

Ə.Ş.ABDİNOV, H.M.MƏMMƏDOV

**BƏRK CİSİM  
ELEKTRONİKASI**

**(Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti)**

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin  
26 aprel 2004-cü il tarixli 355 sayılı  
əmri ilə təsdiq edilmişdir*

«TƏHSİL» NƏŞRİYYATI  
BAKİ—2004

22.1 я 72  
A 14

+ 621.3  
A 14

Elmi redaktoru:

*fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof. B.Ş.Barxalov*

Rəyçilər:

*fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof. N.M.Mehdiyev*

*fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof. R.A.Süleymanov*

**Abdinov Ə.Ş., Məmmədov H.M.**

**A 14** Bərk cisim elektronikasısı. Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti.  
Bakı, «Təhsil», 2004, . 136 səh.

Kitabda fizika, elektronika, fiziki elektronika, radiofizika, eləcə də bəzi başqa istiqamət və ixtisaslarda tədris olunan elektron cihazları, bərk cisim elektronikasısı, yarımqeçirici cihazlar fənlərinin proqramlarına uyğun olaraq bərk cisimlər (yarımqeçiricilər) əsasında yaradılmış ən geniş yayılmış elektron cihazları, onların iş prinsipi, quruluşu, növləri, parametrləri və xarakteristikaları haqqında məlumatlar şərh olunur.

O, əsasən ali məktəblərin uyğun ixtisasları üzrə bakalavr pilləsində təhsil alan tələbələr üçün dərs vəsaiti kimi nəzərdə tutulmuş olsa da, mühəndislər, aspirantlar, elmi işçilər və ali məktəb müəllimləri üçün də faydalı ola bilər.

A  $\frac{160100000}{053}$  2004

**BDU-nün  
Elmi kitabxanası**

22.1 я 72

© «Təhsil», 2004

# MÜNDƏRİCAT

	səh.
<b>GİRİŞ</b> .....	5
<b>I Fəsil. Bərk cisim elektronikasının element bazası</b> .....	7
§ 1.1. Yarımkəçirici cihazların təsnifatı .....	7
§ 1.2. Yarımkəçirici cihazların üstünlükləri və çatışmazlıqları .....	9
§ 1.3. Elektrik keçidləri .....	10
<b>II Fəsil. Elektron-deşik keçidi (<i>p-n</i> keçid) .....</b>	<b>12</b>
§ 2.1. <i>p-n</i> keçidin əmələ gəlməsi .....	12
§ 2.2. <i>p-n</i> keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü və eni ..	15
§ 2.3. <i>p-n</i> keçidə xarici elektrik sahəsinin təsiri .....	18
§ 2.4. İdeal <i>p-n</i> keçidin volt-ampər xarakteristikası .....	21
§ 2.5. <i>p-n</i> keçidin növləri .....	25
§ 2.6. <i>p-n</i> keçidin tutumları .....	29
§ 2.7. <i>p-n</i> keçidin dəşilməsi .....	34
<b>III Fəsil. Yarımkəçirici diodlar</b> .....	<b>40</b>
§ 3.1. Yarımkəçirici diodların təsnifatı .....	40
§ 3.2. Düzləndirici diodlar .....	41
§ 3.3. İmpuls diodları .....	44
§ 3.4. Stabilitron .....	47
§ 3.5. Tunel diodu .....	52
§ 3.6. Çevrilmiş diod .....	57
§ 3.7. Varikap .....	58
<b>IV Fəsil. Tranzistorlar</b> .....	<b>65</b>
§ 4.1. Bipolyar tranzistorlar .....	65
§ 4.2. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma sxemləri ....	68

§ 4.3. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma rejimləri ....	68
§ 4.4. Bipolyar tranzistorun gücləndirmə mexanizmləri ...	69
§ 4.5. Bipolyar tranzistorun parametr və xarakteristikaları .....	72
§ 4.6. Dreyf tranzistoru .....	75
§ 4.7. Unipolyar tranzistor.....	78
<b>V Fəsil. Güclü sahə cihazları .....</b>	<b>87</b>
§ 5.1. Gann effekti və Gann diodları.....	87
<b>VI Fəsil. Tenzoelektrik cihazları (tenzoqeydedicilər) .....</b>	<b>95</b>
§ 6.1. Tenzorezistor .....	96
§ 6.2. Tenzodiodlar.....	98
<b>VII Fəsil. Maqnit sahəsi qeydediciləri .....</b>	<b>101</b>
§ 7.1. Holl qeydediciləri.....	101
§ 7.2. Maqnitorezistorlar .....	105
§ 7.3. Maqnitodiodlar .....	108
<b>VIII Fəsil. İstilik və termoelektrik cihazları .....</b>	<b>111</b>
§ 8.1. Termorezistor .....	111
§ 8.2. Termoelektrik hadisələri .....	119
§ 8.3. Termoelektrik generatorları.....	123
§ 8.4. Termoelektrik soyuducuları və istilik nasosları (termoelektrik qızdırıcıları) .....	130
<b>ƏDƏBİYYAT SİYAHISI .....</b>	<b>135</b>

## GİRİŞ

Geniş mənada **elektronika** dedikdə, müxtəlif (bərk, maye, qaz və plazma kimi) mühitlərdə baş verən elektron hadisələrinin, onların əsasında cihaz və qurğuların hazırlanmasının, işləməsinin və istehsalının fiziki əsaslarını öyrənən elmi-texniki sahə nəzərdə tutulur.

Elektronika bugünkü mərhələsində elmin, texnikanın, sənayenin, məişət texnikasının əsasında durduğu kimi, digər elm və texnika, eləcə də istehsalat sahələri də onun inkişafına zəmin yaradır və ehtiyaclarını təmin edir. Buna görə də elektronikanın geniş miqyasda əhəmiyyətə və rola malik olması şübhəsizdir.

Bütövlükdə elektronikanın **fiziki, texniki və sənaye elektronikaları** kimi üç əsas sahəsi var. **Fiziki elektronika** mühit, cihaz, qurğu və sistemlərdə baş verən elektron proseslərini öyrənir. **Texniki elektronika** müxtəlif elektron prosesləri əsasında cihaz, qurğu və sistemlərin yaradılması imkanlarını, bu imkanların **praktiki olaraq reallaşdırılması variantlarının** fiziki əsaslarını müəyyənləşdirir. **Sənaye elektronikas** isə elektronikanın digər iki sahəsinin (fiziki və texniki elektronikanın) tövsiyələrinin elmi əsaslarla kütləvi istehsal səviyyəsində yerinə yetirilməsi məsələlərini həll edir.

Elektronikanın sonuncu iki sahəsinin – texniki və sənaye elektronikasının uğurları ilk növbədə fiziki elektronikanın inkişaf səviyyəsindən asılıdır. Fiziki elektronika elektronikanın digər iki sahəsinin ideya mənbəyi və istiqamətvericisidir. Fiziki elektronikanın elmi əsaslarla irəli sürdüyü tövsiyələr olmadan texniki elektronika və sənaye elektronikas

ya heç nə edə bilməz, ya da etdikləri sənətçilik səviyyəsindən yuxarı qalxmaz. Bu isə müasir həyatın tələblərindən çox uzaqdır.

Fiziki elektronikanın özünün də çox müxtəlif istiqamət və

problemləri var. Həmin istiqamət və problemlərin əsas prinsip və məqamları ilə gələcəyin peşəkar mütəxəssislərini lazımcasına tanış edə bilmək üçün «Fiziki elektronika» istiqamətində təhsilin bakalavr pilləsinin baza tədris proqramına «Vakuum texnikasının əsasları», «Emissiya elektronikasısı», «Bərk cisimlərin fizikası», «Qaz boşalması və plazma fizikası», «Radiofizika», «Elektron və ion cihazları», «Elektron optikası», «Bərk cisim elektronikasısı», «Mikroelektronika», «Optoelektronika», «Kvant elektronikasısı», «Fizikada və elektronikada kompyüter texnologiyası» fənləri daxil edilmişdir.

Adları çəkilən fənlərdən hər biri kimi, «Bərk cisim elektronikasısı» fənninin də konkret məqsədi var və bu məqsəd onun məzmununda öz əksini tapır.

Daha dəqiq deyilsə, «Bərk cisim elektronikasısı» fənninin əsas məqsədi müxtəlif bərk cisimlərin (yarımkeçiricilərin) əsasında hazırlanmış elektron cihazlarının, onların əsas işçi elementlərinin yaradılması və işləməsinin, onlarda baş verən elektron proseslərinin fiziki əsaslarının təhlilini şərh etmək, bu cihaz və elementlərin ən mühüm parametrlər, xarakteristika və imkanlarını araşdırmaqdır.

# İ F Ə S İ L

## BƏRK CİSİM ELEKTRONİKASININ ELEMENT BAZASI

### § 1.1. Yarımqeçirici cihazların təsnifatı

Bərk cisim elektronikasının element bazasını başlıca olaraq yarımqeçirici cihazlar təşkil edir. **Yarımqeçirici cihaz** dedikdə **işçi elementi** yarımqeçirici material olan və iş prinsipi məhz yarımqeçiricilərə xas elektron proseslərinə əsaslanan cihazlar nəzərdə tutulur.

İlk yarımqeçirici cihazlar 40-50 il bundan əvvəl meydana gəlsələr də, onlara olan güclü tələbat və maraq nəticəsində qısa müddətdə bu cihazların çeşidi və praktiki tətbiq sahələri təsəvvürə gəlməyəcək dərəcədə genişlənmişdir.

İndi demək olar ki, hər bir elm, texnika və istehsalat sahəsində, hər bir texniki qurğuda müəyyən bir yarımqeçirici cihaz və ya cihazlar kompleksindən istifadə olunur.

Çox vaxt yarımqeçirici cihazlarla aparılan işi asanlaşdırmaq, müəyyən sistemli şəkllə salmaq üçün onları müxtəlif prinsiplər əsasında qruplaşdırırlar. İndiki halda ən geniş yayılmış qruplaşdırmalar işçi materialına, fəaliyyət prinsipinə, quruluşuna, hazırlanma texnologiyasına, işçi tezlik intervalına, tətbiq sahəsinə, gücünə və s. görə aparılan qruplaşdırmalardır.

Məsələn, yarımqeçirici cihazlar işçi materialına görə – germanium, silisium, selen, kadmium selen, qallium arsen və başqa yarımqeçirici materialların həcmində baş verən proseslərə əsaslanan cihazlar; quruluşuna görə – bircins və qeyribircins ( $p-n$  keçid, hetero keçid, metal-yarımqeçirici və başqa tipli elektrik keçidləri əsasında qurulan) cihazlar; iş prinsipinə görə – fotoelektrik, maqnetoelektrik, termoelektrik, tenzoelek-

trik cihazlar və başqa cihazlar qrupuna ayrılırlar. Sonuncu halda yarımkeçirici cihazların iş prinsipinin uyğun olaraq fotoelektrik, maqnitoelektrik, termoelektrik, tenzoelektrik hadisələrinə əsaslandığı nəzərdə tutulur. Yarımkeçirici cihazlar işlədiyi tezlik diapazonuna görə – alçaq, yüksək və ifrat yüksək tezlikli; gücünə görə – kiçik, orta və böyük güclü; yaxud da sadəcə olaraq – təbii sahələrinə və ya yerinə yetirdikləri funksiyalarına görə – düzləndirici, gücləndirici, qəbuledici, qeydedici; çevirdikləri enerjinin növünə görə – elektroçevirici, fotoçevirici, şüalandırıcı və s. cihazlar qrupuna da ayrılırlar. Ən çox çeşidli çeviricilər elektrik çeviriciləridir. Bu qrupa əksər diodlar və demək olar ki, bütün tranzistorlar, tiristorlar daxildir.

