltsək, onda v_y və v_z -in istiqamətlərinin həmin səthə paralel olduğunu qəbul edə bilərik. Odur ki, 1 saniyə ərzində metalın daxilindən onun səthinin vahid sahəsinə

$$dv_{v_x, v_y, v_z} = v_x dn_{v_x, v_y, v_z} \quad (1.2.6)$$

sayda elektron gəlib çatır. Həmin elektronlardan isə metalın xaricinə yalnız elələri çıxar ki, onların kinetik enerjisi üçün

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq W_0 \quad (1.2.7)$$

şərti ödənsin.

Vahid zamanda metalın vahid səthindən çıxan elektronların sayını tapmaq üçün elektronların metal daxilində enerjilərə və sürətlərə görə paylanma funksiyaları məlum olmalıdır. Elektronların metal daxilində enerjiyə görə paylanması **Fermi-Dirak statistikasına** tabedir. Bu statistikaya görə valent zonada elektronların enerjilərə görə paylanması:

$$dn_{\epsilon} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{\epsilon}d\epsilon}{B^{-1}e^{\frac{\epsilon}{kT}} + 1} \quad (1.2.8)$$

Burada ϵ - elektronların enerjisi olub, valent zonanın dibindən hesablanır. Həmin statistikaya görə elektronların sürətlərə görə paylanması:

$$dn_{v_x, v_y, v_z} = \frac{2m^3}{h^3} \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{B^{-1}e^{\frac{\epsilon}{kT}} + 1} \quad (1.2.9)$$

Bu ifadədəki B^{-1} - sabiti elektronların n - konsentrasiyası ilə T - temperaturundan asılı olub, normallaşma şərtindən təyin edilir:

$$n = \int_0^{\infty} dn_{\epsilon} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\epsilon}d\epsilon}{B^{-1}e^{\frac{\epsilon}{kT}} + 1} \quad (1.2.10)$$

Xüsusi halda $B^{-1} \gg 1$ olarsa, onda inteqralaltı ifadədə vahidi nəzərə almamaq mümkündür:

$$n = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{1}{B^{-1}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} (kT)^{3/2}$$

və

$$B^{-1} = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{n} \cdot \frac{2}{h^3} \quad (1.2.11)$$

(1.2.11) ifadəsini (1.2.8) və (1.2.9) – də nəzərə aldıqda:

$$dn_{\epsilon} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{n}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \sqrt{\epsilon}d\epsilon \quad (1.2.12)$$

və

$$dn_{v_x, v_y, v_z} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (1.2.13)$$

Beləliklə, (1.2.13) ifadəsindən görünür ki, $B^{-1} \gg 1$ halında Maksvell-Bolsman statistikasına tabe olan sürətlərə görə paylanma təmin olunur.

İndi isə metallarda **elektron qazı** üçün $B^{-1} \gg 1$ bərabərsizliyinin, həqiqətən də, ödənildiyini yoxlayaq. Məlumdur ki, metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası $10^{29} m^{-3}$ tərtibində olur. Elektronların konsentrasiyasını və digər sabitlərin qiymətlərini (1.2.11) ifadəsində nəzərə alıb, hesablama apardıqda

$$2,5 \cdot 10^{-8} T^{3/2} \gg 1 \text{ və ya } T \gg 10^5 K$$

olar. Buradan da alınır ki, metallarda elektron qazı həmişə cırlaşmış haldadır və elektronların sürətlərə görə paylanması **Maksvell-Bolsman statistikasına** tabedir.

Zommerfeldin göstərdiyi kimi, B^{-1} -in kiçik qiymətlərində (1.2.10) ifadəsinin inteqrallanması

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2mkT \ln B)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^3}{8} (\ln B)^{-2} - \dots \right] \quad (1.2.14)$$

şəklində yığılan sıraya gətirir.

Metal katodların işçi temperaturunda (2500K olduqda) $B^{-1} \gg 1$ olduğundan (1.2.14)-də orta mötərizə daxilindəki ikinci həd sıfıra yaxınlaşar və buna görə də:

$$B = e^{\frac{\epsilon_f}{kT}} \quad (1.2.15)$$

Burada

$$\epsilon_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (1.2.16)$$

Fermi enerjisidir. Bu qiyməti (1.2.8)-də nəzərə aldıqda, elektronların enerjiyə görə:

$$dn_\varepsilon = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon}{B^{-1}e^{\frac{\varepsilon}{kT}} + 1} = C \frac{\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.17)$$

(1.2.9)-də nəzərə alındıqda isə sürətlərə görə:

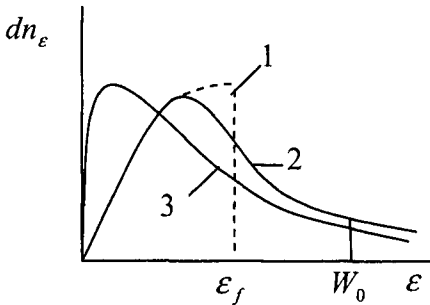
$$dn_{v_x, v_y, v_z} = \frac{2m^3}{h^3} \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.18)$$

paylanma qanunu alınır. (1.2.17) və (1.2.18)-də h – Plank sabiti, ε – elektronların enerjisi, k – Bolsman sabiti, m – elektronların kütləsi, ε_f – isə Fermi enerjisi olub, mütləq sıfır temperaturda metallarda elektronların malik olduğu maksimal enerjini göstərir.

Metalda elektronların enerjiyə görə paylanmasını (1.2.17) müxtəlif hallar üçün təhlil edək.

Əvvəlcə, $T = 0K$ halına baxaq. Bu zaman müxtəlif hallar ola bilər:

a) $\varepsilon > \varepsilon_f$ olduqda, məxrəcdəki birinci həd sonsuz bö-



yüyük və $dn_\varepsilon = 0$ olur;

b) $\varepsilon < \varepsilon_f$ olduqda, məxrəcdəki birinci həd sonsuz kiçilir və $dn_\varepsilon = c\varepsilon^{1/2}d\varepsilon$ olur;

c) $\varepsilon = \varepsilon_f$ olduqda isə, e -üstlü (eksponensial) ifadə qeyri-müəyyənliyə gətirdiyindən kəsrin məxrəci də qeyri-müəyyən olur.

İkinci halda $T > 0K$ olduğunu qəbul edək. Bu zaman

Şəkil 1.2.5. Metalda elektronların enerjiyə görə paylanması

1. $T=0K$ olduqda Fermi statistikasına görə
2. $T>0K$ olduqda Fermi statistikasına görə
3. Maksvel-Bolsman statistikasına görə

a) $\varepsilon > \varepsilon_f$ olduqda, $dn_\varepsilon \neq 0$;

b) $\varepsilon < \varepsilon_f$ olduqda, $dn_\varepsilon = c\varepsilon^{1/2}d\varepsilon$ və

c) $\varepsilon = \varepsilon_f$ olduqda, $e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} = 1$, yəni Fermi səviyyəsin-dəki elektronların sayı $T = 0K$ halındakına nisbətən 2 dəfə azdır.

Müxtəlif hallar üçün metallarda elektronların enerjiyə görə paylanması qrafiki olaraq şəkil 1.2.5-dəki kimi təsvir olunur.

Bəzi metallar üçün ε_f -Fermi enerjisinin, W_0 - tam və χ_0 - effektiv çıxış işinin qiyməti cədvəl 1.2.1-də verilmişdir.

Cədvəl 1.2.1.

Metal	Valentliyi	ε_f, eV	W_0, eV	χ_0, eV
Li	1	4,72	6,9	2,2
Na	1	3,12	5,0	1,9
K	1	2,14	3,9	1,8
Cu	1	7,04	11,1	4,1
Ag	1	5,51	10,2	4,7
Au	1	5,54	10,3	4,8
Cd	2	4,26	7,5	3,2
Al	3	11,2	14,7	3,0

Cədvəldən görünür ki, Fermi enerjisi potensial çəpə-rin hündürlüyündən əhəmiyyətli dərəcədə kiçikdir. Deməli, elektronların emissiyasını təmin etmək üçün onlara:

$$\chi_0 = W_0 - \varepsilon_f$$

effektiv çıxış işi və ya çıxış işi qədər əlavə enerji vermək lazımdır. (1.2.18)-i (1.2.6)-da nəzərə aldıqda:

$$dv_{v_x, v_y, v_z} = v_x dn_{v_x, v_y, v_z} = \frac{2m^3}{h^3} v_x \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.19)$$

Klassik anlayışlara görə, metalın səthinə çatdıqda potensial çəpəri dəf edə bilmək üçün kifayət edən enerjiyə malik hər bir elektron hökmən bu çəpəri dəf etməlidir. Qeyd etmək lazımdır ki, kvant mexanikası müddəaları göstərir ki, bu belə deyil – heç də elektronların hamısı metaldan çıxıb bilmir. Belə ki, onların potensial çəpərdən qayıtması ehtimalı da sıfırdan fərqlidir. Potensial çəpərin elektronu **şəffaflıq əmsalı** (D), həmin çəpərin formasından, elektronun enerjisindən və onun çəpərin hündürlüyündən nə qədər böyük olmasından asılıdır. Bu səbəbdən də məsələnin ciddi həlli hökmən D – şəffaflıq əmsalını elektronun ε – enerjisinin funksiyası kimi (1.2.19) ifadəsinə daxil edib sonra inteqrallama aparmağı tələb edir. Bu, çox çətin məsələ olduğundan, sadə yola əl atılır, daha doğrusu, keçən elektronlar üçün çəpərin şəffaflıq əmsalının \overline{D} – orta qiymətini ifadəyə daxil edirlər.

Nəticədə, vahid zamanda metalın vahid səthindən çıxan elektronların sayı üçün:

$$v = \frac{2m^3}{h^3} \overline{D} \int_{v_{x1}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.20)$$

alınır. (1.2.20) ifadəsini elektronun yükünə vurduqda **termoelektron emissiyası cərəyanının sıxlığı** alınır:

$$j = \frac{2m^3}{h^3} \overline{D} \cdot e \int_{v_{x1}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.21)$$

(1.2.21) bərabərliyində inteqralaltı ifadənin məxrəcini araşdıraq. İxtiyari enerjiyə malik elektronlar halına baxdıqda (1.2.21) ifadəsinin məxrəcindəki vahidi nəzərə almaq olar. Emissiya olunmuş elektronlar halında isə $\frac{mv_{x1}^2}{2} \geq W_0$ şərtini ödəyən, yəni böyük enerjili elektronlar

üçün $\varepsilon \geq W_0$ şərti ödənilir. Bu halda $e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} \geq e^{\frac{W_0 - \varepsilon_f}{kT}}$. Digər

tərəfdən isə məlumdur ki, $W_0 - \varepsilon_f = \chi_0$ və metallar üçün χ_0 -in qiyməti $\sim 4eV$ tərtibindədir. Bundan başqa, metal katodların işçi temperaturu $\sim 2500K$ olduğu üçün, $kT \approx 0,2eV$. Bu qiymətlər nəzərə alındıqda

$$\frac{W_0 - \varepsilon_f}{kT} = \frac{\chi_0}{kT} = \frac{4}{0,2} = 20$$

Beləliklə, $e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} = e^{20} \gg 1$ olduğundan (1.2.21) ifadəsinin məxrəcindəki vahidi nəzərə almaq mümkündür, yəni:

$$\begin{aligned} j &= \frac{2m^3}{h^3} \bar{D} \cdot e \int_{v_{x1}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x e^{-\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} dv_x dv_y dv_z = \\ &= \frac{2m^3}{h^3} \bar{D} \cdot e \cdot e^{\frac{\varepsilon_f}{kT}} \int_{v_{x1}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z = \\ &= \frac{2m^3}{h^3} \bar{D} \cdot e \cdot e^{\frac{\varepsilon_f}{kT}} x \\ & x \int_{v_{x1}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z \quad (1.2.22) \end{aligned}$$

(1.2.22) ifadəsindəki inteqralları ayrı-ayrılıqda hesabladıqda:

$$\begin{aligned} \int_{v_{x1}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x &= -\frac{kT}{m} \int_{v_{x1}}^{\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} d\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) = \\ &= -\frac{kT}{m} e^{-\frac{mv_{x1}^2}{2kT}} \Big|_{v_{x1}}^{\infty} = \frac{kT}{m} e^{-\frac{mv_{x1}^2}{2kT}} \quad (1.2.23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y &= \sqrt{\frac{2kT}{m}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\sqrt{\frac{m}{2kT}} v_y\right)^2} d\left(\sqrt{\frac{m}{2kT}} \cdot v_y\right) = \\ &= \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \quad (1.2.24) \end{aligned}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \quad (1.2.25)$$

olar. Burada $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} dy = \sqrt{\pi}$ və $\int_0^{\infty} e^{-y^2} dy = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ cədvəl inteqralları nəzərə alınmışdır. (1.2.23), (1.2.24) və (1.2.25) həllərini (1.2.22)-də nəzərə aldıqda, **metalların termo-emissiya tənliyi** və ya **Riçardson-Deşman tənliyi** adlanan ifadə alınır:

$$\begin{aligned} j &= \bar{D} \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{\varepsilon_f}{kT}} \cdot \frac{kT}{m} e^{-\frac{mv_{s1}^2}{2kT}} \cdot \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \cdot \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} = \\ &= \frac{4\pi m e k^2}{h^3} \cdot \bar{D} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0}{kT}} e^{\frac{\varepsilon_f}{kT}} = \\ &= A_0 \cdot \bar{D} \cdot T^2 e^{-\frac{W_0 - \varepsilon_f}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

Burada $A = A_0 \bar{D}$, $A_0 = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2 \text{K}^2$

olub, metalların hamısı üçün eynidir. Volfram, molibden və tantal kimi metallar üçün A – kəmiyyətinin qiyməti, A_0 – kəmiyyətinin qiymətindən 2 dəfə kiçikdir. $\bar{D} = 0,5$ qəbul etdikdə, bu kəmiyyətlərin qiymətləri arasındakı fərqi izah etmək mümkün olmur. Çünki hesablamalar $\bar{D} \approx (0,94-0,97)$ olduğunu verir. Məlumdur ki, Fermi enerjisinin (səviyyə-

sinin) $\varepsilon_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$ ifadəsinə daxil olan n – kəmiyyəti

metaldakı sərbəst elektronların konsentrasiyasıdır. Metal qızdırıldıqda genişləndiyindən n – azalır. Uyğun olaraq ε_f – kiçilir. ε_f -in temperaturdan asılı olaraq xətti qanunla dəyişdiyini, yəni

$$\varepsilon_{fT} = \varepsilon_f - \alpha T$$

olduğunu qəbul etdikdə, (1.2.26) Riçardson-Deşman tənliyi

$$\begin{aligned} j &= A_0 \cdot \bar{D} \cdot T^2 e^{-\frac{W_0 - \varepsilon_{fT}}{kT}} = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{W_0 - \varepsilon_f + \alpha T}{kT}} = \\ &= A_0 \cdot \bar{D} \cdot T^2 e^{-\frac{W_0 - \varepsilon_f}{kT}} \cdot e^{-\frac{\alpha T}{kT}} = A_0 \bar{D} e^{-\frac{\alpha}{k}} T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \end{aligned}$$

şəklinə düşər. Təcrübi ölçmələr α – kəmiyyəti üçün $\alpha = (6 \div 7) \cdot 10^{-5}$ eV/dər qiymətini verir. α -nın bu qiymətini nəzərə aldıqda isə $e^{-\frac{\alpha}{k}} \sim (0,45 \div 0,5)$ olur ki, bu da $A_0 \bar{D} \cdot e^{-\frac{\alpha}{k}}$ -nin təcrübədə alınan qiymətinə uyğun gəlir.

§1.2.3. Katodun emissiya ləkəliyi

Metallarda ε_f – Fermi səviyyəsinin vəziyyətinin temperaturdan asılı olmasına səbəb katodun emissiya ləkəliyidir. **Katodun emissiya ləkəliyi** dedikdə, onun səthində emissiya cərəyanının qeyri-bərabər paylanması nəzərdə tutulur və səthdəki ayrı-ayrı ləkələrdən axan cərəyanın qiyməti də fərqli olur. Katodun səthini hamarlıq dərəcəsinə görə müxtəlif oblastlara bölmək olar. Həmin oblastlarda çıxış işlərinin qiyməti müxtəlif olduğuna görə metal katodlarda ləkələrdən axan cərəyanın qiyməti də müxtəlifdir. Məsələn, volframda müxtəlif oblastlar arasındakı çıxış işlərinin fərqi 0,3eV tərtibində olur.

Fərz edək ki, katodun səthi, çıxış işləri χ_0 , və $\chi_{0_2} > \chi_0$, olan iki hissəyə bölünür. Əgər bu hissələrin səthinin sahəsini uyğun olaraq, S_1 və S_2 ilə işarə etsək, onda həmin hissələrdə emissiya cərəyanının şiddəti uyğun olaraq:

$$I_1 = j_1 S_1 = S_1 A T^2 e^{-\frac{\chi_{01}}{kT}}$$

və

$$I_2 = j_2 S_2 = S_2 A T^2 e^{-\frac{\chi_{02}}{kT}}$$

Yekun emissiya cərəyanı isə:

$$I = I_1 + I_2 = S_1 A T^2 e^{-\frac{\chi_{01}}{kT}} + S_2 A T^2 e^{-\frac{\chi_{02}}{kT}} \quad (1.2.27)$$

Başqa şəkildə bu cərəyan

$$I = j \cdot S = S A T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (1.2.28)$$

kimi ifadə olunar. (1.2.28)-də S – katodun səthinin ümumi sahəsi, χ_0 – isə katodun tam səthi üçün orta çıxış işidir. (1.2.27) və (1.2.28) ifadələri bərabər olduğundan:

$$S A T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = S_1 A T^2 e^{-\frac{\chi_{01}}{kT}} + S_2 A T^2 e^{-\frac{\chi_{02}}{kT}} \quad (1.2.29)$$

Sonuncu bərabərliyin hər iki tərəfini $S A T^2$ hasilinə böldükdə:

$$e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = \frac{S_1}{S} e^{-\frac{\chi_{01}}{kT}} + \frac{S_2}{S} e^{-\frac{\chi_{02}}{kT}}, \quad (1.2.30)$$

və ya

$$e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = e^{-\frac{\chi_{01}}{kT}} \left\{ \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} e^{-\frac{\chi_{02} - \chi_{01}}{kT}} \right\},$$

alınar. Bu ifadəni loqarifmalayıb alınmış bərabərliyin hər iki tərəfini $(-kT)$ hasilinə vurduqda

$$\begin{aligned} -\frac{\chi_0}{kT} &= -\frac{\chi_{01}}{kT} + \ln \left\{ \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} e^{-\frac{\chi_{02} - \chi_{01}}{kT}} \right\} \Rightarrow \\ \Rightarrow \chi_0 &= \chi_{01} - kT \ln \left\{ \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} e^{-\frac{\chi_{02} - \chi_{01}}{kT}} \right\} \end{aligned} \quad (1.2.31)$$

olar. Sonuncu ifadə göstərir ki, χ_{0_1} və χ_{0_2} kəmiyyətləri temperaturdan asılı olmadıqda belə, orta çıxış işi temperaturdan asılıdır. Kvadrat mütərizənin daxilindəki cəm temperaturdan zəif asılı olduğundan, qəbul etmək olar ki, bu cəmin loqarifması temperaturdan asılı deyil. Odur ki, ümumiləşmə apardıqda:

$$\chi_0 = \chi_{0_1} + \alpha T.$$

Nəhayət, yuxarıdakı tənliklərdən α - kəmiyyəti üçün

$$\alpha = -k \ln \left\{ \frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} e^{-\frac{\chi_{0_2} - \chi_{0_1}}{kT}} \right\}$$

ifadəsi alınır.

Beləliklə, katodun emissiya ləkəliyi temperaturun yüksəlməsi ilə çıxış işinin təqribən xətti qanunla böyüməsinə səbəb olur.

§1.2.4. Çıxış işinin və Riçardson sabitinin təcrübi yolla təyini

Riçardson-Deşman tənliyi adlanan

$$j = AT^2 \cdot e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (1.2.32)$$

ifadəsinə əsasən elektronların χ_0 - çıxış işini təyin etmək olar. Bunun üçün müxtəlif üsullar mövcuddur.

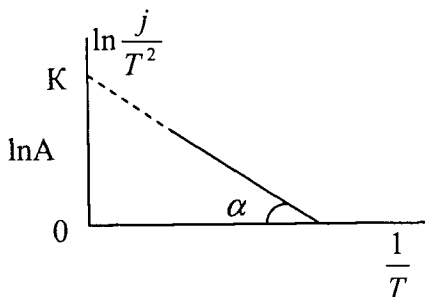
Riçardsonun düzxətlər üsulu. (1.2.32) ifadəsinin hər tərəfini T^2 -a bölüb, alınan ifadəni loqarifmaladıqda

$$\ln \frac{j}{T^2} = \ln A - \frac{\chi_0}{k} \frac{1}{T} \quad (1.2.33)$$

(1.2.33)-dən görünür ki, $\ln \frac{j}{T^2}$ -nin $\frac{1}{T}$ -dən asılılığının qrafiki düzxətdir (şəkil 1.2.6) və həmin düzxəttin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\chi_0}{k} = \frac{e\varphi}{k} \quad (1.2.34)$$

$$(1.2.34)\text{-dən } \varphi = \frac{k}{e} \operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{11600}.$$



Şəkil 1.2.6. Emissiya cərəyanının sıxlığının katodun temperaturundan asılılığı

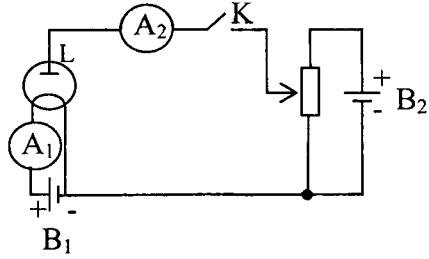
Burada, φ – elektron-voltlarla hesablanır. $\ln \frac{j}{T^2}$ -nin $\frac{1}{T}$ -dən asılılığının qrafikinin ordinat oxunda ayırdığı parça $OK = \ln A$. Bu üsulla elektronun çıxış işini təyin etmək üçün katodun temperaturunun bir neçə qiymətində emissiya

cərəyanının sıxlığını ölçmək və yuxarıda göstərilən qayda ilə qrafik qurub çıxış işini və Riçardson sabitini təyin etmək olar.

Kalorimetrik üsul və ya telin soyumasının kompensasiyası üsulu. Birbaşa qızdırılan katodu olan vakuum diodu üzərində bu üsulun mahiyyətini izah edək. Bünün üçün fərz edək ki, şəkil 1.2.7-dəki sxem üzrə dövrəyə daxil olmuş lampanın (L) anod dövrəsi açıqdır. Metal katoddan elektronların emissiyası üçün onlara müəyyən qədər enerji vermək lazımdır. Katoddan axan cərəyan şiddətini I_0 , katodun müqavimətini isə R -lə işarə edək. Anod cərəyanının sıxlığı $j = 0$ olarsa, onda katodda ayrılan $I_0^2 R$ – istiliyi tamamilə şüalanmaya sərf olunur:

$$I_0^2 R = Sa\sigma T_0^4 \quad (1.2.35)$$

Burada S – katodun səthinin sahəsi, a – müəyyən sabit, σ – Stefan-Bolsman sabiti, T – katodun temperaturudur. K – açarını qapadıqda katodun istilik balansı, açar açıq olduğu halda istilik balansındakından fərqlənəcəkdir. Çünki açar bağlı olduğu halda katoddan elektronlar fasiləsiz emissiya olunaraq anoda çatır. Katoddan elektronların emissiyasına müəyyən qədər enerji sərf olunduğundan, katodun temperaturu əvvəlkinə nisbətən bir qədər aşağı düşür (katoddan keçən cərəyanın qiyməti dəyişmir). Katodun temperaturunu K – açarı açıq olduğu haldakı qiymətində saxlamaq üçün, ondan keçən I_0 cərəyanını müəyyən ΔI_0 -qədər artırmaq lazımdır. Nəticədə:



Şəkil 1.2.7. Riçardson-Deşman tənliyinə daxil olan A - sabitini təyin etmək üçün təcrübə qurğunun sxemi

$$(I_0 + \Delta I_0)^2 R = Sa\sigma T_0^4 + q_i \frac{jS}{e} \quad (1.2.36)$$

olur. Burada, q_i – elektronun katoddan apardığı istilikdir və:

$$q_i = e\varphi + 2kT_0 \quad (1.2.37)$$

(1.2.36)-dan:

$$I_0^2 R + 2I_0 \Delta I_0 R + \Delta I_0^2 R = Sa\sigma T_0^4 + q_i \frac{jS}{e}.$$

Sonuncu ifadədə bir sıra sadələşdirmələr apardıqdan sonra

$$q_i \frac{jS}{e} = 2I_0 \Delta I_0 R \quad (1.2.38)$$

və ya

$$q_i = \frac{2I_0 \Delta I_0 R \cdot e}{jS} \quad (1.2.39)$$

alınar. (1.2.37) ifadəsini (1.2.39)-da nəzərə aldıqda

$$e\varphi + 2kT_0 = \frac{2I_0 \Delta I_0 R \cdot e}{jS} \quad \text{və ya} \quad \varphi = \frac{2I_0 \Delta I_0 R}{jS} - \frac{2kT_0}{e}$$

olar.

Beləliklə, **kalorimetrik üsulla** çıxış işinin təyini, kato-
dun emissiya cərəyanının müxtəlif qiymətlərində ondan çı-
xan hər bir elektronun daşdığı enerjinin qiymətinin tapıl-
masına əsaslanır.

Kontakt potensiallar fərqi üsulu. Bu üsul, φ_m – çıxış işi
məlum olmayan metalla, φ_e – çıxış işi məlum olan metal
(etalon metal) arasında yaranan kontakt potensiallar fərqi-
nin ölçülməsinə əsaslanır. Belə ki, iki metalın kontaktındakı
 $V_{k.p.f.}$ – kontakt potensiallar fərqi, təmasa gətirilmiş həmin
metalların çıxış işlərinin fərqinə bərabər olduğundan, baxıl-
an halda:

$$\varphi_m = \varphi_e - U_{k.p.f.}$$

Kontakt potensiallar fərqi isə **längidici potensial üsulu**
ilə ölçülür. Bu üsulun mahiyyəti §1.4.1-də şərh edilir.

§1.2.5. Termoelektronların sürətlərə görə paylanması

Elektronların sürətlərə görə paylanması qanunundan
(1.2.18) məlumdur ki, $\varepsilon \geq W_0$ şərtini ödəyən sürətli elek-
tronlar üçün ifadənin məxrəcindəki vahidi nəzərə almamaq
olar. Onda metallarda elektronların sürətlərə görə paylan-
ması aşağıdakı düstur ilə ifadə edilir:

$$dn_{v_x, v_y, v_z} = Ce^{-\frac{\varepsilon}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (1.2.40)$$

Burada

$$C = \frac{2m^3}{h^3} e^{\frac{\epsilon_f}{kT}}.$$

(1.2.40) ifadəsinin (1.2.13) ifadəsi ilə müqayisəsindən görünür ki, metallarda sərbəst elektronların sürətlərə görə paylanması Maksvell-Bolsman statistikasına tabedir. (1.2.40)-dakı C – sabitinin qiyməti (1.2.13) ifadəsində olan uyğun sabitin qiymətindən böyükdür. Bu isə o deməkdir ki, verilmiş temperaturda cırlaşmamış qazda olduğu kimi metalda da cırlaşmış elektron qazında çoxlu sayda sürətli elektronlar mövcud olur (şəkil 1.2.5-də 3-cü əyri).

Katoddan emissiya olunan elektronların sürətlərə görə paylanmasını müəyyənləşdirməkdən ötrü (1.2.40) düsturundan istifadə edərək, metalın $1m^2$ səthindən emissiya olunan elektronların sayı üçün:

$$dN_{v_x, v_y, v_z} = v_x dn_{v_x, v_y, v_z} = C v_x e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (1.2.41)$$

yazmaq olur. Bu halda $\frac{m v_x^2}{2} \geq W_0$ şərtinə tabe olan elektronlara baxılır. Katodu tərk edən belə elektronların sayını tapmaq üçün (1.2.41) tənliyini potensial çəpərin D – şəffafliq əmsalına vurmaq lazımdır:

$$dN_{v_x, v_y, v_z} = C D v_x e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (1.2.42)$$

Metalı tərk etdikdən sonra elektronun u_x – sürət toplananının qiyməti, metalın daxilindəki v_x – sürət toplananına nisbətən kiçik olur:

$$\frac{m u_x^2}{2} = \frac{m v_x^2}{2} - W_0.$$

Sonuncu ifadədən alınır ki, $u_x du_x = v_x dv_x$. Onda katodu tərk edən elektronların seli:

$$dV_{u_x, u_y, u_z} = CDu_x e^{\frac{W_0}{kT}} e^{-\frac{m(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)}{2kT}} du_x du_y du_z, \quad (1.2.43)$$

emissiya olunan elektronların sürətlərə görə paylanması isə:

$$dn_{u_x, u_y, u_z} = LDe^{-\frac{m(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)}{2kT}} du_x du_y du_z \quad (1.2.44)$$

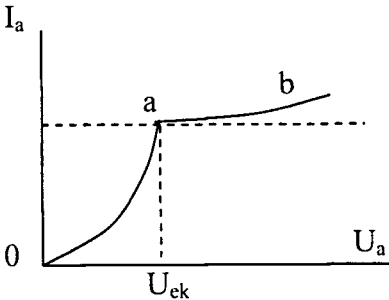
Burada:

$$L = Ce^{\frac{W_0}{kT}}$$

Enerjiləri potensial çəpərin W_0 – hündürlüyündən böyük olan elektronlar üçün D – şəffaflıq əmsalı vahidə bərabərdir. Onda D – əmsalının elektronların enerjisindən asılı olmadığını qəbul etmək olar. Bu halda (1.2.44) düsturu göstərir ki, katod tərəfindən emissiya olunan elektronların sürətlərə görə paylanması Maksvell-Bolsman statistikasına tabedir.

§1.2.6. Sürətləndirici elektrik sahəsinin termoelektron emissiyasına təsiri

Vakuum diodunda katodun temperaturunun sabit qiymətində, anod gərginliyini (U_a) artırıdığca, anod cərəyanı (I_a) da artır (şəkil 1.2.8). Anod gərginliyini artırıdığca elə bir U_a – qiyməti alınır ki, həmin qiymətdə katoddan çıxan elektronların hamısı anoda çarır. Əslində, anod gərginliyinin bundan sonrakı artması ilə anod cərəyanı dəyişməməlidir, yəni $I_a(U_a)$ asılılığında doyma müşahidə edilir.



Şəkil 1.2.8. Vakuum diodunun volt-ampere xarakteristikası

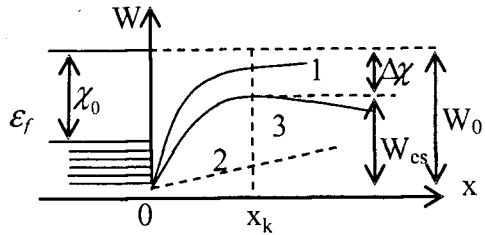
hidə olunmalıdır. Lakin təcrübi ölçmələr göstərir ki, $U_a \geq U_{ak}$ oblastında da anod cərəyanı sabit qalmayıb, zəif də olsa artır. Bu, ondan irəli gəlir ki, sürətləndirici elektrik sahəsinin təsiri ilə katodun çıxış işi kiçilir və onun emissiya qabiliyyəti güclənir.

Məlumdur ki, katoddan çıxan elektrona ləngidici

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2} \quad (1.2.45)$$

qüvvəsi təsir göstərir. Katodun qarşısında E – intensivlikli sürətləndirici elektrik sahəsi olduqda, elektrona eyni zamanda (1.2.45) ifadəsi ilə təyin olunan və F – ləngidici qüvvənin əksinə yönəlmiş eE – qüvvəsi də təsir edir. Ona görə də, elektronu katoddan çıxarmaq üçün F – qüvvəsinə qarşı görülən iş (çıxış işi) eEx – qədər azalır.

Şəkil 1.2.9-da 1 – əyrisi sürətləndirici elektrik sahəsi olmadıqda potensial çəpərin hündürlüyünün, 2 – əyrisi isə – sürətləndirici elektrik sahəsinin görüldüyü işin məsafədən asılılığını təsvir edir. 1 – əyrisinin ordinatından 2 – əyrisinin ordinatını çıxdıqda, sürətləndirici elektrik sahəsi olduğu halda potensial



Şəkil 1.2.9. Metalın səthinin yaxınlığında potensial çəpərin forması

1 – xarici elektrik sahəsi olmadıqda;

2 – xarici sürətləndirici sahədən elektronun aldığı enerji;

3 – xarici sürətləndirici sahə olduqda

çəpərin hündürlüyünün məsafədən asılılığının təsviri alınır (şəkil 1.2.9-da 3 əyrisi). Şəkil 1.2.9-da görüldüyü kimi, katodun səthindən x_k – qədər məsafədə 3 əyrisi maksimumdan keçir. Bu isə o deməkdir ki, x_k məsafəsində ləngidici qüvvə, sürətləndirici qüvvəyə bərabərdir:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_k^2} = eE \quad (1.2.46)$$

Sürətləndirici elektrik sahəsi tətbiq edildikdə potensial çəpərin hündürlüyü

$$W_{es} = \int_0^{x_k} (F - eE) dx \quad (1.2.47)$$

və

$$W_0 = \int_0^{\infty} F dx, \quad (1.2.48)$$

olduğundan, çıxış işinin azalması:

$$\begin{aligned} \Delta\chi &= W_0 - W_{es} = \int_0^{\infty} F dx - \int_0^{x_k} (F - eE) dx = \\ &= \int_0^{x_k} F dx + \int_{x_k}^{\infty} F dx - \int_0^{x_k} F dx + eE \int_0^{x_k} dx = \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{x_k}^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx + eEx_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_k} + eEx_k. \end{aligned} \quad (1.2.49)$$

(1.2.46) ifadəsindən:

$$x_k = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{4E}}.$$

x_k -nin bu ifadəsini (1.2.49)-də nəzərə aldıqda:

$$\begin{aligned} \Delta\chi &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4 \cdot \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{4E}}} + eE \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{4E}} = \\ &= \frac{e^{3/2}}{2} \frac{\sqrt{E}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} + \frac{e^{3/2}}{2} \frac{\sqrt{E}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} e^{3/2} \sqrt{E} \end{aligned} \quad (1.2.50)$$

olar.

$E = 0$ halında çıxış işini χ_0 -la, $E \neq 0$ halında isə χ_{0E} ilə işarə etdikdə:

$$\chi_{0E} = \chi_0 - \Delta\chi_0.$$

Sonuncu bərabərliyi Riçardson-Deşman düsturunda istifadə etdikdə, cərəyan sıxlığı üçün

$$\begin{aligned} j_E &= AT^2 \cdot e^{-\frac{\chi_{0E}}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\chi_0 - \Delta\chi_0}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \cdot e^{\frac{\Delta\chi_0}{kT}} = \\ &= j_0 \cdot e^{\frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2}}{kT} \sqrt{E}} \end{aligned} \quad (1.2.51)$$

ifadəsi alınır. Beləliklə, elektrik sahəsi tətbiq edildikdə, cərəyan sıxlığı (1.2.51) Şottki tənliyi ilə təyin olunur. Bu tənlikdən görünür ki, sürətləndirici elektrik sahəsi böyüdükcə, emissiya cərəyanı artır.

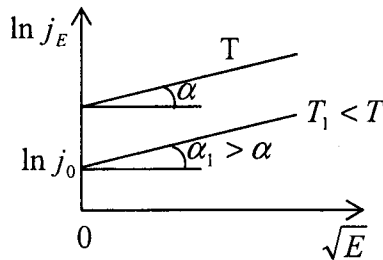
(1.2.51) tənliyini loqarifmalayıb, sonra alınan

$$\ln j_E = \ln j_0 + \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2}}{kT} \sqrt{E}, \quad (1.2.52)$$

ifadəsindən $\ln j_E$ -nin \sqrt{E} -dən asılılığının qrafikini qursaq, alınan xətti asılılığın qrafikinin (şəkil 1.2.10) meyil bucağının tangensinə görə k – Bolsman sabitinin qiymətini təyin etmək olar:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2}}{kT}$$

Elektrik sahəsinin böyük qiymətlərində Şottki nəzəriyyə-sindən kənarçıxmalar müşahidə olunur – cərəyan daha sürətlə artır. Bu kənarçıxmanın



Şəkil 1.2.10. Termoelektron emissiyası cərəyanının xarici elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı (Şottki düz xətləri)

əsl səbəbi güclü sahənin təsiri altında potensial çəpərin ensizləşməsidir. Buna görə də nəzərə almaq lazımdır ki, güclü elektrik sahələrində Şottki nəzəriyyəsinə görə katodun səthi yaxınlığında emissiya cərəyanının sıxlığını hesablamaq mümkündür.

§1.2.7. Təbəqəli katodlar

Metalın səthinə kənar maddənin atomları **adsorbsiya** olunduqda, bu maddənin emissiya xassələri dəyişir. Ona görə də metalın səthinə elə maddə adsorbsiya etdirmək olar ki, ondan hazırlanmış katodun çıxış işi müəyyən qədər azalsın. **Termoelektron katodların** hazırlanmasında bu xüsusiyyətdən istifadə olunur. Belə termoelektron katodları (bəzən deyildiyi kimi, təbəqəli katodlar) iki kimyəvi simvolla işarə edilir. Bunlardan birincisi altlığın maddəsini, ikincisi isə adsorbsiya olunan maddəni göstərir. Ən geniş tətbiq tapmış və istifadə olunan katodlar $W - Cs$, $W - Ba$ və $W - Th$ katodlarıdır. $W - Cs$ katodu ilə ilk təcrübələr Lənqmür və onun əməkdaşları tərəfindən aparılıb. Həmin tədqiqatlarda Cs – buxarında yerləşən W – katodunun emissiya cərəyanı ölçülmüşdür. Müəyyənləşdirilmişdir ki, katodun temperaturunu $690K$ -ə qədər yüksəltəndə emissiya cərəyanı artır. Temperaturun sonrakı yüksəldilməsində isə emissiya cərəyanı azalır. Temperaturun $690K$ qiymətində Cs – buxarında emissiya cərəyanının sıxlığı Riçardson düsturunun təmiz volfram üçün verdiyi emissiya cərəyanının sıxlığından 20 tərtib böyük olur. Hesablamalar göstərir ki, $W - Cs$ katodunun çıxış işi $\phi_{W-Cs} = 1,38eV$. Müqayisə üçün demək olar ki, təmiz seziumun çıxış işi $\phi_{Cs} = 1,92eV$, təmiz volframın çıxış işi isə $\phi_W = 4,54eV$ ($\chi_0 = \phi_W$). Yüksək emissiya qabiliyyətinə malik olduğuna baxmayaraq, $W - Cs$ katodu, digər katodlarla müqayisədə daha az istifadə edilir. Məsələ burasındadır ki, W – üzərində Cs – atomları az dayanıqlı

olur və temperaturun çox da yüksək olmayan qiymətlərində onu tərk edir. Cs – buxarı ilə doldurulmuş lamlarda buxarın təzyiqini elə seçmək olur ki, W – katodun səthindən buxarlanan Cs – atomları onun səthində kondensasiya edən atomlarla kompensə olunsun. Bu üsulla yüksəkkeyfiyyətli katod əldə etmək mümkündür.

$W - Ba$ katodunu hazırlamaq üçün lampanın daxilində yerləşdirilmiş mənbədən buxarlandırılan Ba – atomları W – üzərində çökdürülür. Bu yolla alınmış $W - Ba$ katodunun çıxış işi $\varphi_{W-Ba} = 1,6eV$. Təmiz bariyumun çıxış işi $\varphi_{Ba} = 2,4eV$. $W - Cs$ katodu üçün yuxarıda qeyd olunan çatışmazlıq $W - Ba$ katoduna da aiddir. Ona görə də $W - Ba$ katodunu hazırlayarkən elə konstruksiya seçilir ki, Ba atomları katodun daxilində yerləşmiş olsun. Belə olduqda katodun qızdırılması prosesində Ba – atomları W -in səthinə çıxaraq orada toplanır.

Volfram katodlarının termoelektron emissiyası tədqiq edilərkən müəyyənləşdirilmişdir ki, katodun közərdilməsi prosesində volframdə onun iri kristalları yaranır. Bunun hesabına W – tel qeyri-bərabər qızır və nəticədə yanıb, sıradan çıxır. Müəyyən edilmişdir ki, bu hadisənin qarşısını almaq üçün həmin teldən hazırlanmış volframa təqribən 1%-ə qədər Th – oksidi əlavə etmək lazımdır. Eyni zamanda aşkar edilmişdir ki, belə toriumlaşmış volframı 2800K-də bir neçə dəqiqə qızdırdıqdan sonra onun temperaturunu 1800–2000K-ə endirdikdə emissiya qabiliyyəti kəskin artır. Bu halda çıxış işi $\varphi_{W-Th} = 2,6eV$ olur. Toriumlaşdırılmış volfram telini qızdırdıqda Th – atomları səthə çıxaraq, telin üzərində nazik təbəqə yaradır. Bu isə katodun çıxış işinin kiçilməsinə səbəb olur. Çıxış işinin kiçilməsini aşağıdakı kimi izah etmək olar. Torium ionları volfram telin səthində yerləşir və onların yaratdığı elektrik sahəsi W -dan çıxan elektronları sürətləndirir. Yaranmış elektrik sahəsini müstəvi kondensatorun elektrik sahəsi kimi qəbul etdikdə:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad (1.2.53)$$

Burada ε_0 – elektrik sabiti,

$$\sigma = en' \quad (1.2.54)$$

polyarlaşmış yüklərin səth sıxlığı, n' — isə təbəqənin pol-
yarlaşmış atomlarının konsentrasiyasıdır.

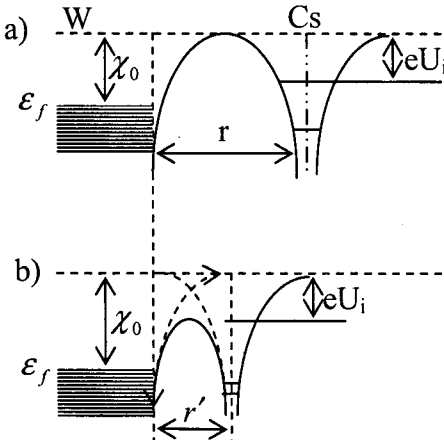
Nəticədə elektrona təsir edən qüvvə:

$$F = eE = e \frac{en'}{\varepsilon_0}. \quad (1.2.55)$$

Kondensatorun lövhələri arasındakı məsafə d – ol-
duqda (d – məsafəsi dipolun qoluna bərabərdir):

$$\Delta\chi = Fd = \frac{e}{\varepsilon_0} ed \cdot n' = \frac{e}{\varepsilon_0} p \cdot n' \quad (1.2.56)$$

Burada $p = ed$ dipol momentidir.



Şəkil 1.2.11. Seziyum ionlarının volfram katodun səthində yaranma mexanizmini təsvir edən enerji diaqramı. a) Seziyum atomu volfram katodunun səthindən uzaqdadır; b) seziyum atomu volfram katodun səthindədir

Cs – atomları W – səthindən müəyyən x – məsafəsində olduqda potensial çəpər həmin məsafədən asılı olaraq dəyişir. Bu xüsusiyyəti (şəkil 1.2.11)-də təsvir olunmuş qrafikdə əyani görmək olur. Şəkil 1.2.11, a-da seziyum atomları volframın səthindən uzaq olduqda enerji diaqramı təsvir edilir. Cs – atomları volframın səthinə x məsafəsindən kiçik qiymət-

lərə qədər yaxınlaşdıqda $W - Cs$ katodunda potensial çəpərin həm hündürlüyü, həm də eni azalır (şəkil 1.2.11, b). Bu cür potensial çəpər seziumun valent elektronları üçün şəffaf olur və ona görə də həmin elektronlar metalın daxilində keçir, çünki metal daxilində enerji səviyyəsi bu elektronların enerjisinə uyğun gəlir.

Elektronun təbəqə atomundan metalın tərkibinə keçməsi üçün metalın χ_0 - çıxış işi yaranan təbəqənin eU_i - ionlaşma enerjisindən böyük olmalıdır.

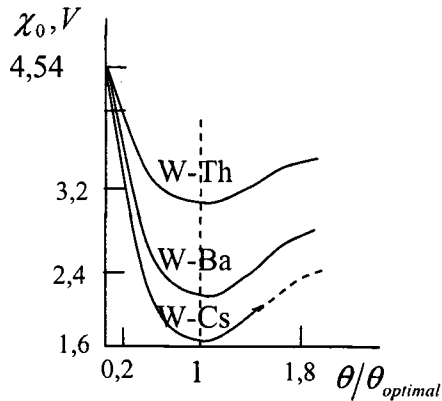
Beləliklə, bu halda çıxış işi:

$$\chi'_0 = \chi_0 - \Delta\chi = \chi_0 - \frac{e}{\epsilon_0} pn' \quad (1.2.57)$$

şəklində təyin olunur. Burada χ_0 - volframın səthində Cs - təbəqəsi olmadığı halda çıxış işinin qiymətidir. Təbəqənin qalınlığı artdıqca, çıxış işinin qiyməti də artır və (1.2.57) bərabərliyi ancaq $\theta \leq 1$ şərti daxilində olan monolay üçün ödənilir (şəkil 1.2.12). Burada θ - səthin optimal örtülmə əmsəlidir.

Təbəqəli katodlarda χ_0 - çıxış işindən əlavə, A - sabitinin azalması da müşahidə olunur. $W - Cs$ və $W - Th$ tipli katodlar üçün A - sabitinin qiyməti $3 \cdot 10^4 \text{ A/m}^2\text{dər}^2$, $W - Ba$ katodu üçün isə $15 \cdot 10^4 \text{ A/m}^2\text{dər}^2$ -na bərabərdir. A - sabitinin bu cür kiçilməsinin səbəblərindən ən başlıcası, burada kəskin görünən katodun emissiya ləkəliyidir.

A - sabitinin kiçilməsinin ikinci səbəbi

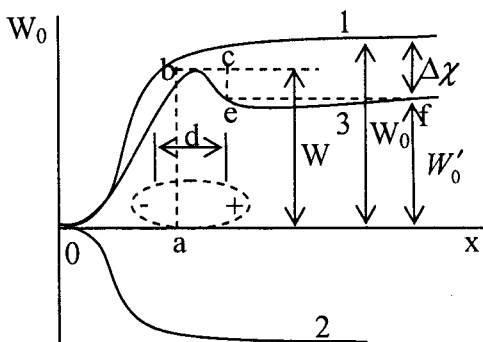


Şəkil 1.2.12. Müxtəlif tərkibli təbəqəli katodların effektiv çıxış işinin səthdə adsorbsiya olunmuş atomların örtülmə dərəcəsiindən asılılıq qrafiki

isə dipolun elektrik sahəsinin təsiri altında potensial çəpərin formasının və D – şəffaflıq əmsalının qiymətinin dəyişməsidir (şəkil 1.2.13). Şəkil 1.2.13-də təmiz metalın potensial çəpəri 1 – əyrisi ilə, ikiqat təbəqə sahəsində elektronların potensial enerjilərinin dəyişməsi 2 – əyrisi ilə, dipol təbəqəsinin potensial çəpəri isə 3 – əyrisi ilə təsvir olunmuşdur. Bu halda W'_0 – potensial çəpərə malik olan nümunədə elektronların ε – enerjisi təbəqəli katodun tam çıxış işindən böyük olduqda, potensial çəpərin şəffaflıq əmsalının orta qiyməti kiçilir. Həqiqətən də, $(abcef)$ hərfləri ilə işarə edilmiş sınıq xəttlərlə məhdudlanan potensial çəpərin eni hündürlüyünə nisbətən böyükdür. Faulerə görə potensial çəpərin orta şəffaflıq əmsalını

$$\bar{D} = \frac{8(\pi k T W'_0)^{1/2}}{W} e^{-\frac{4\pi d \sqrt{2m(W-W'_0)}}{h}} \quad (1.2.58)$$

düsturu ilə təyin etmək olar.



Şəkil 1.2.13. Dipolun təsiri altında potensial çəpərin formasının dəyişməsinin qrafiki təsviri

Difraksiya üsulu

ilə ölçmələrdən məlum olmuşdur ki, volframın W_0 – tam çıxış işi $13,6eV$ -a bərabərdir. Toriumlaşdırılmış volfranda təbəqənin qalınlığının optimal qiymətində çıxış işi $\Delta\chi = 1,91eV$ və $W'_0 = 11,76eV$ tərtibində olur. Nottinqem

toriumlaşmış volfram katodda termoelektronların sürətlərə görə paylanmasını tədqiq edərkən məlum olmuşdur ki, $W - W'_0 = 1,5eV$. $W = 13,26eV$. Çəpərin və temperaturun $T = 1800K$ qiymətlərini potensial çəpərin orta şəffaflıq əmsalının ifadəsində yazıb hesablamada apardıqda:

$$A = A_0 \cdot \bar{D}$$

və ya

$$\bar{D} = \frac{A_{tc}}{120,4 \cdot 10^4} = 0,025$$

alınır. Burada A_{tc} – kəmiyyəti A – sabitinin təcrübədən tapılış qiymətidir. Şəffaflıq əmsalı məlum olduqda (1.2.58) düsturunda bir sıra çevirmələr aparmaqla potensial çəpərin d – enini qiymətləndirmək olar:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D} \cdot W}{8(\pi k T W_0')^{1/2}} &= e^{-\frac{4\pi}{h} d \sqrt{2m(W - W_0')}} \\ -\frac{4\pi}{h} d \sqrt{2m(W - W_0')} &= \ln \frac{\bar{D} \cdot W}{8(\pi k T W_0')^{1/2}} \\ h \ln \frac{8(\pi k T W_0')^{1/2}}{\bar{D} \cdot W} &= 4\pi d \sqrt{2m(W - W_0')} \\ d &= \frac{h \cdot \ln \frac{8(\pi k T W_0')^{1/2}}{\bar{D} W}}{4\pi \sqrt{2m(W - W_0')}} \end{aligned} \quad (1.2.59)$$

Təcrübi yolla tapılmış qiymətləri (1.2.59) düsturunda yazdıqda, potensial çəpərin eni üçün

$$d = 3,2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

qiyməti alınır. Alınan bu qiymət təqribən torium atomunun diametrinin ($3,59 \cdot 10^{-10} \text{ m}$) tərtibinə uyğundur.

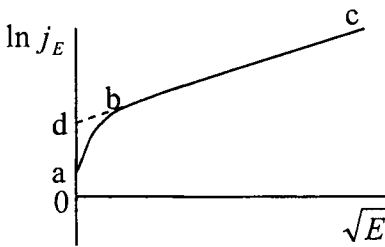
§1.2.8. Termoelektron katodları üçün anomal Şottki effekti

Təbəqəli katodlarda termoelektron emissiyası hadisəsi tədqiq edilərkən aşkar olunmuşdur ki, xarici sürətləndirici elektrik sahəsinin kiçik qiymətlərində emissiya cərəyanının sıxlığı sahədən asılı olaraq

$$j_E = j_0 \cdot e^{\frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2}}{kT} \sqrt{E}}$$

Şottki tənliyi ilə ifadə olunan asılılığa nisbətən daha kəskin artır (şəkil 1.2.14). Bu hadisə **anomal Şottki effekti** adlanır. Qeyd etmək lazımdır ki, burada j_0 – xarici elektrik sahəsi təsir etmədikdə **termoelektron emissiyası doyma cərəyanının sıxlığı**, E – isə sürətləndirici xarici elektrik sahəsinin intensivliyidir. Şəkil 1.2.14-də **bc** hissəsi normal, **ab** hissəsi isə anomal Şottki effektinə uyğundur.

Anomal Şottki effekti ilk dəfə **Lənqmürün ləkə nəzəriyyəsinə** irəli sürülmüşdür. Bu nəzəriyyəyə görə aktivləşdirilmiş katodun səthi aktiv maddə ilə qeyri-bərabər (ləkə şəkilində) örtülür.



Şəkil 1.2.14. Təbəqəli katodun emissiya cərəyanının sıxlığının xarici elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı

Buna görə də katodun müxtəlif hissələri üçün çıxış işinin qiymətləri və ayrı-ayrı emissiya ləkələri arasında kontakt potensial fərqi (k.p.f.) yaranır. Əgər katod materialı olaraq volframdan, aktivləşdirici olaraq isə to-

riumdan istifadə edilərsə, onda çıxış işi az olan oblastların Th – ilə örtülmüş oblastlar, çıxış işi böyük olan oblastların isə yalnız volfram atomlarından ibarət olduğunu qəbul edə bilərik.

Fərz edək ki, katodun səthində çıxış işləri χ_{\max} və χ_{\min} olan iki oblast müntəzəm olaraq növbələşir (şəkil 1.2.15). Şəkildə oxlarla qüvvə xətlərinin istiqaməti deyil, elektrona təsir edən qüvvələrin istiqaməti göstərilib. Göründüyü kimi torium olan oblastlarda elektrona sürətləndirici, xalis volfram olan oblastlarda isə ləngidici qüvvə təsir edir. Başqa sözlə, həmin elektrik sahəsi volfram üzərində normal Şottki effektini yaradır. Lakin volframın çıxış işi böyük olduğundan bu oblastda cərəyan kontakt potensiallar fərqi üçün elektrik sahəsi hesabına azacıq artır.

Aktivləşdirici olmayan oblastda kontakt potensiallar fərqi üçün elektrik sahəsi katoddan çıxan elektronu tormozlayır, başqa sözlə, həmin oblast üzərində elektronlar üçün əlavə potensial çəpər yaranır. Aktivləşdirilmiş oblastdan axan cərəyanın sıxlığı:

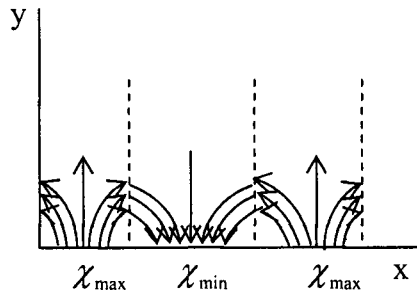
$$j = j_0 \cdot e^{\frac{\Delta\chi}{kT}} \quad (1.2.60)$$

Bu ifadəyə daxil olan $\Delta\chi$ - kəmiyyəti, yəni əlavə çıxış işi:

$$\Delta\chi = e \int_0^{x_1} E_{x_1} dx \quad (1.2.61)$$

Burada E_{x_1} – kontakt potensiallar fərqi üçün elektrik sahəsidir və səthə normal istiqamətdə yönəlmişdir.

Toriumlaşdırılmış səthə intensivliyi E_0 – olan xarici sürətləndirici sahə təsir göstərdikdə isə, həmin sahə təmiz volfram olan oblastlarda normal Şottki effekti yaradır. Aktivləşdirici ilə örtülmüş oblastlarda əmələ gələn əlavə $\Delta\chi$ – potensial çəpərin hündürlüyü:



Şəkil 1.2.15. Aktivləşdirilmiş katodun səthində elektrona təsir edən qüvvələrin istiqaməti

$$\Delta\chi = e \int_0^{x_1} (E_{x_1} - E_0) dx \quad (1.2.62)$$

və ya

$$\Delta\chi = e \int_0^{x_1} E_{x_1} dx - eE_0 x_1 \quad (1.2.63)$$

Burada x_1 – katodun səthindən etibarən götürülmüş elə məsafədir ki, həmin məsafədə xarici elektrik sahəsi kontakt potensiallar fərqinin elektrik sahəsini kompensə etsin. E_0 – xarici elektrik sahəsi böyüdükcə, aktivləşdirici üzərindəki əlavə potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir və buna görə də (1.2.60) ifadəsinə uyğun olaraq, həmin oblastlardan axan emissiya cərəyanı kəskin böyüyür (anomal Şottki effekti müşahidə olunur). Xarici elektrik sahəsini bir qədər də artırıqda anomal Şottki effekti normal Şottki effektinə çevrilir.

§1.2.9. Oksid katodların emissiya tənliyi

Oksid katod – qələvitorpaq metalların oksidlərinin nazik təbəqəsi ilə örtülmüş metal altlıqdan ibarətdir. Bu katodlar təmiz metal və təbəqəli katodlarla müqayisədə bir sıra üstünlüklərə malikdir:

1) oksid katodların xüsusi emissiyası 1100K-də $\sim 10^4 A/m^2$ -a çatır ki, bu da volfram və toriumlaşdırılmış katodlardakından xeyli böyükdür. Cərəyanın sıxlığını bir-iki tərtib də artırmaq olur. Bu isə oksid katodlardan böyük cərəyanlara dözə bilən kiçik ölçülü elektrodlar hazırlamağa imkan verir;

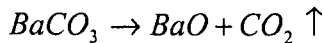
2) oksid katodların effektivliyi, yəni bu katodda emissiya cərəyanının qiymətinin katodun qızdırılmasına sərf olunan gücə nisbəti böyükdür. Oksid katodların effektivliyi $\sim 20 mA/Vt$ ion cihazlarında isə (qazatron və tiratron) hətta $\sim 150 mA/Vt$ tərtibindədir. Halbuki, volfram katodlarında bu kəmiyyət $1mA/Vt$ ətrafındadır;

3) oksid katodları dolayısı yolla qızdırılan (ayrıca volfram qızdırıcısı ilə) katod şəklində hazırlamaq mümkündür. Bu da, öz növbəsində katodun səthinin ekvipotensiallığını təmin edir və emissiya qabiliyyəti əhəmiyyətli dərəcədə artır. ТП1-85/15 tiratronunda katodun emissiya cərəyanı 300A-ə, ТГН-400/16 tipli impuls tiratronunda isə 400A-ə çatır.

Oksid katodların bəzi çatışmazlıqları da var. Belə ki, güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə və eləcə də müsbət ionların bombardmanı nəticəsində oksid katodlar dağılır. Bu katodlar, hətta çox qısa müddətdə açıq atmosferdə və ya oksigen mühitində saxlanıldıqda sıradan çıxır. Oksid katodlar volfram katodlarla müqayisədə həm də daha qeyri-stabildir.

Oksid katodlarda metal altlıq kimi əksər hallarda nikel və volframdan istifadə edilir. Oksid örtük BaO və SrO-in, yaxud da BaO və CaO-in (ikikomponentli oksidlər) qarışığından ibarət olur.

Oksid katodların hazırlanması üsullarından biri aşağıdakı kimidir. Əvvəlcə, metal altlıq üzərinə qələvitorpaq metalların ərintilərindən ibarət karbonatlar (məsələn, BaCO_3 və s.) çəkilir. Sonra katod bu şəkildə cihaza daxil edilir və cihazın daxilində hermetik şəraitdə müntəzəm sorulma rejimində qızdırılır. Qızdırılma prosesində metal karbonatları metal oksidə və karbon qazına parçalanır. Məsələn,



Əmələ gəlmiş karbon qazı cihazın daxilindən çıxarılır. Altlığın üzərində qalan metal oksidləri isə uzun müddət qızdırıldıqdan sonra tədricən BaSrO və ya BaSrCaO bərk məhluluna çevrilir. Bu bərk məhlul öz elektrik xassələrinə görə dielektrikdir. Sonra katod aktivləşdirilir, yəni katodun temperaturu 1300K-ə qədər yüksəldilir və bu temperaturda bir neçə dəqiqə saxlanılır. Nəticədə, Ba — atomları ayrılıb, katodun səthinə diffuziya edir və katod aktivləşir. Oksid katodların işçi temperaturu 1100K qədərdir.

Yarımkəçiricilərdə elektronların sürətlərə görə paylanması Fermi statistikasına tabedir. Ona görə də sürətləri v_x -lə

$v_x + dv_x$, v_y -lə $v_y + dv_y$, v_z -lə $v_z + dv_z$ arasında olan sərbəst elektronların konsentrasiyası aşağıdakı düstur ilə təyin olunur:

$$dn_{v_x, v_y, v_z} = \frac{2m^3}{h^3} \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_f}{kT}} + 1}$$

Əgər bu halda x oxu katodun səthinə perpendikulyar olarsa, onda vahid zaman ərzində katodun daxilindən vahid səthinə çıxan elektronların sayı:

$$dv'_{v_x, v_y, v_z} = v_x dn_{v_x, v_y, v_z} = \frac{2m^3}{h^3} v_x \cdot \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_f}{kT}} + 1}$$

Katodu tərk edən elektronların sıxlığını tapmaq üçün (1.2.19) ifadəsini potensial çəpərin orta şəffaflıq əmsalına \bar{D} vurub, alınan ifadəni elektronun katoddan çıxma şərtini $\frac{mv_{x_1}^2}{2} \geq W_0$ ödəyən müəyyən v_{x_1} -dən ∞ -a qədər inteqrallamaq lazımdır. İnteqrallama v_y, v_z -ə görə, $-\infty$ -dan $+\infty$ -a kimi aparılır. Alınan ifadəni elektronun yükünə (e) vurduqda, emissiya cərəyanının sıxlığının ifadəsi alınar:

$$j = e \cdot \bar{D} \int_{v_{x_1}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x \frac{2m^3}{h^3} \frac{dv_x dv_y dv_z}{e^{\frac{\epsilon - \epsilon_f}{kT}} + 1} \quad (1.2.64)$$

Məlumdur ki, katoddan elektronların çıxma şərtini nəzərə aldıqda (1.2.64) ifadəsinin məxrəcindəki vahidi atmaq olar.

Metalların termoelektron emissiyasından danışarkən göstərilmişdir ki, (1.2.64)-ün həlli Riçardson düsturundan ibarətdir:

$$j = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} \cdot \bar{D} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0 - \epsilon_f}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{W_0 - \epsilon_f}{kT}} \quad (1.2.65)$$

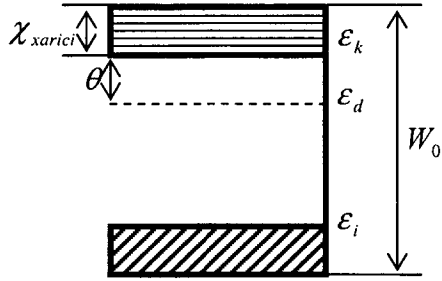
Beləliklə, görürük ki, oksid katodun termoelektron emissiya tənliyi də Riçardson düsturu ilə ifadə olunur. Lakin burada bir məsələni nəzərə almalıyıq ki, metal katodlar üçün Riçardson düsturunu çıxararkən, Fermi enerjisinin temperaturdan asılılığı birinci yaxınlaşmada nəzərə alınmayıb.

Oksid katodlarda n-tip yarımkəçiricilərdən istifadə olduğundan Fermi enerjisi (ε_f) temperaturdan asılıdır və:

$$\varepsilon_f = \frac{\varepsilon_k + \varepsilon_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \quad (1.2.66)$$

Oksid katodlar üçün (1.2.65)-də ε_f -in yerinə (1.2.66) ifadəsini yazmaq lazımdır. Bunun üçün $W_0 - \varepsilon_f$ fərqi (şəkil 1.2.16) hesablayaq:

$$\begin{aligned} W_0 - \varepsilon_f &= W_0 - \frac{\varepsilon_k + \varepsilon_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} = \\ &= \frac{2W_0 - \varepsilon_k - \varepsilon_d}{2} + kT \ln \left\{ \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \right\}^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{2\varepsilon_k + 2\chi_{xar} - \varepsilon_k - \varepsilon_d}{2} + kT \ln \left\{ \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \right\}^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{2\chi_{xar} + \theta}{2} + kT \ln \left\{ \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.67) \end{aligned}$$



Şəkil 1.2.16. Oksid katodun enerji diaqramı

$$\left. \begin{array}{l} \text{Yuxarıdakı ifadədə} \\ W_0 = \varepsilon_k + \chi_{xar} \\ \theta = \varepsilon_k - \varepsilon_d \end{array} \right\} \text{əvəzləməsi}$$

aparılmışdır.

(1.2.66)-ni (1.2.65)-də nəzərə aldıqda

$$\begin{aligned} j &= AT^2 e^{-\frac{\chi_{xar} + \frac{\theta}{2} + kT \ln \left\{ \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \right\}^{1/2}}{kT}} = \\ &= AT^2 e^{-\frac{\chi_{xar} + \frac{\theta}{2}}{kT}} \cdot e^{-\frac{-kT \ln \left\{ \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{n_d h^3} \right\}^{1/2}}{kT}}, \end{aligned}$$

$e^{\ln x} = x$ olduğunu qəbul etdikdə ikinci eksponent:

$$\begin{aligned} j &= AT^2 \sqrt{\frac{h^3}{2}} \cdot \frac{1}{(2\pi mk)^{3/4}} \cdot \sqrt{n_d} \cdot \frac{1}{T^{3/4}} \cdot e^{-\frac{\chi_{xar} + \frac{\theta}{2}}{kT}} = \\ &= BT^{5/4} \cdot e^{-\frac{\chi_{xar} + \frac{\theta}{2}}{kT}} \end{aligned} \quad (1.2.68)$$

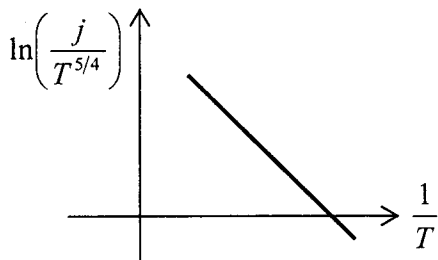
Bu ifadə oksid katodun termoelektron emissiyası tənliyidir. Burada B – yeni sabit olub, ilk dəfə T.P.Kazlovski tərəfindən daxil edilmişdir və

$$B = A \cdot \sqrt{\frac{h^3}{2}} \cdot \frac{1}{(2\pi mk)^{3/4}} \cdot \sqrt{n_d} \quad (1.2.69)$$

şəklində təyin olunur. Burada χ_{xar} – **xarici çıxış işi**, $\frac{\theta}{2}$ – **daxili çıxış işi** – keçirici elektronların aşağı enerji səviyyəsi, $\chi_{xar} + \frac{\theta}{2} = \chi_0$ isə **effektiv çıxış işi** adlanır. Son nəticədə:

$$j = B \cdot T^{5/4} \cdot e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (1.2.70)$$

(1.2.70) ifadəsindən görünür ki, əvvəla, emissiya cərəyanının qiyməti aşqar barium atomlarının $\sqrt{n_d}$ konsentrasiyasından asılıdır; ikincisi, temperatur yüksəldikcə, Fermi səviyyəsinin enerjisi kiçilir; üçüncüsü isə Riçardson düsturunda olduğu kimi burada da eksponentin dərəcəsi $\frac{\chi_0}{kT}$ nisbəti ilə təyin olunur. (1.2.70) ifadəsini loqarifmalayıb, alınmış



Şəkil 1.2.17. Oksid katodun emissiya cərəyanının temperatur asılılığı

$$\ln \frac{j}{T^{5/4}} = \ln B - \frac{\chi_{sar} + \frac{\theta}{2}}{kT},$$

ifadəsinə əsasən $\ln \frac{j}{T^{5/4}}$ -in $\frac{1}{T}$ -dən asılılığının qrafikini qurub (şəkil 1.2.17), bu qrafikin (düz xəttin) α – meyil

bucağının $(\operatorname{tg} \alpha = \frac{\chi_{sar} + \frac{\theta}{2}}{k})$ tangensinin, buradan isə

$\chi_{sar} + \frac{\theta}{2} = \chi_0$ bərabərliyindən istifadə etməklə oksid katodun effektiv çıxış işinin qiymətini təyin etmək olar.

FƏSİL 1.3

AVTOELEKTRON EMİSSİYASI

§1.3.1. Avtoelektron emissiyası hadisəsi

Avtoelektron emissiyası (sahə emissiyası, elektrostatik emissiyası, tunel emissiyası) – yüksək intensivlikli ($\sim 1\text{kV/m}$) xarici elektrik sahəsinin təsiri altında bərk və maye maddələrdən elektron qopmasıdır. Avtoelektron emissiyası hadisəsini ilk dəfə 1897-ci ildə R.U.Vudom aşkar etmişdir. 32 il sonra, yəni 1929-cu ildə R.E.Milliken və Ç.K.Loritsen avtoelektron emissiyasının cərəyan sıxlığının (j) loqarifmasının $1/E$ -dən xətti asılı olduğunu göstərmişlər:

$$\lg j = A - B/E$$

Burada A və B – sabit kəmiyyətlərdir. 1928–29-cu illərdə isə R.Fauler və L.Nordheim avtoelektron emissiyasını tunel effektinə əsaslanan nəzəriyyəsini vermişlər. **Avtoelektron emissiyası** anlayışı, əlavə enerji sərf etmədən, elektronların həyəcanlaşmasını ifadə edir. Ona görə də bəzən elmi ədəbiyyatlarda bu emissiya növünü **sahə emissiyası** da adlandırırlar.

Avtoelektron emissiyası zamanı termoelektron emissiyasından fərqli olaraq, xarici elektrik sahəsinin təsiri altında potensial çəpərin həm hündürlüyü, həm də eni azalır və belə potensial çəpəri elektronlar, tunel effekti hesabına, asanlıqla keçirlər. Elektron dalğasının bir qismi potensial çəpərdən əks olunur, digər qismi isə onu dəlib keçir. Xarici sürətləndirici elektrik sahəsinin qiyməti böyüdükcə, Fermi səviyyəsinin hündürlüyü və potensial çəpərin eni azalır. Nəticədə, vahid zamanda potensial çəpəri keçən elektronların

sayı ona uyğun olaraq, potensial çəpərin şəffaflıq əmsalının (D) qiyməti (potensial çəpəri keçən elektronların sayının potensial çəpərə düşən elektronların tam sayına olan nisbəti) və avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığı artır.

Metallarda avtoelektron emissiyasının xarakterik xüsusiyyətlərindən biri emissiya cərəyan sıxlığının yuxarı həddinin ($\sim 10^{14}$ A/m), çıxış işinin və elektrik sahəsinin intensivliyinin böyük olmasıdır. Emissiya cərəyanının sıxlığı ($j = 10^{10} \div 10^{11}$ A/m²) həcmi yüklərin təsirindən və potensial çəpərin formasından asılı olaraq, tədricən azalır. Ümumiyyətlə, avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığı $j = 10^{12} \div 10^{14}$ A/m² həddinə qədər artır sonra isə **vakuunundeşilməsi** baş verir və katod sıradan çıxır. Bu hadisə **katodun şiddətli emissiyası** və ya **partlayışlı elektron emissiyası** ilə müşahidə olunur.

Avtoelektron emissiyası temperaturun kvadratı (T^2) ilə düz mütənəsibdir. Katodun temperaturu yüksəldikdə və elektrik sahəsinin intensivliyi (E) azaldıqda, avtoelektron emissiyası termoelektron emissiyası ilə əvəz olunur.

Alçaq temperaturlarda cərəyanın keçməsi prosesində metalı tərk edən elektronlar orta qiymətçə Fermi enerjisindən az olan enerji aparır və katod, kontaktlar vasitəsilə elektrik sahəsindən müntəzəm olaraq enerji aldığına görə qızır. Yüksək temperaturlarda isə metalın əlavə qızması soyuma ilə əvəz olunur və avtoelektron emissiyası prosesi stabilləşir.

Yarımkəçiricilərdə avtoelektron emissiyasının xüsusiyyətləri bir sıra amillərdən asılıdır: 1) elektrik sahəsi yarımkəçiricinin dərin qatlarına nüfuz edərək, onun **enerji səviyyələrində** sürüşmələr yaradır, səthdə yüklü zərrəciklərin konsentrasiyasını artırır və **enerji spektrini** dəyişir; 2) sərbəst elektronların konsentrasiyası metallardakından xeyli kiçik olan yarımkəçiricilərdə avtoelektron emissiyası cərəyanının sıxlığı xarici təsirlərdən (temperatur, işıqlanma və s.) kəskin

asıllı olduđuna görə məhduddur; 3) yarımkeçiricilərdə səth yüklərinin vəziyyəti avtoelektron emissiyasının xarakteristikalarına təsir göstərir; 4) yarımkeçiricilərdə volt-ampər xarakteristikası və avtoelektronların enerji spektrləri zona quruluşunu təsvir edir; 5) yarımkeçiricidən axan cərəyan potensialın paylanmasına və elektronların enerji spektrinə təsir göstərir.

Bütün bu xüsusiyyətlər yarımkeçiricilərdə müşahidə edilən volt-ampər xarakteristikalarının və avtoelektronların enerji spektrlərinin izahı üçün istifadə edilir.

Avtoelektron emitterlər (katodlar) sferik, köndələn həlqələr, müstəvi və s. formada hazırlanır. Yüksək cərəyanlarda işə itiuclu və ya çoxemitterli sistemlərdən istifadə edilir. Emitterlərin ölçülərindən və anoda qədər olan məsafədən asılı olaraq, avtoelektron emissiyasının baş verməsi üçün elektrodlararasına bir neçə yüz volttdan bir neçə kilovolta qədər gərginlik tətbiq etmək lazımdır.

Avtoelektron emissiyasının sabilliyi iki amildən – E/V (burada E – elektrik sahəsinin intensivliyi, V – işə anodla katod arasına verilən gərginlikdir) nisbətindən və **katodun potensialından** asılıdır. Aşqar və emitterin atomlarının (molekullarının) adsorbsiyası və yerdəyişməsi (miqrasiyası) nəticəsində bu iki amil dəyişir. Məsələn, güclü xarici elektrik sahəsinin təsiri və ya ionların emitterin səthini bombardman etməsi nəticəsində emitterin səth atomları miqrasiyaya uğrayır (sahədə yenidənqurulma baş verir) və lokal sahədə E/V nisbətinin qiyməti artır. Vakuunun tərtibini artırmaq, impuls gərginliyinin təsiri ilə emitterin səthini təmizləmək (elektrik sahəsində atomların miqrasiyasını azaltmaq üçün), emitteri qızdırmaq (emitterdə adsorbsiya olunan qazların çıxarılması üçün) və zəif adsorbsiya edən materiallardan istifadə etməklə, avtoelektron emissiyasının sabilliyini yüksəltmək mümkündür. Bərk materialların monokristalla-

rından və habelə, metalların kimyəvi birləşmələrindən (LaB_6 , ZrC və b.) hazırlanmış emitterlərin parametrlərini ifrat yüksək vakuumda ölçmək olar.

Yüksək cərəyan sıxlığına malik şəraitdə və ya **elektron dəstəsinin** alınmasında avtoelektron emitterləri tətbiq edilir. Avtoelektron emitterlərinin əsas üstünlüyü onların ətalətsizliyi və qızma üçün əlavə enerji tələb etməməsidir. Metal avtoelektron emitterləri yüksək güc tələb olunan qurğularda istifadə edilir. Volt-ampere xarakteristikası qeyri-xətti olan emitterlər isə ifrat yüksək tezlik (İYT) qurğularında (tezlik çeviricilərində, gücləndiricilərdə və detektorlarda) və **intensiv nöqtəvi elektron mənbəyində** (rastr mikroskopunda) tətbiq edilir. Belə emitterlərdən rentgen və adi elektron mikroskopunda, rentgen defektoskopunda, rentgen mikroanalizatorunda, elektron-şüa borularında, mikroelektron qurğularında və həmçinin gərginliyin dəyişməsinə həssas olan indikatorlarda da istifadə edilir.

Avtoelektron katodun, anodun və lüminessent ekranın birlikdə yaratdığı **avtoemissiya diodu – emissiya elektron mikroskopu** rolunu oynayır. Onun ekranında avtoelektron emissiya cərəyanının müəyyən bucaq altında paylanması müşahidə etmək olur.

Yarımqeçirici avtoelektron emissiyası emitterləri **infra qırmızı (İQ)** şüaları yüksək dəqiqliklə qəbul edir. İtiüclü emitter sistemləri İQ şüalarının çeviricisinin əsasını təşkil edir.

Yüksək gərginlikli vakuum qurğularında avtoelektron emissiyası əlavə cərəyanın yaranmasına və vakuumun dəşilməsinə səbəb ola bilər. Bu nöqsanları aradan qaldırmaq üçün, elektrodlardakı elektrik sahəsinin qiymətini azaltmaq, elektrodların vəziyyətini və onlarda potensialın paylanmasını dəyişmək, çıxış işi kiçik olan materialdan və ya örtükdən istifadə etmək lazımdır.

§1.3.2. Avtoelektron emissiyası tənliyi

Güclü elektrik sahəsinin metala təsirini tədqiq edərkən (Şottki effekti) göstərilmişdir ki, belə elektrik sahəsinin təsiri altında metalın çıxış işinin (χ) qiyməti kiçilir və bu kiçilmə:

$$\Delta\chi = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E} \quad (1.3.1)$$

Burada E – metala təsir edən elektrik sahəsinin intensivliyi, ϵ_0 – isə elektrik sabitidir. Fərz edək ki, kritik qiymətə (E_{kr}) malik güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə metalın səthindəki potensial çəpərin hündürlüyü ilkin halından (χ_0) Fermi səviyyəsinə qədər enir. Şottki nəzəriyyəsinə görə bu halda metalda elektronların intensiv (güclü) emissiyası baş verər və $\Delta\chi = \chi_0$ əvəzləməsini aparmaq olar:

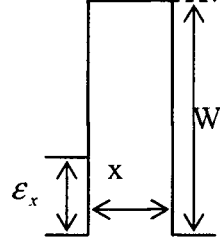
$$\chi_0 = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E_{kr}} \quad (1.3.2)$$

Sonuncu ifadədən sahənin kritik qiymətini:

$$E_{kr} = \frac{4\pi\epsilon_0\chi_0^2}{e^3} \quad (1.3.3)$$

tapıb, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$, $\chi_0 = 4,54 \text{ eV}$ olduğunu nəzərə almaqla volfram üçün hesablama apardıqda alırıq ki, $E_{kr} = 10^{10} \text{ V/m}$. Lakin təcrübələr göstərir ki, nəzərəcarpacaq elektron emissiyası elektrik sahəsinin göstərilən qiymətindən 1–2 tərtib kiçik ($10^8 \div 10^9 \text{ V/m}$ qiymətlərində də müşahidə olunur. Bunun əsas səbəbi odur ki, Şottki nəzəriyyəsinə görə (1.3.1) ifadəsini hesablayarkən, potensial çəpərin yalnız hündürlüyünün azalması nəzərə alınmış, eninin kiçilməsi isə nəzərə alınmamışdır. Kvant mexanikasının prinsiplərinə görə elektron dalğa təbiətli olduğu üçün onun enerji-

Şəkil 1.3.1. Düzbucaqlı formalı potensial çəpərin sxematik təsviri



si, hətta potensial çəpərin hündürlüyündən kiçik olduqda da ondan tunel effekti hesabına keçə bilər.

Məlumdur ki, elektronun potensial çəpəri keçməsi çəpərin şəffaflıq əmsalı ilə müəyyən olunur. Ən sadə potensial çəpər düzbucaqlı formasında olandır (şəkil 1.3.1).

Belə potensial çəpərin hündürlüyü W , eni x , elektronların enerjisi isə ϵ_x olduqda şəffaflıq əmsalı:

$$D = c \cdot e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m(W-\epsilon_x)} \cdot x} \quad (1.3.4)$$

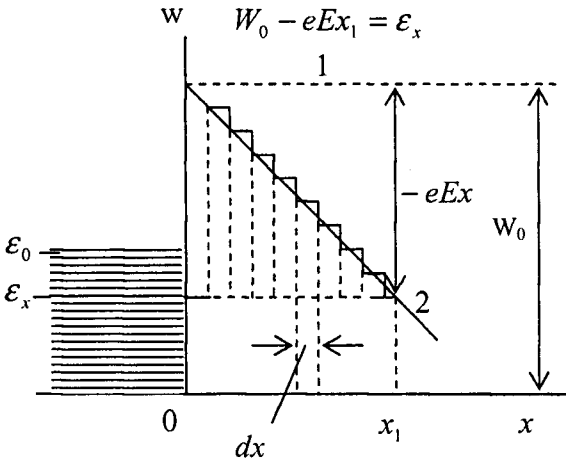
Burada, m – elektronun kütləsi, h – isə Plank sabitidir.

Məlumdur ki, xarici elektrik sahəsi potensial çəpərin formasına təsir göstərir (şəkil 1.3.2). Elektrik sahəsi tətbiq edildikdə potensial çəpər 2 əyrisi, elektrik sahəsi olmadıqda isə 1 əyrisi ilə təsvir olunur. Başqa sözlə, elektrik sahəsinin təsiri altında potensial çəpər üçbucaq şəklini alır. Bu onunla əlaqədardır ki, elektrik sahəsinin təsiri altında cismin səthindən x – məsafəsində yerləşən çəpərin hündürlüyü eEx qədər kiçilir.

Metallın səthində real potensial çəpər mürəkkəb şəkildə olduğu üçün çəpərin şəffaflıq əmsalının hesablanması çətinlik törədir. Məsələn sadələşdirmək üçün fərz edilir ki, potensial çəpər üçbucaq formalıdır, yəni bu halda potensial çəpərin hündürlüyünün azalması deyil, həm də onun ensizləşməsi nəzərə alınır. Onda bu cür potensial çəpərə, qalınlığı dx və hündürlüyü $W_0 - eEx$ olan, n dənə elementar düzbucaqlı çəpərlərin cəmi kimi baxmaq olar.

Bu halda katodun səthindən x məsafəsində olan ϵ_x – enerjili elektronlar üçün şəffaflıq əmsalı:

$$D_n = C_n \cdot e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m(W_0 - eEx - \varepsilon_x)} dx} \quad (1.3.5)$$



Şəkil 1.3.2. Üçbucaq formalı potensial çəpərin sxematik təsviri

Bu düzbucaqlı çəpərlərin şəffaflıq əmsallarını D_1, D_2, \dots , işarə etdikdə, demək olar ki, birinci çəpərdən keçdikdə say D_1 – dəfə, ikincidən keçdikdə D_2 – dəfə və s. azalır. Üçbucaqlı potensial çəpərin şəffaflığını tapmaq üçün həmin çəpəri təşkil edən elementar çəpərlərin şəffaflıq əmsallarını bir-birinə vurmaq lazımdır, onda enerjisi ε_x -ə bərabər olan elektron üçün şəffaflıq əmsalı:

$$D_{\varepsilon_x} = C \cdot e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_0^{x_1} (W_0 - eEx - \varepsilon_x)^{1/2} dx} \quad (1.3.6)$$

Bu ifadədəki inteqralı açdıqda:

$$\begin{aligned} \int_0^{x_1} (W_0 - eEx - \varepsilon_x)^{1/2} dx &= -\frac{1}{eE} \int_0^{x_1} (W_0 - eEx - \varepsilon_x)^{1/2} d(-eEx) = \\ &= -\frac{2}{3} \frac{1}{eE} (W_0 - eEx - \varepsilon_x)^{3/2} \Big|_0^{x_1} = -\frac{2}{3} \frac{1}{eE} (W_0 - eEx_1 - \varepsilon_x)^{3/2} + \\ &+ \frac{2}{3} \frac{1}{eE} (W_0 - \varepsilon_x)^{3/2} \end{aligned} \quad (1.3.7)$$

olar. $W_0 - eEx_1 = \varepsilon_x$ olduğundan (1.3.7)-də

$-\frac{2}{3} \frac{1}{eE} (W_0 - eEx_1 - \varepsilon_x)^{3/2}$ həddi sifıra bərabər olur və buna görə də:

$$D_{\varepsilon_x} = C \cdot e^{-\frac{8\pi}{3eh} \sqrt{2m} \frac{(W_0 - \varepsilon_x)^{3/2}}{E}} \quad (1.3.8)$$

alınır.