İnfraqırmızı şüalar texnikasının, lazer sistemlərinin və optoelektronikanın inkişafı ilə əlaqədar olaraq son dövrlərdə fotoelektrik və şüalandırıcı cihazlar (fotorezistorlar, fotodiodlar, fototranzistorlar, fotoelementlər, işıq diodları və müxtəlif növ lazerlər) qrupu daha böyük inkişaf tapmışdır. Lakin bu cihazların öyrənilməsi başqa bir fənnin – «Optoelektronika»nın mövzusuudur.

Bir sıra başqa fiziki effektlərə əsaslanan (məsələn, pyzeo-elektrik effekti, Holl effekti, Zeyebek effekti, Qann effekti və s.) müxtəlif funksiyalı yarımkeçirici cihazların hazırlanması da son vaxtlar çox geniş vüsət almışdır.

Bəzi hallarda yarımkeçirici cihazlar quruluşuna və hazırlanma texnologiyasına (ərintili, diffuziyalı, meza,  $n-p-n$ ,  $p-n-p$ ,  $p-i$ ,  $n-i$  cihazlar) görə də qruplaşdırılır.

İndi tədqiqat üçün maraq kəsb edən yarımkeçirici materialların yüzlərlə yox, minlərlə ( $Si$ ,  $Ge$ ,  $As$ ,  $P$ ,  $S$ ,  $Se$ ,  $Te$  və s. kimi sadə,  $A_1B_7$ ,  $A_1B_6$ ,  $A_1B_5$ ,  $A_2B_6$ ,  $A_3B_5$ ,  $A_3B_6$ ,  $A_4B_6$ ,  $A_1B_3C_6$ ,  $A_1B_5C_6$  və s. kimi mürəkkəb) olmasına baxmayaraq yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında əsasən onların yalnız çox



az bir qismindən (germanium, silisium, selen, bəzi  $A_2B_6$  və  $A_3B_5$  birləşmələri və s.) istifadə olunur.

Yarımkeçirici cihazlar sənayesində istifadə olunan ən başlıca yarımkeçirici materiallar isə hələlik germanium və silisiumdur. Son vaxtlar  $A_3B_5$  yarımkeçirici birləşmələri qrupundan olan  $GaAs$  də nisbətən geniş tətbiq tapmışdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, yarımkeçirici cihazların istehsalında kimyəvi təmiz yarımkeçirici materiallardan demək olar ki, çox nadir hallarda istifadə olunur. Bu məqsədlə əsasən aşqarlanmış yarımkeçirici materiallar geniş tətbiq olunur.

Yarımkeçirici cihazın işçi həcmi onun əsas elementi olan yarımkeçirici materialın fiziki sərhədləri ilə məhdudlanır. Əsas işçi element xüsusi bir germetik örtük (korpor) daxilində yerləşdirilir və həmin örtük işçi yarımkeçirici materialı ətraf mühətdən təcrid (izolə) edir və müxtəlif arzuolunmaz təsirlərdən qoruyur. Örtük metaldan, şüşədən və ya plastmasdan düzəldilir. Cihazın işçi elementi xarici elektrik dövrəsinə müxtəlif üsullarla (lehımləmə, qaynaq, pərçim və s.) ona bərkidilmiş xüsusi çıxışlar vasitəsi ilə qoşulur.

Kiçik güclü yarımkeçirici cihazlarda işçi materialın ölçüləri  $10^{-2} \div 10^{-1} \text{ mm}^3$  tərtibində olur. Daha güclü cihazlarda isə bu ölçülər bir neçə, hətta bəzən onlarla kub millimetrə çatır.

Yarımkeçirici cihazların örtüklərinin (korporlarının) ölçüləri həmin cihazların istismar olunduğu sahələrin xarakterindən, səpilən gücün qiymətindən, uyğun elektron sxemlərinin tip və təyinatından asılı olur.

## **§ 1.2. Yarımkeçirici cihazların üstünlükləri və çatışmazlıqları**

Yarımkeçirici cihazlar indi öz elektrovakuum analoqların-

dan daha intensiv tədqiq olunur və daha geniş istifadə edilirlər. Bunun başlıca səbəbi onların elektrovakuum cihazları ilə müqayisədə bir sıra əsaslı üstünlüklərə malik olmasıdır. Daha mühüm əhəmiyyət kəsb edən üstünlüklər isə yarımkəçirici cihazların öz elektrovakuum analoqlarına nisbətən daha kiçik kütlə və ölçüyə malik olmaları; közərmə enerjisi tələb etməmələri; 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, ucuz başa gəlmələridir.

Lakin bu cihazların da müəyyən çatışmazlıqları var. Belə ki, elektrovakuum cihazlarından fərqli olaraq yarımkəçirici cihazların parametr və xarakteristikaları temperaturdan və radioaktiv şüalanmaların təsirindən güclü asılı olmaqla yanaşı, zaman keçdikcə pisləşirlər (bu cihazların qocalması baş verir). Bundan əlavə yarımkəçirici cihazlarda məxsusi küy böyük, giriş müqavimətinin qiyməti isə kiçik olur. Tranzistorların faydalı gücünün kiçik olması da yarımkəçirici cihazların çatışmazlıqlarındandır.

Lakin bu qüsurlar və çatışmazlıqlar yarımkəçirici cihazların konstruksiya (layihə) və texnologiyasının getdikcə təkmilləşdirilməsi hesabına ya tamamilə aradan qaldırılır, ya da nisbətən zəiflədilir.

### § 1.3. Elektrik keçidləri

Əksər yarımkəçirici cihazlar qeyri-bircins yarımkəçirici sistemlər – **yarımkəçirici elektrik keçidləri** əsasında hazırlanır və belə keçidlərdə baş verən fiziki proseslər əsasında işləyir.

**Elektrik keçidi** – müxtəlif keçiricilik tipinə, yaxud keçiriciliyin müxtəlif qiymətinə malik olan eyni yarımkeçirici materialın, eləcə də müxtəlif materiallardan olan yarımkeçiricilərin, və ya metal-yarımkeçirici, metal-oksit-yarımkeçirici, metal-dielektrik-yarımkeçirici kontaktında yaranan keçid təbəqəsinə deyilir.

Elektrik keçidlərinin əsas tipləri **homo  $p-n$** , eləcə də **izotip ( $n-n$ ,  $p-p$ )**, **anizotip ( $n-p$ ) hetero**,  $p-i$ ,  $n-i$ ,  $n^+-n$ ,  $p^+-p$  və **metal-yarımkeçirici** keçidləridir.

Nəzərə almaq lazımdır ki, elektrik keçidlərini iki yarımkeçirici materialı, yaxud metalla yarımkeçiricini sadəcə mexaniki kontakta gətirməklə yaratmaq olmaz. Çünki bu hissələrin hər birinin səthi başqa maddələrin atomları, özlərinin oksidləri və s. ilə çirklənmiş olur. Buna görə də elektrik keçidlərini yaratmaq üçün müxtəlif texnoloji əməliyyatlardan istifadə edilir ki, bunların da ən geniş yayılmışları aşqarlama, əritmə, epitaksiya, ion implantasiyası üsullarıdır.

## İ F Ə S İ L

### ELEKTRON-DEŞİK ( $p$ - $n$ ) KEÇİDİ

#### § 2.1. $p$ - $n$ keçidin əmələ gəlməsi

**Elektron-deşik keçidi və ya  $p$ - $n$  keçid** əks tip keçiriciliyə malik iki yarımkeçiricinin kontaktındakı elektrik keçidinə deyilir. Əgər bu yarımkeçiricilər eyni materialdandırsa, belə keçid **homo  $p$ - $n$  keçid**, müxtəlif materialdandırsa – **hetero  $p$ - $n$  keçid** adlanır.

$p$ - $n$  keçidin əmələ gəlmə mexanizminə baxaq. Fərz edək ki, eyni yarımkeçirici materialdan, lakin əks tip ( $p$ - və  $n$ - tip) keçiriciliyə malik, eyni səviyyədə ( $N_D = N_A$ ) aşqarlanmış iki yarımkeçirici kristal aşqarların tam ionlaşdığı temperaturdan yüksək temperaturda ( $T \geq T_i$ ) elektrik kontaktına gətirilib (şəkil 1, a). Bu o deməkdir ki, toxunma yerində (kontakt müstəvisində) bir sistem təşkil edən bu iki kristalın birindən digərinə keçdikdə kristal qəfəsin ölçüləri tərtibində heç bir təhrif hiss olunmur. Həmin hissələrdə uyğun olaraq:  $n_{no} = p_{po}$ ;  $p_{no} = n_{po}$  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 deşiklərin konsentrasiyasıdır. Belə ( $N_D = N_A$  olan) elektrik keçidi **simmetrik  $p$ - $n$  keçid** adlanır. Həmin iki əks tip keçiricilikli kristalın bir-birindən ayıran müstəviyə  $p$ - $n$  keçidin **metallurji sərhəddi** deyilir. Həqiqətdə isə belə bir kəskin sərhəddən danışmaq olmaz. Lakin əksər hallarda sadəlik üçün qəbul edilir ki, sərhəd kəskindir və hesablamalarda, eləcə də izahatlarda həmin sərhədi «X»- koordinatının başlanğıcı kimi

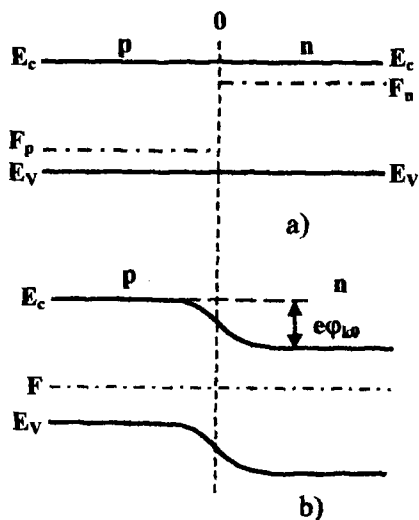
götürmək olar. Bu halda fərz edilir ki, kristal X- oxu boyunca yönəlib.

Bu sistemdə onun uzunluğu - «X» oxu boyunca elektron və deşiklərin konsentrasiyasının qradienti mövcud olduğundan həmin hissəciklərin, yəni elektron və deşiklərin, bir-birinin əksinə olan istiqamətlərdə diffuziyası baş verir. Bu diffuziya prosesində keçid müstəvisindən həm sağda, həm də solda  $L_D$ -**diffuziya uzunluğundan** böyük olmayan məsafədə yerləşən

elektron və deşiklər iştirak edir. Diffuziya olunmuş elektron və deşiklər diffuziya olunduqları həcmdə əks işarəli yüklərlə rekombinasiya olunur. Nəticədə keçid müstəvisinin hər iki tərəfində müəyyən qalınlıqdakı qatda kompensə olunmamış əks işarəli ionlar, daha doğrusu  $p$ - hissədə mənfi,  $n$ -hissədə isə müsbət **həcmi yüklər** yaranır.

Yaranmış bu ikiqat həcmi yüklər sərhəd yaxınlığında müəyyən  $E_d$ -**daxili elektrik sahəsi** yaradır və həmin elek-

trik sahəsinin qiyməti diffuziya prosesi davam etdikcə ilk anlar ərzində böyüyür. Lakin həmin sahənin təsiri altında eyni zamanda yüklərin əks istiqamətdə dreyfi də baş verir,  $E_d$ -



Şəkil 1.  $p$ - və  $n$ - tip keçiricilikli iki yarımkeçirici materialdan ibarət sistemin ilk anda (a) və xarici gərginlik olmadıqda ( $U_x = 0$ )  $p$ - $n$  keçidin tarazlıq halı qərarlaşdıqdan sonrakı (b) enerji diaqramı.

sahəsinin qiyməti böyüdükcə dreyf prosesinin intensivliyi də artır. Nəhayət, elə bir an gəlir ki, bu iki proses, yəni diffuziya ilə dreyf bir-birini tarazlaşdırır. Bu andan etibarən sistemin dinamik tarazlıq halı yaranır. Belə tarazlıq halında:

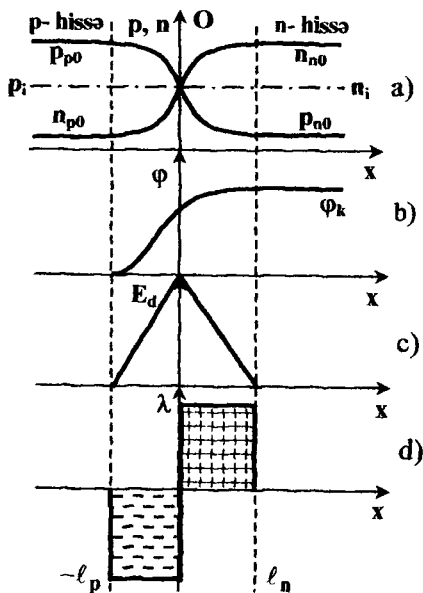
$$j_D = j_{Dp} + j_{Dn} = j_E = j_{Ep} + j_{En}; \quad j_T = j_D + j_E = 0 \quad (2.1)$$

olur. Burada  $j_D, j_{Dp}, j_{Dn}$  - tam, elektron və dəşik **diffuziya cərəyanlarının**,  $j_E, j_{En}, j_{Ep}$  - tam, elektron və dəşik **dreyf cərəyanlarının**,  $j_T$  - işə dinamik tarazlıq halında sistemdən axan yekun (tam) cərəyanın sıxlıqlarıdır.

Məlumdur ki,  $j_T$  - yekun cərəyanın sıxlığının sıfır olduğu belə tarazlıq halında baxılan  $p$ - $n$  keçidli sistem vahid (eyni bir)  $F$ -Fermi səviyyəsi ilə xarakterizə olunmalıdır. Nəticədə, tarazlıq halında sərhəd yaxınlığında qiyməti **kontakt potensiallar fərqi**ə bərabər olan və hissəciklərin diffuziyasına

mane olan  $\varphi_{k0} = \varphi_{op} - \varphi_{on}$  potensiallar fərqi yaranır (şəkil 2, b).

$p$ - $n$  keçidin sərhəd yaxınlığındakı oblastında yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (a), potensialın (b), daxili sahənin



Şəkil 2.  $p$ - $n$  keçid oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (a), daxili sahənin potensialının (b) və intensivliyinin (c), bağlı (həcmi) yüklərin konsentrasiyasının (d) koordinatdan asılılığı

intensivliyinin (c) və bağlı yüklərin konsentrasiyasının (d) koordinatdan asılılığı şəkil 2- dəki kimi olar. Burada şaquli punktir xətlərlə məhdudlanmış və  $n$ ,  $p$ ,  $\varphi$ ,  $E$ ,  $\lambda$ - nın dəyişməsinin baş verdiyi  $\ell_{p-n} = \ell_p + \ell_n$  qalınlıqlı sərhədyanı oblast (qat)  $p-n$  keçidin **bağlayıcı təbəqəsi** adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki,  $p-n$  keçidi əmələ gətirən  $p$ - və  $n$ - tip keçiricilikli yarımkəçiricilərin  $p-n$  keçidin bağlayıcı təbəqəsindən kənarında qalan hissələrinin enerji diaqramı dəyişmir və  **$p-n$  keçidli sistemin ballast hissəsi** adlanır.  $p-n$  keçidli sistemin ballast hissələrində yarımkəçiricinin elektroneytrallığı saxlanılır və  $E_d$  daxili elektrik sahəsinin qiyməti sıfır olur.

Bağlayıcı təbəqədə isə sərbəst elektron və deşiklərin buradan getməsi nəticəsində elektroneytrallıq pozulur. Bu təbəqədə akseptor və donor atomlarının tərpənməz ionları yaranır. Bağlayıcı təbəqədə sərbəst yükdaşıyıcılar olmadığından bu təbəqənin  $R_{p-n}$  müqaviməti baxılan yarımkəçirici sistemin  $\ell_{p-n}$  -dən kənarında qalan hissələrinin  $R_b$ - **ballast müqavimətindən** çox-çox böyük olur ( $R_{p-n} \gg R_b$ ). Əsl həqiqətdə belə olmasa da, **ideal  $p-n$  keçid** üçün belə olduğunu, yəni bağlayıcı təbəqədə sərbəst yükdaşıyıcıların heç olmadığını qəbul etmək mümkündür və belə sadə hal üçün  $p-n$  keçidin əsas fiziki kəmiyyətlərini hesablamaq olar.

## § 2.2. $p-n$ keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü və $p-n$ keçidin eni

**$p-n$  keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü** ( $\varphi_{K0} = \varphi_{op} - \varphi_{on}$ ) onu təşkil edən  $p$ - və  $n$ - tip keçiricilikli yarımkəçiricilər arasındakı kontakt potensiallar fərqi ilə bərabərdir.

Yarımkəçirici materiallarda elektronların çıxış işi uyğun Fermi səviyyəsindən ( $F_n$  və  $F_p$ ) hesablandığından:

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{Fn} - \varepsilon_{Fp} \quad (2.2)$$

Digər tərəfdən isə bərk cisimlər fizikasıdan məlumdur ki:

$$\varepsilon_{Fn} = \varepsilon_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D} ; \varepsilon_{Fp} = \varepsilon_v + kT \ln \frac{N_g}{N_A} \text{ və } \varepsilon_g = \varepsilon_c - \varepsilon_v$$

$\varepsilon_{Fn}$  və  $\varepsilon_{Fp}$  - nin bu ifadələrini  $p$ - $n$  keçidin potensial çəpərinin hündürlüyünün ifadəsində nəzərə aldıqda:

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{Fp} - \varepsilon_{Fn} = \varepsilon_c - \varepsilon_v - kT \ln \frac{N_v N_c}{N_A N_D} \quad (2.3)$$

və

$$N_v N_c = n_i^2 \exp\left(\frac{\varepsilon_g}{kT}\right) \quad (2.4)$$

olduğundan:

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.5)$$

olar. Lakin baxılan sistemdə  $N_A = p_{po}$ ,  $N_D = n_{no}$  və yarımkəçiricidə verilmiş temperaturda  $n_i^2 = n_{no} p_{no} = p_{po} n_{po}$ . Buna görə də  $p$ - $n$  keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü üçün:

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \rightarrow e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} = kT \ln \frac{n_{no}}{p_{po}} \quad (2.6)$$

ifadələrini yazmaq olar.



$p$ - $n$  keçid üçün yazılmış Puasson tənliyindən keçiddəki  $E_d$ -daxili elektrik sahəsinin intensivliyi üçün:

$$\ell_p \leq x < 0 \text{ oblastında } E_K(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(\ell_p + x);$$

$$0 < x \leq \ell_n \text{ oblastında } E_K(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(\ell_n - x);$$

$$x = 0 \text{ qiymətində isə } E_K(\text{max}) = \frac{eN_A\ell_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{eN_D\ell_n}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

ifadələrini yazmaq olar.

$p$ - $n$  keçid üçün Puasson tənliyini ikiqat inteqrallamaqla isə  $p$ - $n$  keçidin potensial çəpərinin hündürlüyünün qiyməti üçün:

$$\varphi_{K0} = -\frac{1}{2} E_K(\text{max})(\ell_p + \ell_n)$$

alınar. Buradan da  $(\ell_p + \ell_n) = \ell_{p-n}$  olduğunu nəzərə almaqla

$$\ell_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_{K0}}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (2.7)$$

ifadəsini yazmaq olar.

Bu sonuncu, ifadə əsasında aparılmış sadə hesablamalardan silisium ( $Si$ ) və germanium ( $Ge$ ) kimi ən geniş tətbiq tapmış yarımkəçiricilər əsasında hazırlanan  $p$ - $n$  keçidlərin qalınlığı üçün orta səviyyəli aşqarlanmalarda  $\ell_{p-n} = 10^{-5} \div 10^{-4}$  m

(0,1÷1 mkm) qiymətləri alınır.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu deyilənlər xarici elektrik sahəsi təsir etməyən ( $U_x = 0$ ) simmetrik  $p$ - $n$  keçidlər üçündür.

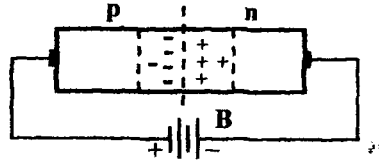
**BDU-nün  
Elmi kitabxanası**

### § 2.3. $p$ - $n$ keçidə xarici elektrik sahəsinin təsiri

$p$ - $n$  keçidə xarici elektrik sahəsi ( $U_x \neq 0$  xarici gərginlik) təsir etdikdə (şəkil 3), iki hal ola bilər – **düzünə** və **əksinə** (yaxud da **açıq** və **bağlayıcı**) **istiqlamətdəki** hallar.

Xarici gərginliyin müsbət qütübünün  $p$ - $n$  keçidin  $p$ - hissəsinə qoşulduğu, yəni xarici gərginliklə kontakt potensiallar fərqi-nin işarələri bir-birinin əksinə yönəldiyi hal **açıq** və ya **düzünə** **istiqlamət** adlanır.

Xarici gərginliyin müsbət qütübünün  $p$ - $n$  keçidin  $n$ - hissəsinə qoşulduğu hal isə **bağlayıcı** və ya **əksinə** **istiqlamət** adlanır.



Şəkil 3. Düzünə istiqamətdə yönəlmiş xarici elektrik sahəsində ( $U_x \neq 0$ )  $p$ - $n$  keçidin dövrəyə qoşulma sxemi

Fərz edək ki,  $p$ - $n$  keçidə düzünə istiqamətdə müəyyən  $U_x$ - xarici gərginlik təsir edir və bağlayıcı təbəqənin ( $p$ - $n$  keçidin)  $R_{p-n}$ - müqaviməti sistemin bağlayıcı təbəqədən kənarında qalan hissəsinin  $R_b$ - müqavimətindən çox-çox böyükdür ( $R_{p-n} \gg R_b$ ). Artıq deyildiyi kimi, bu hissə  $p$ - $n$  keçidli sistemin ballast hissəsi, onun müqaviməti isə  $p$ - $n$  keçidli sistemin ballast müqaviməti adlanır.  $R_{p-n} \gg R_b$  olduğuna görə tətbiq edilən xarici gərginlik demək olar ki, tamamilə  $p$ - $n$  keçiddə düşür ( $U_x \approx U_{p-n}$ ). Ona görə də xarici gərginliyin təsiri altında  $p$ - $n$  keçiddəki potensial çəpərin hündürlüyü  $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$  qiymətinə qədər azalır (şəkil 4, a). Bu zaman keçidin tarazlığı pozulur, yəni  $j_D > j_E$  olur. Nəticədə, dəşiklərin  $p$ - hissədən  $n$ - hissəyə, elektronların isə əksinə istiqamətdə ( $n$ - hissədən  $p$ - hissəyə) diffuziya hərəkəti hesabı-

na  $p-n$  keçiddən sıfırdan fərqli ( $j_T^d \neq 0$ ) yekun cərəyan axar. Başqa sözlə, düzünə istiqamətdə xarici gərginlik ( $U_x > 0$ ) təsir etdikdə  $p-n$  keçiddən yükdaşıyıcıların qeyri-əsas olduqları hissəyə diffuziya hərəkəti baş verir. Bu proses **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası** adlanır.