$T = 0K$ halında emissiya cərəyanının sıxlığını tapaq. Məlumdur ki, mütləq sifırda metal daxilində elektronların maksimal enerjisi ε_f -ə bərabərdir. Bu enerjiyə uyğun olan impuls:

$$P_f = \sqrt{2m\varepsilon_f}$$

və ya komponentlərə görə yazdıqda:

$$P_f = \sqrt{P_{fx}^2 + P_{fy}^2 + P_{fz}^2}.$$

İmpulslar fəzasında enerjisi ε_f -ə və impulsu P_f -ə bərabər olan elektronlara uyğun nöqtələr radiusu P_f -ə bərabər olan kürənin səthində yerləşir. Enerjisi ε_f -dən kiçik və uyğun olaraq, P_f -dən kiçik nöqtələr isə bu kürənin daxilində yerləşər. Lakin elektronun metaldan çıxması onun tam impulsu ilə deyil, bu impulsun metalın səthinə perpendikulyar toplananı ilə müəyyən olunur. X – oxu baxılan metalın səthinə perpendikulyar yönəldikdə, impulsları P_x -lə $P_x + dP_x$ arasında olan elektronların konsentrasiyasını tapaq. Aydınadır ki, impulsları P_x -lə $P_x + dP_x$ arasında olan elektronlar, mərkəzi P_x – məsafəsində, radiusu $\sqrt{P_f^2 - P_x^2}$ -ə, qalınlığı isə dP_x -ə bərabər olan kürə layının daxilində yerləşir (şəkil 1.3.3). Həmin kürə layının həcmi:

$$dV = \pi(P_f^2 - P_x^2)dP_x.$$

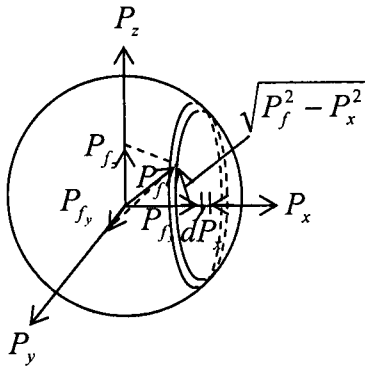
Bu həcmi h^3 -ə (h – Plank sabitidir) bölüb, 2-yə vurduqda, həmin küre layında yerləşən elektronların konsentrasiyası alınar:

$$dn_{P_x} = \frac{2\pi(P_f^2 - P_x^2)dP_x}{h^3} \quad (1.3.9)$$

Nəzərə alaq ki, qalınlığı h , kiçik radiusu a , böyük radiusu isə b olan küre kəsiyinin həcmi:

$$V = \frac{1}{6}\pi h(3a^2 - 3b^2 + h^2).$$

Metaldan daxilindən onun vahid səthinə vahid zamanda çıxan elektronların sayı:



Şəkil 1.3.3. $T = 0K$ -də metalda elektronların impuls fəzası

$$dv' = v_x \cdot dn_{P_x}$$

Vahid zamanda metalın vahid səthindən çıxan elektronların sayını tapmaq üçün bu ifadəni şəffaflyq əmsalına vurmaq lazımdır. Onda:

$$dv' = D_{\epsilon_x} \cdot v_x \cdot dn_{P_x}. \quad (1.3.10)$$

Emissiya cərəyanının sıxlığını tapmaq üçün (1.3.10) differensialını e -elektronun yükünə vurub,

0-dan $P_f = \sqrt{2m\epsilon_f}$ -ə qədər inteqrallamaq lazımdır. Beləliklə, avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığı:

$$\begin{aligned} j &= e \cdot \int_0^{\sqrt{2m\epsilon_f}} D_{\epsilon_x} v_x dn_{P_x} = \\ &= e \cdot \int_0^{\sqrt{2m\epsilon_f}} C \cdot e \frac{8\pi}{3eh} \sqrt{2m} \frac{(W_0 - \epsilon_f)^{3/2}}{E} \cdot \frac{P_x}{m} \cdot \frac{2\pi(P_f^2 - P_x^2)}{h^3} dP_x = \end{aligned}$$

$$= \frac{e^3}{2\pi h} \cdot \frac{\varepsilon_f^{1/2}}{W_0 \chi_0^{1/2}} \cdot E^2 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m}\chi_0^{3/2}}{3ehE}} \quad (1.3.11)$$

Burada, $v_x = \frac{P_x}{m}$. (1.3.11)

(1.3.11) ifadəsində $A_1 = \frac{e^3}{2\pi h} \frac{\varepsilon_f^{1/2}}{W_0 \chi_0^{1/2}}$, $b_1 = \frac{8\pi\sqrt{2m}}{3eh} \chi_0^{3/2}$ əvəzləmələrini apardıqda:

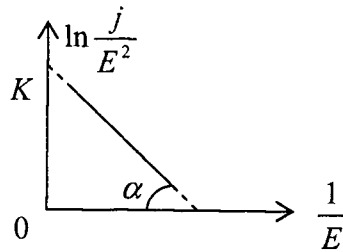
$$j = A_1 E^2 \cdot e^{-\frac{b_1}{E}} \quad (1.3.12)$$

Bu ifadə Fauler-Nordheim düsturu adlanır. Onun hər iki tərəfini E^2 -yə bölüb, loqarifmaladıqda:

$$\ln \frac{j}{E^2} = \ln A_1 - b_1 \cdot \frac{1}{E} \quad (1.3.13)$$

Beləliklə, xarici elektrik sahəsinin intensivliyinin müxtəlif qiymətlərində avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığını tapıb, $\ln \frac{j}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$ asılılığının qrafikini qurduqda

(şəkil 1.3.4), absis oxu ilə α - bucağı əmələ gətirən düz xətt alınır. Bu düz xətt ordinat oxundan $\ln A_1 - a$ bərabər OK parçasını kəsir. Alınmış düz xəttin meyil bucağının tangensi isə $\operatorname{tg} \alpha = b_1$. A_1 və b_1 əmsalları üçün təcrübədə alınan bu qiymətlər nəzəri qiymətlərlə üst-üstə düşür. Alınmış nəticə yuxarıda irəli sürülən şərtlərin (nəzəriyyənin) doğruluğuna dəlalət edir.



Şəkil 1.3.4. Avtoelektron emissiya cərəyanının sıxlığının elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı

Ümumi halda temperatur mütləq sıfırdan fərqləndikdə və elektrik sahəsi təsir etdikdə məsələnin həlli xeyli mürəkkəbləşir. Praktikada əksər vaxtlar:

$$j = A_2 (T + CE)^2 e^{-\frac{b_{21}}{T+CE}} \quad (1.3.14)$$

emprik düsturundan istifadə edilir.

Elektrik sahəsi sıfır olduqda (1.3.14) düsturu termo-elektron emissiyası üçün Riçardson-Deşman düsturuna çevrilir, sahə intensivliyi böyük, temperatur kiçik (otaq temperaturu tərtibində) olduqda isə (1.3.12) düsturu ilə üst-üstə düşür.

Məlumdur ki, elektrik sahəsinin intensivliyini böyütmək üçün elektrodlar arasındakı məsafənin sabit qiymətində elektrodlara tətbiq olunan potenciallar fərqlərini artırmaq lazımdır. E -ni artırmaq üçün digər yolla da getmək olar: katodla-anod arasındakı potenciallar fərqlərinin sabit qiymətində bu elektrodları bir-birinə yaxınlaşdırdıqda da elektrik sahəsinin intensivliyi artar. Lakin bu halda məsafənin müəyyən qiymətindən etibarən katodun səthinin nahamarlılığı özünü göstərir. Katodun səthində olan çıxıntılarda elektrik sahəsinin qiyməti böyüyür, girintilərində isə sahənin intensivliyi katodun bütün səthi üzrə göstərilən orta intensivlikdən kiçik olur. Ona görə də müşahidə olunan emissiya cərəyanının qiyməti (1.3.12) düsturu ilə hesablanmış qiymətdən fərqlənir. Buna səbəb emissiya cərəyanının E -dən kəskin asılı olmasıdır. (1.3.12) düsturuna E -nin orta qiyməti daxildir. Ona görə də (1.3.12) düsturunu elə şəkli salmaq lazımdır ki, həmin düsturda katodun səthindəki çıxıntılarda sahənin intensivliyinin artması nəzərə alınmış olsun. Nəhayət, deyilənləri yekunlaşdıraraq (1.3.12) düsturunu

$$j = A_2 (\delta \cdot E)^2 \cdot \beta \cdot e^{-\frac{b_2}{\delta \cdot E}} \quad (1.3.15)$$

şəklində yazmaq olar. Burada, δ – **elektrik sahəsinin əmsali** adlanır və elektrik sahəsinin intensivliyinin katodun səthi-

nin çıxıntılarındakı qiymətinin onun orta qiymətindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir ($\delta = 1,5 \div 2$), β – əmsalı isə səth əmsalı adlanır və katodun səthindəki çıxıntıların sahəsinin onun səthinin ümumi sahəsinin hansı hissəsini təşkil etdiyini göstərir ($\beta \sim 0,1 \div 0,001$). (1.3.11) və (1.3.12) düsturlarından görünür ki, avtoelektron emissiyası cərəyanının sıxlığı, termoelektron emissiyası cərəyanı ilə müqayisədə metalın çıxış işindən daha güclü asılı olmalıdır. Ona görə ki, χ_0 – eksponentə birinci dərəcədən yox, $3/2$ dərəcədən daxil olur və eyni zamanda χ_0 – həm də A_1 – sabitinə daxildir.

Avtoelektron emissiyası elm və texnikada geniş tətbiq olunur. Elektron və ion proyektorlarının, elektron mikroskopunun, rentgen defektoskopunun, rentgen mikroanalizatorunun, elektron-şüa borularının, mikroelektron qurğularının, gərginliyin dəyişməsinə həssas olan indikatorların və s. qurğuların iş prinsipi bu emissiya hadisəsinə əsaslanır.

FƏSİL 1.4

FOTOELEKTRON EMİSSİYASI

§1.4.1. Fotoelektronların enerjilərə görə paylanması

Optik diapazondan olan elektromaqnit (ışığı) şüalarının təsiri altında, cisimdən elektron çıxması prosesi **xarici fotoeffekt hadisəsi və ya fotoelektron emissiyası** adlanır. Fotoelektronların yaratdığı **fotoelektron cərəyanının** qiyməti cismin səthinə düşən işıq seli ilə düz mütənasibdir:

$$I_{\Phi} = k \cdot \Phi. \quad (1.4.1)$$

Burada, Φ – müəyyən spektral tərkibə malik olan **ışığı seli**, k – isə **fotokatodun həssaslıq əmsalıdır**. (1.4.1) düsturundan:

$$k = \frac{I_{\Phi}}{\Phi} = \frac{I_{\Phi} t}{\Phi t} = \frac{q}{Q}.$$

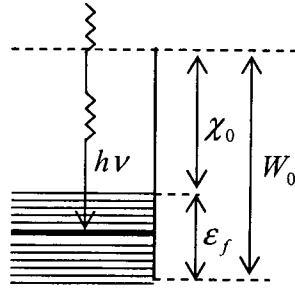
Burada, q – fotoelektronların yaratdığı ümumi elektrik yükü, Q – isə cismin üzərinə düşən işıq selinin enerjisidir. Fotokatodun keyfiyyətini kvant çıxışı ilə də xarakterizə edirlər. **Kvant çıxışı** hər hansı müddət ərzində fotokatoddan çıxan elektronların sayının (n_e) həmin müddət ərzində fotokatodun üzərinə düşən işıq kvantlarının sayına (n_p) olan nisbətində deyilir:

$$k' = \frac{n_e}{n_p} = \frac{I_{\Phi}/e}{\Phi/h\nu} = \frac{h\nu}{e} \cdot \frac{I_{\Phi}}{\Phi} = \frac{h\nu}{e} \cdot k$$

Burada h – Plank sabiti, ν – fotonun tezliyi, e – elektronun yüküdür. Kvant çıxışı $\frac{\text{elektron}}{\text{kvant}}$ -la ölçülür. k və k' kəmiyyətləri işığın tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılıdır. Fotokatodun həssaslığının işığın tezliyindən (dalğa

uzunluğundan) asılılığına **fotokatodun spektral xarakteristiki-kası** deyilir.

Fotoelektronların maksimal enerjisi işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılıdır. Məlumdur ki, işıq selinə enerjiləri $h\nu$ -yə bərabər olan fotonların seli kimi baxmaq olar. Metala daxil olan hər bir işıq kvantı bir elektronla qarşılıqlı təsirdə olur və udulur. Bu zaman həmin elektronun enerjisi $h\nu$ – qədər artır (şəkil 1.4.1).



Şəkil 1.4.1. Metalın enerji diaqramı

Əgər mütləq sıfırdan fərqli temperaturda metalın daxilindəki elektronun enerjisinin $\varepsilon_e = \varepsilon_f + \delta\varepsilon$ olduğunu fərz etsək (burada ε_f – Fermi səviyyəsinə uyğun enerjidir və $0K$ -də $\varepsilon_f = \varepsilon_i$ -dir), onda həmin işıqlandırılan metalda elektron $h\nu$ qədər əlavə enerji udduqdan sonra onun ümumi enerjisi $\varepsilon'_e = \varepsilon_f + \delta\varepsilon + h\nu$ olar. Fotonu udmuş elektron həmin nöqtədən metalın səthinə çatanadək öz enerjisinin müəyyən $\Delta\varepsilon$ – qədərini digər sərbəst elektronlarla toqquşma nəticəsində itirər. Metalın səthinə çatmış sərbəst elektronun sürətinin səthə normal komponenti kifayət qədər böyük, yəni $(\varepsilon'_e - \Delta\varepsilon) \geq W_0$ olduqda, elektron metalın səthindəki W_0 - potensial çəpəri dəf edərək metaldan kənara çıxar və enerjisinin qalan

$$\frac{mv^2}{2} = \varepsilon_f + \delta\varepsilon + h\nu - \Delta\varepsilon - W_0 \quad (1.4.2)$$

hissəsini özü ilə kinetik enerji şəklində aparar. Xüsusi halda $\Delta\varepsilon = \delta\varepsilon$ olarsa, yəni metalın səthinə çox yaxın olan elektronlar üçün:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = \varepsilon_f - W_0 + h\nu. \quad (1.4.3)$$

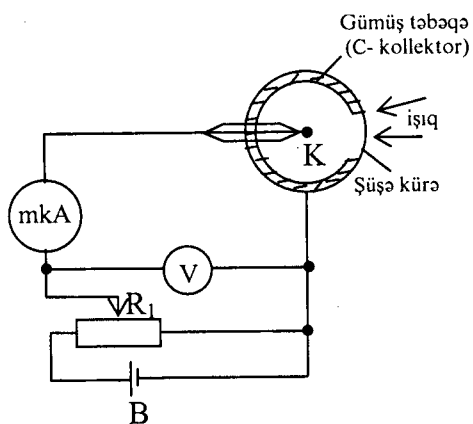
Mütləq sıfır temperaturda fotoelektronun maksimal kinetik enerjisi:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = h\nu - \chi_0 \quad (1.4.4)$$

Bu ifadə **fotoeffekt üçün Eynşteyn tənliyi** adlanır. Bu tənlikdən görünür ki, fotoelektronların maksimal kinetik enerjisi fotoeffektin yaradan işıq fotonlarının tezliyindən asılıdır və fotoeffektin işığın tezliyinə görə müəyyən sərhədi (qırmızı sərhədi) mövcuddur. Doğrudan da, maddənin üzərinə düşən işığın tezliyini azaltdıqda, fotoelektronların kinetik enerjisi azalar və nəhayət, tezliyin elə bir qiymətinə (ν_0) gəlib çatmaq olar ki, fotonun yaratdığı fotoelektronun kinetik enerjisi sıfıra bərabər olar:

$$h\nu_0 - \chi_0 = 0. \quad (1.4.5)$$

Deməli, enerjisi $h\nu_0$ olan işıq kvantı elektronu metal-dan yalnız kənara çıxarır, ona kinetik enerji vermir. Meta-



Şəkil 1.4.2. P.İ.Lukirski və S.S.Prilejeyev üsulu ilə fotoelektronların enerjiyə görə paylanmasını tədqiq etmək üçün qurğunun sxemi

lün üzərinə düşən işıq kvantının tezliyi $\nu < \nu_0$ olduqda isə fotoeffekt hadisəsi baş vermir. Yəni ν_0 – tezliyi **fotoeffektin qırmızı sərhədini** müəyyən edir. Sərhədin qırmızı adlandırılmasına səbəb onun spektrin qırmızı dalğalar tərəfində yerləşməsidir. Odur ki, (1.4.5) tənliyini $h\nu_0 = \chi_0$ şəklində yazmaq olar.

Çıxış işinin bu qiymətini (1.4.4) ifadəsində nəzərə aldıqda, fotoelektronun maksimal kinetik enerjisinin tezlikdən asılılığı

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = h(\nu - \nu_0). \quad (1.4.6)$$

alınar.

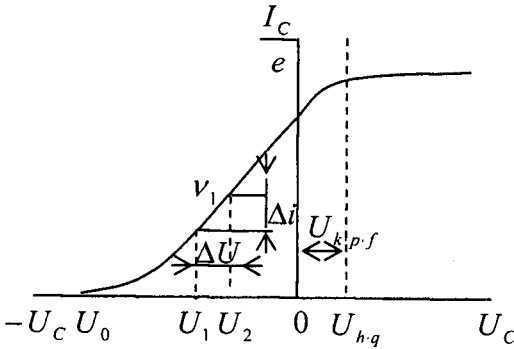
Fotoelektronun qırmızı sərhədi temperaturdan asılıdır. (1.4.2) ifadəsindən görüldüyü kimi, fotoelektronların kinetik enerjisi $\delta\varepsilon$ və $\Delta\varepsilon$ – kəmiyyətlərindən də asılıdır.

Fotoelektronların enerjiyə görə paylanmasını tədqiq etmək üçün ləngidici sahə üsulundan istifadə edilir. Bu zaman müstəvi kondensator formalı elektrodlardan istifadə etdikdə tapılan paylanma, sürətin tam qiymətinə görə paylanma olmayıb, sürətin həmin elektrodların səthinə perpendikulyar toplanmasına görə paylanmasıdır. Göstərilmişdir ki, kürəvi kondensator formalı elektrodlardan istifadə etdikdə, sürətin tam qiymətinə görə paylanmasını tapmaq olur (şəkil 1.4.2). Bu üsulu ilk dəfə rus alimləri P.İ.Lukirski və S.S.Prileyayev təklif etmişdir. Bu məqsədlə istifadə olunan təcrübə qurğunun sxemi şəkil 1.4.2-də təsvir edilmişdir. C – kollektora (ikinci elektroda) K – katoda nisbətən mənfi potensial

verdikdə, kollektora çatan fotoelektronlar üçün $\frac{mv^2}{2} \geq eU_c$

şərti ödənilir. Burada U_c – kollektorun potensialıdır. R_1 – potensiometri vasitəsilə kollektora verilən potensialın qiymətini dəyişməklə, fotoelektron cərəyanının volt-ampere xarakteristikası (şəkil 1.4.3) çəkilir. Şəkildən (şəkil 1.4.3) görüldüyü kimi absis oxunda kollektorla katod arasındakı potensiallar fərqi, ordinatda isə cərəyan şiddətinin elektrodun yükünə olan nisbəti göstərilir. Kollektora verilən potensial elektronlara qarşı ləngidici təsir göstərir. Bu ləngidici potensialın həqiqi qiyməti:

$$U_{C-h} = U_{C-o} + U_{k.p.f} \quad (1.4.7)$$



Şəkil 1.4.3. Kollektor cərəyanının tətbiq olunan potensialdan asılılığı

isə ləngidici sahəyə uyğun gəlir. Düz xətti hissədən əyri xətti hissəyə keçid nöqtəsinin absisi isə elektrodlar arasındakı həqiqi potensiallar fərqinin sifıra bərabər olduğu qiymətlə üst-üstə düşür. Həmin nöqtənin absisi:

$$U_{C,h} = U_{C,o} + U_{k,p,f} = 0$$

və ya

$$U_{C,o} = -U_{k,p,f}.$$

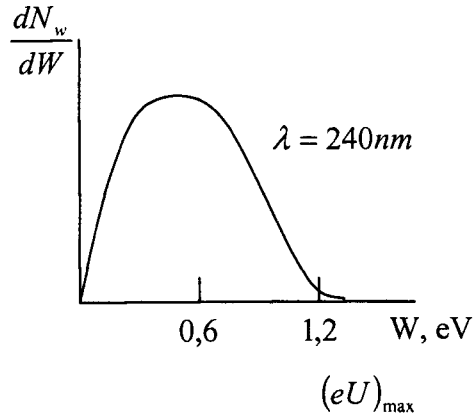
Kollektora verilən **ləngidici potensialı** artırdıqca, kollektora gəlib çatan fotoelektronların sayı (I_C – kollektor cərəyanının qiyməti) azalır. Nəhayət, U_C – kollektorun potensialı elə bir qiymət alır ki, potensialın həmin qiymətində I_C – kollektor cərəyanı sifıra bərabər olur. U_C – potensialının bu qiyməti **qapayıcı potensial** ($U_{C,q}$) adlanır. Kollektorun potensialı $U_{C,q}$ -dən kiçik olduqda kollektora heç bir elektron gəlmir. Deməli, potensialın ($U_{C,q}$) qapayıcı qiymətində kollektora Fermi səviyyəsindən çıxmış və metalın daxilində öz enerjisini itirməmiş elektronlar gəlir. Bu halda:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\max} = eU_{e,q}. \quad (1.4.8)$$

Kollektorun ləngidici potensialının müxtəlif qiymətlərində fotoelektron cərəyanının volt-ampere xarakteristikası fotoelektronların enerjiyə görə paylanması üçün integral əyrisini verir. Enerjiləri W -lə $W + dW$ aralığında olan elektronların sayını dN_w ilə işarə etdikdə, enerjiləri W_1 -dən böyük olan elektronların yaratdığı cərəyan:

$$I_e = e \int_{W_1}^{W_{\max}} dN_w. \quad (1.4.9)$$

Adi paylanma əyrisinə keçmək üçün kollektorun volt-ampere xarakteristikasını differensiallamaq lazımdır. Volt-ampere xarakteristikasının differensiallanması fotoelektronların enerjilərə görə paylanma funksiyasını verir (şəkil 1.4.4). Şəkilə dalğa uzunluğu $\lambda = 240 \text{ nm}$ olan işıq təsir etdikdə mis (Cu) katod üçün fotoelektronların enerjilərə görə paylanma əyrisi təsvir olunur. Şəkildən görünür ki, fotoelektronların ən ehtimalı enerjisi onların maksimum enerjisinin təqribən yarısına bərabərdir. Işıq fotonlarının tezliyini artırırdıqda elektronların maksimal enerjisi və uyğun olaraq $U_{C,q}$ – qapayıcı potensialı da artır. Bunlarla yanaşı, ən ehtimalı enerjinin qiyməti də artır, yəni bütün paylanma əyrisinin maksimumu yüksək enerjilər



Şəkil 1.4.4. Mis (Cu) – fotokatod üçün fotoelektronların enerjiyə görə paylanma əyrisi

oblastına tərəf sürüşür. Bu halda ən ehtimallı enerjinin qiymətinin maksimal enerjinin qiymətinə olan nisbəti dəyişmir.

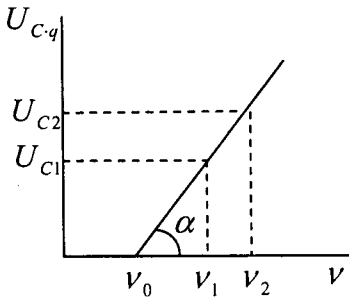
Qapayıcı potensial üsulu fotoelektron emissiyasının qırmızı sərhəddini, metalların çıxış işini və Plank sabitinin qiymətini də təyin etməyə imkan verir. (1.4.6) və (1.4.8) ifadələrinin müqayisəsindən:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_{C.q} = h(\nu - \nu_0),$$

$$eU_{C.q} = h(\nu - \nu_0)$$

və

$$U_{C.q} = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0) \quad (1.4.10)$$



Şəkil 1.4.5. Həqiqi qapayıcı potensialın işıq kvantlarının tezliyindən asılılığı

Beləliklə, işıq fotonlarının ν – tezliyinin bir neçə qiymətində $U_{C.q}$ – qapayıcı potensialı ölçüb, $U_{C.q} = f(\nu)$ asılılığını qurduqda (şəkil 1.4.5), absis oxunu hər hansı ν_0 – qiymətində kəsən, tezliyin qırmızı sərhədinin qiyməti alınır. Bu düz xəttin meyil bucağına görə isə $tg\alpha = \frac{h}{e}$ ni-

sbəti təyin edilir. Buradan isə

Plank sabiti hesablanır. Bu üsulla tapılmış Plank sabitinin və çıxış işinin qiymətlərinin digər üsullarla tapılan qiymətlərlə eyni olması, fotoeffekt haqqında Eynşteyn qanununun doğru olduğunu sübut edir.

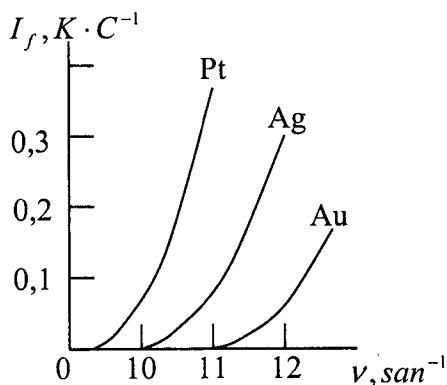
§1.4.2. Metal fotokatodların spektral xarakteristikası

Metal fotokatodun spektral xarakteristikasının (fotoelektron cərəyanının onu yaradan işıq kvantlarının tezliyindən asılılığının) tədqiqi göstərmişdir ki, işıq kvantlarının tezliyi (ν) artdıqca, fotokatodun fotohəssaslığı da artır (şəkil 1.4.6). Qələvi metalların spektral xarakteristikalarında isə maksimumlar müşahidə olunur. Spektral xarakteristikaların müşahidə olunan gedişini izah etmək üçün metalların enerji diaqramına baxaq (şəkil 1.4.1).

Məlumdur ki, aşağı temperaturda fotokatoddan elektronlar yalnız o halda çıxır ki, həmin metalın üzərinə düşən işıq kvantının tezliyi $h\nu_0 = \chi_0$ şərtini ödəsin. Tezliyi ν_0 -dan ν_1 -ə qədər artırıq və fərz edək ki, ν_1 qoyulan şərti ödəyir:

$$h\nu_1 + \varepsilon_1 = W_0. \quad (1.4.11)$$

Məlumdur ki, bu zaman enerjisi ε_1 -lə ε_f arasında olan elektronlardan $h\nu_1$ kvantını udanlar metaldan emissiya olunur. $h\nu_2 + \varepsilon_2 = W_0$ şərti daxilində tezliyi ν_2 -ə qədər artırıqsaq, onda enerjiləri ε_2 - ilə ε_f - arasında olan $h\nu_2$ - kvantını udan elektronlar metaldan çıxa bilər. Beləliklə, katodun səthinə düşən işıq kvantlarının tezliyi artdıqca, fotoemissiya prosesində iştirak edən elektronların sayı da artır. Bu isə fotocərəyanın artmasına səbəb olur.



Şəkil 1.4.6. Müxtəlif metallardan hazırlanmış fotokatodların spektral xarakteristikası.

Metal fotokatodun spektral xarakteristikasını təsvir edən tənliyi müəyyənləşdirmək üçün $T = 0K$ və $\nu \approx \nu_0$ olduğunu qəbul edək. Metalın daxilində impulsları P_x ilə $P_x + dP_x$ aralığında olan elektronların sayı:

$$dn_{P_x} = \frac{2\pi(P_f^2 - P_x^2)}{h^3} dP_x \quad (1.4.12)$$

Burada fərz olunur ki, x – oxu metalın səthinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlib və vahid zamanda metalın səthinin vahid sahəsinə çıxan elektronların sayı:

$$d\nu_{P_x} = \nu_x \cdot dn_{P_x} = \frac{2\pi(P_f^2 - P_x^2)P_x}{h^3 m} dP_x \quad (1.4.13)$$

Əgər a – əmsalı elektronların hansı hissəsinin fotokatoda düşən işıq kvantını udduğunu ifadə edirsə, onda (1.4.13) ifadəsini a və e -yə vurub elektronların metaldan çıxma şərtini ödəyən impuls diapazonunda inteqralladıqda fotocərəyanın sıxlığını tapmaq olar. $T = 0K$ -də maksimum enerji ε_f – Fermi enerjisi və buna uyğun impuls isə $P_f = \sqrt{2m\varepsilon_f}$ olduğundan, inteqrallamanın yuxarı sərhədi sonuncu ifadə ilə verilməlidir. İnteqralın aşağı sərhədini təyin etmək üçün isə fərz olunur ki, müəyyən ε_{\min} – enerjivə malik elektron $h\nu$ kvantını udaraq metaldan çıxır:

$$h\nu + \varepsilon_{\min} = W_0$$

və ya

$$\varepsilon_{\min} = W_0 - h\nu.$$

Bu zaman ε_{\min} -ə uyğun impuls $P_{\min} = \sqrt{2m(W_0 - h\nu)}$ və inteqrallamanın aşağı sərhədini təyin edir. Beləliklə, (1.4.13) ifadəsinə əsasən fotocərəyanın sıxlığı:

$$\begin{aligned}
j_f &= e \int_{\sqrt{2m(W_0-h\nu)}}^{\sqrt{2m\varepsilon_f}} a \frac{2\pi(P_f^2 - P_x^2)P_x}{h^3 m} dP_x = c \int_{\sqrt{2m(W_0-h\nu)}}^{\sqrt{2m\varepsilon_f}} (P_f^2 - P_x^2)P_x dP_x = \\
&= \frac{1}{2} c \int_{\sqrt{2m(W_0-h\nu)}}^{\sqrt{2m\varepsilon_f}} (P_f^2 - P_x^2) d(P_f^2 - P_x^2) = -\frac{c}{2} \left[(P_f^2 - P_x^2)^2 \right]_{\sqrt{2m(W_0-h\nu)}}^{\sqrt{2m\varepsilon_f}} = \\
&= -c_1 \left\{ (2m\varepsilon_f - 2m\varepsilon_f)^2 - [2m\varepsilon_f - 2m(W_0 - h\nu)]^2 \right\} = \\
&= c_1 \cdot 4m^2 (\varepsilon_f - W_0 + h\nu)^2 = c_2 (h\nu - \chi_0)^2 = \\
&= c_2 (h\nu - h\nu_0)^2 = c_3 (\nu - \nu_0)^2
\end{aligned}$$

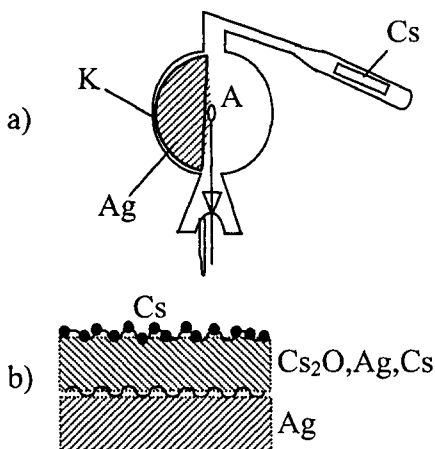
Burada $c = \frac{2\pi e a}{h^3 m}$, $c_1 = \frac{c}{2}$, $c_2 = c_1 4m^2$, $c_3 = c_2 h^2$,

$W_0 - \varepsilon_f = \chi_0$ və $\chi_0 = h\nu_0$ əvəzləmələri nəzərə alınmışdır. Nəhayət, fotoelektron emissiya cərəyanının sıxlığı:

$$j_f = c_3 (\nu - \nu_0)^2. \quad (1.4.14)$$

Metalların enerji diaqramının xüsusiyyətlərinə görə işıq kvantlarının enerjisinin müəyyən $h\nu_b = W_0$ qiymətində spektral xarakteristikanın gedişi dəyişməlidir. Məsələ burasındadır ki, tezliyin sonrakı böyüməsində emissiyada iştirak edən elektronların enerji diaqramının dəyişməsi baş vermir (şəkil 1.4.6). Çünki işığın tezliyinin böyük qiymətlərində fotonun elektronlar tərəfindən udulma ehtimalı kiçilir. Bu səbəbdən tezliyin ν_b – **böhran qiymətindən** böyük qiymətlərində fotocərəyanın qiyməti də kiçilir. Başqa sözlə, ν_b – tezliyi ətrafında spektral xarakteristika maksimumdan keçir. Qələvi metallar üçün W_0 – kiçik olduğundan, həmin maksimum ya optik spektrin görünən, ya da yaxın ultrabənövşəyi, çıxış işi böyük olan metallarda isə – uzaq ultrabənövşəyi oblastına düşür. Bu səbəbdən də sonuncu həddə həmin maksimumu müşahidə etmək çətin olur. Metalların

çıxış işi böyük olduğundan onların spektral xarakteristikaları spektrin görünən oblastını tam əhatə etmir. **Metal fotokatodların** kvant çıxışı kiçikdir. Ona görə də praktiki baxımından metal fotokatodlardan az istifadə olunur. Çıxış işi kiçik olan **yarımkeçirici fotokatodlardan** istifadə etmək daha əlverişlidir. Yarımkeçirici fotokatodlardan ən geniş tətbiq tapanı O₂-Cs-dur. Bu katodlara bəzən sezium fotokatodları da deyilir.



Şəkil 1.4.7. Sezium-oksidi fotokatodun hazırlanmasında istifadə olunan: qurğu (a) və fotokatodun (b) quruluşu

O₂-Cs fotokatodu aşağıdakı qayda ilə hazırlanır. Şüşə kolbanın daxili səthinin yarısı nazik Ag təbəqəsi ilə örtülür. Bu təbəqə katod rolunu oynayır (şəkil 1.4.7 a, b). Kolbanın mərkəzində üzük (halqa) şəkilli A – anodu, yuxarı hissəsində isə – içərisində Cs olan **ampula** yerləşdirilir. Bundan sonra kolbanın içərisində vakuüm yaradılaraq buraya müəyyən təzyiqlə **təsirsiz qaz** doldurulur və **elektrik boşalması (səyriyyə boşalma)** alınır. Bu zaman Ag – üzərində Ag₂O – gümüş oksidi təbəqəsi əmələ gəlir. Sonra yüksək tezlikli elektrik sobası vasitəsilə ampula qızdırılır və onun içərisindəki Cs – buxarlanaraq qabı doldurur. Cs atomları Ag₂O üzərinə qonaraq Cs₂O yaradır. Həmin oksid təbəqəsinin üzərində Cs – atomlarının monoatom layı əmələ gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, Cs₂O – təbəqəsinin daxilində Cs və Ag – atomları da mövcud olur. Bu katodun sxematik quruluşu şəkil 1.4.7-də göstərilmişdir. Cs₂O-ın çıxış işi 0,9 ÷ 1,0eV arasında dəyişir. Onun spektrinin qırmızı sərhədi **infraqırmızı oblasta** düşür, kvant çıxışı

isə metallarinkından böyükdür. Spektral xarakteristikasının maksimumu ultrabənövşəyi oblastda yerləşir və xarakteristikasının maksimumunda kvant çıxışı $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ elektron/kvant. Cs_2O – fotokatodunun spektral xarakteristikası şəkil 1.4.8-də verilmişdir.

Seziyum-oksidi fotokatodu n -tip yarımkəçiricidir. Bu fotokatodun enerji diaqramı şəkil 1.4.9-da təsvir edildiyi kimidir və onun qadağan olunmuş zolağında keçirici zonanın yaxınlığında (iki dayaz Cs və nisbətən dərin Ag) donor səviyyəsi var. Birinci halda, otaq temperaturundan aşağı temperaturda keçirici zonada olan elektronların işığın təsiri ilə çıxmasını nəzərə almadan, düşən işığın tezliyi üçün

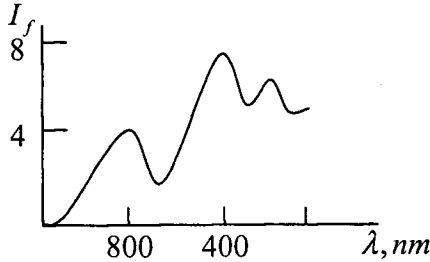
$$h\nu_1 = W_0 - \varepsilon_{\text{Cs}} = \chi_{\text{xar}} + \varepsilon_{\text{Cs}}$$

şərti ödənilir. Bu halda Cs – atomlarına uyğun donor səviyyəsindəki elektronlar emissiya edir. Fotokatodun üzərinə düşən fotonların tezliyini ν_1 -dən başlayaraq artırırdıqda I_f – fotocərəyan əvvəlcə artır, sonra isə azalır.

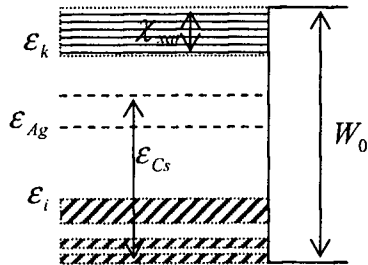
İkinci halda isə fərz edək ki, düşən işıq kvantları

$$h\nu_2 = W_0 - \varepsilon_{\text{Ag}} = \chi_{\text{xar}} + \varepsilon_{\text{Ag}}$$

şərtini ödəyir. Onda fotokatod Ag – atomuna uyğun donor səviyyəsindən elektronlar emissiya edir. Tezliyi ν_2 -dən baş-



Şəkil 1.4.8. Seziyum-oksidi fotokatodun spektral xarakteristikası



Şəkil 1.4.9. Seziyum-oksidi fotokatodun enerji diaqramı

layaraq, artırıqda fotocərəyan da əvvəlcə artır, lakin ν -nün müəyyən qiymətindən sonra azalır. Təcrübədə alınan spektral xarakteristika göstərilən qanunauyğunluqla dəyişir. Cs-u digər qələvi metalla əvəz etdikdə, spektral xarakteristikada qırmızı sərhədin, eləcə də birinci maksimumun vəziyyəti dəyişir, 2-ci maksimumun vəziyyəti isə dəyişmir. Əgər Ag atomu Cs atomu ilə yox, başqa bir element atomu ilə əvəz olunsa, onda fotoemissiyanın spektrinin qırmızı sərhədinin və birinci maksimumunun vəziyyəti dəyişməz qalar. İkinci maksimumun vəziyyəti isə dəyişir. Təcrübədə bu halın müşahidə edilməsi spektral xarakteristika üçün yuxarıda irəli sürülən izahatın doğruluğunu təsdiq edir.

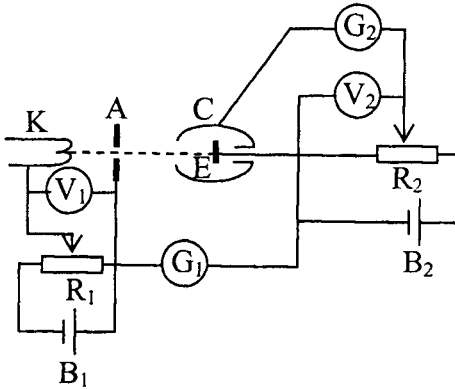
FƏSİL 1.5

İKİNCİ ELEKTRON EMİSSİYASI

§1.5.1. Metal və yarımkəçirici katodlarda ikinci elektron emissiyası

Artıq qeyd edildiyi kimi elektron emissiyasının maraqlı və geniş praktiki tətbiq tapan bir növü də müxtəlif materiallardan – metal və yarımkəçiricilərdən baş verən ikinci elektron emissiyasıdır.

Əvvəlcə metallardan baş verən ikinci elektron emissiyası hadisəsinə baxaq.

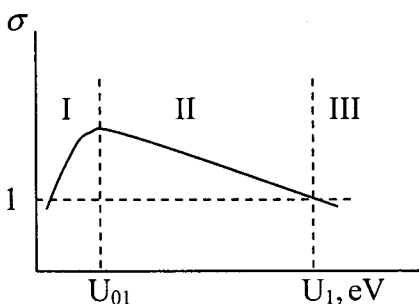


Şəkil 1.5.1. Metallardan ikinci elektron emissiyasını tədqiq etmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi:

K – katod, A – anod, C – kollektor, B₁, B₂ – sabit cərəyan mənbələri, R₁, R₂ – potensiometr, G₁, G₂ – qalvanometr, V₁, V₂ – voltmetr, E – emitter

Vakuumda metalın səthini sürətli elektronlar dəstəsi ilə bombardman etdikdə, ilkin (birinci) elektron dəstəsinin əksinə istiqamətdə katodu tərk edən ikinci elektronların seli

müşahidə olunur. Bu elektronlara **ikinci elektronlar** deyilir. Vahid zamanda katoddan çıxan ikinci elektronların sayı, birinci dəstənin enerjisinin yüksək qiymətlərində səthi bombardman edən elektronların sayından çox olur. Cismin səthini elektronlar seli bombardman edərkən həmin cisimdən elektron çıxması hadisəsi **ikinci elektron emissiyası** adlanır. İkinci elektron emissiyası hadisəsini tədqiq etmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi şəkil 1.5.1-də göstərilmişdir. İkinci elektron emissiyası prosesində n_2 – ikinci elektronların sayı, n_1 – birinci elektronların sayı ilə düz mütənasibdir:



Şəkil 1.5.2. Metalda ikinci elektron emissiyası əmsalının birinci elektronların enerjisindən asılılığı

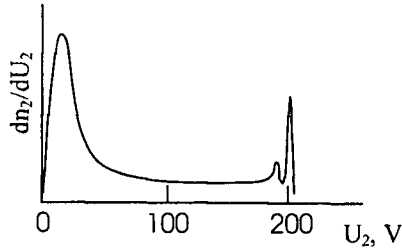
$$n_2 = \sigma \cdot n_1.$$

Burada σ – mütənasiblik əmsalı ikinci elektron emissiyasının əmsalı adlanır. Bu əmsal bir dənə birinci elektronun neçə dənə ikinci elektron yaratdığını göstərir. İkinci və birinci elektronların yaratdığı cərəyanların arasında ($I_2 = \sigma_1 I$) münasibəti

mövcuddur. Müəyyən edilmişdir ki, $\sigma = f(eU_1)$ əmsalı birinci dəstənin enerjisindən asılıdır. Metallar üçün σ – əmsalı 0,5÷1,8 intervalında dəyişir. σ – əmsalının birinci elektronların enerjisindən asılılığı şəkil 1.5.2-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, ikinci elektron emissiyası əmsalı birinci elektronların enerjisindən asılı olaraq əvvəlcə artır, sonra isə maksimumdan keçərək tədricən azalır. Birinci elektronların enerjisinin böyük qiymətlərində ikinci elektron emissiyası əmsalının maksimumdan keçərək azalmasına səbəb, çox böyük enerjili birinci elektronların metalın daha dərinliklərinə nüfuz etməsindən və belə böyük dərin-

liklərdə yaranan ikinci elektronların metalın qəfəs ionları və digər elektronlarla toqquşaraq enerjisini itirdiyindən kənara çıxma bilməməsidir.

Şəkil 1.5.1-də təsvir edilmiş qurğunun köməyi ilə ikinci elektronların enerjilərə görə paylanmasını tədqiq etmək olar. Bunun üçün C – kollektoruna ikinci elektron katoduna nəzərən müxtəlif mənfi potensiallar verib, kollektor cərəyanının



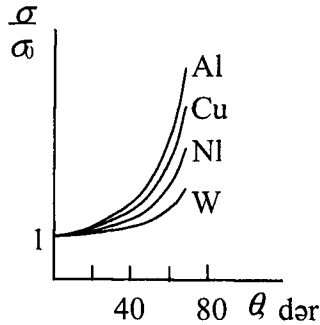
Şəkil 1.5.3. İkinci elektron emissiyasında ikinci elektronların enerjilərə görə paylanması

nın volt-ampere xarakteristikasını çəkmək və alınan qrafiki differensiallamaq lazımdır (şəkil 1.5.3).

Şəkildən görüldüyü kimi bu qrafik üç xarakterik oblasta bölünür. Bu oblastlardan kiçik enerjilərə uyğun birincisi emissiya cərəyanının əsasını təşkil edən əsl ikinci elektronlara, sonuncu dar zolaqlı maksimum katoddan elastiki əks olunan birinci elektronlarla, bu iki maksimumun arasındakı kiçik üçüncü maksimum isə qeyri-elastiki əks olunmuş az miqdarda elektronlarla bağlıdır.

Birinci maksimumun vəziyyəti birinci elektronların enerjisindən asılı deyil, sonuncu maksimumun vəziyyəti isə sürətləndirici anod gərginliyindən asılı olaraq yerini dəyişir.

Bu mülahizələr, σ – ikinci elektron emissiyası əmsalının birinci elektronların metalın səthinə düşmə bucağından (θ) asılı olması ilə də təsdiqlənir (şəkil 1.5.4). Düşmə bucağı sıfırdan



Şəkil 1.5.4. Müxtəlif katodlardan ikinci elektron emissiyası əmsalının birinci elektronların metalın səthinə düşmə bucağından asılılığı

fərqli olduqda, yəni birinci elektronların metalın səthinə düşmə bucağı böyüdükcə, σ – ikinci elektron emissiyası əmsalının qiyməti böyüyür, çünki ikinci elektronlar metalın səthinə daha yaxın hissədə yaranır. Şəkil 1.5.4-də θ -nın 90° qiymətinə uyğun olan ikinci elektron emissiyası əmsalı σ_0 – ilə göstərilmişdir.

Dielektriklərdə və yarımkeçiricilərdə də σ – ikinci elektron emissiyası əmsalının qiymətinin birinci elektronların enerjisindən asılılığı metallarda olduğu kimidir. Lakin ikinci elektron katodları dielektrik, yaxud mürəkkəb tərkibli yarımkeçirici olduqda σ – ikinci elektron emissiyası əmsalının qiyməti metallardakına nisbətən bir qədər böyükdür. Dielektrik və yarımkeçiricilərdə ikinci elektron emissiyası əmsalının birinci elektronların eU_1 enerjisindən asılılığını şəkil 1.5.1-də təsvir edilən qurğunun köməyi ilə müəyyənləşdirmək mümkün deyil. Burada başlıca çətinlik, ikinci elektron katodunun yüklənməsindədir. Ona görə də yarımkeçiricilərdə ikinci elektron emissiyası prosesini tədqiq etmək üçün aşağıdakı üsullardan istifadə olunur:

1. **Çox kiçik birinci i_1 – cərəyanından istifadə üsulu.** Bu halda səthdə toplanan yüklər keçirici elektronlar tərəfindən daşınaraq kompensasiya olunur. Ona görə də səthdə çox kiçik miqdarda sabit cərəyan qalır ki, onun da ölçülməsi praktiki çətinlik törədir.

2. **Yarımkeçiricinin temperaturunun yüksək qiymətlərində ikinci elektron emissiyasının tədqiqi.** Yarımkeçiricinin temperaturunu yüksəltdikdə keçirici zonadakı sərbəst elektronların konsentrasiyası artdığından, onun elektrik keçiriciliyi də böyüyür. Uyğun olaraq ikinci-elektron katodunun səthinin yüklənməsi azalır.

3. **İki elektron dəstəsi üsulu.** Bu halda ikinci elektron katodu iki müxtəlif elektron topundan çıxan elektronlar dəstəsi ilə bombardman edilir. Həmin elektron toplarının birindən çıxan kiçik enerjili elektron dəstəsi ilə katodun səthi fasiləsiz bombardman edilir. Bu halda $\sigma < 1$ şərti ödə-

nir. İkinci topdan isə katodun səthinə materialın ikinci elektron emissiyası əmsalının təmin edilməsinin tələb olunduğu eU_1 – enerjili sürətli elektronlar dəstəsi göndərilir. Sonuncu elektron dəstəsi fasiləsiz deyil, böyük dərinlikli və kiçik sürəkliyə malik impulslar şəklində göndərilir. Bu zaman kəsilməz və kifayət qədər intensiv elektron dəstəsinin təsiri hesabına ikinci elektron katodu mənfi yüklənərək, ikinci topun katodunun potensialına malik olur. İkinci elektron topundan cərəyan impulsunun keçmə müddətində ikinci elektron katodunun potensialı azacıq dəyişir və impulsar arasındakı fasilədə birinci elektron topunun köməyi ilə başlanğıc hala qaydır.

Beləliklə, ikinci elektron katodunun potensialı ikinci elektron topunun katoduna nəzərən dəyişməz qalır.

4. Təklənmiş impuls üsulu. Bu üsul hal-hazırda geniş tətbiq olunur. Üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, hədəfin üzərinə sürəkliyi 5-30mks olan birinci elektron impulsları göndərilir. Bu zaman səthə zərbə vuran hər bir elektrona katodun səthində $\sim 10^5$ sayda atom düşür. Nəticədə, səthin elektronlarla uzunmüddətli fasiləsiz bombardmanı zamanı baş verən yüklənməsinin və dağılmasının qarşısı alınır.

§1.5.2. Anomal ikinci elektron emissiyası

1936-cı ildə Malter qabaqcadan oksidləşdirilən və sonra sezium buxarı ilə işlənən alüminiumun səthində ikinci elektron emissiyasını tədqiq edərkən, σ – ikinci elektron emissiyası əmsalının çox böyük (> 1000) qiymət aldığını aşkar etmişdir. Bundan başqa, o, həm də müəyyənləşdirmişdir ki, aşkar edilən effekt ikinci elektron emissiyası hadisəsindən bir sıra xüsusiyyətləri ilə fərqlənir. Belə ki:

1) yeni aşkar edilən emissiya hadisəsi daha ətalətlidir və səthin bombardman edilməsindən sonra yaranan ikinci

elektronların cərəyanı dərhal deyil, tədricən (uzun müddətdə) azalır;

2) σ – ikinci elektron emissiyası əmsalı, birinci elektronların enerjisinin eyni bir qiymətində sabit qalmayıb, I_1 – birinci cərəyanın qiymətindən asılıdır və birinci cərəyanın artması ilə azalır;

3) birinci cərəyanın sabit qiymətində ikinci cərəyan altlığın potensialına nisbətən kollektorun U_k potensialından kəskin asılıdır; kollektorun potensialı artdıqca, ikinci cərəyan da artır.

Müşahidə edilən ikinci elektron emissiyasının bu xüsusiyyətləri ilə bağlı olaraq, o, **anomal ikinci elektron emissiyası** adlandırılmışdır.

Malter anomal ikinci elektron emissiyası prosesini nazik (təqribən $10^{-6} m$ qalınlıqlı) dielektrik təbəqəsi (Cs_2O) olan katodun səthini bombardman edən, birinci elektronlar dəstəsinin ikinci elektron emissiyasını yaratması ilə izah edirdi ($\sigma > 1$).

Bu zaman katodun səthi müsbət yüklənir və nazik alüminium altlığından elektronları dielektrikin keçirici zonasına keçirən güclü sürətləndirici elektrik sahəsi ($10^8 + 10^9 V/m$) əmələ gəlir. Həmin elektronlar elektrik sahəsinin təsiri altında nazik dielektrik təbəqəsində sürətlənərək böyük sürət qazanır və müsbət yüklənmiş təbəqədən onu neytrallaşdırmadan keçir. Beləliklə, məxsusi ikinci elektron emissiyası cərəyanına, həm də böyük qiymətə malik avtoelektron emissiya cərəyanı əlavə olunur və bu, σ – əmsalının anomal böyük qiymətlərinin müşahidə edilməsinə gətirir.

D.V.Zernov anomal ikinci elektron emissiyası hadisəsində baş verən fiziki proseslərə Malterdən fərqli izahat vermişdir. Onun nəzəriyyəsinə görə elektron nazik təbəqədə olan güclü elektrik sahəsinin təsiri altında hərəkət edərək, maddədəki aşqar atomlarını həyəcanlaşdırır və ionlaşdırır. Bunula yanaşı, keçirici zonada sürətli elektronların konsen-

trasiyası və onların təbəqəni tərk etmə ehtimalı artır və əlavə olaraq, ikinci cərəyanın sel xarakterli böyüməsi baş verir. Nəticədə, prosesin ətalətliliyi təkcə təbəqənin səthində müəyyən müddətdə yükün saxlanılmasından deyil, həm də təbəqədə elektronların və deşiklərin rekombinasiya müddətlərindən də asılı olur.

Beləliklə, yekunda demək olar ki, ikinci elektron emissiyası prosesi heç də təbəqənin bütün səthində yox, yalnız aşqar atomlarının yerləşdiyi nöqtələrə uyğun olaraq, onun ayrı-ayrı ləkələrində baş verir. Təcrübədə də məhz bu hal müşahidə edilir.

II HİSSƏ

ELEKTROVAKUUM VƏ İON CİHAZLARI. ELEKTRON OPTİKASININ ƏSASLARI

Elektronikanın yaranması vakuum elektron-ion cihazlarının meydana gəlməsi və tədqiqi, onların sənaye, texnika və məişətdə tətbiqi ilə bağlıdır. Keçən əsrin 50-ci illərindən elektronikada yarımkeçirici cihazlar aktiv elementlər kimi geniş istifadə edilir. Müasir yüksək tezlikli prosessorlar məhz kiçikölçülü yarımkeçirici çiplərin əsasında qurulur. Buna baxmayaraq, elektrovakuum cihazları, xüsusilə də böyük gücə malik elektrovakuum cihazları, müasir elm, texnika və sənayenin bəzi sahələrində hələ də əvəz edilməzdir. Məsələn, böyük gücə malik maqnetronlarda ancaq yüksək cərəyan sıxlığı ilə sürətləndirilmiş elektron dəstələrinin istifadəsi labüddür.

Digər tərəfdən, elektrovakuum və yarımkeçirici cihazların xarakteristikaları arasında, əksər hallarda yüksək dərəcədə oxşarlıq var. Bu elementlərin əsasında qurulmuş elektrik sxemlərinin iş prinsiplərində də oxşar cəhətlər çoxdur.

Elektrovakuum və ion cihazlarının iş prinsipi vakuum və plazmada baş verən proseslərə əsaslanır.

Müasir elm və texnikanın nailiyyətləri bir sıra hallarda müxtəlif növ elektron və ion mikroskoplarının, elektron-şüa borularının və s. tətbiqi ilə sıx bağlıdır. Bu cihazlar klassik optik mikroskoplara və digər optik cihazlara nəzərən bir sıra prinsiplial üstünlüklərə və imkanlara malikdir. Məsələn, elektron və ion mikroskopları bir neçə tərtib kiçik obyektlərin müşahidə edilməsinə imkan verir. İndiyədək ion proyektorlarının vasitəsilə ayrı-ayrı

atomların təsviri alınmışdır. 1983-cü ildə yaradılmış və elektron mikroskoplarından fərqli iş prinsipinə malik olan zond mikroskopları səthin tədqiqi və modifikasiyası imkanlarını daha da artırmışdır.

Oxuculara təqdim edilən bu kitabın II hissəsində elektron və ion cihazlarının xassələri, iş prinsipləri haqqında, eləcə də elektron optikasının əsasları və bir neçə qurğular haqqında məlumat verilir.

FƏSİL 2.1

ELEKTROVAKUUM CİHAZLARI

§ 2.1.1. Elektrovakuum diodu

Vakuum diodu əsasən şüşə balonda (bu məqsədlə bəzi hallarda metaldan hazırlanmış balonlardan da istifadə olunur) yerləşən iki metal elektroddan ibarətdir. Elektrodlardan biri **katod** adlanır və elektron emissiyası baş verən temperatura (oksidli katodlar üçün $\sim 1000^{\circ}\text{C}$) qədər qızdırılır. Qızdırılmayan soyuq elektrod isə **anod** adlanır. Qızdırılmış katoda nəzərən anoda müsbət potensial verildikdə, katod və anod arasında elektron cərəyanı əmələ gəlir. Bu cərəyan **anod cərəyanı** adlanır. Çox vaxt bu cihaza **iki elektrodlu elektron lampası** da deyirlər.

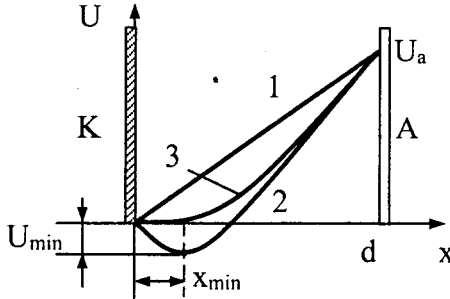
Vakuum diodunun əsas funksiyası dəyişən cərəyanı düzləndirməkdir və ya statik rejimdə sabit cərəyanı yalnız bir istiqamətdə buraxmaqdır.

İkielektrodlu elektron lampasının – **vakuum diodunun – statik volt-ampər xarakteristikasını** müəyyənləşdirmək üçün onun bir-birindən d məsafədə yerləşən müstəvi elektrodlar şəklində təsvir olunmuş ən sadə modelinə baxaq (şəkil 2.1.1).

Fərz edək ki, diodun təşkil olunduğu müstəvi elektrodların eninə ölçüləri sonsuzdur. Bu fərziyə çərçivəsində diodda baş verən elektron proseslərini bir koordinatlı sistemlə təsvir etmək olar.

Belə bir sxemə malik vakuum diodunda katod soyuq olduqda və anoda katoda nəzərən müsbət potensial verildikdə onun elektrodları arasında **bircins elektrostatik sahəsi** yaranar. Bu halda katodla anod arasındakı fəzada gərginlik düşgüsü həmin elektrodların arasındakı məsafədən asılı olaraq xətti qanunla dəyişər (şəkil 2.1.1-də 1). Katod ter-

moelektron emissiyası baş verən temperatura qədər qızdırıldıqda **katod-anod dövrəsində** elektron cərəyanı (anod cərəyanı) əmələ gəlir və katod-anod aralığında potensialın paylanması forması dəyişir – xətti olmur. Anod cərəyanının böyük qiymətlərində isə diodda katodun səthi yaxınlığında potensial minimumu əmələ gəlir (şəkildə 2.1.1-də 2) və



Şəkil 2.1.1. Müstəvi vakuum diodunda müxtəlif hallarda katod-anod aralığında potensialın paylanmasının sxematik təsviri

cərəyanın fəza yükü ilə (həcmi yüklə) məhdudlaşması baş verir.

Katod üzərində potensialın sifıra, anod üzərində isə U_a -a bərabər olduğu

$$\begin{aligned} x=0, \quad \frac{dU}{dx} = 0, \quad U = 0. \\ x=d, \quad U = U_a. \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

sərhəd şərtləri daxilində və fəza yükünün dioddakı cərəyanın sıxlığı ilə

$$j_e = -\rho_e v = -\rho_e \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (2.1.2)$$

şəkildə əlaqədar olduğunu nəzərə alaraq, baxılan sistem üçün **Puasson tənliyini**

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{\sqrt{U}}. \quad (2.1.3)$$

şəklində yazmaq olar. Bu tənliyi həll etmək üçün

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = 2 \frac{dU}{dx} \frac{d^2U}{dx^2}. \quad (2.1.4)$$

kimi başqa bir diferensial operatorndan istifadə edib və sonuncu ifadənin sağ tərəfindəki ikinci tərtib törəməni Puason tənliyinin vasitəsilə əvəzləsək

$$d \left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = 2 \frac{j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{dU}{\sqrt{U}} = \frac{4j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} d(U^{1/2}) = \frac{j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} d(U^{1/2}) \quad (2.1.5)$$

alınar. (2.1.5) ifadəsini inteqralladıqdan sonra isə

$$\left(\frac{dU}{dx} \right)^2 = \frac{j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} U^{1/2}. \quad (2.1.6)$$

olar. Buradan:

$$\frac{dU}{dx} = \sqrt{\frac{j_e}{\varepsilon_0} \frac{8m}{e}} U^{1/4}. \quad (2.1.7)$$

Sonuncu tənlikdə dəyişənləri ayırırıb

$$\frac{dU}{U^{1/4}} = \sqrt{\frac{j_e}{\varepsilon_0} \frac{8m}{e}} dx, \quad \frac{dU}{U^{1/4}} = \frac{4}{3} d(U^{3/4}), \quad (2.1.8)$$

inteqrallama apardıqdan sonra:

$$\frac{4}{3}U^{3/4} = \sqrt{\frac{j_e}{\varepsilon_0}} \sqrt{\frac{8m}{e}} x. \quad (2.1.9)$$

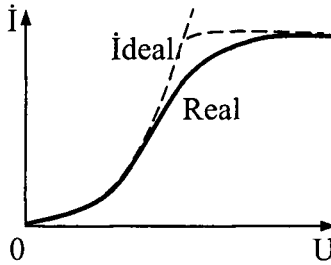
$$\frac{16}{9}U_a^{3/2} = \frac{j_e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} d^2. \quad (2.1.10)$$

və nəhayət,

$$j_e = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}. \quad (2.1.11)$$

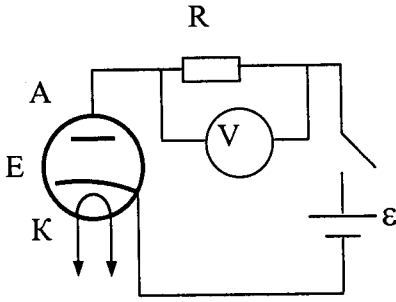
Alınan (2.1.11) ifadəsi **vakuum diodunun volt-ampər xarakteristikasının analitik ifadəsi** olub, Çayld-Lenqmür və ya **3/2 qanunu** adlanır.

Vakuum diodunun real volt-ampər xarakteristikası isə 3/2 qanunundan müəyyən qədər fərqlənir (şəkil 2.1.2)



Şəkil 2.1.2. İdeal və real vakuum diodunun volt-ampər xarakteristikaları

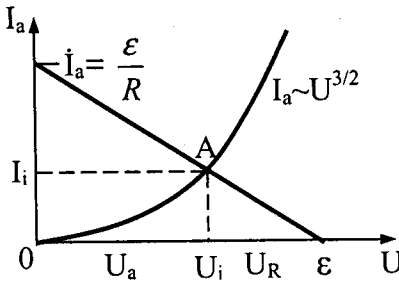
Bu fərqi başlıca səbəbləri katodun müxtəlif hissələrinin qeyri-bərabər qızması və qeyri-ekvipotensiallığı, eləcə də katoddan emissiya olunan ayrı-ayrı elektronların sürətlərinin bir-birindən fərqlənməsidir. Belə ki, katodun mərkəzində temperaturun onun kənarlarındakı temperatura nəzərən daha yüksək və katod boyunca gərginlik düşgüsünün



Şəkil 2.1.3. Vakuum diodunun işçi rejimdə dövrəyə qoşulma sxemi

olması hesabına katodan çıxan elektronlar müxtəlif temperatura malik olur və buna görə onların başlanğıc sürətləri də bir-birindən fərqlənir. Belə qüsurların bir qisminin təsirini aradan qaldırmaq və ya azaltmaq üçün katodu və cərəyanın yaranmasını təmin edən sərbəst elektronların mənbəyini (emitteri) biri-birindən ayırırlar. Daha doğrusu, vakuum diodlarında (eləcə də digər elektrovakuum cihazlarında) **birbaşa qızdırılmayan katodlardan** istifadə olunur (şəkil 2.1.3-də E və K).

İşçi rejimdə vakuum diodları, adətən, müəyyən bir R yükü ilə (işlədici ilə) ardıcıl qoşulmuş olur (şəkil 2.1.3). Belə bir elektrik dövrəsində cərəyanın qərarlaşmış (işçi) qiymətini tapmaq üçün bir qayda olaraq,



Şəkil 2.1.4. Vakuum diodunun işçi nöqtəsinin təyin olunması.

asılılıq üçün qurulmuş qrafiklərdə təsvir olunmuş ayrilərin kəsişdiyi nöqtə **cihazın işçi nöqtəsinə** göstərir (şəkil 2.1.4).

Artıq qeyd etdiyimiz kimi vakuum diodları, əksər halarda dəyişən cərəyanın düzləndirilməsi üçün istifadə edilir.

olması hesabına katodan çıxan elektronlar müxtəlif temperatura malik olur və buna görə onların başlanğıc sürətləri də bir-birindən fərqlənir. Belə qüsurların bir qisminin təsirini aradan qaldırmaq və ya azaltmaq üçün katodu və cərəyanın yaranmasını təmin edən sərbəst elektronların mənbəyini (emitteri) biri-birindən ayırırlar. Daha doğrusu, vakuum diodlarında (eləcə də digər elektrovakuum cihazlarında) **birbaşa qızdırılmayan katodlardan** istifadə olunur (şəkil 2.1.3-də E və K).

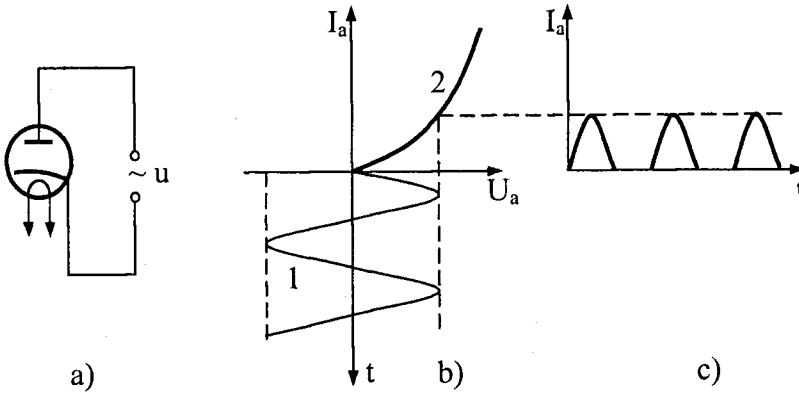
$$\mathcal{E} = IR + U_w$$

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} - \frac{U_a}{R}$$

volt-ampere xarakteristikasından və Çayld-Lenqmür qanunundan istifadə edilir (burada U_a – dioda tətbiq olunan gərginlik, \mathcal{E} – mənbəyin e.h.q-dir).

Eyni şəraitdə həmin iki

Bu prosesin həyata keçirildiyi sadə elektrik dövrəsində sinusoidal gərginlik halında (şəkil 2.1.5, a) – dioda tətbiq edilən gərginliyin zamandan asılılığı və dioddan keçən cərəyanın volt-ampər xarakteristikası (şəkil 2.1.5, b, 1 və 2), eləcə də dioddan keçən cərəyanın zamandan asılılığı (şəkil 2.1.5, c) sxematik olaraq şəkil 2.1.5-də təsvir olunur.



Şəkil 2.1.5. Vakuum diodu ilə dəyişən cərəyanın bir yarımperiodlu düzləndirilməsinin sxematik təsviri

Şəkildə göstərilən halda sinusoidal gərginliyin mənfi yarımperiodunda dioddan cərəyan keçmir. Buna görə dövredə yalnız **biristiqamətli cərəyan** mövcud olur.

Vakuum diodunun əsas **statik parametrləri** onun VAX-nın **dikliyi, differensial (daxili) müqaviməti, statik müqaviməti** və **tutumudur**.

Vakuum diodunun volt-ampər xarakteristikasının dikliyi

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}$$

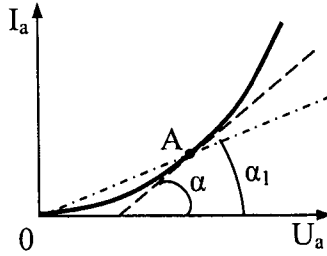
cihazdan keçən cərəyanın anod gərginliyinə görə törəməsinə deyilir.

Bu kəmiyyət mA/V-la ölçülür. mA/V-un ölçü dərəcəsi Om^{-1} olduğundan və bu kəmiyyət özü, adətən, **Simens** ad-

landırıldığından, diklik S -lə işarə olunur və onun ölçü vahidi Simensdir. Vakuum diodunun volt-ampər xarakteristikaşı $3/2$ qanununa ($i_a \sim U^{3/2}$) tabe olduğundan, onun dikliyi:

$$S = \frac{2\varepsilon_0}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{1/2}}{d^2}. \quad (2.1.12)$$

Cihazın volt-ampər xarakteristikasına çəkilən toxunanın gərginlik oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi xarakteristikanın dikliyinin həndəsi mənasını göstərir (şəkil 2.1.6)



Şəkil 2.1.6. Diodun VAX-nın dikliyinin həndəsi mənasının qrafiki təsviri ($S = \operatorname{tg}\alpha$)

Vakuum diodundakı anod gərginliyinin dioddan axan cərəyana görə törəməsi

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1}{S}$$

onun **differensial (daxili) müqaviməti** adlanır [R_i] = Om . Anod gərginliyinin dioddan axan cərəyana nisbəti

$$R_o = \frac{U_o}{I_o}$$

isə cihazın sabit cərəyana görə müqaviməti, yaxud da **statik müqaviməti** adlanır.

Əgər (2.1.12)-ni və R_i -in ifadəsini nəzərə alsaq:

$$R_0 = \frac{U_a}{\frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{U_a^{3/2}}{d^2}}} = \frac{3}{2} \frac{1}{S} = \frac{3}{2} R_i \quad (2.1.13)$$

Beləliklə, vakuüm diodunun sabit cərəyana görə (statik) müqaviməti onun differensial müqavimətindən 1,5 dəfə böyükdür. Bunun səbəbi şəkil 2.1.6-dan aydın görünür (α – bucağı α_1 – bucağından böyükdür).

Anodla katod öz aralarında bir kondensator sistemi yaratdıqlarından, vakuüm diodu həm də müəyyən elektrik tutumuna malik cihazdır. Bəzi hallarda onun işində bu tutumun mövcudluğunu hökmən nəzərə almaq lazımdır. Soyuq katod halında (kəzərmə cərəyanı olmadıqda) diodun tutumu:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (2.1.14)$$

Dioddan cərəyan axdıqda isə elektrik sahəsi dəyişdiyindən diodun tutumu da dəyişər. Katod qızdırıldıqda vakuüm diodunun tutumu:

$$C' = \frac{dq_a}{dU_a} \quad (2.14, a)$$

Bu halda cihazın müstəvi elektrodlarının S sahəsi ilə onların yaratdığı kondensatorun yükü arasındakı əlaqə

$$q_a = \epsilon_0 S E_a \quad (2.1.15)$$

şəklində təyin olunur. Burada

$$E_a = \sqrt{\frac{j_e}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{8m}{e}} U^{1/4}} \quad (2.1.16)$$

anod üzərindəki elektrik sahəsinin intensivliyidir. (2.1.15) və (2.1.16) ilə yanaşı, (2.1.10) ifadəsini də nəzərə aldıqda:

$$E_a = \frac{4}{3} \frac{U_a^{3/4}}{d} U^{1/4} = \frac{3}{4} \frac{U_a}{d}, \quad q_a = \varepsilon_0 S \frac{4}{3} \frac{U_a}{d}.$$

Buradan isə vakuum diodunun tutumu üçün

$$C' = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon_0 S}{d} = \frac{4}{3} C \quad (2.1.17)$$

ifadəsi alınır.

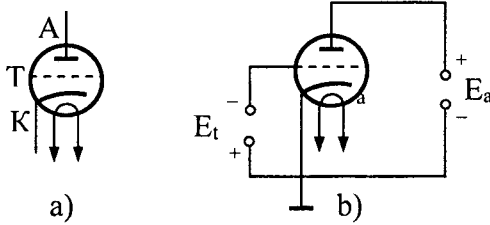
Katod qızdırıldıqda (ondan termoelektron emissiyası baş verdikdə) emissiya olunmuş elektronların yaratdığı **fəza yükü** hesabına vakuum diodunun elektrodlar arasındakı elektrik sahəsinin orta qiyməti kiçilir. Buna görə də qızdırılmış katodlu diodun tutumu soyuq katodlu dioddakı ilə müqayisədə böyük olur (2.1.17).

§2.1.2. Elektrovakuum triodu

Vakuum triodu, yaxud da **üç elektrodlu elektron lampası** – şüşə, yaxud metal balonda yerləşən üç elektroda malik elektrovakuum cihazıdır. Bu elektrodlardan biri katod (K), biri anod (A), onların aralığında yerləşən üçüncüsü isə – **tordur** (T) (şəkil 2.1.7). İş rejimində katod termoelektron emissiyası baş verən temperatura qədər qızdırılır, anod isə soyuq saxlanılır.

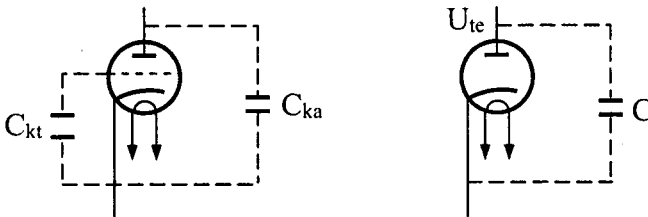
Vakuum diodundan fərqli olaraq, trioda anodla katodun aralığında yerləşdirilmiş torşəkilli üçüncü elektrod anod cərəyanını idarə edir. Triodda tor katoda daha yaxın yerləşdirilir. Buna görə də onun **katoddan çıxan elektron selinə** və uyğun olaraq, anod cərəyanına təsiri daha böyük olur. Məhz bu səbəbdən torun vasitəsilə anod dövrəsində axan cərəyanı idarə etmək mümkün olur. Triodun əsas funksiyası dəyişən zəif elektrik siqnallarını gücləndirilmək-

dir. Triod dövrəyə müxtəlif sxemlər üzrə qoşula bilər. Ən geniş tətbiq olunan sxem, **ümumi torla qoşulma sxemidir** (şəkil 2.1.7):



Şəkil 2.1.7. Triodun sxematik təsviri (a) və ümumi torla qoşulması sxemi (b)

Torun katoda nəzərən potensialı müsbət olarsa ($U_t > 0$), katoddan çıxan elektron seli (katod cərəyanı) tor və anod arasında paylanır: $I_k = I_t + I_a$. Torun potensialı mənfə olduqda ($U_t < 0$) isə katoddan çıxan elektronlar artıq tora düşə bilmir və torun cərəyanı sıfır olur: $I_k = I_a$. Triod **ümumi tor sxemində** işlədikdə, dövrəyə daxil olan başqa elementlərin mövcudluğundan asılı olaraq, burada müəyyən cərəyan reallaşır. Belə halda triodu ekvivalent, yəni dövrədəki cərəyanın qiyməti dəyişmədiyi, diodla əvəz etmək olar (şəkil 2.1.8). Aydın ki, **ekvivalent dioda**, trioda nəzərən başqa gərginlik tətbiq olunmalıdır. Həmin gərginliyi qiymətləndirmək üçün elektrodlar arasındakı (katodla tor arasındakı C_{kt} və katodla anod arasındakı C_{ka}) tutumlar nəzərə alınmalıdır:



Şəkil 2.1.8. Triodun ekvivalent diodla əvəzlənməsi sxemi.
 C_{kt} – katod-tor arası tutum, C_{ka} – katod-anod arası tutum,
 U_{te} – təsiredici gərginlik

Ekvivalent diodun tərifindən göründüyü kimi onun yükünün triodun yükünə bərabərliyini qəbul etmək olar ($q_{tr} = q_d$). Bu şərt əsasında **ekvivalent diodun təsiredici gərginliyinin** ifadəsini tapmaq olar. Belə ki, deyilən şərtlər çərçivəsində

$$q_{tr} = C_{kt}U_t + C_{ka}U_a \quad \text{və} \quad q_d = CU_d$$

olduğundan,

$$CU_d = C_{kt}U_t + C_{ka}U_a,$$

buradan isə

$$U_d = \frac{C_{kt}}{C} \left(U_t + \frac{C_{ka}}{C_{kt}} U_a \right) \quad (2.1.18)$$

və

$$C \approx C_{kt} + C_{ka}, \quad (2.1.19)$$

Vakuüm triodunda katod-anod arası tutumun katod-tor arası tutuma nisbəti $D = \frac{C_{ka}}{C_{kt}}$ **triodun nüfuzluğu** adlanır.

Bu kəmiyyəti (2.1.18) ifadəsində nəzərə aldıqda

$$U_d = \frac{C_{kt}}{C} (U_t + DU_a) = \frac{C_{kt}}{C_{kt} + C_{ka}} (U_t + DU_a) = \frac{1}{1+D} (U_t + DU_a)$$

$$U_d = \frac{1}{1+D} (U_t + DU_a) \quad (2.1.20)$$

olar. Triodun nüfuzluğu vahiddən xeyli kiçik ($D \ll 1$) olduğundan cihazın təsiredici gərginliyi üçün

$$U_{te} \approx U_t + DU_a. \quad (2.1.21)$$

ifadəsini yazmaq olar.

Buradan belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, təsiredici gərginlik torun gərginliyi ilə müəyyən olunur və onun üçün anodun gərginliyi əhəmiyyət daşımır, çünki katod torla ekranlanır.

Torun katoda nəzərən potensialı müsbət olduqda ($U_t > 0$), katod cərəyanı $I_k = I_t + I_a$. Buna görə də:

$$I_k = AU_{te}^{3/2} = A \left[\frac{1}{1+D} (U_t + DU_a) \right]^{3/2}. \quad (2.1.22)$$

Əgər tor cərəyanı sıfırdırsa ($I_t = 0$), onda

$$I_a = A(U_t + DU_a)^{3/2} \quad (D \ll 1). \quad (2.1.23)$$

Anod cərəyanının sıfıra bərabər olduğu halı müəyyən-ləşdirək. Bunun üçün

$$I_a = 0, U_t = U_{to}, U_{to} + DU_a = 0.$$

şərtləri ödənməlidir

Vakuüm triodunda anod cərəyanını sıfıra çevirən torun mənfi gərginliyinin qiymətinə

$$U_{to} = -DU_a \quad (2.1.24)$$

triodun bağlayıcı gərginliyi deyilir.

Katod cərəyanı tor və anod gərginliklərindən asılı ola-raq aşağıdakı qanunla dəyişir:

$$\begin{aligned} dI_k &= \frac{1}{(1+D)^{3/2}} \frac{3}{2} (U_t + DU_a)^{1/2} (dU_t + DdU_a) = \\ &= \frac{3}{2} \frac{1}{1+D} U_{te}^{1/2} (dU_t + DdU_a). \end{aligned} \quad (2.1.25)$$

Əgər katod cərəyanının dəyişməsi sıfıra bərabər olarsa:

$$dI_k = 0,$$

onda

$$I_k = \text{const}$$

və ya

$$dU_t + DdU_a = 0$$

və

$$D = -\frac{dU_t}{dU_a} \quad (2.1.26)$$

Buradan triodun nüfuzluğu üçün ikinci tərif alınır. Daha doğrusu, triodun nüfuzluğu katod cərəyanının sabit qiymətində mənfi işarə ilə tor gərginliyinin dəyişməsinin anod gərginliyinin dəyişməsinə olan nisbəti ilə təyin olunur.

Torun katoda nəzərən potensialı müsbət olduqda katoddan çıxan elektron seli tor və anod arasında paylanır və buna görə də

$$I_k = I_a + I_t$$

olur.

Katod cərəyanının anod və tor dövrləri arasında paylanma nisbəti müvafiq əmsalla nəzərə alınır. Bu halda anod cərəyanının katod cərəyanına nisbəti ($k = \frac{I_a}{I_t}$) ilə təyin olunan kəmiyyət – **cərəyanın paylanma əmsalı** adlanır. Bu əmsalın vasitəsilə anod və katod cərəyanlarını

$$I_a = \frac{k}{1+k} I_k, \quad I_k = \frac{1}{1+k} I_a \quad (2.27)$$

şəkildə ifadə etmək olar.

Ümumi halda, triodun tor və anod cərəyanları tor və anod gərginliklərinin funksiyalarıdır:

$$I_a = f(U_p, U_a) \\ I_k = f(U_p, U_a)$$

Bu funksiyaların hər birindəki iki dəyişəndən biri sabit qalarsa, triodun dörd xarakteristikası alınır:

$I_a = f_1(U_t), U_a = const$ – anod-tor xarakteristikası;

$I_a = f_2(U_a), U_t = const$ – anod xarakteristikası;

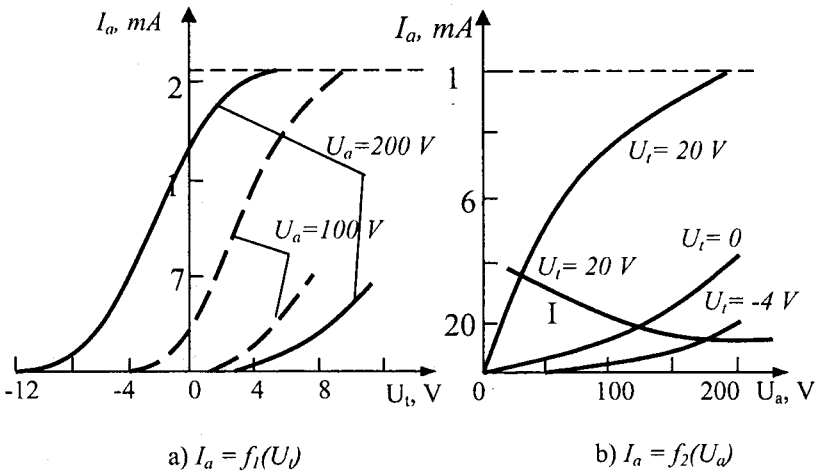
$I_t = \varphi_1(U_t), U_a = const$ – tor xarakteristikası;

$I_t = \varphi_2(U_a), U_t = const$ – tor-anod xarakteristikası.

Vakuum triodunun anod-tor və anod xarakteristikaları şəkil 2.1.9-da təsvir olunub. Soldakı şəkildə qısa əyrilər tor cərəyanına uyğundur. Şəkildən aydın görünür ki, anod potensialının kiçik qiymətlərində ($U \leq 100$ V) anod cərəyanı azalır, tor cərəyanı isə artır. Başqa sözlə, katod cərəyanının paylanması qanunu dəyişir.

Triodda anod və tor gərginlikləri sabit qalmadıqda, bu iki kəmiyyətin funksiyası olan anod cərəyanının dəyişməsi:

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_t} dU_t + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a \quad (2.1.28)$$



Şəkil 2.1.9. Vakuüm triodunun anod-tor (a) və anod xarakteristikaları (b)

Bu ifadə triodun əsas parametrlərini təyin etməyə imkan verir. Həmin parametrlər aşağıdakılardır:

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_t} \right|_{U_a = \text{const}} - \text{anod-tor xarakteristikasının dikliyi.}$$

Böyük diklik əldə etmək üçün torla katod arasındakı məsafə minimal (mümkün qədər kiçik) olmalıdır. Yüksək keyfiyyətli triodlarda bu məsafə 60–100 mkm intervalında olduğundan dikliyin qiyməti 1–50 mA/V arasında dəyişir.

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_t = \text{const}} - \text{triodun daxili (diferensial)}$$

müqaviməti. Triodlarda bir qayda olaraq diferensial müqavimətin qiyməti 1–100 kOm arasında yerləşir.

$$R_o = \frac{U_a}{I_a} - \text{triodun statik müqaviməti.}$$

$$\mu = \left. \frac{dU_a}{dU_t} \right|_{I_a = \text{const}} - \text{triodun statik gücləndirmə əmsalı.}$$

Triodlarda bir qayda olaraq gücləndirmə əmsalı 100-ə qədər çata bilər.

Triodun parametrləri arasında müəyyən əlaqələr mövcuddur. Belə ki, tor cərəyanı sıfırırsa ($I_t = 0$),

$$I_k = I_a D = \left. \frac{dU_t}{dU_a} \right|_{I_a = \text{const}}, \quad \mu = \frac{1}{D}.$$

Əsas parametrlərin ifadələrindən istifadə etməklə, anod cərəyanının dəyişməsi üçün

$$dI_a = S dU_t + \frac{1}{R_i} dU_a$$

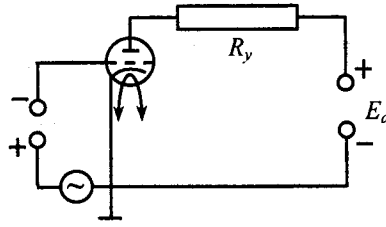
ifadəsini yazmaq olar.

Anod cərəyanı sabit olduqda ($I_a = \text{const}$),

$$S dU_t + \frac{1}{R_i} dU_a = 0, \quad S R_i = -\frac{dU_a}{dU_t}, \quad S R_i = \mu, \quad S R_i D = 1.$$

Sonuncu ifadə **triodun daxili tənliyi** adlanır ($I_t = 0$).

Triod işçi rejimdə olduqda dövredə müəyyən yük müqaviməti (R_y) və cərəyan mənbəyi ilə ardıcıl qoşula bilər (şəkil 2.1.10)



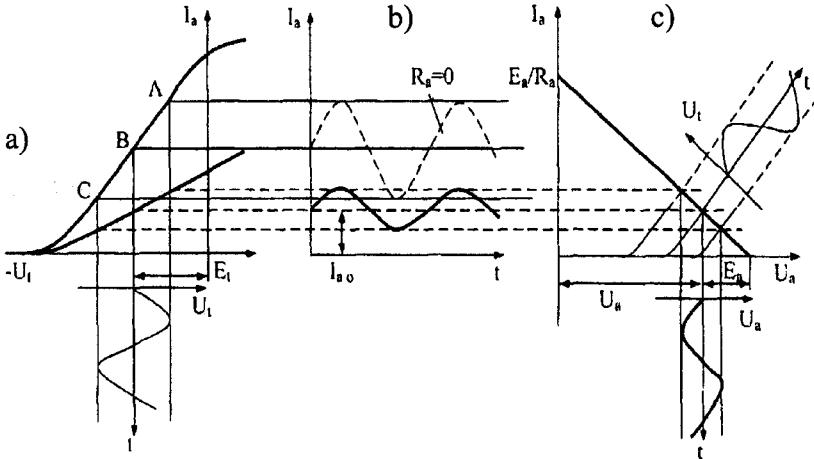
Şəkil 2.1.10. Triodun ümumi torla işçi rejimində dövreyə qoşulma sxemi

Bu halda:

$$E_a = U_r + U_a = I_a R_a + U_a$$

$$\text{və } I_a = \frac{E_a}{R_a} - \frac{U_a}{R_a}$$

Anod cərəyanının ifadəsinə əsasən triodun işçi nöqtəsini təyin etmək olar. Bunun üçün tor dövrəsində dəyişən gərginlik mənbəyinin olduğunu nəzərə almaq və triodun anod-tor karakteristikasından istifadə etmək lazımdır (şəkil 2.1.11).



Şəkil 2.1.11. Yük rejimində triodun volt-ampere karakteristikasının sxematik təsviri

Bu halda triod, torun mənfi potensialında işləyir. Şəkil 2.1.11-dən görüldüyü kimi dövredə yük cərəyanının qiyməti statik rejimdəkinə nəzərən kiçikdir (şəkil 2.1.11, a). Tor gərginliyi zamandan asılı olaraq dəyişdikdə (işçi nöqtə ətrafında), anod cərəyanı da ona müvafiq olaraq dəyişir (şəkil 2.1.11, b). Dövredə cərəyan artdıqda, trioddakı gərginlik azalır (şəkil 2.1.11, c). Bu halda tor gərginliyi anod gərginliyi ilə əks fazalı olur.

Yük rejimində $k_u = \left. \frac{\partial U_a}{\partial U_i} \right|_{\substack{R_a=const \\ E_a=const}}$ şəkildə təyin olunan

parametr – **triodun gərginliyə görə gücləndirmə əmsalı** adlanır. Daxili müqavimət (R_i), yaxud statik gücləndirmə əmsalı nə qədər böyük olarsa, k_u – əmsalı da bir o qədər böyük olar.

$$S_i = \left. \frac{dI_a}{dU_a} \right|_{\substack{R_a=const \\ E_a=const}}$$

kəmiyyəti **triodun işçi dikliyi** adlanır.

$$dU_a = -R_a dI_a, \quad dI_a = S dU_i - \frac{R_a}{R_i} dI_a, \quad dI_a \left(1 + \frac{R_a}{R_i} \right) = S dU_i$$

a) b) c)

olunduğundan:

$$S_i = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \quad (2.1.29)$$

$$R_a > 0, \quad S_i < S, \quad S_i = \frac{\mu}{R_i + R_a}.$$

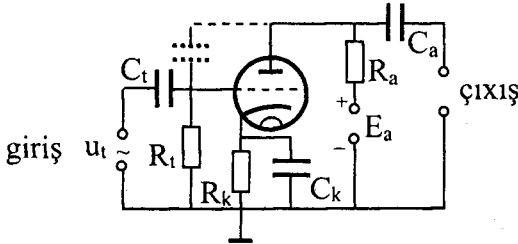
olduğundan isə:

$$k_u = R_a S_i = \frac{R_a \mu}{R_i + R_a / R_a} \quad (2.1.30)$$

və statik rejimdə $R_a = 0$, $k_u = 0$ olar.