$U_x > 0$  gərginliyinin təsiri altında  $p-n$  keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü, keçiddəki  $E_d$ - daxili elektrik sahəsinin qiyməti, eləcə də bağlayıcı təbəqənin  $\ell_{p-n}$ - eni kiçilər və:

$$\ell_{p-n}^d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{k0} - U_x)}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (2.8)$$

olar.

Bu halda injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların  $p-n$  keçidin sərhədlərindəki konsentrasiyası xarici gərginlikdən asılı olaraq:

$$p_n = p_{no} e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad \text{və} \quad n_p = n_{po} e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad (2.9)$$

şəklində eksponensial qanunla artar.

İnjesiya olunmuş yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının nisbi dəyişməsinə qiymətləndirmək üçün **injeksiya səviyyəsi** adlanan və:

$$\delta = \frac{\Delta p_n}{n_{no}} = \frac{\Delta n_p}{p_{po}}, \quad (2.10)$$

ifadəsi ilə təyin olunan kəmiyyətdən istifadə edilir. Burada  $\Delta p_n$  və  $\Delta n_p$  injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (uyğun olaraq deşiklərin və elektronların) konsentrasiyalardır.

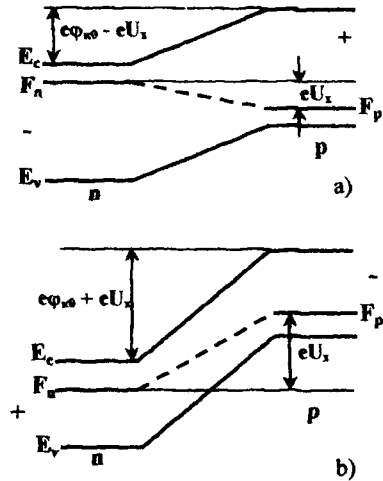
$\delta$ -kəmiyyətinin qiymətindən asılı olaraq aşağı ( $\delta \ll 1$ ), orta ( $\delta \approx 1$ ) və yüksək ( $\delta > 1$ ) injeksiya səviyyələri halları mümkündür.

$p$ - $n$  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, keçiddə tarazlıq pozulur və ondan axan difuziya cərəyanının qiyməti kiçilir, yəni  $j_D < j_E$  olur (şəkil 4, b). Bu halda keçiddən qeyri-əsas yükdaşıyıcıları (elektronların və deşiklərin) dreyfi hesabına yaranan sıfırdan fərqli ( $j_T^2$ ) cərəyan axar. Keçidin eni isə:

$$l_{p-n}^2 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{k0} + |U_x|)}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \quad (2.11)$$

olar.

Əksinə gərginliyin artması ilə bağlayıcı təbəqənin eni və  $E_d$ - daxili sahənin qiyməti böyüyür, keçiddən axan əksinə cərəyanın ( $j_T^2$ ) qiyməti isə dəyişmir. Bu ondan irəli gəlir ki, keçidin sərhədləri yaxınlığında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların



Şəkil 4. Düzünə (a) və əksinə (b) istiqamətdə təsir edən xarici elektrik sahəsində ( $U_x \neq 0$ )  $p$ - $n$  keçidin enerji diaqramı

konsentrasiyasının qradienti  $U_x$  - xarici gərginlikdən asılı olaraq dəyişmiş. Əksinə, gərginliyin artması ilə yalnız mövcud olan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların əksinə cərəyanda iştirak edən hissəsinin miqdarı dəyişir. Nəhayət,  $U_x < 0$  gərginliyi elə bir qiymətə çatır ki, mövcud qeyri-əsas yükdaşıyıcıların hamısı  $j_T^2$  - 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 **əksinə doyma cərəyanı** ( $I_0$ ) deyilir. Eyni  $p$ - $n$  keçiddə  $I_0$  - cərəyanının qiyməti yalnız temperaturun dəyişməsi ilə dəyişir.

#### § 2.4. İdeal $p$ - $n$ keçidin volt-ampere xarakteristikası

$p$ - $n$  keçiddən axan cərəyanın keçidə tətbiq olunan xarici  $U_x$  gərginliyindən asılılığının, daha doğrusu ideal  $p$ - $n$  keçidin volt-ampere xarakteristikasının analitik şəklə (ifadəsi) ilk dəfə hələ keçən (XX) əsrin əllinci illərində Şokli tərəfindən müəyyənləşdirilmişdir. Ona görə də bu ifadə çox vaxt  $p$ - $n$  keçid üçün Şokli düsturu və 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 oblastındakı aşqar atomlarının hamısı ionlaşmış;

2)  $p$ - $n$  keçidin həcmi yüklər oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası prosesi baş vermir ( $G_n, G_p = 0$ , burada  $G_n$  və  $G_p$  elektron və deşiklərin generasiya əmsallarıdır);

3)  $p-n$  keçidin eninə ölçüləri elədir ki, keçidə səth effektlərinin təsiri yoxdur;

4)  $p-n$  keçidin qalınlığı çox-çox kiçikdir ( $\ell_{p-n} \rightarrow 0$ );

5) Baxılan sistemin ballast hissələrinin ( $R_b$ ) və cərəyan kontaktlarının ( $R_K$ ) müqavimətləri keçidin özünün  $R_{p-n}$  - müqavimətindən çox-çox kiçikdir ( $R_b, R_K \ll R_{p-n}$ ). Ona görə də tətbiq olunan  $U_x$  - 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 heç bir təsir göstərmir;

8) Cərəyan kontaktlarından injeksiyanın səviyyəsi çox-çox aşağıdır.

Bu şərtlər (fərziyyələr) daxilində  $p-n$  keçidli sistemin istənilən en kəsiyi üçün doğru olan **cərəyanın kəsilməzliyi tənliyini**:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} \end{cases} \quad (2.12)$$

yazıb, onu  $x = 0$ ;  $x = \ell_n$ ;  $x = -\ell_p$  sərhəd şərtləri daxilində həll etdikdə  $p-n$  keçidin VAX-ı üçün  $\ell_n \gg L_p$ ;  $\ell_p \gg L_n$  olan hal üçün (burada  $L_n$  və  $L_p$  - uyğun olaraq elektronların və de-

şiklərin diffuziya məsafələrinin uzunluğudur):

$$I = S \cdot e \cdot \left[ \frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left[ \exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) - 1 \right], \quad (2.13)$$

$\ell_n \ll L_p$ ;  $\ell_p \ll L_n$  olan hal üçün isə

$$I = S \cdot e \cdot \left[ \frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \left[ \exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.14)$$

ifadəsini almaq olar. Bu ifadədə  $S$  - keçidin en kəsiyinin sahəsi,  $e$  - elektronun yükü,  $D_n, D_p$  - uyğun olaraq elektron və deşiklərin diffuziya əmsalları,  $\mu_n, \mu_p$  - isə yürüklüyüdür.

$\ell_n \gg L_p$ ;  $\ell_p \gg L_n$  olduqda:

$$I_0 = S \cdot e \cdot \left[ \frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right], \quad (2.15)$$

$\ell_n \leq L_p$ ;  $\ell_p \leq L_n$  olduqda isə

$$I_0 = S \cdot e \cdot \left[ \frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \quad (2.16)$$

ifadəsi ilə təyin olunan  $I_0$  kəmiyyəti  **$p$ - $n$  keçidin doyma cərəyanı adlanır.**

Göründüyü kimi, bu cərəyan keçidə tətbiq olunan xarici gərginlikdən asılı olmayıb, yalnız  $p$ - $n$  keçidin hazırlandığı yarımkeçirici material, keçidin ölçüləri və temperatur ilə təyin olunur. Ona görə də  $p$ - $n$  keçidin VAX-1 daha sadə şəkildə:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{eU_x}{kT}} - 1 \right) \quad (2.17)$$

ifadəsi ilə təsvir oluna bilər. Bu ifadədən görünür ki,  $U_x > 0$  qiymətlərində (düzünə istiqamətdə) VAX-ın eksponensial həddi:

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \gg 1 \quad (2.18)$$

və  $p$ - $n$  keçiddən axan düzünə cərəyan ( $I_d$ ):

$$I_d = I_0 e^{\frac{eU_x}{kT}}, \quad (2.19)$$

yəni ( $I_d$ ) düzünə cərəyan keçidə tətbiq olunan xarici gərginlikdən eksponensial şəkildə asılıdır.

Əksinə istiqamətdə ( $U_x < 0$ ) isə:

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \ll 1 \quad (2.20)$$

və  $p$ - $n$  keçiddən axan əksinə cərəyan ( $I_a$ ):

$$I_a = -I_0 \quad (2.20 a)$$

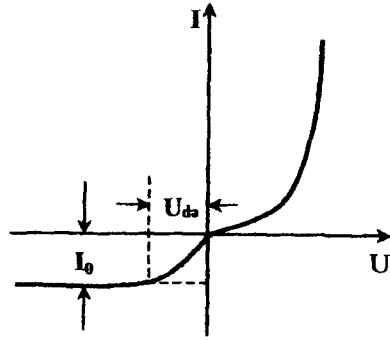
Bütün deyilənlərə əsasən ideal  $p$ - $n$  keçidin VAX-ın qrafiki təsviri şəkil 5- dəki kimi olar.

Qeyd etmək lazımdır ki,  $U_x > 0$  və  $U_x < 0$  qiymətlərində (düzünə və əksinə istiqamətlərdə) bu qrafikin gərginlik oxunda miqyaslar eyni deyil-  $\sim 10$  və ya  $\sim 100$  dəfələrlə fərqlənir. Belə ki, düzünə istiqamətdə işçi oblast cəmi bir neçə



volta uyğun gəlidiyi halda, əksinə istiqamətdə 10 və 100 voltlarla məhdudlanır.

Əksinə istiqamətin başlanğıc hissəsində cərəyanın kiçik artımı artıq deyildi kimi əksinə gərginliyin sıfırdan  $U_{da}$  - qiymətinə qədər artması ilə qeyri-əsas sərbəst yükdaşıyıcıların daha çox hissəsinin cərəyana səfərbər edilməsi ilə əlaqədardır.



Şəkil 5. İdeal  $p-n$  keçidin volt-ampere xarakteristikası

## § 2.5. $p-n$ keçidin növləri

$p-n$  keçidləri öz əlamətlərinə görə simmetrik, qeyri-simmetrik, kəskin, tədrici, nöqtəvi, müstəvi, birtərəfli və s. kimi müxtəlif növlərə ayırırlar.