§2.1.3. Çoxelektrodlu elektrovakuum lampaları

Vakuum triodları əsasən aşağı tezlikli elektrik siqnallarının gücləndirilməsi üçün istifadə edilir. Triodla yüksək tezlikli siqnalların gücləndirilməsində triodun çatışmazlıqları ortaya çıxır. İlk növbədə, nəzərə almaq lazımdır ki, triodun təşkil olunduğu katod-tor və tor-anod cütləri müəyyən elektrik tutumuna malikdir (şəkil 2.1.12). Yüksək tezliklərdə tor-anod tutum müqaviməti kiçilir və nəticədə mənfi əks rəbitə



Şəkil 2.1.12. Triodlu gücləndiricinin sxemi:

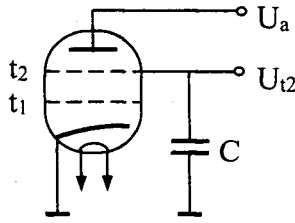
C_k – katod tutumu, R_k – katod müqaviməti,

C_t – tor tutumu, R_t – tor müqaviməti,

u_t – giriş siqnalı, C_a – anod tutumu, R_a – yük müqaviməti, E_a – qida mənbəyinin e.h.q-si.

(tutum rəbitəsi) yaranır. Yəni, anod dövrəsində gücləndirilmiş siqnal torun potensialına təsir edir. Bunun nəticəsində triod **gücləndiricisi generatora** çevrilir. Belə çevrilmənin baş verməsinin səbəbi, triodun kiçik statik gücləndirmə əmsalına malik olmasıdır. Gücləndirmə əmsalını artırmaq üçün torun sarğılarının sıxlığını və ya tor-anod məsafəsini böyütmək lazımdır. Lakin bu zaman anod gərginliyinin də artırılması lazım gəldiyindən məsələ xeyli mürəkkəbləşir.

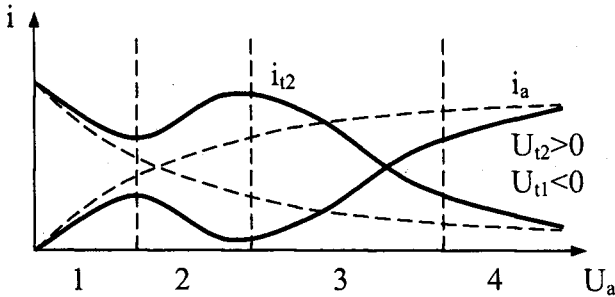
Triodda mövcud olan C_{ta} tor-anod tutumunu azaltmaq üçün bu iki elektrodun arasında əlavə elektrod – ekranlayıcı tor yerləşdirilir (t_2). Belə dörd elektrodlu vakuum lampası **tetrod** adlanır (şəkil 2.1.13). Ekranlayıcı tor birinci torla (t_1) anod arasındakı tutumu $C_{1a} \sim 0,01 pF$ qiymətinə qədər azaldır.



Şəkil 2.1.13. Tetrodun quruluş sxemi

İkinci tora bir qayda olaraq qiyməti $U_{t2} = (0,6 - 1) U_a$ aralığında dəyişən gərginlik verilir. Anodun gərginliyi **ekranlayıcı torun** gərginliyindən kiçik olduqda, anoddan emissiya olunan ikinci elektronlar əlavə (ikinci) torun üzərinə düşür. Nəticədə anod cərəyanı azalır, tor cərəyanı isə artır. Bu hadisə **dinatron effekti** adlanır (şəkil 2.1.14)

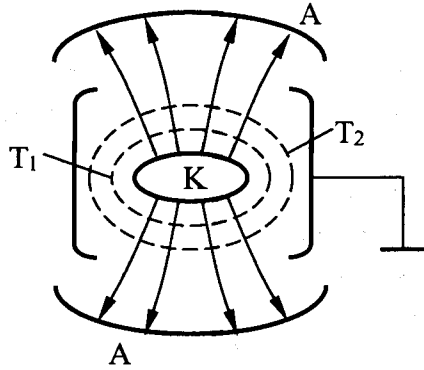
Şəkil 2.1.14-də təsvir olunmuş $\dot{I}(U)$ asılılığının ikinci zolağı məhz dinatron effektinə uyğundur. Bu effekt anod gərginliyinin 20 Volt dan böyük qiymətlərində baş verir, çünki bu gərginlik **ikinci elektron emissiyasının** sərhəd enerjisinə yaxındır.



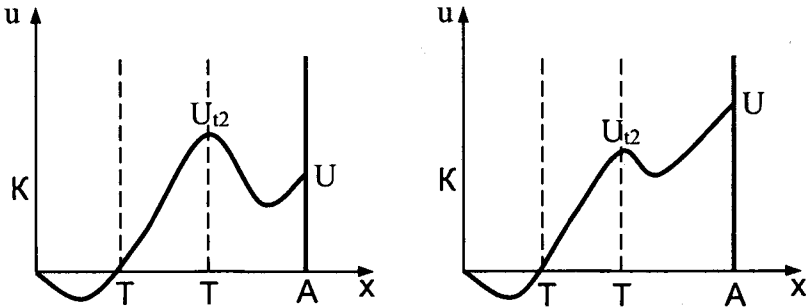
Şəkil 2.1.14. Tetrodda dinatron effektinin qrafiki təsviri

Tetrodda dinatron effektinin qarşısını almaq üçün anod və ekranlayıcı tor arasında potensial minimumu yaratmaq lazımdır. Bu məqsədlə elektron selinin fəza yükündən istifadə edilir. Belə hal **şüalı tetrodda** realizə olunmuşdur.

Şüalı tetrod silindrik quruluşa malikdir (şəkil 2.1.15). Onun ikinci toru və anodu arasında sıfır potensiallı əlavə elektrod da var. Bu da, öz növbəsində elektron selinin sıxılmasını yaradır. Sıxılma nəticəsində selin sıxlığı kifayət qədər böyük qiymətə çatdıqda, anodun yaxınlığında potensialın minimumu əmələ gəlir və bu minimum anodan emissiya olunan ikinci elektronları geri qaytarır (anodun potensialı ikinci torun potensialından kiçikdir). Anodun potensialı ikinci torun potensialından böyük olduqda isə tordan çıxan elektronlar da geri qaydır, çünki elektron cərəyanının fəza yükü həmin elektronlar üçün potensial maneə yaradır. Bu deyilənlər şəkil 2.1.16 vasitəsilə izah olunur: $U_a < U_{i2}$ halında potensialın minimumu anodan çıxan elektronları tormozlayır, $U_a > U_{i2}$ halında isə ikinci elektronlar tordan çıxa bilmir.

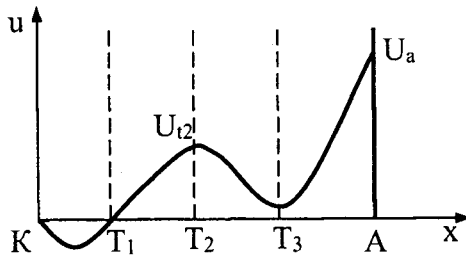


Şəkil 2.1.15. Şüalı tetrodun quruluş sxemi



Şəkil 2.1.16. Şüalı tetrodda potensialın paylanması

Dinatron effektinin qarşısını ekranlayıcı tor və anod arasında əlavə (üçüncü) tor yerləşdirməklə də almaq olar. Belə **beş elektrodlu vakuüm lampasında (pentodda)** ekranlayıcı tor və anod arasında yerləşən sıfır potensiallı **qoruyucu torun** sarğılarının sıxlığı kiçik götürülür. Bu cihazda katod anoddan üç tor vasitəsilə ekranlaşdırılır. Ona görə də pentodun statik gücləndirmə əmsalı bir neçə minə çatır. Güclü ekranlaşmanın nəticəsində pentodda katod-anod arası keçidin tutumu çox kiçikdir. Pentodda potensialın paylanması şəkil 2.1.17-də təsvir olunduğu kimidir



Şəkil 2.1.17. Pentodda potensialın paylanması

Çoxelektrodlu lampaları da daxil olduqları elektrik dövrələrində ekvivalent diodla əvəz etmək mümkündür (şəkil 2.1.18). Bu halda triod üçün aparılan əməliyyatlar uyğun olaraq tetrod üçün də tətbiq edilir. Ona görə də yaza bilərik ki,

$$U_{te2} = U_{t2} + D_2 U_a, \quad (2.1.31)$$

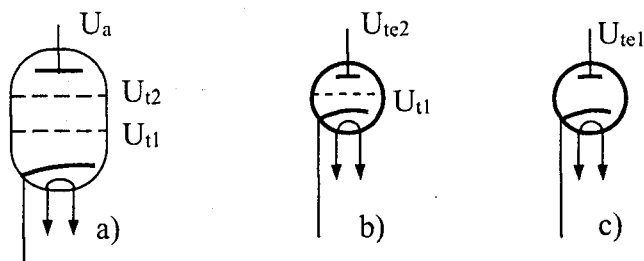
$$U_{te1} = U_{t1} + D_1 U_{te2} = U_{t1} + D_1 (U_{t2} + D_2 U_a) = U_{t1} + D_1 U_{te2} + D_1 D_2 U_a$$

Burada D_2 – ekranlayıcı torun, D_1 – idarəedici torun, $D = D_1 D_2$ isə – tetrodun nüfuzlüğüdür və $D_1 D_2 \ll 1$. Axırında şərti nəzərə aldıqda

$$U_{te1} \approx U_{t1} + D_1 U_{t2} \quad (2.1.32)$$

olur. Beləliklə, tetrodda katod torlarla güclü ekranlandığından, anod gərginliyi katod cərəyanına az təsir göstərir.

Pentodun quruluşunu araşdırdıqda da eyni nəticəyə gəlmək olur.



Şəkil 2.1.18. Tetrodun ekvivalent diodla əvəzlənməsinin sxematik təsviri

Beləliklə, həm tetrodda, həm də pentodda katodun torlarla güclü ekranlanması nəticəsində anod gərginliyi katod cərəyanına zəif təsir göstərir.

Adətən, pentodlar $U_{11} < 0$ ($I_{11} = 0$), $U_{13} = 0$ ($I_{13} = 0$), $U_{12} = \text{const}$ şərtləri təmin olunan rejimlərdə istismar edilir. Buna görə də pentodun işini xarakterizə etmək üçün

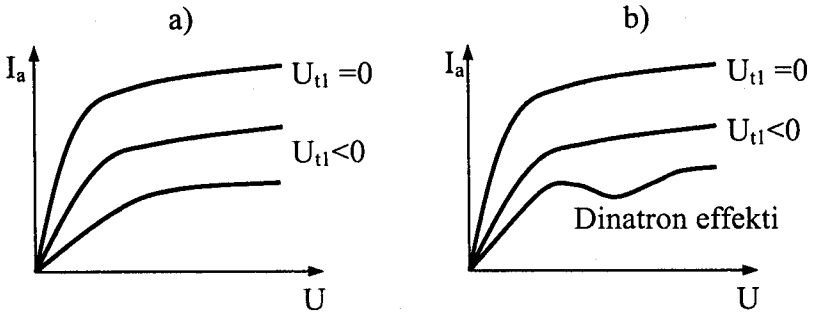
$$I_a = f(U_{11}, U_a) \quad \text{və} \quad I_{12} = \varphi(U_{11}, U_a)$$

asılıqlarını araşdırmaq məqsədəuyğundur. Birinci (idarəedici) elektrodun mənfi potensialı artırıldıqda anod cərəyanı azalır (şəkil 2.1.19,a). Şüalı tetrodda anod cərəyanı kifayət qədər azaldıqda dinatron effektinin qarşısı artıq daha alınmır (şəkil 2.1.19,b).

Tetrodun anod-tor xarakteristikasına

$$I_k = AU_{te1}^{3/2} = A(U_{11} + D_1 U_{12})^{3/2} \quad (2.1.33)$$

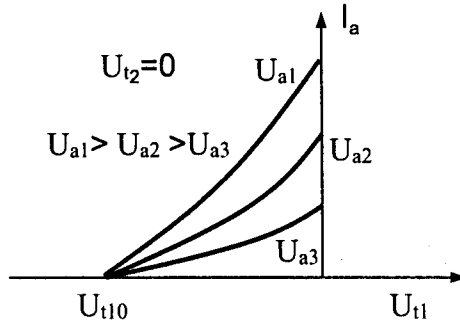
baxaq və hansı şərtlər daxilində, başqa sözlə, tor potensialının hansı qiymətlərində, katod cərəyanının sıfıra bərabər ($I_k = 0$) olduğunu müəyyənləşdirək. (2.1.33)-də $I_k = 0$ olduqda,



Şəkil 2.1.19. Pentodun- (a) və şüalı tetrodun- (b) anod xarakteristikaları

$$U_{i10} + D_1 U_{i2} = 0 \text{ və } U_{i10} = -D_1 U_{i2}$$

olar. Burada U_{i10} cihazın bağlayıcı gərginliyidir və anod gərginliyindən asılı deyil. Şəkil 2.1.20-də tetrodun anod gərginliyinin üç müxtəlif qiymətində anod-tor xarakteristikası təsvir olunub.



Şəkil 2.1.20. Müxtəlif anod gərginliklərində tetrodun anod-tor xarakteristikası

Şəkilə görünür ki, anod cərəyanını həm katod cərəyanı (idarəedici torun potensialını), həm də cərəyanın paylanma əmsalını (qoruyucu torun potensialını) dəyişməklə

idarə etmək olar. Belə əməliyyat **anod cərəyanının ikiqat idarəedilməsi** adlanır.

Çoxelektrodlu elektrovakuum lampalarının və anod dövrəsinin əsas statik parametrləri aşağıdakılardır:

Anod-tor xarakteristikasının dikliyi

$$S = \left. \frac{dI_a}{dU_{t1}} \right|_{U_{t2}=C_1, U_{t3}=C_2, U_a=C_3}.$$

Bu kəmiyyətin qiyməti şüalı tetrodlar və pentodlarda 2 – 20 mA/V aralığında yerləşir.

Diferensial müqavimət

$$R_i = \left. \frac{dU_a}{dI_a} \right|_{U_{t1} = C_1, U_{t2} = C_2, U_{t3} = C_3}.$$

Pentodlarda bu kəmiyyətin qiyməti 200 kOm – 10 Móm tərtibindədir.

Statik gücləndirmə əmsali

$$\mu = \left. \frac{dU_a}{dU_{t1}} \right|_{I_a=C_1, U_{t2}=C_2, U_{t3}=C_3}.$$

Adətən tetrodda $\mu = 100 - 700$, pentodda isə $\mu \approx 10^4$ olur.

Ekranlayıcı torun statik xarakteristikasının dikliyi

$$S_{t2} = \left. \frac{dI_{t2}}{dU_{t1}} \right|_{U_{t2}=C_1, U_{t3}=C_2, U_a=C_3}, \quad S_{t2} < S,$$

diferensial müqaviməti

$$R_{t2} = \left. \frac{dU_{t2}}{dI_{t2}} \right|_{U_{t1}=C_1, U_{t3}=C_2, U_a=C_3}$$

və gücləndirmənin statik əmsali

$$\mu_{t2t1} = \left. -\frac{dU_{t2}}{dU_{t1}} \right|_{U_{t3} = 0, U_a = C_1, I_{t1} = C_2}.$$

Qeyd etmək lazımdır ki, sonuncu iki parametrlər, triodun parametrlərinə yaxındır.

Pentodda **ikiqat idarəetmə** birinci və üçüncü torların potensiallarının dəyişməsi hesabına baş verir. Bu ikiqat idarəetmənin əsas parametrləri

$$S_3 = \left. \frac{dI_a}{dU_{i3}} \right|_{U_a=C_1, U_{i1}=C_2, U_{i2}=C_3} \quad (S_3 = 0,1 - 6 \text{ mA/V}),$$

$$S_1 = \left. \frac{dI_a}{dU_{i1}} \right|_{U_a=C_1, U_{i2}=C_2, U_{i3}=C_3, U_{i3} < 0}$$

kimi təyin olunan uyğun dikliklər və

$$k_{ii} = \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{i1} \partial U_{i3}} = \frac{\partial S_1}{\partial U_{i3}} = \frac{\partial S_3}{\partial U_{i1}}$$

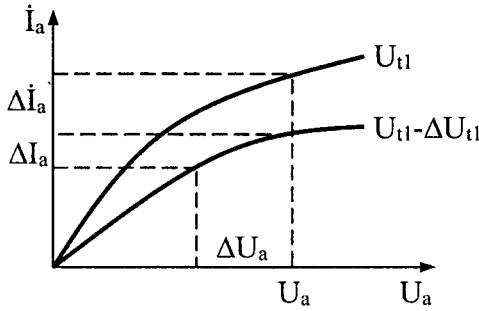
şəklində təyin olunan **ikiqat idarəetmənin əmsalıdır**.

Tetrod və pentodda diklik triodun dikliyindən kiçikdir. Bunun başlıca səbəbi isə cərəyanın paylanması nəticəsində $\Delta I_a < \Delta I_k$ ($U_{i1} < 0$) olmasıdır.

Yuxarıda qeyd edilmişdir ki, tetrodun nüfuzluğu $D_1 D_2$ hasilinə bərabərdir. Buna uyğun olaraq, **pentodun nüfuzluğu** $D = D_1 D_2 D_3 = -\left. \frac{dU_{i1}}{dU_a} \right|_{I_a=C}$ ifadəsi ilə təsvir olunur.

Cərəyanın paylanmasına görə $I_a < I_k$ və $\mu < \frac{1}{D}$. Yəni pentodun daxili tənliyi yerinə yetirilmir, $SR_i = \mu$ ifadəsi isə doğrudur.

Qeyd etmək lazımdır ki, **soraq kitabçalarında** pentodun yalnız bir anod xarakteristikası verilir. Bu səbəbdən də xarakteristikalara görə onların statik parametrlərini təyin edə bilməkdən ötrü təcrübədə iki xarakteristikadan istifadə edilir (şəkil 2.1.21).



Şəkil 2.1.21. Pentodun anod xarakteristikası

Bu halda məlumatlar qrafikdən götürülür, qiymətləndirmələr isə

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}, \quad S = \left. \frac{\Delta I_a}{\Delta U_{t1}} \right|_{U_a=C}, \quad \mu = SR_i.$$

ifadələri əsasında aparılır.

Katod və idarəedici tor arasında tutum ($C_g \approx C_{kt1} + C_{1112}$) **giriş**, katod və anod arasında tutum ($C_\zeta \approx C_{ak} + C_{at2} + C_{at3}$) isə **çıxış tutumu** adlanır.

Gücləndirilən siqnalın tezliyi artdıqda cihazın **giriş** və **çıxış müqavimətləri**, uyğun olaraq gücləndirmə əmsalı da kiçilir. Buna görə də tezlik diapazonu daha geniş olan xüsusi vakuum lampaları yaradılıb. **Enlizolaqlı elektrovakuum lampalarının** daha bir parametri – **kompleks müqaviməti** isə

$$z_a(\omega) = \frac{R_a}{1 + i\omega(C_\zeta + C_g)R_a} \quad (2.1.34)$$

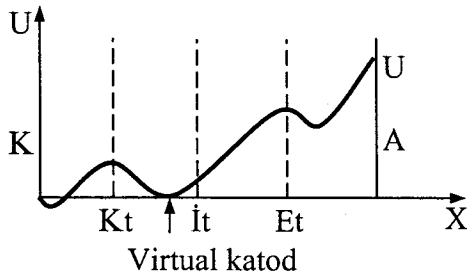
ifadəsi ilə təyin olunur. **Gərginliyə görə gücləndirmə əmsalı**

$$k_u = \frac{\mu}{1 + R_i / R_a} = \frac{SR_i R_a}{R_a + R_i}, \quad R_i \gg R_a, \quad k_u \approx SR_a.$$

$$k_u = \frac{SR_a}{1 + i\omega(C_\zeta + C_g)R_a}. \quad (2.1.35)$$

Pentodların dikliyini artırmaq üçün onlarda toru 30–40 mkm məsafəyə qədər katoda yaxınlaşdırırlar. Bundan daha yaxın məsafəyə yaxınlaşdırmaq mümkün deyil. Fərz etsək ki, telin diametri 5 mkm-dir, onda dikliyin qiyməti $S = 30 \text{ mA/V}$ olar.

Pentodun dikliyini başqa yolla da artırmaq mümkündür. Məsələ burasındadır ki, katoddan çıxan elektronların sürətləri sıfıra qədər tormozlandırıldıqda, anod cərəyanı tor gərginliyinin dəyişməsinə daha həssas olar. Bunun üçün birinci tora bir neçə volt tərtibində gərginlik verilir, ikinci torun gərginliyi isə sıfıra yaxın götürülür. Birinci və ikinci torun arasında elektronların fəza yükünün hesabına müəyyən nöqtənin potensialı sıfıra bərabər olur. Bu nöqtə **virtual katod** adlanır (şəkil 2.1.22). Tetrodda olduğu kimi, bu halda da ekranlayıcı tor və anod arasında potensialın minimumu bu tordan ikinci elektronların çıxmasına mane olur. Nəticədə, pentodun dikliyi 50 mA/V qiymətinə çatır.

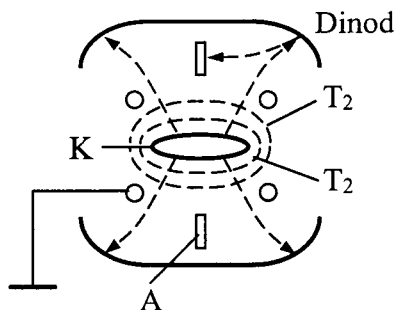


Şəkil 2.1.22. Pentod lampasında potensialın paylanması qrafiki təsviri

Əvvəllər 6J22P – markalı belə pentodlardan istifadə edilirdi.

Şüalı tetrodda və pentodda anodun səthindən ikinci elektronların emissiyası arzuolunmaz hadisədir və onun qarşısı müxtəlif üsullarla alınır. Lakin bu hadisədən faydalı məqsədlərlə də istifadə etmək mümkündür. Bunun üçün ikinci elektronları toplayıb anodun səthinə yönəltmək la-

zımdır. Belə elektrovakuum lampasının sxemi şəkil 2.1.23-də göstərib. Həmin cihazın **dinodu** elə metaldan hazırlanır ki, onun ikinci elektron emissiya əmsalı $\sigma = 4-5$ qiymətlərini alır. Dinodun gərginliyi anod gərginliyinin təqribən 60% -ni təşkil edir ($U_d \approx 0,6 U_a$). Sənayedə buraxılan 6V21P – markalı

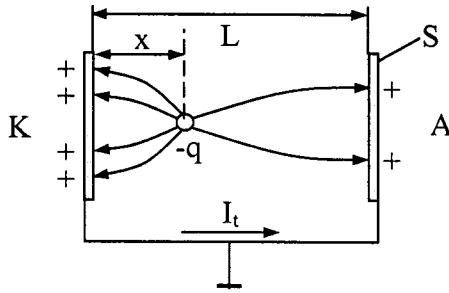


Şəkil 2.1.23. İkinci elektron emissiyası istifadə olunan elektrovakuum lampasının sxemi

impuls lampasının dikliyi $S \sim 300 \text{ mA/V}$, impulsun sürəkliyi isə $\tau \sim 1$ mikrosaniyə tərtibində olur.

§2.1.4. Yüksək tezlikli və ifrat yüksək tezlikli elektrovakuum lampaları

İmpuls rejimində baş verən proseslərdə cərəyan anlayışı bir qədər dəqiqləşdirilməlidir. Bu məqsədlə sadə bir halda – iki paralel müstəvi elektrod arasında yüklü zərrəciyin hərəkətinə baxaq (şəkil 2.1.24). Fərz edək ki, elektrodlar bir-biri ilə qısa qapanıb. Buna görə də onların arasında potensiallar fərqi yoxdur. Həmin iki elektrodun aralığına düşmüş zərrəciyin yükü isə mənfidir. Bu zaman həmin zərrəciyin yaratdığı elektrik sahəsinin təsiri ilə elektrodların hər ikisində müsbət yüklər induksiyanar və induksiyanmış bu yüklərin qiyməti, zərrəciyin koordinatından (elek-



Şəkil 2.1.24. İnduksiyanmış cərəyanının əmələ gəlməsinin sxematik təsviri

trodlara nəzərən vəziyyətindən) asılı olar. Zərrəcik elektro-
da yaxın olduqda, induksiyanmış yükün qiyməti böyük
olur. Zərrəcik baxılan müstəvi elektrodların birindən digə-
rinə yönəlmiş istiqamətdə hərəkət etdikdə elektrodlardakı
induksiyanmış yükün qiyməti dəyişər və bunun nəticəsində
xarici dövrdə həmin istiqamətdə müəyyən induksiyanmış
cərəyan axar. Həmin induksiyanmış cərəyanının qiymətini
müəyyənləşdirək. Bunun üçün $(-q)$ yükünün elek-
trodlarda induksiyanladığı yüklərlə elektrodla qədər olan
məsafələri nəzərə alaraq, yükün saxlanma qanunundan is-
tifadə edək. Bu ifadələrdən

$$\begin{cases} \frac{q_a}{q_k} = \frac{x}{L-x}, & q_a(L-x) = xq_k, \\ -q + q_k + q_a = 0, & q_a \frac{L-x}{x} = q - q_a \end{cases}$$

$$\begin{cases} q_a = \frac{x}{L}q, \\ q_k = \left(1 - \frac{x}{L}\right)q. \end{cases}$$

yazmaq olar. Son ifadələrdən isə

$$i_{iu} = \frac{dq_a}{dt} = \frac{q}{L} \frac{dx}{dt} = \frac{qv}{L} \quad (2.1.36)$$

alınar. Stasionar rejimdə ($q = \text{const}$) isə induksiya cərəyanı anodla katod arasında yaranan yerdəyişmə (sürüşmə) cərəyanına bərabər olar:

$$I_{iu} = I_{yer} = \rho v S = j S \quad (2.1.37)$$

Elektrodlar arasındakı cərəyanın (potensialın) dəyişmə tezliyinin yüksək qiymətlərində elektronların elektrodlar arası uçuş müddəti dəyişən gərginliyin periodu ilə eyni tərtibdə olduqda, anod cərəyanı və gərginliyin arasında faza fərqi əmələ gəlir. Çünki elektron hələ anoda çatmamış, elektrodda potensialın qiyməti və istiqaməti dəyişir. Bu halda uçuş müddəti

$$\theta = 2\pi \frac{t}{T} = \omega t. \quad (2.1.38)$$

uçuş bucağı (θ) ilə bağlıdır: Burada T – cərəyanın dəyişmə periodu, t – zaman, ω – dairəvi tezlikdir. Bu bucağı qiymətləndirmək üçün sadə bir hala baxaq. Fərz edək ki, elektrodlar (katod və anod) arasındakı məsafə 1 sm, potensial fərqi isə 100 Voltur. Onda yüklü zərrəciyin uçuş sürətinin maksimal qiyməti

$$v = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}, \quad (2.1.39)$$

və

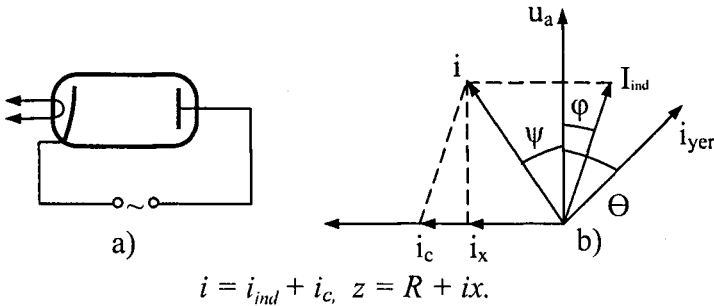
$$v_{or} = \frac{v}{2}.$$

Buradan

$$t = \frac{L}{v_{or}} = \frac{2L}{\sqrt{\frac{2eU_a}{m}}} = \frac{2L}{5,9 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}} = 3,4 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\sqrt{U_a}} \text{ (san)}.$$

(2.1.39) ifadəsində m – yüklü zərrəciyin (elektronun) kütləsi, U_a – elektrodlar arasındakı potensiallar fərqi'nin amplitud qiymətidir.

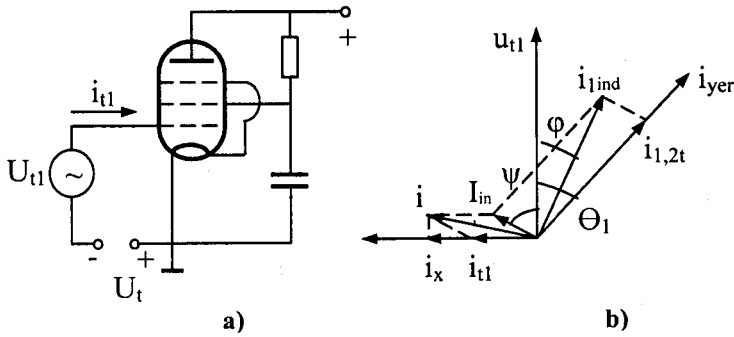
Əgər elektrodlar arasındakı dəyişən gərginliyin tezliyi 100 MHz olarsa, $T = 10^{-8}$ san, $\theta = 2\pi \frac{3,4 \cdot 10^{-9}}{10^{-8}} = 0,68\pi$ və uyğun olaraq cərəyanla gərginlik arasındakı **faza fərqi** 122° olar. Elektrovakuum diodunun **faza diaqramına** baxaq (şəkil 2.1.25).



Şəkil 2.1.25. Elektrovakuum diodunun dövrəyə qoşulma sxemi (a) və faza diaqramı (b)

Baxılan zaman anında induksiyaalanmış cərəyanın ani qiyməti yerdəyişmə cərəyanının orta qiymətinə bərabərdir, dövrədəki tutum cərəyanı anod gərginliyini 90° qabaqlayır, yerdəyişmə cərəyanı elektronların ətalətliyinə görə anod gərginliyindən geri qalır, induksiya cərəyanı isə öz növbəsində daha böyük sürətli proses olduğundan yerdəyişmə cərəyanını qabaqlayır. Nəticədə, dövrədəki i – yekun cərəyanı və u_a – anod gərginliyi arasında ψ – faza bucağı yaranır.

Pentodda elektronların ətalətliyi katod-idarəedici tor aralığında özünü daha çox göstərir. Çünki torun potensialı mənfidir, tormozlanan elektronların sürəti isə kiçikdir. Faza diaqramında (şəkil 2.1.26) nəzərə alınır ki, birinci tordən ikinci tor istiqamətində uzaqlaşan elektronlar da i_{12} – induksiya cərəyanını yaradır. Bu zaman yaranmış i_{11} və i_{12} –

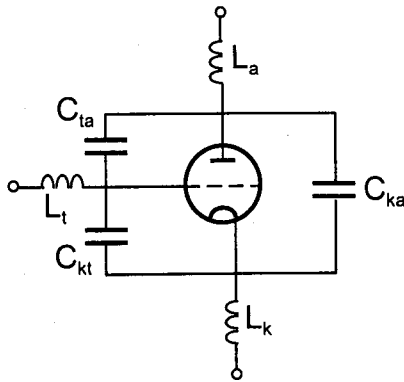


Şəkil 2.1.26. Pentodun dövrəyə qoşulma sxemi (a) və faza diaqramı (b)

cərəyanlarının işarələri bir-birinin əksinədir. Buna görə də $i_{ind} = i_{1,ind} - i_{1,2,ind}$, $i = i_{ind} + i_{t1}$. Ümumiyyətlə, cərəyan və anod gərginliyi arasında faza bucağının azalması ona gətirir ki, anod dövrəsində cərəyanın aktiv toplananı əmələ gəlir və burada güc ayrılır. Ayrılan güc aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\delta_{akt} = \frac{1}{20} S_k \omega^2 t^2, \quad S_k = \frac{dI_k}{dU_{r1}}. \quad (2.1.40)$$

Yüksək tezliklərdə elektrovakuum lampasının çıxışlarının tutum və induktivliyi də nəzərə alınmalıdır (şəkil 2.1.27). Çünki bunların üzərində fazalar fərqi görə pentodun aktiv giriş müqaviməti və gücləndirmə əmsalı da azalır.



Şəkil 2.1.27. Elektrovakuum lampasının çıxışlarının tutumu və induktivliyi

Sərbəst elektronların elektrodlar arasındakı uçuş müddətini qısaltmaq üçün elektrovakuum lampalarında katod – tor məsafəsi mümkün qədər kiçik (minimal) götürülür, cihazın tutumlarını azaltmaq üçün isə elektrodların sahəsini kiçiltmək lazımdır. Katod çıxışının induktivliyini kiçiltmək üçün bir neçə paralel çıxışdan istifadə edilir.

Mayak formalı metal-keramika triodlar desimetrlik və santimetrlik dalğa uzunluqlu elektrik siqnalları diapazonunda tətbiq olunur. Bu lampalarda katodla tor arasındakı məsafə 50-mkm-ə bərabər olub, çıxışları disk formasındadır. Çıxışlara **koaksial xətlər** birləşdirilir. Metal-saxsı lampalarda titan **şaybalardan** istifadə olunur ki, onlar da keramika ilə yaxşı lehimlənir. Katodla tor arasında məsafə 12–25 mkm-dir. Belə triodlar bir neçə min MHz tezliklərə qədər işləyir.

§2.1.5. Xüsusi təyinatlı elektrovakuum lampaları

Bu lampaların əsas nümunələri kimi kombine olunmuş, tezlikçevirən, generator, elektrometrik və güclü elektrovakuum cihazlarını göstərmək olar.

Kombine olunmuş elektrovakuum lampaları. §2.1.1–4-də danışılan geniş yayılmış elektrovakuum lampaları ilə yanaşı, müəyyən hallarda istifadə edilən xüsusi təyinatlı elektrovakuum lampaları da mövcuddur. Montaj sxemlərini sadələşdirmək üçün bir gövdənin daxilində bəzən iki elektrovakuum lampası yerləşdirilir. Belə kombine olunmuş lampalar sistemində bir ümumi katod ola bilər. Kombine olunmuş lampaların **ikiqat diod, diod-triod, triod-pentod, triod-qeksod** kimi növləri mövcuddur.

Tezlikçevirən elektrovakuum lampaları. Radioqəbul edicilərdə müxtəlif tezlikli siqnalların eyni səviyyədə gücləndirilməsi üçün həmin siqnalların tezliyinin çevrilməsindən istifadə edilir. Tezliyin çevrilməsi **qarışdırıcı lampada** baş verir. Həmin lampanın bir toruna faydalı siqnal, digər toru-

na isə köməkçi generatordan – **heterodindən** – yüksək tezlikli rəqslər verilir. Çıxışda sabit, lakin fərqli tezliyə malik siqnal əmələ gəlir və bu siqnal gücləndirilir. Lampanın troid hissəsi heterodin, digər elektrodları isə qarışdırıcı elementlər kimi işləyir.

Güclü elektrovakuum lampaları. Triodlar, tetrodlar, şüalı tetrodlar və pentodlar gücü onlarla vattadan, yüzlərlə kilovata qədər olan siqnalların generasiyası üçün istifadə edilir. Belə lampalarda emissiya cərəyanı onlarla amper, gərginlik isə onlarla kilovolt olur. Güclü lampalarda ($P > 1$ kVt) anodlar hava axını, yaxud axar su ilə soyudulur.

Generator elektrovakuum lampalarının böyük gərginliklərdə işləyə bilməsi üçün onların sağ **anod-tor xarakteristikası** olmalıdır. **Modulyator lampalarında** xarakteristikanın düzxətli hissəsində işləmək üçün **sol anod-tor xarakteristikasından** istifadə edilir.

Elektrometrik elektrovakuum lampaları. Belə lampalar çox kiçik cərəyanları ($10^{-9} - 10^{-15}$ A) ölçmək üçün istifadə edilir. Tor cərəyanı $10^{-8} - 10^{-14}$ A-ə qədər azaldılır. Lampanın daxilində borudakı qalıq qazı udmaq üçün xüsusi maddə (**getter**) yerləşdirilir. Anod gərginliyi 5–8 V, anod cərəyanı isə 300 mKA-ə qədər olur, xarakteristikanın dikliyi $S = 20 - 80$ mKA/V təşkil edir.

§ 2.1.6. Elektrovakuum lampalarında küy

Elektrovakuum lampalarında hətta elektrodlar arasındakı gərginlik sabit saxlanıldıqda belə, anoda çatan elektronların sayı müəyyən orta qiymətin ətrafında ossilyasiya edir. Nəticədə, anod dövrəsində dəyişən **elektrik fluktuasiyaları** yaranır və həmin fluktuasiyalar lampanın vasitəsi ilə gücləndirilə bilər. Bununla da lampanın daxil olduğu dövrdə nəzərə çarpan siqnal əmələ gəlir. Buna misal olaraq, telefonda xarakterik xısılıtının eşidilməsini göstərmək olar. Belə fluktuasiya xarakterli, yəni müəyyən sabit tezliyə

malik olmayan siqnal, **küy** adlanır. Hər hansı qurğuda yüksəldilə bilən siqnalın səviyyəsi məhz küyün səviyyəsi ilə təyin olunur.

Küyün yaranması **qırma effekti**, **səth fluktuasiya effekti**, lampanın elektrodlarından ikinci elektronların emissiyası, cərəyan paylanması dəyişməsi və lampanın balonundakı qalıq qazın ionlaşması ilə bağlı ola bilər.

Qırma effekti vahid zaman ərzində katoddan çıxan elektronların sayının qeyri-sabit olması ilə bağlı effektdir.

Katod cərəyanı Δi olduqda, Δt zaman müddəti ərzində katoddan çıxan elektronların orta sayı

$$\bar{n} = \frac{i_e \Delta t}{e} \quad (2.1.41)$$

ifadəsi ilə təyin oluna bilər.

Bu qiyməti nəzərə almaqla, cərəyanın ani dəyişməsi üçün

$$i_{\Delta t} = \frac{e(n - \bar{n})}{\Delta t} \quad (2.1.42)$$

yazmaq olar.

Küyün əhatə etdiyi tezlik zolağı Δf olduqda, anod cərəyanının katod cərəyanına bərabərliyi halında küy cərəyanının orta kvadratik qiyməti:

$$\bar{i}_k^2 = 2eI_a \Delta f \quad (2.1.43)$$

Fəza yükünün hamarlayıcı təsiri **depressiya əmsalı** adlanan

$$\Gamma^2 = 0,644 \frac{2kT_e S}{eI_a} \quad (2.1.44)$$

kəmiyyəti ilə nəzərə alınır. Beləliklə:

$$\bar{i}_k^2 = 2e\Gamma^2 I_a \Delta f \quad (2.1.45)$$

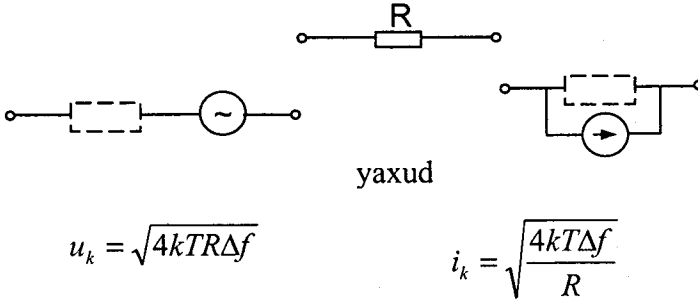
(2.1.45)-də T_k – katodun temperaturu, S – diod xarakteristikasının dikliyidir. Məsələn, $T_k = 1000K$ olduqda:

$$\Gamma^2 = 0,11 \frac{S}{I_a}.$$

Çoxelektrodlu elktrovakuum lampalarında küy cərəyanın paylanmasının dəyişməsi nəticəsində də baş verir. Bu zaman yaranan küy cərəyanının orta kvadratik qiyməti və paylanma əmsalı ilə bağlı olub

$$\bar{i}_a^2 = \frac{k}{k+1} (\Gamma^2 I_a + I_{I_2}) 2e\Delta f, \quad k = \frac{I_a}{I_{I_2}}. \quad (2.1.46)$$

ifadəsi ilə təyin edilir.



Şəkil 2.1.28. Küy generatorunun qrafiki təsviri.

Küy, ikinci elektronların emissiyası hesabına yaranırdıqda isə:

$$\bar{i}_a^2 = 2eI_a \delta (\Gamma^2 \delta + 1) \Delta f. \quad (2.1.47)$$

İkinci elektronlar hesabına yaranan küy, qırma effektinin və cərəyanın paylanmasının hesabına yaranan küylərdən xeyli kiçikdir.

Səth fluktuasiya effekti katodun ayrı-ayrı nöqtələrində çıxış işinin təsadüfi dəyişməsi ilə bağlıdır.

Çoxelektrodlu elktrovakuum lampalarının küyü, diod və triodda ikinci elektron emissiyası hesabına yaranan küylərdən böyükdür.

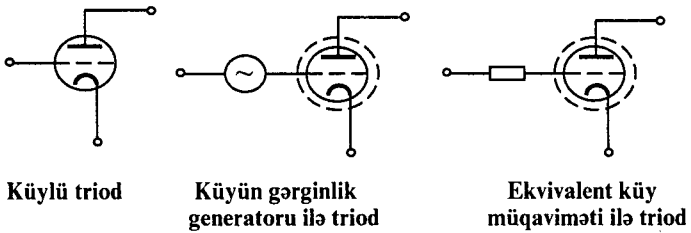
R – müqavimətli naqildə ayrılan küyün **orta kvadratik gərginliyi və cərəyanı** naqilin temperaturundan asılıdır:

$$\bar{u}_k^2 = 4kTR\Delta f, \quad \bar{i}_k^2 = \frac{\bar{u}_k^2}{R^2} = \frac{4kT}{R} \Delta f. \quad (2.1.48)$$

Burada Δf – küyün tezlik zolağının enini göstərir.

Elektrovakuum lampalarında cərəyanın fluktuasiyaları, lampanın daxil olduğu dövredə küy yaradır (şəkil 2.1.29). Bu halda **ekvivalent küy müqaviməti** lampanın fluktuasiya cərəyanının adi rezistordakı fluktuasiyaları ilə müqayisəsi əsasında qiymətləndirilir. Rezistorlu dövredə küyün olmasını ardıcıl qoşulmuş küy generatoru vasitəsilə təsvir etmək mümkündür. Bu iki halda işarələnmiş rezistor tamamilə küysüz bir element kimi nəzərə alınır.

Yuxarıda göstərilmiş əməliyyatı triod üçün də aparmaq olar.



Şəkil 2.1.29. Küylü triodun qrafiki təsviri

Məlum

$$dI_a = SdU_t,$$

$$\bar{u}_k^2 = \frac{\bar{i}_a^2}{S^2} = \frac{0,644 \cdot 2kT_k S \cdot 2eI_a \Delta f}{eI_a S^2} = \frac{0,644 \cdot 4kT_k}{S} \Delta f$$

və

$$4kTR_k \Delta f = \frac{0,644 \cdot 4kT_k}{S} \Delta f,$$

ifadələrini nəzərə almaqla küy müqavimətinin

$$R_k = \frac{0,644T_k}{ST} \quad (2.1.49)$$

şəkilə təyin edildiyini göstərmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, **miniatur triodların** küy müqaviməti $R \sim 200$ Om, tezlik çevirici lampalarının isə yüzlərlə kiloom tərtibində olur.

Elektrovakuum lampalarının küyünü kəskin azaltmaq üçün xarakteristikanın dikliyini artırmaq (katod-tor məsafəsini kiçiltmək) lazımdır. Çoxelektrodlu lampalarda cərəyanın paylanma əmsalını azaltmaq üçün seyrək ekranlayıcı tordan istifadə edilir, ikinci elektron emissiyası əmsalını azaltmaq üçün isə elektrodların üzərinə ikinci elektron emissiyası əmsalı kiçik olan metal təbəqə çökdürülür.

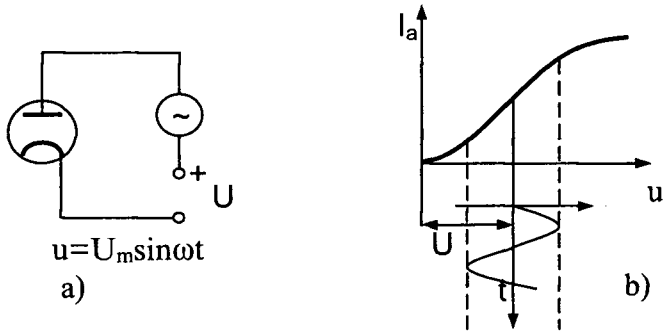
Elektron lampalarının hər hansı dövrədəki işçi nöqtəsi, adətən, xarakteristikanın düzxətli hissəsində yerləşir. Bu, o deməkdir ki, lampanı şərti olaraq adi rezistorla əvəz etmək mümkündür. Belə rezistorun müqaviməti aşağı tezliklərdə lampanın diferensial müqavimətinə bərabərdir. Yüksək tezliklərdə isə həmin müqavimət kompleks şəkildə hesablanmalıdır. Əvvəlcə vakuum diodunun dövrəyə qoşulmasına baxaq (şəkil 2.1.30).

Diod ekvivalent sxemdə gərginliyin aşağı tezliklərində rezistorla əvəzlənə bilər, yüksək tezliklərdə isə lampanın tutum müqaviməti də nəzərə alınmalıdır (şəkil 2.1.31).

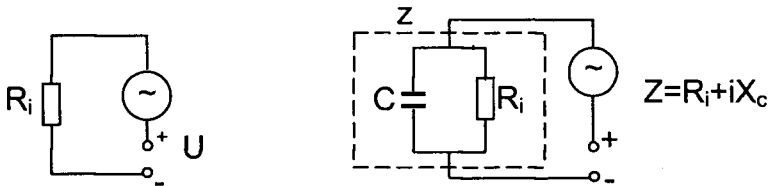
Triodun daxili tənliklərini cərəyanlarının

$$dI_a = SdU_i + \frac{1}{R_i} dU_a, \quad dI_i = S_i dU_i + S_{ia} dU_a. \quad (2.1.50)$$

diferensialları şəklində yazmaq olar.



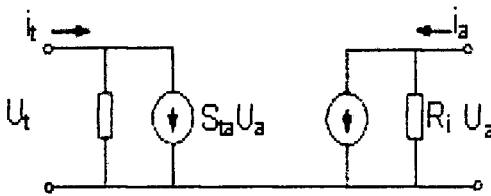
Şəkil 2.1.30. Diodun sinusoidal gərginlik generatoru ilə ardıcıl qoşulması sxemi (a) və volt-ampər xarakteristikası (b)



Şəkil 2.1.31. Diodun rezistorla əvəzlənməsi sxemi

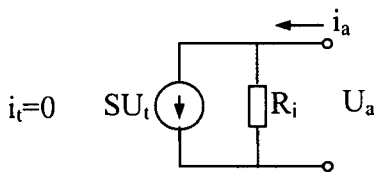
Volt-ampər xarakteristikasının düzxətli hissəsində diferensialların əvəzinə

$$i_a = S U_i + \frac{1}{R_i} U_a, \quad i_i = S_i U_i + S_{ia} U_a, \quad (21.51)$$



Şəkil 2.1.32. Triodun dövrəyə qoşulmasının ekvivalent sxemi.

ifadələri yazdıqda bu düsturlara uyğun olaraq, triodun ekvivalent qoşulma sxemini təsvir etmək mümkündür (şəkil 2.1.32). Bu halda, əgər tora mənfi potensial verilərsə, sxemin yalnız sağ hissəsi qalar.

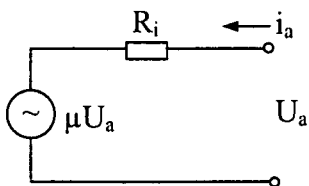


Şəkil 2.1.33. Torun potensialı mənfi olduqda triod dövrəsinin ekvivalent sxemi

(2.1.50) və (2.1.51) ifadələrindən triodun anod gərginliyi üçün

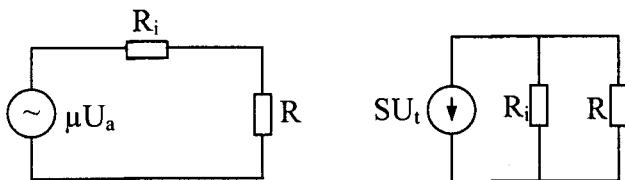
$$U_a = R_i i_a - S R_i U_t = R_i i_a - \mu U_t$$

alınır. Bu ifadəyə uyğun olaraq, triodun statik rejimdəki ekvivalent sxemini göstərmək olar (şəkil 2.1.34)



Şəkil 2.1.34. Statik rejimdə triod dövrəsinin ekvivalent sxemi

Dinamik rejimdə (dövrədə yük olduqda) sxemə rezistor daxil edilməlidir (şəkil 2.1.35)



Şəkil 2.1.35. Dinamik rejimdə triodun ekvivalent sxemləri

§ 2.1.7. Fotoelektron cihazları

Elektrovakuum cihazları sırasında böyük elmi marağ və praktiki əhəmiyyət kəsb edən bir qrupu da fotoelektron cihazlarıdır. Bu cihazlarda işçi elektronlar elektrovakuum lampalarından fərqli olaraq, termoelektron emissiyası hesabına deyil, fotoelektron emissiyası hesabına yaranır. Fotoelektron cihazlarının iş prinsipi xarici fotoeffekt hadisəsinə əsaslanır. Elektromaqnit şüalanması (ışığı kvantlarının enerjisi) bu cihazlarda sərbəst elektronların yaradılmasına sərf olunur. Fotoelektron cihazları optik spektrin ultrabənövşəyi, görünən və infraqırmızı oblastlarında işləyir. Daha doğrusu, bu cihazlarda dalğa uzunluğu 10^{-2} mkm-dən 340 mkm-dək olan aralıqda yerləşən işığı sərbəst elektronlar yarada bilər. Fotoelektron cihazlarında fotohəssas işçi maddə üzərinə işığı dəstəsi düşdükdə həmin maddədən şüalanmanın təsiri altında sərbəst elektronlar çıxır. Fotoelektron cihazlarının xarakterik nümayəndələri **elektrovakuum fotoelementləri** və **fotoelektron çoxaldıcılarıdır**.

Fotoelektron cihazlarını xarakterizə edən başlıca parametrlər **şüalanma seli**, **ışığı selinin fəza sıxlığı**, **fotokatodun spektral həssaslığı**, **kvant çıxışıdır**.

Şüalanmanın gücü şüalanma seli ilə xarakterizə olunur:

$$F = \frac{dW}{dt}. \quad (2.1.51)$$

İnsanın görmə hissiyatı vasitəsilə qiymətləndirilən şüalanma **ışığı seli** adlanır. Bu kəmiyyətin ölçü vahidi Lümenidir.

Bir Lümen işığı seli platinin bərkimə temperaturunda ($T=2046$ K) şüalandırıcı $5,3 \cdot 10^{-3}$ sm² sahəyə malik mütləq qara cismin şüalandırdığı selə bərabərdir.

İnsan gözünün həssaslığı işığın $\lambda = 0,555$ mkm dalğa uzunluğunda maksimuma malikdir. Belə həssaslığı vahidə uyğun qəbul edirlər. $\lambda = 0,555$ mkm olduqda, 1 Lm işığı selinin gücü $1/683$ Vt-a bərabərdir.

Şüalanmanın fəzada paylanması işıq selinin

$$J = \frac{F}{\omega} \text{ (Lm/ster)} \quad (2.1.52)$$

ifadəsi ilə təyin olunan fəza sıxlığı ilə nəzərə alınır. İstənilən maddə işığın hər bir dalğa uzunluğunda müəyyən ftohes-saslığa malikdir. Bu xassəni **fotokatodun spektral həssaslığı** adlanan

$$K_{\lambda} = \frac{I_f}{F_{\lambda}} \text{ (mA/Vt)} \quad (2.1.53)$$

kəmiyyəti ilə qiymətləndirmək olar. Burada I_f – doyma halı fotocərəyanı, F_{λ} – işə müəyyən λ – dalğa uzunluğuna malik **monoxromatik işıq selidir**.

Maddənin üzərinə düşən bir fotonun təsiri ilə ondan qoparılan (vakuuma və ya qaz mühitinə çıxarılan) elektronların sayı **kvant çıxışı** adlanır:

$$K_{\nu} = \frac{n}{N}. \quad (2.1.54)$$

Burada n – maddədən çıxan elektronların, N – işə maddə üzərinə düşən fotonların sayıdır.

Sonuncu ifadədə $n=I_f/e$ və $N=F_{\lambda}/h\nu$ olduğunu nəzərə aldıqda:

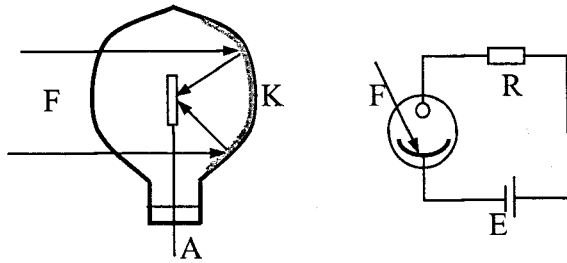
$$K_{\lambda} = \frac{I_f/e}{F/h\nu} = \frac{I_f h\nu}{F e} = \frac{I_f h c}{F e \lambda} = K_{\lambda} \frac{12360}{\lambda}. \quad (2.1.55)$$

Burada, e – elektronun yükü, h – Plank sabiti, ν – işıq fotonunun tezliyi, λ – işığın dalğa uzunluğu, c – işıq sürətidir:

$$([K_{\lambda}] = \frac{\overset{\circ}{A}}{Vt}, \quad [\lambda] = \overset{\circ}{A}).$$

Spektrin görünən hissəsində yüksək kvant çıxışı yaratmaq üçün elektronların maddədən çıxış işinin 1,5 eV-dan kiçik olması ilə bərabər, işığın əks edilmə əmsalının və kato-
dun həcmində fotoelektronların itkisinin az olması vacibdir. Metal fotokatodlar spektrin ancaq ultrabənövşəyi ob-
lastında işləyə bilər. Buna görə də fotokatodları hazırlamaq üçün başlıca olaraq yarımqeçiricilərdən istifadə olunur.

Vakuum fotoelementlərinin quruluşu və dövrəyə qoşulma sxemi şəkil 2.1.36-da təsvir olunub.



Şəkil 2.1.36. Vakuum fotoelementinin quruluşu və dövrəyə qoşulma sxemi

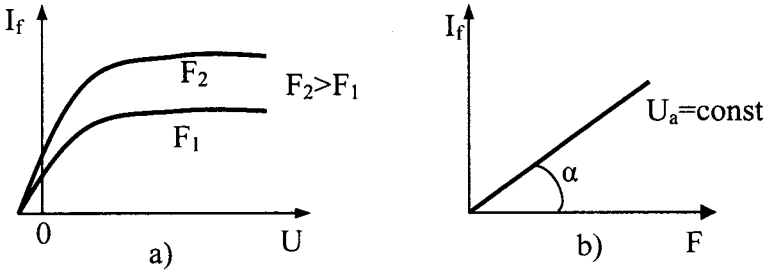
Bu cihazın volt-amper xarakteristikasında doyma baş verir, işıq xarakteristikası isə xətti xarakterə malikdir (şəkil 2.1.37).

Fotoelementdə yaranan fotocərəyan işıq maddənin üzərinə düşən şüalanma seli ilə düz mütənasibdir:

$$I_f = kF.$$

Burada $k = \text{tg}\alpha$ – **inteqral həssaslığıdır**.

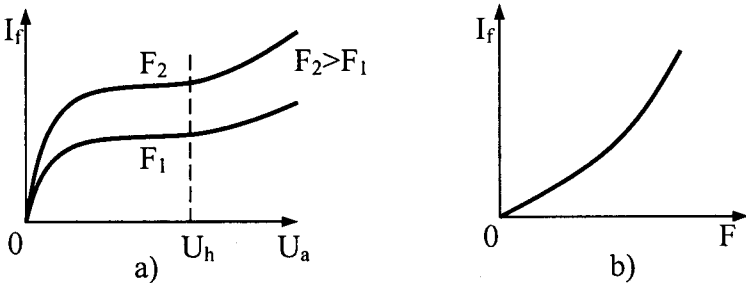
Fotokatod olaraq elektronların çıxış işi kiçik olan oksigen-seziyum və sürmə-seziyum örtüklü fotokatodlar daha çox istifadə olunur.



Şəkil 2.1.37. Vakuum fotoelementinin volt-ampere (a) və işıq xarakteristikaları (b)

Vakuum fotoelementlərində işıq maddənin üzərinə düşən işıq seli sıfır olduqda, cərəyan sıfır bərabər deyil. Bu zaman cihazda termoelektron emissiyası və şüşə səthinin keçiriciliyi hesabına müəyyən qaranlıq cərəyanı yaranır.

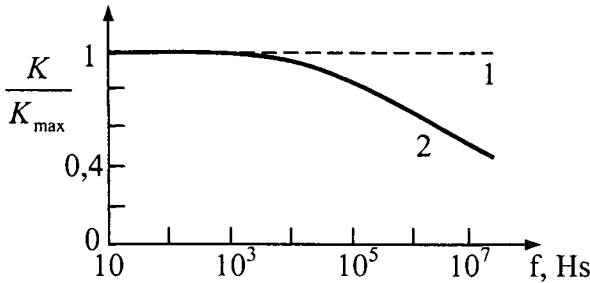
İon fotoelementləri də mövcuddur. Bu fotoelementlərin iş prinsipi vakuum fotoelementlərininkindən tamamilə fərqlənir. Bu halda cihazın balonu onlarla Paskal tərtibində təzyiqə malik qazla doldurulur. Elektrodlar arasında müəyyən gərginlikdə həmin qazda qeyri-müstəqil boşalma əmələ gəlir. Böyük gərginliklərdə isə boşalma müstəqil formaya keçə bilər (şəkil 2.1.38).



Şəkil 2.1.38. İon fotoelementinin volt-ampere (a) və işıq xarakteristikaları (b)

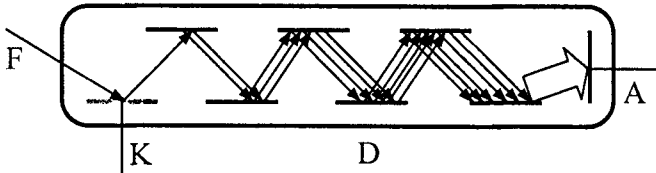
Boşalmanın hesabına **qaz gücləndirmə əmsalı** $5 \div 10$ arasında ola bilər, yəni ion fotoelementləri vakuum fotoelementləri ilə müqayisədə daha həssasdır. Lakin, bu halda işçi gərginlik elə seçilməlidir ki, müstəqil boşalma əmələ gəlməsin. Digər tərəfdən katodun ionlarla bombardman edilməsi onu sıradan çıxara bilər. Buna görə də ion fotoelementləri çox nadir hallarda tətbiq olunur.

Elektron və ionun kütlələrinin böyük fərfinə görə ion fotoelementlərinin tezlik xarakteristikası daha aşağı tezliklərdə enməyə başlayır (şəkil 2.1.39).



Şəkil 2.1.39. Elektron (1) və ion (2) fotoelementlərinin tezlik xarakteristikası

Geniş tətbiq tapmış fotoelektrovakuum cihazlarından biri də **fotoelektron çoxaldıcısıdır**. Fotoelektron çoxaldıcıları zəif işıq siqnallarının qeyd edilməsi üçün istifadə olunur. Bu cihazlar fotohəssas katoddan və **dinodlar sisteminə**n ibarətdir (şəkil 2.1.40).



Şəkil 2.1.40. Fotoelektron çoxaldıcısının quruluşunun sxematik təsviri

Bu cihazın, üzərinə O-Cs örtüyü çökdürülmüş metal dinodlarının ikinci elektron emissiyası əmsalı $\sigma = 6\div 8$ -dir.

Anoda verilmiş gərginlik dinodlar arasında bərabər paylanır. Dinodların sayı n olduqda katoddan çıxan elektronların sayı anoda çatanadək σ^n – dəfə artır. Cihazın əsas parametrləri **cərəyana görə gücləndirmə əmsalı (M)** və **integral həssaslığıdır (K_F)**

$$M = \frac{I_{F.a}}{I_{F.k}}, \quad K_F = kM . \quad (2.1.56)$$

Burada k – **fotokatodun həssaslığıdır**. Onun qiyməti yüzlərlə A/Lm tərtibindədir.

FƏSİL 2.2

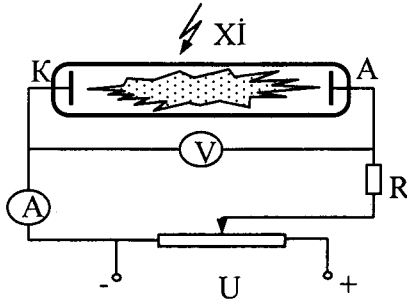
İON CİHAZLARI

§2.2.1. Qazlarda elektrik boşalmaları

Elektronikada istifadə olunan maraqlı cihazlardan bir qrupu da **vakuüm-ion cihazlarıdır**. Bərk cisimlərdə baş verən elektron prosesləri əsasında işləyən yarımkeçirici və vakuumdakı elektron prosesləri əsasında işləyən elektrovaakuüm cihazlarından fərqli olaraq, ion cihazlarının iş prinsipi qaz boşalması plazmasında baş verən fiziki proseslərə əsaslanır.

Ayrı-ayrı ion cihazlarının quruluşuna, iş prinsipinə baxmazdan əvvəl **qazlarda elektrik boşalmasının** (qaz boşalmalarının) bəzi məqamlarını nəzərdən keçirək. Qaz boşalmalarının bir neçə növü var. Sadə halda şüşə boruda **soyuq elektrodlar** arasındakı boşalmaya baxaq (şəkil 2.2.1). Adətən, ion cihazlarında işçi maddə olaraq təsirsiz qazlardan, civə buxarlarından və hidrogendən istifadə edilir. Elektrodlar arasında mövcud olan az miqdarda ilkin sərbəst elektronlar və ionlar (Xİ) **xarici ionlaşdırıcının** (məsələn, işığın, radioaktiv şüalanmanın) təsiri ilə əmələ gəlir. Elektrodlar (A və K) arasına gərginlik (U) tətbiq olunduqda qazdan sərbəst elektronların və ionların yaratdığı cərəyanların cəminə bərabər olan yekun cərəyan axır. Şəkil 2.2.1-də P – potensiometri elektrodlar arasındakı gərginliyi, R – yük müqaviməti dövrədəki cərəyanı tənzimləyən, V – voltmetri və A – ampermetri isə uyğun olaraq onları ölçmək üçündür. Elektrik sahəsində sürətlənən elektronların enerjisinin kifayət qədər böyük qiymətlərində atomların həyəcanlanması baş verə bilər və həmin atomlar həyəcanlanmış haldan təqribən 10^{-8} saniyədən sonra əsas hala qaydır. Bu zaman işıq

kvantı şüalanır. Böyük ($10^{-3} \div 1$ san) yaşama müddətli **meta-stabil haldan** atomu həyəcanlaşdırmaq üçün nisbətən kiçik enerji tələb olunur. Qazda ionlaşma prosesi ilə bərabər, elektronların və müsbət ionların birləşməsi (**rekombinasiyası**) kimi əks proses də baş verir.



Şəkil 2.2.1. Soyuq elektrodlu boşalma borusunun dövrəyə qoşulma sxemi

İonların yaranması **ionlaşma əmsalı** ilə xarakterizə olunur. Qazın elektrik boşalması prosesində elektrik sahəsi ilə sürətləndirilmiş elektron neytral atoma və ya yüklü iona zərbə vuraraq onun xarici elektron təbəqəsindəki elektronunu qoparır.

Vahid həcmdəki elektronların sərbəst qaçış yolunda yaradılan ionların sayı (α) ionlaşma əmsalı adlanır.

Sürətlənmiş müsbət ionlar isə katodla zərbə ilə toqquşduqda onun səthindən elektronlar qoparır. Katod üzərinə düşən hər ionun səthdən çıxardığı elektronların sayı isə **ion-elektron emissiyası əmsalı** (γ) adlanır.

Şəkil 2.2.1-də təsvir olunan qurğuda müstəqil qaz boşalmasının yaranması prosesinə baxaq.

Xarici ionlaşdırıcı ilə yaradılan elektronların başlanğıc konsentrasiyası n_0 olduqda, dx – qədər yolda yaranan sərbəst ionların və elektronların sayı $dn = n\alpha dx$ olacaq. Elektrodlar arasında məsafə d olduqda, anodun səthinə düşən elektronların sayı

$$n_a = n_o e^{\alpha d} \quad (2.2.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Katod üzərinə düşən ionların konsentrasiyası isə:

$$n_i = n_a - n_o = n_o (e^{\alpha d} - 1). \quad (2.2.2)$$

İon bombardmanı nəticəsində katoddan çıxan elektronların konsentrasiyası:

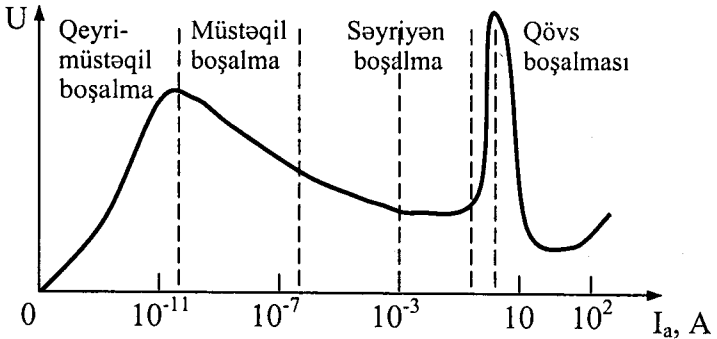
$$n_e = \gamma n_o (e^{\alpha d} - 1). \quad (2.2.3)$$

Katodun səthindən çıxan elektronların sayı başlanğıc elektronların sayından kiçikdirsə ($n_e < n_o$), boşalma qeyri-müstəqil olar. Müstəqil boşalmanın başladığı sərhəd şərti isə $n_e = n_o$, yəni:

$$\gamma n_o (e^{\alpha d} - 1) = n_o, \quad \gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.2.4)$$

Bu şərt (**Taunsend tənliyi**) boşalma aralığına verilən gərginlik **alışma gərginliyinə** bərabər olduqda təmin olunur.

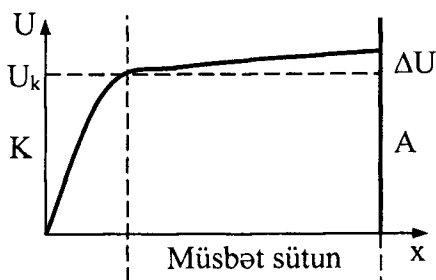
Gərginlik və cərəyandan başqa, boşalmanın parametrlərinin hamısı sabit saxlanıldıqda, onun volt-ampere xarakteristikası şəkil 2.2.2-dəki kimi olur.



Şəkil 2.2.2. Soyuq elektrodlar arasındakı qaz boşalmasının volt-ampere xarakteristikası

Səyriyən qaz boşalmasında katoddakı potensial düşgüsü qazın ionlaşma potensialından xeyli böyükdür. Katoddan elektronlar ionların təsiri ilə çıxır. Gərginliyin sabit qaldığı hissə, xarakteristikanın normal səyriyən boşalmanın baş verdiyi oblastına uyğundur. Burada gərginliyin qiyməti qazın növündən və katodun materialından asılıdır. Baxılan halda cərəyan şiddəti katod üzərindəki boşalmanın en kəsiyinin sahəsinin hesabına dəyişir, cərəyan sıxlığı isə sabit qalır. Boşalmanın işıqlanan hissəsi (**müsbət sütunu**)

$E = \frac{\Delta U}{\Delta x}$ elektrik sahəsinin kiçik qiymətində yaranan plazmadır (şəkil 2.2.3). İonlaşmış qazda (**plazmada**) kvazi-neytrallıq avtomatik saxlanılır ($\rho_e \approx \rho_i$). Plazma yüksək elektrik keçiriciliyinə malik olduğuna görə elektrik sahəsi ona daxil olmur.



Şəkil 2.2.3. Qaz boşalmasında elektrodlar arasında potensialın paylanması

Qövs boşalması – katoddakı potensial düşgüsünün kiçik (ionlaşma potensialına bərabər və kiçik) qiyməti ilə xarakterizə olunur. İonlarla bombardman nəticəsində katod termoelektron emissiyası temperaturuna qədər qızır. Katod üzərində boşalma bir nöqtəyə sıxılır və burada **katod ləkəsi** yaranır. Katod ləkəsi elektronların intensiv mənbəyidir. Buna görə də qövs boşalması cərəyanının qiyməti yüzlərlə ampərə çata bilər.

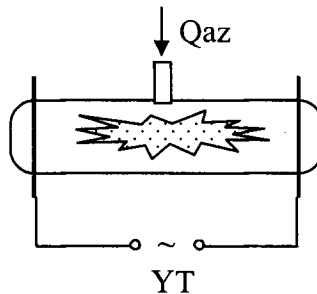
Soyuq katodlu ion cihazları müxtəlif rejimlərdə işləyə bilsə də, hər bir cihaz, adətən, yalnız bir rejimdə istifadə edilir. Universal ion cihazları hazırlanmır. Layihələndirmə

zamanı bu cihazların parametrləri onların yalnız müəyyən rejimdə işləməsi üçün hesablanır.

Nəzərdən keçirdiyimiz stasionar soyuq katodlu boşalmadan başqa, qazlarda elektrik boşalmaların bir neçə növləri də mövcuddur. Onların sırasında **közərən katodlu boşalmalar** daha geniş tətbiq tapıb. Bu cihazlarda volframli katod dəyişən və yaxud sabit cərəyanla termoelektron emissiyası baş verən temperatura qədər qızdırılır. Nəticədə, boşalmanın alışması asanlaşır və elektrodlar arasında böyük qiymətə malik cərəyanlar almaq mümkün olur.

Müxtəlif formalı xarici maqnit sahələrində də baş verən qaz boşalmaları geniş yayılmışdır. Bu zaman elektronun hərəkət trayektoriyası maqnit sahəsində xeyli uzanır və çoxsaylı toqquşmaların nəticəsində qazın yüksək ionlaşma dərəcəsi təmin olunur. Maqnit sahəsi ilə təsir etdikdə cihazlarda boşalmanın alışması asanlaşır və böyük həcmdə plazma almaq mümkün olur. Bununla yanaşı, bircins maqnit sahəsindəki plazma da bircins olur.

Yüksək tezlikli qaz boşalmalarında elektrodlar kameranın xaricində də yerləşdirilə bilər (şəkil 2.2.4). Belə halda plazma elektrodlarla kontaktda olmur. Buna görə də, boşalmaya elektrodlardan aşqarlar daxil ola bilmir. Belə boşalmalarda dəyişən gərginliyin tezliyi 10 MHz-ə qədər olur. Yüksək tezlikli (YT) boşalmalar, əksər hallarda müxtəlif formalı maqnit sahələrində reallaşdırılır.



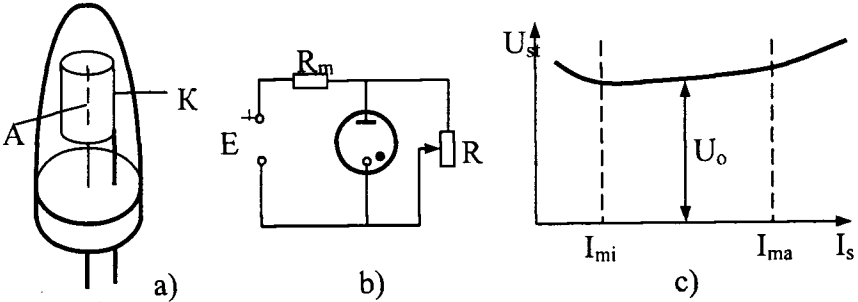
Şəkil 2.2.4. Yüksək tezlikli qaz boşalmasının prinsiplial sxemi

Qıgılıcm boşalması atmosfer təzyiqində elektrodlar arasında baş verir. Bu halda **boşalma qaytanının** bir çox qolları olur. Qıgılıcm boşalması zamanı qaz parlaq işıqlanır və istilik ayırır.

Qıgılıcm boşalmasının ən xarakterik nümunəsi **ıldırım**dır. İldırım müvafiq parametrlərin yüksək qiymətləri ilə ($I=10\div 10^3$ kA, $U=10^8\div 10^9$ V, $\tau \sim 1$ mksan) xarakterizə olunur.

§2.2.2. Bəzi ion cihazları

Stabilitron – soyuq katodlu dioddur və normal səyriyən boşalma oblastında işləyir. Bu cihazda katod böyük ölçülü səthə (sahəyə) malik içiboş silindr, anod isə sistemin oxunda yerləşən məftildir (şəkil 2.2.5). Stabili-

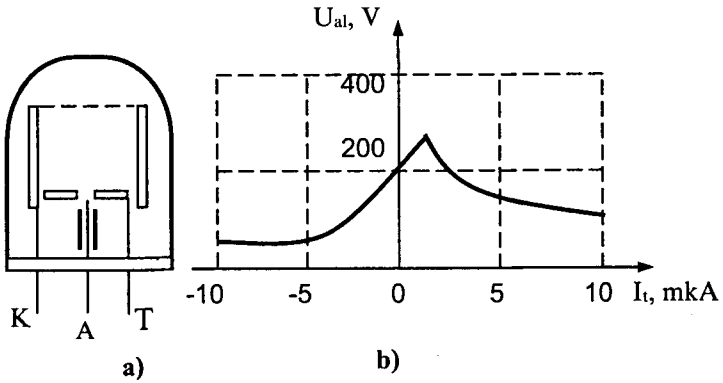


Şəkil 2.2.5. Stabilitronun quruluşu (a), stabilləşdirmə sxemi (b) və volt-ampere xarakteristikası (c)

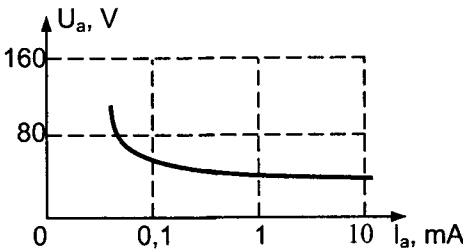
ləşdirilmə rejimi, cərəyanın qiymətlərinin müəyyən intervalında baş verir. Praktikada istifadə olunan stabilitronlarda stabilləşmə gərginliyinin (U_0) qiyməti 75–150 V arasındadır.

Səyriyən boşalmalı tiratron – üç elektrodlu lampadır. Onun daxilində işçi qazın (neonun) təzyiqi 10^3 Paskaldır (şəkil 2.2.6). Bu cihazda katodun üzərinə, bir qayda ola-

raq nazik sezium təbəqəsi çökdürülür. Alışma gəlginliyi torun cərəyanının qiymətindən asılıdır. Əlaqəli boşalmanı



Şəkil 2.2.6. Tiratronun quruluşu (a) və alışma xarakteristikası (b)



Şəkil 2.2.7. Səyriyən boşalmalı tiratronun volt-ampere xarakteristikası

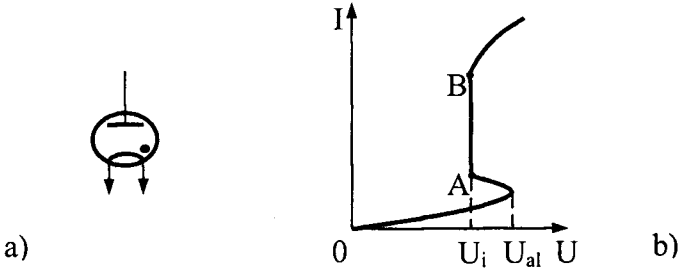
alışdırmaq üçün tora kiçik gərginlik verilir. Ən yaxşı idarəetmə xarakteristikasının düşən hissəsində təmin olunur. Katodla tor arasında vasitəçi boşalma alışandan sonra katod və anod arasındakı əsas boşalmanın alışması

asanlıqla baş verir (şəkil 2.2.7).

Tiratron hesablayıcı və impuls qurğularında istifadə edilir. Buna görə də bu cihazda boşalma plazmasının relaksasiya müddəti kiçik olmalıdır. Tiratronlar onlarla kHs tezliklərə qədər dayanıqlı işləyir.

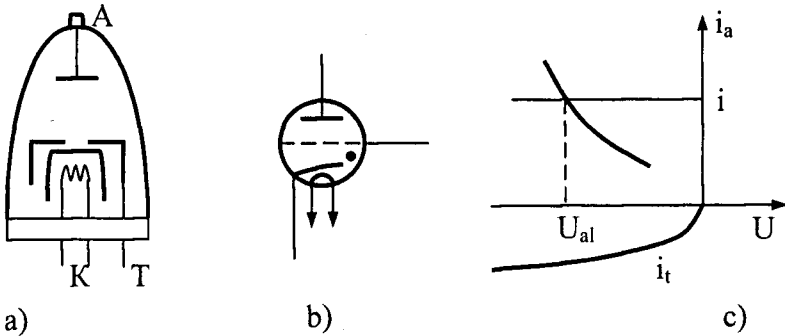
Qazotron – közərən katodla, civənin buxarında, yaxud qazda qeyri-müstəqil boşalma ilə idarə edilməyən ion diodudur. Bu lampanın anodu ikinci elektron emissiyası əmsalının kiçik qiymətinə malik olan materialdan (qrafit-

dən, molibdendən) hazırlanır. Katodun örtüyü isə nazik oksid təbəqəsidir (şəkil 2.2.8, a). Əks istiqamətdəki gərginliyin qiymətinin böyük olması üçün cihazın həcmindəki qazın təzyiqi kifayət qədər alçaq olmalıdır. Bu halda diodun çıxışları arasında qövsün yaranmaması üçün katodun közərmə gərginliyi qazın ionlaşma potensialından kiçik götürülür. Güclü qazotronlarda katodun emissiya cərəyanının qiyməti onlarla ampərə çatır. Boşalma alışıqdan sonra qazotrondakı gərginlik düşgüsü azalır və cərəyanın müəyyən intervaldakı dəyişməsində sabit qalır. *A* və *B* nöqtələri arasında (şəkil 2.2.8, b) lampanın müqaviməti cərəyanla tərs mütənəşib olur.



Şəkil 2.2.8. Qazotronun qrafiki təsviri (a) və volt-ampere xarakteristikası (b)

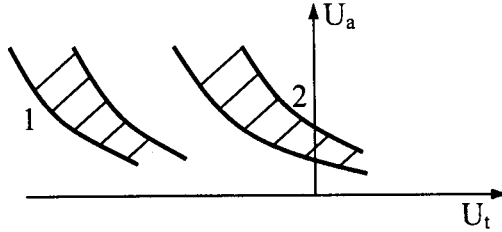
Qeyri-müstəqil qaz boşalmalı tiratron – közərən katodla işləyir (şəkil 2.2.9). Bu halda qazı ionlaşdırmaq üçün



Şəkil 2.2.9. Qövs boşalmalı tiratronun quruluşu (a), qrafiki təsviri (b) və açılma xarakteristikası (c)

tor və katod arasında əvvəlcədən köməkçi boşalma alışdırılır və tora mənfi potensial verilir ki, əsas boşalma katod və anod arasında yaransın. Cihazda qövs alışandan sonra, anod cərəyanının qiyməti təqribən $i = U/R$ tərtibində olur (burada, R – xarici dövrənin müqavimətidir).

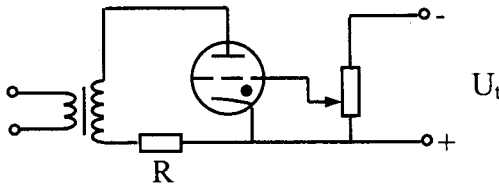
Boşalma nəticəsində yaranan plazma torun elektrik sahəsini ekranlayır və o, öz idarəedici təsirini itirir. Boşalmayı kəsmək (prosesi dayandırmaq) üçün anodun gərginliyini sıfıra qədər endirmək lazımdır. Ətraf mühitin temperaturunun dəyişməsi, katodun emissiya cərəyanının fluktuasiyası və digər səbəblərə görə alışma gərginliyi müəyyən diapazonda (intervalda) dəyişir. Nəticədə cihazın qoşulma xarakteristikasında ayrı-ayrı əyrilər yox, müəyyən enə malik qoşulma oblastları alınır (şəkil 2.2.10).



Şəkil 2.2.10. Tiratronun alışma xarakteristikasının oblastları:
1 – lampanın toru seyrəkdir; 2 – tor sıxdır

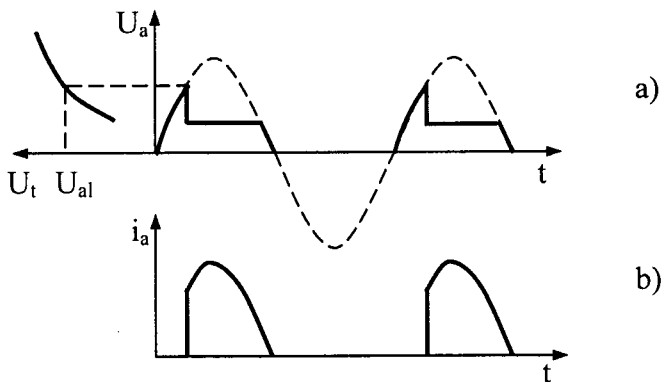
Tiratronun işçi tezlik diapazonu on kHs-lərdən yüksək deyil və o, **plazmanın relaksasiya zaman sabiti** ilə təyin olunur. Relaksasiya prosesi başa çatdıqdan sonra torun idarəetmə təsiri bərpa olunur.

İdarəedilən tiratron da, bir qayda olaraq dəyişən cərəyanın düzləndirilməsi üçün istifadə edilir (şəkil 2.2.11).



Şəkil 2.2.11. Tiratronlu düzləndiricinin sxemi

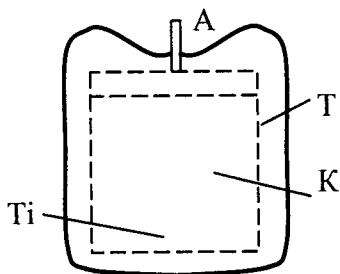
Torun mənfi potensialını dəyişərək tiratronda boşalmanın alışma zaman müddətinin qiymətini tənzimləmək mümkündür. Beləliklə, tiratron ancaq müəyyən zaman müddəti ərzində açıq qalır və buna görə dövrdə cərəyanın orta qiyməti dəyişir (şəkil 2.2.12).



Şəkil 2.2.12. Tiratronun anod gərginliyinin (a) və cərəyanının zamandan asılılığı (b).

İmpuls hidrogen tiratronlarının

qısamüddətli yüksək cərəyan almaq üçün modulyator kimi istifadə edilir (şəkil 2.2.13). Bu lampanın katodu (K) oksid təbəqəsinə malikdir, işçi qaz isə hidrogendir və onun təzyiqi 0,5 Pa-dır. Hidrogen, cihazdakı titan şaybasının (T_i) daxilində yerləşir və katod qızdırıldıqda xaricə çıxır. Elektronların katoddan anoda (A) birbaşa düşməməsi üçün onların



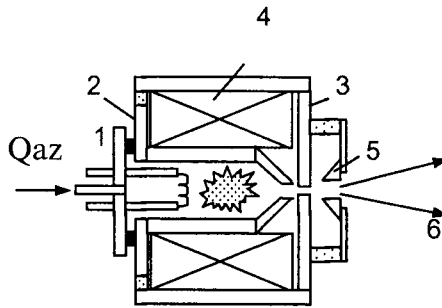
Şəkil 2.2.13. İmpuls tiratronunun quruluşu.

arasında qoruyucu elektrod yerləşdirilir. Lampaya yüksək 10–20 kV gərginlik verilir. Anod və katodun sızma cərəyanları hesabına lampanın öz xarici səthi üzrə qapanmaması üçün, kolbanın yuxarı hissəsində çökəklik yaradılır. Boşalmanın alışma müddəti 0,02 san, impulsun sürəkliyi müddəti bir neçə mksan, relaksasiya müddəti 10 mksan, impulsların tezliyi isə bir neçə kHs tərtibində olur.

§2.2.3. İon mənbələri

İon mənbələri – yüklü zərrəciklərin sürətləndiricilərinin, texnoloji qurğularının, kosmik mühərriklərin və ion cihazlarının tərkib elementləridir. Bu mənbələrin bir çox növləri mövcuddur, çünki hər konstruksiya müəyyən məqsədlə istifadə edilir.

İon mənbələri bir-birindən öz iş prinsipi və parametrləri ilə fərqlənir. Ən intensiv mənbələrdən biri boşalma plazmasının ikiqat sıxılması əsasında işləyən **duoplazmatron** (şəkil 2.2.14).

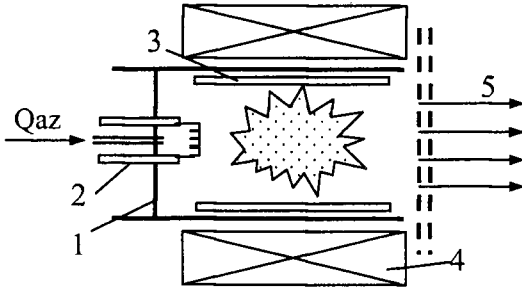


Şəkil 2.2.14. Duoplazmatronun sxemi: 1–katod; 2–aralıq elektrod; 3–anod; 4–maqnit sahəsini yaradan makara; 5–ekstraktor; 6–ion dəstəsi

Bu cihazda qaz boşalması qızdırılan katod (1) və aralıq elektrod (2) arasında alışdıqdan sonra anoda doğru (3) ötürülür. Plazmanın birinci sıxılması boşalma kamerasının daralması, ikinci sıxılması isə güclü qeyri-bircins maqnit sahəsi hesabına baş verir. Maqnit sahəsi makara (4) vasitəsilə yaradılır. Həmin maqnit seli poladdan hazırlanmış 2 və 3 elektrodların vasitəsilə aralıq elektrodun çıxışında cəmləşir, bu nöqtədə sahənin maksimal qiyməti və plazmanın ən yüksək konsentrasiyası alınır. Plazmadan ionların (yaxud elektronların) ayrılması və sürətləndirilməsi üçün **ekstraktor** adlanan xüsusi elektroddan (5) istifadə edilir. Ekstraktora yüksək çıxartma gərginliyi ötürülür.

Stasionar rejimdə duoplazmatronun çıxış dəliyində hidrogen ionları cərəyanının sıxlığı 200 A/sm^2 -ə çatır.

Mikroelektronikada aparılan texnoloji əməliyyatlarda, əksər hallarda böyük aperturlu və bircins sıxlığa malik olan dəstələr tələb olunur. Belə dəstələri almağa imkan verən ion mənbələri sırasında ən geniş tətbiq tapanı **Kaufman mənbəyidir** (şəkil 2.2.15).



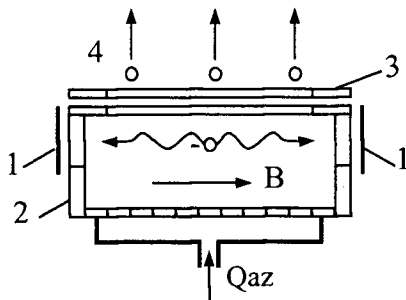
Şəkil 2.2.15. Kaufman mənbəyinin quruluşu:
1-boşalma kamerası; 2-katod; 3-anod;
4-mağnit makarası; 5-ion dəstəsi

Qaz boşalması kamerasında (1) elektromağnit makarası (4) vasitəsilə yaradılan aksial mağnit sahəsində boşalma, közərmə katodu (2) və anod (3) arasında alışıır. İon dəstəsi ikielektrodlu çoxaperturlu ion-optik sistemi vasitəsilə formalaşdırılır. İşçi qazın yüksək dərəcədə ionlaşması elektronların anoda tərəf kəşişən elektrik və mağnit $\vec{E} \perp \vec{H}$ sahələrində uzun sikloidal trayektoriyalar üzrə hərəkət etməsi ilə əldə olunur. Bu isə kamerada işçi təzyiği azaltmağa imkan verir. Plazmadan ionları **çıxartma sisteminin** orta toruna sonuncu tora nisbətən kiçik mənfi potensial verilir ki, dəstədə olan ikinci elektronlar birinci toru dağıtmasın. Bu mənbənin xarakterik cərəyanı $0,2 \text{ A}$, cərəyan sıxlığı isə $0,1 \text{ mA/sm}^2$ tərtibində olur.

Zolaqvari formalı ion dəstələri almaq üçün **Penninq boşalması** əsasında işləyən plazma generatorlarından istifadə olunur.

Penning boşalmasında ikinci ion-elektron emissiyası hesabına yaranan elektronları boşalmanın baş verdiyi zonaya daşıyan həm soyuq, həm də közərən katodlardan istifadə olunur. Boşalma zonasından ionların çıxarılması isə anodda olan dar uzun yarıq vasitəsilə həyata keçirilir. Soyuq katodlu ion mənbəyinin mövcud konstruksiyalarından biri şəkil 2.2.16-də təsvir edilmişdir.

Elektronlar maqnit sahəsi boyunca soyuq katodlar (1) arasında ossilyasiya edərək, işçi qazın effektiv ionlaşmasını həyata keçirir. Qaz anod kamerasına paylayıcı vasitəsilə daxil olur. Dəstə dar uzun yarıqlı ekstraktor (3) vasitəsilə formalaşdırılır. Duoplazmatrondan fərqli olaraq, bu halda ionların plazmadan çıxarılması maqnit sahəsinin eninə istiqamətində baş verir.

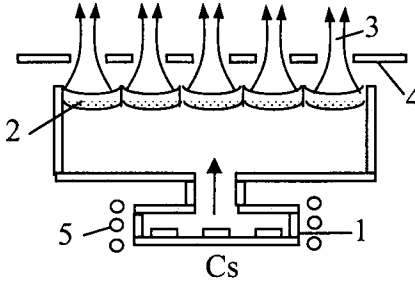


Şəkil 2.2.16. Elektronların ossilyasiyası əsasında işləyən ion mənbəyinin sxemi: 1–katodlar; 2–anod kamerası; 3–ekstraktor; 4–ion dəstəsi

Elə ion mənbələri də mövcuddur ki, onlarda qazboşalması plazması yoxdur. **Səth ionlaşma mənbələrində** ionlar işçi maddənin buxarının məsaməli maddədən keçməsi nəticəsində əmələ gəlir. Bununla yanaşı, buxarın ionlaşma enerjisi, ionizatorun elektrodlarının çıxış işindən kiçik olmalıdır $E_i < A$. Belə mənbənin sxemi şəkil 2.2.17-də göstərilmişdir.

Sezium (Cs) buxarı buxarlandırıcıdan (1) keçərək kifayət qədər məsaməli olan bişmiş volframdan hazırlanmış çıxışa (2) ötürülür.

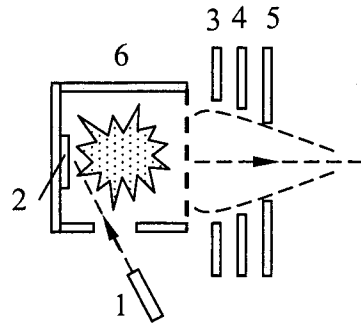
Seziyumun ionlaşma potensialı 3,89 V, volframın çıxış işi isə 4,52 eV-dur. Seziyumun ionlaşması sürətləndirici aralığa yönəlmiş səthdə baş verir (şəkil 2.2.17). İonizatorun özləri mikrodəstələrin səpilməsinin azaldılması üçün içəri əyilmiş formaya malik ola bilər.



Şəkil 2.2.17. Səth ionlaşma mənbəyinin sxemi:
1–buxarlandırıcı; 2–məsaməli volfram; 3–ion dəstəsi; 4–ekstraktor; 5–qızdırıcı

Volframın temperaturu 1500K olduqda ondan sıxlığı 100 mA/sm^2 -ə çatan emissiya cərəyanı almaq mümkündür. Bu tip mənbələrin başlıca üstünlüyü dəstənin ionlarının enerjiyə görə [(0,2 - 0,5) eV] az paylanmasıdır. Dəstədə kənar atom ionları və çoxyükü ionlar yoxdur, əsas ionların özləri isə həyəcanlanmış vəziyyətdə deyillər.

Bərk cisimli hədəflərdən ion dəstəsi almaq üçün ionların **lazer-plazma mənbələrindən** istifadə olunur. Bu mənbələrdə də plazma, hədəfin səthinə fokuslandırılmış lazer şüalarının düşməsi nəticəsində əmələ gəlir (şəkil 2.2.18).



Şəkil 2.2.18. Lazer-plazma ion mənbəyinin sxemi:
1–lazer; 2–hədəf; 3,4,5–ekstraktorun elektrodları; 6–kamera

Burada tezlik köklənməsi rejimində işləyən lazerin şüalanması 1 hədəfinin 2 səthi üzərində fokuslandırılır. Dəstənin sürətləndirilməsi və formalaşdırılması kameranın çıxışında yerləşən tor (ekspander) ilə fiksə olunmuş plazmanın sərhədindən ion-optik sistem vasitəsilə həyata keçirilir (3, 4 və 5 elektrodları).

Lazer-plazma ion mənbələrinin əsas üstünlüyü, onların vasitəsilə istənilən bərk maddələrin ionlarının alınma bilməsidir. Bu qaydada müvafiq hədəflərdən istifadə olunması məlum stexiometrik tərkibli dəstələr almağa imkan verir.

İon mənbələrinin əsas parametrləri aşağıdakılardır:

1. Ümumi ion cərəyanının (I_i) qiyməti və cərəyanın ilkin sıxlığı (j):

$$j = \frac{I_i}{S_0}. \quad (2.2.5)$$

Burada S_0 – çıxış dəliyinin en kəsiyinin sahəsidir.

2. Sürətləndirilmiş ionların enerjisi.

3. Dəstədə ionların enerjisinin paylanması.

4. İon cərəyanının modullaşma dərəcəsi:

$$M = \frac{\Delta I_i}{I_i} \cdot 100\%, \quad (2.2.6)$$

Burada ΔI_i – dəstənin cərəyanının dəyişən toplananıdır.

5. Qənaətlilik və ya dəstə cərəyanının onu yaratmaq üçün sərf olunmuş ümumi gücə nisbəti:

$$H = \frac{I_i}{W} \text{ (mA/Vt)}. \quad (2.2.7)$$

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

$$\eta = \frac{n_a^+}{n_a} \quad (2.2.8)$$

7. Fokuslandırılmış dəstələr halında dəstənin foksunda ion cərəyanı sıxlığının qiyməti.

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

FƏSİL 2.3

ELEKTRON OPTİKASININ ƏSASLARI

Müasir elm və texnikanın nailiyyətləri bir sıra hallarda müxtəlif növ elektron və ion mikroskoplarının, elektron-şüa borularının, kineskopların və s. tətbiqi ilə sıx bağlıdır. Bu cihaz və qurğuları klassik optik mikroskoplara və digər optik cihazlara nəzərən, bir sıra prinsiplial üstünlüklərə və imkanlara malikdir. Məsələn, elektron və ion mikroskopları adi mikroskoplara nəzərən bir neçə tərtib kiçik obyektlərin müşahidə edilməsinə imkan verir. İndi artıq ion proyektorlarının vasitəsilə ayrı-ayrı atomların təsviri alınır. 1983-cü ildə yaradılmış və elektron mikroskoplarından fərqli iş prinsipinə malik olan zond mikroskopları səthin tədqiqi və müxtəlif üsullarla modifikasiyasının imkanlarını daha da genişləndirmişdir. Həmin cihaz və qurğuların iş prinsipi elektron optikasının prinsiplərinə əsaslanır.

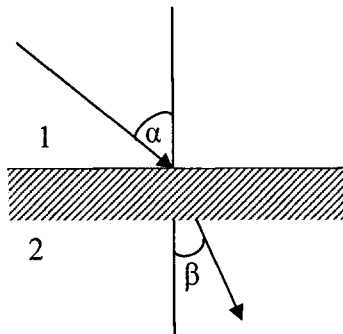
§2.3.1. Elektron optikasının əsas prinsipləri

Elektron optikası hələ ötən (20-ci) əsrin 20–30-cu illərində formalaşmağa başlamışdır. Onun meydana gəlməsi zərurəti elm və texnikanın müxtəlif məsələləri, ilk növbədə isə televiziya sistemlərinin yaradılması ilə bağlı idi. Həmin dövrdə kineskoplarda elektron şüalarının idarə edilməsi üçün effektiv üsullar müəyyən olunmuş, elektrostatik və maqnit linzalar yaradılmışdır. İlk elektron mikroskopunun təsirini 1931-ci ildə alman alimi Ervin Ruska nümayiş etdirmiş, və həmin kəşfə görə 1986-cı ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

İşıq və korpuskulyar optikada uyğun olaraq şüaların və zərrəciklər dəstələrinin yayılmasına və idarə edilməsinə

baxılır. Buna görə də optikanın iki hissəsi arasında analogiyalar çoxdur. Işıq şüalarının iki mühitin sərhədində sınması (şəkil 2.3.1) bir mühitdən digərinə keçdikdə işığın sürətinin dəyişməsi ilə bağlıdır. Vakuumdən mühitə keçdikdə işığın sürəti kiçilir:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

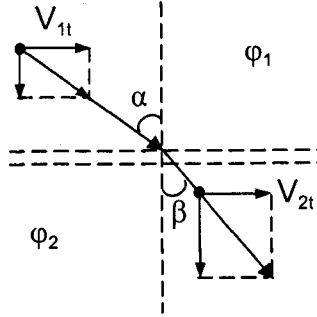


Şəkil 2.3.1. İki mühitin sərhədində işığın sınması

Burada v_1 və v_2 uyğun olaraq 1-ci və 2-ci mühitdə işığın sürəti, n_1 və n_2 isə həmin mühitlərin sındırma əmsallarıdır.

Elektron şüasının iki mühitin sərhədində sınması (yayıma istiqamətinin dəyişməsi) mühitlərin potensialının müxtəlif olmasına görə baş verir (şəkil 2.3.2). Yəni zərrəciyin sürətinin səthə perpendikulyar toplananı sürətlənmənin nəticəsində dəyişir. Bunu aralarında potensiallar fərqi mövcud olan iki müstəvi metal tor üzərinə elektron dəstəsi yönəltməklə həyata keçirmək olar. Elektron dəstəsi həmin torlardan keçərkən istiqamətini dəyişər. Bu zaman üfüqi istiqamətdə sürət dəyişmədiyindən:

$$v_{1t} = v_{2t}, \quad v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta \quad (2.3.1)$$



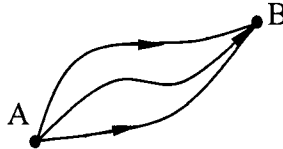
Şəkil 2.3.2. İki müstəvi metal tor arasında elektron şüasının sınması

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.3.2)$$

Beləliklə, işıq və elektron optikasında sınma əmsallarının ifadələri fərqlidir. Zərrəciyin sürəti potensialın kvadrat kökü ilə mütənəsb olduğuna görə $v \Rightarrow \sqrt{\varphi}$, elektron dəstəsinin müxtəlif potensiallara (φ_1 və φ_2) malik iki mühitin sərhədində sınma əmsalı

$$n = \sqrt{\frac{\varphi_2}{\varphi_1}}. \quad (2.3.3)$$

Mühitdə işığın A və B – nöqtələri arasında (şəkil 2.3.3) yayılmasına Ferma prinsipi əsasında baxılır.



Şəkil 2.3.3. Işığın mühitdə yayılması

Bu zaman mühitdə işıq dalğasının yayılma trayektoriyası boyunca aşağıda göstərilmiş inteqralın həlli sifra bərabərdir:

$$\delta \int_A^B n ds = 0, \quad n = \frac{c}{v}, \quad \delta \int_A^B \frac{ds}{v} = 0. \quad (2.3.4)$$

(2.3.4)-də s – işığın keçdiyi yol, c və v isə – uyğun olaraq işığın vakuumdakı və mühitdəki sürətləridir.

Optikada işığın yayılmasına uyğun nəzəri mexanikada cisimlərin hərəkətini bir analogiya kimi göstərmək olar. Qravitasiya sahəsində cisimlərin iki nöqtə arasında mexaniki hərəkətinə **Mopertüi prinsipi** əsasında baxılır. Bu zaman da cismin hərəkət trayektoriyası boyunca aşağıda göstərilmiş inteqralın virialı sifra bərabərdir:

$$\delta \int_A^B \bar{P} d\bar{R} = 0. \quad (2.3.5)$$

Burada \bar{P} – cismin hərəkət impulsu, \bar{R} – radius-vektorudur.

Yüklü zərrəciklərin elektrik və maqnit sahələrində hərəkət trayektoriyalarını araşdırmaq üçün **Maksvell tənliklərindən** istifadə edilir.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0}, \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \bar{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

Elektrik sahəsinin intensivliyi skalyar potensialın, maqnit sahəsinin induksiyası isə vektor-potensialın vasitəsilə ifadə edilir:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi - \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad \vec{B} = \text{rot}\vec{A}. \quad (2.3.7)$$

Statik halda

$$\text{rot}\vec{E} = 0, \quad \text{rot}\vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad \vec{E} = -\text{grad}\varphi.$$

(2.3.6) sisteminin birinci tənliyindən:

$$\text{div}(\text{grad}\varphi) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.3.8)$$

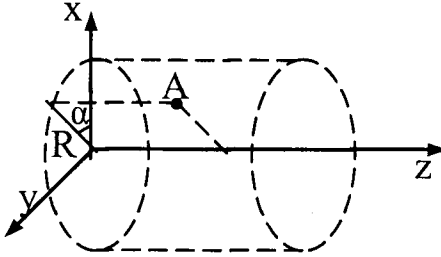
Puasson tənliyi alınır.

Dekart koordinat sistemində:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.3.9)$$

Elektron dəstələri daha çox silindrik formaya malik olduğundan hesablamalarda əsasən silindrik koordinat sistemindən istifadə edilir. Məlumdur ki, dekart və silindrik koordinatlar (şəkil 2.3.4) arasında:

$$x = R\cos\alpha, \quad y = R\sin\alpha, \quad z = z$$



Şəkil 2.3.4. Dekart və silindrik koordinat sistemləri

əlaqə vardır.

Puasson tənliyi silindrik koordinatlar sistemində bucaq üzrə də törəməni daxil edir:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.3.10)$$

Fəza yükünün sıxlığı sıfıra bərabər olduqda isə ($\rho=0$) Laplas tənliyi alınır.

Yükün elektrik və maqnit sahələrində hərəkəti **Lorens qüvvəsinin** təsiri altında baş verir:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = q(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]). \quad (2.3.11)$$

Bu tənliyin proyeksiyalarını tapmaq üçün

$$\begin{pmatrix} i & j & k \\ \frac{dx}{dt} & \frac{dy}{dt} & \frac{dz}{dt} \\ B_x & B_y & B_z \end{pmatrix} \quad (2.3.12)$$

matrisasından istifadə edilir. Nəticədə hərəkət tənliyinin

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right). \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(E_z + B_x \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dx}{dt} \right) \end{aligned} \quad (2.3.13)$$

proyeksiyaları alınır. Silindrik koordinat sistemində hərəkət tənlikləri

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 &= \frac{q}{m} \left(E_r + r B_z \frac{d\alpha}{dt} - B_\alpha \frac{dz}{dt} \right) \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\alpha}{dt} \right) &= \frac{q}{m} \left(E_\alpha + B_r \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dr}{dt} \right) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(E_z + B_\alpha \frac{dr}{dt} - r B_z \frac{d\alpha}{dt} \right) \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

kimi olur. Yüklü zərrəciklərin dəstələri əsasən silindrik formada alınır. Onların fokuslandırılması üçün sahələr də **aksial-simmetrik** olmalıdır.

Silindrik elektrik sahəsində potensial azimutal bucaqdan asılı olmadığından:

$$\varphi(r, \alpha, z) \equiv \varphi(r, \alpha, z). \quad (2.3.15)$$

Klassik elektron optikasında dəstələrin fəza yükü nəzərə alınmır (kiçik cərəyanlı dəstələrə baxılır) və buna görə də

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (2.3.16)$$

Laplas tənliyindən istifadə edilir. Baxılan halda potensial iki koordinatdan asılıdır. Laplas tənliyində törəmələr arasındakı əlaqədən istifadə edərək, potensialın koordinatlarından asılılığında dəyişənləri ayırdıqda:

$$\varphi(r, z) = \varphi_0(z) + \varphi_2(z)r^2 + \varphi_4(z)r^4 + \dots \quad (2.3.17)$$

Potensial oxa nəzərən simmetrik olduğuna görə [$\varphi(r) = \varphi(-r)$], sırada radiusların ancaq cüt üstlü qüvvətləri vardır. Sıranın birinci həddi potensialın ox üzərində başlanğıc qiymətinə bərabərdir: $\varphi_0(z) = \varphi(0, z)$. Əgər potensialın birinci və ikinci tərtib törəmələrini alsaq:

$$\frac{\partial}{\partial r} \begin{cases} \varphi'(r, z) = 2r\varphi_2(z) + 4r^3\varphi_4(z) + \dots \\ \varphi''(r, z) = 2\varphi_2(z) + 12r^2\varphi_4(z) + \dots \end{cases} \quad (2.3.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{cases} \varphi'(r, z) = \varphi'_0(z) + \varphi'_2(z)r^2 + \varphi'_4(z)r^4 + \dots \\ \varphi''(r, z) = \varphi''_0(z) + \varphi''_2(z)r^2 + \varphi''_4(z)r^4 + \dots \end{cases} \quad (2.3.19)$$

Bu törəmələrdən Laplas tənliyində istifadə etdikdə isə

$$2\varphi_2(z) + 12r^2\varphi_4(z) + 2\varphi_2(z) + 4r^2\varphi_4(z) + \varphi''_0(z) + \varphi''_2(z)r^2 + \varphi''_4(z)r^4 = 0$$

$$\varphi''_0(z) + 4\varphi_2(z) + [\varphi''_2(z) + 16\varphi_4(z)]r^2 + \varphi''_4(z)r^4 + \dots = 0. \quad (2.3.20)$$

olar. Sonuncu tənliyin bütün hallarda sıfıra bərabər olması üçün ayrı-ayrı əmsallar sıfır olmalıdır:

$$\varphi''_0(z) + 4\varphi_2(z) = 0, \quad \varphi_2(z) = -\frac{1}{4}\varphi''_0(z), \quad (2.3.21)$$

$$\varphi''_2(z) + 16\varphi_4(z) = 0, \quad \varphi_4(z) = -\frac{1}{16}\varphi''_2(z) = \frac{1}{64}\varphi''_0{}''(z)$$

Beləliklə potensialın yekun ifadəsi:

$$\varphi(r, z) = \varphi_0(z) - \frac{1}{4}\varphi''_0(z)r^2 + \frac{1}{64}\varphi''_0{}''(z)r^4 - \dots \quad (2.3.22)$$

Aparılan araşdırmalarda istifadə edilən dəstələrin **paraksial**, yəni onların radiuslarının və oxa nəzərən yayılma bucaqlarının kiçik olduğu fərz edilir. Bu şərt daxilində:

$$\varphi(r, z) \approx \varphi_0(z) - \frac{1}{4}\varphi''_0(z)r^2. \quad (2.3.23)$$

Buradan isə elektrik sahəsinin intensivliyi:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -\frac{1}{2}\varphi''_0(z)r, \quad E_r = \frac{1}{2}\varphi''_0(z)r. \quad (2.3.24)$$

İdeal halda intensivliyin birinci dərəcədə radiusdan asılılığı məlum olmalıdır. $r=0$ olduqda isə ox üzərində intensivlik sıfıra bərabər olur.

Silindrik maqnit sahəsində induksiyanın proyeksiyaları:

$$\begin{aligned}\bar{B} &= \text{rot}\bar{A} \\ B_r &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial A_z}{\partial \alpha} - \frac{\partial(rA_\alpha)}{\partial z} \right] \\ B_\alpha &= \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ B_z &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rA_\alpha)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \alpha} \right]\end{aligned}\quad (2.3.25)$$

Maqnit sahəsi aksial-simmetrik olduqda isə:

$$\begin{aligned}B_\alpha &= 0 \\ \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} &= 0 \\ B_r &= -\frac{\partial A_\alpha}{\partial z} \\ B_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\alpha)}{\partial r}\end{aligned}\quad (2.3.26)$$

Dəstənin cərəyanı kiçikdirsə onun özü maqnit sahəsi yaratmır, yəni:

$$\begin{aligned}\vec{j} &= 0, \quad \text{rot}\bar{B} = 0. \\ (\text{rot}\bar{B})_\alpha &= \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0.\end{aligned}\quad (2.3.27)$$

Bu ifadələrdən:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\alpha)}{\partial r} \right] = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \left(r \frac{\partial A_\alpha}{\partial r} + A_\alpha \right) \right] = \\ &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial A_\alpha}{\partial r} + \frac{A_\alpha}{r} \right) = \frac{\partial^2 A_\alpha}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\alpha}{\partial r} - \frac{A_\alpha}{r^2} \end{aligned} \quad (2.3.28)$$

Vektor-potensial üçün diferensial tənlik:

$$\frac{\partial^2 A_\alpha}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_\alpha}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\alpha}{\partial r} - \frac{A_\alpha}{r^2} = 0. \quad (2.3.29)$$

Vektor-potensialın ifadəsində dəyişənləri ayırdıqda:

$$A_\alpha(r, z) = f_1(z)r + f_3(z)r^3 + f_5(z)r^5 + \dots \quad (2.3.30)$$

Maqnit sahəsi aksial-simmetrik olduğuna görə $[B(r) = B(-r)]$ və $B = \text{rot} A$ ifadələrindən irəli gəlir ki, vektor-potensial radiusun tək qüvvətlərindən asılıdır. Vektor-potensialın törəmələri:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \begin{aligned} A'_\alpha(r, z) &= f_1(z) + 3r^2 f_3(z) + 5r^4 f_5(z) + \dots \\ A''_\alpha(r, z) &= 6r f_3(z) + 20r^3 f_5(z) + \dots \end{aligned} \right. \\ \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{aligned} A''_\alpha(r, z) &= f_1''(z)r + f_3''(z)r^3 + f_5''(z)r^5 + \dots \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (2.3.31)$$

Alınmış törəmələri vektor-potensialın diferensial tənliyində istifadə etdikdə:

$$\begin{aligned} &f_1''(z)r + f_3''(z)r^3 + f_5''(z)r^5 + 6r f_3(z) + \\ &+ 20r^3 f_5(z) + \frac{f_1(z)}{r} + 3r f_3(z) + 5r^3 f_5(z) - \\ &- \frac{f_1(z)}{r} - f_3(z)r - f_5(z)r^3 = 0 \end{aligned} \quad (2.3.32)$$

və

$$[f_1''(z) + 8f_3(z)]r + [f_3''(z) + 24f_5(z)]r^3 + \dots = 0. \quad (2.3.33)$$

Bu tənliyin sıfıra bərabərliyi üçün əmsalların sıfır olması zəruridir:

$$\begin{aligned} f_1''(z) + 8f_3(z) = 0, \quad f_3(z) &= -\frac{f_1''(z)}{8}, \\ f_3''(z) + 24f_5(z) = 0, \quad f_5(z) &= -\frac{1}{24}f_3''(z) \dots \end{aligned} \quad (2.3.34)$$

Maqnit induksiyanın ox üzərində ifadəsi:

$$\begin{aligned} B(z, 0) &= \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\alpha)}{\partial r} = \frac{\partial A_\alpha}{\partial r} + \frac{A_\alpha}{r} = 2f_1(z), \\ f_1(z) &= \frac{B(z, 0)}{2} = \frac{1}{2}B_o(z) \end{aligned} \quad (2.3.35)$$

Buradan əmsalların qiymətlərini nəzərə alaraq vektor-potensialın ifadəsini yazmaq olar:

$$A_\alpha(r, z) = \frac{1}{2}B_o(z)r - \frac{1}{16}B_o''(z)r^3 + \frac{1}{384}B_o''''(z)r^5 - \dots \quad (2.3.36)$$

Paraksial döstələrdə zərrəciklərin eninə enerjiləri kiçikdir. Buna görə tam sürət təxminən z-oxu üzrə yönəlmiş sürətə bərabərdir:

$$v \approx v_z = \sqrt{\frac{2q}{m} \sqrt{\varphi_o(z)}} = \frac{dz}{dt}. \quad (2.3.37)$$

Yüklü zərrəciklərin radial koordinat üzrə hərəkət tənliyini yazaq:

$$\begin{aligned} F_r &= -qE, \quad E_r = \frac{1}{2}\varphi_o''(z)r, \\ m \frac{d^2r}{dt^2} &= -\frac{1}{2}q\varphi_o''(z)r. \end{aligned} \quad (2.3.38)$$

Burada törəmənin dərəcəsinə kiçiltmək üçün aşağıdakı operatorndan istifadə edək:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} &= \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} = v_z \frac{d}{dz}, \\ \frac{d^2}{dt^2} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{d}{dt} \right) = \frac{d}{dt} \left(v_z \frac{d}{dz} \right) = v_z \frac{d}{dz} \left(v_z \frac{d}{dz} \right) \end{aligned} \quad (2.3.39)$$

Alınmış ifadələri hərəkət tənliyində nəzərə almaqla

$$\sqrt{\frac{2q}{m}} \sqrt{\varphi_0(z)} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{2q}{m}} \sqrt{\varphi_0(z)} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{q}{2m} \varphi_0''(z) r, \quad (2.3.40)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\varphi_0(z)} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{1}{4} \frac{\varphi_0''(z)}{\sqrt{\varphi_0(z)}} r \quad (2.3.41)$$

$$\sqrt{\varphi_0(z)} \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\varphi_0'(z)}{2\sqrt{\varphi_0(z)}} \frac{dr}{dz} = -\frac{\varphi_0''(z)}{4\sqrt{\varphi_0(z)}} r. \quad (2.3.42)$$

yazmaq olar.

Nəticədə dəstədən kənardakı zərrəciyin trayektoriya tənliyi alınar:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\varphi_0'(z)}{2\varphi_0(z)} \frac{dr}{dz} + \frac{\varphi_0''(z)}{4\varphi_0(z)} r = 0. \quad (2.3.43)$$

Sonuncu ifadədən görüldüyü kimi, radiusa görə tənlik bircins və zərrəciklərin trayektoriyaları biri-birinə oxşar olmaqla yanaşı, həm də tənlikdə zərrəciyin xüsusi yükü də yoxdur. Deməli, müxtəlif yüklü zərrəciklərə elektrik sahəsinin təsiri eynidir.

Silindrik maqnit sahəsində hərəkət tənliyinin proyeksiyaları

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 &= \frac{q}{m} \left(r B_z \frac{d\alpha}{dt} - B_\alpha \frac{dz}{dt} \right) \\
\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\alpha}{dt} \right) &= \frac{q}{m} \left(B_r \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dr}{dt} \right) \\
\frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(B_\alpha \frac{dr}{dt} - r B_r \frac{d\alpha}{dt} \right),
\end{aligned} \tag{2.3.44}$$

aksial-simmetrik sahədə isə $B_\alpha=0$. Buna görə də

$$\begin{aligned}
B_r &= -\frac{\partial A_\alpha}{\partial z} \\
B_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\alpha)}{\partial r}
\end{aligned} \tag{2.3.45}$$

olduğunu nəzərə alaraq, hərəkət tənliyinin komponentlərini vektor-potensial vasitəsilə

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 &= \frac{q}{m} \frac{d\alpha}{dt} \frac{\partial (r A_\alpha)}{\partial r} \\
\frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\alpha}{dt} \right) &= \frac{q}{m} \left[\frac{dz}{dt} \frac{d A_\alpha}{dz} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} \frac{\partial (r A_\alpha)}{\partial r} \right] = \frac{q}{m r} \frac{d}{dt} (r A_\alpha)
\end{aligned} \tag{2.3.46}$$

$$r^2 \frac{d\alpha}{dt} = -\frac{q}{m} r A_\alpha, \quad \frac{d\alpha}{dt} = -\frac{q}{m r} A_\alpha, \quad A_\alpha = \frac{1}{2} B_o(z) r, \tag{2.3.47}$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{q}{m} B_o(z).$$

şəklində yazmaq olar. Bu ifadəni birinci tənlikdə nəzərə aldıqda:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{q^2}{4m^2} B_o^2(z) = -\frac{q^2}{2m^2} \frac{B_o(z) 2r B_o(z)}{2} = -\frac{q^2 B_o^2(z)}{2m^2} r, \quad (2.3.48)$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{q^2 B_o^2(z)}{4m^2} r, \quad v_z^2 \frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{q^2 B_o^2(z)}{4m^2} r.$$

olar. Beləliklə, son nəticədə maqnit sahəsində yüklü zərrəciyin hərəkət trayektoriyasının tənliyini və bucaq sürətinin ifadəsini alırıq:

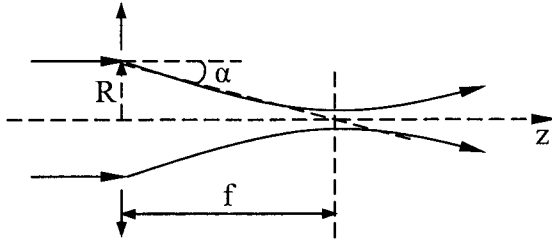
$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{q B_o^2(z)}{8m\varphi_o} r, \quad (2.3.49)$$

$$\frac{d\alpha}{dz} = \frac{1}{v_z} \frac{d\alpha}{dt} = -\sqrt{\frac{m}{2q\varphi_o}} \frac{q B_o(z)}{2m} = -\sqrt{\frac{q}{8m\varphi_o}} B_o(z).$$

Göründüyü kimi, zərrəciklərin maqnit sahəsində trayektoriyaları onların xüsusi yükündən asılıdır.

§ 2.3.2. Elektrostatik linzalar

Yüklü zərrəciklər dəstəsini fokuslandırmaq üçün bir-cins sahələr yaramır, çünki radius üzrə bütün zərrəcikləri ox üzərində bir nöqtəyə yönəltməkdən ötrü kənardakı zərrəciklərə daha böyük qüvvə təsir etməlidir. Buna görə də yüklü zərrəciklər dəstəsini fokuslandırmaq üçün qeyri-bircins sahələrdən istifadə edilməlidir. Daha dəqiq desək, təsiredici qüvvə radiusla düz mütənasib olmalıdır. Elektrostatik linza vasitəsilə yüklü zərrəciklər dəstəsinin fokuslandırılmasının sxemi şəkil 2.3.5-də təsvir olunub.



Şəkil 2.3.5. Elektrostatik linza vsitəsilə yüklü zərrəciklər dəstəsinin fokuslandırmasının sxemi

Elektrostatik linzalar fəza yükü nəzərə alınmadıqda, daha doğrusu, dəstələrin kiçik cərəyanlarında tətbiq edilir. Bu halda sistemin fokus məsafəsi bəzi ehtimallar çərçivəsində hesablanır. Daha doğrusu, məsələ paraksial yaxınlaşmada həll edilir, yəni dəstələrin kiçik radius və oxa nəzərən kiçik bucağa malik olması, sahələrin aksial-simmetrikliliyi, oxun yaxınlığındakı potensialın azimut bucağından asılı olmadığı, onun radiusdan asılılığının isə cüt olduğu fərz edilir.

Bu şərtlər daxilində linzanın optik qüvvəsini tapmaq üçün (2.3.42) ifadəsini z oxu üzərində linzanın elektrik sahəsinin lokallaşdığı iki nöqtə arasında integrallasaq, şəkildə göstərilən üçbucaqdan optik qüvvənin

$$\frac{1}{f} = -\frac{1}{r} \frac{dr}{dz} \Big|_{z=b} = \frac{1}{4\sqrt{\varphi_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_o''(z)}{\sqrt{\varphi_o(z)}} dz \quad (2.3.50)$$

ifadəsi tapılar. Burada həm də linzayaqədərki hissədə dəstənin paralel olduğu nəzərə alınır. Potensialın $\varphi_o''(z)$ ikinci tərtib törəməsinin integralsını istənilən ixtiyari halda almaq mümkün olmadığından, hissələr üzrə integrallanmadan istifadə edilir:

$$\frac{1}{\sqrt{\varphi_o(z)}} = u, \quad \varphi_o'(z) = v, \quad du = -\frac{1}{2} \frac{\varphi_o'(z)}{\varphi_o^{3/2}(z)} dz, \quad dv = \varphi_o''(z) dz \quad (2.3.51)$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4\sqrt{\varphi_b(z)}} \left\{ \frac{\varphi'_o(z)}{\sqrt{\varphi_o(z)}} \Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\varphi'_o(z)]^2}{\varphi_o^{3/2}} dz \right\} \quad (2.3.52)$$

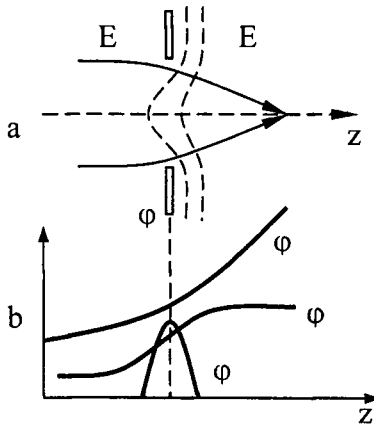
Sonuncu ifadədə mötərizənin daxilindəki birinci həd sıfıra bərabərdir, çünki sonsuzluqda sahə yoxdur. Nəticədə, optik qüvvənin ikinci ifadəsi alınır:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{8\sqrt{\varphi_b(z)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\varphi'_o(z)]^2}{\varphi_o^{3/2}} dz \quad (2.3.53)$$

Göründüyü kimi, optik qüvvə bütün hallarda müsbətdir. Bu isə o deməkdir ki, sahəsi fəzada məhdudlaşdırılmış elektrostatik linzalar həmişə toplayıcıdır.

Elektrostatik linzaların bir neçə növünə baxaq.

1. **Diafraqma linzası.** Belə linza ortasında dəlik olan diskdir. Onun iki müxtəlif tərəfindəki potensiallar bir-birindən fərqlidir (şəkil 2.3.6). Yüklü zərrəciklər diafraqmaya daxil olaraq elektrik sahəsinin təsiri altında yayılma istiqamətlərini dəyişir.



Şəkil 2.3.6. Diafraqma linzasının quruluşu (a) ($E_2 > E_1$) və ətrafında sahənin potensialının (φ), intensivliyinin (φ'), ikinci tərtib törəməsinin (φ'') paylanmaları (b)

Diafraqma lenzasının optik qüvvəsi

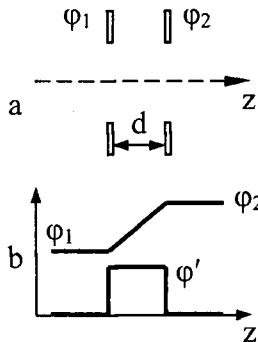
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4\varphi_0} \int \varphi''(z) dz = \frac{1}{4\varphi_0} (\varphi'_2 - \varphi'_1) = \frac{|E_2| - |E_1|}{4\varphi_0}. \quad (2.3.54)$$

Əgər baxılan halda intensivliklər arasındakı nisbət əks olsa idi, dəstə yayılırdı, yəni linza səpici olardı. Diafraqma-linza yeganə elektrostatik lenzadır ki, həm toplayıcı, həm də səpici ola bilər.

1. **İmmersion linza.** Belə linza bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki aksial-simmetrik elektroddan (diafraqmalar, içiboş silindirlər və s.) ibarətdir. Elektrodlar arasında potenciallar fərqi mövcuddur və bu potenciallar fərqi-nin işarəsi əhəmiyyət daşımır. İmmersion lenzanın optik qüvvəsini hesablamaq üçün sadə halda iki nazik diafraq-malı sistemdən istifadə edək (şəkil 2.3.7). Potensialın real paylanması üç düzxətli parçadan ibarət ideal paylanma ilə əvəzləmək olar. Potensialın və intensivliyin koordinatdan asılılığı isə

$$\begin{aligned} \varphi(z) &= \varphi_1 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d} z, \\ E &= \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} = \text{const.} \end{aligned} \quad (2.3.55)$$

olar.



Şəkil 2.3.7. İmmersion lenzasının quruluşu (a) və ətrafında potensialın (φ), intensivliyin (φ') paylanması (b)

Sonuncu ifadələrdən istifadə edərək, lınzanın optik qüvvəsini hesablamaq mümkündür:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{f} &= \frac{1}{8\sqrt{\varphi_2}} \int_1^2 \frac{(\varphi')^2}{\varphi^{3/2}} dz = \frac{(\varphi_1)^2}{8\sqrt{\varphi_2}} \int_1^2 \frac{dz}{\left(\varphi_1 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d} z\right)^{3/2}} = \\
 &= -\frac{(\varphi')^2}{8\sqrt{\varphi_2} \frac{1}{2} \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)}{d}} \left(\varphi_1 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d} z\right)^{-1/2} \Bigg|_0^d = \\
 &= -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{4d\sqrt{\varphi_2}} \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi_2}} - \frac{1}{\sqrt{\varphi_1}}\right) = -\frac{(\varphi_2 - \varphi_1)(\sqrt{\varphi_1} - \sqrt{\varphi_2})}{4d\varphi_2 \sqrt{\varphi_1} \sqrt{\varphi_2}} = \\
 &= -\frac{(\varphi_2 - \varphi_1)}{4d\varphi_2} \left(1 - \frac{\sqrt{\varphi_2}}{\sqrt{\varphi_1}}\right) = \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)}{4d\varphi_2} \left(\frac{\sqrt{\varphi_2}}{\sqrt{\varphi_1}} - 1\right).
 \end{aligned} \tag{2.3.56}$$

Bu zaman elektrik sahəsinin ancaq lınzanın daxilində cəmləndiyi (lokallaşdığı) fərz olunur. Əsl həqiqətdə isə, elektrik sahəsi linzadan kənara da müəyyən dərəcədə yayılır. Sahə oblastının genişlənməsi nəzərə alınarsa, optik qüvvənin qiyməti cüzi artar:

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{8d} \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)}{\varphi_2} \left(\frac{\sqrt{\varphi_2}}{\sqrt{\varphi_1}} - 1\right). \tag{2.3.57}$$

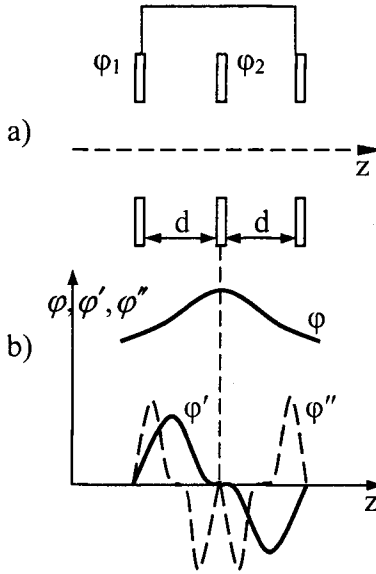
Nəzərə almaq lazımdır ki, diafraqmalar arasında potensiallar fərqi $(\varphi_2 - \varphi_1)$ sürətləndirici potensialdan (φ_2) xeyli kiçik olmalıdır $\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2} \ll 1$. Əks halda lınzanın daxilində

dəstənin sürəti çox dəyişər. Əgər $\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2} \leq 0,2\right)$ olarsa,

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{16d} \left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2}\right)^2 \tag{2.3.58}$$

Kvadratik asılılığa görə immersion lınzanın optik qüvvəsi həmişə müsbətdir.

1. **Təklənmiş linza.** Üç elektrodan ibarət olan təklənmiş lınzanın kənar elektrodları, adətən, öz aralarında qısa qapanır və potensial ancaq ortadakı elektroda verilir. Buna görə də elektrik sahəsi lınzanın yalnız daxilində cəmlənin və sistemin başqa hissələrinə təsir göstərmir. Praktikada təklənmiş lınzalardan daha geniş istifadə edilir. Sadə halda üç nazik diafraqmadan ibarət lınzaya baxaq (şəkil 2.3.8).



Şəkil 2.3.8. Təklənmiş lınzanın quruluşu (a) və daxilində sahənin potensialının (φ), intensivliyinin (φ'), potensialın ikinci tərtib törəməsinin (φ'') paylanması (b)

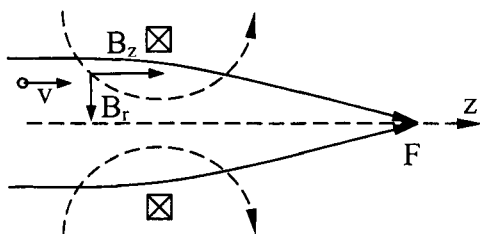
Quruluşuna görə təklənmiş linza ardıcıl yerləşən iki immersion lınzadan ibarətdir. Buna görə də onun **optik qüvvəsi**:

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2} \right)^2 \quad (2.3.59)$$

immersion linzanınki ilə müqayisədə iki dəfə böyükdür. Şəkil 2.3.8-dən görüldüyü kimi potensialın ikinci tərtib törəməsinin paylanması müsbət və mənfi hissələrdən ibarət simmetrik əyridir. Bu əyrinin inteqralı sıfır bərabərdir. Lakin optik qüvvə müsbətdir, çünki optik qüvvənin ümumi ifadəsində məxrəcdə olan potensialı nəzərə almaq lazımdır. İkinci tərtib törəməsinin müsbət hissəsində potensialın qiyməti kiçik, mənfi hissəsində isə nisbətən böyükdür (şəkil 2.3.8). Nəticədə, inteqralın qiyməti həmişə müsbətdir. Başqa sözlə, bu linzanın toplayıcı hissəsində zərrəciklərin sürətləri nisbətən aşağıdır.

§2.3.3. Maqnit linzaları

Qeyri-bircins maqnit sahəsi yüklü zərrəciklər dəstəsinə ancaq toplayıcı təsir göstərir. Belə aksial-simmetrik sahəni cərəyanlı makara vasitəsilə yaratmaq mümkündür (şəkil 2.3.9).



Şəkil 2.3.9. Maqnit linzası ilə dəstənin fokuslanması sxemi

Yüklü zərrəcik maqnit linzasına daxil olduqda radial impulsu dərhal almır. Əvvəlcə zərrəcik maqnit induksiyanın B_r – radial komponentinin təsiri ilə **azimutal impulsunu** alır və dəstə başlayır z – oxu ətrafında fırlanmağa. B_z – induksiya komponentinin hissəciyin v_α – azimutal sürətinə təsiri ilə o, ox istiqamətinə yönəlmiş **radial impulsunu** alır. Bu proses kəsilməz olaraq davam edir.

Maqnit linzasının optik qüvvəsini və dəstənin fırlanma bucağını tapmaq üçün

$$\begin{cases} \frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{q}{8m\varphi_0} B_o^2(z)r \\ \frac{d\alpha}{dz} = -\sqrt{\frac{q}{8m\varphi_0}} B_o(z) \end{cases}$$

ifadələrindən istifadə edək. Birinci tənliyi a və b kimi iki müəyyən nöqtə arasında inteqralladıqda

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=b} - \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=a} = -\frac{q}{8m\varphi_0} \int_a^b B_o^2(z)r dz. \quad (2.3.60)$$

$$\frac{1}{f} = -\frac{1}{r} \left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=b}. \quad (2.3.61)$$

alınar. Nazik linzada dəstənin en kəsiyinin radiusu dəyişmir ($r=\text{const}$). Nəticədə:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{q}{8m\varphi_0} \int_{-\infty}^{\infty} B_o^2(z) dz \\ \Delta\alpha &= -\sqrt{\frac{q}{8m\varphi_0}} \int_{-\infty}^{\infty} B_o(z) dz \end{aligned} \quad (2.3.62)$$

olur.

Elektrostatik linzalardan fərqli olaraq, maqnit linzasının optik qüvvəsi hissəciyin xüsusi yükündən asılıdır.

Nümunə üçün cərəyanlı makara şəklində nazik maqnit linzasının optik qüvvəsini təyin etmək olar. Cərəyanlı makara (elektromaqnit) ilə yaradılan maqnit sahəsi

$$B_o(z) = \frac{\mu_o r^2}{2} \frac{nI}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.3.63)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada μ_o – maqnit sabiti, n – makaradakı sarğuların sayı, I – makaradan axan cərəyanın şiddətidir.

(2.3.63)-dən istifadə etdikdə belə maqnit linzasının optik qüvvəsi üçün

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{q\mu_o^2 r^4 n^2 I^2}{8m\varphi_o 4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{q\mu_o^2 n^2 I^2 r^4}{32m\varphi_o r^5} \frac{3}{8} \operatorname{arctg} \frac{z}{r} \Big|_{-\infty}^{\infty} = \\ &= \frac{3\pi}{256} \frac{q\mu_o^2 n^2 I^2}{m \varphi_o r} \end{aligned} \quad (2.3.64)$$

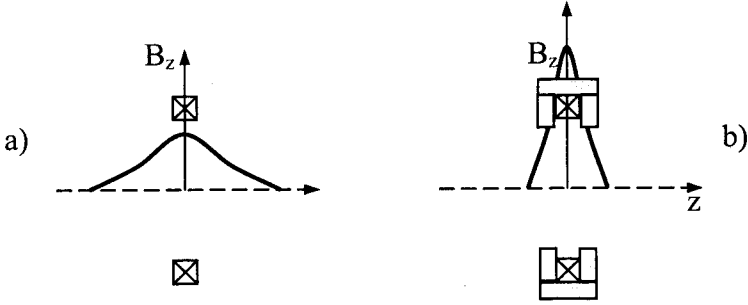
ifadəsi alınar. Sabitləri nəzərə aldıqda ($\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Hn/m):

$$f = \frac{256m \varphi_o r}{3\pi\mu_o^2 q n^2 I^2} = \frac{256 \cdot 16}{3 \cdot 16\pi^3 \cdot 10^{-14} \cdot 1,76 \cdot 10^{11}} \frac{\varphi_o r}{n^2 I^2} \approx 98 \frac{\varphi_o r}{n^2 I^2} \quad (2.3.65)$$

Dəstənin fırlanma bucağı isə:

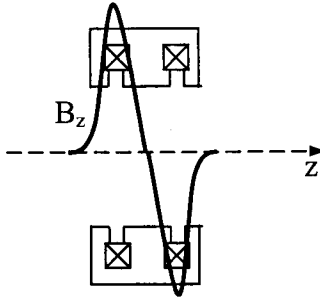
$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \sqrt{\frac{q}{8m\varphi_o}} \int_{-\infty}^{\infty} B_o(z) dz = \sqrt{\frac{q}{8m}} \mu_o \frac{nI}{\sqrt{\varphi_o}} = \\ &= \sqrt{\frac{1,76 \cdot 10^{11}}{8}} 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{nI}{\sqrt{\varphi_o}} = 0,186 \frac{nI}{\sqrt{\varphi_o}} (\text{rad}) = \quad (2.3.66) \\ &= 10,7 \frac{nI}{\sqrt{\varphi_o}} (\text{grad}) \end{aligned}$$

Adi makaranın maqnit sahəsi kifayət qədər böyük oblastı əhatə edir. Sahənin əhatə oblastını qısaltmaq üçün, adətən, makaranı dəmir örtüyün içində yerləşdirirlər (şəkil 2.3.10)



Şəkil 2.3.10. Örtüksüz makara (a) və örtüklü makara (b) ilə yaradılan maqnit sahəsi induksiyanın paylanması

İki eyni makara ardıcıl yerləşdirilərsə və onlardan axan cərəyan əks istiqamətlərdə yönələrsə, fokuslandırılan dəstənin fırlanma bucağı sıfır olar (şəkil 2.3.11).



Şəkil 2.3.11. Antiparalel cərəyanlar ilə zirehli makaraların birləşdirilməsinin sxematik təsviri $I_1=I_2$, $I_1 \uparrow \downarrow I_2$, $n_1 = n_2$, $\Delta \alpha=0$

Korpuskulyar optikada da təsvir olunan obyektlərin deformasiyası (xəyalın təhrifi – **aberrasiyası**) müşahidə olunur. Şekillərin (xeyalların) deformasiyası həm linzanın sahələrinin paylanmasında baş verən təhriflər, 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 hədlər (r^3 , $r^2 dr/dZ$, $r d^2 r/dZ^2$, $d^3 r/dZ^3$) nəzərə alınarsa, formalaşma təhrifləri **üçüncü tərtibli aber-**

raşiyalar adlanır. Belə xətlər aberrasion fiqurların beş növü ilə xarakterizə olunur: **sferik aberrasiya, koma, astigmatizm, çəlləyəbənzer distorsiya, balıncabənzer distorsiya.**

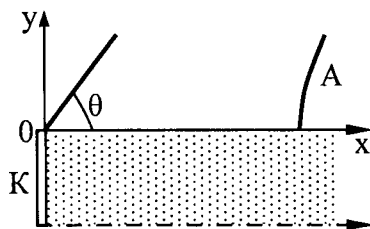
Dəstənin özünün yaratdığı xəyal təhrifləri onunla bağlıdır ki, zərrəciklər praktik olaraq həmişə sürətlər üzrə başlanğıc paylanmaya malikdir. Linzanın fokus məsafəsi zərrəciklərin enerjisindən asılı olduğuna görə, nöqtənin təsviri mütləq dəqiq olmayacaq. Belə aberrasiya **xromatik aberrasiya** adlanır.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

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

§2.3.4. Sürətləndirici Pirs sistemləri

İdeal cihazlardan fərqli olaraq, real cihazlarda dəstənin diametri, adətən, kiçik, fəza yükünün itələmə qüvvələri isə böyük olduğundan, Kulon qüvvələrinin təsiri dəstələrin xeyli yayılmasına səbəb ola bilər. Bunun qarşısını almaq üçün müəyyən tədbirlər görmək lazımdır.

Xüsusi halda, zolaqvari elektron dəstəsinin alınması- na baxaq (şəkil 2.3.12)



Şəkil 2.3.12. Zolaqvari elektron dəstəsinin alınmasının sxematik təsviri

Bu sistemdə katod müstəvidir və onun ancaq $z - oxu$ istiqamətində (şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamət-

də) ölçüsü sonsuzdur. Katodun qarşısında müsbət potensialı və xüsusi formalı anod yerləşir. Baxılan sistem *xoy* yarımmüstəvisində dəstənin bir hissəsinin kənarlaşdırılması nəticəsində müstəvi dioddan alınıb. Kənarlaşdırılmış hissəni bu halda elə əvəz etmək lazımdır ki, dəstənin qalan hissəsinin vəziyyəti dəyişməz (paralel) saxlanılsın. Belə məsələ ingilis alimi Pirs tərəfindən həll olunmuşdur.

Qəbul edək ki, anodun potensialı U , katodun potensialı isə sıfırdır və x oxu dəstənin kənar sərhədi boyunca yönəlib. İtələyici Kulon qüvvəsini neytrallaşdırmaq üçün ox tərəfə yönəlmiş qüvvə yaratmaq lazımdır. Bunun üçün katodun kənarında θ bucağı altında yönəlmiş soyuq (termoelektron emissiyası yaratmayan) elektrod yerləşdirilir və onun da potensialı sıfır götürülür. Bucağın qiyməti elə hesablanmalıdır ki, dəstənin sərhədində elektrostatik sıxma qüvvəsi fəza yükünün itələnmə qüvvəsinə bərabər olsun.

Bucağın həmin qiymətini tapmaq üçün

$$U = \left(\frac{9j}{4\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right)^{2/3} x^{4/3} = Ax^{4/3} \quad (2.3.67)$$

Çayld-Lenqmür qanunundan istifadə edərək, potensialın koordinatdan asılılığını müəyyənləşdirək.

Bütün baxılan aralıqda

$$y = 0, \quad dU/dy = 0 \quad (2.3.68)$$

sərhəd şərti nəzərə alınır. Baxılan halda potensial iki koordinatdan asılıdır:

$$U(x, y) = \operatorname{Re} [f(x + iy) = \operatorname{Re} [A(x + iy)^{4/3}]]. \quad (2.3.69)$$

Argument isə kompleks müstəvidə

$$x + iy = \operatorname{Re} e^{i\theta} = \sqrt{x^2 + y^2} e^{i\theta}$$

şəklində ifadə edilir. Burada, $\theta = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}$.

Potensialın ifadəsində əvəzləmə aparsaq

$$U(x, y) = \operatorname{Re} \left[A(x^2 + y^2)^{2/3} e^{i\frac{4}{3}\theta} \right] = A(x^2 + y^2)^{2/3} \cos \frac{4}{3}\theta \quad (2.3.70)$$

$x = 0$, $U(0, y) = 0$ sərhəd şərtləri daxilində

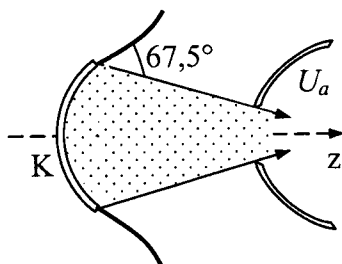
$$Ay^{4/3} \cos \frac{4}{3}\theta = 0, \quad \cos \frac{4}{3}\theta = 0, \quad (2.3.71)$$

$$\frac{4}{3}\theta = \frac{\pi}{2}, \quad \theta = \frac{3}{8}\pi = 67,5^\circ$$

olar.

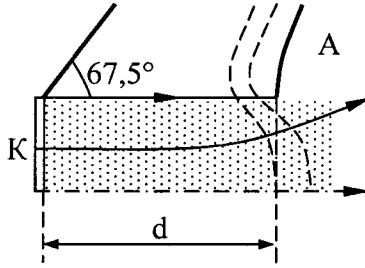
Beləliklə, əlavə elektrodla x oxu arasında bucaq $67,5^\circ$ -ə bərabər olduqda sürətləndirici fəzada dəstə paralel qalar.

Sistem silindrik formada olduqda (katod kürevi səthin müəyyən bir hissəsidir) bucaq həmin qiymətə malik olar. Dəstənin böyük cərəyan sıxlığını almaq üçün o, konus şəklində olmalıdır (şəkil 2.3.13).



Şəkil 2.3.13. Pirs sistemində dəstənin fokuslandırılmasının sxematik təsviri

Ekstraktor kimi istifadə edilən diafraqmalar dəstələrin əlavə ayrılmasına səbəb olur. Elektrik sahəsi ekstraktor-dakı dəliyə daxil olur, burada ekvipotensial səthlər qabarıq forma alır və elektrostatik qüvvələr dəstəni genişləndirir (şəkil 2.3.14).



Şəkil 2.3.14. Diafraqma ilə dəstənin genişləndirilməsinin sxematik təsviri

Diafraqmanın fokus məsafəsi

$$f_d = \frac{4U_a}{|E_2| - |E_1|}. \quad (2.3.72)$$

Əgər nəzərə alsaq ki, diafraqmanın xaricində sahə yoxdur ($E_2 = 0$), onda

$$E_1 = -\frac{dU}{dx} \Big|_{\substack{x=d \\ U=U_a}} = -\frac{4}{3} Ax^{1/3} \Big|_{\substack{x=d \\ U=U_a}} = -\frac{4}{3} \frac{U_a}{d} \quad (2.3.73)$$

$$f_d = -\frac{4U_a}{-\frac{4}{3} \frac{U_a}{d}} = -3d \quad (2.3.74)$$

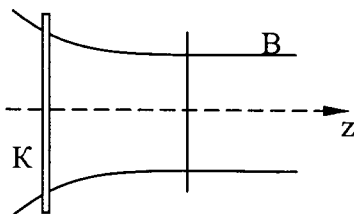
olar. Diafraqma səpici linza olduğuna görə onun fokus məsafəsi mənfidir.

§2.3.5. Brillüen dəstəsi

Maqnit linzalar vasitəsilə dəstələrin fokuslandırılması həmin linzalarda sahənin qeyri-bircins olması hesabına baş verir. Linzadan sonra dəstə fəza yükünün itələmə qüvvələrinin təsiri altında dönməyən şəkildə genişlənər. Linzadan sonra sabit radiuslu elektron, yaxud ion dəstəsi tələb

olunursa, ona sabit maqnit sahəsi təsir etməlidir. Beləliklə, dəstə qeyri-bircins sahədən keçib fırlanma impulsunu aldıqdan sonra sabit maqnit sahəsində yayılmalıdır. Dəstənin cərəyan şiddətinin (fəza yükünün) və maqnit induksiyanın qiymətləri arasında əlaqə olmalıdır.

Dəstənin qeyri-bircins maqnit sahəsində fırlanma impulsu alması prosesinə baxaq (şəkil 2.3.15)



Şəkil 2.3.15. Maqnit sahəsində dəstənin fırlanmasının sxematik təsviri

Fərz edək ki, katod şəkil 2.3.15 göstəriləndiyi kimi maqnit sahəsində yerləşir. Hissəciyin fırlanma momentinin saxlanması qanununa görə:

$$\frac{d}{dt}(r^2\varphi') = \frac{e}{m} \frac{d}{dt}(rA_\alpha). \quad (2.3.75)$$

Burada φ' – hissəciyin z – oxu ətrafında fırlanmasının bucaq sürətidir.

$t = t_0$, $R = R_0$, $\varphi' = \varphi'_0$, $A_\alpha = A_{\alpha 0}$ başlanğıc şərtlərdən istifadə etməklə, sonuncu ifadəni inteqralladıqda

$$R^2\varphi' - R_0^2\varphi'_0 = \frac{e}{m}(RA_\alpha - R_0A_{\alpha 0}) \quad (2.3.76)$$

olar.

Aksial simmetrik halda $A = A_\alpha$, $A_R = A_z = 0$, $A = \frac{\psi}{2\pi R}$.

Buradakı ψ – isə R – radiuslu halqadan keçən maqnit selidir:

$$\psi = 2\pi \int_0^R B_z r dr .$$

Buradan

$$R^2 \phi' - R_o^2 \phi'_o = \frac{e}{2\pi m} (\psi - \psi_o) . \quad (2.3.77)$$

Sonuncu ifadə **Buş teoremi** adlanır. Bu teoremə görə dəstənin fırlanma momenti maqnit seli ilə düz mütənəsibdir.

Paraksial oblastda $B(r, z) \approx B_o(z)$, $\psi = \pi R^2 B_o(z)$, $\psi_k = \pi R^2 B_k$, $\phi'_k = 0$. Bu şərtləri nəzərə aldıqda dəstənin bucaq sürəti üçün

$$\begin{aligned} R^2 \phi' &= \frac{e}{2\pi m} \pi [R^2 B_o(z) - R_k^2 B_k(z)] \\ \phi' &= \frac{e}{2m} B_o(z) \left[1 - \frac{B_k}{B_o} \left(\frac{R_k}{R} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.3.78)$$

alınır.

Katod maqnit sahəsinin təsirindən ekranlandırıldıqda ($B_k = 0$):

$$\phi' = \frac{e B_o(z)}{2m} . \quad (2.3.79)$$

Dəstənin fəza yükünü nəzərə aldıqda itələmə elektrik qüvvəsinin ifadəsi:

$$F_e = \frac{eI}{2\pi \epsilon_o \sqrt{\frac{2e}{m} U_o} R} . \quad (2.3.80)$$

Hərəkət tənliyində elektrik və maqnit qüvvələrini nəzərə aldıqda:

$$mR'' + \frac{e^2}{4m^2} B_o^2 \left[1 - \frac{B_k^2}{B_o^2} \left(\frac{R_k}{R} \right)^4 \right] R - \frac{eI}{2\pi \epsilon_o \sqrt{\frac{2e U_o}{m}} R} = 0 . \quad (2.3.81)$$

Sonra

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{d^2 z}{dt^2} \frac{d^2 R}{dz^2} = v_z^2 \frac{d^2 R}{dz^2} = 2 \frac{e}{m} U_o \frac{d^2 R}{dz^2}. \quad (2.3.82)$$

şəkilli riyazi əməliyyatdan istifadə edərək, hərəkət trayektoriyasının tənliyini alırıq:

$$\frac{d^2 R}{dz^2} + \frac{e}{8mU_o} B_o^2 \left[1 - \frac{B_k^2}{B^2} \left(\frac{R_k}{R} \right)^4 \right] R - \frac{I}{4\pi\epsilon_o \sqrt{\frac{2e}{m} U_o^{3/2} R}} = 0 \quad (2.3.83)$$

Dəstənin radiusunun sabit qalması üçün ona təsir edən elektrik qüvvəsi, maqnit qüvvəsinə bərabər olmalıdır:

$$F_e = F_m, \quad \frac{d^2 R}{dz^2} = 0 \quad \text{və yaxud} \quad \frac{d^2 R}{dt^2} = 0. \quad (2.3.84)$$

Əgər maqnit sahəsi katodun üzərində sıfır ($B_k = 0$), bundan sonrakı hissədə isə sabitdirsə, onda dəstənin radiusu sabit qalar. Belə dəstə **Brillüen dəstəsi** adlanır:

$$\frac{eB_o R_o^2}{2m} - \frac{I}{\pi\epsilon_o \sqrt{\frac{2eU_o}{m}}} = 0. \quad (2.3.85)$$

Brillüen dəstəsinin əsas xassələri aşağıdakılardır:

1.

$$\frac{I}{4\pi\epsilon_o \sqrt{\frac{2e}{m} U_o^{3/2} R}} = \frac{E_R}{2U_o} = \frac{1}{2U_o} \frac{dU}{dR},$$

$$B_k = 0, \quad \frac{e}{8mU_o} B_o^2 R = \frac{dU}{2U_o dR},$$

$$dU = \frac{eB_o^2}{4m} R dR, \quad U = U_o + \frac{eB_o^2}{8m} R^2,$$

$$v = \sqrt{v_z^2 + (R\phi')^2} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}, \quad (2.3.86)$$

$$v_z^2 = \frac{2eU}{m} - R^2\phi'^2 = \frac{2eU_0}{m} + \frac{e^2B_0^2R^2}{4m^2} - \frac{R^2e^2B_0^2}{4m^2} = \frac{2eU_0}{m}, \quad v_z = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$$

yəni dəstədə bütün zərrəciklərin aksial sürətləri bərabərdir;

$$2. \Delta U = -\frac{\rho}{4\epsilon_0}R^2 = \frac{eB_0^2R^2}{8m}, \quad \rho = -\frac{\epsilon_0 eB_0^2}{2m} \quad (2.3.87)$$

yəni fəza yükünün sıxlığı sabitdir;

$$3. j = -\rho v_z = \frac{\epsilon_0 eB_0^2}{2m} \sqrt{\frac{2eU_0}{m}} = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{e}{m}\right)^{1/2} B_0^2 U_0^{1/2}, \quad (2.3.88)$$

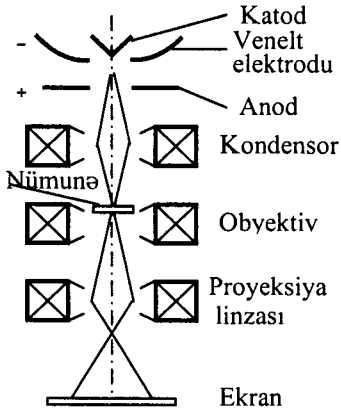
yəni, dəstənin cərəyan sıxlığı, sürətləndirici gərginlik və maqnit induksiyasının qiyməti biri-biri ilə bağlıdır.

Bu şərtlərin ödənilməsi heç də asanlıqla təmin oluna bilməz. Məhz buna görə də Brillüen dəstəsini təcrübədə əldə etmək xeyli çətindir.

§2.3.6. Elektron mikroskopu və ion proyektoru

Şüalandırıcı elektron mikroskopu (ŞEM). Optik mikroskopların **ayırmaq qabiliyyəti** işıq şüalarının difraksiyası ilə əlaqədar hadisələrlə məhdudlanır. Buna görə də həmin mikroskoplarda 0,3 mkm-dən kiçik ölçüyə malik obyektləri müşahidə etmək mümkün olmur. **Elektron və ionların de-Broyl dalğa uzunluğu** işığın dalğa uzunluğundan bir neçə tərtib kiçik olduğundan korpuskulyar optikanın imkanları daha böyükdür. İlk elektron mikroskopu 1932-ci ildə Almaniyada **Ervin Ruska** tərəfindən yaradılmışdır. Bu mikroskopun sxemi optik mikroskopun sxeminə oxşayır (şəkil 2.3.16).

Üçelektrodlu mənbəyin katodu və anodu arasında fokus formalaşır və elektron dəstəsi anoddan çıxdıqdan sonra təqribən 10^{-2} rad ($0,5^\circ$) apertura malik olur. Birinci konden-



Şəkil 2.3.16. Şüalandırıcı elektron mikroskopunun sxemi

şoron linzası fokusun kiçildilmiş şəklini sahənin daxilində linzalar arasında formalaşdırır. İkinci kondensor isə nümunədə ləkə almaq üçün əksi (1–2 hüdudlarında) böyüdür. Adətən, birinci kondensorun linzası dəstənin fokusunu 10–15 dəfə kiçildir. Qeyd etmək lazımdır ki, standart V şəkilli közərmə telindən istifadə etdikdə nümunədəki şüalanın ləkənin diametri 1 mkm-ə qədər azala bilər.

Obyektivin linzası 1 mm-ə qədər endirilə bilən kiçik fokus məsafəsinə malik olur; nümunə

isə bilavasitə fokusda yerləşdirilir. Elektron mikroskoplarında maqnit linzalarından istifadə edilir, çünki, onların aberrasiyası elektrostatik linzalarından daha azdır.

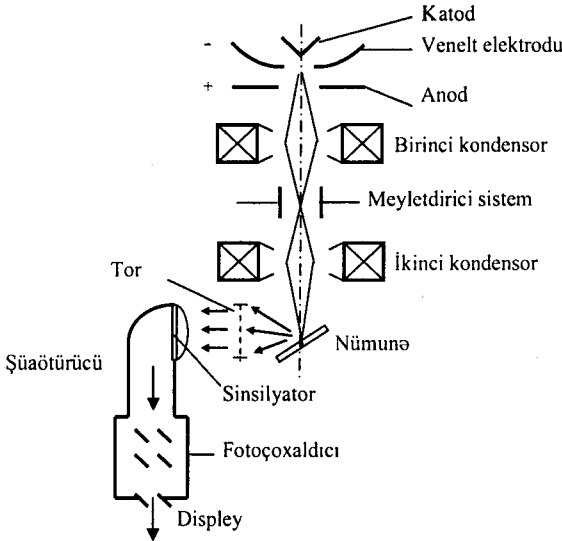
Nümunənin qalınlığı onu şüalandıran elektronların elastik toqquşmalarında sərbəst qaçış məsafəsinin orta uzunluğundan kiçik olmalıdır. Bir qayda olaraq, nümunənin qalınlığı ayırdetmə qabiliyyəti qiymətinin 10 mislindən böyük olmamalıdır. Bioloji obyektlər üçün qalınlığı 10–100 nm-ə çatan kəsikləri hazırlayan **ultramikrotomlar** (nazik volfram laylar), həmin qalınlıqlı metal, ərinti və yarımkeçiricilərin təbəqələrini almaq üçün isə **mikroaşılama** (kimyəvi işlənmə) üsulları işlənilib.

Obyektlər nazik təbəqədən hazırlanmış, mexaniki baxımdan möhkəm, istilik baxımdan davamlı və yüksək elektrik keçiriciliyinə malik oturacaq üzərində yerləşdirilir. Ən yaxşı təbəqələr vakuumda buxarlanma və ya kondensasiya

üsulu ilə alınmış qalınlığı $\sim 20 \text{ \AA}$ olan karbon təbəqələridir. Adətən, elektron mikroskoplarında gərginlik 50–100 kV

aralığında olur, ən yaxşı ayırdetmə isə $2-3 \text{ \AA}$ -ə çatır. Bu halda elektron mikroskopunun böyütməsi $M=10^6$ -ya çata bilər. Obyektlər yüksək vakuum şəraitində tədqiq edilir, belə hal bioloji obyektlər üçün əlverişli deyil.

Skaynerləyici elektron mikroskopunda nümunə üzərində çox kiçik ölçüdə ləkə əmələ gətirən və bu ləkəni nümunənin bütün səthi boyunca hərəkət etdirməyə imkan verən şüalandırıcı sistem tətbiq olunur (şəkil 2.3.17).



Şəkil 2.3.17. Skaynerləyici elektron mikroskopunun sxemi

Birinci dəstə tərəfindən generasiya olunan ikinci elektronların bir hissəsi toplanır və **katodoluminissent** səthə tərəf sürətlənir. **Şüaötürücünün** digər ucunda çox kiçik küyə malik, yüksək həssaslıqlı və enlizolaqlı böyük gücləndirmə əmsalına malik **fotoçoxaldıcı** yerləşdirilir.

Displeydəki şəkil **skaynerləyən** hər bir nöqtədən detektədiçisi sistem vasitəsilə toplanan elektron xəritəsindən ibarətdir. **Səthin topoqrafiyası**, hətta ikinci elektron emissiyası əmsalla eyni olduqda da normal sistemin optik oxuna nəzə-

rən nümunənin müstəvisindən bir qədər meyillənmiş yüksək ayırma qabiliyyətinə malik displeyin ekranında öz keyfiyyətli xəyalını alır.

Ləkənin ölçüsünün bir neçə mikron həddində saxlanmasının nəticəsi kimi görünüşün tamlığı çox böyükdür. Elektron mikroskopunun (SEM) nümunələrin səthinin strukturunun yüksək müşahidə etmək qabiliyyəti, hətta kiçik ölçülü böyütmələrdə belə, bu cihazların böyük praktiki əhəmiyyətini təmin edir. Optik və şüalandırıcı mikroskoplarda görünüşün məhdudluğu və kiçik qalınlıqlı nümunələrin müşahidə edilməsinin çətinliyi kimi xüsusiyyətləri, onların praktik tətbiq imkanlarını məhdudlaşdırır.

Şüalandırıcı SEM-in skaynerləyici sistemindən fərqli cəhəti daha az enerjiyə malik (5–25 keV) elektronlarla işləməsidir. Lantan heksaboridindən hazırlanmış avtoelektron və ya termoelektron emissiyalı nöqtəli mənbələrin tətbiqi yaxşı parlaqlığa malik 1 nm diametrli ləkələr almağa imkan verir.

Çox nazik nümunədən və şüanın daha yüksək enerjisindən istifadə edərək, bu mikroskopu şüalandırıcı rejimdə tətbiq etmək olar. Bu yolla artıq 0,3–0,5 nm ayırma qabiliyyəti təmin olunmuş və ağır kimyəvi elementlərin ayrı-ayrı atomları müşahidə edilmişdir.

İon proyektorunun konstruksiyası sadədir. O, ekrana nəzərən V – potensialına malik katoddan (lüminiscent ekranından R – məsafəsində yerləşmiş r – radiuslu iynədən) ibarətdir (şəkil 2.3.18). İynənin ucunda elektrik sahəsinin intensivliyi

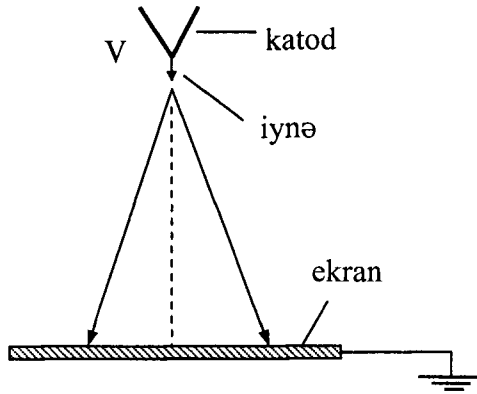
$$E = \frac{V}{kr} \quad (2.3.89)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada k – iynənin formasından asılı olan sabitdir. Elektrik sahəsinin intensivliyi 10^7 – 10^8 V/sm qiymətə malik olmalıdır.

Adətən, iynələr elektrik sahələrində aparılan termik işlənmə vasitəsilə formalaşdırılan, təqribən 10 kV-luq gərginlik verilən və ucunun radiusu 1 mkm olan monokristallardır. İonlar radial istiqamətdə uçar. Böyütmə isə

$$M = \frac{R}{r} \quad (2.3.90)$$

kəmiyyəti ilə təyin olunur.



Şəkil 2.3.18. İon proyektorunun sxemi

Yüksək vakuum alındıqdan sonra cihaza təsirsiz qaz daxil edilir və qazın ionlaşması nəticəsində iynənin ucunun yaxınlığında əmələ gələn müsbət ionlardan istifadə edilir. Əgər atom və ya molekul 10^8 V/sm intensivlikli elektrik sahəsində yerləşdirilsə, onlar əvvəlcə qütbləşir. Kritik sahədə isə elektronlar müsbət yüklənmiş ionu saxlayaraq tunel effekti hesabına vakuuma keçir. Elektrik sahəsi ionu iynənin ucundan sürətləndirir və onun ekrana tərəf radial hərəkətini təmin edir.

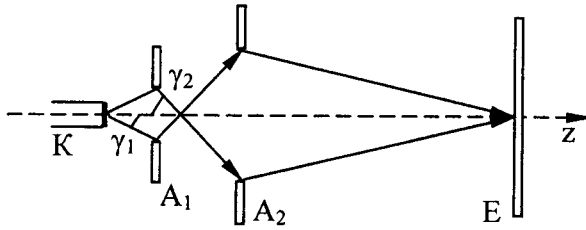
İonlaşma, adətən, iynənin ucunun yaxınlığında, səthdən 0,1 nm məsafədə baş verdiyindən səth atomları tərəfindən elektrik sahəsinin dəyişməsi xəyalın yaranmasını təmin edir. Çox ehtimal ki, qütbləşmiş hissəcik ionlaşarkən həcm-

dəki atomlar arasındakı aralıqda yox, səthdəki atomlara yaxın hissədə yerləşir. İynə maye hidrogenin temperaturuna qədər soyudulduqda, bu effekt özünü daha güclü şəkildə büruzə verir. Qaz qismində əsasən heliumdan istifadə olunur. Çünki o biratomludur, kimyəvi cəhətdən təsirsizdir və kiçik **tozlandırma əmsalına** malikdir ki, bu da iş prosesində ekranın aşınmasının qarşısını alır. Sistemdə qazın təzyiqi təqribən 10^{-1} Pa təşkil edir. İonlar üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu elektronlara nisbətən kifayət qədər kiçik olduğundan, bu halda daha yüksək ayırma almaq mümkündür.

Proyektorda ekrana çatan ion cərəyanının sıxlığı çox kiçikdir və uzun müddət ərzində şəkli (xəyalı) müşahidə etmək üçün **kanallaşdırıcı çoxaldıcılardan** istifadə edilir. Bu qurğu oxuna nəzərən elektrik sahəsinə paralel yerləşmiş nazik kapillyarların ikiölçülü sistemindən ibarətdir. Kapillyara düşən ion borudan keçərkən kapillyarın divarları ilə toqquşduqda sayları selşəkilli artan ikinci elektronları yaradır. Kapillyarın digər ucundan çıxan bu elektronlar, üzərində parlaq şəkil (xəyal) alınan katodoluminissent ekran istiqamətində sürətlənir. Hal-hazırda ion proyektoru, atomlar sistemini normal rejimdə müşahidə edə bilən yeganə mikroskopdur.

§2.3.7. Elektron proyektoru

Bir sıra elektron cihazlarının əsas elementlərindən biri olan **elektron proyektoru** elektron şüasını yaratmaq üçün istifadə edilir. Sürətləndirici gərginlik cihazın tətbiq məqsədindən asılı olaraq, yüzlərlə volt dan onlarla kilovolta qədər, dəstə cərəyanının şiddəti isə mikroamperlərdən bir neçə milliampərə qədər dəyişə bilər. Elektron proyektorları, adətən, iki linzalı optik sistem əsasında qurulur (şəkil 2.3.19).

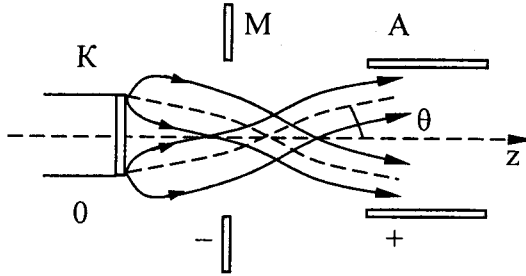


Şəkil 2.3.19. İki linzalı elektron proyektorunun quruluşu

Birinci linza (A_1) katodun (K) kiçildilmiş xəyalını, daha zəif olan ikinci linza (A_2) isə linzalar arasında dəstənin ən kiçik en kəsiyinin xəyalını ekranda (F) formalaşdırır. Belə sxem, emitterin radiusu 1 mm olduqda ekranda 0,1 mm radiuslu ləkə (xəyal) almağa imkan verir.

Birinci linza **immersion obyektivdir** və o, ancaq elektrostatik olmalıdır, çünki linzanın sahəsi elektronları sürətləndirməlidir. İkinci linza kimi adətən maqnit linzasından istifadə edilir, çünki onun aberrasiyaları elektrostatik linzalarla müqayisədə kiçikdir.

Elektronlar katoddan istilik sürətləri ilə çıxır və buna görə də katodun xəyalını istənilən qədər kiçik ölçüdə almaq mümkün deyil (şəkil 2.3.20)



Şəkil 2.3.20. İstilik sürətlərinin nəticəsində elektronların səpilməsinin təsviri

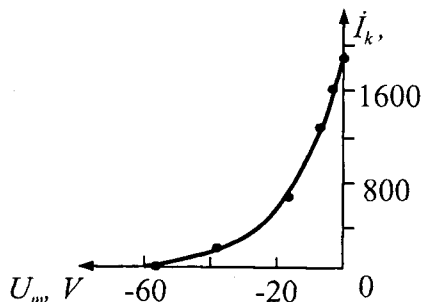
İstilik sürətlərini nəzərə alaraq dəstənin fokusunda mümkün olan maksimal cərəyan sıxlığı Lənqmür tərəfindən hesablanmışdır:

$$j = j_k \left(1 + \frac{eU}{kT} \right) \sin^2 \theta. \quad (2.3.91)$$

Burada j_k – katod üzərində cərəyanın sıxlığı, U – sürətləndirici gərginlik, T – elektronların temperaturu, θ – fokusda elektron dəstəsi ilə $ox - oxu$ arasındakı bucaqdır.

Eyni zamanda emissiya cərəyanının sıxlığını artırmaq və katodun temperaturunu aşağı salmaq mümkün deyil. Temperatur aşağı düşdükcə emissiya da zəifləyir.

Şəkil 2.3.20-də göstərilmiş **modulyator elektroduna** (M) mənfi potensial verilir. Bu potensial emissiya cərəyanının tənzimlənməsinə və dəstənin fokuslandırılmasına xidmət edir. Bu halda cərəyanın anod (A) potensialından asılılığı $3/2$ qanununa tabe olmur. Bu onunla bağlıdır ki, modulyatorun mənfi potensialı katodun (K) üzərində emissiya sahəsini dəyişir. Mütləq qiymətcə böyük mənfi potensiallarda emissiya kəsilə də bilər. Emissiya cərəyanının modulyatorun potensialından asılılığı **elektron proyektorunun modulyasiya xarakteristikası** adlanır. Həmin xarakteristikalardan biri şəkil 2.3.21-də göstərilib. Projektorun ikinci linzası **proyeksiya linzası** adlanır. Bu linzanın vasitəsilə ekranda, dəstə fokusunun xəyalı alınır və yüksək ayırdetmə qabiliyyəti təmin olunur. Bunun üçün ekranda dəstənin ölçüsü minimal olmalıdır. Məsələn, televizorlar üçün ekranın mərkəzində ayırdetmə qabiliyyətinin standartı 625 sətirdir.

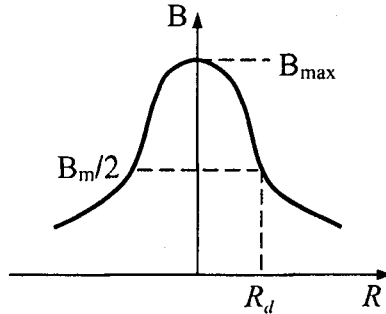


Şəkil 2.3.21. Triodlu elektron proyektorunun modulyasiya xarakteristikası

Ləkənin radiusu dəstənin fəza yükü, elektronların başlanğıc temperaturu və linzanın aberrasiyaları ilə müəyyən olunur. Yüksək sürətləndirici gərginlik fəza yükünün və xarici sahələrin təsirini azaldır, şüalanma parlaqlığını isə artırır.

Müasir televizorlarda elektron dəstəsinin enerjisi 25 keV olur. Şüa paraksial olduğuna görə bütün həndəsi aberrasiya növlərindən sferik aberrasiya ən nəzərəçarpandır.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu halda fokus radiusu anlayışı şərtidir, çünki radius üzrə cərəyanın paylanması qeyri-bircinsdir və dəstənin kəskin sərhədi yoxdur. Buna görə də ləkə radiusunun şərti ölçüsünü təyin etmək lazımdır. Ekranın işıqlanma parlaqlığı cərəyan sıxlığı ilə təqribən düz mütənasibdir. Buna görə də parlaqlıq əyrisinin yarıməni ($B_m/2$) ləkənin radiusu (R_d) kimi qəbul edilir. Daha doğrusu, bu halda elə radiuslu dairədən söhbət gedir ki, onun sərhədində parlaqlıq, maksimal (B_{max}) parlaqlığın 50%-ni təşkil etmiş olsun (şəkil 2.3.22).



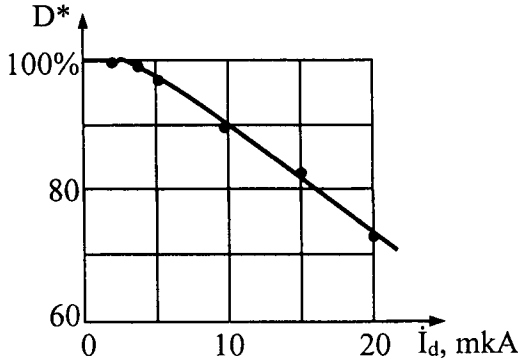
Şəkil 2.3.22. Ekranə düşən dəstənin fokusunda parlaqlığın paylanması

Fokusda cərəyan sıxlığının və ən kəsiyində parlaqlığın paylanmaları eyni eksponensial qanuna tabedir:

$$B = B_0 e^{-\frac{r^2}{b^2}} \quad (2.3.92)$$

Burada, B_0 – ləkənin mərkəzində parlaqlıq, b – isə sabit kəmiyyətdir.

Dəstə cərəyanının qiyməti artdıqda o, genişlənir. Bu zaman apertur bucaqları da böyüyür. Nəticədə, proyeksiya linzasının aberrasiyalarının artması ayırdetmə qabiliyyətinin azalmasına səbəb olur. Maqnit fokuslandırma ilə proyektorlarda cərəyanın artırılması zamanı ayırdetmə qabiliyyətinin kiçilməsi, elektrostatik sistemlərdəki ilə müqayisədə zəifdir. Ayırdetmə qabiliyyətinin (D^*) cərəyandan (I_d) asılılığı təcrübədə alınır (şəkil 2.3.23)



Şəkil 2.3.23. Elektron proyektorunun ayırdetmə qabiliyyətinin şüa cərəyanından asılılığı

Şəkil 2.3.23-də ayırdetmə qabiliyyətinin 100% (maksimal) qiyməti olaraq şüanın 1 mA cərəyanındakı qiyməti qəbul edilib.