Ən sadə və nəzəriyyəsi ətraflı öyrənilmiş  $p-n$  keçidlər – ideallaşdırılmış **simmetrik kəskin  $p-n$  keçidlərdir** (şəkil 7, a). Belə  $p-n$  keçidlərdə  $n_n = p_p$ ;  $N_D = N_A$ ;  $p_n = n_p$ . Başqa sözlə, bu cür  $p-n$  keçidlərdə aşqarların öz tip və konsentrasiyalarına görə dəyişməsinin baş verdiyi oblastın  $\Delta x$  qalınlığı çox-çox kiçik olur ( $\Delta x \rightarrow 0$ ). Qeyd etmək lazımdır ki, real  $p-n$  keçidlərdə isə həmişə  $\Delta x$  - sıfırdan fərqlidir ( $\Delta x > 0$ ) və real  $p-n$  keçid o halda kəskin  $p-n$  keçid adlanır ki, burada  $\Delta x$  keçidin həcmi yüklər oblastının qalınlığından, yəni bağlayıcı təbəqəsinin  $\ell_{p-n}$  - 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, məsələn,  $N_A \gg N_D$  halında kəskin  $p$ - $n$  keçidlərin eni

$$\ell_{p-n} \approx \ell_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_{k0}}{e} \cdot \frac{1}{N_D}} \quad (2.21)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Kəskin  $p$ - $n$  keçidləri bir qayda olaraq **əritmə üsulu** ilə alırlar. Bu halda müəyyən tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricinin  $p$ - $n$  keçid yaradılmalı olan yerində ona əks tip keçiricilik verən metal əridilir. Bu proses müvafiq texnologiya əsasında aparılır.

Praktikada demək olar ki, əksər hallarda elə  $p$ - $n$  keçidlərdən istifadə edilir ki, onlarda  $\Delta x$  - qalınlığı öz qiymətinə görə həcmi yüklər oblastının  $\ell_{p-n}$ -eni ilə müqayisə edilə biləcək olur. Belə keçidlərə **tədrici  $p$ - $n$  keçidlər** deyilir.

Tədrici  $p$ - $n$  keçidləri adətən məxsusi keçiriciliyə malik yarımkeçirici kristala onun iki qarşılıqlı əks tərəfindən (şəkil 6, b) və ya bir tərəfindən (şəkil 6, c) əks tipli (donor və akseptor) aşqar atomları, yaxud da müəyyən tip keçiriciliyə malik yarımkeçirici kristala bir üzündən əks tip keçiricilik yaradan aşqar atomları diffuziya etdirməklə yaradırlar.

Simmetrik tədrici  $p$ - $n$  keçidlərin xarici gərginlik təsir etməyən haldakı ( $U_x = 0$ ) eni:

$$\ell_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0}{e \left( \frac{dN_A}{dx} + \frac{dN_D}{dx} \right)} \varphi_{k0}} \quad (2.22)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadədən göründüyü kimi, kəskin  $p$ - $n$  keçidlərdən fərqli olaraq, tədrici  $p$ - $n$  keçidlərin eni aşqar atomlarının konsentrasiyasından ( $N_A$  və  $N_D$ -dən) deyil, konsentrasiyanın baxılan sistem boyunca dəyişmə qradientindən ( $dN_A/dx$  və  $dN_D/dx$ -dən) asılıdır. Bu halda həm də asılılıq kvadrat kök yox, kub köklə ifadə olunur.

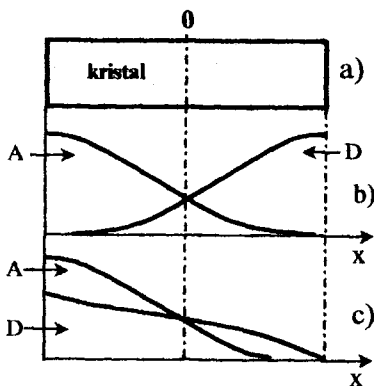
Müxtəlif dərəcədə aşqarlanmış, daha doğrusu, keçiricilik tipini təyin edən aşqar atomlarının konsentrasiyasının dəyişmə qradientləri müxtəlif

olan ( $\frac{dN_A}{dx} \neq \frac{dN_D}{dx}$ ) ya-

rın keçiricilərin əmələ gətirdiyi tədrici  $p$ - $n$  keçidlər isə **qeyri-simmetrik tədrici  $p$ - $n$  keçidlər** adlanır. Belə  $p$ - $n$  keçidləri əmələ gətirən  $p$ - və  $n$ - tip keçiricilikli həm əsas ( $p_p$  və  $n_n$ ), həm də qeyri-əsas ( $n_p$  və  $p_n$ ) yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının qradienti bir-birindən fərqlənir:

$$\frac{dn_n}{dx} \neq \frac{dp_p}{dx}; \frac{dn_p}{dx} \neq \frac{dp_n}{dx} \quad (2.23)$$

Həm kəskin, həm də tədrici  $p$ - $n$  keçidlərdə əgər  $p$ - və  $n$ - hissələrdəki əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları bir-



Şəkil 6. Kristala əks tərəfdən (b), eyni tərəfdən (c) əks xasiyyətli və bir tərəfdən əks tip keçiricilik verən aşqar atomlarının diffuziya edilməsi ilə  $p$ - $n$  keçidlərin alınmasının sxematik təsviri.

birindən bir tərtdən çox fərqlənərsə (məsələn,  $p_p \gg 10n_n$ ), belə  $p$ - $n$  keçidlərə **bir tərəfli  $p$ - $n$  keçidlər** deyilir.

Qeyri-simmetrik  $p$ - $n$  keçidlərdə keçidin daxili elektrik sahəsi az aşqarlanmış yarımkəçirici hissəsinə daha çox nüfuz edir (şəkil 7, b). Məsələn,  $N_A > N_D$  olarsa, onda  $l_n > l_p$  və əksinə,  $N_A < N_D$  olarsa  $l_n < l_p$ .

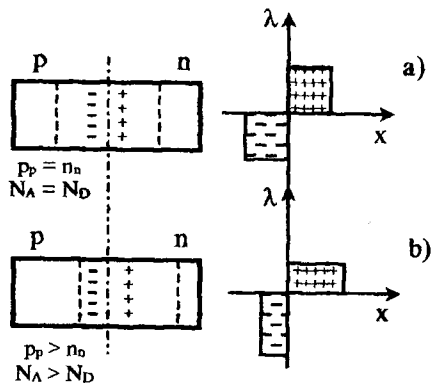
Qeyri-simmetrik tədrici  $p$ - $n$  keçidlərdə, məsələn,  $N_A \gg N_D$  olduqda:

$$l_{p-n} \approx l_n \approx \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0}{e} \frac{dN_D}{dx} \varphi_{K0}} \quad (2.24)$$

Yarımkəçirici cihazlar əksər hallarda 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  $p$ - $n$  keçidlərdə isə keçidin eninə ölçüləri, onun qalınlığından çox-çox böyük olur.

Yarımkəçirici cihazların hazırlanmasında eyni materialdan,



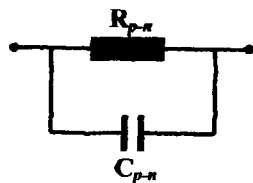
Şəkil 7. Simmetrik (a) və qeyri-simmetrik (b)  $p$ - $n$  keçidlərdə həcmi yüklərin paylanması sxematik təsviri

eyni keçiricilik tipinə malik, lakin müxtəlif dərəcədə aşqarlanmış yarımkəçiricilər, yaxud da aşqarlanmış və aşqarlanmamış (məxsusi keçiriciliyə malik) yarımkəçiricilərin kontaktında yaranan  $p^+ - p$ ,  $n^+ - n$  və  $p - i$ ,  $n - i$  tipli keçidlərdən də istifadə olunur. Burada «+» işarəsi daha çox aşqarlanmanı, «i»- isə məxsusi keçiriciliyi göstərir. Belə elektrik keçidlərində bağlayıcı təbəqə az aşqarlanmış və ya məxsusi keçiriciliyə malik yarımkəçirici hissəyə daha çox nüfuz edir.

## § 2.6. $p-n$ keçidin tutumları

Məlumdur ki, hər bir  $p-n$  keçidin bağlayıcı təbəqəsində metallurji sərhəddin 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 keçidə parallel qoşulmuş müəyyən ekvivalent elektrik tutumunun mövcudluğu kimi təsəvvür etmək olar (şəkil 8). Bu tutum  $p-n$  keçidin tutumu adlandırılır ( $C_{p-n}$ ). Keçiddə



Şəkil 8.  $p-n$  keçidin ekvivalent sxemi

və onun kənar sərhədlərində toplanmış olan həcmi yüklərin qiyməti keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olaraq dəyişir. Çünki xarici gərginliyin dəyişməsi ilə həm bağlayıcı təbəqənin  $l_{p-n}$  eni

( $l_{p-n} \sim \sqrt{\phi_{k0} \pm |U_x|}$ ), həm də keçidin kənar sərhədləri yaxınlığındakı injeksiya hesabına toplanmış qeyri-əsas yükdaşıyıcı-

ların konsentrasiyası:

$$p_n = p_{n0} \cdot e^{\frac{eU}{kT}}; \quad n_p = n_{p0} \cdot e^{\frac{eU}{kT}} \quad (2.25)$$

ifadələrinə uyğun şəkildə dəyişir.

Ona görə də ümumi halda  $p$ - $n$  keçidin tutumu  $C_{p-n} = f(U)$ , yeni  $p$ - $n$  keçidə tətbiq olunan xarici gərginliyin funksiyasıdır.

Lakin bağlayıcı təbəqədə və onun hüdudlarından kənarında olan həcmi yüklərin qiyməti tətbiq edilən xarici gərginlikdən müxtəlif şəkildə asılı olduğundan, keçidin  $C_{p-n}$  - tutumunun iki komponentdən ibarət olduğu qəbul edilmişdir.

Bunlardan biri bağlayıcı təbəqədəki yüklərin dəyişməsinə xarakterizə edir və **çəpər tutumu** adlanır ( $C_{çap}$ ). Digəri isə injeksiya və ekstraksiya prosesləri hesabına keçidin sərhəddindəki yüklərin dəyişməsinə təsvir edir və  **$p$ - $n$  keçidin diffuziya tutumu** ( $C_{diff}$ ) adlanır.

Çəpər tutumunun ifadəsini müəyyənləşdirmək üçün sadə bir hala – qeyri-simmetrik ( $N_A \gg N_D$ ) kəskin ( $\Delta x < l_{p-n}$ )  $p$ - $n$  keçidə baxaq. Belə keçidin eni keçidə xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda ( $U_x = 0$ ):

$$l_{p-n} \approx l_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D} \varphi_{K0}} \quad (2.26)$$

keçidə xarici gərginlik tətbiq olunduqda isə:

$$l_{p-n} \approx l_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{K0} \pm |U_x|)}{eN_D}} = l_{p-n} \cdot \sqrt{\frac{\varphi_{K0} \pm |U_x|}{\varphi_{K0}}} \quad (2.27)$$

kimi təyin olunur. Çəpər tutumunu köynəklərində  $Q_n \approx Q_p$  qədər elektrik yükü olan müstəvi kondensatorun tutumu kimi təsəvvür etdikdə

$$Q_n = eN_D S \ell_{p-n} \quad (2.28)$$

kimi yazmaq olar. Bu ifadədəki  $S$  - kəmiyyəti  $p-n$  keçidin en kəsiyinin sahəsidir.

$Q_n$  - yükü keçidə tətbiq olunan xarici gərginliklə mütənasib olmadığından (çünki  $eN_D S$  - gərginlikdən asılı deyil,  $\ell_{p-n}$  - isə gərginlikdən düz mütənasib yox, mürəkkəb şəkildə asılıdır), yazmaq olar ki:

$$C_{\text{çəp}} = \frac{dQ}{dU} \quad (2.29)$$

Ona görə də  $Q_n = eN_D S \ell_{p-n}$  ifadəsində  $\ell_{p-n}$  - in ifadəsini nəzərə alıb, nəticəni gərginliyə görə differensialladıqda, çəpər tutumu üçün:

$$C_{\text{çəp}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{\ell_{p-n}} \sqrt{\frac{\varphi_{K0}}{\varphi_{K0} + |U_x|}} \quad (2.30)$$

ifadəsi alınır. Buradan görüldüyü kimi, qeyri-simmetrik kəskin  $p-n$  keçidin  $C_{\text{çəp}}$  - çəpər tutumu xarici gərginliyin kvadrat kökündən tərs mütənasib asılı olaraq dəyişir ( $C_{\text{çəp}} \sim \frac{1}{\sqrt{U_x}}$ ).