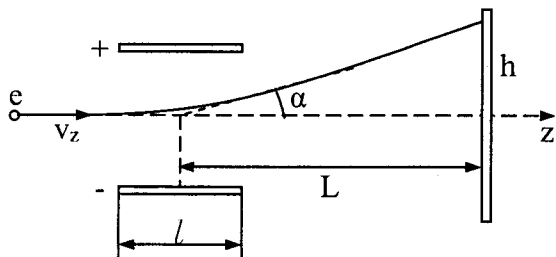
§2.3.8. Meyiletdirici sistemlər

Elektron şüasının ekranın istənilən nöqtəsinə yönəldilməsi müxtəlif **meyiletdirici sistemlər** vasitəsi ilə həyata keçirilir. Bu sistemlərə aşağıdakı əsas tələblər qoyulur:

1. Yüksək həssaslıq.
2. Meyiletmənin düzxətliyi.
3. Fokuslandırılmanın sabitliyi.

Elektrostatik və maqnit **meyiletdirici sistemlərin** həssaslığı aşağıdakı qaydada təyin olunur. Elektron dəstəsi

müstəvi kondensatora daxil olaraq eninə elektrik sahəsinin təsiri ilə parabolik trayektoriya üzrə hərəkət edir və kondensatorun lövhələri arasından çıxdıqdan sonra düz xətt boyunca ekrana qədər yayılır (şəkil 2.3.24). Bu zaman dəstənin lövhələr arasındakı hərəkəti bərabərtəcilli, dreyf fəzasındakı (sahə olmayan hissədəki) hərəkəti isə bərabərsürətlidir.



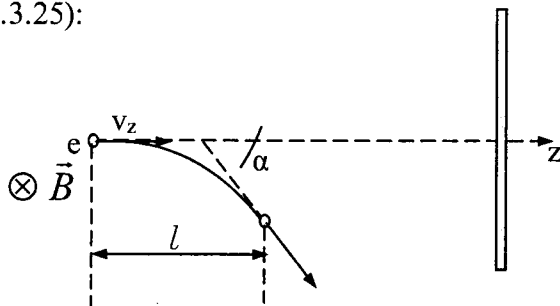
Şəkil 2.3.24. Elektrostatik meyiletdirici sistemin sxematik təsviri

Dəstənin α – meyil bucağı elektronların sürətinin komponentləri ilə təyin olunur:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_{\perp}}{v_z} = \frac{at}{v_z} = \frac{eEl}{mv_z^2} = \frac{eEl}{2eU_a} = \frac{El}{2U_a}. \quad (2.3.93)$$

Burada U_a – sürətləndirici gərginlikdir.

Maqnit meyiletdirici sistemdə maqnit sahəsi (B) elektronların sürətinə (v) perpendikulyar yönəlir və Lorens qüvvəsinin təsiri ilə zərrəcik çevrənin qövsü üzrə hərəkət edir (şəkil 2.3.25):



Şəkil 2.3.25. Maqnit meyiletdirici sistemin sxematik təsviri

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{v_{\perp}}{v_z} = \frac{a_m t}{v_z} = \frac{e v_z B l}{m v_z v_z} = \\ &= \frac{e B l}{m v_z} = \frac{e B l}{m} \sqrt{\frac{m}{2e U_a}} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{B l}{\sqrt{U_a}} \end{aligned} \quad (2.3.94)$$

Bircins sahələrdə intensivliklər müvafiq olaraq gərginlik (elektrik sahəsi) və cərəyanla (maqnit sahəsi) düz mütənasibdir:

$$\begin{aligned} E &= a U_e, & B &= b n I_m, & h &= L \operatorname{tg} \alpha, \\ h_E &= L \frac{\ell a}{2 U_a} U_e, & \varepsilon_E &= \frac{h_E}{U_e} = \frac{a L \ell}{2 U_a} (mm / V), \\ h_m &= \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{b L \ell n}{\sqrt{U_a}} I_m, \\ \varepsilon_m &= \frac{h_m}{n I_m} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{b L \ell}{\sqrt{U_a}} (mm / A \cdot s). \end{aligned} \quad (2.3.95)$$

Burada U_e – meyletdirici lövhələr arasındakı gərginlik, n – maqnit sahəsini yaradan elektromaqnitin sarğularının sayı, I_m – makaradakı cərəyanın şiddəti, ε_E və ε_m isə – uyğun olaraq elektrik və maqnit sistemlərinin həssaslığıdır.

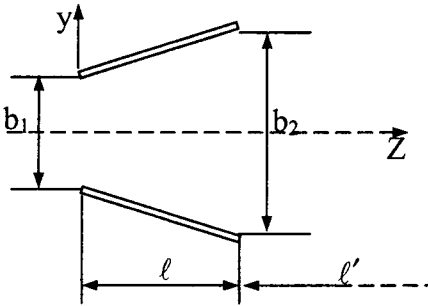
Göründüyü kimi **maqnit sistemlərinin həssaslığı** dəstənin enerjisindən daha az asılıdır. Buna görə də yüksəkgərginlikli cihazlarda əsasən maqnit meyletdirici sistemlər tətbiq edilir. Elektrostatik sistemlərdə elektrodların yüksək dərəcədə izolə edilməsi zəruridir.

Maqnit sistemlərinin aberrasiyaları elektrik sistemlərininki ilə müqayisədə kiçikdir. Elektrik sahələrində ləkənin təhrifi artıq şüanın açılış bucağının $15\text{--}20^\circ$ qiymətlərində nəzərə çarpan qədər olur. Maqnit sahələrində isə bu təhrif yalnız $50\text{--}60^\circ$ -dən böyük bucaqlarda özünü büruzə verir. Buna görə də maqnit meyletdirici sistemlərdə şüanın tam aralanma bucağı 120° olur.

Enerji sərfi baxımından elektrik sistemləri daha əlverişlidir, çünki bu halda sahəni yaratmaq üçün güc sərf olunmur. Lövhələrin tutumu kiçik olduğuna görə elektrik sistemləri ətalətsizdir. Bu sistemlər yüzrlə MHs-ə, maqnit sistemləri isə onlarla kHs-ə qədər tezliklərdə işləyə bilər. Elektrik meyletdirici sistemləri daha tez-tez ossilloqraflarda, maqnit sistemləri isə **kineskoplarda** istifadə olunur.

Elektrik sistemlərində lövhə cütleri biri-birindən ekranaşdırılmalıdır ki, sahələr təhrif olunmasın. Maqnit sistemlərində sarğılar fəzada üst-üstə düşür, çünki simmetrik yerləşmədə bir sarğının maqnit seli o birindən keçir.

Paralel müstəvi lövhəli sistemlərin həssaslığı böyük olur. Buna görə də sistemin girişində lövhələr arasındakı məsafəni kiçiltmək lazımdır ki, elektrik sahəsinin intensivliyinin orta qiyməti böyüsün (şəkil 2.3.26). Elektrik sahəsinin aksial toplananını nəzərə almayaraq, belə sistemin həssaslığını təyin edək:



Şəkil 2.3.26. Qeyri-paralel lövhələr əsasında yaradılmış meyletdirici sistem

$$E_y = \frac{U_m \ell}{b_1 + (b_2 - b_1)z} \quad (2.3.96)$$

$$v_y = \frac{e}{m} \int_0^{\ell} E_y dt = \frac{e}{m} \int_0^{\ell} E_y \frac{dz}{v_z} = \frac{e U_m}{m v_z} \int_0^{\ell} \frac{dz}{b_1 + \left(\frac{b_2 - b_1}{\ell}\right) z} =$$

$$= \frac{e U_m}{m v_z} \frac{\ell}{b_2 - b_1} \ln \frac{b_2}{b_1}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_z} = \frac{e U_m \ell}{m v_z^2 (b_2 - b_1)} \ln \frac{b_2}{b_1}, \quad (2.3.97)$$

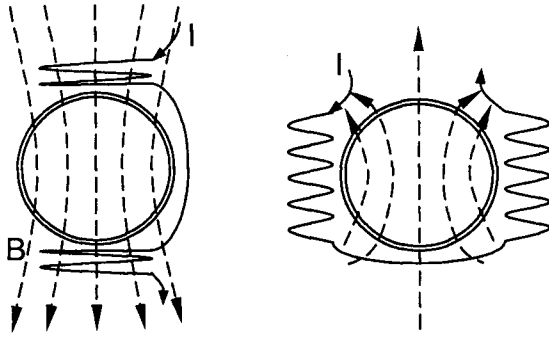
$$h = (L' + \ell') \operatorname{tg} \alpha = \frac{U_m}{2U_a} \frac{\ell}{b_2 - b_1} \ln \frac{b_2}{b_1} (L' + \ell'), \quad L' + \ell' = L.$$

$$\varepsilon = \frac{h}{U_m} = \frac{1}{2U_a} \frac{\ell L}{b_2 - b_1} \ln \frac{b_2}{b_1}. \quad (2.3.98)$$

Burada, U_m – lövhələr arasındakı gərginlik, L – sistemin ortasından ekrana qədər olan məsafədir.

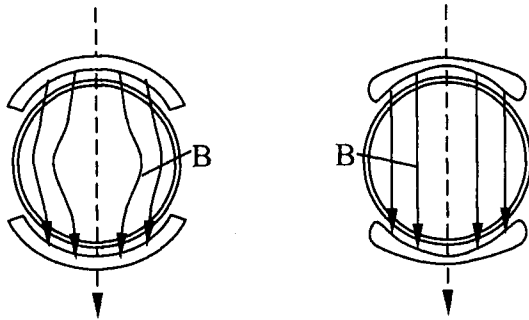
Paralel lövhəli sistemlə müqayisədə baxılan sistemin həssaslığı 58% artıqdır: ($\varepsilon = 1,58\varepsilon_{\text{par}}$). Praktikada, əksər hallarda **kombinə olunmuş sistemlər** tətbiq edilir. Onların birinci – dar hissəsi paralel, ikinci hissəsi isə ayrılan lövhələrdən ibarətdir. Ossiloqraflarda istifadə edilən belə sistemlərin həssaslığı $\varepsilon = 1,8\varepsilon_{\text{par}}$. Elektrik sistemlərinin həssaslığının qiyməti 1 mm/V-dan artıq olmur.

Kineskoplarda eninə maqnit sahəsini yaratmaq üçün xüsusi qaydada sarınmış makaralardan istifadə edilir. Bu makaralar borunun xaricində qarşı-qarşıya (ardıcıl), yaxud da yanaşı (paralel) yerləşdirilir (şəkil 2.3.27) və öz aralarında ardıcıl birləşdirilir ki, makaralardan axan cərəyanların qiyməti eyni olsun.



Şəkil 2.3.27. Maqnit sellərinin ardıcıl və paralel toplanmasının sxematik təsviri

Makaraların sıxlığı bərabər olduqda, borunun mərkəzində induksiyanın qiyməti böyük olur. Makaraları qeyri-bərabər sıxlıqla sarıyaraq, bircins sahə yaratmaq mümkündür (şəkil 2.3.28)



Şəkil 2.3.28. Maqnit sistemində bircins sahənin alınmasının sxematik təsviri

Maqnit sistemlərinin həssaslığının qiyməti $1 \text{ mm/A} \cdot \text{san}$ qədər olur.

Meyiletdirici sistemlərdə baş verən təhriflər aşağıdakı kimi qruplaşdırıla bilər:

1. Ekrandakı rastrın (ekranda düzbucaq şəklində) formasını dəyişən, meyiletmə düzxətliyinin pozulması.

2. Ekranda ləkənin formasını dəyişən fokuslanmanın pozulması.

Elektrik sistemində lövhələrə simmetrik gərginlik verilmədikdə **rastr** (açılış) trapesiya formasını alır. Bunun qarşısını almaq üçün lövhələrin potensialları qiymətcə bərabər, lakin əks işarəli olmalıdır. Ümumiyyətlə, fəza potensialının qeyri-sabit olması elektrik sistemlərinin prinsipial çatışmazlığıdır.

Maqnit sistemlərində meyiletmə düzxətliyinin pozulması daha kiçikdir, çünki Lorens qüvvəsi elektronların sürətini dəyişmir. Lakin sistemin mərkəzindən keçən elektronlar, kənarından keçən elektronlara nəzərən daha uzun yol cızırlar. Buna görə də ekranda rastrın forması dəyişir. Aydın ki, sistemin oxunun kənarında maqnit induksiya-sının qiyməti nisbətən kiçik olmalıdır. Daha doğrusu, bu halda maqnit sahəsi balınc formasında olmalıdır.

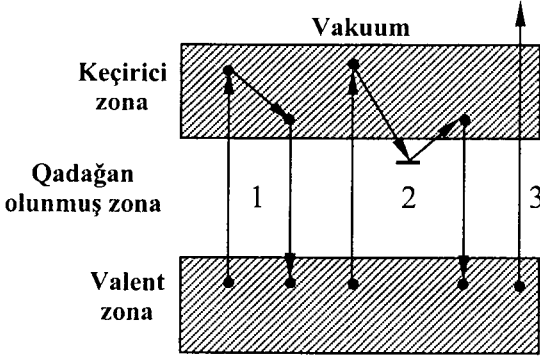
§2.3.9. Lüminessent ekranlar

İlk növbədə qeyd etmək lazımdır ki, maddənin istilik şüalanmasından başqa, ixtiyarı digər şüalanması **lüminessensiya** adlanır. Lüminessensiya şüalanması yaradan maddələr **lüminofor** adlanır.

Həyacanlandırma üsullarından asılı olaraq lüminessensiyanın aşağıdakı növləri mövcuddur: **fotolüminessensiya**, **katodolüminessensiya**, **elektrolüminessensiya**, **radiolüminessensiya**, **xemilüminessensiya**. Elektron optikasını elementlərində başlıca olaraq katodolüminessensiyadan istifadə edilir. Buna görə də biz həmin növ lüminessensiyaya baxacağıq.

Lüminoforlar, bir qayda olaraq xüsusi müqaviməti $\rho = 10^{12} \div 10^{14} \text{ Om}\cdot\text{sm}$ və qadağan olunmuş zonasının eni $1,5 \div 2 \text{ eV}$ olan bərk cisimdir.

Həyəcanlanma və şüalanma müddətlərinə görə lüminessensiya prosesi **fluorossensiya və fosforossensiya** kimi iki qrupa ayrılır. Lüminessensiyanın bu növlərinə enerji zolaqları modelində baxaq (şəkil 2.3.29).



Şəkil 2.3.29. Lüminessensiyanın müxtəlif növlərinə uyğun elektron keçidlərinin sxematik təsviri

- 1 – Fluorossensiya (saxlanma müddəti $\tau \leq 10^{-8}$ san);
 2 – Fosforossensiya ($\tau \leq 10^{-8}$ san); 3 – İkinci elektronların emissiyası

Fosforossensiya qadağan olunmuş zondakı tutucu səviyyələrin hesabına yaranır. İşıqlanmanın tələb olunan parlaqlığını əldə etmək üçün lüminoforlara **aktivləşdiricilər** – ağır kimyəvi elementlərin ionları (məsələn, Ag, Cu, Mn) daxil edilir. Bu aktivləşdirici atomların miqdarı 1 atom faizdən az olur. Bəzi aşqarlar (məsələn, Fe, Co) işıqlanmanı söndürür.

Lüminoforların əsas parametrləri **faydalı iş əmsalı** (f.i.ə.) və **ışıqlanma müddətidir**. Lüminoforlar bir sıra əsas tələbləri ödəməlidir. Belə ki, bu materialların faydalı iş əmsalı (lüminoforun şüalandırdığı enerjinin, həyəcanlandırmaq üçün onun üzərinə düşən elektron dəstəsinin enerjisinə nisbəti) kifayət qədər böyük olmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, ən effektiv material sayılan sulfid lüminoforlarında f.i.ə. 15–20% -ə qədərdir.

Ossiloqrafların ekranlarının işıqlanma müddəti qısa, lokatorların işıqlanma müddəti isə böyük (bir neçə dəqiqə) olmalıdır. Lüminoforlarda həm də effektiv ikinci elektron emissiyası baş verməli və bu materiallar yüksək dərəcədə fiziki-kimyəvi dayanıqlığa malik olmalıdır. Lüminofordan ikinci elektron emissiyası zəif olarsa, onlar daim yüklənər və elektron dəstəsini geri qaytarar.

Lüminessent ekranların əsas parametrləri – **ışıqlanma** (η), **parlaqlıq** (B) və **emissiya əmsalıdır** (δ).

Elektron dəstəsinin vahid gücündə ekranın işıqlanması kifayət qədər yüksək olmalıdır. Bu fiziki xassə işıq saçma parametri ilə xarakterizə olunur:

$$\eta = \frac{I}{P_{el}} [Kd / Vt]. \quad (2.3.99)$$

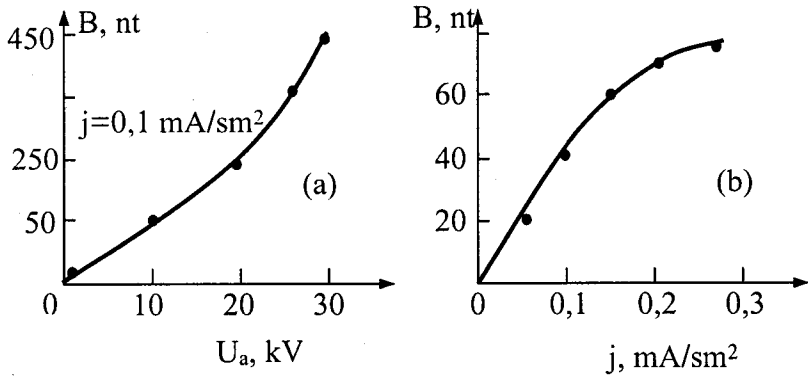
Burada, I – işıq selinin intensivliyidir.

Ekranın parlaqlığı (B) isə dəstə cərəyanının sıxlığı və enerjisindən asılıdır:

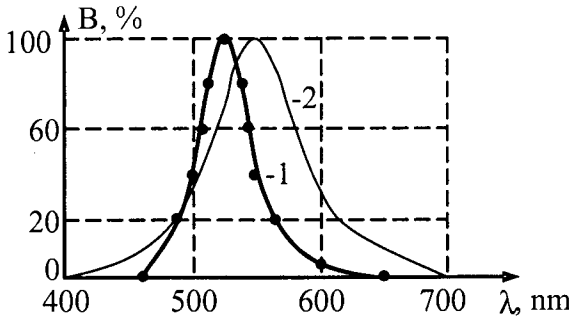
$$B = A_j (U_a - U_o)^n [Kd / m^2]. \quad (2.3.100)$$

Burada, j – dəstənin cərəyan sıxlığı, U_a – sürətləndirici gərginlik, U_o – işıqlanmanın sərhəd gərginliyi, $n = 1 \div 2,5$. Belə asılılıqlar şəkil 2.3.30-da təsvir edilir.

Cərəyan sıxlığı $0,1 \text{ mA/sm}^2$ qiymətindən böyük olduqda dəstə genişlənir, ekrandakı ləkənin diametri böyüyür və ayırddıcı qabiliyyət kiçilir. Cərəyan sıxlığının kiçik qiymətlərində dəstənin enerjisini artırmaq daha sərfəlidir. İnsan gözünün həssaslığına ($Zn_2SO_4 \cdot Mn$) **villemit** maddəsinin lüminessensiya şüalanmasının spektral paylanması xarakteristikası ən yaxındır (şəkil 2.3.31).



Şəkil 2.3.30. Parlaqlığın dəstənin sürətləndirici gərginliyindən (a) və cərəyanın sıxlığından (b) asılılığı

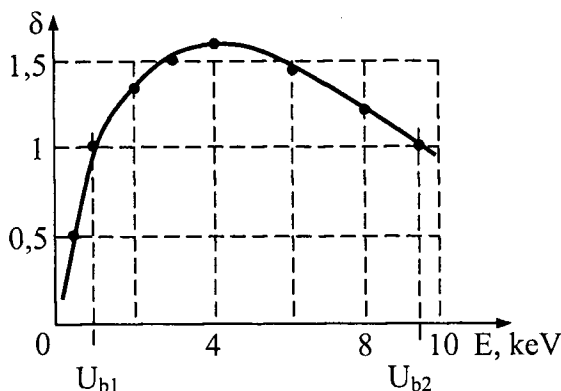


Şəkil 2.3.31. Vilemitin lüminessensiya şüalanmasının (1) və insan gözünün həssaslığının (2) spektral xarakteristikaları

Ekranların işıqlanması çox qısa müddətdə baş verir. Ekranlar üçün daha böyük əhəmiyyət kəsb edən parametr elektronların zərbəsindən sonra lüminoforun işıqlanma müddətidir. **Kineskoplarda** bu müddət 0,01 san, **radiolokatorlarda** isə saniyələr tərtibindədir. Daha uzunmüddətli (bir neçə dəqiqə) işıqlanmanı qısdalğalı həyəcanlandırmanın vasitəsilə əldə etmək olar. Bunun üçün radiolokator borularında ikilaylı örtüklər tətbiq edilir. Bu laylardan birincisi sürətli elektronlarla bombalanır və bənövşəyi oblastda,

ikinci lay isə qısdalğalı şüaların təsiri ilə görünən oblastda işıqlanır.

Boruların hazırlanması üçün istifadə edilən texniki şüşələrin xüsusi müqaviməti $10^{11} \div 10^{13}$ Om·m-dir. İkinci elektron emissiyası əmsalının qiyməti (δ) elektron şüasının enerjisindən asılıdır (şəkil 2.3.32). Şəkindən görüldüyü kimi gərginliyin iki qiymətində emissiya əmsalı vahidə bərabərdir. Bu potensiallara böhran potensialları deyilir. Sürətləndirici potensial birinci böhran potensialından kiçik olduqda ($U < U_{b1}$) ekran yüklənir və onun potensialı avtomatik olaraq sifra qədər enir. Sürətləndirici potensial ikinci böhran potensialından böyük olduqda isə ($U > U_{b2}$), ekran yüklənir və onun potensialı ikinci böhran potensialına bərabər olur. Potensialın aralıq qiymətində ($U_{b1} < U < U_{b2}$) ekranın potensialı sürətləndirici potensialdan azca böyük olur.



Şəkil 2.3.32. İkinci elektron emissiyası əmsalının birinci elektronların (elektron şüasının) enerjisindən asılılığı

Praktikada tətbiq olunan ekranlarda lüminofor kimi, başlıca olaraq sink və kadmium sulfidlərindən, sink silikatu və volframatından istifadə edilir.

Sulfid ekranların işıqlanma verməsi 15 Kd/Vt, işıqlanma müddəti 10^{-3} saniyədən ($ZnS+Ag$) 10 saniyəyədək ($ZnCdS+Cu$), böhran potensialı 30–35 kV-dur. Belə lümi-

noforlar fiziki və kimyəvi baxımdan aşağı keyfiyyətə malikdir. Onlar ağır mənfi ionların təsiri ilə dağılır, aşqarlar və xırda dənəcikli strukturların olması nəticəsində ekranın parlaqlığı azalır.

Villemitin işıqlanma verməsi 3,5 Kd/Vt-a qədərdir. Bu material ən davamlı lüminoforlardan biridir və 500–600°C qədər qızdırılmaya dözür.

Tərkibində nadir torpaq elementləri olan lüminoforlar sulfid materiallardan daha davamlıdır. Çox dar işıqlanma zolağına malik olmaları onların əsas xüsusiyyətidir. Bu xüsusiyyət rəngin yüksək təmizliyini təmin edir. Məsələn, (YVO₄·Eu) birləşməsinin dar maksimumu işıqlanmanın $\lambda = 619$ nm dalğa uzunluğunda alınır.

Sulfidlərin xırda dənəli strukturunda dənələrin ölçüləri 5-8 mkm, silikat və volframatların ölçüləri isə 1 mkm-dən kiçikdir.

Lüminessent ekranların xassələrini yaxşılaşdırmaq üçün lüminoforun üzərinə nazik (qalınlığı 0,1÷0,5 mkm olan) alüminium təbəqəsi çökdürülür. Belə təbəqə xəyalın kontrastlığını və parlaqlığını artırır, ekranın potensialı ikinci emissiyadan asılı olmur (işçi gərginlik ikinci böhran potensialından böyükdür), ağır mənfi ionlar təbəqədən keçmir. Lüminoforun işıqlanması təbəqədən əks olunur. Buna görə də 10 kV-dan böyük gərginlikdə alüminiumlu ekranların işıqlanma verməsi adi ekranlarınkından 50–60% böyük olur.

§2.3.10. Qəbuledici televiziya boruları – kineskoplar

Televiziya borularının (kineskopların) parametrləri ixtiyari yox, insanın fizioloji imkanlarını nəzərə almaqla müəyyən edilir. **Kineskoplara** qoyulan əsas tələblər: **xəyalın parlaqlığı, kontrastlıq** – ən parlaq nöqtələrin işıqlanmasının, ən tutqun (qara) nöqtələrin işıqlanmasına nisbətinin 50-ə qədər olması, yüksək ayırdedici qabiliyyətə malik olmalıdır.

Məlumdur ki, insan üçün ən rahat görmə bucağı 15° -lik müşahidə bucağıdır, yəni baxılan obyektə qədər məsafə elə seçilməlidir ki, obyektin kənar nöqtələri arasında müşahidə bucağı 15° -yə bərabər olsun. Məsələn, televizora qədər məsafə 2 m olduqda, onun diaqonalının ölçüsü $d = 2 \operatorname{tg} 15^\circ \approx 53,5 \text{ sm}$ -ə bərabər olar. Əvvəlki standartda görə ekranın tərəflərinin nisbəti 4:3 idi. Hal-hazırda 16:9 kimi yeni standart da tətbiq edilir.

Lüminoforun işıqlanması şüşənin daxilindən bir neçə dəfə əks edildikdən sonra ekranda **interferensiya halqaları** yarada bilər. Bunun qarşısını almaq üçün ekranın şüşəsini xüsusi materialdan hazırlayırlar. Bu materialın buraxma əmsalı 0,6–0,7-ə bərabərdir və şüşədə işıqlanmanın udulması hesabına kontrast bir neçə dəfə artır.

İnsanın gözü $\alpha_a = 1,5'$ bucaq altında görünən iki nöqtəni bir-birindən ayıra bilir. Bunu nəzərə alaraq, ekranda yerləşən sətirlərin sayını hesablamaq mümkündür:

$$n = \frac{\alpha}{\alpha_a} = \frac{15 \cdot 60}{1,5} = 600.$$

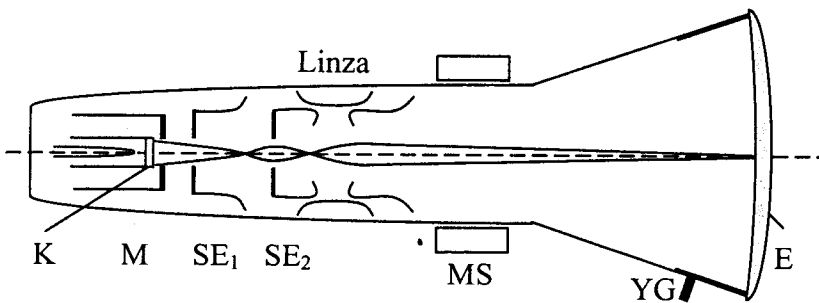
Ekranın hündürlüyü 30 sm olduqda şüa ləkəsinin diametri:

$$d = \frac{30}{600} = 0,05 \text{ sm} = 0,5 \text{ mm}.$$

Diaqonalı 0,5 m-dən böyük olan ekranların parlaqlığı 200–300 nt təşkil etməlidir. Sulfidli ekranlar üçün belə parlaqlıq elektron dəstəsinin bir neçə vatt gücündə alınır. Cərəyan şiddəti 300 mKA olan dəstə üçün sürətləndirici gərginlik:

$$U_a = \frac{N}{I_e} = \frac{6}{3 \cdot 10^{-4}} = 2 \cdot 10^4 = 20 \text{ kV}.$$

Kineskopun konstruksiyası bir neçə sürətləndirici və elektron-optik elementlərdən ibarətdir (şəkil 2.3.33)



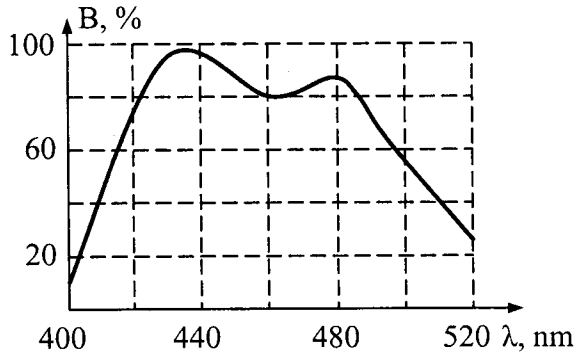
Şəkil 2.3.33. Kineskopun quruluşu:

K – katod, M – modulyator, SE₁ – birinci sürətləndirici elektrod, SE₂ – ikinci sürətləndirici elektrod, MS – maqnit meyledirici sistem, YG – yüksəkgərginlikli elektrod, E – ekran

Burada elektrostatik fokuslandırma əsasında işləyən proyektor pentod sistemi əsasında qurulur. Modulyator və təklənmiş linza arasında birinci sürətləndirici elektrod yerləşdirilir. Onun potensialı 200–600 V-dur və o, linzanın girişində şüanın səpilməsini məhdudlaşdırır.

Şüanın maqnit meyiledilməsində mənfi ionlar (O⁻, Cl⁻, CO₂⁻) əsasən ekranın mərkəzinə düşür. Baxmayaraq ki, onların yaratdığı cərəyan kiçikdir (10^{-10} – 10^{-9}) A, lakin ağır ionlar lüminoforu dağıdır. Alüminiumlu çökdürmələr mənfi ionları buraxmır. Maqnit meyiledici sistemlər 110°-li bucaqlarda meyiletmənin düzxətliyini saxlıyır. Makaraların ölçülərinin kiçik olması üçün boruların diametrini mümkün qədər kiçik edirlər (29–30 mm).

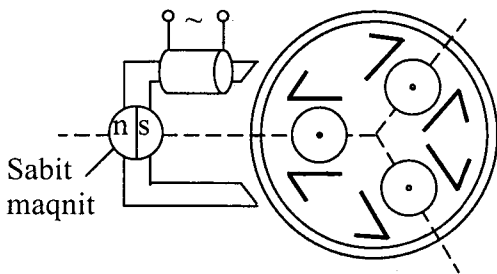
İkikomponentli lüminoforların rəngi stabil deyil, komponentin biri daha tez dağılır və onların parlaqlığı bərabər olmur. Kifayət qədər yüksək keyfiyyətə malik ZnS:Ag, P tərkibli lüminoforun şüalanmasının spektral xarakteristikası şəkil 2.3.34-də göstərilib.



Şəkil 2.3.34. ($ZnS:Ag,P$) tərkibli lüminoforun şüalanmasının spektral xarakteristikası

Rəngli təsvirlər kineskoplarda müəyyən qaydada çökdürülmüş üç cür lüminoforun hesabına əldə edilir. Elektron dəstəsinin təsiri ilə lüminoforlar üç əsas rəng verir: qırmızı, yaşıl və göy. Lüminofor ekranın üzərinə **mozaika** şəklində çökdürülür, ləkənin diametri 0,45 mm olur. Bu rənglərin ardıcılığı dəyişməzdir. Kineskopun üç elektron proyektoru var və hər dəstə həmişə eyni rəngli lüminoforun üzərinə düşməlidir. Dəstələrin cərəyanlarını müəyyən qaydada dəyişərək ixtiyarı rəngi almaq olar.

Delta-kineskoplarda proyektorlar bərabərtərəfli üçbucağın təpələrində yerləşir və oxa 1° bucaq altında yönəlir. Ekrandan 12 mm məsafədə nazik kölgə maskası yerləşdirilir. Metal maska elektron şüalarının qonşu ləkələr üzərinə düşməsinin qarşısını almağa xidmət edir. Maskada 0,25 mm-lik deşiklərin sayı 550000-ə bərabərdir. Ekranın kənarında şüaların ayrılmasının qarşısını almaq üçün **statik** və **dinamik maqnit sistemlərindən** istifadə edilir (şəkil 2.3.35)



Şəkil 2.3.35. Elektron şüasının tənzimlənməsi üçün tətbiq edilən statik və dinamik maqnit sistemləri

Bu sistemdə sabit maqnitin vəziyyətini dəyişməklə elektron dəstələrini (şüalarını) radial istiqamətdə sürüşdürmək mümkündür. Şüaları dinamik yaxınlaşdırmaq üçün makaralardan xüsusi formalı kadr və sətir tezlikli cərəyanlar axıdirlar. Bundan başqa, təmiz rəng almaq üçün şüa borusunun üzərində iki maqnit halqa yerləşdirilir.

Delta-kineskopun bir neçə çatışmazlığı var: elektron şüaların dinamik yaxınlaşdırılma sxemi mürəkkəbdir, maskanın şəffaflığı aşağıdır və onun üzərinə elektron cərəyanının yalnız 80%-i düşür.

Bu çatışmazlıqları aradan qaldırmaq üçün “**Trinitron**” adlı kineskoplarda projektorlar üfüqi müstəvidə yerləşdirilir. Yaşıl projektor ortada yerləşdirilir, kənardakı şüalar isə oxa $1,5^\circ$ bucaq altında yönəlir. Lüminofor ekrana nazik zolaqlar şəklində çökdürülür. Rənglərin ardıcılığı dəyişməzdir. Ekranın qabağında yerləşən maskada isə nazik yarıqlar var. **Komplanar kineskopun** başlıca üstünlüyü onunla bağlıdır ki, burada aberrasiyalar simmetrikdir və buna görə də şüaların müstəvidə yaxınlaşdırılma sistemi sadələşir. Yarıqlar uzun olduğuna görə maskanın şəffaflığı yüksəkdir, rənglər təmizdir. Ekranın kənarında şüaları yaxınlaşdırmaq üçün mürəkkəb sistem lazım deyil. Bunun üçün meyletdirici maqnit sahəsini tələb olunan dərəcədə **astigmatik** edirlər.

Dəstələrin ən kəsiyi aberrasiyanın hesabına ellips şəklini alır və kənar nöqtələr arasında məsafə azalır.

§2.3.11. Yaddaşlı elektron-şüa boruları

Televiziya və **hesablama sistemləri**, yaddaşlı ossilografılar və radiolokatorlar, eləcə də bir sıra digər cihaz və qurğular **yaddaşlı elektron-şüa boruları** olmadan işləyə bilməz.

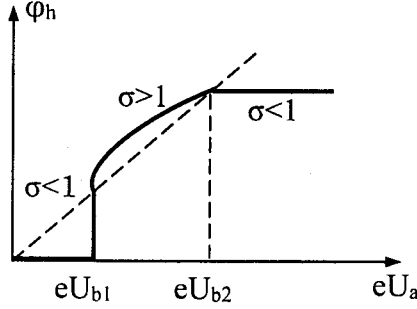
Belə borular informasiyanın ikiqat çevrilməsinə xidmət edir: birinci mərhələdə giriş siqnalları dielektrikin üzərində elektrik yüklərinin paylanmasına çevrilir – potensial relyef yaradılır, ikinci mərhələdə isə potensial relyef çıxış siqnallarına çevrilir.

Yaddaşlı cihazlarda informasiyanı yazmaq və sonra onu canlandırmaqdan (oxumaqdan) başqa, üçüncü əməliyyat da zəruridir ki, bu da yeni informasiyanı yazmaq üçün əvvəlki informasiyanın silinməsidir.

İnformasiyanın saxlanma müddəti ondabir saniyədən bir neçə günədək ola bilər. Bu, hədəfin yüksək təcrid edilməsi, yaxud da potensial relyefi saxlayan xüsusi köməkçi elektron şüasının vasitəsilə təmin olunur.

Dielektrik hədəf keçirici altlığın üzərinə çökdürülür. Belə altlıqlar siqnal lövhəsi adlanır. Siqnal həmin lövhəyə verilə və ondan oxuna bilər.

Potensial relyef yaratmaq üçün, adətən, ikinci elektron emissiyasından istifadə edilir (bax şəkil 2.3.36). Bu halda, hədəfin hər bir nöqtəsində potensialın qiyməti elektron şüasının enerjisindən asılıdır (şəkil 2.3.36).



Şəkil 2.3.36. Hədəfin potensialının onun üzərinə düşən elektronların enerjisindən asılılığı

Elektron şüasının enerjisinin müxtəlif qiymətlərində ekranın potensialı da müxtəlif olur. Dielektrikin üzərində informasiyanı yazmaq üçün aşağıdakı üsullardan istifadə edilir: **tarazlı, bistabil, qeyri-tarazlı, keçiricilik.**

Tarazlı yazma halında elektronların enerjisi eU_{b1} -dən kiçik və yaxud eU_{b2} -dən böyük götürülür. Modullaşdırılmış dəstə meyil ediləndə hədəfin nöqtələrində tarazlı potensial və yaxud sıfır alınır. Faydalı siqnal katoda verilsə, hədəfin nöqtəsində katodun potensialına bərabər potensial alınır. Ancaq bu potensial kollektora nəzərən dəyişən olur. Başqa sözlə, hədəfin üzərində giriş informasiyasına uyğun potensial relyef əmələ gəlir.

Yazılan informasiya ikilik sistemində ifadə olunduqda bistabil yazma tətbiq edilir. Hədəfin potensialı bir-birindən çox fərqlənən iki qiymətə malik ola bilər. Dəstənin enerjisini $E < eU_{b1}$ -dən $E > eU_{b2}$ -dək, yaxud $E < eU_{b2}$ -dən $E > eU_{b2}$ -dək dəyişmək olar. Bunlara uyğun olaraq, hədəfin potensialı sıfırdan U_a -dək, yaxud U_a -dan U_{b2} -dək dəyişir.

Qeyri-tarazlı yazmada siqnal lövhəsinə kollektorun ilkin potensialından çox fərqlənən potensial verilir. Modullaşdırılmış elektron şüası hədəfin elementlərinin potensiallarını tarazlıq qiymətindən sürüşdürür və səth üzərində potensial relyef əmələ gəlir.

Keçiricilik hesabına yazma sürətli elektronlar dəstəsi ilə ($E \approx 10 \text{ keV}$) nazik (0,5-1 mkm) dielektrik təbəqələrin şüalandırılması zamanı həmin təbəqələrdə keçiriciliyin əmələ gəlməsinə əsaslanır. Bu üsulda siqnal lövhəsinin potensialını ilkin qiymətinə nəzərən dəyişirlər. Modullaşdırılmış dəstənin düşmə nöqtəsində potensial lövhənin potensialına bərabər olur, nəticədə relyef alınır.

Giriş siqnalı borunun müxtəlif elektrodlarına (projektorun modulyatoruna; meyletdirici sisteminə; projektorun anoduna, eləcə də kollektora və ya siqnal lövhəsinə) verilə bilər.

Dielektrikin üzərində yazılmış faydalı informasiyanın oxunması prosesi **yenidən yüklənmə, torla idarə edilmə** və **yüklərin yenidən paylanması** hesabına təmin edilir.

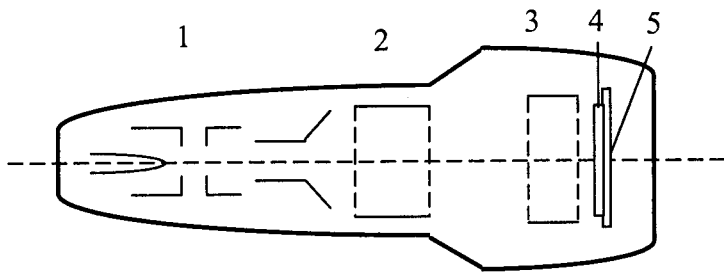
Yenidən yüklənmə ilə oxumada meyil edilən elektron şüası elementar kondensatorları boşaldır və hədəf elementlərin potensiallarının tarazlıq qiymətinə uyğun hala gəlir. Boşalma zamanı siqnal lövhəsinin dövrəsində tutum cərəyanı axır və çıxış siqnalı yaranır. Hədəfdən kollektora qayıdan ikinci elektronların hesabına kollektorun dövrəsində çıxış siqnalı alınır. Elektron dəstəsinin cərəyanı böyük deyilsə, relyef tam hamarlanmır və yazılmış informasiya bir neçə dəfə oxuna bilər.

Torla idarə edilmə əsasında oxuma – halında hədəfin səthindəki potensial relyef lokal elektrik sahələri yaradır və bu sahələr səthin yaxınlığından keçən elektronlara təsir edir. Dəstənin elektronları hədəfə düşmür və potensial relyef hamarlanmır. Buna görə də yazılmış məlumat dəfələrlə oxuna bilər.

Yazılmış siqnalın yüklərin yenidən paylanması üsulu ilə oxumasında – ikinci elektronların bir qismi kollektora keçir, digər qismi isə hədəfə qayıdır. Buna görə də potensial relyef tam hamarlanmır.

Yaddaşlı boruların növlərindən biri də **manea torlu yaddaşlı borulardır**. Bu boruların bir elektron projektoru

var və o, $E=1000 eV$ enerjisi ilə fokuslandırılmış dəstəni yaradır (şəkil 2.3.37). Dielektrik hədəf metal lövhənin üzərində yerləşir. Borunun daxili səthindəki keçirici örtük kollektor rolunu oynayır. Hədəfin qarşısında kollektorun potensialından yüzlərlə volt kiçik potensiala malik tor yerləşir. Tordan keçən ikinci elektronlar kollektor dövrəsində faydalı siqnalı yaradır, sürətsiz elektronlar isə hədəfin həmin nöqtəsinə qaydır. Beləliklə, potensial relyef hamarlanmır. Manəə tor nazik paralel tellərdən hazırlanır. Həmin tellərin sayı ekrandakı sətirlərin sayına bərabərdir. İlkin tarazlı potensial təxminən torun potensialına bərabər olur ($\sigma > 1$). **Tarazlı yazma** rejimində giriş siqnalı lövhəyə verilir, çıxış məlumatı isə kollektorun dövrəsində alınır. Yazma zamanı hər nöqtənin yükü hədəf və siqnal lövhəsinin arasındakı ani potensiallar fərqiindən asılı olur. Oxuma zamanı ikinci elektronların cərəyanı hər nöqtədə yükün qiymətindən asılı olur. Çıxış siqnalının qütübü giriş siqnalının qütübünün əksinədir. Yeni yazma əvvəl yazılmış məlumatı avtomatik silir. Yazma və oxuma əməliyyatları ardıcıldır.



Şəkil 2.3.37. Manəə torlu yaddaşlı borunun quruluşu:

1 – proyektor; 2 – kollektor; 3 – tor; 4 – hədəf; 5 – siqnal lövhəsi.

Yazma zamanı kollektorun cərəyanı siqnal lövhəsinin potensialına uyğundur və bu siqnalın qütübü üst-üstə düşür. Giriş siqnalını kəsilməz siqnal lövhəsinə verərək və

elektron şüasını meyil etdirərək kollektor dövrəsində iki ardıcıl siqnalın fərfini almaq olar.

§2.3.12. Elektron-optik çeviricilər və xəyal parlaqlığının gücləndiriciləri

Elektron-optik çeviricilər (EOÇ) – optik xəyalı spektrin bir (görünməyən) oblastından digər (görünən) oblastına keçirir. **Parlaqlıq gücləndiriciləri** isə spektral oblastı dəyişmir, yalnız xəyalın parlaqlığını dəyişdirir. Bu cihazlarda ikiqat çevirmə prosesi baş verir: Əvvəlcə işıq xəyalı elektron xəyalına, sonra isə elektron xəyalı işıq xəyalına çevrilir. Birinci çevirmədə fotokatoddan, ikinci çevirmədə isə lüminofor ekrandan istifadə olunur. Güclü elektrik sahəsində elektronların sürətlənməsi hesabına parlaqlıqda uduş əldə edilir.

Fotokatodun minimal işıqlanmasını hesablayaq. Bunun üçün fərz edək ki, fotokatodun sahəsi S_k və həssaslığı k , ekranın sahəsi S_e , sürətləndirici gərginlik U_a , ekranın işıqlanması η -dir. Ekranın parlaqlığının fotokatodun işıqlanmasından asılılığı:

$$I_k = k\Phi = kS_k E \quad (2.3.101)$$

Burada, F – katodun üzərinə düşən işıq seli, E – katodun işıqlanmasıdır.

Ekranda şüanın gücü:

$$P_e = I_k U_a = kS_k E U_a, \quad [k] = \text{mkA} / \text{Lm}. \quad (2.3.102)$$

$$B = \frac{I}{S_e} = \frac{\eta P_e}{S_e} = k\eta E U_a \frac{S_k}{S_e} 10^{-6} [\text{nt}]. \quad (2.3.103)$$

Burada \dot{I} – işıq selinin intensivliyidir.

Parlaqlığa görə insan gözünün həssaslığı təqribən 10^{-5} nt tərtibindədir.

Çeviricilərin parametrləri $k=50 \text{ mkA/lm}$, $\eta=10 \text{ Kd/Vt}$, $S_k = S_e$, $U_a = 10 \text{ kV}$ olduqda:

$$E_{\min} = \frac{B \cdot 10^6}{k\eta U_a} = \frac{10^{-5} 10^6}{50 \cdot 10 \cdot 10^4} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ lk.}$$

Elektron şüa selinin çevrilmə əmsalı ekrandan çıxan işıq selinin katoda düşən işıq selinə nisbətini göstərir:

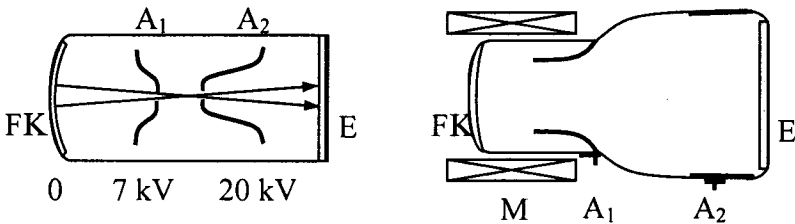
$$G = \frac{\Phi_e}{\Phi_k}, P_e = I_k U_a = k\Phi_k U_a, \Phi_e = \eta P_e = \eta k\Phi_k U_a,$$

$$G = \frac{\eta k\Phi_k U_a}{\Phi_k} = \eta k U_a \quad (2.3.104)$$

Fotokatoddan çıxan elektronların sürətə görə paylanması EOÇ-in ayırdetmə qabiliyyətini məhdudlaşdırır. Uzununa maqnit sahəsi tətbiq etməklə sürətlərə görə paylanmanın bu parametərə təsirini azaltmaq mümkündür.

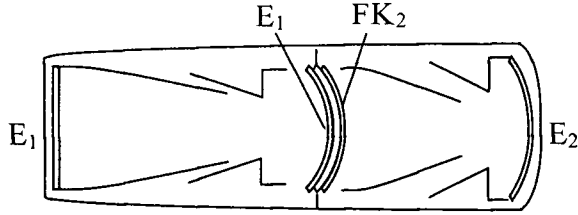
Lüminoforun işıqlanması müəyyən dərəcədə kolbaya qayıdır və fotokatodu həyəcanlandırır. Bunun qarşısını almaq üçün ekranın üzərinə alüminium təbəqəsi çökdürülür və daha mükəmməl elektron optikası tətbiq edilir.

Elektron-optik çeviricilərində fotoelektron şüalarının elektrostatik və maqnit fokuslandırılması tətbiq edilir (şəkil 2.3.38)



Şəkil 2.3.38. Elektrostatik və maqnit fokuslandırılmalı elektron-optik çeviricilər. *FK* – fotokatod, *A₁* və *A₂* – uyğun olaraq birinci və ikinci anodlar, *E* – ekran, *M* – maqnitdir

EOÇ-in ən uğurlu tətbiqi gecəgörmə cihazlarında istifadə edilməsidir. EOÇ-dən fərqli olaraq, parlaqlıq gücləndiricilərinin həssaslığı spektrin görünən oblastında maksimaldır. Parlaqlığı artırmaq üçün cihazı iki kameradan ibarət hazırlayırlar. Birinci kameranın ekranından çıxan işıq selinin itkisini minimuma endirmək üçün lüminoforu və fotokatodu çox nazik şüşə lövhənin hər iki tərəfinə çökdürürlər (şəkil 2.3.39)



Şəkil 2.3.39. İki kameralı parlaqlıq gücləndiricisi
 E_1 və E_2 – ekranlar, FK_2 – işə fotokatoddur

Bu cihazda istifadə edilən lüminoforun tərkibi gümüş atomları ilə aşqarlanmış ZnS təbəqəsindən ($ZnS \cdot Ag$) ibarətdir və onun maksimal parlaqlığı spektrin mavi oblastındadır. SbCs tərkibli fotokatodun da həssaslığı həmin oblastdadır.

İki kameralı EOÇ-də işıq selinin gücləndirilməsi 10^3 , üç kameralı cihazda isə -10^4 tərtibindədir.

Şüşə lövhədə işığın səpilməsi səbəbindən ayırdetmə qabiliyyəti yüksək olmur. Ayırdetmə qabiliyyətini artırmaq üçün lifli optikadan istifadə olunur. Liflərin diametri 5–6 mkm olduqda ayırdetmə hər 1 mm-də onlarla cüt qiymətinə çatır.

III HİSSƏ

ELEKTRİK KEÇİDLƏRİ

Bərk cisim, daha doğrusu, yarımkeçirici cihazlar, öz tərkiblərinə görə iki qrupa bölünür: bircins və qeyri-bircins cihazlar. Bircins cihazlar yalnız rezistor tipli olub, cərəyan kontaktları istisna edilməklə yalnız bir işçi maddədən təşkil olunur. Bu cihazların işində kontakt hadisələri iştirak etmir və cərəyan kontaktları, yalnız həmin cihazları iştirak etdikləri elektrik dövrəsinə qoşmağa xidmət göstərir. Belə bərk cisim və ya yarımkeçirici cihazlara misal olaraq, rezistorların hamısını (termorezistorları, fotorezistorları, tenzorezistorları, maqnitorezistorları və s.), o cümlədən Höll qeydedicilərini, Qann diodlarını göstərmək olar.

Qeyri-bircins yarımkeçirici cihazda isə işçi element bircins material yox, ya kimyəvi tərkibinə, ya da keçiricilik tipinə və ya aşqarlanma səviyyəsinə görə bir-birindən fərqlənən müxtəlif materialların kontaktıdır və onların iş prinsipi, məhz kontaktın keçid oblastında baş verən fiziki proseslərə əsaslanır. Bu cihazların işçi elementi metal-yarımkeçirici, metal-oksit-yarımkeçirici, metal-dielektrik-yarımkeçirici kontaktları, eləcə də homo- və hetero- $p-n$ keçidlər, $p \pm p$, $n \pm n$, $n-i$ və $p-i$ keçidlər ola bilər.

Qeyd etmək lazımdır ki, rezistor tipli (bircins) yarımkeçirici cihazlar da elm, texnika və sənayenin müxtəlif sahələrində kifayət qədər geniş tətbiq və tədqiq olunsalar da, müasir elektron cihaz və qurğularının, ən başlıcası isə onların daha geniş və unikal imkanlıları, məhz müxtəlif kontakt strukturları əsasında yaradılmış qeyri-bircins yarımkeçirici cihazlardır. Bu cihazların xarakterik nümayəndələri bütün tip yarımkeçirici diodlar və tranzistorlar, injeksiya işıq diodları və injeksiya lazerləri, müxtəlif fotoqəbuledicilərdir.

Məhz bu deyilənlər göstərir ki, bərk cisim cihazlarının fizikasını öyrənmək üçün ilk növbədə bərk cisim və yarımkeçiricilərin, eləcə də kontaktlarda baş verən elektron proseslərinin fiziki əsaslarını mənimsəmək lazımdır. Bərk cisim və yarımkeçiricilərin fizikası «Bərk cisim fizikası», «Yarımkeçiricilərin fizikası», «Elektron texnikasının materialları» kurslarında lazımi səviyyədə tədris edildiyindən, həmin məsələlər üzərində burada ətraflı dayanmağa ehtiyac duyulmur. Kontakt strukturlarının yaranması mexanizmi, əsas parametr və xarakteristikaları, onlarda baş verən elektron prosesləri, bu strukturların praktiki tətbiq imkanları, qüsurlar və məhdudluqları haqqında ən ümumi məlumatların belə bir dərəcədə verilməsi zərurəti isə danılmazdır.

Ona görə də ayrı-ayrı yarımkeçirici cihazlar haqqında məlumatların şərhinə keçməzdən əvvəl, bərk cisim (yarımkeçirici) elektron cihazlarında əsas işçi element funksiyasını daşıyan elektrik keçidləri: metal-yarımkeçirici kontaktı, hetero və homo $p-n$ keçidlər haqqında ən vacib məlumatları vermək məqsədəuyğundur.

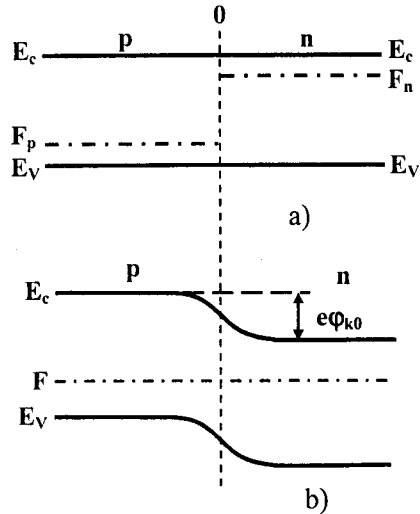
FƏSİL 3.1

ELEKTRON-DEŞİK KEÇİDİ (P-N KEÇİDİ)

§ 3.1.1. *p-n* keçid: əmələ gəlməsi və əsas parametrləri

Elektron-deşik keçidi (*p-n* keçid) əks tip keçiriciliyə malik iki yarımkeçiricinin kontaktundakı elektrik keçidinə deyilir. Əgər bu yarımkeçiricilər eyni kimyəvi tərkibə malikdirsə, belə keçid **homo-**, müxtəlif kimyəvi tərkibə malikdirsə – **hetero** keçid adlanır.

p-n keçidin əmələ gəlmə mexanizminə baxaq. Fərz edək ki, eyni yarımkeçirici materialdan, lakin əks tip (biri *p-*, digəri isə *n-* tip) keçiriciliyə malik, eyni səviyyədə ($N_D^n = N_A^p$) aşqarlanmış iki yarımkeçirici kristal onların keçiricilik tipini təyin edən aşqar atomlarının tamamilə ionlaşdığı temperaturdan (T_i) aşağı olmayan temperaturda ($T \geq T_i$) elektrik kontaktına gətirilib (şəkil 3.1.1, a). Bu o deməkdir ki, toxun-



ma yerində (kontakt müstəvisində) bir sistem təşkil edən bu iki kristalın birindən digərinə keçdikdə kristal qəfəsin ölçüləri tərtibində heç bir təhrif hiss olunmur. Həmin hissələrdə: $n_{no} = p_{po}$; $p_{no} = n_{po}$ və $p_{no} \ll n_{no}$; $n_{po} \ll p_{po}$. Burada n_{no}, n_{po} uyğun olaraq, əsas və qeyri-əsas elektronların, p_{po}, p_{no} isə dəşiklərin konsentrasiyasıdır. İndekslərdəki n və p işarələri yarımkəçiricinin keçiricilik tipini göstərir. Belə ($N_D = N_A$ olan) p - n keçid **simmetrik p - n keçid** adlanır. Həmin iki əks tip keçiricilikli kristalı bir-birindən ayıran müstəviyə p - n keçidin **metallurji sərhədi** deyilir. Həqiqətdə isə belə bir kəskin sərhəddən danışmaq düzgün olmasa da, əksər hallarda sadəlik üçün qəbul edilir ki, sərhəd kəskindir və hesablamalarda, eləcə də izahatlarda həmin sərhədi «X» koordinatının başlanğıcı kimi götürmək olar. Bu halda fərz edilir ki, kristal X oxu boyunca yönəlib.

Belə sistem boyunca sərbəst elektron və dəşiklərin konsentrasiyasının qradienti mövcud olduğundan həmin hissəciklərin bir-birinin əksinə yönəlmiş diffuziyası baş verir. Bu prosesdə keçid müstəvisindən hər iki tərəfdə yalnız L_D – **diffuziya uzunluğundan** böyük olmayan məsafədə yerləşən elektron və dəşiklər iştirak edir. Diffuziya olunmuş elektron və dəşiklər rekombinasiya olunduğundan, keçid müstəvisinin hər iki tərəfində müəyyən qalınlıqdakı qatda kompensə olunmamış əks işarəli ionlar hesabına (p – hissədə mənfi, n – hissədə isə müsbət) **həcmi yüklər** müəyyən E_d – **daxili elektrik sahəsi** yaradır. Həmin elektrik sahəsinin qiyməti ilk anlarda böyüyür. Yaranmış daxili sahənin təsiri altında, eyni zamanda sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyanın əksi istiqamətində dreyfi də baş verir. Daxili sahənin qiyməti böyüdükcə dreyf posesi də güclənir. Nəhayət, keçiddən baş verən diffuziya və dreyf prosesləri bir-birini tarazlaşdırır

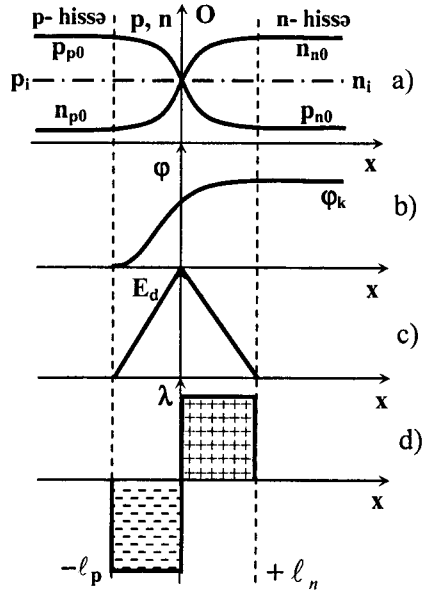
və sistemin dinamik tarazlıq halı qərarlaşır (şəkil 3.1.1, b). Belə tarazlıq halında:

$$j_D = j_{Dp} + j_{Dn} = j_E = j_{Ep} + j_{En}; \quad j_T = j_D + j_E = 0. \quad (3.1.1)$$

Burada j_D – tam difuziya cərəyanının sıxlığı, j_{Dp} və j_{Dn} – isə uyğun olaraq onun elektron və deşik komponentləri; j_E – tam dreyf cərəyanının sıxlığı, j_{En} və j_{Ep} – isə uyğun olaraq onun elektron və deşik komponentləri, j_T – dinamik tarazlıq halında keçiddən axan yekun cərəyanın sıxlığıdır.

Məlumdur ki, $j_0 = 0$ – tarazlıq halında baxılan p - n keçidli sistemin F – Fermi səviyyəsi hər yerdə eyni olar. Nəticədə, tarazlıq halında sərhəddə qiyməti **kontakt potensiallar fərqi** bərabər olan və hissəciklərin diffuziyasına mane olan potensiallar fərqi (φ_{k0}) yaranır (şəkil 3.1.1, b).

Simmetrik, kəskin p - n keçidin sərhədi yaxınlığındakı oblastda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (p , n), potensialın (φ_k), daxili sahənin intensivliyinin (E_d) və bağlı yüklərin konsentrasiyasının (λ) koordinatdan asılılığı şəkil 3.1.2-dəki kimi olar. Burada şaquli punktir xətlərlə məh-



Şəkil 3.1.2. p - n keçid oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (a), daxili sahənin potensialının (b) və intensivliyinin (c), bağlı (həcmi) yüklərin konsentrasiyasının (λ) koordinatdan asılılığı

dudlanmış və n , p , φ , E , λ -nın dəyişməsinin baş verdiyi $\ell_{p-n} = \ell_p + \ell_n$ qalınlıqlı sərhədyanı oblast (qat) $p-n$ keçidin **bağlayıcı təbəqəsi** adlanır.

$p-n$ keçidi əmələ gətirən əks tip keçiricilikli yarımkəçiricilərin bağlayıcı təbəqədən kənardakı hissələrinin enerji diaqramı dəyişmir. Bu hissələr **$p-n$ keçidli sistemin ballast hissəsi** adlanır. Ballast hissələrdə materialın elektroneytrallığı saxlanılır və $E_d=0$ olur.

Bağlayıcı təbəqədə isə elektroneytrallıq pozulur. p – hissədə – akseptor, n – hissədə isə – donor atomlarının tərpənməz ionlarının qaldığı bu (bağlayıcı) təbəqədə sərbəst yükdaşıyıcılar olmadığından, onun R_{p-n} - müqaviməti ballast hissənin R_b - **müqavimətindən** çox-çox böyük olur ($R_{p-n} \gg R_b$).

$p-n$ keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü kontakta gətirilmiş yarımkəçirici materiallarda çıxış işlərinin fərqinə ($\varphi_{K0} = \varphi_{op} - \varphi_{on}$) bərabər olduğundan və çıxış işləri hər iki hissədəki uyğun Fermi səviyyəsindən (F_n və F_p) hesablandıqından:

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp} \quad (3.1.2)$$

Sonuncu bərabərlikdə

$$\varepsilon_{Fn} = \varepsilon_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D} ; \varepsilon_{Fp} = \varepsilon_v + kT \ln \frac{N_v}{N_A} \quad \text{və}$$

$$\varepsilon_g = \varepsilon_c - \varepsilon_v$$

olduğunu nəzərə aldıqda:

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{Fp} - \varepsilon_{Fn} = \varepsilon_c - \varepsilon_v - kT \ln \frac{N_v N_c}{N_A N_D} \quad (3.1.3)$$

Burada ε_g keçidin yaradıldığı yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının eni, N_v və N_c uyğun olaraq valent və keçirici zonadakı enerji hallarının sıxlığı, k – Bolsman sabiti, T – sistemin temperaturudur. Nəzərə alsaq ki,

$$N_V N_c = n_i^2 \exp\left(\frac{\mathcal{E}_g}{kT}\right),$$

Onda

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (3.1.4)$$

Sonuncu ifadədə n_i – baxılan temperaturda keçidin təşkil olunduğu yarımkeçirici materialda sərbəst yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyasıdır.

$N_A = p_{po}$, $N_D = n_{no}$ və $n_i^2 = n_{no} p_{no} = p_{po} n_{po}$ olduğundan:

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \rightarrow e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} = kT \ln \frac{n_{no}}{p_{po}} \quad (3.1.5)$$

Keçid oblastı üçün Puasson tənliyini həll etdikdə E_d -nin qiymətinin

$$\ell_p \leq x < 0 \text{ aralığında } E_K(x) = -\frac{eN_A}{\mathcal{E}\mathcal{E}_0}(\ell_p + x);$$

$$0 < x \leq \ell_n \text{ aralığında } E_K(x) = -\frac{eN_D}{\mathcal{E}\mathcal{E}_0}(\ell_n - x);$$

$$x = 0 \text{ nöqtəsində isə } E_K(\max) = \frac{eN_A \ell_p}{\mathcal{E}\mathcal{E}_0} = \frac{eN_D \ell_n}{\mathcal{E}\mathcal{E}_0}$$

olduğunu yaza bilərik.

Baxılan p - n keçid üçün Puasson tənliyini ikiqat inteqralladıqda isə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü üçün:

$$\varphi_{K0} = -\frac{1}{2} E_K(\max)(\ell_p + \ell_n)$$

ifadəsi alınır. Buradan da p - n keçidin bağlayıcı təbəqəsinin eninin

$$\ell_{p-n} = (\ell_p + \ell_n) \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_{k0}}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (3.1.6)$$

olduğu alınar.

§ 3.1.2. p-n keçidə xarici elektrik sahəsinin təsiri

§ 3.1.1.-də deyilənlər, xarici elektrik sahəsi təsir etməyən ($U_x = 0$) simmetrik ($N_A^{(p)} = N_D^{(h)}$ olan) p-n keçidlər üçündür.

p-n keçidə müəyyən $U_x \neq 0$ xarici gərginlik təsir etdikdə isə vəziyyət dəyişir.

Qeyd etmək lazımdır ki, xarici gərginliyin müsbət qütbünün p-n keçidin p – hissəsinə qoşulduğu (xarici gərginliklə kontakt potensiallar fərqi bir-birinin əksinə yönəldiyi) hal p-n keçidin **açıq və ya düzünə**, n hissəsinə qoşulduğu hal isə **bağlayıcı və ya əksinə istiqaməti** adlanır.

Fərz edək ki, p-n keçidə düzünə istiqamətdə müəyyən xarici gərginlik (U_x) təsir edir və bağlayıcı təbəqənin R_{p-n} – müqaviməti sistemin R_b – ballast müqavimətindən çox-çox böyükdür ($R_{p-n} \gg R_b$). Bu halda tətbiq edilən xarici gərginlik, demək olar ki, tamamilə p-n keçiddə düşər ($U_x \approx U_{p-n}$) və keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü φ_{k0} -dan $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$ qiymətinə qədər azalar (şəkil 3.1.3, a). Nəticədə, keçidin tarazlığı pozular, $j_D > j_E$ olar və p-n keçiddən sıfırdan fərqli ($j_T^d \neq 0$) yekun cərəyan axar. Başqa sözlə, düzünə istiqamətdə xarici gərginlik ($U_x > 0$) təsir etdikdə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü azaldığından, uyğun zonalarda daha aşağı səviyyələrdə yerləşmiş əsas yükdaşıyıcıların, hə-

min yükdaşıyıcıların qeyri-əsas olduqları digər hissəyə difuziyası baş verər. Bu proses **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası** adlanır.

$U_x > 0$ gərginliyi təsir etdikdə, p - n keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü, keçiddəki daxili elektrik sahəsinin qiyməti ilə yanaşı, bağlayıcı təbəqənin eni də kiçilərək,

$$\ell_{p-n}^d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{k0} - U_x)}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (3.1.7)$$

qiymətini alır.

Bu halda injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların p - n keçidin sərhədlərindəki konsentrasiyası xarici gərginlikdən asılı olaraq:

$$p_n = p_{no} e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad (3.1.8)$$

və

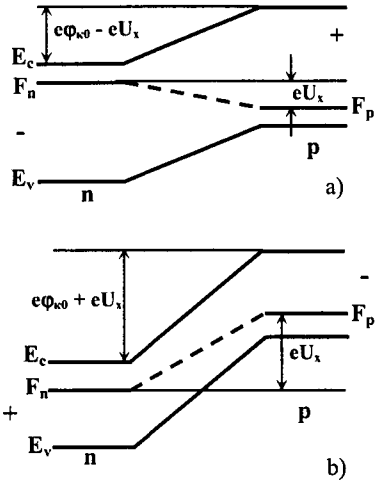
$$n_p = n_{po} e^{\frac{eU_x}{kT}}$$

şəklində eksponensial qanunla artır.

Adətən, p - n keçiddən (kontaktdan) baş verən injeksiyanı xarakterizə etmək üçün

$$\delta = \frac{\Delta p_n}{n_{no}} = \frac{\Delta n_p}{p_{po}}, \quad (3.1.9)$$

şəklində təyin olunan və **injeksiya səviyyəsi** adlanan kəmiyyətdən istifadə edilir. Burada Δp_n və Δn_p uyğun olaraq n - və p - hissəyə injeksiya



Şəkil 3.1.3. Düzünə (a) və əksinə (b) istiqamətdə təsir edən xarici elektrik sahəsində ($U_x \neq 0$) p - n keçidin enerji diaqramı

olunmuş dəşiklərin və elektronların konsentrasiyalarıdır. δ -kəmiyyətinin qiymətindən asılı olaraq: **aşağı** ($\delta \ll 1$), **orta** ($\delta \approx 1$) və **yüksək** ($\delta > 1$) **injeksiya səviyyələri** halları mümkündür.

p - n keçidə əksinə (bağlayıcı) istiqamətdə xarici gərginlik ($U_x < 0$) tətbiq edildikdə isə onun potensial çəpərinin hündürlüyü $\varphi_k = \varphi_{k0} + |U_x|$ qiymətinə qədər artır. Nəticədə keçiddə tarazlıq pozulur və ondan axan diffuziya cərəyanının qiyməti kiçilir, yəni $j_D < j_E$ olur (şəkil 3.1.3, b). Bu halda keçiddən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (p – hissədən n -ə elektronların və əksinə n - hissədən p -yə dəşiklərin) dreyfi hesabına yaranan sıfırdan fərqli (j_T^*) cərəyan axır. Keçidin eni isə:

$$l_{p-n}^{\partial} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{k0} + |U_x|) \cdot N_A + N_D}{e \cdot N_A \cdot N_D}} \quad (3.1.10)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Əksinə gərginliyin artması ilə, bağlayıcı təbəqənin eni və E_d – daxili sahənin qiyməti böyüyür, keçiddən axan əksinə cərəyanın (j_T^{∂}) qiyməti isə dəyişmir. Bu, ondan irəli gəlir ki, p - n keçiddəki əksinə gərginliyin artması ilə keçidin sərhədləri yaxınlığında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının qradienti dəyişmir, lakin qeyri-əsas yükdaşıyıcıların əksinə cərəyanda iştirak edən hissəsinin miqdarı artır. Nəhayət, keçiddəki əksinə ($U_x < 0$) gərginlik elə bir qiymətə çatır ki, mövcud olan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların hamısı j_T^{∂} – əksinə cərəyanda iştirak edir. Əksinə gərginliyin bu qiymətdən böyük qiymətlərində p - n keçiddən axan cərəyan dəyişməz bir qiymət alır. Əksinə istiqamətdə qoşulmuş p - n keçiddən axan belə cərəyana p - n keçidin **doyma cərəyanı**

(I_0) deyilir. Eyni p - n keçiddə I_0 – cərəyanının qiyməti yalnız temperaturun dəyişməsi ilə dəyişir.

p - n keçiddən axan cərəyanın keçidə tətbiq edilən xarici U_x – gərginliyindən asılılığının, daha doğrusu, ideal p - n keçidin volt-amper xarakteristikasının analitik şəkli (ifadəsi) ilk dəfə hələ XX əsrin əllinci illərində Şokli tərəfindən müəyyənləşdirilmişdir. Ona görə də bu ifadə çox vaxt p - n keçid üçün Şokli düsturu, uyğun nəzəriyyə isə ideallaşdırılmış p - n keçid üçün Şokli nəzəriyyəsi adlandırılır.

İdeallaşdırılmış p - n keçid dedikdə bir sıra şərtləri ödəyən p - n keçid nəzərdə tutulur. Daha doğrusu, fərz edilir ki:

1) p - n keçidin həcmi yüklər oblastündakı aşqar atomlarının hamısı ionlaşıb ($T \geq T_i$);

2) p - n keçidin həcmi yüklər oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası baş vermir ($G_n, G_p = 0$, burada G_n və G_p uyğun olaraq elektron və deşiklərin generasiya əmsallarıdır);

3) p - n keçidin eninə ölçüləri elədir ki, keçiddə gedən proseslərə səth effektlərinin təsiri yoxdur;

4) p - n keçid çox nazikdir (həcmi yüklər oblastının qalınlığı yükdaşıyıcıların diffuziya məsafəsindən çox-çox kiçikdir ($\ell_{p-n} \rightarrow 0$);

5) ballast müqavimət (R_b) və cərəyan kontaktlarının (R_K) müqavimətləri keçidin R_{p-n} – müqavimətindən çox-çox kiçikdir ($R_b, R_K \ll R_{p-n}$). Ona görə də baxılan sistmə tətbiq olunan xarici gərginlik tamamilə p - n keçiddə düşür ($U_x = U_{p-n}$);

6) p - n keçidin həcmi yüklər oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların rekombinasiyası baş vermir ($r_e, r_p = 0$, burada r_e

və r_p – uyğun olaraq elektron və deşiklərin rekombinasiya əmsallarıdır);

7) Cərəyan kontaktları $p-n$ keçiddən elə uzaqlıqdadır ki, onlarda baş verən proseslər $p-n$ keçidə təsir göstərmir;

8) Cərəyan kontaktlarından injeksiyanın səviyyəsi çox-çox aşağıdır;

9) $p-n$ keçidin sərhədləri kəskindir (yəni onun kənarlarında elektrik sahəsi dəqiqliklə sıfıra bərabərdir);

10) $p-n$ keçidin təşkil olunduğu yarımkeçirici cırlaşmayıb (elektron və deşiklərə Bolsman statistikasısı tətbiq olunur);

11) İnjeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə müqayisədə çox kiçikdir.

Bu şərtlər daxilində $p-n$ keçidli sistemin istənilən en kəsiyi üçün doğru olan:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} \end{cases} \quad (3.1.11)$$

cərəyanın kəsilməzliyi tənliyini yazıb, onu $x=0$; $x=\ell_n$; $x=-\ell_p$ sərhəd şərtləri daxilində həll etdikdə $p-n$ keçidin VAX-nın $\ell_n \gg L_p$; $\ell_p \gg L_n$ şərtləri ödənen olan hal üçün (burada L_n və L_p – uyğun olaraq elektronların və deşiklərin diffuziya məsafələrinin, D_n və D_p – diffuziya əmsallarının, μ_n və μ_p isə yüyürüklərinin qiymətləridir):

$$I = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.1.12)$$

$\ell_n \ll L_p; \ell_p \ll L_n$ şərtləri ödənən hal üçün isə:

$$I = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \left[\exp\left(\frac{eU_x}{kT} - 1\right) \right] \quad (3.1.13)$$

ifadəsini almaq olar. Bu ifadələrdə S – keçidin en kəsiyinin sahəsi, e – elektronun yüküdür.

$\ell_n \gg L_p; \ell_p \gg L_n$ olduqda:

$$I_o = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \quad (3.1.14)$$

$\ell_n \leq L_p; \ell_p \leq L_n$ olduqda isə:

$$I_o = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \quad (3.1.15)$$

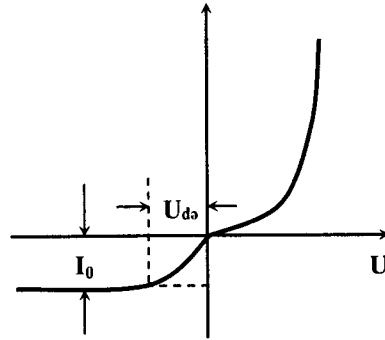
ifadəsi ilə təyin olunan I_o – kəmiyyəti **p - n keçidin doyma cərəyanı adlanır.**

Doyma cərəyanı üçün alınmış (3.1.14) və (3.1.15) ifadələrindən görüldüyü kimi bu cərəyan p - n keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olmayıb, yalnız p - n keçidin hazırlandığı yarımkeçirici material, keçidin ölçüləri və temperaturu ilə təyin olunur.

Ona görə də p - n keçidin VAX-ı daha sadə şəkildə:

$$I = I_o \left(e^{\frac{eU_x}{kT}} - 1 \right) \quad (3.1.16)$$

düsturu ilə ifadə oluna bilər. (3.1.16)-dan görünür ki, $U_x > 0$ qiymətlərində (düzünə istiqamətdə) VAX-ın eksponensial həddi:



Şəkil 3.1.4. İdeal p - n keçidin volt-ampere xarakteristikası

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \gg 1 \quad (3.1.17)$$

və p - n keçiddən axan düzünə cərəyan:

$$I_d = I_0 e^{\frac{eU_x}{kT}} . \quad (3.1.18)$$

Başqa sözlə, düzünə cərəyan keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən eksponensial asılıdır.

Əksinə istiqamətdə ($U_x < 0$) isə:

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \ll 1 \quad (3.1.19)$$

və p - n keçiddən axan əksinə cərəyan:

$$I_a = -I_0 . \quad (3.1.20)$$

Bütün deyilənlərə əsasən ideal p - n keçidin VAX-nı qrafiki olaraq şəkil 3.1.4-dəki kimi təsvir etmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, $U_x > 0$ və $U_x < 0$ olduqda bu qrafikin gərginlik oxundakı miqyasları eyni deyil və müxtəlif p - n keçidlər üçün ~ 10 və ya ~ 100 dəfələrlə fərqlənir. Belə ki, düzünə istiqamətdə işçi oblastın eni cəmi bir neçə volt təşkil etdiyi halda, əksinə istiqamətdə 10 və 100 voltlarla məhdudlanır.

Əksinə istiqamətin başlanğıc hissəsində cərəyanın müşahidə olunan kiçik artması, əksinə gərginliyin sıfırdan U_{da} – qiymətinə qədər artması ilə qeyri-əsas sərbəst yükdaşıyıcıların daha çox hissəsinin cərəyana sərbəst edilməsi ilə əlaqədardır.

§ 3.1.3. *p-n* keçidin növləri

p-n keçidin simmetrik, qeyri-simmetrik, kəskin, tədrici, nöqtəvi, müstəvi, birtərəfli və s. kimi müxtəlif növləri var.

Ən sadə və nəzəriyyəsi ətraflı işlənmiş *p-n* keçid – ideallaşdırılmış **simmetrik, kəskin *p-n* keçiddir** (şəkil 3.1.5, a). Belə *p-n* keçiddə $n_n = p_p$; $N_D = N_A$; $p_n = n_p$, yəni aşqarların öz tip və konsentrasiyalarına görə dəyişməsinin baş verdiyi oblastın Δx – qalınlığı çox-çox kiçik olur ($\Delta x \rightarrow 0$). Qeyd etmək lazımdır ki, real *p-n* keçidlərdə həmişə Δx sıfırdan fərqlidir və real *p-n* keçid o halda kəskin *p-n* keçid adlanır ki, Δx , yəni keçiricilik tipinin dəyişdiyi qalınlıq bağlayıcı təbəqənin ℓ_{p-n} – enindən çox-çox kiçik olsun ($\Delta x \ll \ell_{p-n}$). Əgər belə *p-n* keçidlərdə $N_A \neq N_D$ (yaxud $p_p \neq n_n$; $p_n \neq n_p$) olarsa, o, **qeyri-simmetrik kəskin *p-n* keçid** adlanır. Qeyri-simmetrik keçid (məsələn, $N_A \gg N_D$) halında kəskin *p-n* keçidlərin eni:

$$\ell_{p-n} \approx \ell_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_{k0}}{e} \cdot \frac{1}{N_D}}. \quad (3.2.21)$$

Kəskin *p-n* keçidlər, bir qayda olaraq **əritmə üsulu** ilə hazırlanır.

Praktikada demək olar ki, əksər hallarda elə *p-n* keçidlərdən istifadə edilir ki, onlarda Δx -in qiyməti həcmi yüklər oblastının ℓ_{p-n} -enin qiyməti ilə müqayisə edilə biləcək olur. Belə keçidlərə **tədrici *p-n* keçidlər** deyilir.

Tədrici *p-n* keçidləri, adətən, diffuziya üsulu ilə hazırlayırlar.

Simmetrik, tədrici *p-n* keçidlərin xarici gərginlik təsir etməyən haldakı ($U_x = 0$) eni:

$$\ell_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0}{e\left(\frac{dN_A}{dx} + \frac{dN_D}{dx}\right)} \varphi_{K0}} \quad (3.1.22)$$

Bu ifadədən görüldüyü kimi, kəskin $p-n$ keçidlərdən fərqli olaraq, tədrici $p-n$ keçidlərin eni hər iki hissədəki keçiricilik tipini təyin edən aşqar atomlarının konsentrasiyasından (N_A və N_D -dən) deyil, konsentrasiyanın baxılan sistem ($X - oxu$) boyunca dəyişmə qradientindən (dN_A/dx və dN_D/dx -dən) asılıdır. Bu halda, həm də asılılıq kvadrat kök yox, kub köklü ifadə olunur.

Müxtəlif səviyyədə aşqarlanmış, yəni

$$\frac{dN_A}{dx} \neq \frac{dN_D}{dx}$$

olan yarımkəçiricilərin kontaktında əmələ gələn tədrici $p-n$ keçid isə **qeyri-simmetrik tədrici $p-n$ keçid** adlanır. Belə $p-n$ keçiddə:

$$\frac{dn_n}{dx} \neq \frac{dp_p}{dx}; \frac{dn_p}{dx} \neq \frac{dp_n}{dx} \quad (3.1.23)$$

Hər iki tip $p-n$ keçiddə p - və n - hissələrdəki sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası bir-birindən bir tərtibdən çox fərqlənərsə (məsələn, $p_p \gg 10n_n$), belə $p-n$ keçidə **bir tərəfli $p-n$ keçid** deyilir.

Qeyri-simmetrik $p-n$ keçiddə daxili elektrik sahəsi az aşqarlanmış hissəsiyə daha çox nüfuz edir (şəkil 3.1.5, b).

Qeyri-simmetrik, tədrici $p-n$ keçidlərdə (məsələn,

$$\frac{dN_A}{dx} \gg \frac{dN_0}{dx} \text{ olduqda):}$$

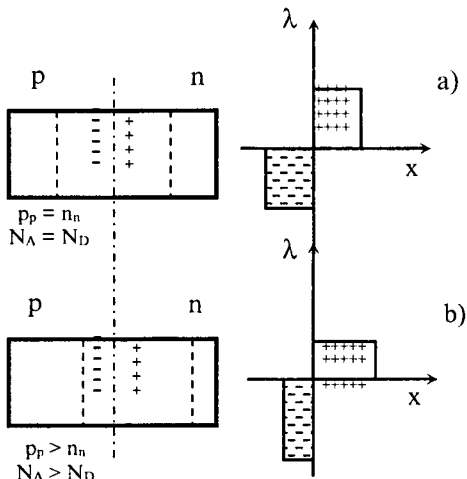
$$\ell_{p-n} \approx \ell_n \approx \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0}{e\frac{dN_D}{dx}} \varphi_{K0}} \quad (3.1.24)$$

Yarımkəçirici cihazlar, bir qayda olaraq qeyri-simmetrik $p-n$ keçidlər əsasında hazırlanır. Bu halda əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının daha böyük olduğu hissə **emitter**, ikinci hissə isə **baza** adlanır.

$p-n$ keçidlər öz həndəsi ölçülərinə görə **nöqtəvi** və **müstəvi $p-n$ keçidlərə** ayrılır. Nöqtəvi $p-n$ keçidin eninə ölçüləri onun qalınlığı tərtibində, müstəvi $p-n$ keçidlərin eninə ölçüləri isə onun qalınlığından çox-çox böyük olur.

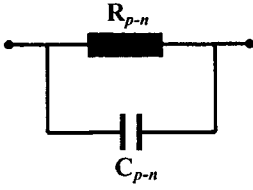
Yarımkəçirici cihazların hazırlanmasında eyni materialdan, eyni keçiricilik tipinə malik, lakin müxtəlif səviyyədə aşqarlanmış yarımkəçiricilərin, yaxud da aşqarlanmış və aşqarlanmamış (məxsusi keçiriciliyə malik) yarımkəçiricilərin kontaktında

yaranan $p^+ - p$, $n^+ - n$ və $p - i$, $n - i$ tipli keçidlərdən də istifadə edilir. Burada «+» işarəsi daha çox aşqarlanmanı, «i» isə məxsusi keçiriciliyi göstərir. Belə elektrik keçidlərində bağlayıcı təbəqə zəif aşqarlanmış və ya məxsusi keçiriciliyə malik yarımkəçirici hissəyə daha çox nüfuz edir.



Şəkil 3.1.5. Simmetrik (a) və qeyri-simmetrik (b) $p-n$ keçidlərdə həcmi yüklərin paylanması qrafiki təsviri

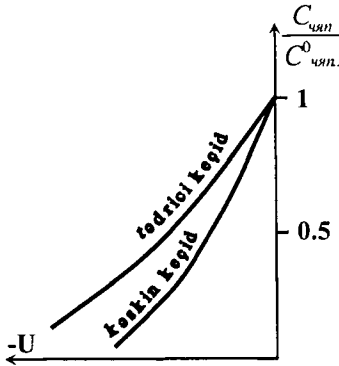
§ 3.1.4. p - n keçidin tutumu



Şəkil 3.1.6. p - n keçidin ekvivalent sxemi

Məlumdur ki, hər bir p - n keçidin bağlayıcı təbəqəsində metallurji sərhədin hər iki tərəfində hərəkətsiz (bağlı) ionlar hesabına yaranmış müsbət və mənfi həcmi yüklər, eləcə də bu hissələrin kənar sərhədində toplanmış mütəhərrik yüklər (elektron və deşiklər) vardır.

p - n keçidin metallurji sərhədindən müxtəlif tərəflərdə işarəcə əks yüklərin olmasını, keçidlə paralel qoşulmuş müəyyən ekvivalent elektrik tutumunun mövcudluğu kimi təsəvvür etmək olar (şəkil 3.1.6). Bu tutum p - n keçidin tutumu adlandırılır (C_{p-n}). Keçiddə və onun kənar sərhədlərində toplanmış olan həcmi yüklərin qiyməti keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olaraq



Şəkil 3.1.7. Kəskin və tədrici p - n keçid halında çəpər tutumunun əksinə gərginlikdən asılılığı (əksinə istiqamətdə qoşulmuş kəskin və tədrici p - n keçidin volt-farad xarakteristikası)

dəyişir. Çünki xarici gərginliyin dəyişməsi ilə həm bağlayıcı təbəqənin l_{p-n} eni ($l_{p-n} \sim \sqrt{\varphi_{k0} \pm |U_x|}$), həm də injeksiya hesabına keçidin kənar sərhədləri yaxınlığında toplanmış qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (3.1.7, 3.1.8 və 3.1.10) ifadələrinə uyğun şəkildə dəyişir.

Ona görə də ümumi halda p - n keçidin tutumu, keçidə tətbiq edilən xarici gərginliyin funksiyasıdır.

Lakin bağlayıcı təbəqədə və onun hüdudlarından kənarında olan həcmi yüklərin qiyməti keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən müxtəlif şəkildə asılı olduğundan, keçidin C_{p-n} tutumunun iki komponentdən ibarət olduğu qəbul edilmişdir.

Bunlardan biri bağlayıcı təbəqədəki yüklərin dəyişməsini xarakterizə edir və **çəpər tutumu** adlanır ($C_{çəp}$), digəri isə injeksiya və ekstraksiya prosesləri hesabına keçidin sərhədindəki yüklərin dəyişməsini təsvir edir və **$p-n$ keçidin diffuziya tutumu** (C_{dif}) adlanır. $p-n$ keçidin çəpər tutumunu köynəklərində $Q_n \approx Q_p$ qədər elektrik yükü olan müstəvi kondensatorun tutumu kimi təsəvvür etdikdə:

$$Q_n = eN_D S \ell_{p-n} . \quad (3.1.25)$$

Bu ifadədəki S – kəmiyyəti $p-n$ keçidin en kəsiyinin sahəsidir.

Q_n – yükü keçidə tətbiq edilən xarici gərginliklə mütənasib olmadığından (çünki $eN_D S$ – gərginlikdən asılı deyil, ℓ_{p-n} isə gərginlikdən düz mütənasib yox, mürəkkəb şəkildə asılıdır):

$$C_{çəp} = \frac{dQ}{dU} \quad (3.1.26)$$

Ona görə də (3.1.25) və (3.1.26) ifadələrini nəzərə aldıqda

$$C_{çəp} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{\ell_{p-n}} \sqrt{\frac{\varphi_{K0}}{\varphi_{K0} + |U_x|}} . \quad (3.1.27)$$

Sonuncu düsturdan görüldüyü kimi qeyri-simmetrik, kəskin $p-n$ keçidin çəpər tutumu $C_{çəp} \sim \frac{1}{\sqrt{U_x}}$.

$C_{\text{çap}} = f(U_x)$ asılılığı keçid oblastında aşqar atomlarının konsentrasiyasının dəyişmə qanunundan daha güclü asılıdır. Keçid oblastında aşqar atomlarının konsentrasiyasının paylanması qanunu dəyişdikdə, $C_{\text{çap}} = f(U_x)$ asılılığı da dərhal dəyişir. Məsələn, kəskin $p-n$ keçid üçün bu asılılıq $C_{\text{çap}} \sim \frac{I}{\sqrt{U_x}}$ şəklində olduğu halda, tədrici $p-n$ keçid

üçün: $C_{\text{çap}} \sim \frac{I}{\sqrt[3]{U_x}}$ şəklinə düşür. Bu xüsusiyyətdən praktiki

kada $p-n$ keçidin kəskin və ya tədrici olmasını müəyyənələşdirmək üçün istifadə edilir.

$C_{\text{çap}} = f(U)$ asılılığına **$p-n$ keçidin volt-farad xarakteristikası** deyilir. Kəskin və tədrici $p-n$ keçidlər üçün $\frac{C_{\text{çap}}}{C_{\text{çap}.0.}} = f(U)$ asılılığı şəkil 3.1.7-də təsvir edildiyi kimidir.

Burada $C_{\text{çap}}$ – hər hansı $U_x \neq 0$; $C_{\text{çap}.0.}$ – isə $U_x = 0$ qiymətlərində $p-n$ keçidin çəpər tutumunun qiymətləridir. Şəkil 3.1.7-dən görüldüyü kimi keçidin çəpər tutumu əksinə gərginliyin mütləq qiyməti azaldıqca artır və $U_x = 0$ halındakı qiymətinə yaxınlaşır. Xarici gərginliyin istiqaməti dəyişdikdə ($U_x > 0$ olduqda) ℓ_{p-n} -nin kiçilməsi (bağlayıcı təbəqənin daralması) hesabına çəpər tutumu artır. Lakin bu halda injeksiyanın səviyyəsi də kəskin artır və nəticədə diffuziya tutumu $p-n$ keçidin ümumi C_{p-n} – tutumunda daha güclü rol oynamağa başlayır.

$p-n$ keçidə tətbiq edilən əksinə gərginliyin yalnız çox kiçik qiymətlərində (VAX-ın doyma halına çatana qədərki hissədə) əksinə istiqamətdə diffuziya tutumu müşahidə olunur və onun qiyməti çəpər tutumunun qiymətindən kiçik

olur. Əksinə gərginliyin sonrakı artımında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların paylanması qanunu praktiki olaraq dəyişməz qalır.

p - n keçidin sərhədyanı oblastlarında həcmi yüklərin miqdarının ciddi şəkildə dəyişməsi yalnız sistemə düzünə istiqamətdə ($U_x > 0$) gərginlik tətbiq edildikdə baş verir. İnjeksiya səviyyəsi $\delta \geq 1$ olduqda bu yüklərin miqdarının dəyişməsi daha böyük olur.

Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı ΔQ – yükünün baxılan qeyri-simmetrik kəskin p - n keçid halında n – oblastdakı, yəni $x = (0 \div \omega_n)$ qalınlığındakı (burada ω_n – sistemin n – hissəsinin, yəni bazanın qalınlığıdır) artımını hesablayıb, sonra onu xarici gərginliyə görə diferensialladıqda, $\omega_n > L_p$ halı üçün:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \tau_p, \quad (3.1.28)$$

$\omega_n < L_p$ halı üçün isə:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \frac{\omega_n^2}{2D_p} \quad (3.1.29)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadələrdə e – elektronun yükü, k – Bolsman sabiti, I – keçiddən axan düzünə cərəyanın qiyməti, τ_p – qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti, D_p – isə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya əmsalıdır.

Bu ifadələrdən görüldüyü kimi, p - n keçidin C_{dif} – diffuziya tutumu keçiddən axan düzünə cərəyanla düz mütənasibdir. Düzünə cərəyanın kifayət qədər böyük qiymətlərində C_{dif} – diffuziya tutumu $C_{çəpər}$ – çəpər tutumundan bir neçə tərtib böyük ola bilər.

§ 3.1.5. *p-n* keçidin deşilməsi

p-n keçidə tətbiq edilən xarici gərginliyi heç də sonsuz olaraq artırmaq mümkün deyil. Hər iki istiqamətdə xarici gərginliyin kifayət qədər böyük qiymətlərində *p-n* keçidin xüsusiyyətlərinə güclü şəkildə təsir edə bilən müxtəlif təbiətli hadisələr baş verir. Düzünə istiqamətdə tətbiq olunan U_x – xarici gərginliyin, hətta çox da böyük olmayan qiymətlərində *p-n* keçiddən axan cərəyan həddən artıq böyük qiymət alır, onun yaratdığı Coul istiliyi və bunun nəticəsində baş verən istilik prosesləri *p-n* keçidi sıradan çıxarır.

Əks istiqamətdə baş verən proseslər isə daha maraqlı və mürəkkəbdir. Belə ki, əksinə gərginliyin çox böyük qiymətlərində *p-n* keçiddən axan əksinə cərəyanın, demək olar ki, sıçrayışla (kəskin) artması müşahidə olunur. Bu hadisəyə, yəni əksinə gərginliyin müəyyən böyük qiymətində əksinə cərəyanın kəskin artmasına ***p-n* keçidin deşilməsi** deyilir.

Lakin *p-n* keçidin deşilməsi hadisəsi öz-özlüyündə müxtəlif səbəblərdən baş verə bilər. Ümumiyyətlə isə, bu hadisə keçiddəki **güclü elektrik sahəsi effektləri**, yaxud da ayrılan böyük Coul istiliyi ilə bağlı olur.

p-n keçidin əsas deşilmə mexanizmləri **sel, tunnel və istilik deşilmələridir**. Bəzən *p-n* keçidin səth deşilməsindən də danışılır ki, bu da öz-özlüyündə sel, tunnel və ya istilik deşilmələrindən hər hansı birinin və ya bir neçəsinin vəhdət halında keçidin səthə çıxan oblastında baş verməsidir.

Sel deşilməsi – əsasən az aşqarlanmış yarımkəçiricilərdən hazırlanmış *p-n* keçidlərdə daha çox ehtimallıdır. Belə *p-n* keçidlərin bağlayıcı təbəqəsinin eni kifayət qədər böyük olduğundan buraya düşən sərbəst yükdaşıyıcılar ($E = E_d + E_x$) yekun elektrik sahəsinin təsiri altında kifayət qədər böyük qiymətə malik əlavə kinetik enerji toplamağa və nəticədə qarşılaşdığı neytral atomlarla, yaxud ionlarla

toqquşaraq onlardan əlavə sərbəst yükdaşıyıcılar (elektronlar) qoparmağa imkan qazanır. Yaranmış yeni sərbəst yükdaşıyıcılar da, öz növbəsində eyni qaydada yenilərini yarada bildiyindən proses selvari şəkil alır. Nəticədə, $p-n$ keçidin həcmi yüklər oblastına daxil olan nisbətən az sayda sərbəst yükdaşıyıcılar əvəzinə, onun çıxışında ilkin halda olanla müqayisədə bir neçə tərtib çoxalmış sayda sərbəst yükdaşıyıcılar cərəyanda iştirak edir. Ona görə də gərginliyin müəyyən dəyişməz bir qiymətində $p-n$ keçiddən axan əksinə cərəyanın qiyməti kəskin artır (sel deşilməsi baş verir).

Bu proses **sərbəst yükdaşıyıcıların sel çoxalma əmsalı** adlanan və $p-n$ keçidin bağlayıcı təbəqəsini (həcmi yüklər oblastını) tərk edən yükdaşıyıcıların sayının həmin təbəqəyə daxil olanların sayına nisbəti ilə təyin olunan kəmiyyətlə:

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N_2'}{N_1} \quad (3.1.30)$$

xarakterizə edilir. Sonuncu ifadədə N_1 - keçidə daxil olan, N_2 - keçid oblastındakı, N_2' - isə zərbələrlə yaranmış əlavə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

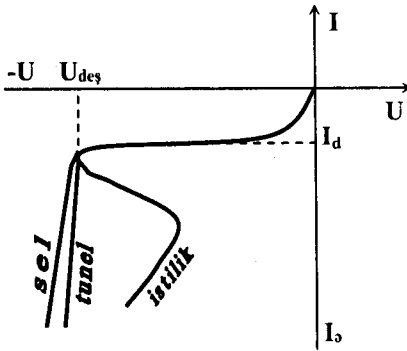
M - əmsalı $p-n$ keçidə tətbiq edilən əksinə xarici gərginliyin, keçidin təşkil olunduğu yarımkeçiricinin xüsusi müqavimətinin (aşqarlanma səviyyəsinin) qiymətindən və başqa amillərdən asılıdır. Xarici gərginliyin M - kəmiyyətinin sonsuzluğa yaxınlaşdığı qiyməti **sel deşilməsi gərginliyi** adlanır ($U_{d.sel}$).

M - əmsalı $U_{d.sel}$ - gərginliyi ilə

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_x}{U_{d.sel}} \right)^b} \quad (3.1.31)$$

şəklində əlaqədardır. Bu ifadədəki b – kəmiyyəti p - n keçidin baza hissəsinin materialından asılıdır. Məsələn, n – Ge və p – Si üçün $b = 3$; p – Ge və n – Si üçün isə $b = 5$.

Sel deşilməsi üçün başlıca xüsusiyyət keçidə tətbiq edilən əksinə gərginliyin praktiki olaraq sabit qiymətində keçiddən axan cərəyanın qiymətinin kəskin artmasıdır. Bu növ deşilmənin ikinci bir xüsusiyyəti temperaturun yüksəlməsi ilə deşilmə gərginliyinin qiymətinin böyüməsidir. Deşilmə gərginliyinin temperaturla artmasının səbəbi temperaturun yüksəlməsi ilə keçid oblastunda sərbəst yükdaşıyıcıların



Şəkil 3.1.8. Sel, tunel və istilik deşilməsi halında p - n keçidin əksinə istiqamətdəki volt-ampere xarakteristikası

orta sərbəst qaçış yolunun kiçilməsi və buna görə də zərbələrlə ionlaşmanı yarada biləcək enerjinin əldə olunması üçün daha böyük elektrik sahəsinin lazım gəlməsidir.

Tunel deşilməsi əsasən kiçik xüsusi müqavimətli və dar qadağan olunmuş zonaya malik yarımkəçiricilər əsasında

dakı p - n keçidlərdə üstünlük təşkil edir.

p - n keçidin **tunel deşilməsi** sərbəst yükdaşıyıcıların öz enerjisini dəyişmədən (tunel etməklə) valent zonadan keçirici zonaya keçməsi hesabına yaranan elektrik deşilməsinə deyilir. Qeyd etmək lazımdır ki, elektronların bu şəkildə tunel etməsi o halda mümkündür ki, onların dəf edəcəkləri potensial çəpərin eni kifayət qədər kiçik olsun. Eyni bir yarımkəçirici material halında, potensial

çəpərin eni tətbiq edilən xarici elektrik sahəsinin qiyməti ilə təyin olunur. Tünel deşilməsi hadisəsi, $p-n$ keçiddəki gərginlik düşgüsü, həmin keçid üçün tünel deşilməsi gərginliyinə bərabər olduqda baş verir. Tünel deşilməsi gərginliyi yarımkeçiricidəki aşqar atomlarının konsentrasiyasının birinci dərəcəsi ilə tərs mütənəsibdir. Tünel etmək üçün potensial çəpərin və bağlayıcı təbəqənin eninin kiçik olması tələb edildiyindən, tünel deşilməsi yüksək səviyyədə aşqarlanmış yarımkeçirici-lərdən hazırlanmış $p-n$ keçidlərdə daha effektiv baş verə bilər.

Tünel deşilməsi halında da $p-n$ keçiddəki gərginlik düşgüsü deşilmə gərginliyinə bərabər olduqda keçiddən axan cərəyan sel deşilməsi halındakı kimi çox kəskin dəyişir – sıçrayışla artır (şəkil 3.1.8). Lakin sel deşilməsi halından fərqli olaraq, tünel deşilməsi halında deşilmə gərginliyi aşqar atomlarının konsentrasiyası ilə yanaşı, temperaturun da yüksəlməsi ilə kiçilir. Çünki əksər yarımkeçiricilərdə temperaturun yüksəlməsi ilə qadağan olunmuş zonanın eni kiçilir. Uyğun olaraq bu zaman $p-n$ keçidə tətbiq edilən gərginliyin eyni bir qiymətində potensial çəpərin eni də kiçilir. Bu isə öz növbəsində potensial çəpərdən sərbəst yükdaşıyıcıların tünel ehtimalını artırır.

Sel deşilməsi halında deşilmə gərginliyinin temperaturdan asılılığı tünel deşilməsi halındakının əksinə olduğundan, bəzən VAX-ın formasına görə bir-birinə çox oxşayan həmin iki deşilmədən (şəkil 3.1.8) hansının baş verdiyini $U_{des} = f(T)$ asılılığına görə ayırd edirlər.

İstilik deşilməsi – Coul istiliyi hesabına yaranan deşilmədir. Bu deşilmə o vaxt üstünlük təşkil edir ki, keçiddən axan əksinə cərəyanın $p-n$ keçiddə yaratdığı:

$$P_c = \sigma E^2 \quad (3.1.32)$$

Coul gücü, istilikkeçirmə hesabına keçiddən ətraf mühitə ötürülə bilən P_{ay} – ayrılma gücündən böyük olsun. Sonuncu ifadədə E – keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi, σ – isə keçid oblastının xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Məsələ burasındadır ki, yarımkəçirici materiallar üçün σ – elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperaturdan eksponensial qanunla asılı olduğundan p - n keçidin Coul istiliyi hesabına qızması öz növbəsində onun keçiriciliyinin artmasına, keçiriciliyin artması isə xarici elektrik sahəsinin eyni bir qiymətində p - n keçidin temperaturunun kəskin yüksəlməsinə səbəb olur. Nəticədə, xarici gərginliyin müəyyən bir $U_x = U_{ist.d}$ qiymətində bu iki proses arasında yaranan qarşılıqlı müsbət əks rəbitə p - n keçiddən axan cərəyanın kəskin artmasına, yəni keçidin deşilməsinə səbəb olur. Qeyd etmək lazımdır ki, istilik deşilməsinin iki əsas parametri arasında müsbət əks rəbitənin olması bu cür deşilmə halında p - n keçidin VAX-nın əksinə qolunda «S» şəkilli (mənfi diferensial müqavimətli) hissənin yaranmasına səbəb olur (şəkil 3.1.8).

p - n keçidlərdə əksinə cərəyanın qiymətinin kiçik olması, əksər hallarda istilik deşilməsinin tunel və sel deşilmələrini müşayiət edən və ümumi deşilmənin ikinci mərhələsi olan bir proses kimi baş verməsinə səbəb olur.

p - n keçidin istilik deşilməsi digər növ deşilmə mexanizmlərindən VAX-ın şəklinə görə asanlıqla seçilir (şəkil 3.1.8).

Səth deşilməsi dedikdə p - n keçidin səthinin müəyyən yerində sel, tunel və ya istilik effektləri əsasında baş verən elektrik deşilməsi nəzərdə tutulur. Bu deşilmənin baş vermə ehtimalı kristalın səthindəki səth yüklərinin işarəsindən asılıdır: səth yüklərinin işarəsi p - n keçidin baza hissəsindəki əsas yükdaşıyıcıların işarəsinin əksinə olarsa, bazanın sət-

hində yükdaşıyıcılarla zənginləşmiş lay əmələ gələr və bu yerdə p - n keçidin eni onun həcmdəki eninə nisbətən kiçilər. Buna görə də p - n keçidin deşilməsi onun məhz həmin səth hissəsində baş verər.

Adətən, p - n keçidin deşilmə gərginliyi olaraq, əksinə cərəyanın $I_p \approx 10I_0$ qiymətinə çatdığı əksinə gərginliyin qiyməti götürülür.

FƏSİL 3.2

METAL-YARIMKEÇİRİCİ KONTAKTLARI VƏ HETEROKEÇİDLƏR

§ 3.2.1. Metal-yarımkeçirici kontaktı – Şottki keçidi

Həm praktiki tətbiq imkanlarına, həm də fundamental tədqiqatlar baxımından əhəmiyyətinə görə yarımkeçirici materiallar əsasadakı elektrik keçidləri sırasında böyük maraq kəsb edən biri də metal-yarımkeçirici kontaktıdır. Bu kontaktlar təmasa gətirilən metal-yarımkeçirici cütünün kimyəvi tərkibindən, fiziki xüsusiyyətlərindən, əsas parametrlərinin (qadağan olunmuş zonanın eni, çıxış işi, elektrona hərislik, elektromənilik və s.) qiymətlərinə görə həm düzləndirici, həm də omik xarakterə malik ola bilər. Düzləndirici metal-yarımkeçirici kontaktı başlıca olaraq keçiddə yaranmış Şottki potensial çəpəri əsasında fəaliyyət göstərir və ondan Şottki diodlarının yaradılmasında istifadə edilir. Omik kontaktlar isə, istisnasız olaraq, demək olar ki, bütün yarımkeçirici cihazların ayrılmaz hissəsidir və həmin cihazların qidalandırılması, müxtəlif ölçü, qeydedici, gücləndirici, düzləndirici və başqa elektron sxemlərinə daxil olması (qoşulması) üçün əsas vasitəçi rolunu oynayır. Bu baxımdan metal-yarımkeçirici sərhədindəki omik kontakt böyük elmi və pratiki əhəmiyyətə malik olub, ayrıca araşdırılmağa layiq bir məsələdir. Bu səbədən də düzləndirici və omik xarakterli metal-yarımkeçirici kontaktlarına (elektrik keçidlərinə) ayrı-ayrılıqda baxmaq məqsədəuyğundur.

Sadəlik üçün ideal metal-yarımkeçirici kontaktını araşdıraraq, yəni fərz edək ki, təmasa gətirilmiş metalla ya-

rımkeçirici arasında kiməyi tərkibinə görə həmin materiallardan fərqlənən başqa bir təbəqə yoxdur və metalla yarımkeçiricinin ayırma sərhəddində səth halları mövcud deyil, yaxud da onların sıxlığı çox-çox kiçikdir və buna görə də onların kontaktda baş verən proseslərə təsirini nəzərə almaq mümkündür.

Bu şərtlər daxilində metalla yarımkeçiricini kontakta gətirsək, sərbəst elektronların həmin materialların birindən digərinə diffuziyası baş verər. Bununla belə, çıxış işi kiçik olan materialdan çıxış işi böyük olan materiala sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası üstünlük təşkil edir. Bu halda elektronun çıxış işi dedikdə, onun (elektronun) Fermi səviyyəsindən sərbəst enerji zonasının tavanına qaldırılması üçün lazım olan (termodinamik çıxış işi A_m və A_y) və keçirici zonanın dibindən hesablanan və xarici çıxış işi (son vaxtlar ona «elektrona hərislik»də deyilir) adlanan çıxış işi (x_m və x_y) anlayışlarında istifadə olunur.

Elektronların bu cür diffuziya prosesi və yüklərin sistemdə yenidən paylanması nəticəsində, kontakta gətirilmiş metalın və yarımkeçiricinin ayırma sərhədinə söykənən oblastlarının elektroneytrallığı pozular. Son nəticədə, sərhəddə

$$\varphi_k = (A_m - A_y) / e \quad (3.2.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunan potensiallar fərqi və buna uyğun:

$$\varepsilon_k = \frac{A_m - A_y}{e \cdot L_k} \quad (3.2.2)$$

kontakt elektrik sahəsi yaranar. Burada A_m və A_y – uyğun olaraq metaldan və yarımkeçiricidən elektronun çıxış işi, e – isə elektronun yükü, L_k isə həcmi yüklərin kontakt-yanı layının qalınlığıdır və

$$L_k = \sqrt{\frac{\varepsilon \varphi_k}{2\pi e^2 n_0}} \quad (3.3.3)$$

Kontakt (yaxud diffuziya) elektrik sahəsinin mövcud olduğu və metalla yarımkeçiricinin kontaktı nəticəsində yaranan keçid layı (təbəqəsi) **Şottki keçidi** adlanır.

Metalda sərbəst elektronların konsentrasiyası yarımkeçiricidəkindən çox-çox böyük olduğundan, Şottki keçidindəki elektrik sahəsi praktiki olaraq yalnız yarımkeçiricidə lokallaşır ($L_k = L_x$). Metalda elektronların yenidən paylanması yalnız qalınlığı atomlararası məsafə ilə müqayisə olunabilən çox nazik layda ($L_k \ll L_y$) baş verir.

Metalla təmas gətirilmiş yarımkeçiricinin keçiricilik tipindən və bu iki materialdakı çıxış işlərinin qiymətlərinin nisbətindən asılı olaraq yarımkeçiricidə **tükənmiş (yoxsullaşmış)**, bəzən də **invers (zənginləşmiş)** lay əmələ gələ bilər. Belə ki, metalda çıxış işi yarımkeçiricidəkindən kiçik olduqda ($A_m < A_y$) elektronlar böyük ehtimalla metaldan yarımkeçiriciyə keçər. Bu isə p -tip yarımkeçiricinin təmas oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların tükəndiyi təbəqəni yaradar. $A_m \ll A_y$ olduqda, n -tip yarımkeçiricinin həmin oblastında, hətta invers təbəqə əmələ gələ bilər. Yarımkeçirici n -tip keçiriciliyə malik olduqda isə kontaktın yarımkeçirici hissəsində elektronlarla **zənginləşmiş** təbəqə əmələ gəlir.

$A_m > A_y$ olduqda n -tip yarımkeçiricidə tükənmiş və ya invers, p -tip yarımkeçiricisində isə **zənginləşmiş** lay əmələ gəlir.

Tükənmiş layda həcmi yük ionlaşmış aşqarların yükünün əsas yükdaşıyıcıların yükü ilə kompensasiyasının pozulması, zənginləşmiş layda isə əsas yükdaşıyıcıların yükü-

nün toplanması hesabına formalaşır. Tükənmiş layın xüsusi müqaviməti yarımkeçiricinin həcmindəki xüsusi müqavimətdən çox-çox böyük olur və belə lay *bağlayıcı lay* adlanır. Belə laylı kontakt düzləndirmə xassələrinə malik olur. Zənginləşmiş lay kontaktyanı hissənin müqavimətinin yarımkeçiricinin həcmnin xüsusi müqavimətinə nəzərən kiçilməsinə səbəb olur. Belə lay antibağlayıcı lay adlanır və uyğun kontakt düzləndirmə xassəsinə malik olmur.

Şottki keçidinin $p-n$ keçiddən başlıca fərqli xüsusiyyəti, Şottki keçidində elektron və deşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyünün müxtəlif olmasıdır. Bunun nəticəsində Şottki keçidindən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası baş verməyə bilir. Belə bir keçidi düzünə istiqamətdə qoşduqda kontaktyanı oblastda deşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir və deşiklər yarımkeçiricidən metala keçir. Keçidə tətbiq edilən gərginliyin qiyməti artırıldıqda bu prosesin ehtimalı böyüyür, lakin metaldan yarımkeçiriciyə doğru hərəkət edən elektronlar üçün potensial çəpərin hündürlüyü hələ də böyük qala bilir. Ona görə də elektronların metaldan yarımkeçiriciyə axını zəif olur, yəni praktiki olaraq qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yarımkeçiriciyə injeksiyası baş vermir.

Əksinə istiqamətdə təsir edən gərginlik halında (xarici gərginliyin istiqaməti dəyişdikdə) deşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyü yüksəlir və onların keçiddən hərəkəti kəsilir. Qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (baxılan halda elektronlar) üçün keçiddəki elektrik sahəsi sürətləndirici sahə olur. Buna görə də qeyri-əsas yükdaşıyıcılar keçiddən keçərək əksinə cərəyan yaradır. Lakin yarımkeçiricidə bu yükdaşıyıcıların konsentrasiyası kiçik olduğundan, yaranan əksinə cərəyanın qiyməti də kiçikdir.

Əgər kontakta gətirilmiş yarımkeçirici ilə metalın çıxış işlərinin qiymətləri arasındakı fərq böyük olarsa, onda yarımkeçiricinin kontaktyanı oblastında invers lay əmələ gələr. Bu halda düzünə gərginliyin kiçik qiymətlərində də invers laydan yarımkeçiricinin ona bitişik olan həcminə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası baş verir. Düzünə gərginliyin böyük qiymətlərində invers lay tamamilə aradan qalxa bilər.

Metalla yarımkeçiricinin kontaktında yaranmış keçidlərdə yarımkeçiricinin kontaktyanı hissəsində qeyri-əsas yükdaşıyıcıları üçün potensial çuxurun əmələ gəlməsi nəticəsində bu hissədə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların toplanması baş verə bilər.

Bu hadisə yarımkeçirici cihazın ətalətliyinə (cəldliyinə) təsir göstərə bilər. Bu potensial çuxurun aradan qaldırılması üçün eyni çıxış işinə malik cütlər seçməklə, metal-yarımkeçirici kontaktındakı potensial çəpəri yox etmək lazımdır. Lakin bu, heç də praktiki olaraq asanlıqla həyata keçirilə bilən iş deyil. Çünki həm belə materiallar cütünün sayı məhduddur, həm də yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının və temperaturun hər qiyməti üçün yeni bir metal seçmək zərurəti yaranır.

Yarımkeçiricidə kontaktyanı hissədə sərbəst yükdaşıyıcıların toplanmasının qarşısını almaq üçün həmin hissəni əlavə aşqarlamaq lazımdır. Bu halda kontaktda potensial çəpər qalsa da, güclü aşqarlanma nəticəsində onun qalınlığı (eni) xeyli kiçilir. Potensial çəpərin qalınlığının kiçik olması isə yarımkeçiricidəki potensial çuxurdan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların tunnel yolu ilə metala keçməsinə təmin edir.

§ 3.2.2 Omik kontaktlar

Omik kontaktlar həm yarımkeçirici cihazlarda, həm də yarımkeçiricilərin tədqiqində mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Omik kontaktların əsas vəzifəsi – yarımkeçiricini və ya yarımkeçirici cihazların işçi elementlərini cərəyan keçirən metal hissələrlə qalvanik birləşdirməkdir. Omik kontaktların praktikada daha tez-tez tətbiq edilməsinə baxmayaraq, onların nəzəriyyəsi $p-n$ keçidlərin nəzəriyyəsinə xeyli zəif işlənib və omik kontaktların formalaşdırılması, əksər hallarda eksperimentə əsaslanır.

Aşağıdakı hallarda omik kontaktlar yarımkeçirici cihazların işinə az mənfi təsir göstərir:

1) Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların omik kontaktdan yarımkeçiricinin həmin keçidə bitişik hissəsinə injeksiyası olmadıqda və omik keçiddə, yaxud da ona yaxın hissədə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların toplanması baş vermədikdə;

2) Omik kontaktdakı gərginlik düşgüsü və ya keçidin müqaviməti minimal olduqda;

3) Omik kontaktların volt-ampere xarakteristikası xətti olduqda, yəni keçid həqiqətən omik olduqda.

Omik kontaktların keyfiyyətini qiymətləndirmək və ayrı-ayrı omik kontaktları bir-biri ilə müqayisə edə bilmək üçün yükdaşıyıcıların kontaktdakı rekombinasiya sürəti (S_p), omik kontaktın müqaviməti (R_{ok}) və xəttilik əmsalı (K) kimi əsas parametrlərindən istifadə olunur.

Omik kontaktdakı rekombinasiyanın sürəti sərbəst yükdaşıyıcıların kontakt yaxınlığındakı konsentrasiyasının tarazlıq halındakı konsentrasiyasından neçə dəfə fərqləndiyini göstərir. Səth rekombinasiyasının sürətinə oxşar olaraq, omik kontaktdakı rekombinasiyanın sürəti də kontaktdan keçən yükdaşıyıcıların selinin sıxlığının (Φ_k), həmin yük-

daşıyıcıların kontaktdakı artıq konsentrasiyasına (Δn) nisbəti kimi təyin edilir:

$$S_R = \frac{\Phi_\kappa}{\Delta n} \quad (3.2.4)$$

Omik kontaktın müqaviməti kontaktdakı gərginlik düşgüsünün (ΔU_k), həmin kontaktdan axan cərəyanın şiddətinə (i) nisbəti kimi təyin olunur:

$$R_{ok} = \frac{\Delta U_k}{i} \quad (3.2.5)$$

Omik kontaktın müqaviməti kiçik olduqca, bu kontakt daha keyfiyyətli sayılır. Omik kontaktın müqaviməti onun sahəsindən (S_k) asılıdır. Ona görə də əksər hallarda **omik kontaktın xüsusi müqaviməti** (ρ_{ok}) adlanan parametrdən istifadə olunur. Bu parametrdən istifadə olunur. Bu parametrdən istifadə olunur.

$$\rho_{ok} = \frac{\Delta U_k}{j} \quad (3.2.6)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Burada j – kontaktdan axan cərəyanın sıxlığıdır. Omik kontaktın xüsusi müqavimətinin ölçü vahidi $\text{Om}\cdot\text{sm}^2$ -dir. Kontaktın müqaviməti ilə xüsusi müqaviməti arasında

$$R_{ok} = \frac{\rho_{ok}}{S_k} \quad (3.2.7)$$

ifadəsi ilə təyin olunan əlaqə var.

Omik kontaktın xəttliliyini xarakterizə edən parametrlər, onun VAX-na qoyulan tələblərdən asılı olaraq, müxtəlif cür təyin edilir. Belə ki, əgər real omik kontakt düzləndirmə xassəsinə malikdirsə, onda həmin kontaktın voltamper xarakteristikasının qeyri-xəttliliyi **düzləndirmə əmsali** ilə, yəni düzünə və əksinə gərginliyin eyni mütləq qiymətlərinə uyğun düzünə və əksinə cərəyanların mütləq qiymətləri-

nin nisbəti ilə təyin olunur. İdeal omik kontaktın düzləndirmə əmsalı vahidə bərabər olmalıdır.

Müqaviməti tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olan koordinat başlanğıcına görə simmetrik VAX-a malik omik kontaktın qeyri-xəttiliyi isə keçiddən axan cərəyanın sabit komponentinin verilmiş qiymətində statik müqavimətin differensial müqavimətə olan nisbəti şəklində təyin olunan *qeyri-xəttilik əmsalı* ilə qiymətləndirilir. Xətti VAX-a malik ideal omik kontaktın qeyri-xəttilik əmsalı vahidə bərabərdir.

§ 3.2.3. Heterokeçidlər

Eyni kimyəvi tərkibə malik, lakin keçiricilik tipinə (n - və p - tip olmasına) və ya aşqarlanma səviyyəsinə görə bir-birindən fərqlənən iki yarımkeçiricisinin kontaktında yaranan p - n , p^+ - p , n^+ - n , n - i , p - i tipli homokeçidlərdən fərqli olaraq, heterokeçidlər ümumi halda iki müxtəlif maddənin ayrılma sərhəddi kimi təyin olunur. Yarımkeçiricilər fizikası və elektron cihazlar kursunda isə heterokeçid dedikdə, müxtəlif fiziki-kimyəvi təbiətə malik iki yarımkeçirici materialın təmasa gətirilməsindən yaranan kontakt strukturları nəzərdə tutulur. Heterokeçidlərə misal olaraq Ge - Si , Ge - $GaAs$, $GaAs$ - GaP və başqa bu kimi keçidləri göstərmək olar.

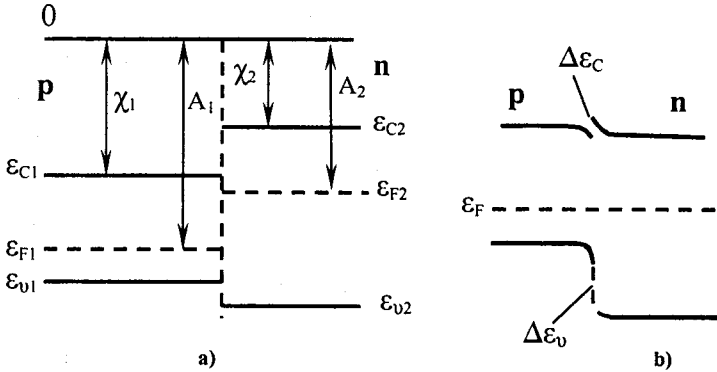
Belə heterokeçidlər ayırma sərhədindən hansı məsafədə bir materialdan digərinə keçidin baş verməsindən asılı olaraq iki qrupa – kəskin və tədrici heterokeçidlərə bölünür. Adətən, kəskin heterokeçidlərdə bu məsafə ~ 1 mkm-dən

böyük olmur, tədrici heteroqecidlərdə isə bir materialdan digərinə keçidin baş verdiyi məsafə sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğunun bir neçə misli qədər olur.

Ayrıma sərhədindəki defektlərin (səth hallarının) sıxlığı çox kiçik olan heteroqecidlər yarada bilmək üçün təmasa gətirilmiş (heteroqecidin təşkil olunduğu) yarımkeçiricilərdən hər birinin kristal qəfəsi minimal təhriflərlə digərinin kristal qəfəsinə keçməlidir. Buna görə də heteroqecidi yaratmaq üçün təmasa gətirilən yarımkeçiricilərin kristal qəfəsinin parametrləri çox yaxın, həmin materialların kristalları isə eyni kristal tipinə mənsub olmalıdır. Belə heteroqecidlər *ideal heteroqecid* adlanır. İdeal heteroqecidin enerji modeli ilk dəfə Anderson tərəfindən təklif olunub. Bu model *Anderson modeli* adlanır. Qadağan olunmuş zonalarının eni və keçiricilik tipi fərqlənən yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər daha geniş tətbiq tapsa da, eyni tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər də kifayət qədər həm elmi maraq, həm də praktiki əhəmiyyət kəsb edir. Müxtəlif tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər *anizotip* ($p-n$), eyni tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər isə – *izotip* ($n-n$, $p-p$) *heteroqecidlər* adlanır.

Qadağan olunmuş zonasının eni böyük olan n -tip yarımkeçirici ilə, qadağan olunmuş zonasının eni onunla müqayisədə kiçik olan p -tip yarımkeçiricinin kontaktında yaranmış anizotip heteroqecidin təmsalında anizotip $p-n$ heteroqecidin enerji diaqramına baxaq (şəkil 3.2.1). Qeyd edək ki, bu şəkildə elektronun vakuumdakı enerjisi hesablanma başlanğıcı qəbul edilib. χ – kəmiyyəti elektronun yarımkeçiricinin keçirici zonasının dibindən vakuuma çıxması

üçün lazım olan işi, yəni uyğun materialın elektrona hərisliyi, A – isə termodinamik çıxış işidir.



Şəkil 3.2.1. Anizotip hetero keçidin enerji diaqramı

Kontakta gətirilmiş iki yarımkəçiricidən ibarət sistemin (kontaktın) tarazlıq halı bərqərar olduqda, bütün sistem boyunca Fermi səviyyələri bərabərləşir. Şəkil 3.2.1-dən də görüldüyü kimi hetero keçidin homo p-n keçiddən başlıca fərqi, keçirici və valent zonada uyğun olaraq $\Delta\varepsilon_c$ və $\Delta\varepsilon_v$ qədər enerji kəsilmələrinin yaranmasıdır. Keçirici zonadakı enerji kəsilməsi p - və n - tip keçiriciliyə malik yarımkəçiricilərdə elektrona hərisliyin (həqiqi çıxış işinin) fərqlənməsi ilə bağlıdır:

$$\Delta\varepsilon_c = \chi_2 - \chi_1 \quad (3.2.8)$$

Valent zonadakı enerji kəsilməsi isə həm də 1-ci və 2-ci yarımkəçiricidə valent zonanın tavanına uyğun ε_v – enerjisinin qiymətinin (valent zonanın tavanının vəziyyətinin) fərqlənməsi ilə əlaqədardır. Məhz keçirici və valent zonada bu enerji kəsilmələrinin fərqlənməsi nəticəsində ya-

ranmış heteroqeciddə elektronlar üçün potensial çəpərin hündürlüyü, dəşiklər üçün olan potensial çəpərin hündürlüyündən fərqlənir. Heteroqeciddə düzünə istiqamətdə xarici gərginlik tətbiq etdikdə elektronlar üçün potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir və elektronlar n -tip yarımqeçiricidən p -tip yarımqeçiriciyə injeksiya edir. Bu zaman p -hissədəki dəşiklər üçün olan potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir, lakin yenə də elə qiymətə malik olur ki, dəşiklərin keçidin p -oblastından n -oblastına injeksiyası praktiki olaraq baş vermir.

Qeyd etmək lazımdır ki, çoxlu sayda (əksər) yarımqeçirici cihazların (tranzistorların, işıq diodlarının və s.) işi p - n keçidin oblastlarından yalnız birinə yükdaşıyıcıların (məsələn, n -oblastdan p -oblasta elektronların) injeksiyası ilə bağlıdır. Bu zaman dəşiklərin p -oblastdan n -oblasta injeksiyası cihazın parametrlərini pisləşdirir. Homoqeciddə bir oblastdan digərinə injeksiya cərəyanları:

$$i_n \sim e \frac{D_n n_p}{L_n} \quad \text{və} \quad i_p \sim e \frac{D_p p_n}{L_p}.$$

Əgər $n_p p_p = n_n p_n = n_i^2$ ifadəsindən istifadə etsək, bu münasibətlər:

$$i_n \sim e \frac{D_n}{L_n P_n} n_{ip}^2 \quad \text{və} \quad i_p \sim e \frac{D_p}{L_p P_p} n_{in}^2$$

şəklinə düşər. Burada D_n , D_p uyğun olaraq elektronların və dəşiklərin diffuziya əmsalları, L_n , L_p – onların diffuziya məsafələri, n_{ip} və n_{in} isə keçidin p və n oblastlarının təşkil olunduğu yarımqeçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyasıdır. İnjesiyanın effektivliyi

$$\frac{i_p}{i_n} = \frac{D_p L_n P_p}{D_n L_p P_n} \cdot \left(\frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2 \quad (3.2.9)$$

kəmiyyəti ilə xarakterizə etmək olar. Cihazın parametrlərinin yüksək göstəricisini təmin etmək üçün bu kəmiyyətin qiyməti minimal olmalıdır. Homokeçidlərdə $n_{ip} = n_{in}$ olduğundan belə bir qiymət n -oblastı p -oblasta nəzərən daha güclü aşqarlamaqla ($n_n \gg p_p$) təmin edilir. Bu prosesi isə sonsuz davam etdirmək olmaz, çünki bir tərəfdən hər bir aşqarın yarımkeçiricidə həll olma hüdudu var, digər tərəfdən isə aşqarlama zamanı yarımkeçiriciyə nəzərdə tutulan aşqarla bərabər, həm də çoxlu sayda müxtəlif arzuolunmayan aşqar və defektlər daxil olur. Həmin defektlər isə p - n keçidin parametrlərini pisləşdirir. Bu baxımdan uyğun hallarda heterokeçidlərdən istifadə olunması daha perspektivlidir.

Yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyasının qiymətinin

$$n_i^2 = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} \exp(-\varepsilon_g / kT) \quad (3.2.10)$$

ifadəsini nəzərə almaqla, yazıla bilər ki:

$$\left(\frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2 = \left(\frac{m_{pn}^*}{m_{pp}^* m_{np}^*} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp}}{kT} \right). \quad (3.2.11)$$

Burada hər kəmiyyətin yanındakı ikinci indeks həmin kəmiyyətin hansı oblasta aid olduğunu göstərir. Aşqarlarının konsentrasiyası aşqarlanma səviyyəsi bərabər (eyni) olan ($n_n = p_p$) yarımkeçiricilərdən təşkil edilmiş heterokeçid-də sərbəst yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri və digər parametrləri bərabər olduğunun fərz edildiyi sadə halda (3.2.9) ifadəsi

$$\frac{i_p}{i_n} = \exp\left[-(\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp}) / kT \right] \quad (3.2.12)$$

şəklində yazılar. Məsələn, n -Si və p -Ge-dan təşkil olunmuş anizotip heteroqeyiddə ($\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp} \approx 0.4$ eV). Otaq tempera-

turunda ($\frac{kT}{e} \approx 0.025$ V) bu nisbət $\frac{i_p}{i_n} \approx e^{-16}$, yəni təqribən

sıfır olar. Sonuncu isə o deməkdir ki, belə heteroqeyiddən axan cərəyan yalnız n -oblastdan p -oblasta injeksiya olunan elektronların hesabına yaranır. Halbuki, bununla ta-

mamilə eyni bir şəraitdə homoqeyiddə $\frac{i_p}{i_n} \approx 1$, yəni elektron

və deşik cərəyanları bir-birinə bərabərdir.

Beləliklə, heteroqeyidlər praktiki olaraq yükdaşıyıcıların bir istiqamətli injeksiyasını təmin edir. Qeyd etmək lazımdır ki, heteroqeyiddən axan cərəyan artdıqda da bir istiqamətli injeksiya öz gücündə qalır. Homoqeyidlərdə isə cərəyanın artması ilə bu şərt pozulur.

IV HİSSƏ

YARIMKEÇİRİCİ CİHAZLAR

Yarımkeçirici cihazlar işçi elementi yarımkeçirici materialdan olan və iş prinsipi yarımkeçiricilərə xas fiziki proseslərə əsaslanan cihazlardır.

Yarımkeçirici cihazlar müxtəlif əlamətlərinə görə qruplaşdırılır. Ən geniş yayılmış qruplaşdırmalar işçi materialına, iş prinsiplərinə, quruluşuna, hazırlanma texnologiyasına, işçi tezlik diapazonuna, tətbiq sahəsinə, gücünə görə aparılan qruplaşdırmalardır.

Belə ki, yarımkeçirici cihazlar işçi materialına görə germanium, silisium, selen, $A^{II}B^{IV}$, $A^{III}B^{IV}$ birləşmələri və başqa yarımkeçirici materiallardan hazırlanmış cihazlar; bircins və qeyri-bircins ($p-n$ keçid, hetero keçid, metal-yarımkeçirici və başqa kontakt keçidləri əsasında işləyən) cihazlar; iş prinsipinə görə (fotoelektrik, maqnetoelektrik, termoelektrik, tenzoelektrik effektləri əsasında işləyən cihazlar) və başqa cihazlar qrupuna ayrılır. İşləyə bildiyi tezlik diapazonuna görə isə alçaq, yüksək və ifrat yüksək tezlikli; gücünə görə kiçik, orta və böyük güclü; tətbiq sahələrinə və ya yerinə yetirdiyi funksiyaya görə – düzləndirici, qeydedici; çevirdikləri enerjinin növünə görə – elektroçevirici, fotoçevirici, şüalandırıcı və başqa yarımkeçirici cihazlar var.

Bəzi hallarda yarımkeçirici cihazlar quruluşuna və hazırlanma texnologiyasına görə də qruplaşdırılır (ərintili, difuziyalı, meza, $n-p-n$, $p-n-p$, $p-i$, $n-i$ cihazlar).

İndi tədqiqat üçün maraq kəsb edən yarımkeçirici materiallar çox olsa da, yarımkeçirici cihazların hazırlanma-

sında onların yalnız çox az bir qismindən (germanium, sili-sium, selen, bəzi A_2B_6 və A_1B_5 birləşmələrindən və s.) istifa-də olunur.

Yarımkeçirici cihazların istehsalında kimyəvi təmiz yarımkeçirici materiallardan nadir hallarda istifadə olunur. Bu məqsədlə başlıca olaraq aşqarlanmış yarımkeçirici ma-teriallar istifadə edilir.

Yarımkeçirici cihazın işçi həcmi onun əsas elementi olan yarımkeçirici materialın həndəsi ölçüsünün fiziki sər-hədləri ilə məhdudlanır. Əsas işçi element xüsusi bir her-metik örtük (korpus) daxilində yerləşdirilir. Bu örtük işçi yarımkeçirici materialı ətraf mühətdən təcrid (izolə) edir və müxtəlif arzuolunmaz təsirlərdən qoruyur. Örtük metaldan, şüşədən və ya plasmasdan düzəldilir. Cihazın işçi elementi xarici elektrik dövrəsinə müxtəlif üsullarla (lehimləmə, qaynaq, pərçim və s.) ona bərkidilmiş xüsusi çıxışlar vasitə-silə qoşulur.

Kiçik güclü yarımkeçirici cihazlarda işçi materialın öl-çüləri $10^{-2} \div 10^{-1} \text{mm}^3$ tərtibində olur. Daha güclü cihazlarda isə bu ölçülər bir neçə, bəzən onlarla kub millimetrə çatır.

Yarımkeçirici cihazların örtüklərinin (korpuslarının) ölçüləri həmin cihazların istismar olunduğu sahələrin xa-rakterindən, səpilən gücün qiymətindən, uyğun elektron sxemlərinin tip və təyinatından asılı olur.

Yarımkeçirici cihazlar indi öz elektrovakuum analoq-larından daha intensiv tədqiq olunur və daha geniş istifadə edilir. Bunun başlıca səbəbi onların elektrovakuum cihazla-rı ilə müqayisədə bir sıra əsaslı üstünlüklərə malik olması-dır. Daha mühüm əhəmiyyət kəsb edən üstünlüklər isə ya-rımkeçirici cihazların öz elektrovakuum analoqlarına nisbətən daha kiçik kütlə və həndəsi ölçüyə malik olmaları; kiçik közərmə enerjisi tələb etmələri; yüksək etibarlılığa, böyük

xidmət müddətinə, yüksək mexaniki davamlılığa və daha böyük faydalı iş əmsalına malik olmaları; kiçik qidalanma gərginliklərində işləyə bilmələri, mikroelektronika sxem və qurğularında istifadə oluna bilmələri, daha ucuz başa gəlmələridir.

Lakin bu cihazların da müəyyən çatışmazlıqları var. Belə ki, elektrovakuum cihazlarından fərqli olaraq yarımkeçirici cihazların parametr və xarakteristikaları temperaturdan və radioaktiv şüalanmaların təsirindən güclü asılı olmaqla yanaşı, həm də zaman keçdikcə pisləşir. Bundan əlavə, yarımkeçirici cihazlarda məxsusi küy böyük, giriş müqavimətinin qiyməti isə kiçikdir. Tranzistorların faydalı gücünün kiçik olması da yarımkeçirici cihazların çatışmazlıqlarındandır.

Lakin bu qüsurlar və çatışmazlıqlar yarımkeçirici cihazların konstruksiya və texnologiyasının gətirdikcə təkmilləşdirilməsi hesabına ya tamamilə aradan qaldırılır, ya da nisbətən zəiflədilir.

Əksər yarımkeçirici cihazlar müxtəlif kontakt keçidləri əsasında işləyir. Bu keçidlərin sırasında ən başlıcası: homo p - n keçidlər, hetero keçidlər, metal-yarımkeçirici kontaktlarıdır.

FƏSİL 4.1

YARIMKEÇİRİCİ DİODLAR

p - n keçidlər və digər kontakt strukturları (heterokeçidlər, metal-yarımkeçirici kontaktları və s.) **qeyri-xətti və qeyri-simmetrik volt-ampər xarakteristikaya** malikdir. Bu xüsusiyyət həmin strukturlardan dəyişən elektrik cərəyanını düzləndirən, elektron sxemlərinin müəyyən hissələrində elektrik siqnallarının bir istiqamətliliyini (ventil rejimini) təmin edən cihazların, eləcə də elektrik açarlarının düzəldilməsində istifadə etməyə imkan verir.

p - n keçid əsasında düzəldilən ən sadə, lakin çox geniş tətbiq tapmış cihazlar **yarımkeçirici diodlardır**.

Yarımkeçirici diod – ümumi halda bir p - n keçidə, iki elektrik çıxışına malik olan və düzləndirici elektrik keçidinin xassələrindən hər hansı birini həyata keçirən yarımkeçirici cihazdır.

Yarımkeçirici diodlar iş prinsipinin xüsusiyyətlərinə və tətbiq olunduğu sahələrə görə bir neçə qrupa ayrılır.

Bəzən diodlar onları təşkil edən hissələrin aşqarlanması xüsusiyyətlərinə, hazırlanma texnologiyası və ya həndəsi forma və ölçülərinə görə də qruplaşdırılır. Bu halda **simmetrik** ($N_D^n = N_A^p$) və **qeyri-simmetrik** ($N_D^n \neq N_A^p$) **diodlardan** söhbət gedir. Qeyri-simmetrik diodun zəif aşqarlanmış hissəsinə **baza** (buraya həmin hissə üçün qeyri-əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya olunur), yüksək aşqarlanmış hissəsinə isə **emitter** (bu hissədən qeyri-əsas yükdaşıyıcılar emisiya olunur) deyilir.

Həndəsi ölçü və formalarına görə diodlar **müstəvi və nöqtəvi diodlara** ayrılır. Müstəvi diodların elektrik keçidinin en kəsiyinin sahəsini təyin edən xətti ölçüləri p - n keçidin

ℓ_{p-n} enindən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadakı L_D - difuziya məsafəsindən və bazanın ω_B - qalınlığından əhəmiyyətli dərəcədə böyük olur. Nöqtəvi diodlarda isə keçidin eninə ölçüləri ℓ_{p-n} , L_D və ω_B - dan çox kiçik olur.

Diodlar onların elektrik keçidinin hazırlanma texnologiyasına görə **diffuziya, epitaksial, ərintili, ion implantasiyalı diodlar** qrupuna ayrılır.

Bəzən yarımkeçirici diodlar işçi materialına (germanium, silisium, selen diodları və s.), ayrılan gücünə (**kiçik güclü, orta güclü və güclü diodlar**), işçi tezlik diapazonuna (**alçaq tezlikli, yüksək tezlikli, ifrat yüksək tezlikli diodlar**), çevikliyinə (**milli saniyəlik, mikrosaniyəlik, nanosaniyəlik**, yaxud da **əşağı sürətli, ifrat sürətli diodlar**) və başqa əlamətlərinə görə də qruplaşdırılır.

Ən başlıca qruplaşdırma isə tətbiq və istismar sahələrinə, eləcə də iş prinsiplərinə görə aparılan qruplaşdırmalardır. Bu baxımdan, yarımkeçirici diodlar: **düzləndirici diodlar, impuls diodları, yüksək tezlik və ifrat yüksək tezlik diodları, tunel diodları, stabiltronlar, varikaplar, maqnitodiodlar, fotodiodlar, işıq diodları, tenzodiodlar** və başqa bu kimi qruplara ayrılır.

§ 4.1.1. Düzləndirici, yüksək tezlik və ifrat yüksək tezlik diodları

Düzləndirici diod dəyişən cərəyanı düzləndirmək (sabit cərəyanə çevirmək) üçündür. Bu tip diodların əsas parametrləri **maksimal düzünə cərəyan** ($I_{d,max}$), **düzünə cərəyanın verilmiş qiymətində dioddakı gərginlik düşgüsü** (U_d), **əksinə gərginliyin verilmiş qiymətində dioddan axan əksinə cərə-**

yanın qiyməti (I_a), maksimal əksinə gərginlik ($U_{a,max}$), düzləndirilən cərəyanın verilmiş səviyyədən aşağı düşmədiyi tezlik diapazonunun (Δf) qiymətidir.

Düzləndirdiyi elektrik cərəyanının gücünə görə düzləndirici diodlar üç qrupa ayrılır: **kiçik güclü** ($I_d < 0,3A$), **orta güclü** ($0,3 < I_d < 10A$) və **güclü** ($I_d > 10A$) **düzləndirici diodlar**.

Düzləndirici diodlar adətən əritmə və diffuziya üsulları ilə alınmış müstəvi $p-n$ keçidlər əsasında hazırlanır.

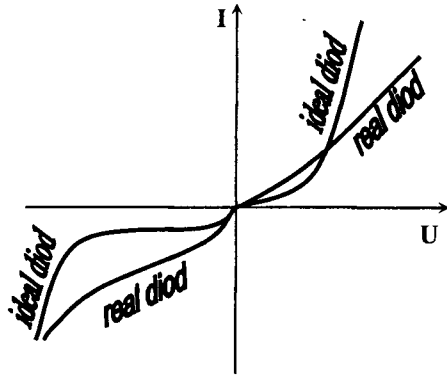
Qeyd etmək lazımdır ki, I_d -nin mümkün qədər böyük qiymətini təmin edə bilmək üçün düzləndirici diodlarda böyük en kəsiyə (S) malik $p-n$ keçidlərdən istifadə edildiyindən, onlarda çəpər ($C_{çp.}$) və diffuziya ($C_{dif.}$) tutumlarının qiyməti böyük olur. Buna görə də düzləndirici diodlar yalnız çox da yüksək olmayan tezliklərdə ($f \leq 20kHz$) geniş tətbiq oluna bilər. Daha yüksək tezliklərdə diodun $R_c = l/\omega C$ – tutum müqaviməti həddən artıq kiçik olduğundan və bu müqavimət, $p-n$ keçidlə (onun R_{p-n} keçid müqaviməti ilə) paralel qoşulduğundan (şəkil 3.1.6) cərəyanın böyük hissəsi $p-n$ keçidin R_c -tutum qolundan axır və düzləndirilmir. Nəticədə, diodun düzləndirməsi keyfiyyətsiz olur.

Düzləndirici dioda tətbiq edilən əksinə gərginliyin daha böyük qiymətlərini təmin edə bilmək üçün bu diodların baza hissəsi, bir qayda olaraq böyük xüsusi müqavimətə malik yarımkeçirici materialdan hazırlanır.

Müasir düzləndirici diodlar başlıca olaraq silisium (Si) və germaniumdan (Ge) hazırlanır. Selen (Se) düzləndirici diodları müəyyən hallarda əvəz olunmaz bir cihaz kimi tətbiq edilir. Mövcud halların hamısında, ayrılan Coul istiliyi hesabına yaranabilən fəsadların qarşısını almaqdan

ötrü düzləndirici diodların gövdələrinə və qoruyucu örtüklərinə böyük toxunma səthinə malik olan və üzərlərindən intensiv hava axını keçməsinə təmin edən xüsusi forma verilir.

Real düzləndirici diodların VAX-1, ideallaşdırılmış $p-n$ keçidindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənir (şəkil 4.1.1). Belə ki, düzləndirici diodlarda düzünə istiqamətdə tətbiq edilmiş xarici gərginliyin çox da böyük olmayan qiymətlərində cərəyanın

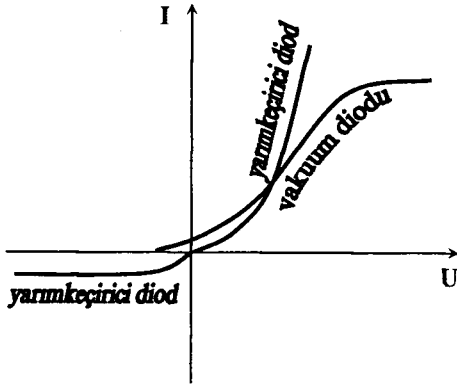


Şəkil 4.1.1. İdeal $p-n$ keçidin və real düzləndirici diodun volt-ampere xarakteristikası

gərginlikdən eksponensial asılılığı aradan qalxır və cərəyan $p-n$ keçidə deyil, onun hazırlandığı yarımkəçirici materiala xas olan xüsusiyyətlərlə təyin olunur. Əksinə istiqamətdə isə VAX-da kəskin doyma əvəzinə, əksinə cərəyanın tətbiq olunan xarici gərginlikdən zəif də olsa asılılığı müşahidə edilir. Buna səbəb, real $p-n$ keçidin bağlayıcı təbəqəsində generasiya və rekombinasiya proseslərinin tamamilə yox olmaması, eləcə də sistemdə baş verən səth hadisələrinin, istilik effektlərinin və başqa proseslərin də təsir göstərməsidir.

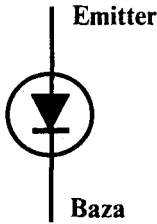
Bu deyilənlərə baxmayaraq, bütün hallarda real $p-n$ keçidin VAX-nın qeyri-simmetrikliyi saxlanıldığından onun əsasında hazırlanmış diodların düzləndirmə qabiliyyəti itmir və bu diodlar dəyişən cərəyan düzləndiriciləri, cərəyan ventilləri və açarları kimi kefiyyətlə fəaliyyət göstərir.

Yarımkəçirici düzləndirici diodun **vakuüm diodundan** da bir sıra fərqləri var. Belə ki, yarımkəçirici diodda vakuüm diodundan fərqli olaraq, əksinə cərəyan sifirə bəra-



Şəkil 4.1.2. Vakuum diodunun və yarımkeçirici diodun volt-amper xarakteristikası

də ayrı-ayrı parametrlərin temperaturdan və tətbiq edilən xarici gərginliyin tezliyindən asılılığıdır.



Şəkil 4.1.3. Düzləndirici diodun sxemlərdə qrafiki təsviri

bər deyil, düzünə cərəyanın gərginlikdən asılılığında doyma müşahidə olunmur, VAX isə cihazın temperaturunun dəyişməsinə yüksək dərəcədə həssasdır (şəkil 4.1.2).

Düzləndirici yarımkeçirici diodların əsas xarakteristikası VAX, əsas asılılıqları isə həm VAX-ın, həm

Sxemlərdə düzləndirici diodlar qrafiki olaraq şəkil 4.1.3-dəki kimi işarə olunur.

Düzləndirici diodların pasportunda göstərilən əsas parametrləri üçün adətən, $T = 300K$ (otaq) temperaturundakı qiymətlər götürülür.

Daha yüksək tezlikli dəyişən elektrik siqnalları diapazonunda yüksək tezlik və ya ifrat yüksək tezlik diodlarından istifadə olunur. Bu diodlar **çevirici (sürüşdürücü)** və **detektor diodları** olmaqla iki qrupa bölünür.

Çevirici (yaxud sürüşdürücü) diodlar **superheterodin qəbuledicilərində** yüksək tezlikli siqnalları aralıq tezlikli siqnallara çevirir və bununla da **çevirici lampalarla** eyni bir funksiyanı yerinə yetirir. Bu diodların konstruksiyasında

onların **dalğaötürən**, yaxud da **koaksial xətlərə** qoşulmalı olduğu nəzərə alınır. Tutum müqavimətinin ($R_c = \frac{1}{\omega C}$) qiymətini kiçiltmək üçün yüksək tezlik diodları nöqtəvi p-n keçid əsasında hazırlanır. Elektrodları (cərəyan kontaktları) arasındakı tutumunun kiçik (1 Pf-dan az) olması, həmin diodların təqribən bir neçə Qiqahers tezliklərə qədər uğurla tətbiq edilməsinə imkan verir.

Bu diodların əsas parametrləri **çevirmə itkisi** (L_{cev}), **küy temperaturu** (T_s), **yol verilən maksimal güc** (\tilde{P}_m), **giriş müqavimətidir** (Z_{gir}).

Çevirmə itkisi

$$L_{cev} = 10 \lg \frac{P_{y.t.}}{P_{a.t.}} \quad (4.1.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada $P_{y.t.}$ və $P_{a.t.}$ – uyğun olaraq dioda girən (daxil olan) yüksək tezlikli siqnalın və həmin siqnalın çevrildiyi alçaq tezlikli siqnalın gücüdür.

L_{cev} – kəmiyyətinin qiyməti diodun volt-ampere xarakteristikasının istifadə edilən (işçi rejiminə uyğun) hissəsinin xəttilik dərəcəsiindən və uyğun olaraq, dioddan axan cərəyanın qiymətindən asılı olaraq dəyişir. Müxtəlif diodlar üçün $L_{cev} \approx 5 \div 10 \text{ db}$ arasında qiymətlər alır.

Küy temperaturu adlanan parametr diodda yaranan küyün (P_k), otaq temperaturu şəraitində ekvivalent müqavimətdə ayrılan istilik küyləri gücünə ($kT \Delta f$) nisbəti kimi təyin olunur:

$$T_s = \frac{P_k}{kT \Delta f} \quad (4.1.2)$$

Yüksək tezlikli diodlarda işçi cərəyanın qiyməti elə seçilir ki, L_{cev} və T_s -in mümkün qədər kiçik qiymətləri təmin olunsun.

Maksimal yol verilən güc (\tilde{P}_m) – dioda daxil olan gücün yol verilən elə ən böyük qiymətidir ki, həmin qiymətdə diod hələ də tab gətirə bilsin, yəni sıradan çıxmasın. Adətən, Ge və Si-dan hazırlanmış çevirici diodlarda $\tilde{P}_m \leq 150 \text{ mVt}$ olur.

Diodun giriş müqaviməti (Z_{gir}) onun iştirak etdiyi dövrə ilə uzlaşması üçün əsas parametrdir.

Detektor diodları (yaxud detektəedici diodlar) radio-qəbuledici və müxtəlif ölçü qurğularında radiotezlikli siqnalların detektə olunması, daha doğrusu, bürüyücü siqnalın ayrılması üçündür. Bu diodların əsas parametrləri: **cərəyana** (β_i) və **gərginliyə** (β_u) **görə həssaslıq əmsallarıdır**. Həmin parametrlər uyğun olaraq:

$$\beta_i = \frac{\Delta i_d}{P} \quad (4.1.3)$$

və

$$\beta_u = \frac{\Delta U_{\text{cix}}}{P} \quad (4.1.4)$$

ifadələri ilə təyin olunur. Burada Δi_d – **düzləndirilən cərəyanın artımı**, ΔU_{cix} – **diodun çıxışındakı gərginliyin artımı**, P – isə **dioda tətbiq olunan siqnalın gücüdür**.

Detektor diodları, düzünə qolunda cərəyan gərginlikdən xətti asılı olan volt-ampere xarakteristikaya malikdir. Bu diodların deşilmə gərginliyi çox kiçik olur. Ona görə ki, həmin diodların baza hissəsinin müqavimətini azaltmaq üçün bu hissə yüksək dərəcədə aşqarlanır. Praktikada bir sıra hallarda böyük amplituda malik olan siqnalları da detektə etmək lazım gəlir və belə hallarda, adətən Şottki diodlarından (Şottki keçidləri əsasında yaradılmış diodlardan) istifadə edilir.

§ 4.1.2. İmpuls diodu

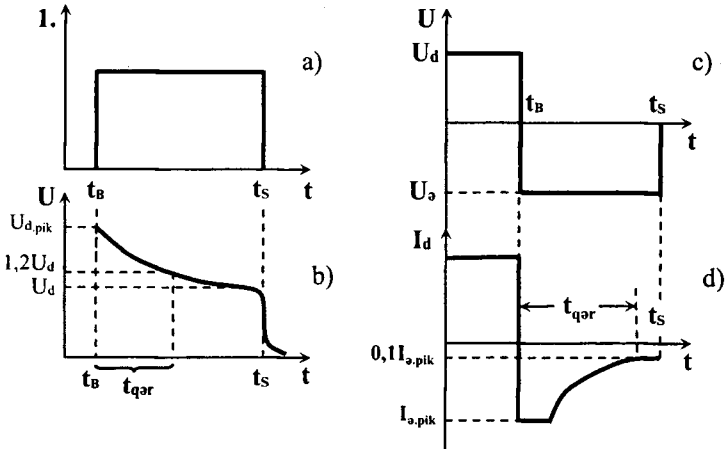
İmpuls diodu – impuls rejimli elektrik dövrlərində elektrik impulsunu formalaşdırmaq və çevirmək üçün, eləcə də açar vəzifəsində və **məntiq sxemlərində** işlədilmək üçündür.

Bu diodlarda kontakt keçidlərinin en kəsiyinin sahəsi, bir qayda olaraq kiçik götürülür. Keçidin sahəsinin belə kiçik olması, öz növbəsində diodun tutumlarını xeyli azaltmağa imkan verir. İmpuls diodlarının tutumu bir neçə pikofaraddan (pF) böyük olmur. Kontaktın tutumunun (C_k) belə kiçik olması impuls diodunda $\tau_r = RC_{p-n}$ – **relaksasiya müddətinin** qiymətini azaltmağa və uyğun **keçid prosesinin** cihazın işinə təsirini minimuma endirməyə imkan verir. İmpuls diodlarında keçidin en kəsiyinin sahəsinin belə kiçik olması nəticəsində, həmin diodlarda **yol verilən səpilmə gücünün** (P_s) qiyməti də kiçik olur ($P_s \leq 20\text{--}30$ mVt).

İmpuls diodunun xarakteristika və parametrlərinə, ona təsir edən xarici elektrik impulsunun qoşulduğu və kəsildiyi məqamda uyğun olaraq **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların** keçidin kənar sərhədlərində injeksiya hesabına baş verən **toplanması və sorulması prosesləri** nəticəsində dioddan axan cərəyanın və ondakı gərginlik düşküsünün öz qərarlaşmış qiymətlərini tədricən alması hadisələri əsaslı şəkildə təsir edir. **Keçid prosesləri** – adlanan bu hadisələri (toplanmanı və sorulmanı) xarakterizə edən kəmiyyətlər impuls diodlarının əsas parametrləri sayılır.

Bu parametrlərdən biri diodda **düzünə gərginliyin** qiymətinin **qərarlaşması** prosesini xarakterizə edən zaman **müddətidir** (t_{qar}). Həmin parametr düzünə gərginlik impulsunun (şəkil 4.1.4, a) təsir etməyə başladığı ($t = t_B$) anda al-

dığı $U_{d.pik}$ – pik qiymətindən, qərarlaşmış (U_d) qiymətinin 1,2 mislinə bərabər qiymətə ($U = 1,2U_d$) qədər düşməsi üçün lazım olan zaman müddətidir (şəkil 4.1.4, b). Həmin bu zaman müddəti $t_{qər}$. – **impuls diodunun düzünə gərginliyinin qərarlaşma müddəti** adlanır. $t_{qər}$ – injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların bazadakı diffuziyasının orta sürəti və bu diffuziya prosesi nəticəsində bazanın müqavimətinin azalması ilə təyin olunur. Çünki dioda tətbiq edilən xarici gərginlik əsasən keçiddə düşdüyündən ($U_x \approx U_{p-n}$), baza oblastında yükdaşıyıcılara, demək olar ki, xarici elektrik sahəsi təsir etmir.



Şəkil 4.1.4. İş rejimində impuls diodunda cərəyanın (a, d) və gərginliyin (b, c) zamandan asılılığı

İmpuls dioduna tətbiq edilmiş xarici gərginlik impulsunun düz istiqamətdən əks istiqamətə çevrilməsi zamanı da (şəkil 4.1.4, c) injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların diffuziya və rekombinasiya prosesləri hesabına bazadan sorulması heç də ani olaraq baş vermir. Belə ki, bu halda diodda ək-

sinə cərəyan həm tarazlıqda olan, həm də sərhəddə toplanmış tarazlıqda olmayan qeyri-əsas yükdaşıyıcılar hesabına yaranır. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların geriyə sorulması prosesi başa çatdıqdan sonra əksinə cərəyan öz qərarlaşmış qiymətini alır. Bu proses **diodun əksinə müqavimətinin bərpası müddəti** ($t_{bər}$) adlanan parametrlə xarakterizə olunur. $t_{bər}$ – gərginliyin düzünə istiqamətdən əksinə istiqamətə çevrildiyi t_B – anından, **əksinə cərəyanın** $I_{ə.pik}$ – **pik qiymətindən** $I_ə = 0,1I_{ə.pik}$ qiymətində azaldığı ana qədər keçən zaman müddəti ilə ölçülür (şəkil 4.1.4, d).

Əksinə müqavimətin bərpası prosesini sürətləndirmək üçün bir qayda olaraq, impuls diodlarının baza hissəsi qeyri-əsas yükdaşıyıcıların sürətli rekombinasiyasını təmin edən aşqar atomları ilə aşqarlanır. Məsələn, germaniumdan hazırlanmış impuls diodlarında bazanın qızıl (Au) atomları ilə aşqarlanması əksinə müqavimətin bərpa müddətini $\sim 10^{-9}$ saniyəyə qədər azaltmağa imkan verir.

İmpuls diodlarının əsas parametrləri olaraq, bəzən **düzünə maksimal impuls gərginliyi** ($U_{d.max}$) və **düzünə maksimal impuls cərəyanı** ($I_{d.max}$), eləcə də onların nisbətinə bərabər olub, **impuls müqaviməti** adlanan ($R_i = U_{d.max} / I_{d.max}$) kəmiyyətdən də istifadə olunur.

Əksinə müqavimətin bərpası müddətinə görə, adətən, impuls diodlarını üç qrupa bölürlər: $t_{bər} > 0,1ms$ olan – **millisaniyəlik (asta)**, $0,1ms > t_{bər} > 0,1mks$ olan – **mikrosaniyəlik (sürətli)** və $t_{bər} < 0,1mks$ olan – **nanosaniyəlik (ifrat sürətli) impuls diodları**.

§ 4.1.3. Stabiltron

Elektrik dövrələrində, eləcə də müxtəlif elektron cihaz, qurğu və sistemlərində əksər hallarda müəyyən stabil qiymətə malik gərginliklər tələb olunur. Hər hansı işçi element, cihaz və ya qurğuya tətbiq edilən xarici gərginliyin qiymətinin uzun müddətli fasiləsiz iş rejimində müəyyən nominal qiymətdən heç olmasa bir neçə faizdən artıq dəyişməməsi – yüksək dərəcədə stabil qalması tələb olunan belə hallarda, əvvəllər **stabilovolt** və **stabilizator** adlanan və bir qayda olaraq qaz boşalması hadisəsi əsasında işləyən cihazlardan istifadə edilirdi. İndi də bir çox hallarda bu cür stabilizatorlu cihazlardan istifadə edilir. Ölçülərinin və çəkisinin mikroelektronika və miniatürləşdirilmiş elektron sxemləri baxımından çox böyük olması, yüksək voltlu əlavə qidalandırıcı gərginlik tələb etməsi və digər başqa qüsurları həmin cihazların (stabilovoltların və stabilizatorların) müasir elektron texnikasında, xüsusilə də mikroelektronika sxemlərində, tətbiq edilməsinə imkan vermir. Buna görə də elektronika, ən başlıcası isə bərk cisim elektronikasi inkişaf etdikcə, yeni – daha miniatür, kiçik çəkiyə və həndəsi ölçüyə malik, əlavə qidalanma gərginliyi tələb etməyən, kiçik ətalətli, mikroelektronika sxemlərində və cihazlarında tətbiq oluna bilən, eləcə də böyük mütləq qiymətə malik olan gərginliklərlə yanaşı, həm də çox kiçik (mkV, mV, bir neçə volt tərtibində) gərginlikləri də stabilizasiyaya yarayan gərginlik stabilizatorlarının hazırlanması zərurəti yaranmışdır. Bu məsələ **yarımkeçirici stabiltronların (stabiltronların)** kəşf olunması ilə öz praktiki həllini tapmışdır.

Stabiltron (yarımkeçirici stabiltron) – hər hansı bir dövrəni və ya işçi elementi qidalandırmaq üçün tətbiq edilən gərginliyin stabilizasiyası, yaxud da onun səviyyəsinin

fiksə edilməsi üçün istifadə oluna bilən və $p-n$ keçidin tunel, yaxud sel deşilmələri rejimində işləyən əksinə istiqamətdə qoşulmuş yarımkeçirici dioddur.

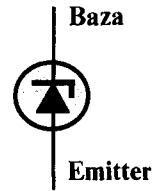
İstifadə edilən yarımkeçiricinin materialından, aşqarlanma səviyyəsindən və başqa amillərdən asılı olaraq, deşilmə gərginliyinin qiyməti müxtəlif olan $p-n$ keçidlər hazırlamaq mümkün olduğundan, gərginliyin bir neçə voltdan bir neçə yüz volta qədər qiymətləri diapazonunda tətbiq edilə bilən yarımkeçirici gərginlik stabilləşdiriciləri, (stabilitronlar) düzəltmək mümkündür. Praktikada bu imkanlardan geniş istifadə olunur.

Stabilitronlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.1.5-dəki kimi işarə olunur.

Müasir stabilitronlar əsasən germanium və silisiumdan, əksər hallarda isə p - tip silisiumdan hazırlanır. Belə seçim, silisium diodlarının bir sıra xüsusiyyətləri ilə, ən başlıcası isə: əksinə cərəyanın qiymətinin kiçik olması, əksinə gərginliyin qiymətinin azacıq dəyişməsi ilə cihazın kəskin şəkildə sel və ya tunel deşilməsi rejiminə keçə bilməsi və nəhayət, silisium $p-n$ keçidinin yol verilən işçi temperaturunun yüksək qiyməti ilə bağlıdır.

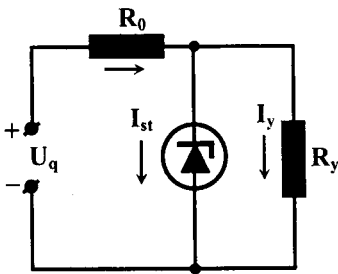
Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, ion stabilovoltları kimi yarımkeçirici stabilitronların da istifadə olunması prinsipi, müəyyən şəraitdə ($p-n$ keçidin deşilmə rejimində) cihazdan axan cərəyanın ən kəskin (güclü) dəyişməsi zamanı cihazın elektrodları arasındakı gərginliyin çox cüzi dəyişməsinə əsaslanır.

Stabilitronların elektrik sxemlərinə qoşulması şəkil 4.1.6-dəki kimidir. Bu halda U_q – qidalandırıcı gərginliyin artması ilə, ümumi dövredəki və R_0 – rezistorundakı cərə-



Şəkil 4.1.5. Stabilitronun sxemlərdə qrafiki təsviri

yan, eləcə də R_y – yük rezistorundakı $U_y = I_y \cdot R_y$ gərginlik düşküsü artmalıdır. Lakin ümumi dövredəki I – cərəyanının artımı stabiltron tərəfindən udulur. Daha doğrusu, $p-n$ keçidin deşilməsi hesabına stabiltronun müqaviməti kəskin azalır, ondan axan I_{st} cərəyanı isə buna müvafiq olaraq kəskin artır. Nəticədə, stabiltronun sıxacları arasındakı $U_{st} = I_{st} \cdot R_{st}$ və uyğun olaraq R_y – yük müqavimətindəki gərginlik düşküsü isə dəyişməz (stabil) qalır.



Şəkil 4.1.6. Stabiltronun köməyi ilə işlədicədə (R_y -də) gərginliyin stabilləşdirilməsinin elektrik sxemi

Yarımkəçirici stabiltronların əsas parametrləri **stabilləşdirilən gərginliyin qiyməti** (U_{st}), **yol verilən maksimal** ($I_{st,max}$) və **minimal** ($I_{st,min}$) **cərəyanlar**, stabiltronun r_{dif} – **differentensial** və R_{stat} – **statik müqavimətləri**, α_T – **stabilləşdirilən gərginliyin temperatur əmsalı** və Q_k – **keyfiyyət əmsalıdır**.

U_{st} – stabilləşdirilən gərginlik stabiltrondan müəyyən stabilləşdirici cərəyan axarkən, onun sıxaclarındakı gərginliyin qiymətidir. Bu parametrin (U_{st}) qiymətinə görə yarımkəçirici stabiltronlar **alçaqvoltlu** və **yüksəkvoltlu stabiltronlar** qruplarına bölünür. Sənayedə 400 V-a qədər gərginlikləri stabilləşdirə bilən yarımkəçirici stabiltronlar istehsal olunur.

Stabiltronun $I_{st,max}$ və $I_{st,min}$ – cərəyanları dedikdə, stabiltronun uzunmüddətli və etibarlı iş rejiminin təmin olunduğu cərəyan oblastının aşağı və yuxarı həddləri nəzərdə tutulur.

Stabilitronun diferensial müqaviməti:

$$r_{dif} = \frac{\Delta U_{st}}{\Delta I_{st}}, \quad (4.1.5)$$

statik müqaviməti isə:

$$R_{stat.} = \frac{U_{st}}{I_{st}} \quad (4.1.6)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadələrdəki U_{st} , I_{st} – verilmiş işçi nöqtədəki uyğun gərginlik və cərəyan, ΔU_{st} və ΔI_{st} – isə həmin kəmiyyətlərin kiçik dəyişmələridir.

Stabilitronun Q_k – keyfiyyət əmsalı

$$Q_k = \frac{r_{dif}}{R_{stat.}} = \frac{\Delta U/U_{st}}{\Delta I/I_{st}} \quad (4.1.7)$$

şəklində təyin olunur və iş rejimində cihazdan axan cərəyanın vahid dəyişməsinə uyğun olaraq, onun sıxaclarındakı (stabiləşdirilmiş) gərginliyin nisbi dəyişməsinin qiymətini göstərir. Göründüyü kimi Q_k -nin qiyməti kiçik olan stabiltron daha yüksək keyfiyyətli stabiltron sayılır.

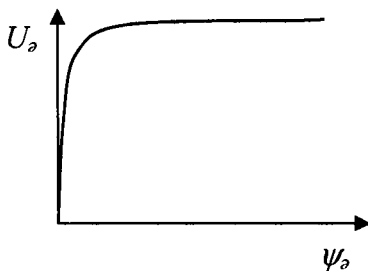
Stabilitronların stabiləşdirdiyi gərginliyin qiyməti temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq **stabiləşdirilən gərginliyin temperatur əmsalı** adlanan və

$$\alpha_{st} = \frac{l}{U_{st}} \cdot \frac{\Delta U_{st}}{\Delta T} \Big|_{I_{st}=\text{const}} \quad (4.1.8)$$

ifadəsi ilə təyin olunan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. (4.1.8) ifadəsindəki ΔU_{st} – temperaturun ΔT – qədər dəyişməsi zamanı, U_{st} – gərginliyinin nominal qiymətdən kənara çıxmasının ölçüsünü göstərir.

Praktiki baxımından vacib sayılan məsələlərdən biri, U_{st} -nin temperaturdan asılılığının aradan qaldırılmasıdır.

Bu məqsədlə, əksər hallarda öz aralarında müəyyən sxem üzrə qoşulmuş və hər biri $p-n$ keçidin müxtəlif (sel və ya tunel) deşilmə mexanizmləri əsasında işləyən stabilitronlar batareyasından istifadə edilir. Sel və tunel deşilmələrinin baş verdiyi gərginliyin qiyməti temperaturdan əks qanunauyğunluqla (biri artan, digəri isə azalan) asılı olduğundan, belə stabilitronlar sistemində yekun U_{st} gərginliyi temperaturdan, demək olar ki, asılı olmur.



Şəkil 4.1.7. Stabilitronun volt-ampere xarakteristikası

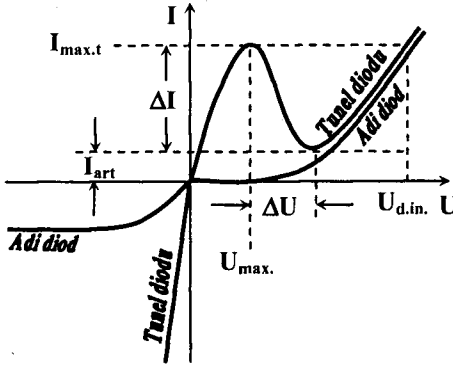
Stabilitronun əsas xarakteristikası VAX-dır (şəkil 4.1.7). Baxılan halda VAX olaraq deşilmə rejimində cihaza tətbiq olunmuş əksinə gərginliyin ondan axan əksinə cərəyandan asılılığı götürülür.

§ 4.1.4. Tunel diodu və çevrilmiş diod

Tunel diodu cırılma səviyyəsində aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən təşkil olunmuş $p-n$ keçidlərdən hazırlanır və özünün bir sıra əlahiddə xüsusiyyətləri ilə adi (cırılmamış yarımkeçiricilər əsəsindəki) $p-n$ keçidlərdən hazırlanmış diodlardan köklü şəkildə fərqlənir. Tunel diodunun əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

1. Bu dioda əksinə gərginlik tətbiq edildikdə adi $p-n$ keçidlər əsəsindəki diodlardan fərqli olaraq, nəinki bağlanma hadisəsi müşahidə olunmur, həm də dioddan əksinə gərginliyin çox kiçik, yəni voltun onda biri qədər qiymətlərində kifayət qədər böyük cərəyan axır. Əksinə cərəyanın

bu qiyməti, adi diodlarda eyni gərginliklərdə düzünə istiqamətdə axan cərəyandan böyük olur (şəkil 4.1.8).



Şəkil 4.1.8. Adi (düzəndirici) və tunel diodunun volt-amper xarakteristikası

2. Tunel diodunun VAX-nın düzünə hissəsində xarakterik düşən, daha doğrusu, **mənfi diferensial müqavimətli** $\left(R^- = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0 \right)$ oblast müşahidə olunur (şəkil 4.1.8).

3. Cihazın VAX-nın düzünə istiqamətində onun, demək olar ki, bütün xarakterik xüsusiyyətləri, tətbiq edilən gərginliyin çox da böyük olmayan $U_d \leq 0,5 \div 0,6V$ qiymətlərində baş verir (şəkil 4.1.8). Buna görə də tunel diodları çox kiçik qidalandırıcı gərginliklərdə işləyə bilən cihazlardır.

4. Tunel diodlarında cərəyanın mexanizminin tədqiqi göstərir ki, adi $p-n$ keçidlərdən fərqli olaraq, bu cihazlarda hər iki istiqamətdə cərəyan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların deyil, əsas yükdaşıyıcıların hesabına yaranır.

5. Tunel diodlarında cərəyan əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyfi kimi yavaş (asta xarakterli) proseslərlə yox,

$$\theta = \rho \varepsilon \varepsilon_0 \quad (4.1.9)$$

Maksvell relaksasiya müddəti ilə təyin olunan daha sürətli proseslər hesabına baş verir (burada, ρ – materialın xüsusi müqaviməti, ε – dielektrik nüfuzluluğu, ε_0 – elektrik sabitidir). Bu zaman müddəti çox kiçik (məsələn, cırılmış germaniumda $\theta \approx 10^{-13} s$) olduğundan, cihazın tezlik xarakteristikası praktiki olaraq məhdudlanmır.

6. **Cırılmış yarımkeçiricilərdə** aşqar keçiriciliyin məxsusi keçiriciliyin fonunda itdiyi temperatur mümkün ən yüksək temperatur olduğundan, tunel diodlarının işçi temperatur diapazonunun yuxarı sərhədi çox böyükdür. Daha doğrusu, tunel diodları yüksək temperaturlarda işləyə – bilən cihazlardır.

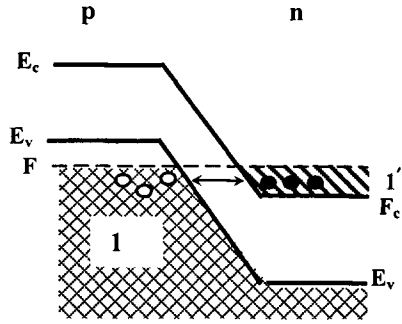
7. Tunel diodlarının hazırlandığı cırılmış yarımkeçiricilər metal keçiriciliyinə malik olub öz keçiriciliyini çox aşağı temperaturlara ($\sim 2 K$) qədər saxladığından bu diodlar son dərəcə aşağı temperaturlarda da işləyə bilər.

Sadalanən bu xüsusiyyətlər, tunel diodlarının iki mühüm sahədə, yəni **yüksəksürətli çevirici sxemlərdə**, eləcə də **ifrat yüksək tezlikli rəqslərin gücləndirilməsində** və **generasiyasında** geniş tətbiqinə imkan yaradır.

Tunel diodlarının iş prinsipi cərəyan yaradan yükdaşıyıcıların $p-n$ keçidin potensial çəpərini **tunel effekti** yolu ilə keçməsinə əsaslanır. Adı $p-n$ keçidlərdə keçidin eni böyük olduğundan bu effektin reallaşması mümkün olmur. Cırılmış yarımkeçiricilərdə isə keçidin hündürlüyünün $e\varphi_{K0} \approx \varepsilon_g$ (burada ε_g – yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağının enidir), N_D və N_A -nın isə çox yüksək qiymətə malik olması nəticəsində $p-n$ keçidin həcmi yükləri çox dar bir oblastda toplanır. Buna görə də, hətta xarici gərginlik $U_x = 0$ olduq-

da da bu keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi çox yüksək qiymət ala bilər.