Qeyd etmək lazımdır ki,  $C_{\text{çəp}} = f(U_x)$  asılılığı keçid oblasında aşqar atomlarının konsentrasiyasının dəyişmə qanununun

dan daha güclü asılıdır. Keçid oblastında aşqar atomları konsentrasiyasının paylanması qanunu dəyişdikdə  $C_{\text{çəp}} = f(U_x)$  asılılığı da dərhal dəyişir. Məsələn, kəskin  $p-n$  keçid üçün bu asılılıq  $C_{\text{çəp}} \sim \frac{1}{\sqrt{U_x}}$  - şəklində olduğu halda, tədrici  $p-n$  keçid

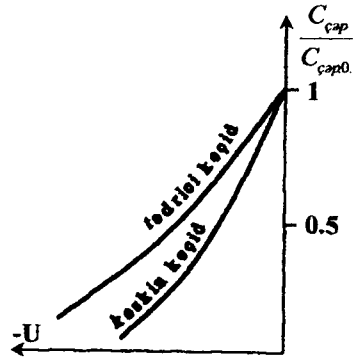
üçün  $C_{\text{çəp}} \sim \frac{1}{\sqrt[3]{U_x}}$  şəklinə düşür. Bu xüsusiyyətdən praktikada

$p-n$  keçidin kəskin və ya tədrici olmasını müəyyənləşdirmək üçün istifadə edilir.

$C_{\text{çəp}} = f(U)$  asılılığına  $p-n$  keçidin volt-farad xarakteristikası deyilir. Kəskin və tədrici  $p-n$  keçidlər üçün  $\frac{C_{\text{çəp}}}{C_{\text{çəp.0}}} = f(U)$  asılılığı şəkil 9- da təsvir edildiyi kimi olur.

Burada  $C_{\text{çəp}}$  - hər hansı  $U_x \neq 0$ ;  $C_{\text{çəp.0}}$  - isə  $U_x = 0$  qiymətlərində  $p-n$  keçidin çəpər tutumunun qiymətləridir. Şəkil 9- dan 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)  $\ell_{p-n}$  - nin kiçilməsi (bağlayıcı təbəqənin eninin daralması) hesabına çəpər tutumu artır. Lakin

bu halda injeksiyanın səviyyəsi də kəskin artır və nəticədə



Şəkil 9. Kəskin və tədrici  $p-n$  keçid halında çəpər tutumunun əksinə gərginlikdən asılılığı (əksinə istiqamətdə qoşulmuş kəskin və tədrici  $p-n$  keçidin volt-farad xarakteristikası)



diffuziya tutumu  $p$ - $n$  keçidin ümumi  $C_{p-n}$ - tutumunda daha güclü rol oynamağa başlayır.

Keçidə tətbiq olunan əksinə gərginliyin yalnız çox kiçik qiymətlərində (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  $\Delta Q$ - yükünün baxılan qeyri-simmetrik kəskin  $p$ - $n$  keçid halında  $n$ - oblastdakı, yəni  $x = (0 \div \omega_n)$  qalınlığındakı (burada  $\omega_n$  - sistemin  $n$ - hissəsinin, yəni bazanın qalınlığıdır) artımını hesablayıb xarici gərginliyə görə differensialladıqda,  $\omega_n > L_p$  halı üçün:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \tau_p, \quad (2.31)$$

$\omega_n < L_p$  halı üçün isə:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \frac{\omega_n^2}{2D_p} \quad (2.32)$$

ifadələri alınır. Bu ifadələrdə  $e$  - elektronun yükü,  $k$  - Bolzman sabiti,  $I$  - keçiddən axan düzünə cərəyanın qiyməti,  $\tau_p$  - 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  $C_{çəp}$  - çəpər tutumundan bir neçə tərtib böyük ola bilər.

## § 2.7. $p$ - $n$ keçidin deşilməsi

$p$ - $n$  keçidə tətbiq olunan xarici gərginliyi heç də sonsuz artırmaq mümkün deyil. Hər iki istiqamətdə xarici gərginliyin çox böyük qiymətlərində  $p$ - $n$  keçidin xüsusiyyətlərinə güclü şəkildə təsir edə bilən müxtəlif proseslər baş verir. Düzünə istiqamətdə tətbiq olunan  $U_x$  - xarici gərginliyin hətta çox da böyük olmayan qiymətlərində  $p$ - $n$  keçiddən axan cərəyan çox-çox 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 mexanizmlər üzrə baş verə bilər. Ümumiyyətlə isə, bu hadisə ya keçiddə **güclü elektrik sahəsi effektləri**, ya da böyük miqdarda Coul istiliyinin ayrılması nəticəsində baş verir.

$p$ - $n$  keçidin əsas deşilmə mexanizmləri **sel, tunnel və istilik**

**deşilmələridir.** Bəzən  $p-n$  keçidin səthdeşilməsindən də danışılır ki, bu da öz-özlüyündə sel, tunel və ya istilikdeşilmələrindən hər hansı birinin və ya bir neçəsinin vəhdət halında keçidin səth oblastunda baş verməsidir.

**Seldeşilməsi-** əsasən az aşqarlanmış yarımkəçiricilərdən hazırlanmış  $p-n$  keçidlərdə daha çox ehtimallıdır. Belə  $p-n$  keçidlərin bağlayıcı təbəqəsinin eni kifayət qədər böyükdür. Ona görə də belə enli təbəqəyə düşən (daxil olan) və cərəyanda iştirak edən sərbəst yükdaşıyıcılar  $E = E_d + E_x$  yekun elektrik sahəsində hərəkət etdikdə onun təsiri altında böyük  $l_{p-n}$  məsafəsində kifayət qədər böyük qiymətə malik olan əlavə kinetik enerji toplamağa və nəticədə qarşılaşdığı neytral atomlarla, yaxud ionlarla toqquşaraq onlardan əlavə sərbəst yükdaşıyıcılar (elektronlar) yaratmağa 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 bir neçə tərtib çoxalmış sayda sərbəst yükdaşıyıcılar cərəyanda iştirak edir – gərginliyin müəyyən dəyişməz bir qiymətində  $p-n$  keçiddən axan əksinə cərəyanın qiyməti kəskin artır (seldeşilməsi baş verir).

Bu proses **sərbəst yükdaşıyıcıların sel çoxalma əmsalı** adlanan və  $p-n$  keçidin bağlayıcı təbəqəsini (həcmi yüklər oblastını) tərk edən yükdaşıyıcıların sayının bu təbəqəyə (oblasta) daxil olan yükdaşıyıcıların sayına nisbəti ilə təyin olunan:

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N_2'}{N_1} \quad (2.33)$$

kəmiyyəti ilə xarakterizə olunur. Bu ifadədə  $N_1$  - keçidin həc-

mi yüklər oblastına (keçidə) daxil olan,  $N_2$ - keçid oblastındakı elektronların,  $N_2'$  - isə deşiklərin zərbələri ilə yaranmış əlavə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

$M$  - əmsalı  $p$ - $n$  keçidə tətbiq olunan əksinə xarici gərginliyin, kontakta gətirilmiş yarımkəçiricilərin xüsusi müqavimətlərinin (aşqarlanma dərəcəsinin) qiymətindən və başqa amillərdən asılıdır. Xarici gərginliyin  $M$  - kəmiyyətinin sonsuzluğa yaxınlaşdığı qiymətinə uyğun gələn qiyməti **sel deşilməsi gərginliyi** adlanır ( $U_{d.sel}$ ).

$M$  - əmsalı  $U_{d.sel}$  - gərginliyi ilə:

$$M = \frac{1}{1 - \left( \frac{U_x}{U_{d.sel}} \right)^b} \quad (2.34)$$

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  $b = 5$ .

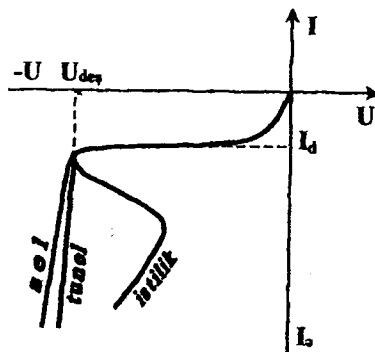
Sel deşilməsi üçün xarakterik sayılan xüsusiyyət keçidə tətbiq olunan əksinə gərginliyin praktiki olaraq sabit qiymətdə keçiddən axan cərəyanın qiymətinin kəskin artmasıdır. Bu növ deşilmənin ikinci bir başlıca xüsusiyyəti temperaturun artması ilə deşilmə gərginliyinin qiymətinin böyüməsidir. Bu hadisənin (deşilmə gərginliyinin temperaturla artmasının) səbəbi temperaturun artması ilə keçid oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların **orta sərbəst qaçış yolunun** kiçilməsi və buna görə də zərbələrlə ionlaşmanı (sel prosesini) təmin etmək üçün lazım olan enerjini əldə edə bilmək üçün daha böyük elektrik sahəsinin lazım olmasıdır.

**Tunel deşilməsi**- əsasən kiçik xüsusi müqavimətli və nis-

bətən dar qadağan olunmuş zolağa malik yarımkəçiricilər əsasında yaradılmış  $p-n$  keçidlərdə üstünlük təşkil edir.

$p-n$  keçidin **tunel deşilməsi** yükdaşıyıcıların (elektronların) öz enerjisini dəyişmədən valent zonadan keçirici zonaya (tunel etməklə) keçməsi hesabına yaranan elektrik deşilməsinə deyilir. Qeyd etmək lazımdır ki, elektronların deyilən şəkildə tunel etməsi o halda mümkündür ki, onların dəf edəcəkləri potensial çəpərin eni kifayət qədər kiçik olsun. Eyni yarımkəçirici material halında, yəni qadağan olunmuş zonanın eni eyni olduqda, potensial çəpərin eni tətbiq edilən xarici elektrik sahəsinin qiyməti ilə təyin olunur. Tunel deşilməsi hadisəsi baxılan  $p-n$  keçiddəki gərginlik düşgüsü, həmin keçid üçün tunel deşilməsi gərginliyinə bərabər olduqda təmin edilir. Tunel deşilməsi gərginliyi yarımkəçiricilərdəki aşqar atomlarının konsentrasiyasının birinci dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir. Tunel etmək üçün potensial çəpərin və bağlayıcı təbəqənin eninin kiçik olması tələb edildiyindən, tunel deşilməsi yüksək dərəcədə aşqarlanmış yarımkəçiricilərdən hazırlanmış  $p-n$  keçidlərdə daha effektiv baş verə bilər.