Tunel diodunun iş prinsipini keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar (şəkil 4.1.9). Cırlaşmış yarımkəçiricilərdə Fermi səviyyəsi n – hissədə keçirici, p – hissədə isə valent zonanın daxilində yerləşir. Belə yarımkəçiricidən



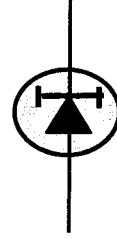
Şəkil 4.1.9. Xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda ($U_x = 0$) tunel diodunun enerji diaqramı

təşkil olunmuş $p-n$ keçidin enerji diaqramında $U_x = 0$ halında p -hissənin valent zonasının və n -hissənin keçirici zonasının elektronlarla dolu olan (1) və (1') zolaqları enerji baxımından eyni səviyyədə yerləşdiklərindən onların birindən digərinə elektronların tunel keçidi baş verə bilsə də, həmin keçidlərin hər biri ciddi şəkildə qarşılıqlı kompensə olunur. Nəticədə, bağlayıcı təbəqədən əks istiqamətlərdə axan cərəyanlar bir-birini tam kompensə edir və $p-n$ keçiddəki yekun cərəyan sıfır bərabər olur ($I_T = 0$). Bu hal, diodun VAX-da koordinat başlanğıcına uyğun gəlir. Əgər belə $p-n$ keçidə (yaxud tunel dioduna) düzünə istiqamətdə ($U_x > 0$) xarici gərginlik tətbiq edilsə, p - və n - hissələr enerji oxu boyunca əks istiqamətlərdə (n -hissə yuxarıya, p - hissə isə aşağıya) sürüşər. Nəticədə, keçidin potensial çəpərinin $e\phi_K$ – hündürlüyü tarazlıq halındakına ($e\phi_{K0}$) nisbətən kiçilər. Lakin bu halda n – hissənin keçirici zonasının dibindəki elektronlarla dolu olan zolaq (1'), p - hissənin

valent zonasının yuxarı hissəsindəki boş zolaqla (1) bir-birini qismən bürüyər. Nəticədə, (1') zolağındakı elektronların (1) zolağına kompensə olunmayan tunel etməsi baş verər və keçiddən axan düzünə cərəyan sıfırdan fərqlənər ($I_d \neq 0$). Düzünə gərginlik artırıldıqda əvvəlcə bu bürümənin dərəcəsi və uyğun olaraq, keçiddən düzünə istiqamətdə axan **tunel cərəyanının** qiyməti artır. Nəhayət, p – hissənin valent zonasının yuxarı hissəsindəki boş və n – hissənin keçirici zonasının dibindəki dolu zolaq bir-birini tam bürüdükdə, keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı öz maksimal qiymətinə çatar. Düzünə gərginliyin sonrakı artırılmasında isə həmin zolaqlar tədricən bir-birindən uzaqlaşar. Nəticədə, bundan sonra dioda tətbiq olunan düzünə gərginliyin artırılması ilə düzünə tunel cərəyanının qiyməti kiçilər və n – hissənin keçirici zonasının dibinin p – hissənin valent zonasının tavanına uyğun gəlidiyi gərginlikdə ($U=U_{min}$ olduqda), p - n keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı tamamilə kəsilər. Düzünə gərginliyin U_{min} -dan böyük qiymətlərində, adi p - n keçidlərdə olduğu kimi, cırlaşmış p - n keçiddən də yalnız düzünə diffuziya cərəyanı axar. Ona görə də bu hissədə ($U>U_{min}$ gərginliklərində) tunel diodunun və düzləndirici diodun VAX-ı üst-üstə düşər.

Tunel diodu əksinə istiqamətdə ($U_x < 0$) qoşulduqda isə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü tarazlıq halındakına ($U=0$) nisbətən artır. Əksinə istiqamətdə təsir edən (U_s) gərginliyin böyüməsi ilə p - n keçiddən tunel effektinin ehtimalı həm çəpərin eninin azalması, həm də p – hissənin valent zonasının aşağısındakı dolu və n – hissənin keçirici zonasının yuxarısındakı boş hissəsinin bir-birini bürüməsi dərəcəsinin artması hesabına böyüyər. Nəticədə, əksinə gər-

ginlik (U_p) artırıldıqca, keçiddən axan əksinə cərəyan kəskin şəkildə böyüyər. Buna görə də belə $p-n$ keçid əsasında işləyən tunnel diodu **bağlama xüsusiyyətinə** malik olmaz. Bununla bərabər, tunnel diodunun əksinə istiqamətdəki müqaviməti də düzünə istiqamətdəki müqavimətindən kiçikdir, yəni tunnel diodunun VAX-1 qeyri-simmetrikdir.

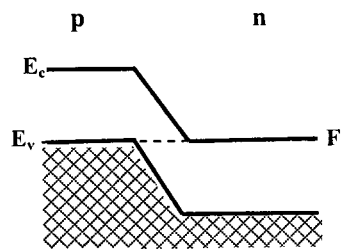


Şəkil 4.1.10. Tunnel diodunun sxemlərdə qrafiki təsviri

Qeyd etmək lazımdır ki, təsvir olunan modelə əsasən düzünə istiqamətdə $p-n$ keçiddən axan tunnel cərəyanı maksimumdan keçdikdən sonra gərginliyin $U=U_{min}$ qiymətində sıfıra qədər düşməlidir. Təcrübədə isə belə olmur və $U=U_{min}$ gərginliyində $I_{art} \neq 0$ **artıq tunnel cərəyanı** müşahidə edilir. Bu cərəyanın yaranma səbəbi tunnel diodunun təşkil olunduğu yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında müəyyən bir zolaq şəklində yayılmış lokal enerji səviyyələrinin mövcudluğu ilə izah olunur.

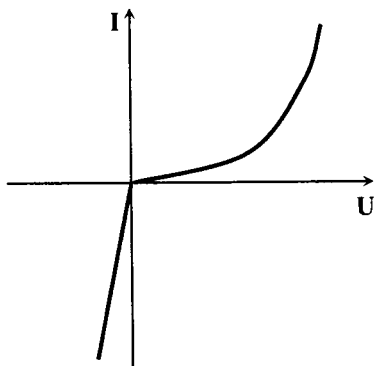
Tunnel diodunun əsas parametrləri (şəkil 4.1.8): **düzünə istiqamətdə** $I_{max.t.}$ – **tunnel cərəyanının maksimal** və I_{art} – **artıq tunnel cərəyanının** qiymətləri, diffuziya cərəyanının $I_d = I_{max.t.}$ qiymət aldığı U_d – gərginliyi, $I = I_{max.t.}$ -ə uyğun gərginlikdir ($U_{max.t.}$). Düzünə VAX-ın düşən hissəsində $\frac{\Delta I}{\Delta U} < 0$ olduğundan, tunnel diodu **mənfi diferensial müqavimətli (MDM)** cihazdır. Buna görə də dəyişən elektrik siqnallarını generasiya etmək və gücləndirmək üçün ondan istifadə edilə bilər.

Tunnel diodları sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.1.10-da göstəriləni kimi təsvir olunur.



Şəkil 4.1.11. Çevrilmiş diodun enerji diaqramı tarazlıq ($U_x = 0$) halında

naların sərhədləri (p - hissənin valent zonasının tavanı və n - hissənin keçirici zonasının dibi) eyni enerji qiymətinə uyğun gəlsin (şəkil 4.1.11). Belə diod düzünə gərginliyin təsiri altında adi diodla eyni xarakteristikaya malik olur və bu xarakteristika yalnız injeksiya (diffuziya cərəyanı) ilə müəyyənə bilər. Dioda əksinə gərginlik təsir etdikdə ondan axan cərəyan və diodun VAX-ı tamamilə yalnız tunnel effekti ilə təyin olunur. Belə diodun VAX-ı ümumi halda şəkil 4.1.12-də göstəriləndiyi kimidir. Şəkildən göründüyü kimi bu xarakteristika kəskin qeyri-simmetrikdir və onun mənsub olduğu



Şəkil 4.1.12. Çevrilmiş diodun volt-ampere xarakteristikası

Tunnel diodunun maraqlı və xüsusi bir halı – **çevrilmiş diod**dur. Çevrilmiş diod da yüksək səviyyədə aşqarlanmış yarımkeçiricidən hazırlanır. Bu halda keçidin p - və n - hissələri o həddə qədər aşqarlanır ki, onların uyğun icazəli zonaları tarazlıq ($U_x = 0$) halında birbirini bürüməsin, yalnız bu zo-

na düzləndirici element kimi istifadə edilə bilər. Digər diodlarla müqayisədə belə diod əks istiqamətdə daha böyük cərəyan buraxır. Görünür məhz bu səbəbdən də o, **çevrilmiş diod** adlandırılır.

Çevrilmiş diod ifrat yüksək tezliklər diapazonunda geniş tətbiq tapıb. Bu diodun daha bir xüsusiyyəti onun hər iki istiqamətdə çox

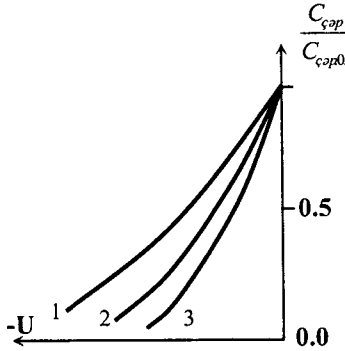
kiçik gərginliklərdə işləməsidir. Bu xüsusiyyət, çevrilmiş diodlardan miniatürləşdirilmiş elektron sxem və qurğularında istifadə etməyə imkan verir.

§ 4.1.5 Varikap

p - n keçidin tutumunun keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılılığı onun əsasında xarici gərginliklə idarə olunan tutum elementləri düzəltməyə imkan verir. Bu prinsip əsasında işləyən yarımkeçirici cihaz **varikap** adlanır. **Varikap** dedikdə, tutumunun qiymətinin tətbiq edilən xarici əksinə gərginlikdən ($U_x < 0$) asılılığına əsaslanan yarımkeçirici diod nəzərdə tutulur. Varikap, bir qayda olaraq elektrik sahəsi ilə idarə olunan tutum elementləri vəzifəsində işlədilir. Varikapın müxtəlif elektron sxemlərində tezlik vurucları kimi tətbiq olunan **varaktor**, eləcə də ifrat yüksək tezlikli siqnalların parametrik gücləndirilmə sxemlərində işlədilən **parametrik yarımkeçirici diod** kimi növləri də var.

Dəyişən tutumlu kondensatordan fərqli olaraq, varikap – tutumu mexaniki yolla deyil, elektrik sahəsi ilə dəyişdirilən tutum elementidir.

Varikapın əsas xarakteristikası onun C_V – ümumi tutumunun gərginlikdən asılılığını ifadə edən **volt-farad xarakteristikasıdır (VFX)**. Bu halda varikapın C_V – tutumu, təkcə cihazın p - n keçidinin deyil, ümumiyyətlə onun çıxış kontaktlarının (elektrodlarının) arasındakı yekun tutumudur və $C_V = C_{p-n} + C_{örtük}$ olmaqla, iki toplanandan ibarətdir. Burada C_{p-n} cihazın p - n keçidinin, $C_{örtük}$ – isə metal cərəyan kontaktlarının (elektrodların) öz aralarında əmələ gətirdiyi kondensatorun tutumudur.



Şəkil 4.1.13. Tədrici (1), kəskin (2) və aşqar atomlarının paylanması mürəkkəb xarakterli olan (3) $p-n$ keçidlər əsasında düzəldilmiş varikapların volt-farad xarakteristikası

Praktikada istifadə edilən varikaplarda, adətən, $C_{p-n} \gg C_{örtük}$ olduğundan, bu cihazların VFX-sı (şəkil 4.1.13), $p-n$ keçidin şəkil 3.1.7-də təsvir olunan VFX ilə eynidir. Varikapın VFX-sı onun işçi elementi olan $p-n$ keçidin tipindən çox asılıdır və aşqar atomları konsentrasiyasının mürəkkəb qanunauyğunluqlarla dəyişdiyini $p-n$ keçidli varikaplar üçün daha kəskin xarakterlidir. Varikapın əsas para-

metrləri: K_C – tutuma görə bürünmə əmsalı, K_q – qeyri-xəttilik əmsalı, Q_V – keyfiyyət əmsalı, $\Delta\omega$ – işçi tezlik diapazonu, α_{CV} – tutumun temperatur əmsalı, α_{QV} – keyfiyyət əmsalının temperatur əmsalındır.

Adətən, varikapın tutuma görə bürünmə əmsalından $C_V = f(U_a)$ asılılığını qiymətləndirmək üçün istifadə olunur. Tutuma görə bürünmə əmsalı:

$$K_C = \frac{C_{V_1}}{C_{V_2}}. \quad (4.1.10)$$

Burada C_{V_1} - və C_{V_2} - varikapın uyğun olaraq verilmiş iki müxtəlif U_{a1} - və U_{a2} - əksinə gərginliklərdəki ümumi tutumlarıdır.

Varikapın VFX- nın qeyri-xəttiliyi bəzən

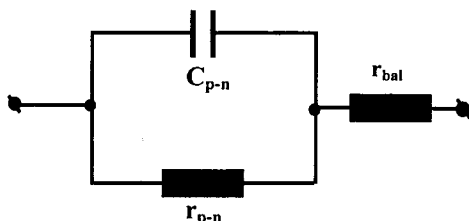
$$K_q = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta U_a} \quad (4.1.11)$$

ifadəsi ilə təyin olunan K_q – qeyri-xəttilik əmsalına görə qiymətləndirilir. Burada, ΔC_V – cihaza tətbiq olunmuş U_a – əksinə gərginliyin ΔU_a – qədər dəyişməsinə uyğun gələn tutum dəyişməsidir.

Q_V – keyfiyyət əmsalı varikapın keyfiyyətini təyin edir.

Q_V – keyfiyyət əmsalı varikapın verilmiş tezlikdəki **reaktiv müqavimətinin**, tutumun verilmiş qiymətində ümumi **itki (səpilmə) müqavimətinə** olan nisbətini göstərir.

Varikap şəkil 4.1.14-dəki sadə ekvivalent sxemlə təsvir olunur. Bu sxemdə r_{p-n} – cihazın $p-n$ keçidinin, r_{bal} – isə ballast hissəsinin müqavimətidir. Ek-



Şəkil 4.1.14. Varikapın ekvivalent sxemi

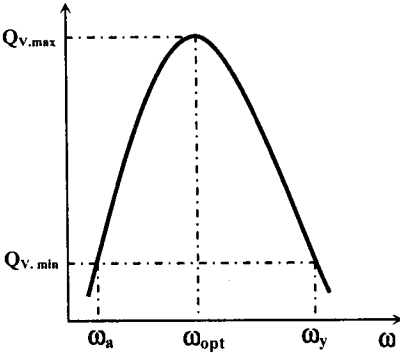
vivalent sxemə uyğun olaraq, varikapın keyfiyyət əmsalı:

$$Q_V = \frac{\omega \cdot C_{p-n}}{\frac{1}{r_{p-n}} + r_{bal} \left(\frac{1}{r_{p-n}^2} + \omega^2 C_{p-n}^2 \right)}. \quad (4.1.12)$$

Sonuncu ifadədən görünür ki, Q_V – varikapa tətbiq olunan dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılıdır. $Q_V(\omega)$ asılılığı şəkil 4.1.15-dəki kimidir. Keyfiyyət əmsalının ifadəsini ω – ya görə diferensiallayıb, törəməni sıfıra bərabər götürməklə, Q_V -nin maksimumunu təmin edən tezliyin ω_{opt} –

optimal qiymətini, həmin qiyməti nəzərə almaqla isə, Q_V -nin maksimal qiymətinin

$$Q_{V_{\max}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\frac{r_{bal}}{r_{p-n}} \left(1 + \frac{r_{bal}}{r_{p-n}}\right)}} \quad (4.1.13)$$



Şəkil 4.1.15. Varikapın keyfiyyət əmsalının tezlikdən asılılığı

ifadəsini yazmaq olar. Real varikaplarda Q_V -nin qiyməti bir neçə min vahiddə çatır.

Nisbətən aşağı tezliklər oblastında r_{bal} – balast müqavimətinin, yüksək tezliklərdə isə r_{p-n} – keçid müqavimətinin təsirini nəzərə almamaq olar.

Nəticədə, aşağı və yüksək tezliklər oblastında

varikapın keyfiyyət əmsalı uyğun olaraq:

$$Q_{V_{a.t.}} \approx \omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{p-n} \quad \text{və} \quad Q_{V_{y.t.}} \approx \frac{1}{\omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{bal}} \quad (4.1.14)$$

Birinci ifadədən görüldüyü kimi, aşağı tezlikli varikaplarda C_{p-n} və r_{p-n} -in qiymətləri böyük olmalıdır. Bu tələb gen qadağan olunmuş zonaya malik yarımkeçiricidən istifadə etməklə təmin edilir. Bu cihazlar üçün $U_x = 0$ olduqda, C_{p-n} -in qiyməti mikroyaradın (mkF) onda bir hissələrinə qədər çata bilər.

İkinci ifadədən isə yüksək tezlikli varikaplarda C_{p-n} və r_{bal} -in qiymətlərinin kiçik olması tələbi görünür. Əlbəttə, r_{bal} – müqavimətini kiçiltməyin ən asan yolu, baza hissəsində aşqar atomlarının konsentrasiyasının artırılmasıdır. Lakin baza hissəsində aşqar atomlarının konsentrasiyası artırıldıqda $p-n$ keçidin deşilmə gərginliyinin qiyməti kiçilir. Bu isə varikap üçün arzuolunmazdır. Çünki varikapın iş prinsipi əksinə istiqamətdə qoşulmuş $p-n$ keçidin çəpər tutumunun tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılılığına əsaslanır. Daha böyük praktiki imkanlara malik varikap düzəltmək üçün onun əsas işçi elementi olan $p-n$ keçidin deşilmə gərginliyinin qiyməti böyük olmalıdır. Buna görə də adətən, r_{bal} -i kiçiltmək üçün baza hissəsini, sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük olan yarımkeçirici materialdan hazırlayırlar. Nəticədə ($\rho = 1/en\mu$ olduğuna görə), aşqar atomlarının aşağı konsentrasiyalarında da r_{bal} -in kiçik qiymətini təmin etmək mümkün olur.

Varikapın $\Delta\omega$ – işçi tezlik diapazonu, $Q_V = f(\omega)$ asılılığının qrafikində $Q_{V,\min}$ – keyfiyyət əmsalının yol veriləbilən minimum qiymət aldığı ω_a - və ω_y - tezliklərinə görə qiymətləndirilir (şəkil 4.1.15). Adətən, keyfiyyət əmsalının minimum qiyməti üçün $Q_{V,\min} = 1$ götürülür.

Qeyd etmək lazımdır ki, parametrik sistemlərdə $Q_{V,\min} = 1$ qiymətlərində varikaplardan istifadə etmək məqsədəuyğun deyil. Bu hallarda, bir qayda olaraq $Q_V > 1$ qiymətlərindən istifadə edilir.

Keyfiyyət əmsalının $Q_{V,\min} = 1$ qiymətinə uyğun ω_y tezliyi çox vaxt **kritik (böhran) tezlik** adlanır:

$$\omega_{kr} = \frac{1}{r_{bal} \cdot C_{p-n}}. \quad (4.1.15)$$

P-n keçidin tutumu temperaturdan asılı olaraq çox zəif dəyişsə də, varikapın parametrləri temperaturdan əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Belə ki, temperaturun yüksəlməsi ilə r_{p-n} – müqaviməti kəskin azalır. Bu isə aşağı tezliklərdə Q_V -nin nəzərə çarpacaq dərəcədə azalmasına səbəb olur. Varikaplar yalnız çox yüksək olmayan temperaturlarda qanədici fəaliyyət göstərir.

Varikapın parametrlərinin temperaturdan asılılığı, cihazın tutumunun

$$\alpha_{CV} = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta T} \quad (4.1.16)$$

və keyfiyyət əmsalının

$$\alpha_{QV} = \frac{\Delta Q_V}{Q_V \cdot \Delta T} \quad (4.1.17)$$



Şəkil 4.1.16. Varikapın sxemlərdə qrafiki təsviri

temperatur əmsaları ilə xarakterizə olunur.

(4.1.16) və (4.1.17) ifadələrindəki ΔT – kəmiyyəti cihazın temperaturunun uyğun dəyişmə intervalıdır.

Varikaplar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.1.16-dakı kimi təsvir edilir.

FƏSİL 4.2

TRANZİSTORLAR

Maraqlı iş prinsipinə və geniş tətbiq imkanlarına malik yarımkeçirici cihazlardan bir qrupu da **tranzistorlardır**.

Tranzistor bir və ya bir neçə elektrik keçidinə (xüsusi halda $p-n$ keçidə), üç və ya daha çox cərəyan çıxışına malik olub, elektrik siqnallarını gücləndirən yarımkeçirici cihazdır.

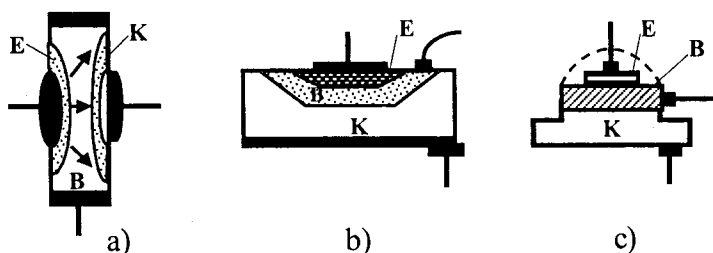
Tranzistorlar özlərinin müxtəlif əlamətlərinə görə qruplaşdırılır. Bu qruplardan ən geniş yayılmışı **bipolyar** və **unipolyar tranzistor** qruplarıdır. Unipolyar tranzistor bir çox hallarda **sahə** və ya **kanal tranzistoru** da deyilir.

Bipolyar tranzistorların işində, eyni zamanda hər iki işarəli sərbəst elektrik yükləri (elektronlar və deşiklər) iştirak edir. Bu tranzistorlar unipolyar tranzistorlara nisbətən daha geniş tətbiq tapdığından və tədqiq olunduğundan çox vaxt onlara sadəcə olaraq, tranzistor deyirlər. Yaxud da əgər heç bir əlavəsiz «tranzistor» termini işlədilsə, onda söhbətin məhz bipolyar tranzistordan getdiyi nəzərdə tutulur.

Tranzistorların baza oblastına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların burada, yəni bazada emitter keçidindən kollektor keçidinə daşınma mexanizmindən asılı olaraq, bu cihazlar **dreyf** və **qeyri-dreyf tranzistorlar** qrupuna ayrılır.

§ 4.2.1. Bipolyar tranzistor

Bipolyar tranzistorun sxematik modelləri və enerji diaqramları uyğun olaraq, şəkil 4.2.1. və 4.2.2-də göstərildi-yi kimidir. Bipolyar tranzistor bir-birindən iki $p-n$ keçidlə ayrılan üç hissədən ibarətdir: iki kənar hissələr eyni, orta hissə isə onlara nəzərən əks keçiricilik tipinə malikdir. Bu baxımdan bipolyar tranzistorlar iki qrupa: $p-n-p$, yəni kənar hissələri p -, orta hissəsi isə n - və $n-p-n$, yəni əksinə kənar hissələri n -, orta hissəsi isə p - tip keçiriciliyə malik olan tranzistorlara ayrılır.



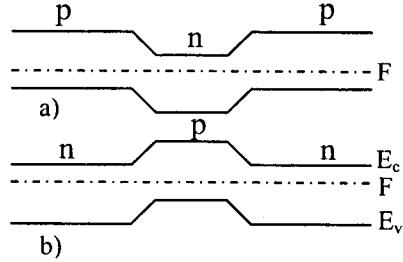
Şəkil 4.2.1. Sendviç (a), planar (b) və meza (c) quruluşlu bipolyar tranzistorun sxematik modelləri

Bipolyar tranzistorun kənar hissələrindən biri **emitter** (E), orta hissəsi **baza** (B), ikinci kənar hissəsi isə **kollektor** (K) adlanır. Emitter bazaya bu hissə üçün qeyri-əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya edir. Kollektor isə həmin yükdaşıyıcıları bazadan **ekstraksiya** edir (sorur). Emitterlə kollektor eyni keçiricilik tipinə, baza isə onlarla əks keçiricilik tipinə malik olur. Emitterlə baza arasındakı keçid **emitter keçidi**, baza ilə kollektor arasındakı keçid isə **kollektor keçidi** adlanır. Emitter keçidindən bazaya injeksiya olunan yükdaşıyıcıların mümkün qədər daha böyük hissəsinin kollektor keçidinə düşə bilməsi üçün emitter keçidinin eninə

ölçüləri kollektor keçidininkindən çox-çox kiçik götürülür (şəkil 4.2.1).

Bipolyar tranzistor sendviç, planar və ya meza konstruksiyada hazırlanır (şəkil 4.2.1, a, b və c).

Sendviç strukturlu tranzistorlarda emitter və kollektor keçidləri bazanın əks üzlərində, planar strukturlarda – eyni üzündə yara-
dılır. Meza strukturlu tranzistorlar isə öz forması ilə digərlərindən fərqlənir.



Şəkil 4.2.2. Termodinamik tarazlıq halında $p-n-p$ (a) və $n-p-n$ (b) tipli bipolyar tranzistorun enerji diaqramı

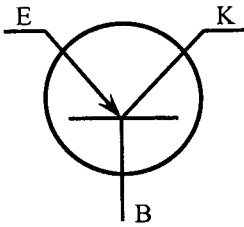
Real bipolyar tranzistorlarda ayrı-ayrı oblastlar bir-birinə nəzərən müxtəlif səviyyədə aşqarlanırlar.

Adətən, emitter oblastının aşqarlanma səviyyəsi, bazanınkına nəzərən bir neçə tərtib yüksək olur. Planar tranzistorlarda kollektor və emitter, sendviç strukturlarda isə – kollektor və baza oblastlarının aşqarlanma səviyyəsi təqribən eyni olur.

Bipolyar tranzistorları bəzən hazırladıqları materiallara görə də qruplaşdırırlar. Məsələn, **germanium tranzistorları**, **silisium tranzistorları** və s.

Bundan başqa, bipolyar tranzistorları onları təşkil edən oblastların keçiriciliyinin tipinə görə də qruplaşdırırlar: **n-p-n** və **p-n-p** tranzistorları (şəkil 4.2.2).

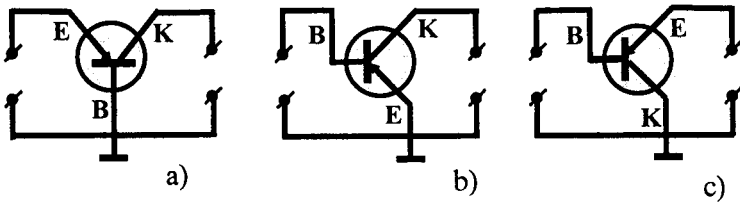
Tranzistorlar hazırlanma texnologiyasına görə də **ərintili**, **mikroərintili** və **diffuziya tranzistorlar** qruplarına ayrılır. İşçi tezlik diapazonuna görə **aşağı**, **orta** və **yüksək tezlikli** tranzistorlar da var.



Şəkil 4.2.3. Bipolyar tranzistorun sxemlərdə grafiki təsviri

Bipolyar tranzistorlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.2.3-dəki kimi işarə olunur. Burada ox işarəsi injeksiyanın istiqamətini göstərir. Əgər cərəyanın istiqamətini göstərmək nəzərdə tutulursa, onda $n-p-n$ və $p-n-p$ tipli bipolyar tranzistorlarda emitter kontaktında oxun istiqamətləri fərqli olmur.

Bipolyar tranzistorun üç çıxışı olmağına baxmayaraq, sxemlərdə onlar həmişə iki dövrəyə (giriş və çıxış dövrəsinə) qoşulur. Buna görə də tranzistorun bir çıxış elektrodu həmişə iki dövrə arasında ortaqlaşdırılır (ümumiləşdirilir). Bu baxımdan tranzistorun elektrik dövrəsinə qoşulmasının üç müxtəlif qoşulma sxemi var (şəkil 4.2.4): **ümumi baza** (şəkil 4.2.4, a), **ümumi emitter** (şəkil 4.2.4, b) və **ümumi kollektor** (şəkil 4.2.4, c).

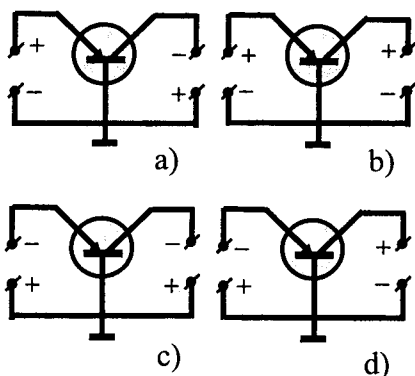


Şəkil 4.2.4. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma sxemləri

Əksər hallarda **emitter** və **baza dövrələri giriş**, **kollektor dövrəsi isə çıxış dövrəsi** olur və bu dövrəyə yük müqaviməti (işlədici) qoşulur. Ümumi kollektor sxemində çıxış dövrəsi rolunu emitter dövrəsi oynayır.

İşçi dövrədə tranzistorun yerinə yetirməli olduğu funksiyadan asılı olaraq, mənbəyin mənfəi və ya müsbət

qütübü ümumiləşmiş elektroda qoşulur. Bu seçimdən asılı olaraq, tranzistorun hər iki keçidi ya düzünə, ya da əksinə rejimdə qoşulur və uyğun olaraq, tranzistorun dörd müxtəlif mümkün **qoşulma rejimləri** bir-birindən fərqlənir (şəkil 4.2.5): **aktiv** (şəkil 4.2.5, a), **doyma** (şəkil 4.2.5, b), **kəsilmə** (şəkil 4.2.5, c) və

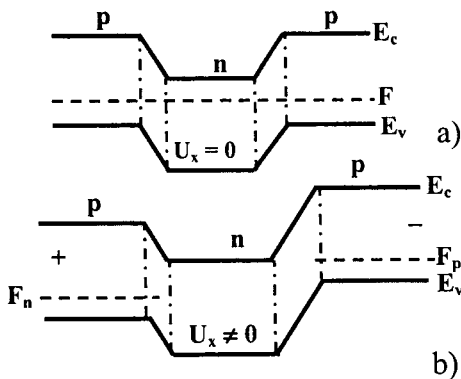


Şəkil 4.2.5. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma rejimləri

invers rejim (şəkil 4.2.5, d). Aktiv rejimdə emitter keçidindəki gərginlik düzünə, kollektor keçidindəki gərginlik isə əksinə istiqamətdə qoşulmuş olur. Doyma rejimində hər iki keçiddəki gərginlik düzünə, kəsilmə rejimində hər iki keçiddəki gərginlik əksinə, invers rejimdə isə emitter keçidindəki gərginlik əksinə, kollektor keçidindəki gərginlik isə düzünə istiqamətdə qoşulmuş olur.

Bipolyar tranzistorda gücləndirmə prosesini izah etmək üçün ən sadə varianta – ümumi baza sxemində qoşulmuş aktiv rejimdə işləyən $p-n-p$ tranzistor halına baxaq. Bu halda U_x – xarici gərginlik təsir etdikdə emitter keçidində potensial çəpərin φ_{k0} – hündürlüyü tarazlıq halındakına nəzərən U_x – qədər kiçilər və $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$ olar. Eyni zamanda emitter keçidində bağlayıcı təbəqənin eni də azalar.

Kollektor keçidinin hündürlüyü isə tarazlıq halındakına nəzərən artaraq $\varphi_k = \varphi_{k0} + |U_x|$ olar. Bu zaman kollektor keçidinin bağlayıcı təbəqəsinin eni də böyüyər (şəkil 4.2.6).



Şəkil 4.2.6. $p-n-p$ tipli bipolyar tranzistorun xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda (a) və ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə xarici gərginlik təsir etdikdə (b) enerji diaqramı

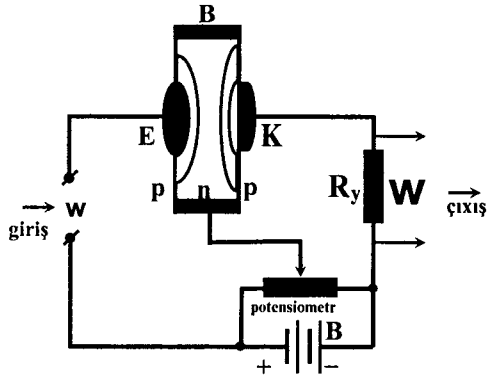
Emitter keçidinin hündürlüyünün kiçilməsi nəticəsində emitterdən bazaya əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası güclənər və baza oblastının emitter keçidi yaxınlığındakı hissəsində onların konsentrasiyası tarazlıq halındakına nisbətən xeyli yüksələr. Bu halda

baza oblastına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların burada emitter keçidindən kollektor keçidinə doğru yönəlmiş konsentrasiya qradiyenti yarandığından, onların bazada emitter keçidindən kollektor keçidinə doğru diffuziyası baş verir. Bipolyar tranzistorlarda bazanın eninin qiyməti elə seçilir ki, buraya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların emitter keçidindən kollektor keçidinə **diffuziya müddəti** (τ_d), **yaşama müddətindən** (τ_{e-b}) çox kiçik ($\tau_d \ll \tau_{e-b}$) olsun. Nəticədə, emitterdən bazaya injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti ($\sim 99\%$ -ə qədər) kollektor keçidinə çata bilir. Kollektor keçidi yaxınlığında bu yükdaşıyıcılar həmin keçidin sürətləndirici elektrik sahəsinə düşərək kollektor oblastına dartılır. Bununla da bipolyar tranzistor da qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadan kollektora **ekstraksiyası** (sorulması) baş verir.

Beləliklə, emitter keçidindən axan I_e – cərəyanı **idarəedici**, bu cərəyandan asılı olan kollektor cərəyanı isə – **idarə olunan cərəyan** rolunu daşıyır. Baza cərəyanı I_b – isə $I_e - I_k$ fərqi ilə təyin olunur. Baxılan halda kollektor keçidi əksinə istiqamətdə qoşulduğundan, I_k -nın qiyməti qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə müəyyənləşir. İnjeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar hesabına isə məhz bu konsentrasiya əsaslı şəkildə artmış olur.

Aktiv rejimdə emitter keçidinə düzünə istiqamətdə gərginlik tətbiq edildiyindən, I_e və I_k -nın qiyməti emitter keçidindəki gərginlik-

dən U_e – güclü şəkildə asılı olur. Daha doğrusu, I_e böyüdükcə kollektor cərəyanı (I_k) eksponensial qanunla artır. Beləliklə, emitter keçidindəki gərginliyin qiymətini və ya istiqamətini dəyişməklə, tranzistordan axan cərəyanı asanlıqla və əhəmiyyətli dərəcədə idarə etmək mümkün olur. Ona görə də aktiv rejimdə ümumi baza sxemi üzrə qoşulmuş bipolyar tranzistorun giriş dövrəsinə zəif (kiçik amplitudlu) dəyişən elektrik siqnalı tətbiq etdikdə, onun çıxış dövrəsində həmin siqnalın dəfələrlə gücləndirilmiş əksini almaq mümkündür. Bu proses şəkil 4.2.7-də təsvir olunan sadə sxem vasitəsilə həyata keçirilə bilər.



Şəkil 4.2.7. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə işləyən *p-n-p* bipolyar tranzistorun gücləndirici kimi dövrəyə qoşulmasının prinsipl sxemi

Bu xüsusiyyətlərinə görə bipolyar tranzistorla elektrovakuum cihazlarından olan pentod bir-birinə daha çox uyğun gəlir.

Yarımkeçirici dioddan fərqli olaraq, bipolyar tranzistorun əsas parametrləri və xarakteristikaları məsələsi çox geniş mövzudur. Çünki bipolyar tranzistorun həyata keçirə biləcəyi funksiyalar, dövrəyə qoşulma sxemləri, iş rejimləri və bu cihazların baza oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların daşınma mexanizmləri çox rəngarəngdir. Sadəcə hallarda isə bipolyar tranzistor üçün ən ümumi, eləcə də ən geniş tətbiq tapmış qoşulma sxemi və iş rejimi üçün olan parametrlər və xarakteristikalara baxılır.

Bipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi **cərəyanın ötürmə əmsalı** ($K_{\dot{o}}$) ilə xarakterizə olunur. Bu parametrlər, kollektor gərginliyinin sabit qiymətində çıxış dövrəsindəki cərəyanın dəyişməsinin (ΔI_k), giriş cərəyanının dəyişməsinə (ΔI_e) olan nisbətində bərabərdir:

$$K_{\dot{o}} = \left. \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.2.1)$$

Lakin gücləndirmə prosesi həmişə sabit bir cərəyan fonunda giriş və çıxışdakı cərəyanların dəyişən komponentləri ilə müəyyən olunduğundan ötürmə əmsalını onların öz qiymətləri ilə də, yəni

$$K_{\dot{o}} = \left. \frac{I_k}{I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.2.2)$$

şəklində də ifadə etmək olar.

Bipolyar tranzistorun digər parametrləri isə **emitterin effektivliyi** (p-n-p tranzistoru üçün):

$$\gamma_e = \frac{I_{pe}}{I_{pe} + I_{ne}}, \quad (4.2.3)$$

daşınma əmsalı

$$\beta = \frac{I_{pk}}{I_{pe}} \quad (4.2.4)$$

və kollektorun effektivliyidir

$$\gamma_k = \frac{I_k}{I_{pk}} \quad (4.2.5)$$

4.2.2–4.2.6 ifadələrindən göründüyü kimi:

$$K_{\bar{o}} = \gamma_e \beta \gamma_k \quad (4.2.6)$$

Emitterin effektivliyi (γ_e) emitter keçidindən axan I_{pe} –deşik cərəyanının (qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı cərəyanın), $I_e = (I_{pe} + I_{ne})$ – ümumi emitter cərəyanındakı payını təyin edir. Məhz cərəyanın bu hissəsi, tranzistorun işi üçün əhəmiyyət kəsb edir.

β – daşınma əmsalı tranzistorun xarakteristikalarının tezlikdən və iş rejimindən asılılığını təyin edən baş parametrdir. Bu əmsal emitter keçidindən bazaya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların hansı hissəsinin kollektor keçidinə gəlib çatdığını göstərir.

Kollektorun effektivliyi (γ_k) isə kollektor keçidindən axan ümumi cərəyanın ($I_k = I_{kn} + I_{kp}$) buradan axandeşik cərəyanına (I_{kp}), yəni qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı cərəyana olan nisbətini göstərir. Emitterin effektivliyindən (γ_e) fərqli olaraq, kollektorun effektivliyi (γ_k) həmişə vahiddən böyükdür ($\gamma_k > 1$), çünki tranzistorun kollektor

keçidindən həmişə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dəşik cərəyanı ilə yanaşı, əsas yükdaşıyıcıların elektron cərəyanı (I_{kn}) da axır. Bu cərəyanın yaranmasına səbəb isə injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların ($p-n-p$ tranzistoru halında) dəşiklərin kollektor keçidi ətrafında yaratdığı (müsbət) yükü kompensə etməsi üçün oraya əsas yükdaşıyıcıların (elektronların) gəlməsidir. Məhz bu prosesin nəticəsində tranzistorun bazasında elektroneytrallıq təmin edilir.

Bu deyilənlərdən əlavə, tranzistor da adi təklənmiş $p-n$ keçiddəki kimi, $r_e = \frac{dU_e}{dI_e} \Big|_{U_k=const}$ və $r_k = \frac{dU_k}{dI_k} \Big|_{I_e=const}$ şəklində təyin olunan **emitterin** və **kollektorun müqavimətləri**, **bazanın xüsusi müqaviməti** və ölçüləri ilə təyin olunan R_{baza} – **baza müqaviməti**, **emitterin diffuziya tutumu** (çünki emitter keçidi, əksər hallarda düzünə istiqamətdə qoşulmuş olur)

$$C_{edif.} = \frac{e}{2kT} I \cdot \frac{W_B^2}{D_p}, \quad (4.2.7)$$

kollektorun çəpər tutumu (kollektor keçidi, əksər hallarda əksinə istiqamətdə qoşulduğundan burada çəpər, yəni yük tutumu əsas olur)

$$C_{k.çəp} = \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0}{2} \frac{N_D}{\varphi_{k0} - U_x}} \quad (4.2.8)$$

ilə də xarakterizə olunur.

Müxtəlif qoşulma sxemi və iş rejimi halında tranzistorun uyğun giriş və çıxış volt-ampere xarakteristikaları, eləcə də əsas parametrlərinin tezlikdən asılılığını göstərən tezlik xarakteristikası da var.

§ 4.2.2. Dreyf tranzistoru

Bipolyar tranzistorun bazasına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar, əksər hallarda bu oblastı nisbətən asta olan diffuziya prosesi hesabına keçir. Çünki baza oblastı hər iki tərəfdən $p-n$ keçidlə məhdudlaşdığından tətbiq olunan xarici gərginlik, demək olar ki, tamamilə bu keçidlərdə düşür ($U_x \approx U_{ek} + U_{kk}$), baza oblastındakı gərginlik düşküsi (U_{baza}) və buradakı elektrik sahəsi (E_{baza}) isə təqribən sifıra bərabər olur.

Əgər hər hansı bir yolla baza oblastında elektrik sahəsi yaradılsa, buraya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların həmin oblastdan daşınma müddəti kiçilər və uyğun olaraq bipolyar tranzistorun çevikliyi artar (ətalətliyi xeyli azalar).

Belə, yəni baza oblastına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların həmin oblastda dreyf effekti hesabına daşınmasının üstünlük təşkil etdiyi tranzistorlar **dreyf tranzistorları** adlanır.

Dreyf tranzistorlarının baza oblastında daxili elektrik sahəsi, bir qayda olaraq bazanın qeyri-bərabər aşqarlanması hesabına yaradılır. Əgər baza boyunca aşqarlardan hər hansı birinin konsentrasiyasının qradienti mövcud olarsa, burada sərbəst elektron və ya deşiklərin aşqar atomlarının konsentrasiya qradienti istiqamətində (konsentrasiya böyük olan yerdən, konsentrasiyanın kiçik olduğu yerə doğru) diffuziyası baş verər. Nəticədə, baza boyunca aşqar ionlarının kompensə olunmamış yüklərinin qradienti və uyğun olaraq, daxili elektrik sahəsi (E_d) yaranar. Bu sahə əvvəlcə, yəni diffuziya prosesi üstünlük təşkil etdiyi dövrdə zamandan asılı olaraq böyüyər və nəhayət, onun yaratdığı dreyf cərəyanı sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası hesabına yaranan cərəyanı tamamilə tarazlaşdırdıqda, öz stasionar qiymətini

alar. Daxili elektrik sahəsinin bu qiymətini (E_{ds}) tapmaq üçün stasionar halda yekun cərəyanın:

$$j_n = e\mu_n n E_{ds} + eD_n \nabla n = 0 \quad (4.2.9)$$

olması şərtindən istifadə edilir. Bu ifadədən:

$$E_{ds} = -(D_n / \mu_n)(\nabla n / n). \quad (4.2.10)$$

Bazadakı aşqar atomların tamamilə ionlaşdığı ($n = N_D$) şəraitdə aşqar atomlarının konsentrasiyasının paylanması üçün daha xarakterik olan iki hala baxaq.

Birinci halda, yəni aşqar atomları baza boyunca

$$N_D(x) = N_{D_0} \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.2.11)$$

eksponensial qanunla dəyişdikdə:

$$n = n_0 e^{-\alpha x} \quad \text{və} \quad \nabla n = -\alpha n. \quad (4.2.12)$$

Əgər (4.2.12)-də

$$\frac{kT}{e} = \frac{D_n}{\mu_n} \quad (4.2.13)$$

bərabərliyini (Eynşteyn münasibətini) nəzərə alsaq

$$E = \frac{kT}{e} \alpha \quad (4.2.14)$$

olar. Yəni aşqar atomları bazada eksponensial qanunla paylandıqda bipolyar tranzistorun bazasında yaranan daxili elektrik sahəsinin (E_d) qiyməti, baza boyunca sabit qalar (koordinatdan asılı olmaz). (4.1.11), (4.1.12) və (4.1.14) ifadələrindəki α – kəmiyyəti, **aşqar atomlarının paylanma əmsalı** adlanır, D_n və μ_n – isə uyğun olaraq sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziya əmsalı və yüyürəkliyidir.

İkinci halda fərz edək ki, aşqar atomları baza oblasında koordinata görə xətti qanunla paylanıb:

$$N(x) = N_0(x+1). \quad (4.2.15)$$

Bu halda:

$$n = n_0(x+1), \quad (4.2.16)$$

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{x+1}. \quad (4.2.17)$$

Yəni baza oblastında aşqar atomlarının koordinata görə xətti qanunla qeyri-bircins paylanması hesabına həmin oblastda yaranan daxili elektrik sahəsinin qiyməti bazanın (emitter keçidinin) yanında maksimum olar və başlanğıcdan uzaqlaşdıqca (kollektor keçidinə yaxınlaşdıqca) xətti qanunla kiçilər.

Baza oblastında aşqarların eksponensial qanunla paylandığı dreyf tranzistorlarında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların dreyf hesabına daşınma müddəti:

$$\tau_c = \frac{W_B}{v_E} = \frac{W_B}{\mu_p E} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{W_B}{a\mu_p} = \frac{W_B}{aD_p}, \quad (4.2.18)$$

yalnız diffuziya prosesi hesabına daşınma müddəti isə

$$\tau_D = \frac{W_B^2}{2D_p}. \quad (4.2.19)$$

(4.2.18) və (4.2.19) ifadələrindən görünür ki:

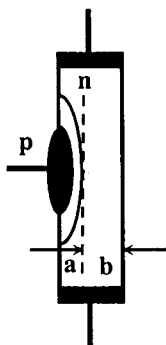
$$\frac{\tau_E}{\tau_D} = \frac{2}{\alpha W_B}. \quad (4.2.20)$$

§ 4.2.3. Unipolyar tranzistor

Adından görüldüyü kimi **unipolyar tranzistor** bipolyar tranzistordan, ilk növbədə iş prosesində yalnız bir tip (əsas) sərbəst yükdaşıyıcıların (sərbəst elektronların, ya da deşiklərin) iştirak etməsi ilə fərqlənir. Çox vaxt bu tranzistor **sahə tranzistoru** da adlandırılır. Çünki onun çıxış dövrəsindəki siqnal (cərəyan), bipolyar tranzistordakından fərqli olaraq, girişdəki cərəyanla deyil, elektrik sahəsi ilə idarə olunur. Daha doğrusu, bu tranzistorda idarə edən amil cərəyan yox, elektrik sahəsidir. Nəhayət, bu tranzistoru bəzən onun quruluşundan irəli gələrək **kanal tranzistoru** da adlandırırırlar. Çünki bu tranzistorda cərəyanın axması prosesində yalnız müəyyən bir keçirici **kanal** iştirak edir ki, onun da qalınlığı (eni) elektrik sahəsi ilə idarə olunur.

Beləliklə, **unipolyar tranzistor** – iş prinsipi cərəyan keçirən kanalının ölçülərinin (eninin) elektrik sahəsi ilə dəyişdirilməsinə əsaslanan və iş prosesində yalnız əsas sərbəst yükdaşıyıcılar iştirak edən iki omik kontaktlı, bir $p-n$ keçidli yarımkəçirici cihazdır.

Sadə unipolyar tranzistorun quruluşu sxematik olaraq şəkil 4.2.8-də təsvir edildiyi kimidir.



Şəkil 4.2.8. Unipolyar tranzistorun quruluşunun sxematik təsviri

Şəkildən görüldüyü kimi, bu cihaz oturmaqlarında omik kontaktlar, yan üzündə isə $p-n$ keçid olan yarımkəçirici «barmaqçıqdan» ibarətdir.

Kanal dedikdə cihazın yan üzlərindən birində yaradılmış $p-n$ keçidlə (şəkil 4.2.8-də a xətti) əks üzünün arasında qalan (şəkil 4.2.8-də b xətti) keçirici kanal nəzərdə tutulur.

Kanal tranzistorunun ayrı-ayrı növləri bir-birindən başlıca olaraq idarəedici $p-n$ keçidin formasına və ya onun əsas işçi elementlə necə kontaktda olmasına görə fərqlənir.

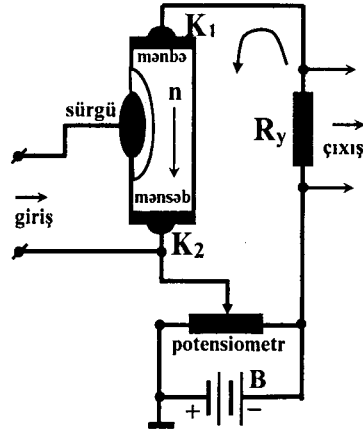
Sadə quruluşlu kanal tranzistorunun timsalında cihazın əsas elementlərinə, dövrəyə qoşulma sxemlərinə, elektrik siqnallarını gücləndirmə mexanizminə, eləcə də cihazın başlıca parametrləri və xarakteristikalarına baxaq.

Şəkil 4.2.8-də təsvir olunmuş kanal, yarımkəçirici işçi elementin bir yan üzündəki $p-n$ keçidlə həmin elementin əks üzü arasında qalan hissədir. Lakin ola da bilər ki, $p-n$ keçid yarımkəçirici «barmaqçıqın» bir tərəfində deyil, halqa («üzük») şəklində onun bütün üzünü əhatə etməklə yaradılsın.

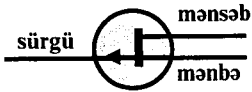
Unipolyar tranzistorun omik kontaktlarından biri **mənbə**, digəri isə **mənsəb** adlanır. **Mənbə**dən kanala yükdaşıyıcılar daxil olur. **Mənsəb** isə bu yükdaşıyıcıları oradan sorur. Şəkil 4.2.9-da təsvir olunan halda mənsəb dövrəyə ümumiləşdirilmiş elektrod kimi daxil olur.

Unipolyar tranzistorun $p-n$ keçidə qoşulmuş kontaktı **sürgü** adlanır.

Unipolyar tranzistor, adətən, **idarəedici $p-n$ keçidli unipolyar tranzistor** və **izolə olunmuş sürgülü unipolyar tranzistor** olmaqla iki qrupa ayrılır. Sonuncuya çox vaxt **MDY – (metal-dielektrik-yarımkəçirici) tranzistoru** da deyilir. Əksər hallarda bu tranzistorlarda dielektrik lay olaraq oksid təbəqəsindən (məsələn, SiO_2) istifadə edildiyindən, həmin tip tranzistorlar



Şəkil 4.2.9. Unipolyar tranzistorun ümumi mənsəb sxemi üzrə dövrəyə qoşulmasının prinsipial sxemi



Şəkil 4.2.10. Unipolyar tranzistorun sxemlərdə qrafiki təsviri

bəzən **MOY** – (**metal-oksidiya-rımkeçirici**) tranzistoru da adlanır.

Unipolyar tranzistor kanalın keçiricilik tipinə görə də fərqləndirilir (***p*- və ya *n*- tip kanallı tranzistor**).

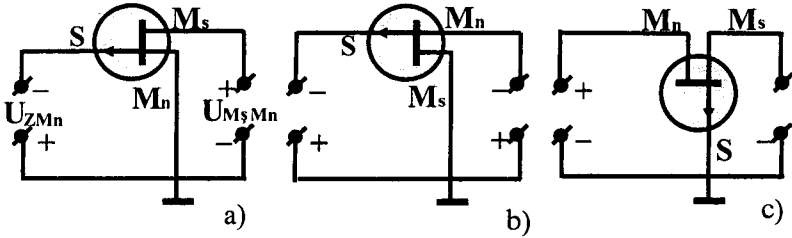
Qeyd edildiyi kimi bipolyar tranzistordakından fərqli olaraq, unipolyar tranzistorda cərəyan yalnız əsas yükdaşıyıcıların hərəkəti ilə bağlıdır. Həm də bu hərəkət dreyf xarakterlidir. Buna görə də unipolyar tranzistorun **tezlik xarakteristikaları** və onların **impuls rejimindəki xüsusiyyətləri** bipolyar tranzistordakından fərqlənir, daha doğrusu, başqa parametr və proseslərdən asılı olur.

Unipolyar tranzistoru bipolyar tranzistordan fərqləndirən digər bir əsas xüsusiyyət isə cihazdakı cərəyanın elektrik sahəsinin köməyi ilə idarə olunmasıdır. Bu elektrik sahəsi idarəedici *p-n* keçidə tətbiq olunan əksinə gərginliklə yaradılır.

Bütün hallarda **idarəedici dövrədəki cərəyan** çox-çox kiçik, cihazın **girişinin diferensial müqaviməti** isə böyük ($\sim 10^8 + 10^{10} \text{Om}$) olur. Bu baxımdan unipolyar tranzistor elektrovakuum lampalarına yaxındır. Buna görə də unipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi bipolyar tranzistordan fərqli olaraq cərəyanı ötürmə əmsalı ilə deyil, elektrovakuum lampalarındakı kimi çıxışdakı (mənsəbdəki) cərəyanın girişə (sürgüyə) tətbiq olunan gərginlikdən asılılığını təsvir edən **xarakteristikanın dikliyi** ilə qiymətləndirilir.

Unipolyar tranzistor sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.2.10-dakı kimi təsvir olunur.

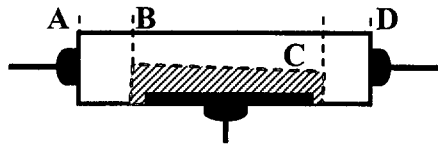
Bipolyar tranzistor kimi unipolyar tranzistor da dövrəyə üç müxtəlif sxem üzrə qoşulur (şəkil 4.2.10): **ümumi mənbə** (şəkil 4.2.11, a), **ümumi mənsəb** (şəkil 4.2.11, b) və **ümumi sürgü** (şəkil 4.2.11, c).



Şəkil 4.2.11. Unipolyar tranzistorun ümumi mənbə (a), ümumi mənsəb (b) və ümumi sürgü (c) rejimlərində dövrəyə qoşulma sxemləri

Bu halların hamısında cihazın müqaviməti onun daralmış hissəsinin (kanalının) en kəsiyinin sahəsi ilə təyin edilir. Sürgüyə bağlayıcı istiqamətdə xarici gərginlik tətbiq edildikdə bu gərginliyin qiyməti artdıqca $p-n$ keçidin eninin böyüməsi nəticəsində tranzistorun keçirici kanalının en kəsiyinin sahəsi (S_k) kiçilər və buna uyğun olaraq, cihazın mənbə və mənsəb elektrodları arasındakı müqaviməti ($R_k = \rho \frac{\ell_k}{S_k}$) böyüyər. Burada, ρ – materialın xüsusi müqaviməti, ℓ_k və S_k – isə uyğun olaraq, kanalın uzunluğu və en kəsiyinin sahəsidir. Nəticədə, bu hissəyə ardıcıl qoşulmuş (R_y) yük müqavimətindəki gərginlik düşküsi kiçilər.

Sürgüyə hər hansı formalı dəyişən xarici gərginlik tətbiq olunarsa, onda $p-n$ keçidin eni də bu gərginliyin istiqaməti, tezliyi və amplituduna uyğun dəyişilməklə, kanalın en kəsiyini modulvasiya edər. Kanalın en kəsiyinin dəyişməsi isə mənbə-mənsəb dövrəsində tranzistorun keçirici kanalı ilə ardıcıl qoşulmuş yük müqavimətinin girişindəki kiçik ampli-



Şəkil 4.2.12. Sürgüyə xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda mənbə-mənsəb gərginliyinin təsiri altında kanal tranzistorunda kanalın eninin dəyişməsinin sxematik təsviri

tudlu dəyişən elektrik siqnalının böyüdülmüş əksinin alınmasını təmin edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, tranzistorun keçirici kanalının en kəsiyi sürgüyə təsir edən gərginliklə yanaşı, mənbə-mənsəb arasındakı U_{mm} – gərginliyindən də asılı olaraq dəyişər. Daha doğrusu, U_{mm} – gərginliyinin qiymətindən asılı olaraq, kanalın konfigurasiyası dəyişər. Belə ki, p - tip yarımkeçirici halında U_{mm} – gərginliyi qoşulduqda mənbə ilə mənsəb arasında kanaldan kənar AB və CD hissələrdəki (şəkil 4.2.12) gərginlik düşküsünü nəzərə almadıqda kanalın mənbə tərəfindəki ucunda potensial sıfır, mənsəb tərəfindəki ucunda isə $U = U_{mm}$ olar. Nəticədə, mənsəb tərəfində p - n keçidin eni, mənbə tərəfindəkindən böyük, kanalın en kəsiyi isə əksinə, mənbə tərəfində mənsəb tərəfindəkindən böyük olar. Əgər eyni zamanda sürgü ilə mənbə arasında da müəyyən U_{zmb} – əksinə gərginliyi təsir edərsə, onda mənbə yaxınlığında p - n keçidə təsir edən gərginlik $|U_{zmb}|$, mənsəbə yaxın hissədə isə $|U_{zmb}| + U_{mm}$ olar. Yəni də kanalın mənsəbə tərəf olan hissəsində eni kiçilər, yəni kanal daha da daralar.

Deyilənlərdən göründüyü kimi kanaldan, yəni mənbə ilə mənsəb arasında axan cərəyanı həm U_{zmb} , həm də U_{mm} – gərginliyinin vasitəsilə idarə etmək olar. U_{zmb} – gərginliyinin elə mənfi qiymətləri ola bilər ki, həmin qiymətlərdə kanalın eni sıfıra bərabər olsun. Bu halda tranzistor **tam bağlanır** və mənbə-mənsəb cərəyanı $I_m = 0$ olur. U_{zmb} -nin tranzistoru tam bağlayan qiymətinə **bağlama (kəsilmə) gərginliyi** deyilir.

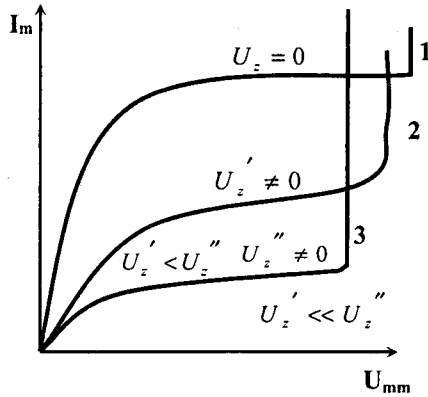
Kanal tranzistorunun əsas xarakteristikaları $I_m = f_1(U_{zmb})_{U_{mm}=const}$ və $I_m = f_2(U_{mm})_{U_{zmb}=const}$ asılılıqlarını təsvir edən **düzünə ötürmə** və **çıxış xarakteristikalarıdır**.

$$I_m = f_2(U_{mm})_{U_{zmb} = \text{const}}$$

xarakteristikasına baxaq (şəkil 4.2.13). Əvvəlcə, daha doğrusu, U_{mm} – gərginliyinin kiçik qiymətlərində, onun böyüməsi ilə I_m – cərəyanı xətti qanunla artır. U_{mm} -in sonrakı

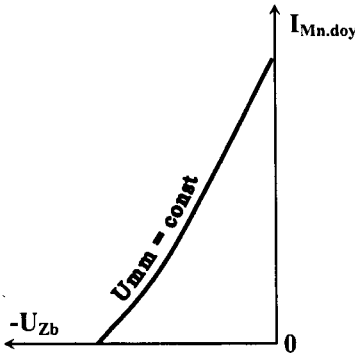
böyüməsində isə $I_m(U_{mm})$ asılılığının dəyişməsi yavaşlayır. Bu hal keçirici kanalın en kəsiyinin U_{mm} -dən asılı olaraq kiçilməsi (daralması) ilə izah olunur. Kanalın belə daralması onun müqavimətini artırır, bu isə kanaldan axan cərəyanın azalmasına səbəb olar. Nəticədə, U_{mm} -in artması, kanaldan axan cərəyanı ikili təsir göstərir (onu həm artırır, həm də azaldır). U_{mm} -in müəyyən qiymətindən sonra bu, yəni əks istiqamətlərdə yönəlmiş iki təsir bir-birini tarazlaşdırır: I_m – cərəyanının U_{mm} – gərginliyindən asılılığında özünəməxsus bir dinamik tarazlıq təmin olunur (şəkil 4.2.13-də 1-əyrisi). Mənbə ilə mənsəb arasındakı U_{mm} – gərginliyinin belə doyma yaradan qiyməti U_{mmd} – **doyma gərginliyi** adlanır. Eyni zamanda sürgüyə tətbiq edilən əksinə gərginlik isə kanalın en kəsiyini daha da kiçiltməyindən, bu gərginliyin artması ilə U_{mmd} – doyma gərginliyinin qiyməti kiçilər (şəkil 4.2.13-də 2 və 3 əyriləri).

U_{mm} – gərginliyinin çox böyük qiymətlərində mənsəb yaxınlığındakı hissədə sürgünün $p-n$ keçidinin dəşilməsi



Şəkil 4.2.13. Kanal tranzistorunun çıxış volt-ampere xarakteristikası

nəticəsində I_m – cərəyanının qiyməti kəskin artır. Sürgünün $p-n$ keçidinin bu deşilməsinə səbəb, həmin hissədə $p-n$ keçidə təsir edən yekun əksinə gərginliyin qiymətinin ən



Şəkil 4.2.14. Kanal tranzistorunun düzünə ötürmə xarakteristikası

böyük həddə (kanal tranzistorunun $p-n$ keçidinin deşilməsinin baş verdiyi qiymətə) çatmasıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, kanal tranzistorunun mənəsb xarakteristikaları öz formasına görə elektrova-kuum pentodunun anod xarakteristikalarını xatırladır.

Kanal tranzistorunun düzünə ötürmə xarakteristikası (mənəsb-sürgü asılılığı) şəkil 4.2.14-də təsvir olunduğu kimidir. Bu halda cihazda cərəyan $|U_{zmb}| < |U_{zmb.bag}|$ şə-

raitində yaranır. Doyma rejimində U_{mm} gərginliyi həmin xarakteristikaya praktiki olaraq təsir göstərmir.

Kanal tranzistorunun giriş xarakteristikası $p-n$ keçidin volt-ampere xarakteristikasının əksinə qolunu xatırladır. Sürgü cərəyanı U_{mm} gərginliyindən asılı olub, mənəb-mənəsb çıxışlarının qısa qapandığı halda öz maksimum qiymətini alır. Kanal tranzistorunun əsas parametrləri: giriş və çıxış diferensial müqavimətləri, eləcə də volt-ampere xarakteristikasının dikliyidir.

§ 4.2.4. Tiristorlar

p - n keçid əsasında işləyən yarımkeçirici cihazların bir qrupu da tiristorlardır. Ümumi halda *tiristor* dedikdə, iki dayanıqlı vəziyyəti olan, üç və ya daha çox düzləndirici keçidə, iki və ya daha çox çıxış kontaktına malik, bağlı vəziyyətdən açıq vəziyyətə və əksinə (açıq vəziyyətdən bağlı vəziyyətə) keçidlər edə bilən yarımkeçirici cihazlar nəzərdə tutulur. Tiristorların volt-ampere xarakteristikasında mənfi differensial müqavimətli oblast müşahidə olunur. Məhz bu xüsusiyyət, həmin cihazlardan çevirici element kimi istifadə etməyə imkan verir.

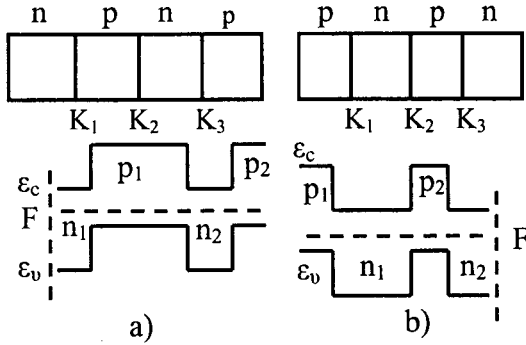
Çıxış elektrodlarının sayından asılı olaraq, tiristorlar iki qrupa bölünür – diod tiristor, yaxud *dinistor* və triod-tiristor, yaxud *trinistor*.

Dinistor iki çıxışa malik tiristordur. Trinistorun isə iki əsas çıxışla yanaşı, həm də idarəedici funksiyasını daşıyan üçüncü bir çıxış da var.

Tiristor n - p - n - p və ya p - n - p - n - quruluşlu ola bilər (şəkil 4.2.15). Bu cihazın, xarici dövrədən cərəyan daxil olan kənar hissəsi *anod*, digər kənar hissəsi *katod*, orta hissələri isə, adətən, *baza oblastları* adlandırılır.

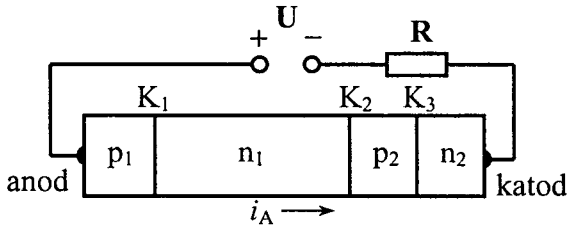
Trinistorda, baza oblastlarından biri cihazın işini idarə etmək üçün istifadə olunur. Həmin bu baza – *idarəedici elektrod* adlanır.

Tiristorların iş prinsipi, əsas parametr və xarakteristikaları, tətbiq sahələri ilə tanış olmaqdan əvvəl, bu ci-



Şəkil 4.2.15. n - p - n - p (a) və p - n - p - n (b) tipli tiristorun ikiölçülü və enerji modeli

hazır keçidlərini şərti olaraq K_1 , K_2 və K_3 -lə işarə edək (uyğun olaraq cihazın birinci, ikinci və üçüncü p - n keçidi).



Şəkil 4.2.16. Dinistorun dövrəyə qoşulma sxemi

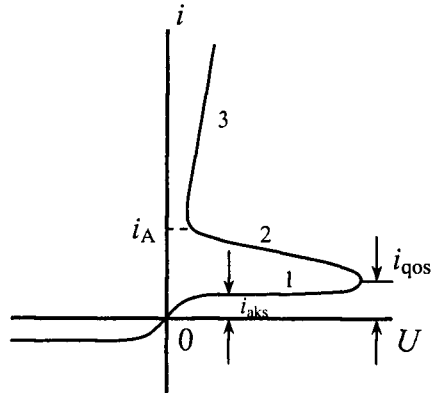
Əvvəlcə dinistorun iş prinsipi ilə tanış olaq. Fərz edək ki, p - n - p - n dinistorunun anodu ilə katodu arasında şəkil 4.2.16-da göstərilirdiyi kimi qoşulmuş xarici gərginlik mənbəyi (batareya) vasitəsilə, çox da böyük olmayan U – gərginliyi təsir edir. Bu halda cihazın K_1 və K_3 – keçidləri düzünə, K_2 – keçidi isə əksinə istiqamətdə qoşulmuş olur. Xarici gərginlik təsir etdikdə termodinamik tarazlıq pozulduğundan, K_1 – keçidində dəşiklərin p_1 – oblastından n_1 – oblastına injeksiyası baş verir. Həmin dəşiklər bu hissədə diffuziya prosesi hesabına hərəkət edib, K_2 – keçidinə yaxınlaşır və bu keçiddəki E_{k3} – elektrik sahəsinin təsiri ilə p_2 – oblastına atılır. Beləliklə, p_1 - n_1 - p_2 strukturu yükdaşıyıcıların hərəkətinin (baxılan halda dəşiklərin soldan sağa) cərəyanın ötürülməsi əmsali ilə (α_1) xarakterizə olunduğu tranzistora oxşardır.

Eyni zamanda elektronların n_2 – oblastından p_2 – oblastına injeksiya olunub, sonra n_1 – oblastına sorulduğu K_3 – keçidində də tarazlıq pozulur. Uyğun olaraq, n_2 - p_2 - n_1 strukturunu da cərəyanın daşınma əmsali α_2 – olan (elektronlar sağdan sola hərəkət edir) ekvivalent tranzistor kimi təqdim etmək olar.

Bu iki tranzistorda elektron və dəşiklər əks istiqamətlərdə hərəkət etdiyindən, onların yaratdığı və anoddan

katoda axan yekun i_k – cərəyanının toplananları olan elektron və deşik cərəyanları eyni istiqamətdə yönəlir.

Sonradan deşiklərin p_2 – hissədən n_2 – hissəyə hərəkəti K_3 elektronların n_1 – oblastından p_1 – oblastına hərəkəti isə K_1 – keçidindəki çox da böyük olmayan potensial çəpərlə məhdudlanır. Beləliklə, p_2 – bazasında deşiklərin, n_1 – bazasında isə elektronların toplanması baş verir. Lakin nə qədər ki, U – gərginliyinin qiyməti kiçikdir, yaranmış həcmi yüklər K_2 – keçidindəki potensial çəpəri kiçiltmək üçün kifayət etmir. Bu keçid əks istiqamətdə qoşulmuş gərginliyin təsiri altındadır, i_a – cərəyanı məhduddur və i – cərəyanına bərabərdir. Uyğun olaraq, U – gərginliyinin müəyyən hüdudlar çərçivəsində artması zamanı, cihazdan axan cərəyan, demək olar ki, sabit qalır (şəkil 4.2.17-də 1-hissəsi).



Şəkil 4.2.17. Dinistorun volt-ampere xarakteristikası

U – gərginliyinin sonrakı artmasında cihazda baş verən proseslərin xarakteri dəyişir.

Belə ki, K_2 – keçidindəki bağlayıcı təbəqənin eni böyüyür və nəhayət, tətbiq olunmuş, daha doğrusu, keçiddəki U – gərginliyinin müəyyən bir qiymətində, həmin keçidin bağlayıcı təbəqəsində sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının selvari çoxalması üçün şərait yaranır. Bu proses zamanı yaranmış yeni deşiklər, həmin keçiddəki sahə tərəfindən p_2 oblastına, elektronlar isə n_1 oblastına atılır. Nəticədə, cihazdan axan cərəyan böyüyür, n_1 – və p_2 – isə uyğun olaraq elektron və deşiklərin əlavə (artıq) konsentrasiyası qədər artır. Bu konsentrasiyaların böyüməsi ilə K_1 və K_3 – keçidlərində, eləcə də K_2 – keçidində potensial çəpərin

hündürlüyü kiçilir. Bu zaman deşiklərin K_1 , elektronların isə K_3 keçidindən injeksiyası daha da artır və bu prosesin selvari inkişafı nəticəsində, K_2 – keçidi açıq vəziyyətə keçir. Cihazdan axan cərəyanın böyüməsi isə K_2 – keçidində bağlayıcı təbəqənin, eləcə də cihazın oblastlarının hamısının müqavimətinin kiçilməsinə səbəb olur. Buna görə də cihazdan axan cərəyanın böyüməsi anodla katod arasındakı gərginliyin kiçilməsinə gətirir. Dinistorun volt-ampere xarakteristikasında bu, mənfəi diferensial müqavimətli hissənin yaranması ilə təzahür edir (şəkil 4.2.17-də, 2 hissəsi).

K_2 – keçidi açıq hala keçdikdən sonra, cihazın volt-ampere xarakteristikası, düzünə istiqamətdə qoşulmuş diodun volt-ampere xarakteristikasına uyğun gəlir (şəkil 4.2.17-də, 3 hissəsi).

Cihazdan axan cərəyanın gərginlikdən asılılığının qanunauyğunluğunu müəyyənləşdirməkdən ötrü artıq deyiləni kimi dinistoru iki tranzistor şəklində təsvir edə bilərik (şəkil 4.2.18).

Cərəyanın qiyməti P_1 - n_1 - P_2 tranzistorunda

$$i_{b1} = (1 - \alpha_1)i_A - i_{k01}, \quad (4.2.21)$$

n_2 - P_2 - n_1 tranzistorunda isə –

$$i_{k2} = \alpha_2 i_k + i_{k02} \quad (4.2.22)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada i_{k01} – birinci kollektorun əksinə cərəyanı, α_1 – birinci tranzistorun cərəyanı ötürmə əmsalı, i_{k02} – ikinci kollektorun əksinə cərəyanı, α_2 – isə ikinci tranzistorun cərəyanı ötürmə əmsalıdır.

Şəkil 4.2.18-dən görüldüyü kimi, $i_{b1} = i_{k2}$. Əgər $i_a = i_k$ olduğunu nəzərə alsaq və cihazdan axan cərəyanı $i = i_a = i_k$ ilə işarə etsək,

$$i = \frac{i_{k0}}{1 - \alpha} \quad (4.2.23)$$

ifadəsini alırıq. Burada $i_{k0} = i_{k01} + i_{k02}$ kəmiyyəti K_2 keçidindən axan cərəyandır. Bu cərəyan üç cərəyanın, yəni istilik,

termogenerasiya və sızma cərəyanlarının cəminə bərabərdir. (4.2.23) ifadəsindəki $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ kəmiyyəti isə cərəyanın K_1 - və K_3 - keçidlərindən, K_2 - keçidinə yekun ötürülmə əmsəlidir.

Əgər K_2 - keçidində sərbəst yükdaşıyıcıların selvari çoxalmasını nəzərə alsaq, onda (4.2.23) ifadəsi

$$i = \frac{M i_{k0}}{1 - M \cdot \alpha} \quad (4.2.24)$$

şəklinə düşər. Buradakı M - kəmiyyəti K_2 - keçidində elektron və deşiklərin

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N_2'}{N_1} \quad (4.2.25)$$

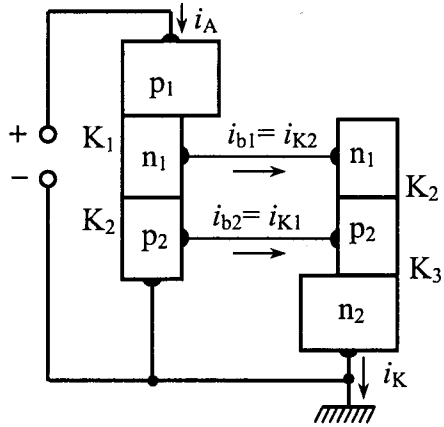
şəklində təyin olunan çoxalma əmsəlidir. (4.2.25) ifadəsində N_1 - bağlayıcı təbəqəyə daxil olan, N_2 - elektronların zərbələri ilə ionlaşma hesabına yaranan, N_2' - isə deşiklərin zərbələri ilə ionlaşma hesabına yaranan hissəciklərin sayıdır.

Əgər p-n keçidin sel deşilməsi üçün məlum olan

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{sel.des}} \right)^b} \quad (4.2.26)$$

ifadəsini nəzərə alsaq, (4.2.24)-dən:

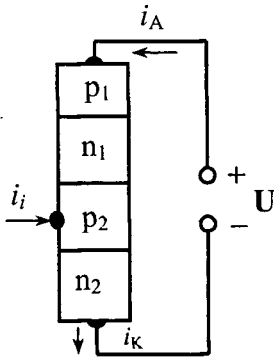
$$U \approx U_{sel.das} \cdot \sqrt[b]{1 - \frac{\alpha i + i_{k0}}{k}} \quad (4.2.27)$$



Şəkil 4.2.18. Dinistorun iki ekvivalent tranzistorla təsviri

(4.2.22) və (4.2.25) ifadələri dinistorun volt-ampər xarakteristikasını təqribən təsvir edir. Buna görə də, o, xarakteristikasının 1 və 2 hissələrindəki cərəyanı və gərginliyi təqribən qiymətləndirmək üçün istifadə oluna bilər.

İndi də trinstorun iş prinsipinə baxaq. Artıq qeyd etdiyimiz kimi trinstorda orta oblastlardan biri cihazın işini idarə etmək üçün istifadə olunur. İdarəedici elektrod olaraq, adətən, cərəyanı daşıma əmsalı (α) vahidə yaxın olan ən kiçik enə malik orta hissə götürülür. Şəkil 4.2.15 a-da bu elektrod uyğun olaraq n_2 , şəkil 4.2.15 b-də isə p_2 - oblastına uyğun gəlir.



Şəkil 4.2.19. Trinstorun dövrəyə qoşulma sxemi

Trinstorun dövrəyə qoşulma sxemi şəkil 4.2.19-da göstərildiyi kimidir. Bu şəkildən görünür ki, idarəedici elektrodun p_2 - oblastına daxil olan i_i - cərəyanı cihazın ümumi cərəyanı ilə toplanır. Bu isə öz növbəsində cərəyanın daşınma əmsalının (α_2 -nin) böyüməsi ilə ekvivalentdir.

Bu halda (4.2.25) ifadəsini

$$i = \frac{Mi_{ko} + M\alpha_2 + i_2}{1 - M\alpha} \quad (4.2.28)$$

şəklində yazmaq olar. Buna uyğun olaraq trinstor üçün (4.2.27) ifadəsi

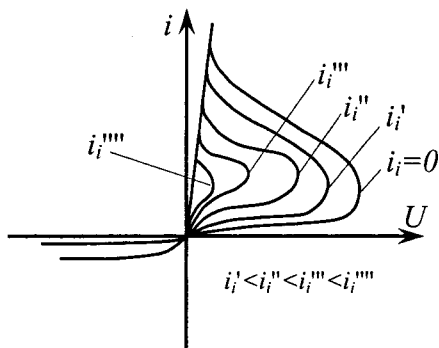
$$U \approx U_{sel.das.} \sqrt{1 - \frac{\alpha i + i_{ko} + \alpha_2 i_i}{i}} \quad (4.2.29)$$

kimi olar. Bu ifadələrdən görünür ki, trinstorda idarəedici i_i - cərəyanı böyüdükcə, cərəyanın selvari artmasına uyğun gələn U_{qoy} (qoşulma) gərginliyinin qiyməti kiçilir, trinstorun qoşulma $\left(r_{dif} = \frac{dU}{di} = 0 \right)$ nöqtəsindəki cərəyanın i - qiyməti isə artır. Beləliklə, i_i - idarəedici cərəyanını

dəyişməklə, trinstorun qapalı haldan açıq hala keçməsi (çeviricilik) prosesini idarə etmək olar.

İdarəedici cərəyanın müxtəlif qiymətlərində trinstorun volt-ampər xarakteristikası şəkil 4.2.20-də təsvir edilmiş kimi olar.

Tiristorun (dinistor və trinstorun) əsas parametrləri olaraq, onun volt-ampər xarakteristikasının xarakterik nöqtələrinə uyğun gərginliyin və cərəyanın qiymətləri götürülür (şəkil 4.2.17 və şəkil 4.2.20). Bu parametrlərə: tiristorun $U_{qoş}$ – qoşulma gərginliyi, yəni tiristorun qoşulduğu nöqtədəki



Şəkil 4.2.20. Trinstorun volt-ampər xarakteristikası

$\left(r_{dif} = \frac{dU}{di} = 0 \right)$ əsas gərginliyin qiyməti; $i_{qoş}$ – qoşulma cərəyanı, yəni tiristorun qoşalma nöqtəsindəki əsas cərəyanın qiyməti; tiristorun i_{sax} – saxlayıcı cərəyanı, yəni tiristoru açıq vəziyyətdə saxlamaq üçün lazım olan minimal cərəyanın qiyməti daxildir. Əsas gərginlik dedikdə, tiristorun əsas elektrodları (cihazın yük müqaviməti ilə qoşulduğu elektrodlar) arasındakı gərginlik, əsas cərəyan dedikdə isə bu elektrodlardan axan cərəyan nəzərdə tutulur.

Tiristorların digər bir qrup parametrləri isə onların çevirici kimi işini xarakterizə edən zaman intervallarıdır. Bu parametrlər sırasına tiristorun t_l – ləngimə müddəti, t_a – artma müddəti, t_g – gecikmə müddəti, t_d – düşmə müddəti, t_q – qoşulma müddəti və t_s – söndürülmə müddəti daxildir.

FƏSİL 4.3

YARIMKEÇİRİCİ QEYDEDİCİLƏR VƏ ÇEVİRİCİLƏR

§ 4.3.1. Qann diodu

Digər yarımkeçirici diodlardan fərqli olaraq, Qann diodları $p-n$ keçidə malik deyil. Bu cihazlar (Qann diodları) yalnız xüsusi quruluşlu enerji zonasına malik və sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük qiymətə malik olan yarımkeçirici materiallardan hazırlana bilir. Bu zaman istifadə olunan işçi elementin ölçülərinin yalnız müəyyən qiymətlər çərçivəsində dəyişə bilməsi ilə yanaşı, həm də yüksək dərəcədə bircins və təkmil monokristal olması tələb edilir. Qann diodunun iki cərəyan kontaktı var və onlardan biri anod, digəri isə katoddur. Cihazın çalışdığı rejimdə onun işçi elementinin daxilində güclü sabit elektrik sahəsi yaranmalıdır. Belə bir şəraitdə olan cihaz ifrat yüksək tezlikli ($f \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ Hz}$), amplitudu isə $\sim 1\text{ A}$ və daha böyük ola bilən periodik elektrik (cərəyan) rəqsləri generasiya edir.

Qann diodları 1963-cü ildə ingilis mühəndisi C.Qann tərəfindən $n-GaAs$ yarımkeçiricisində müşahidə olunan və sonralar məhz onun şərəfinə Qann effekti adlandırılan hadisənin əsasında işləyir.

Qann effektinin əsas mahiyyəti ondan ibarətdir ki, yüksək dərəcədə təkmil və bircins $n-GaAs$ monokristallarından hazırlanmış nazik (kiçik en kəsikli), uzunluğu müəyyən minimal (I_{\min}) və maksimal (I_{\max}) qiymətlər arasında yerləşən, iki omik kontaktlı nümunələr, onlara tətbiq olunan xarici sabit elektrik sahəsinin qiyməti müəyyən kritik

(E_{kr}) qiymətə çatdıqdan sonra ifrat yüksək tezlikli periodik elektrik rəqsləri (cərəyan rəqsləri) generasiya edir.

Aparılan kompleks tədqiqatlar nəticəsində aşkar edilmişdir ki, Qann diodlarının iş prinsipi aşağıdakı hadisələrlə bağlıdır. *n-GaAs* kristalının keçirici zonasında dalğa ədədinin $k=0$ qiymətindəki əsas minimumla yanaşı, bu minimuma nəzərən k – oxu boyunca $[100]$ istiqamətində müəyyən qədər sürüşmüş və ondan $\Delta E_2 = 0,36 \text{ eV}$ qədər yuxarıda yerləşən daha böyük enerji sıxlığına malik olan ikinci bir minimum da var. Bu materialın zona-enerji quruluşu şəkil 4.3.1-də təsvir edildi ki kimidir.

Əsas enerji minimumunda yükdaşıyıcıların (elektronların) effektiv kütləsi ($m_2^* = 0,072/m_0$) ikinci minimumdakından ($m_2^* = 1,2m_0$) kiçik, yüyürüklüyü isə – 300 K-də (uyğun olaraq $\mu_1 = 8 \cdot 10^3 \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{san}$ və $\mu_2 = 5 \cdot 10^2 \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{san}$) xeyli böyükdür.

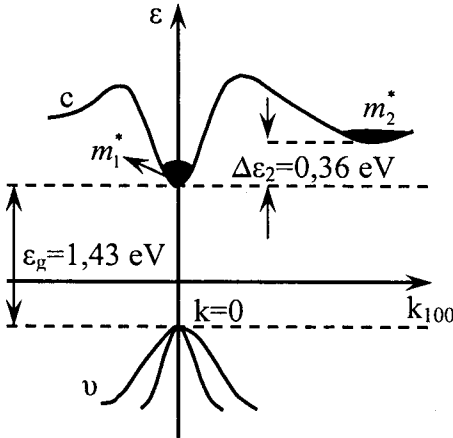
Zəif elektrik sahələrində ($E < E_{kr}$) kristaldakı ümumi konsentrasiyası (n_0) olan sərbəst elektronların ($n_0 = n_{01} + n_{02}$) böyük əksəriyyəti (n_{01}) əsas minimumda, çox cüzi hissəsi isə (n_{02}) – əlavə minimumda məskunlaşır ($n_{01} \gg n_{02}$). Bu halda kristaldan axan cərəyanın sıxlığı

$$j_1 = en_{10}\mu_1 E + en_{20}\mu_2 E, \quad (4.3.1)$$

kristala tətbiq edilən xarici gərginlikdən xətti asılı olur.

$E \geq E_{kr}$ qiymətlərində isə böyük (μ_1) yüyürüklüyə malik olan bu sərbəst elektronların kinetik enerjisi elektrik sahəsinin təsiri ilə xeyli artır. Yəni əsas minimumdakı elektronlar elektrik sahəsinin təsiri altında qızır (onların T_e –

effektiv temperaturu qəfəsin T_0 temperaturundan xeyli yüksək olur). Nəhayət, bu yükdaşıyıcıların qızma hesabına qazandığı əlavə kinetik enerji $\Delta\varepsilon_k \geq \Delta\varepsilon_2$ olduqda, qızmış elektronlar kollektiv şəklidə əsas minimumdan ikinci, yəni əlavə minimuma keçməyə başlayır. Kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdən sonra baxılan yarımkəçirici kristal özünü sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $n_2 \gg n_1$ və $n_0 = n_1 + n_2$ olan yeni bir yarımkəçirici material kimi aparır. Bu halda kristaldan axan cərəyanının sıxlığı



Şəkil 4.3.1. *n-GaAs* kristalının k – oxu istiqamətində zona-enerji quruluşu

$j_1 = e(n_{10}\mu_1 + en_{20}\mu_2)E$, (4.3.2)

yenə də xarici elektrik sahəsindən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir (şəkil 4.3.2). Bununla belə, $E < E_k$ və $n_2 \gg n_1$ qiymətlərində bu asılılığın meyili μ_1 -ə bərabər idisə, $n_2 \gg n_1$ olan $E > E_k$ halında $-\mu_2$ olur. Xarici elektrik sahəsinin qiyməti tədricən E_{kr} -ə qədər artırıldıqda kristaldan axan cərəyanın sıxlığı böyüyür və $E = E_{kr}$ halında öz maksimum qiymətinə çatır. Elektrik sahəsinin E_{kr} -dən E_{\min} -a qədərki sonrakı artması ilə yükdaşıyıcıların əsas minimumdan əlavə minimuma keçidi nəticəsində kristaldan axan cərəyanın sıx-

lığı j_{\max} -dan j_{\min} -a qədər kiçilir. Nəhayət, sərbəst yükdaşıyıcıların hamısı da olmasa, böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdən sonra $j = j_{\min}$ olur. Xarici elektrik sahəsinin $E > E_{\min}$ oblastındakı sonrakı böyüməsi, artıq qeyd edildiyi kimi kristaldan axan cərəyanın sıxlığının

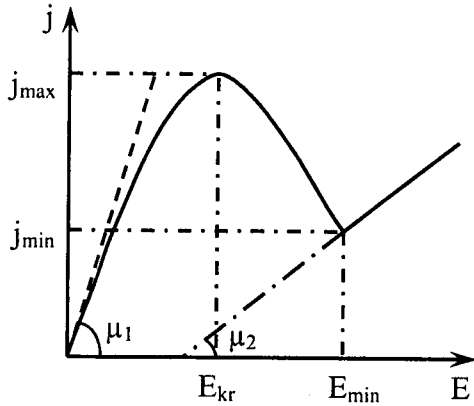
$$j \approx j_2 \approx en_2\mu_2 E \approx en_2\mu_2 E, \quad (4.3.3)$$

xətti qanunu ilə artmasına səbəb olur. Bu deyilənlər qrafiki olaraq şəkil 4.3.2-də təsvir olunub.

Şəkil 4.3.2-dən görüldüyü kimi elektrik sahəsinin $E_{kr} \leq E \leq E_{\min}$ qiymətlərində kristala tətbiq edilən gərginliklə cərəyanının dəyişmələri əks işarəlidir ($\Delta U > 0$ və $\Delta i < 0$). Bu isə o deməkdir ki, VAX-ın həmin hissəsində baxılan sistem mənfi diferensial keçiriciliyə malik olur.

Əgər yüksək dərəcədə bircins və təkmil *n-GaAs* kristalına xarici gərginlik tətbiq olunubsa, onun cərəyan kontaktları yaxınlığındakı oblastında

həmin kontaktlar yaradılarkən müxtəlif texnoloji səbəblərdən əmələ gəlmiş qeyri-bircinslikdə gərginlik düşküsu və uyğun olaraq elektrik sahəsinin E_t – intensivliyi kristalın digər hissələrindəki sahə intensivliyindən (E_0) böyük olar ($E_t > E_0$). Xarici gərginlik tədricən artırıldıqda həm E_t ,

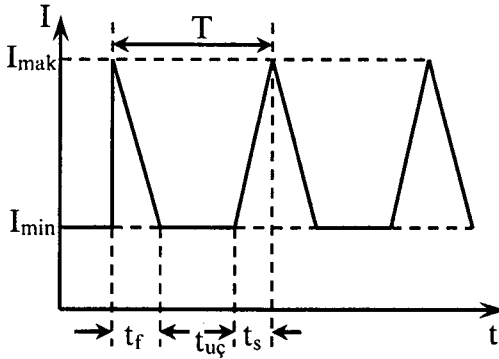


Şəkil 4.3.2. Çoxminimumlu enerji-zona quruluşuna malik yarımkəçiricidə cərəyanın sıxlığının elektrik sahəsindən asılılığı

həm də E_0 artar. Lakin həmişə ($E_t > E_0$) qalar və xarici gərginliyin müəyyən qiymətində digər hissələrdə hələ $E_0 < E_{kr}$ olmasına baxmayaraq, kontaktyanı qeyri-bircins oblastda sərbəst elektronların əsas minimumdan əlavə minimuma kollektiv şəkildə keçməsi nəticəsində, onların yüyürüklüyü, uyğun olaraq həm də sürəti kəskin azalar. Nəticədə, nümunə daxilində çox kiçik sürətə malik olan bir elektron layı yaranar. Bu laydan anoda tərəf olan elektronlar böyük sürətlə hərəkət edərək ondan uzaqlaşar, katoda tərəf olan elektronlar isə arxa tərəfdən ona (həmin laya) doğru daha çox sıxılar. Beləliklə, kristal daxilində katoddan anoda doğru hərəkət edən və bir-biri ilə bağlı olan elektronlarla zəngin və elektronların tükəndiyi oblastlardan ibarət bütöv bir sistem yaranır. Belə iki laylı yüklər sisteminə **elektrik domeni** deyilir.

Elektrik sahəsinin $E \geq E_{kr}$ şərtini ödəyən, lakin çox da böyük olmayan qiymətlərində bu domen hələ formalaşma mərhələsində olur. Nəhayət, domen tam formalaşdıqdan sonra, kristal daxilində onun anoda doğru bərabərsürətli hərəkəti baş verir. Domenin ön cəbhəsi anoda çatdıqdan sonra o (domen), tədricən anod tərəfindən sorulur və kristaldan çıxır. Bu domen kristaldan tam sorulduqdan sonra xarici gərginlik yenidən nümunə boyunca bərabər paylanır. Çünki domen yarandıqdan sonra mövcud olduğu vaxt ərzində kristala tətbiq edilən xarici gərginliyin böyük hissəsi həmin domendə düşürdü. Birinci domen nümunədən sorulduqdan sonra katod yaxınlığında növbəti-ikinci; ikinci sorulduqdan sonra həmin yerdə növbəti-üçüncü və s. domen yaranar. Bu proses periodik olaraq təkrarlanır. Elektrik domeninin yaranması, formalaşması, kristal boyunca hərəkət edərək anoda çatması və anod tərəfindən sorulması proseslərinin periodik təkrar olunmasına uyğun olaraq, kris-

taldan axan cərəyanın qiymətinin də periodik dəyişməsi, yəni kristalda ifrat yüksək tezlikli (İYT) kifayət qədər böyük amplitudlu cərəyan rəqslərinin generasiyası baş verir.



Şəkil 4.3.3. Qann diodundan axan cərəyanın zamandan asılılığının sxematik təsviri

Bu mənzərə sxematik olaraq şəkil 4.3.3-də təsvir edilib. Burada t_f – domenin formalaşma, t_{uc} – domenin kattedan anoda uçuş, t_s – isə domenin anod tərəfindən sorulma müddətləridir. Bu kəmiyyətlər həm də uyğun olaraq generasiya olunan cərəyan rəqslərinin həyəcanlaşma, sönmə və fasilə müddətləri adlandırılır.

Kristalın elektrodlar arasındakı uzunluğu l_{kr} , domenin hərəkət sürəti isə – v_{dom} olduqda:

$$t_{uc} = \frac{l_{kr}}{v_{dom}}. \quad (4.3.3)$$

Buradan isə generasiya olunan cərəyan rəqslərinin tezliyi:

$$f = \frac{v_{dom}}{l_{kr}}. \quad (4.3.4)$$

n-GaAs monokristallarında $l_{kr} \approx 10^{-3} sm$ olduqda:

$$v_{dom} \approx 10^7 sm/s \quad \text{və} \quad f \approx 10^{10} Hz = 10 QHz.$$

Əgər istifadə edilən nümunənin uzunluğu $l > l_{kr}$ olarsa, onun həcmində eyni zamanda bir yox, daha çox sayda qeyri-bircinsliklər mövcud ola bilər. Buna görə də belə nümunənin daxil olduğu dövrdə yaranan cərəyan rəqsləri monoxromatik olmaz. Daha kiçik uzunluğa malik nümunələrdə isə hər iki elektrod (anodun və katodun) kontaktyanı oblastları bir-birini bürüyər və nəticədə, domenin yaranıb sorulma prosesləri bir-birindən ayırd edilməz. Ona görə də, Qann diodlarında işçi elementin uzunluğu və uyğun olaraq Qann diodlarının generasiya etdiyi rəqslərin tezliyi yalnız müəyyən diapazon daxilində dəyişə bilər.

İstifadə olunan kristalda anod yaxınlığında da texnoloji qeyri-bircinsliklər mövcud olur və bu oblastda da domenlər yaranır, lakin həmin domenlər formalaşmağa imkan tapmamış anod tərəfindən sorulur və onların mövcudluğu əsas rəqslərin fonunda özünü təzahür etdirə bilmir.

Qann diodlarında işçi maddənin bütün həcmi generasiya prosesində iştirak etdiyindən bu cihazlarda p-n keçidli yarımkeçirici cihazlardakından böyük güc əldə etmək mümkündür. Çünki p-n keçidin həcmi çox kiçikdir.

İndiki dövrdə kəsilməz rejimdə işləyən və gücü onlarla vatt, eləcə də impuls rejimində işləyən və gücü bir neçə kilovatt, faydalı iş əmsalı isə onlarla faiz ola bilən Qann diodları mövcuddur.

Əgər Qann diodunun hazırlandığı kristal yüksək dərəcədə təkmil olmazsa, onun generasiya etdiyi elektrik rəqsləri monoxromatik və eyni amplitudlu olmaz.

§ 4.3.2. Tenzoelektrik cihazları

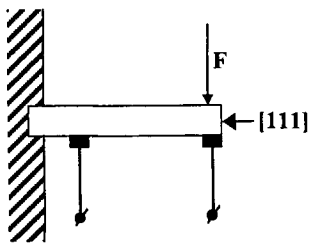
Yarımkəçirici materialdan hazırlanmış nümunə deformasiya olunduqda onu təşkil edən atomlar arasındakı məsafə dəyişdiyindən, həmin materialın enerji zonalarının quruluşu və forması, yəni keçirici zonanın dibinin və valent zonanın tavanının uyğun gəldiyi enerjinin qiyməti dəyişir. Bu zaman izoenerji səthlərinin formasının dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq, keçirici və valent zonalardakı N_c - və N_v - hal sıxlıqlarının qiymətləri də dəyişir. Sözsüz ki, bu da öz növbəsində materialın fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu hadisə, yəni deformasiya hesabına materialın hər hansı fiziki xassəsinin və ya xassələri toplusunun dəyişməsinə **tenzoeffekt** deyilir. Tenzoeffekt elektrik xassələrinin dəyişməsi ilə bağlıdırsa, o, **tenzoelektrik effekti** adlanır.

Tenzoeffektin qiyməti deformasiyanın növündən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Hərtərəfli sıxılma deformasiyasında kristalın simmetriyası dəyişmədiyindən, baş verən tenzoeffekt çox zəif olur.

Çox minimumlu enerji zonalarına malik yarımkəçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların yürüklüyünün deformasiyadan asılılığı, başlıca olaraq, sərbəst yükdaşıyıcıların enerji minimumları arasında yenidən paylanması hesabına güclü şəkildə dəyişir.

Tenzoeffektlər bir çox yarımkəçirici cihazların düzəldilməsinə imkan versə də, onların sırasında daha sadə quruluşa və iş prinsipinə malik, lakin daha geniş istifadə olunan və intensiv tədqiq edilən cihazlar **tenzorezistorlar** və **tenzodiodlardır**.

Tenzorezistor – cihazın işçi elementi adlanan iki omik kontaktlı yarımkəçirici lövhə və ya çubuqdan («barmaqçıqdan») ibarətdir. Həmin işçi elementin bir ucu tərpənməz dayağa bərkidilir, digər ucuna isə ölçülən (deformasiya yara-



Şəkil 4.3.4. Tenzorezistorun iş rejiminin sxematik təsviri

dan) qüvvə təsir edir (şəkil 4.3.4). Deformasiya zamanı işçi elementin elektrik müqavimətinin dəyişməsi tenzorezistorun

$$m = \frac{\Delta R/R_0}{\Delta l/l_0} = \frac{\Delta \rho/\rho_0}{\Delta l/l_0} \quad (4.3.5)$$

şəklində təyin edilən **tenzohəssaslıq əmsalı** ilə xarakterizə olunur.

Tenzohəssaslıq əmsalı – deformasiya zamanı işçi elementin elektrik müqavimətinin (yaxud xüsusi müqavimətinin) nisbi dəyişməsinin, həmin elementin uzunluğunun uyğun nisbi dəyişməsinə nisbətini göstərir. Buna görə də m – tenzohəssaslıq əmsalının ifadəsindəki R_0, ρ_0, l_0 – kəmiyyətləri uyğun olaraq işçi elementin deformasiyadan əvvəlki elektrik müqaviməti, xüsusi müqaviməti və uzunluğu, $\Delta R, \Delta \rho, \Delta l$ – isə həmin kəmiyyətlərin deformasiya hesabına baş verən dəyişmələrinin mütləq qiymətləridir.

Tenzorezistorun işinə temperaturun təsirini azaltmaq üçün onun işçi elementi, bir qayda olaraq, aşqarlanmış yarımkeçiricidən hazırlanır. Məlumdur ki, belə yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası müəyyən temperatur oblastında yalnız aşqar atomlarının konsentrasiyasından asılı olur. Bu konsentrasiya isə digər amillərdən, o cümlədən deformasiyadan da, asılı deyil. Buna görə də deformasiya prosesində tenzorezistorun işçi elementinin elektrik müqavimətinin müşahidə edilən dəyişməsi yalnız sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün deformasiyadan asılılığı hesabına baş verir.

Germanium və silisium yarımkeçiriciləri üçün tenzohəssaslıq əmsalı $m = 140 \div 180$ tərtibindədir. Bu kəmiyyət yarımkeçiricinin keçiricilik tipindən və deformasiyanın kris-

talın oxlarına nəzərən yönəlmə istiqamətindən də güclü asılıdır. Məsələn, n -Si-da $m < 0$ olmaqla, həm də [111] istiqamətində maksimal, [100] istiqamətində minimal; p -Si-da isə $m > 0$ olmaqla, həm də [100] istiqamətində maksimal, [111] istiqamətində – minimal qiymətə malikdir. Germanium yarımkeçiricisindən hazırlanmış tenzorezistorda hər iki tip keçiricilikli materialda [111] istiqamətində tenzoelektrik effekti güclüdür. Lakin n -Ge-da $m < 0$, p -Ge-da isə $m > 0$.

GaSb, InSb, PbTe və bir sıra başqa yarımkeçirici materialların kristalları da yüksək tenzohəssaslığa malikdir.

Tenzorezistordan, başlıca olaraq müxtəlif növ deformasiyaları, təzyiqli, qüvvəni, yerdəyişməni, sürüşməni və hərəkət təcilini ölçmək üçün, eləcə də mikrofon vəzifəsində istifadə edilir.

Tenzorezistorda elektrik müqavimətinin temperaturdan arzuolunmaz asılılığının cihazın işinə mənfi təsirini aradan qaldırmaq üçün, əksər hallarda körpü sxemli ölçü qurğusunda körpünün qollarında eyni temperatur əmsallı iki tenzorezistordan istifadə edilir. Bu tenzorezistorlardan yalnız biri tenzoqeydedici funksiyasını yerinə yetirir. İkinci tenzorezistor isə birincinin müqavimətinin qiymətinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsinə kompensə etməyə xidmət göstərir.

Tenzodiod – bir p - n keçid və iki cərəyan kontaktına malik olub, iş prinsipi p - n keçiddən axan əksinə cərəyanın, daha doğrusu, doyma cərəyanının qiymətinin deformasiyadan asılılığına əsaslanan yarımkeçirici cihazdır.

p - n keçidin Şokli nəzəriyyəsinəndən məlumdur ki, qeyrisimmetrik, məsələn p^+ - n tipli keçiddə deformasiya olunmamış halda doyma cərəyanı:

$$j_0 = \sqrt{ekT \frac{p_n^2 \mu_{p0}}{\tau_p}}. \quad (4.3.6)$$

Aşqar keçiricilikli yarımkəçiricidə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların τ_p – yaşama müddətinin deformasiyadan asılı olmadığını qəbul etmək mümkün olduğundan, deformasiya zamanı yalnız bu yükdaşıyıcıların μ_p – yürüklüyü və p_n – konsentrasiyası dəyişər. Digər tərəfdən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların p_n – konsentrasiyasının deformasiya zamanı dəyişməsi

$$p_n = p_{n0} \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}_{def}}{kT}\right) \quad (4.3.7)$$

şəklində təyin olunduğundan (burada $\Delta\mathcal{E}_{def} = \Delta\mathcal{E}_g + kT \ln \frac{N_c N_v}{N'_c N'_v}$ – qadağan olunmuş zonanın eninin effektiv, $\Delta\mathcal{E}_g = (\mathcal{E}'_c - \mathcal{E}_c) - (\mathcal{E}'_v - \mathcal{E}_v)$ – isə qadağan olunmuş zonanın eninin həqiqi dəyişməsidir), deformasiya olunmuş p^+ -n keçiddə doyma cərəyanının qiyməti

$$j'_0 = \sqrt{\frac{ekT\mu_p p_n^2}{\tau_p} \exp(-\Delta\mathcal{E}_{def}/kT)}, \quad (4.3.8)$$

deformasiya hesabına doyma cərəyanının nisbi dəyişməsi isə

$$\frac{\Delta j_0}{j_0} = \frac{j'_0 - j_0}{j_0} = \left(\frac{\mu_p}{\mu_{p0}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}_{def}}{kT}\right) - 1 \quad (4.3.9)$$

olar.

Aydındır ki, tamamilə oxşar ifadəni n^+ -p keçidi üçün də yazmaq mümkündür. Bu halda:

$$\frac{\Delta j'_0}{\Delta j_0} = \left(\frac{\mu_n}{\mu_{n0}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}_{def}}{kT}\right) - 1. \quad (4.3.10)$$

Maksimal tenzohəssaslıq ala bilmək üçün $\Delta\varepsilon_{def}$ və μ kəmiyyətlərinin dəyişməsi cərəyana görə əlaqəli (uzlaşmış) şəkildə olmalıdır. Daha doğrusu, əgər $\Delta\varepsilon_{def}$ – artırsa, onda μ – azalmalıdır və əksinə.

Eyni şəraitdə $p-n^+$ keçidlərdə tenzohəssaslıq p^+-n keçidlərdəkindən dəfələrlə böyük olur.

Tenzodiodda $p-n$ keçidlərin en kəsiyi müstəvisinin yönəlməsi istiqaməti onların deformasiya olunması üsuluna uyğun olaraq seçilir. Tenzorezistorla müqayisədə tenzodiodun üstünlüyü, həm tenzodiodun daha yüksək həssaslığa malik olması, həm də onun vasitəsilə hərtərəfli sıxılma halında da deformasiyanı ölçməyin mümkünlüyüdür. Tenzorezistor isə hərtərəfli sıxılmaya az həssasdır. Ona görə ki, baxılan halda başlıca olaraq qadağan olunmuş zonanın eni dəyişir, yürüklük isə demək olar ki, sabit qalır.

§ 4.3.3. Maqnit sahəsi qeydediciləri

Maqnit sahəsinə həssas yarımkeçirici cihazlar, adətən, maqnit sahəsini (maqnit sahəsi induksiyasını) qeyd etmək və ölçmək üçün işlədilir. Onların sırasında quruluşunun, iş prinsipinin və hazırlanma texnologiyasının sadələyinə görə **Holl qeydediciləri**, **maqnitorezistorlar**, və **maqnitodiodlar** daha önəmlidir.

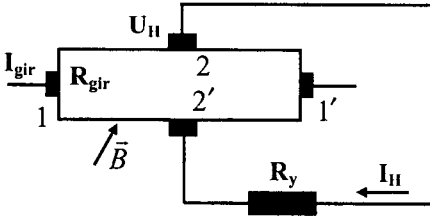
Holl effekti əsasında işləyən və maqnit sahəsi induksiyasını ölçən yarımkeçirici cihazlar – **Holl qeydedicisi** adlanır.

Holl qeydedicisini dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirib, ondan sabit cərəyan buraxmaqla, **Holl kontaktlarının** dövrəsində dəyişən cərəyan almaq mümkündür. Bu halda alınan dəyişən cərəyanın tezliyi qeydediciyə təsir edən dəyişən maqnit sahəsinin tezliyinə bərabər olur. Sabit cərəyanı

dəyişən cərəyana çevirən belə cihaz **cərəyan çeviricisi** adlanır.

Cərəyan çeviricisi rejimində işləyən Holl qeydedicisinin işini xarakterizə etmək (qiymətləndirmək) üçün

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} \quad (4.3.11)$$



Şəkil 4.3.5. Holl qeydedicisinin iş rejimində dövrəyə qoşulmasının sxematik təsviri

şəklində təyin olunan və **qeydedicinin istifadə etmə əmsalı** adlanan kəmiyyətdən istifadə edilir. Bu kəmiyyət, qeydedicinin Holl kontaktları dövrəsindəki R_y – yük müqavimətində ayrılan P_y – **yük gücünün**, giriş

dövrəsində sərf olunan P_{gir} – **giriş gücünə** nisbəti ilə təyin olunur (şəkil 4.3.6). Əgər nəzərə alınsa ki:

$$\begin{aligned} P_{gir} &= I_{gir}^2 \cdot R_{gir} , \\ P_y &= I_H^2 R_y , \\ I_H &= \frac{U_H}{R_0 + R_y} \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

(burada I_{gir} – giriş, I_H – isə çıxış dövrəsindəki cərəyanın şiddəti, R_{gir} və R_y – uyğun olaraq giriş və yük müqavimətləri, R_0 – isə cihazın Holl kontaktları arasındakı müqavimətdir), onda:

$$P_y = U_H^2 R_y / (R_0 + R_y)^2 . \quad (4.3.13)$$

Yük müqavimətinin $R_0 = R_y$ qiymətində isə:

$$P_y = U_H^2 / 4R_0 . \quad (4.3.14)$$

Holl effekti nəticəsində yaranan gərginlik

$$U_H = \frac{R_H}{d} IB$$

olduğundan:

$$P_y = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0} B^2$$

və

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0 R_{gir} I_{gir}^2} B^2 = \frac{R_H^2}{4d^2 R_0 R_{gir}} B^2 . \quad (4.3.15)$$

Sonuncu ifadədəki R_0 və R_{gir} – müqavimətləri materialın

$$\rho = \frac{1}{en\mu_n} \quad (4.3.16)$$

xüsusi müqaviməti ilə mütənasib, R_H – Holl sabiti isə

$$R_H = \frac{A}{en} \quad (4.3.17)$$

olduğundan (burada n və μ_n – əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yüyürüklüyü, A – sərbəst yükdaşıyıcıların kristaldakı səpilmə mexanizmi ilə təyin olunan sabitdir) yazmaq olar ki:

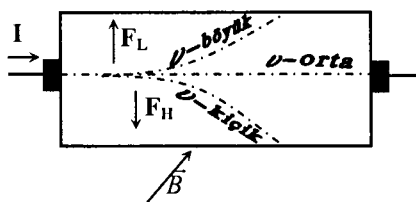
$$\eta = C(\mu_n \cdot B)^2 . \quad (4.3.18)$$

Burada C – kristalın həndəsi ölçüləri və A – kəmiyyətinin qiyməti ilə təyin olunan sabitdir. Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, $\eta \sim \mu_n^2$. Başqa sözlə, Holl qeydedicisinin istifadə etmə əmsalı sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün

kvadratı ilə mütənasibdir. Bu səbəbdən də Holl qeydedicisi $n\text{-Ge}$ ($\mu_n \approx 3800 \text{sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$), $n\text{-GaAs}$ ($\mu_n = 8500 \text{sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$) və $n\text{-InSb}$ ($\mu_n = 77000 \text{sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$) kimi otaq temperaturunda əsas yükdaşıyıcıların yüyürlüklüyü böyük olan yarımkeçiricilərdən hazırlanır.

\vec{B} -induksiyalı maqnit sahəsində yerləşdirilmiş yarımkeçiricidən maqnit induksiyası ilə müəyyən $\varphi \neq 0$ bucaq altında yönəlmiş I – cərəyanı axdıqda, sərbəst yükdaşıyıcılara Lorens qüvvəsi ilə yanaşı, həm də eninə istiqamətdə yaranmış **Holl elektrik sahəsi** təsir edir və bu qüvvələr bir-birinin əksinə yönəlir. Stasionar halda kristalda Holl elektrik sahəsi elə qiymətə çatır ki, onun kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcılara F_H – təsiri, F_L – Lorens qüvvəsinin təsirini tam kompensə edir ($F_H = -F_L$). Bu halda cərəyan xətləri kristalın yan üzələrinə paralel yönəlmiş olur.

Yarımkeçiricidə yükdaşıyıcıların hamısının hərəkət sürəti isə heç də eyni olmur. Belə ki, xaotik istilik hərəkəti hesabına kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcıların elektrik sahəsindəki hərəkət sürətinin qiyməti müəyyən qədər yayılmış («bulanıq») olur. Ona görə də Holl elektrik sahəsinin \vec{F}_H – təsir qüvvəsi yalnız orta sürətli yükdaşıyıcılara xarici maqnit sahəsi tərəfindən göstərilən



Şəkil 4.3.6. Maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyan axan yarımkeçirici kristalda sərbəst yükdaşıyıcıların sürətlərinə görə qruplaşmasının sxematik təsviri

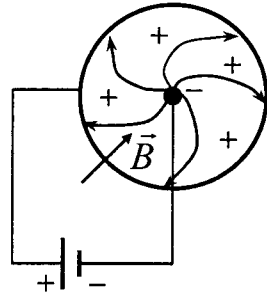
F_L – Lorens qüvvəsini kompensə edir. Bu halda kiçik sürətli yükdaşıyıcılara Holl sahəsi, böyük sürətli yükdaşıyıcılara isə Lorens qüvvəsi daha güclü təsir göstərir. Ona görə də kristalın elektrik keçiriciliyində orta sürətli yükdaşıyıcılar daha

həlledici rol oynayır. Kiçik və böyük sürətli yükdaşıyıcıların isə keçiricilikdəki payı çox az olur (şəkil 4.3.6).

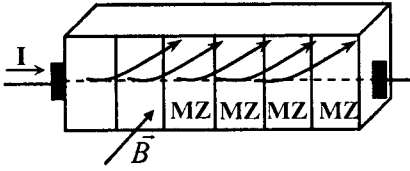
Nəticədə, cərəyanla müəyyən ($\varphi \neq 0$) bucaq əmələ gətirən (eninə) maqnit sahəsində yarımkəçiricinin müqaviməti artır. Bu hadisə, yəni eninə maqnit sahəsində yarımkəçiricinin elektrik müqavimətinin artması (keçiriciliyin azalması) **Qauss effekti** və ya **maqnitorezistiv effekt (maqnit müqaviməti effekti)** adlanır.

Eyni zamanda iki növ sərbəst yükdaşıyıcıları mövcud olan yarımkəçirici kristalda E_H – Holl elektrik sahəsinin qiyməti kiçik olur. Buna görə də belə yarımkəçiricidə maqnit sahəsində cərəyan xətləri kristalın yan üzlərinə paralel olmur və böyük (güclü) maqnit müqaviməti effekti müşahidə olunur.

Yarımkəçiricidə Holl elektrik sahəsinin sərbəst yükdaşıyıcılara təsirini müxtəlif üsullarla aradan qaldırmaq mümkündür. Bu məqsədlə daha geniş tətbiq edilən üsul kristalın disk şəklində hazırlanması və elektrik kontaktlarının konsentrik çəvrələr formasında yerləşdirildiyi **Korbino disk** adlanan elementdən istifadə üsuludur (şəkil 4.3.7). Bu elementin səth müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş xarici maqnit sahəsinin təsiri altında sərbəst yükdaşıyıcılar cərəyanın axdığı radiuslardan kənara əyilsələr də, onların yan üzlərdə toplanması baş vermir, daha doğrusu, Holl elektrik sahəsi yaranmır. Korbino diskində verilmiş yarımkəçirici material üçün maksimal maqnitomüqavimət effekti müşahidə olunur.



Şəkil 4.3.7. Korbino diski əsasında düzəldilmiş maqnitorezistorun iş rejimində dövrəyə qoşulması sxemi



Şəkil 4.3.8. Səthinə nazik metal zolaqlar çəkməklə Holl gərginliyi aradan qaldırılmış maqnitorezistorun sxematik təsviri

Holl effektini yarımkeçirici lövhənin yan üzlərinə Holl potensialları fərqi qısa qapayan nazik metal zolaqlar (MZ) çəkməklə də aradan qaldırmaq mümkündür. Bu zolaqlar eyni zamanda həm cərəyanın, həm də maqnit

sahəsinin istiqamətinə perpendikulyar yönəlməlidir (şəkil 4.3.8-də MZ zolaqları). Əksər hallarda səthə çəkilmiş nazik metal zolaqlar əvəzinə, kristalın daxilinə müxtəlif üsullarla çox nazik metal iynəciklər yeridilir. Bu variantda misal olaraq, geniş tətbiq tapmış $InSb+NiSb$ materialından hazırlanmış maqnitorezistoru göstərmək olar. Burada $InSb$ kristal daxilində müxtəlif istiqamətlərdə yönəlmiş nazik $NiSb$ metal iynələri şəkil 6.3.8-də təsvir olunan halda kristalın səthinə çəkilmiş metal zolaqların vəzifəsini yerinə yetirir. Bu məqsədlə $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlullarının kristallarından da istifadə edilir. Yarımkeçiricidəki sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü artdıqca maqnitorezistiv effektin qiyməti böyüdüyündən, maqnitorezistor hazırlamaq üçün məhz sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük olan yarımkeçirici materialdan istifadə edilir. Müəyyənləşdirilmişdir ki, zəif maqnit sahələrində maqnitorezistiv effekt sahədən kvadratik, daha yüksək maqnit sahələrində isə xətti qanunla asılı olur.

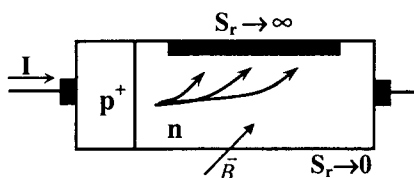
Uzun (baza hissəsinin ölçüləri böyük olan) yarımkeçirici dioddan axan cərəyanın qiyməti həmin diodun baza oblastının tarazlıqda olmayan keçiriciliyi ilə təyin olunur.

Baza oblastında tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların paylanması isə onların yürüklüyündən və effektiv yaşama müddətindən asılıdır. Eninə maqnit sahəsində maqnitorezistiv effekt nəticəsində yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün qiyməti azaldığından bazanın elektrik keçiriciliyi daha da güclü dəyişir. İnjeksiya hesabına maqnitorezistiv effekt on və yüz dəfələrlə güclənir və **uzun diodların** maqnitohəssaslığı maqnitorezistorların maqnit həssaslığından qat-qat yüksək olur. Bu xüsusiyyət uzun diodların da, maqnit sahəsini qeyd etmək və ya ölçmək üçün istifadə olunmasını mümkün edir. Baza oblastının müqavimətinin maqnit sahəsinin qiymətindən asılılığına əsaslanan və maqnit sahəsini qeyd etmək, eləcə də ölçmək üçün istifadə oluna bilən yarımkeçirici diod **maqnitodiod** adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi maqnit diodunda təkcə sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünü azaltmır, o, həm də cərəyan xətlərini əyir. Adətən, bu diodlarda sərbəst elektron və deşiklərin konsentrasiyasının bərabərliyi təmin olunduğundan, bazada

Holl sahəsi yaranmır. Cərəyan xətlərinin əyilmə hesabına uzanması tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların bazaya daxil olma dərinliyinin kiçilməsinə və injeksiya olmuş yükdaşıyıcılar hesabına baza oblastının keçiriciliyinin modulyasiyasının azalmasına, yəni maqnitohəssaslığın yüksəlməsinə səbəb olur (şəkil 4.3.9).

Diodun baza hissəsində cərəyan xətlərinin əyilməsi yan üzlərdən birində sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasi-



Şəkil 4.3.9. Maqnitodiodlarda maqnit sahəsinə həssaslığın yaranmasının prinsipial sxemi

yasının artmasına, digərində isə azalmasına səbəb olur. Nazik lövhələrdə tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti, başlıca olaraq səth rekombinasiyası ilə müəyyənləşdiyindən, sərbəst yükdaşıyıcıların belə paylanması cərəyanda səth rekombinasiyasının rolunun və yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddətinin dəyişməsinə gətirir. Nəticədə, sərbəst yükdaşıyıcıların meyil etdirildiyi yan üzün səth rekombinasiyasında rolu artır, əks üzünkü isə ya azalır, ya da tamamilə aradan qalxır.

Əgər hər iki üzdə rekombinasiya sürəti (S_r) eyni olarsa, onda sərbəst yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti və belə maqnit diodundan axan cərəyanın qiyməti maqnit sahəsində kiçilir.

Bazanın yan üzlərində yükdaşıyıcıların rekombinasiya sürətləri bir-birindən kəskin fərqləndikdə isə sərbəst yükdaşıyıcılar rekombinasiyanın sürəti daha kiçik olan üzə meyil etdirilməklə onların effektiv yaşama müddətinin qiyməti artırılır. Nəticədə, maqnitodioddan axan cərəyan da böyüyür.

Maqnit sahəsinin əks istiqamətində isə adi maqnitodiod effekti müşahidə olunur və maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqca dioddan axan cərəyan kəskin azalır.

Maqnitorezistorların və maqnitodiodların, eləcə də bəzi digər **qalvanomaqnit cihazları** xarakterizə edən əsas kəmiyyət **volt-maqnit həssaslığıdır**. Bu kəmiyyət kristaldakı gərginlik düşküsünün ΔU – dəyişməsinin, həmin kristaldan axan I – cərəyana və gərginliyin bu dəyişməsinə yaradan ΔB – maqnit sahəsi dəyişməsinə nisbətində bərabərdir:

$$\gamma_H = \Delta U / (\Delta B \cdot I) \quad (4.3.19)$$

Ge və Si -dan hazırlanmış maqnitodiodlarda $\gamma_H \approx 30 \div 90V / A \cdot Tl$.

FƏSİL 4.4

İSTİLİK VƏ TERMOELEKTRİK CİHAZLARI

§ 4.4.1. Termorezistor

Yarımkəçirici materialların elektrik keçiriciliyinin və ya müqavimətinin temperaturdan güclü asılı olması bu materialların əsasında temperaturu ölçmək üçün cihazlar, eləcə də müxtəlif sxemlərdə tətbiq edilə bilən temperatur tənzimləyiciləri və temperatur relələri hazırlamağa imkan verir. Bu baxımdan ən maraqlı və geniş tətbiq tapmış yarımkəçirici cihaz termorezistordur.

Termorezistor – iş prinsipi materialın elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığına əsaslanan rezistordur.

Termorezistorun **termistor**, **bolometr**, **pozistor** kimi müxtəlif növləri var.

Bolometr – optik şüalanmanın istilik təsirini qeydə almaq və onun gücünü ölçmək üçün istifadə edilən cihazdır.

Pozistor isə – elektrik müqavimətinin temperatur əmsalı müsbət olan, yəni müqaviməti temperaturun artması ilə böyüyən termorezistordur.

Termorezistorun daha maraqlı iş prinsipinə malik olan və geniş tətbiq edilən növü termistordur. **Termistor** – müqavimətinin temperatur əmsalı mənfi olan termorezistordur. Bu cihazın iki növü var – **birbaşa və dolaylı yolla qızdırılan termistor**. Birbaşa qızdırılan termistorda müqavimətin dəyişməsi, ya birbaşa cihazın işçi elementindən keçən cərəyan hesabına onun qızması, ya da işçi elementin istilik şüalandırmasının dəyişməsi (məsələn, ətraf mühitin temperaturunun dəyişməsi) nəticəsində baş verir.

Temperaturun yüksəlməsi ilə yarımkeçirici materialın müqavimətinin kiçilməsi, yəni müqavimətin temperatur əmsalının mənfi olması bir neçə müxtəlif səbəblərdən baş verə bilər. Bunlardan ən başlıcası temperaturun yüksəlməsi ilə materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması, dəyişən valentli ionlar arasındakı elektron mübadiləsinin intensivliyinin böyüməsi və ya yarımkeçirici materialda faza çevrilməsinin baş verməsidir.

Bu hadisələrin hər biri heç də yarımkeçirici materialın hamısında yox, onların növündən asılı olaraq (kovalent və ion rabitəli yarımkeçiricilər, bəzi oksid yarımkeçiricilər və s.) müəyyən bir qrupunda daha üstün təzahür edə bilər.

Temperaturun yüksəlməsi ilə müqavimətin azalmasının (müqavimətin temperatur əmsalının $\alpha_T < 0$ olmasının) sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına baş verməsi, başlıca olaraq kovalent rabitəli yarımkeçiricilərdən (Ge, Si, SiC, A_3B_5 birləşmələri və s.) hazırlanmış termistorlara xasdır. Belə yarımkeçiricilər həm aşqar, həm də məxsusi keçiriciliyin baş verdiyi temperatur diapazonlarında müqavimətin temperatur əmsalının mənfi qiymətinə malik olur. Hər iki halda elektrik keçiriciliyinin (müqavimətin) temperaturdan asılılığı əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının temperaturdan asılılığı hesabına baş verir. Çünki sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün temperaturdan asılılığı bu halda nəzərə alınmayacaq dərəcədə zəif olur.

Aşqar və məxsusi keçiriciliyin baş verdiyi temperatur diapazonlarında yarımkeçiricinin müqavimətinin temperaturdan asılılığı

$$R = R_0 \exp(B_T / T) \quad (4.4.1)$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Burada B_T – materialın müqavimətinin temperatur həssaslığı əmsalı, R_0 – isə termistorun hazırlandığı materialdan və cihazın işçi elementinin həndəsi

ölçülərindən asılı olan kəmiyyət, daha doğrusu, verilmiş müəyyən temperaturda cihazın müqavimətidir.

Yarımkəçiricidəki fəal aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı və kompensənin olmadığı halda:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / 2k . \quad (4.4.2)$$

Bu ifadədə $\Delta \varepsilon_a$ – aşqar (donor və ya akseptor) atomlarının daxil edildikləri yarımkəçirici maddədə ionlaşma enerjisi, k – isə Bolsman sabitidir.

Kompensə olunmuş, lakin aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı yarımkəçiricidə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / k . \quad (4.4.3)$$

Məxsusi keçiricilik halında isə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_g / 2k . \quad (4.4.2)$$

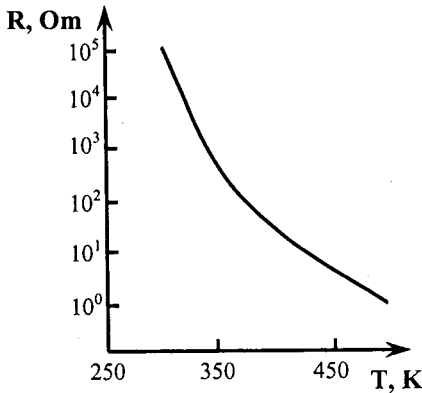
Sonuncu ifadədəki $\Delta \varepsilon_g$ kəmiyyəti yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının eninin qiymətini göstərir.

Termistor, əksər hallarda oksid yarımkəçiricilərin, daha doğrusu, kimyəvi elementlərin dövrü sistemində titandan sinkə qədər sırada yerləşən keçid qrupu metallarının («keçid elementlərinin») oksidləri əsasında düzəldilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, ion rabitəsinin üstünlük təşkil etdiyi belə oksid yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi, kovalent rabitəli yarımkəçiricilərinkindən fərqlənir. Belə ki, keçid elementləri üçün dolmamış elektron təbəqələrinin mövcud olması və dəyişən valentlik xarakterikdir. Bunun da nəticəsində, həmin kimyəvi elementlərin oksidləri əmələ gələrkən müəyyən şəraitdə eyni kristalloqrafik vəziyyətdə yerləşən ionlar müxtəlif yüklərə malik olur. Belə materialların elektrik keçiriciliyi qonşu ionlar arasında baş verən elektron mübadiləsi ilə əlaqədar olur. Temperaturun dəyiş-

məsi ilə maddədəki ionlar arasında elektron mübadiləsinin intensivliyinin dəyişməsi nəticəsində oksid yarımkəçiricidən hazırlanmış termistorda da müqavimətin temperaturdan asılılığı əsasən kovalent yarımkəçiricidən hazırlanmış termistordakı kimidir. Bu iki hal arasındakı başlıca fərq yalnız ondan ibarət olur ki, B_T – temperatur həssaslığı əmsalı oksid yarımkəçiricidən hazırlanmış termistorda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsinə deyil, ionlar arasında elektron mübadiləsinin intensivliyini əks etdirir.

Bəzi oksid yarımkəçiricilərdə (məsələn, V_2O_4 və V_2O_3 -də) faza keçidlərinin baş verdiyi temperaturlarında (68°C və 110°C) xüsusi müqavimətin bir neçə tərtib azalması müşahidə olunur. Bu hadisə həmin yarımkəçiricilər əsasında faza keçidlərinin baş verdiyi temperatur diapazonunda işləyən və müqavimətin temperatur əmsalının böyük mütləq qiymətə malik olduğu termistorlar düzəltməyə imkan verir. Belə termistorlarda $B_T < 0$.

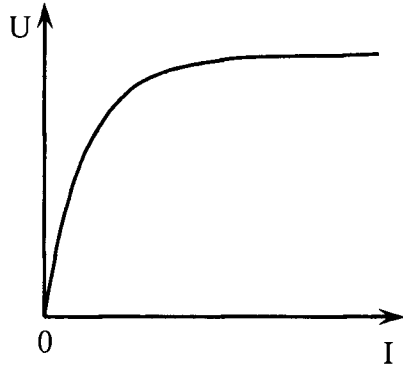


Şəkil 4.4.1. Termistorun temperatur xarakteristikası

xarakteristikasıdır.

Birbaşa qızdırılan termistorun əsas parametrləri: **nominal müqavimət, temperatur həssaslığı əmsalı, müqavimətin temperatur əmsalı, səpilmə əmsalı, yol verilən maksimal işçi temperatur, yol verilən maksimal səpilmə gücü, enerji həssaslığı əmsalı və zaman sabitidir.** Bu cihazın əsas xarakteristikaları isə **statik volt-ampər xarakteristikası və temperatur**

Termistorun temperatur xarakteristikası – onun müqavimətinin temperaturdan asılılığına (şəkil 4.4.1), **statik volt-ampər xarakteristikası** – isə termistorla ətraf mühit arasında istilik tarazlığı qərarlaşdığı şəraitdə, cihazdakı gərginlik düşgüsünün cihazdan keçən cərəyanın qiymətindən asılılığına deyilir (şəkil 4.4.2).



Şəkil 4.4.2 Termistorun statik volt-ampər xarakteristikası

Termistorun VAX-nın kiçik cərəyan və gərginlik oblastında xətti olması onunla izah edilir ki, bu halda termistorda ayrılan Coul gücü cihazın temperaturunu nəzərəcarpacaq dərəcədə dəyişə bilmir. Lakin cərəyanın sonrakı artması ilə, termistorda ayrılan Coul istiliyi cihazın temperaturunu nəzərə carpacaq qədər dəyişir. Bu halda cihazın yekun temperaturu iki amillə, daha doğrusu, ətraf mühitin temperaturu və termistorun Coul istiliyi hesabına qızması ilə təyin olunur. Termistordan axan cərəyanın belə qiymətlərində cərəyanın artması ilə termistorun müqaviməti kiçilir və nəticədə cihazın statik volt-ampər xarakteristikasının xəttiliyi pozulur. Daha böyük cərəyanlarda isə cihazda ayrılan Coul istiliyinin kifayət qədər böyük olması nəticəsində, hətta statik VAX-da düşən (mənfi diferensial müqavimətli) oblast da müşahidə oluna bilər.

Termistorun nominal müqaviməti – adətən, 20°C -də (otaq temperaturunda) onun malik olduğu müqaviməti, B_T – **temperatur həssaslığı** isə – müqavimətin temperaturdan asılılığının ifadəsində (temperatur xarakteristikasında) eksponentin üstünü göstərir. Bu parametr (B_T) təcrübi ola-

raq, termistorun iki müxtəlif (T_1 və T_2) temperaturdakı müqavimətinə (R_1 və R_2) görə

$$B_T = \frac{\ln(R_2/R_1)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (4.4.5)$$

ifadəsindən təyin edilir.

Termistorun müqavimətinin temperatur əmsalı (R_T) – cihazın müqavimətinin $\frac{dR}{R}$ – nisbi dəyişməsinin həmin dəyişmənin baş verdiyi dT – temperatur dəyişməsinə nisbətini göstərir:

$$R_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}. \quad (4.4.6)$$

Bu əmsalın qiyməti temperaturdan asılı olduğundan, həmişə onun indeksində R_T -nin verilmiş qiymətinin ölçüldüyü temperatur göstərilir. Müqavimətin temperatur asılılığının (4.4.1) ifadəsini (4.4.6)-da nəzərə aldıqda:

$$R_T = -B_T T^2 \quad (4.4.7)$$

olar. Müxtəlif termistorlar üçün otaq temperaturunda $R_T \approx -(0.8 \div 6.0) \cdot 10^{-2} K^{-1}$.

Termistorun səpilmə əmsalı (H) – ədədi qiymətə cihazla ətraf mühit arasında 1 K temperatur fərqi mövcud olduqda, termistor tərəfindən səpələn, yaxud da termistoru 1K qızdırmaq üçün onda ayrılması lazım gələn gücü göstərir.

Termistorun yolverilən maksimal işçi temperaturu elə ən yüksək temperaturdur ki, bu temperaturda hələ də cihazda dönməyən istilik prosesləri, yəni parametr və xarakteristikaların dönməyən dəyişmələri baş vermir. Bu temperatur

həm termistorun hazırlandığı materialla, həm də onun konstruksiya xüsusiyyətləri ilə təyin olunur.

Termistorun yolverilə bilən maksimal səpilmə gücü isə elə gücdür ki, cihazda otaq temperaturunda (20°C) bu qədər güc ayrıldıqda, o, yolverilən maksimal işçi temperatura qədər qıza bilir.

Termistorun enerji həssashlıq əmsalı (G) – cihazın müqavimətini 1% dəyişə bilən gücə deyilir.

Termistorun həssashlıq və səpilmə əmsalları arasında

$$G = \frac{H}{R_T} \quad (4.4.8)$$

şəklində əlaqə mövcuddur.

Termistorun zaman sabiti (τ_T) – elə zaman müddətidir ki, həmin müddət ərzində cihazın ətraf mühitə nəzərən temperaturu e – ədədi dəfə, yəni ~63 % azala bilsin. Bu kəmiyyət termistorun istilik ətalətini müəyyən edir və cihazın konstruksiyasından, eləcə də ölçülərindən asılı olmaqla, həm də termistorun yerləşdiyi mühitin istilikkeçirməsi ilə təyin olunur. Müxtəlif tip termistorlar üçün $\tau_T \approx 0.5 \div 140$ saniyə.

Dolayı yolla qızdırılan termistor, əlavə istilik mənbəyinə, yəni qızdırıcıya malik olur.

Bu növ termistor müxtəlif konstruktsiyalarda hazırlansa da, onların hamısı üçün ümumi bir xüsusiyyət var. Bu ümumi xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, bütün konstruktsiyalarda cihazda bir-birindən təcrid edilmiş iki elektrik dövrəsi mövcud olur. Həmin elektrik dövrlərindən biri idarə edən, digəri isə idarə olunan dövrədir.

Dolayı yolla qızdırılan termistorun, birbaşa qızdırılan termistora aid olan parametr və xarakteristikalarla yanaşı, həm də yalnız onun özünə xas olan parametr və xarakteristikaları da var.

Həmin paramerlərdən ən başlıcası termistorun qızdırılma xarakteristikasıdır.

Termistorun qızdırılma xarakteristikası – onun müqavimətinin qızdırıcı **sarğıda** ayrılan gücdən asılılığını göstərir.

Digər parametrlər sırasında isə termistorun istilik rəbitəsi əmsalını və zaman sabitini göstərmək olar.

Dolayı yolla qızdırılan **termistorun istilik rəbitəsi əmsalı** (k_0) – cihazın termohəssas elementini birbaşa (P_T) və dolayı yolla (P_q) eyni bir temperatura qədər qızdırmaq

üçün lazım olan güclərin nisbətini $\left(k_0 = \frac{P_T}{P_q} \right)$ göstərir.

Dolayı yolla qızdırılan termistorun **istilik ətaləti** iki zaman sabiti ilə xarakterizə olunur. Bunlardan birincisi, dolayı yolla qızdırılan termistorun bütövlükdə, yəni bütün qurğunun, ikincisi isə yalnız onun termohəssas elementinin istilik ətalətini xarakterizə edir.

§ 4.4.2. Termoelektrik hadisələri. Termoelektrik generatoru

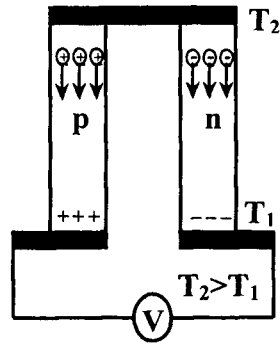
Termoelektrik hadisələri, yəni **Zeyebek** və **Peltje** effektləri əsasında işləyən cihazlar bütövlükdə **termoelektrik cihazları** adlanır. Bu cihazlara **termoelektrik generatoru**, **termoelektrik soyuducusu**, **termoelektrik qızdırıcısı** və ya **termoelektrik istilik nasosu** aiddir. Termoelektrik hadisələri yarımqeçiricilərdə daha güclü müşahidə olunduğundan termoelektrik cihazları başlıca olaraq bu materiallar əsasında hazırlanır.

Termoelektrik cihazları, adətən, **termocüt**, yaxud **termoelement** adlanan və qalvanik kontakta gətirilmiş müxtəlif keçiricilik tipinə malik iki qoldan ibarət sadə işçi tərkib

hissələrindən təşkil olunur. Həmin qolların bir-biri ilə qoşulma nöqtəsi – **kontakt** adlanır.

Termoelektrik qurğuları isə – çoxlu sayda termoelementlərdən təşkil olunur. Belə qurğuya **termobatareya**, yaxud da **termoblok** deyilir. Termoelementin kontaktları arasında temperatur fərqi mövcud olduqda həmin termoelementin daxil olduğu dövredə elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) yaranır. Bu e.h.q.-nə **termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoe.h.q.)** deyilir (şəkil 4.4.3).

Termo- e.h.q. ümumi halda üç komponentdən ibarət ola bilər. Birinci komponent sistemdə sərbəst yükdaşıyıcıların isti kontaktdan soyuq kontakta diffuziyası ilə bağlıdır. Belə diffuziya iki səbəbdən, yəni isti uca sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının, həm də kinetik enerjisinin soyuq ucdakından yüksək olması hesabına baş verə bilər. İsti ucdan əsas yükdaşıyıcıların soyuq uca tərəf getməsi nəticəsində burada (isti uca) onların yükünü kompensə edən əks işarəli bağlı ionlar qalır. Nəticədə, soyuq və isti uclar arasında potensial fərqi yaranır. Termoelementin qolları müxtəlif keçiricilik tipinə malik yarımkəçiricilərdən təşkil olunduğundan, baxılan sistem bütövlükdə özünü ardıcıl qoşulmuş gərginlik elementləri batareyası, yəni sabit cərəyan mənbəyi kimi aparır. Ola bilər ki, baxılan temperaturda termoelementin hər iki qolunun isti ucunda əvvəlcədən bütün aşqar atomları ionlaşmış olsun və buna görə də sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası yalnız isti və soyuq uclardakı sərbəst yükdaşıyıcıların kinetik enerjisinin fərqlənməsi hesabına baş versin.



Şəkil 4.4.3.
Termoelementin dövresində termoelektrik hərəkət qüvvəsinin yaranmasının sxematik təsviri

Hər iki halda elektronların n -tip keçiricikli qoldan p -tip keçiricikli qola, dəşiklərin isə p -tip keçiricikli qoldan n -tip keçiricikli qola diffuziyası mümkün deyil. Çünki belə diffuziya prosesini kontaktlarda mövcud olan **daxili kontakt potensiallar fərqi** hesabına yaranmış potensial çəpər əngəlləyir.

Termoelementdə yaranan termo- e.h.q-nin ikinci komponenti cihazın hər iki qolunun kontaktında mövcud olan

$$\varphi_{k0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \quad (4.4.9)$$

kontakt potensiallar fərqi temperaturdan asılılığı hesabına isti və soyuq kontaktlardakı potensiallar fərqi bir-birindən fərqlənməsi ($\varphi_{k.isti} \neq \varphi_{k.soyuq}$ olması) ilə bağlıdır. Belə asılılığın mövcud olması nəticəsində termoelementin dövrəsində **termo- e.h.q-nin diffuziya komponenti** ilə eyni istiqamətdə yönəlmiş **kontakt komponenti də** yaranır.

Nəhayət, termoelementin isti ucunda temperatur yüksəldikcə buradakı **fononların** sayı artdığından, onların isti ucdan soyuq uca doğru diffuziyası baş verir. Termo- e.h.q-nin üçüncü komponenti isti ucdan soyuq uca diffuziya edən fononların sərbəst yükdaşıyıcıları öz ardınca dartmasıdır. Bu komponent **termo- e.h.q-nin fonon sövqü komponenti** adlanır.

Göstərilən üç komponentdən təşkil olunan yekun termo- e.h.q. – termoelementin kontaktlarının (qalvanik birləşmə yerlərinin) $\Delta T = T_2 - T_1$ temperaturları fərqiindən və termoelementi təşkil edən yarımkəçiricilərin elektrofiziki xassələrindən asılı olur. Temperaturların çox da böyük olmayan fərqləri diapazonunda praktiki məqsədlər üçün kifayət sayıla bilən dəqiqliklə termo- e.h.q-nin qiyməti (ε_T) –

termoelementin kontaktlarının temperaturları fərqi (ΔT) ilə mütənasib olduğunu qəbul etmək mümkündür:

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T. \quad (4.4.12)$$

Buradakı α_T – mütənasiblik əmsalı **termo- e.h.q. əmsalı**, yaxud **diferensial termo e.h.q.** adlanır.

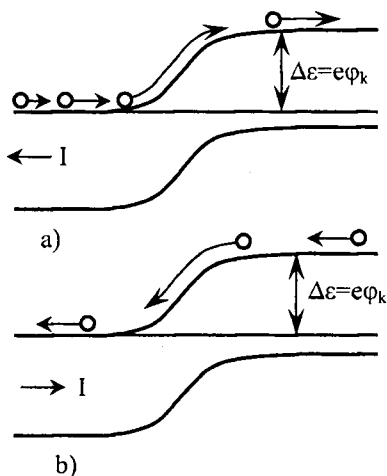
Termoelementdən sabit cərəyan keçdikdə həmin cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, elementin birləşmə yerlərində (kontaktlarında) Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır və ya udulur. Bu hadisə **Peltje effekti**, ayrılan istilik isə – **Peltje istiliyi** adlanır. Ayrılan Peltje istiliyinin miqdarı kontaktdan keçən cərəyanın qiymətindən (I) və onun keçmə (davam etmə) müddətindən (t) düz mütənasib asılıdır:

$$Q_p = \pm P_0 I t. \quad (4.4.13)$$

Burada, P_0 – mütənasiblik əmsalı olub, **Peltje sabiti** adlanır.

Sonuncu ifadədəki «müsbət» və «mənfi» işarələri uyğun olaraq, Peltje istiliyinin ayrılmasını və udulmasını göstərir. İstiliyin ayrılması ($Q_p > 0$) və udulması ($Q_p < 0$) isə artıq deyildiyi kimi, kontaktdan keçən cərəyanın istiqamətindən asılıdır.

Peltje effektinin başvermə səbəbini termoelementin enerji diaqramına əsasən keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar.



Şəkil 4.4.4. Cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq termoelementin kontaktlarında Peltje istiliyinin udulmasını (a) və ayrılmasını (b) izah edən enerji diaqramları

Termoelementdən cərəyan axdıqda həmin cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq (şəkil 4.4.4, a) kontaktda yükdaşıyıcıların cərəyanda iştirak etməsindən başqa, həm də onları kontaktın $e\phi_k$ – potensial çəpərindən aşırmaq üçün $\Delta\varepsilon = e\phi_k$ miqdarda enerji sərf olunur. Bu əlavə enerji elektronlara qəfəsin enerjisi hesabına verildiyindən kontakt soyuyur.

Cərəyanın əks istiqamətində isə yükdaşıyıcılar həmin kontaktdan keçdikdə (şəkil 4.4.4, b) əksinə hadisə baş verir. Bu halda potensial çəpərdən düşən yükdaşıyıcılar öz enerjisini düşdükləri hissədəki yükdaşıyıcıların enerjisi ilə bərabərləşdirmək üçün $\Delta\varepsilon = e\phi_k$ – qədər enerjini kristal qəfəsə verir. Nəticədə, yükdaşıyıcıların özləri “soyuyur”, kristal qəfəsin kontakt oblastındakı hissəsi isə qızır. Beləliklə, cərəyanın bu istiqamətində kontaktda Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır.

Əgər termoelementdən sabit cərəyan buraxılırsa, onun kontaktlarından biri soyuyar, digəri isə qızır. Bu halda sanki sistemdən axan cərəyan istiliyi onun bir kontaktından alıb, digər kontaktına ötürən istilik nasosu rolunu oynayır.

Peltye effekti Zeyebek effektinin tərsinə olan prosesdir. Buna görə də eyni bir termoelement üçün P_0 – Peltye və α_T – termo- e.h.q. əmsalları arasında

$$P_0 = \alpha_T T \quad (4.4.14)$$

şəklində münasibət mövcuddur.

Termoelektrik generatoru – termoelementlər sisteminə təşkil olunmuş və istilik enerjisini birbaşa elektrik enerjisinə çevirən termoelektrik qurğusudur.

Bu qurğu bir enerji növünü digərinə çevirmək funksiyasını yerinə yetirdiyindən, onun ən başlıca parametri **faydalı iş əmsalıdır**.

Termoelektrik generatorunun faydalı iş əmsalı – cihazın dövrəsinə qoşulmuş işlədicidə (yükdə) ayrılan faydalı gücün qurğunun istilik udan (qızdırılan) kontaktına verilən ümumi istilik gücünə nisbətini göstərir. Bu əmsalı təyin etmək üçün sadə halda bir termoelementin iş prosesini araşdıraq.

Fərz edək ki, qollarının hər birinin uzunluğu l , en kəşiklərinin sahələri, xüsusi müqavimətləri, xüsusi və tam istilikeçirmə əmsalları isə – uyğun olaraq $S_1, S_2, \rho_1, \rho_2, \chi_1, \chi_2$ və χ olan termoelementin kontaktları arasında $\Delta T = T_2 - T_1$ temperatur qradienti yaradılıb və bu termoelementə R_y – müqavimətli bir işlədici (yük müqaviməti) qoşulub. Eyni zamanda fərz edək ki, $T_2 > T_1$. Bu halda termoelementdə

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T = \alpha_T (T_2 - T_1) \quad (4.4.15)$$

qədər termo- e.h.q. yaranar. Əgər termoelementin özünün müqaviməti

$$R = \rho_1 \frac{l}{S_1} + \rho_2 \frac{l}{S_2} \quad (4.4.16)$$

olarsa, baxılan halda yük müqavimətindən (işlədicidən)

$$I_T = \frac{\varepsilon_T}{R + R_y} \quad (4.4.17)$$

qədər termoelektrik cərəyanı axar. Nəticədə, R_y – işlədicisində

$$P_y = I_T U_y = I_T^2 R_y \quad (4.4.18)$$

qədər faydalı güc ayrılır.

Termo – e.h.q.-nin (4.4.15) və termoelektrik cərəyanının (4.4.17) ifadələrini (4.4.18)-də nəzərə aldıqda:

$$P_y = I_T^2 R_y = \frac{\varepsilon_T^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y. \quad (4.4.19)$$

Sistemdən axan termoelektrik cərəyanı vahid zaman müddəti ərzində kontaktlarda

$$Q_p = P_0 I_T = \alpha_T T I_T = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T \quad (4.4.20)$$

qədər Peltje, ayrı-ayrı qollarda isə

$$Q_C = I_T^2 R \quad (4.4.21)$$

qədər Coul istiliyi yaradar.

Sadələşdirilmiş halda fərz etmək olar ki, qollarda ayrılan Coul istiliyi kontaktlarla yığılıb və kontaktlar arasında bərabər paylanıb. Onda T_2 – temperaturu isti kontaktda

$$Q_{p2} = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T_2 \quad (4.4.22)$$

qədər Peltje istiliyi udular və eyni zamanda

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{2(R + R_y)^2} \cdot R \quad (4.4.23)$$

qədər Coul istiliyi ayrılır.

Beləliklə, sistemdə I_T – termoelektrik cərəyanı yaratmaq üçün isti (istilik udan) kontakta xaricdən (qızdırıcıdan) vahid zamanda

$$Q_x = \chi (T_2 - T_1) \quad (4.4.24)$$

qədər istilik verildikdə, həm də isti kontaktda Peltje istiliyinin udulduğunu, daha doğrusu bu istilik miqdarını kompensə etmək lazım gəldiyini və yaranmış termoelektrik cərəyanı hesabına

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R \quad (4.4.25)$$

qədər Coul istiliyi ayrıldığına nəzərə almaq lazımdır. Ona görə də termoelementin f.i.ə.

$$\eta = \frac{P_y}{Q_\chi + Q_{P_2} - \frac{1}{2}Q_C} = \frac{\frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y}{\chi(T_2 - T_1) + \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1) \cdot T_2}{(R + R_y)^2} - \frac{1}{2} \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R} \quad (4.4.26)$$

olar. $m = \frac{R_y}{R}$ əvəzləməsi etdikdə bu ifadə

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\chi R \cdot (m+1)}{\alpha_T^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1) \cdot T_2} \cdot R} \quad (4.4.27)$$

şəklinə düşər.

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi termoelementin f.i.ə. **dönən istilik maşınının faydalı iş əmsalı**

$$\eta_{im} = \frac{T_2 - T_1}{T_2}, \quad (4.4.28)$$

və termoelementdə istilikkeçirmə, eləcə də Coul istiliyi hesabına baş verən dönməyən itkiləri xarakterizə edən

$$\eta_{ii} = \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\chi R \cdot (m+1)}{\alpha_T^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1) \cdot T_2}} \quad (4.4.29)$$

ifadəsi kimi iki vuruqdan ibarətdir.

İkinci vuruğun, daha doğrusu, (4.4.29) ifadəsinin məxrəcindəki χR hasilı termoelementin qollarının materialından ($\rho_1, \rho_2, \chi_1, \chi_2$) və en kəsiklərinin sahəsindən (S_1 və

S_2) asılıdır. Eyni material və T_1, T_2 temperaturlarında ən böyük f.i.ə. almaq üçün S_1 və S_2 en kəsiklərini elə seçmək lazımdır ki, χR hasili özünün minimal qiymətini alsın. Həmin qiyməti

$$\frac{d(\chi R)}{d\left(\frac{S_1}{S_2}\right)} = 0 \quad (4.4.30)$$

şərtindən hesablamaq olar. Bu şərt daxilində:

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt} = \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\chi_1 \chi_2}}. \quad (4.4.31)$$

Termoelementin qollarının en kəsiklərinin nisbətlərinin belə optimal qiymətlərində:

$$(\chi R)_{min} = \left(\sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2}\right)^2. \quad (4.4.32)$$

Adətən, termoelementin f.i.ə-nın ifadəsindəki $\frac{\chi R}{\alpha_T^2}$

vuruğunun tərsi olan $\frac{\alpha_T^2}{\chi R}$ kəmiyyətinin $\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt}$ -a uyğun

qiymətini Z -lə işarə edirlər

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\chi R} \left| \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt} \right. \quad (4.4.33)$$

və bu kəmiyyəti **materialın termoelektrik effektivliyi**, yaxud da **termoelektrik keyfiyyət əmsalı** adlandırırlar. Başqa şəkildə:

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\left(\sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2}\right)^2}. \quad (4.4.34)$$

Beləliklə, termoelementin f.i.ə. üç əsas amildən:

1) Yalnız termoelementin qollarının hazırlandığı materialın fiziki parametrlərindən asılı olan Z – termoelektrik keyfiyyət və ya effektivlik əmsalından;

2) Kontaktların arasındakı $\Delta T = T_2 - T_1$ temperatur fərqiindən;

3) Termoelementin R – müqavimətinin, işlədicinin R_y – müqavimətinə olan nisbətindən $\left(m = \frac{R_y}{R} \right)$ asılıdır.

Termoelementin f.i.ə-nın maksimal qiymətini təmin etmək üçün $m = \frac{R_y}{R}$ nisbətinin də optimal qiymətini seçmək lazımdır.

$T = \frac{1}{2}(T_2 + T_1)$ olduqda:

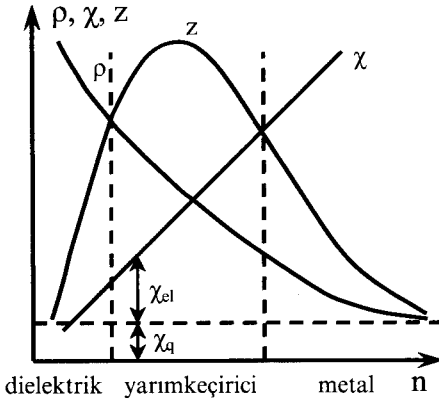
$$m_{opt} = \sqrt{1 + Z\bar{T}}. \quad (4.4.35)$$

Əgər Z və m_{opt} -in ifadələri, termoelementin f.i.ə. üçün olan ümumi (4.4.27) ifadəsində nəzərə alınarsa, onda f.i.ə-nın yalnız termoelementin kontaktlarının temperaturlarından və Z – keyfiyyət əmsalından asılı olan maksimal qiyməti üçün:

$$\eta_{max} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{m_{opt} - 1}{m_{opt} + \frac{T_1}{T_2}}. \quad (4.4.36)$$

Sonuncu ifadədən görünür ki, termoelementin kontaktlarının müəyyən T_1 və T_2 temperaturlarında, $Z \rightarrow \infty$ olduqda, həmin termoelementin f.i.ə-nın η_{max} – qiyməti ideal istilik maşınının f.i.ə-na çatır.

Termoelementin f.i.ə-nın qiymətinin ideal istilik maşının f.i.ə-nın qiymətinə yaxınlaşması üçün həm Z – kəmiyyətinin qiyməti böyük olan, həm də yüksək temperaturlara dözə bilən işçi material götürmək lazımdır.



Şəkil 4.4.5. Bərk cisimlərin xüsusi elektrik müqavimətinin (ρ), xüsusi istilik keçirməsinin (χ) və termoelektrik effektivliyinin (Z) onlardakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyadan asılılığı

Materialların hamısında Z – kəmiyyəti ρ, χ, α_T -dən, sonuncuların hər biri isə materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından (n) asılı olduğundan, bu məqsədlə n -in optimal qiymətinə uyğun material seçmək lazımdır. Bu seçimi aparmaq üçün şəkil 4.4.5-də təsvir olunmuş qrafiklərdən istifadə etmək olar.

Məlumdur ki, hər hansı materialın xüsusi müqaviməti (ρ) həmin materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (n) kiçik qiymətlərində daha böyükdür və n -in qiyməti artdıqca kəskin azalır. Digər tərəfdən, ρ -nin çox böyük qiyməti dielektrikə, kiçik qiyməti isə metala uyğun gəlir. Lakin bu materialların hər ikisində (həm dielektrikdə, həm də metalda) α_T -nin qiyməti kiçikdir.

Materialın xüsusi istilikkeçirməsi onun kristal qəfəsinin (χ_q) və bu metalda sərbəst elektron qazının (χ_e) istilikkeçirməsindən təşkil olunur. İlk yaxınlaşmada χ_q – sərbəst yükdaşıyıcıların n – konsentrasiyasından asılı deyil, χ_e – isə n -la mütənəsbidir.

Metal və metal ərintilərindən təşkil olunmuş termoelementlərdə termo- e.h.q-nin qiymətinin kiçik, xüsusi istilikkeçirmə əmsalının isə böyük olması nəticəsində, Z -in qiyməti kiçik olur.

Dielektriklərdən hazırlanmış termoelementlərdə isə ρ - böyük olduğundan Z -in qiyməti kiçikdir.

Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının metal və dielektriklərlə müqayisədə aralıq qiymətə malik olduğu materialdan, yəni yarımkeçiricidən hazırlanmış termoelementdə isə Z -in qiyməti maksimal olur. Hesablamalar göstərir ki, yarımkeçiricidə $n \approx (2:3) \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ olduqda, Z – özünün maksimal qiymətini alır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının bu qiyməti metallardakı qiymətdən təqribən üç tərtib kiçikdir.

§ 4.4.3. Termoelektrik soyuducusu və qızdırıcısı

Termoelementdən sabit elektrik cərəyanı keçdikdə cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, onun kontaktlarının birində Coul istiliyindən əlavə də istilik ayrılır, digərində isə həmin qədər istilik udulur. Bu zaman soyuyan kontaktda udulan istiliyin miqdarı:

$$Q_p = -P_S I. \quad (4.4.37)$$

Burada P_S – soyuyan kontakt üçün Peltje əmsalıdır və ümumi halda həmin əmsal, α_T termoelektrik əmsalı ilə

$$P_S = \alpha_T T. \quad (4.4.38)$$

şəklində əlaqədardır.

Əgər fərz etsək ki, termoelementin R – ümumi müqaviməti onun kontaktları arasında bərabər paylanıb, yəni

isinən və soyuyan kontaktların R_i və R_s müqavimətləri:

$$R_i = R_s = \frac{1}{2} R. \quad (4.4.39)$$

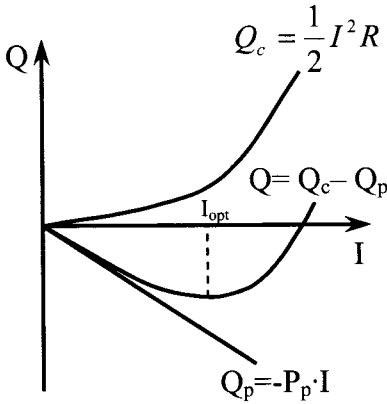
Onda soyuyan kontaktda ayrılan Coul istiliyinin miqdarı:

$$Q_C = \frac{1}{2} I^2 R. \quad (4.4.40)$$

Bir kontaktda ayrılan yekun istiliyinin miqdarı isə:

$$Q = Q_P + Q_C = -P_S I + \frac{1}{2} I^2 R \quad (4.4.41)$$

(4.4.41) ifadəsinin qrafiki təsviri şəkil 4.4.6-dakı kimi olar. Bu şəkildən görüldüyü kimi kontaktdan cərəyan



Şəkil 4.4.6 Termoelementin soyuyan kontaktda ayrılan istilik miqdarının kontaktdan keçən cərəyanın qiymətindən asılılığı

keçmədikdə ($I = 0$ olduqda) $Q = 0$, yəni Peltje və Coul effektlərinin heç biri baş vermir. Kontaktdan axan cərəyanın kiçik qiymətlərində $Q_P > Q_C$, böyük cərəyanlarda isə $Q_C > Q_P$. Buna görə də termoelementdən axan cərəyanın elə bir optimal qiyməti (I_{opt}) var ki, həmin qiymətdə, Peltje hadisəsi hesabına kontaktın soyuma effekti özünün maksimum həddinə çatır.

(4.4.41) ifadəsini diferensiallamaqla cərəyanın həmin optimal (I_{opt}) qiymətini tapmaq olar:

$$I_{opt} = P_S / R. \quad (4.4.42)$$

$I = I_{opt}$ olduqda:

$$Q_{I,opt} = -P_s^2 / (2R). \quad (4.4.43)$$

(4.4.43) ifadəsindən görünür ki, termoelementin müqaviməti (R) kiçik olduqca, soyuq kontaktda udulan istiliyin miqdarı (kontaktda soyuma dərəcəsi) daha böyük olar. Lakin bu heç də o demək deyil ki, termoelementin qollarının S – en kəsinin sahəsini böyütməklə və ya qollarının l – uzunluğunu kiçiltməklə Peltje effekti hesabına soyuyan kontaktda daha aşağı temperatur (daha yüksək dərəcədə soyuma) almaq olar. Bu yolla soyuma dərəcəsini sonsuz artırmaq mümkün deyil. Çünki termoelementin qollarının uzunluğunu azaldıqca, isti və soyuq kontaktlar arasında istilik mübadiləsi güclənər və isti kontaktdan istilik, böyük sürətlə soyuq kontakta verilir. Ona görə də termoelementin qollarının ölçülərini deyilən qaydada dəyişdirməklə soyuyan kontaktda soyuma dərəcəsi (temperaturunun aşağı düşməsi) yalnız o hala qədər davam edər ki, hələ də isinən kontaktdan istilikkeçirmə hesabına buraya ötürülən istilik miqdarı burada Peltje effekti hesabına udulan istiliyi tam kompensə edə bilməsin. Qeyd etmək lazımdır ki, bu halda ətraf mühitdən soyuyan kontaktda istilik axını nəzərə alınmır və fərz olunur ki, həmin kontakt istilik mübadiləsi baxımından ətraf mühitdən ideal səviyyədə təcrid edilib.

İstilik balans şərti nəzərə alındıqda:

$$-Q_l = Q_x = \chi(T_i - T_s) \quad (4.4.44)$$

və ya

$$T_i - T_s = -\frac{Q_l}{\chi}. \quad (4.4.45)$$

Bu ifadələrdəki Q_l – kəmiyyəti Peltje effekti hesabına soyuyan kontaktda udulan istiliyin miqdarı, T_i və T_s –

isə uyğun olaraq isinən və soyuyan kontaktların temperaturlarıdır. Optimal rejimdə:

$$(T_i - T_s)_{\max} = -Q_{\text{opt}} / \chi = P_S^2 / (2\chi R). \quad (4.4.46)$$

$P_S = \alpha_T T_S$ və $Z = \alpha_T^2 / \chi R$ ifadələrini sonuncu bərabərlikdə nəzərə aldıqda:

$$(T_i - T_s)_{\max} = \frac{\alpha_T^2}{\chi R} \cdot \frac{1}{2} T_S^2 = \frac{1}{2} Z T_S^2. \quad (4.4.47)$$

Beləliklə, söyləmək mümkündür ki, yüksək soyutma qabiliyyətinə malik termoelektrik soyuducusu da, yalnız Z – termoelektrik effektivlik əmsalının qiyməti böyük olan yarımkeçirici materiallar əsasında hazırlana bilər.

Yarımkeçirici termoelektrik soyuducusu başlıca olaraq **radioelektronikada, tibdə, kənd təsərrüfatında, metrologiyada, kosmik texnikada və məişətdə** (məsələn, səyyar, eləcə də nəqliyyat vasitələrindəki soyuducularda) uğurla tətbiq edilir.

Bu soyuducuların soyuda bildikləri həcm kiçik, daha doğrusu, təqribən 10 litrə qədərdir. Bundan böyük həcmlərdə isə belə soyuducular az effektivdir.

Termoelektrik soyuducularından sabit cərəyan axdığıda cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, onun bir kontaktı isinir, digəri isə soyuyur. Bu xüsusiyyət, həmin qurğuların **termostatlarda** tətbiqinə imkan yaradır. Cərəyanın istiqamətini dəyişməklə termoelementin termostat daxilindəki kontaktı ya isinir, ya da soyuyur. Digər tərəfdən bu halda isinən kontaktda Coul istiliyi ilə yanaşı, Peltje istiliyi də ayrıldığından, böyük miqdarda istilik ayrılmasına imkan yaranır.

Belə termoelektrik qızdırıcılarına bəzən **termoelektrik istilik nasoslari** da deyilir.

***Bakı Dövlət Universitetinin “Fiziki elektronika”
kafedrası***

Azərbaycan Respublikasında ilk fundamental fiziki tədqiqatlar hələ 1920-ci illərdə meydana gəlib. Fiziki elektronika sahəsində elmi araşdırmaların aparılmasına isə yalnız 1950-ci illərin əvvəllərindən başlanılıb və başlıca olaraq, iki istiqamətdə (bərk cisim elektronikas; alçaqtemperaturlu plazma və qaz boşalması elektronikas istiqamətlərində) inkişaf etdirilib. Bununla belə, elə ilk günlərdən Respublikada elm və texnikanın, eləcə də sənayenin mühüm və istiqamətləndirici sahələrindən sayılan fiziki elektronikanın bir elm sahəsi kimi inkişafına ciddi diqqət yetirilmiş, Rusiya Federasiyasının (RF), Ukraynanın, Belarusun aparıcı elm və ali təhsil müəssisələrində çalışan görkəmli alimlərlə elmi əməkdaşlıq əlaqələrindən istifadə etməklə, onların çalışdıqları müəssisələrdə qısa bir vaxt ərzində yüksəkixtisaslı milli-elmi və elmi-pedaqoji kadrların yetişdirilməsinə nail olunmuşdur. Eyni zamanda Bakı Dövlət Universitetində Fiziki elektronika ixtisası üzrə ali təhsilli kadr hazırlığının həyata keçirilməsi və fundamental tədqiqatların aparılabilməsi üçün lazımi maddi-texniki baza yaradılmışdır. 1970-ci ildə isə burada “Fiziki elektronika” kafedrası yaradılmışdır. Həmin kafedranın yaradılmasında professor Qafar Əfəndiyevin mühüm rolu olmuş və o, 1992-ci ilədək kafedraya rəhbərlik etmişdir. 1992-ci ildə isə həmin vəzifəyə fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor Əhməd Abdinov seçilmişdir.

1994-cü ildə prof. Ə.Abdinovun birbaşa təşəbbüsü ilə kafedranın bazasında “Fiziki elektronika” istiqamətində bakalavr və magistratura pillələrində mütəxəssis hazırlığına başlanılmışdır.



Qısa müddət ərzində həmin kafedrada radiofizika və radioelektronika, vakuum texnikası, bərk cisim fizikası, bərk cisim elektronikasası və elektron-ion cihazları və elektron optikası, optoelektronika, emissiya elektronikasası, qaz boşalması və alçaqtemperaturlu plazma, ifrat yüksək tezlik elektronikasası, nazik təbəqələr elektronikasası, kontakt strukturları ($p-n$ keçid, metal-yarımkeçirici kontaktı, hetero keçid), optoelektronika və kvant elektronikasası, mikro- və nanoelektronika sahələrində yüksək maddi-texniki bazaya malik tədris və elmi-tədqiqat laboratoriyaları yaradılmış, həmin məsələlərə dair fənlərin yüksək səviyyədə tədrisinə nail olunmuş və professor-müəllim heyətinin sayı 17 nəfərə çatdırılmışdır ki, onlardan da 14 nəfəri fizika üzrə fəlsəfə doktoru, 4 nəfəri isə elmlər doktoru, professorudur.

İndiyədək kafedra əməkdaşları tərəfindən fiziki elektronikanın müxtəlif sahələrinə dair 16 dərslük və dərslər vəsaitinə, dünyanın ən nüfuzlu məcmuələrində çap olunmuş 2000-dən artıq elmi məqaləyə, dövlət qeydiyyatına alınmış 20-yə qədər patentə müəlliflik imzası atılmış, onların bilavasitə elmi rəhbərliyi ilə 50-dən çox fizika üzrə fəlsəfə və 10 elmlər doktoru dissertasiyaları müdafiə olunmuşdur.

Hal-hazırda kafedrada iki istiqamət (bərk cisim elektronikasının aktual problemləri; alçaqtemperaturlu plazma və qaz boşalması elektronikasının bəzi məsələləri) üzrə elmi-tədqiqat işləri aparılır.



Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov (1945) – Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini (1968), Rusiya EA Fizika-Texniki İnstitutunun aspiranturasını (1971) bitirmişdir. Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru (1979), professor (1981), Nyu-York EA-nın həqiqi üzvü (1995), Bakı Dövlət Universitetinin “Fiziki elektronika” kafedrasının müdiri (1992-ci ildən), fizika üzrə 30-dan çox fəlsəfə

doktoru və 6 elmlər doktoru dissertasiyalarının elmi rəhbəri və elmi məsləhətçisi, 300-dən artıq elmi məqalənin və ixtiranın, ali məktəblər üçün 5 dərsləyin müəllifidir. 1993–2000-ci illərdə Azərbaycan Respublikası Təhsil nazirinin müavini, nazir əvəzi vəzifələrində çalışmış, 1989–2007-ci illərdə həm də Bakı Dövlət Universitetində Bərk cisim elektronika Elmi-Tədqiqat laboratoriyasının elmi rəhbəri olmuşdur.

Bərk cisimlərdə tarazlıqda olmayan elektron prosesləri və bərk cisim elektronika sahəsində tədqiqatlar aparır. Bu sahədə tanınan tədqiqatçı-alimdir.

İlham Soltan oğlu Həsənov

(1950) – Azərbaycan Dövlət Universitetini (1972), Ukrayna Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutunun aspiranturasını (1977) bitirmiş, fizika-riyaziyyat elmləri doktorudur (2010). İon-plazma hadisələri və texnologiyası üzrə Azərbaycan və rus dillərində çap olunmuş 1 kitabın və 70-ə qədər elmi məqalənin müəllifidir. AMEA Fizika İnstitutunun aparıcı elmi işçisidir (1998-ci ildən). BDU-nun “Fiziki elektronika” kafedrasında tələbələrə elektron cihazları, şüa texnologiyası, materialşünaslıq fənləri üzrə müntəzəm olaraq mühazirələr oxuyur (2000-ci ildən). İon mənbələri, nazik təbəqələrin fizikası, nanotexnologiya sahəsində tədqiqatlar aparır.



Tərlan Xanbaba oğlu Hüseyinov

(1957) – Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini (1984) və həmin universitetin aspiranturasını (1993) bitirmişdir. Fizika-riyaziyyat elmləri namizədidir (1994). Bakı Dövlət Universiteti fizika fakültəsinin dekan müavini (2000-ci ildən) və “Fiziki elektronika” kafedrasının dosentidir (2006-cı ildən). Ali məktəblər üçün 5 dərs vəsaitinin, 40-dan çox elmi məqalənin müəllifidir. Qaz boşalması və plazma elektronikasası sahəsində tədqiqatlar aparır.



Ə D Ə B İ Y Y A T

1. **Фистуль В.И.** «Введение в физику полупроводников». М., «Высшая школа», 1984, 352 с.
2. **Abdullayev H.B., İskəndərzadə Z.Ə.** «Yarımkeçirici çeviricilər». Bakı, «Elm», 1975, 246 s.
3. **Викулин И.М., Стафаев В.И.** «Физика полупроводниковых приборов». М., «Сов.радио», 1980, 296 с.
4. **Жеребцов И.П.** «Основы электроники». Л., «Энергоиздат», 1985, 352 с.
5. **Hümbətov R.T.** «Elektronika». I və II hissə, Bakı, «Maarif», 2002, 283 s.
6. **Hümbətov R.T.** «Bərk cisimli elektronika». Bakı, AzDNA, 2002, 172 s.
7. **Abdinov Ə.Ş., Mehdiyev N.M.** «Optoelektronika», Bakı, «Maarif», 2005, 410 s.
8. **Abdinov Ə.Ş., Məmmədov H.M.** «Bərk cisim elektronikasını». Bakı, «Təhsil», 2004, 135 s.
9. **Zərbəliyev M.M.** «Yarımkeçiricilər fizikası», Bakı, «Təhsil», 2008, 455 s.
10. **Eyvazov E.Ə., Fərəcov V.C., Qurbanov S.S.** «Yarımkeçiricilər fizikasına giriş». Bakı, «Çinar çap», 2007, 392 s.
11. **Eyvazov E.Ə.** «Bərk cisimlər fizikası». Bakı, «Təhsil», 2003, 455 s.
12. **Həsənov İ.S.** «Plazma və dəstə texnologiyası». Bakı, «Elm», 2007, 171 s.
13. **N.Ə.Məmmədov.** «İfrat yüksək tezliklər elektronikasını». Bakı, «Maarif», 2008, 187s.
14. **B.V.Davudov, K.M.Daşdəmirov.** «Radiofizika». Bakı, «Bakı Universiteti», 2008, 391s.
15. **Barxalov B.B., Hüseynov Y.Y., İsmayılov R.M.** «Fiziki elektronika». «Sumqayıt Dövlət Universiteti», Sumqayıt, 2009, 271s.
16. **Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.** «Эмиссионная электроника». М., «Наука», 1966, 564с.

17. **Кудинцева Г.А.** и др. «Термоэлектронные катоды». М., «Энергия», 1966, -366с.
18. **Ворончев Т.А., Соболев В.Д.** «Физические основы электровакуумной техники». М., «Высшая школа», 1971, 352с.
19. **Фридрихов С. А., Мовнин С.М.** «Физические основы электронной техники». М., «Высшая школа», 1982, 608с.
20. **Никонов Б. П.** «Оксидный катод». М., «Энергия», 1979, 238с.
21. **Сушков А.Д.** «Вакуумная электроника. Физико-технические основы». Санкт-Петербург, «Лань», 2004, 464с.
22. **Швилкин Б.Н.** «Газовая электроника и физика плазмы». М., «Наука», 1978, 159с.
23. **Щука А.А.** «Электроника». Санкт-Петербург, «БХВ», 2005, 799с.
24. **Фоменко С.В.** «Эмиссионные свойства материалов. Справочник». Киев, «Наукова Думка», 1981, 320с.
25. **Окс Е.М.** «Источники электронов с плазменным катодом». Томск, «НТЛ», 2005, 216с.
26. **Кельман В.М., Явор С.Я.** «Электронная оптика». М., «Наука», 1964, 384 с.
27. **Габович М.Д.** «Физика и техника плазменных источников ионов». М., «Атомиздат», 1972, 304 с.
28. **Шимони К.** «Физическая электроника». М., «Энергия», 1977, 607 с.
29. **Андронов А.Н., Титов А.И.** «Физические основы электронной и ионной технологии». М., «Советское радио», 1977, 320 с.
30. **Молоковский С.И., Сушков А.Д.** «Интенсивные электронные и ионные пучки», Ленинград, «Энергия», 1978, 278 с.
31. **Бочаров Л.Н.** «Электронные приборы», М., «Энергия», 1979, 360 с.
32. **Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю.** «Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях», М., «Мир», 1980, 362 с.

33. **Броудай И., Мерей Дж.** «Физические основы микротехнологии». М., «Мир», 1984, 494 с.
34. **Силадьи М.** «Электронная и ионная оптика». М., «Мир», 1990, 639 с.
35. **Abdınov Ə.Ş., Səfərov V.H.** «Elektron texnikasının materialları və nanotexnologiyanın əsasları». Bakı, «Təhsil», 2010, 183 s.
36. **Лебедев А.И.** «Физика полупроводниковых приборов», М., «Физматлит», 2008, 487 с.
37. **Титце У., Шенк К.** «Полупроводниковая схемотехника». Перевод с немецкого. М., «Мир», 1982, 512 с.

Bədii və texniki redaktoru *Abdulla Ələkbərov*
Kompyuterçi-dizaynerlər *Səadət Quluzadə, Mələk Cəlilova*
Korrektoru *Ülkər Şahmuradova*

Çapa imzalanmışdır 12.03.2011. Kağız formatı 60x90¹/₁₆.
Fiziki çap vərəqi 22,5. Sifariş 23. Tirajı 300. Qiyməti müqavilə yolu ilə.

«Təhsil Nəşriyyat-Poliqrafiya» müəssisəsinin mətbəəsində çap olunmuşdur.

Bakı, AZ 1052, F.Xoyski küç., 121^A

Tel.: (+994 12) 567 81 28/29. Faks: (+994 12) 567 82 68

www.tahsilnp.com e-mail: info@tahsilnp.com

Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov
İlham Soltan oğlu Həsənov
Tərlan Xanbaba oğlu Hüseynov

**ELEKTRON CİHAZLARI VƏ EMİSSIYA
ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI
(Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti)**

Bakı, «Təhsil», 2011