Tunel deşilməsi halında da  $p-n$  keçiddəki gərginlik düşküsü deşilmə gərginliyinə bərabər olduqda keçiddən axan cərəyan sel deşilməsi halındakı kimi, çox kəskin dəyişsürayışla artır (şəkil 10). Lakin sel deşilməsi halındakından fərqli olaraq, tunel deşilməsi halında deşilmə gərginliyi aşqar



Şəkil 10. Sel, tunel və istilik deşilməsi halında  $p-n$  keçidin əksinə istiqamətdəki volt-ampere xarakteristikası

atomlarının konsentrasiyası ilə yanaşı, temperaturun da artması ilə kiçilir. Çünki əksər yarımkeçiricilərdə temperaturun artması ilə qadağan olunmuş zolağın eni kiçilir. Uyğun olaraq bu zaman  $p-n$  keçidə tətbiq olunan gərginliyin eyni bir qiymətində potensial çəpərin eni də kiçilir. Bu isə öz növbəsində potensial çəpərdən yükdaşıyıcıların tunel ehtimalını artırır.

Sel deşilməsi halında deşilmə gərginliyinin temperaturdan asılılığı bunun (tunel deşilməsi halındakının) əksinə olduğundan bəzən VAX- in formasına görə bir-birinə çox oxşayan tunel və sel deşilmələrini (şəkil 10)  $U_{deş} = f(T)$  asılılığına görə ayırd edirlər.

**İstilik deşilməsi** –  $p-n$  keçiddən axan cərəyan hesabına keçidin qızması nəticəsində yaranan deşilmədir. Bu deşilmə o vaxt üstünlük təşkil edir ki, keçiddən axan əksinə cərəyanın  $p-n$  keçiddə yaratdığı:

$$P_c = \sigma E^2 \quad (2.35)$$

Coul gücü keçiddən ətrafa verilə bilən  $P_{ay}$  - ayrılma gücündən böyük olsun. Sonuncu ifadədə  $E$  - keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi,  $\sigma$  - isə keçid oblastının xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Məsələ burasındadır ki, yarımkeçirici materiallar üçün  $\sigma$  - elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperaturdan güclü (eksponensial qanunla) asılı olduğundan  $p-n$  keçidin Colul istiliyi hesabına qızması öz növbəsində onun keçiriciliyin 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- keçidin deşilməsinə səbəb olur. Qeyd etmək lazımdır ki, istilik

deşilməsinin iki əsas parametri arasında müsbət əks rəbitənin olması bu cürdeşilmə halında  $p-n$  keçidin VAX- nın əksinə qolunda «S»- şəkilli (mənfə differensial müqavimətli) hissənin yaranmasına səbəb olur (şəkil 10).

$p-n$  keçidlərdə əksinə cərəyanın qiymətinin kiçik olması əksər hallarda istilikdeşilməsinin tunel və seldeşilmələrini müşayiət edən və ümumideşilmənin ikinci mərhələsi olan bir proses kimi baş verməsinə səbəb olur.

$p-n$  keçidin istilikdeşilməsi digər növdeşilmə mexanizmlərindən VAX-nın şəklinə görə asanlıqla seçilir (şəkil 10).

**Səthdeşilməsi** dedikdə  $p-n$  keçidi təşkil edən kristalın səthinin müəyyən yerində sel, tunel və ya istilik effektləri əsasında baş verən elektrikdeşilməsi nəzərdə tutulur. Budeşilmənin baş vermə ehtimalı kristalın səthindəki səth yüklərinin işarəsindən asılıdır: səth yüklərinin işarəsi  $p-n$  keçidin baza hissəsindəki əsas yükdaşıyıcıların işarəsinin əksinə olarsa, bazanın səthində yükdaşıyıcılarla zənginləşmiş lay əmələ gələr və bu yerdə  $p-n$  keçidin eni onun həcmdəki eninə nisbətən kiçilər. Buna görə də  $p-n$  keçidindeşilməsi onun məhz həmin səth hissəsində baş verir.

Adətən  $p-n$  keçidindeşilmə gərginliyi dedikdə əksinə cərəyanın  $I_s \approx 10I_0$  qiymətinə çatdığı əksinə gərginliyin qiyməti götürülür.

## III FƏSİL

### YARIMKEÇİRİCİ DİODLAR

#### § 3.1. Yarımkeçirici diodların təsnifatı

$p$ - $n$  keçidin, eləcə də digər elektrik keçidlərinin, yəni heteroqəçidlərin, metal-yarımkeçirici kontaktlarının xüsusiyyətləri ilə tanışlıq göstərir ki, bu strukturlar ilk növbədə **qeyri-xətti və qeyri-simmetrik volt-ampər xarakteristikasına (VAX)** malik olan elektrik elementləridir. Kəskin qeyri-simmetrik VAX-a malik olmaq bu elementlərdən, xüsusi ilə də  $p$ - $n$  keçidlərdən dəyişən elektrik cərəyanını sabit elektrik cərəyanına çevirmək (dəyişən cərəyayı düzləndirmək) və elektron sxemlərinin müəyyən hissələrində elektrik siqnallarının bir istiqamətliliyini (ventil rejimini) təmin etmək, eləcə də elektrik aqarları düzəltmək üçün istifadə etməyə imkan verir.

$p$ - $n$  keçidli ən sadə cihazlar və ya elektronika elementləri **yarımkeçirici diodlardır**.

**Yarımkeçirici diod**- bir  $p$ - $n$  keçidə malik, iki elektrik çıxışı olan və düzləndirici elektrik keçidin xassələrindən hər hansı birini həyata keçirən yarımkeçirici cihazdır.

Yarımkeçirici diodlar xüsusiyyətlərinə və tətbiq sahələrinə görə bir neçə qrupa ayrılır.

Bəzən diodlar onları təşkil edən hissələrin aşqarlanması, hazırlanma texnologiyası və ya hündəsi forma və ölçülərinə görə də qruplaşdırılır. Bu halda simmetrik ( $N_D = N_A$ ) və qeyri-simmetrik ( $N_D \neq N_A$ ) diodlardan söhbət gedir və diodun az aşqarlanmış hissəsinə **baza** (buraya onun üçün qeyri-əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya olunur), çox aşqarlanmış



hissəsinə isə **emitter** (bu hissədən bazaya qeyri-əsas yükdaşıyıcılar injeksiya olunur – emissiya edilir) deyilir.

Həndəsi ölçü və formalarına görə diodlar **müstəvi** və **nöqtəvi** diodlar qrupuna ayrılır. Müstəvi diodların elektrik keçidinin en kəsinin sahəsini təyin edən xətti ölçüləri xarakterik ölçülərdən, yəni  $p-n$  keçidin enindən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadakı  $L_D$  - diffuziya məsafəsindən və ya bazanın  $W_B$  - qalınlığından əhəmiyyətli dərəcədə böyük olur. Nöqtəvi diodlarda isə əksinə – keçidin eninə ölçüləri  $\ell_{p-n}$ ,  $L_D$  və  $W_B$  - dan çox kiçik olur.

Diodlar, elektrik keçidinin alınma üsullarına (texnologiyasına) görə – **diffuziya**, **epitaksial göyərtmə**, **ərintili**, **ion implantasiyalı** diodlar qrupuna ayrılırlar.

Bəzən yarımkəçirici diodlar hazırlandıqları materiala, güclərinə, işçi tezlik diapazonlarına, cəldliyinə (çevikliyinə), iş prinsipinə və s. görə də qruplaşdırılır.

Ən başlıca qruplaşdırma isə tətbiq və istismar sahələrinə, eləcə də iş prinsiplərinə görə aparılan qruplaşdırmalardır. Bu baxımdan yarımkəçirici diodlar: **düzləndirici**, **impuls**, **yüksək tezlik** və **ifrat yüksək tezlik diodları**, **tunel diodları**, **Holl diodları**, **maqnitodiodlar**, **fotodiodlar**, **ışq diodları**, **stabilitronlar**, **tenzodiodlar** və s. kimi qruplara ayrılırlar.

### § 3.2. Düzləndirici diodlar

**Düzləndirici diodlar** – dəyişən cərəyanı sabit cərəyanə çevirmək üçündür. Bu diodların əsas parametrləri **maksimal düzünə cərəyan** ( $I_{d.max}$ ), **düzünə cərəyanın verilmiş qiymətində dioddakı gərginlik düşküsü** ( $U_d$ ), **əksinə gərginliyin**

verilmiş qiymətində dioddan axan əksinə cərəyanın qiyməti ( $I_{\rho}$ ), maksimal əksinə gərginlik ( $U_{\rho, max}$ ), düzləndirilən cərəyanın verilməmiş səviyyədən aşağı düşmədiyi tezlik diapazonunun qiymətidir ( $\Delta f$ ).

Düzləndiriciyi elektrik cərəyanının gücünə görə düzləndirici diodlar üç qrupa:  $I_d < 0,3A$  **kiçik**,  $0,3 < I_d < 10A$  **orta** və  $I_d > 10A$  **böyük güclü düzləndirici diodlara** ayrılır.

Düzləndirici diodlar adətən əritmə və diffuziya üsulları ilə alınmış müstəvi  $p-n$  keçidlər əsasında hazırlanırlar.

Qeyd etmək lazımdır ki,  $I_d$  - nin mümkün qədər böyük qiymətini təmin edə bilmək üçün böyük en kəsiyə ( $S$ ) malik  $p-n$  keçidlərdən istifadə edildiyindən düzləndirici diodlarda  $C_{\text{çap.}}$  - və  $C_{\text{dif.}}$  - tutumlarının qiyməti böyük olur. Ona görə də düzləndirici diodlar əsasən çox da yüksək olmayan tezliklərdə ( $f \leq 20khs$ ) geniş tətbiq oluna bilər. Çünki daha yüksək tezliklərdə diodun  $R_c = 1/\omega C$  - tutum müqaviməti kiçik olduğundan və bu tutum  $p-n$  keçidlə paralel qoşulduğundan cərəyanın böyük hissəsi  $p-n$  keçidin tutumundan axır və düzləndirmə baş vermir.

Düzləndirici dioda tətbiq olunan ( $U_x < 0$ ) əksinə gərginliyin daha böyük qiymətlərini təmin edə bilmək üçün bu diodların **baza hissəsi adətən böyük xüsusi müqavimətə malik yarımkəçirici materiallardan** hazırlanır.

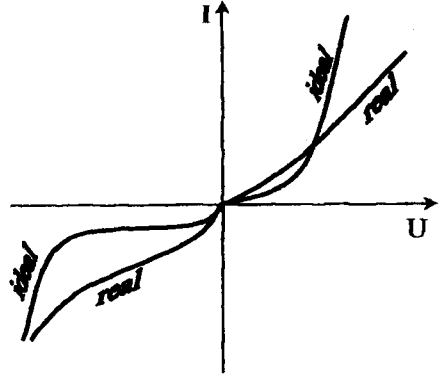
Müasir düzləndirici diodlar əsasən silisium ( $Si$ ) və germaniumdan ( $Ge$ ) hazırlanır. Selen ( $Se$ ) düzləndirici diodları da nisbətən geniş tətbiq olunur. Bütün mövcud hallarda düzləndirici diodlarda ayrılan Coul istiliyi hesabına yaranacaq fəsadların qarşısını ala bilmək üçün bu diodların korpuslarına xüsusi formalar verilir. Korpusların belə xüsusi formaları onla-

rın böyük səthə malik ola bilməsinə, üzərilərindən intensiv hava və ya su axını təmin edilə bilməsinə imkan verir.

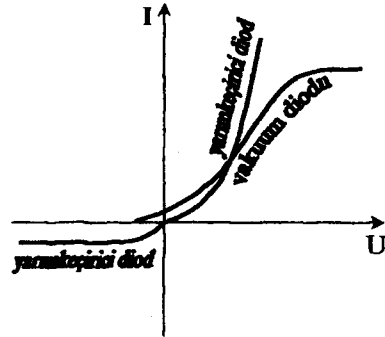
Düzləndirici diodların VAX-ı ideallaşdırılmış  $p-n$  keçidlərindən hiss olunacaq dərəcədə fərqlənir (şəkil 11). Belə ki, düzləndirici diodlarda (real  $p-n$  keçidlərdə) düzünə istiqamətdə tətbiq olunmuş xarici gərginliyin çox da böyük olmayan qiymətlərində cərəyanın gərginlikdən eksponensial asılılığı aradan qalxır və cərəyan  $p-n$  keçidə xas olan

xüsusiyyətlərə deyil, onun hazırlandığı bircins yarımkəçiriciyə xas xüsusiyyətlərə malik olur. Əksinə istiqamətdə isə VAX-da kəskin doyma əvəzinə əksinə cərəyanın tətbiq olunan xarici gərginlikdən zəif də olsa asılılığı müşahidə olunur. Buna səbəb, real  $p-n$  keçidin bağlayıcı təbəqəsində generaiya və rekombinasiya proseslərinin zəif də olsa mövcudluğu, eləcə də sistemdə baş verən səth, istilik və başqa hadisələrin təsiriidir.

Lakin bu deyilənlərə baxmayaraq, bütün hallarda real  $p-n$  keçidin VAX-ının qeyri-



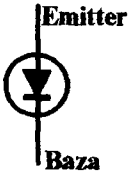
Şəkil 11. İdeal  $p-n$  keçidin və real düzləndirici diodun volt-ampere xarakteristikası



Şəkil 12. Vakuüm diodunun və yarımkəçirici diodun volt-ampere xarakteristikaları.

simmetrikliyi saxlanıldığından onun əsasında hazırlanmış diodların düzləndirmə qabiliyyəti itmir və bu diodlar dəyişən cərəyan düzləndiriciləri, cərəyan ventilləri və açarlar kimi fəaliyyət göstərilər.

Yarımkəçirici düzləndirici diodun **vakuüm diodundan** da bir sıra fərqləri var. Belə ki, yarımkəçirici diodda vakuüm diodundan fərqli olaraq əksinə cərəyan sıfırdan fərqlidir; düzünə cərəyanda doyma müşahidə olunmur, VAX isə ətraf temperaturun dəyişməsinə qarşı çox həssasdır (şəkil 12).



Şəkil 13. Düzləndirici diodun sxemlərdə qrafiki təsviri

Düzləndirici yarımkəçirici diodların əsas xarakteristikası VAX, əsas asılılıqları isə VAX- nın və parametrlərinin temperaturdan və tətbiq olunan xarici gərginliyin tezliyindən asılılığıdır.

Sxemlərdə düzləndirici diodlar qrafiki olaraq şəkil 13- dəki kimi işarə olunur.

Düzləndirici diodun əsas parametrlərinin qiymətləri adətən  $T = 300K$  (otaq) temperaturunda götürülür.

### § 3.3. İmpuls diodları

**İmpuls diodları**– impuls rejimində (impuls siqnallarını formalaşdırmaq və çevirmək, eləcə də açar və məntiq sxemlərində) işlədilmək üçündür.

Bu diodlarda elektrik keçidlərinin en kəsiyinin sahəsi bir qayda olaraq kiçik götürülür ki, bu da öz növbəsində  $p-n$  keçidin  $C_{p-n}$  - tutumlarını çox-çox azaltmağa imkan verir. İmpuls diodlarında  $C_{p-n}$  - bir neçə pikofaraddan (pF) böyük ol-

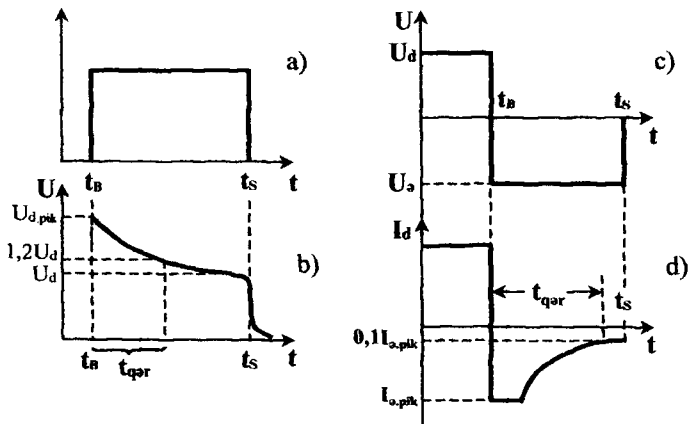
mur.  $C_{p-n}$  - nin belə kiçik olması impuls diodunda  $\tau_r = RC_{p-n}$  - şəkildə təyin olunan relaksasiya müddətinin qiymətini azaltmağa və uyğun keçid prosesinin cihazın işinə təsirini minimuma endirməyə imkan verir. Lakin impuls diodlarında keçidin en kəsiyinin sahəsinin belə kiçik olması nəticəsində həmin diodlarda **yol verilən səpilmə gücünün** qiyməti də kiçik olur ( $P_S \leq 20 \div 30$  mVt).

İmpuls diodlarının xarakteristika və parametrlərinə dioda təsir edən xarici elektrik impulsunun qoşulduğu məqamda **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların** keçidin kənar sərhədlərində injeksiya hesabına baş verən **toplanması** və impuls kəsildiyi məqamda **sorulma prosesləri** nəticəsində dioddan axan cərəyanın və ondakı gərginlik düşküsünün öz qərarlaşmış qiymətlərini tədricən alması hadisələri əsaslı şəkildə təsir edir. **Keçici (ötücü) proseslər** 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 qoşulduğu ( $t = t_B$ ) anında aldığı  $U_{d.pik}$  - pik qiymətindən  $U = 1,2U_d$  qiymətinə, yəni düzünə gərginliyin qiymətinin 1,2 mislinə bərabər qiymətə qədər düşməsi üçün lazım olan zaman müddətidir (şəkil 14, b). Bu  $t_{qar}$  - zaman müddəti **impuls diodunun düzünə gərginliyinin qərarlaşma müddəti** adlanır.  $t_{qar}$  - injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların bazada diffuziyasının orta sürəti və bu diffuziya prosesi nəticəsində bazanın müqavimətinin azalması ilə təyin olunur. Çünki dioda tətbiq olunan xarici gərginlik əsasən  $p-n$  keçiddə düşdüyündən

( $U_x \approx U_{p-n}$ ), baza oblastında yükdaşıyıcılara demək olar ki, xarici sahə təsir etmir.

Dioda tətbiq olunmuş xarici gərginlik impulsunun düz istiqamətdən əksinə çevrilməsi zamanı da (şəkil 14, c) injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların diffuziya və rekombinasiya proses-



Şəkil 14. İş rejimində impuls diodunda cərəyanın (a, d) və gərginliyin (b, c) zamandan asılılıqları

ləri hesabına bazadan sorulması ani olaraq baş vermir. Belə ki, bu halda diodda əksinə cərəyan həm tarazlıqda olan, həm də sərhəddə toplanmış tarazlıqda olmayan qeyri-əsas yükdaşıyıcılar hesabına yaranır. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların gəriyə sorulması prosesi başa çatdıqdan sonra əksinə cərəyan öz qərarlaşmış (əsil) qiymətini alar. Bu proses **diodun əksinə müqavimətinin bərpası müddəti** ( $t_{bar}$ ) adlanan parametrlə xarakterizə olunur. Bu zaman müddəti gərginliyin düzünə istiqamətdən əksinə istiqamətə çevrildiyi  $t_B$  - anından, **əksinə cərəyanın  $I_{a,pik}$  - pik qiymətindən  $I_a = 0,1I_{a,pik}$  qiymətinə-dək azaldığı ana qədər keçən zaman müddəti** ilə ölçülür

(şəkil 14, d).

Əksinə müqavimətin bərpası prosesini sürətləndirmək üçün impuls diodlarının baza hissəsi qeyri-əsas yükdaşıyıcıların sürətli rekombinasiyasını təmin edən aşqar atomları ilə aşqarlanır. Məsələn, germaniumdan hazırlanmış impuls diodlarında bazanın qızıl aşqarları 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 nisbətində bərabər olub, **impuls müqaviməti** adlanan ( $R_i = U_{d.max} / I_{d.max}$ ) kəmiyyətlərdən də istifadə olunur.

Əksinə müqavimətin bərpası müddətinə görə adətən impuls diodlarını üç qrupa bölürlər:  $t_{bar} > 0,1ms$  olan- **millisaniyəlik**,  $0,1ms > t_{bar} > 0,1mks$  olan- **mikrosaniyəlik** və  $t_{bar} < 0,1mks$  olan- **nanosaniyəlik** impuls diodları.

### § 3.4. Stabiltron

Elektrik dövrlərində, eləcə də müxtəlif elektron cihaz, qurğu və sistemlərində əksər hallarda müəyyən stabil qiymətə malik gərginliklər tələb olunur. Hər hansı işçi elementə tətbiq olunan xarici gərginliyin qiymətinin uzun müddətli iş rejimində müəyyən nominal qiymətdən heç olmasa bir neçə faizdən artıq dəyişməməsi— yüksək dərəcədə stabil qalması tələb olunan belə hallardan əvəllər **stabilovolt** və **stabilizator** adlanan və bir qayda olaraq, qaz boşalması əsasında işləyən cihazlarda istifadə edilirdi. İndi də bir çox hallarda bu cür stabilləşdirici cihazlardan istifadə edilir. Lakin ölçülərinin və

çəkisinin mikroelektronika və miniatürləşdirilmiş elektron sxemləri baxımından çox böyük olması, böyük qiymətli əlavə qidalandırıcı gərginlik tələb etməsi və digər başqa qüsurları həmin cihazların (stabilovolt və stabilizatorlar) müasir elektron texnikasında, xüsusi ilə də mikroelektronika sxemlərində, tətbiq olunmalarına imkan vermir. Buna görə də elektronika, başlıcası isə bərk cisim elektronikasını inkişaf etdikcə yeni – daha miniatür, kiçik çəkiyə və həndəsi ölçüyə malik olan, əlavə qidalanma gərginliyi tələb etməyən, kiçik ətalətli, mikroelektronika sxemlərində və cihazlarında tətbiq oluna bilən, eləcə də böyük qiymətli gərginliklərlə yanaşı, çox kiçik (mkV, mV, bir neçə volt tərtibində) gərginlikləri də stabilləşdirməyə 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 olunan gərginliyin stabilizasiyası, yaxud da onun səviyyəsinin fiksə edilməsi üçün tətbiq oluna bilən və  $p-n$  keçidin tunel yaxud sel deşilmələri rejimində işləyən əksinə gərginlik rejimində dövrəyə qoşulmuş yarımkeçirici dioddur.

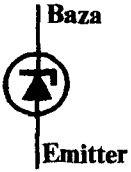
İstifadə edilən yarımkeçiricinin materialından, aşqarlanma səviyyəsindən və başqa amillərdən asılı olaraq deşilmə gərginliyi müxtəlif olan  $p-n$  keçidlər hazırlamaq mümkün olduğundan müxtəlif cür, daha doğrusu, gərginliyin bir neçə völdən bir neçə yüz volta qədər qiymətləri diapazonunda tətbiq oluna bilən yarımkeçirici gərginlik stabilizatorları, yəni stabiltronlar düzəltmək mümkündür. Praktikada bu imkanlardan geniş istifadə olunur.

Stabiltronlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 15- dəki kimi işarə olunur.

Müasir stabiltronlar 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 yolverilə bilən işçi temperaturunun yüksək qiyməti ilə bağlıdır.



Şəkil 15. Stabilitronun sxemlərdə qrafiki təsviri

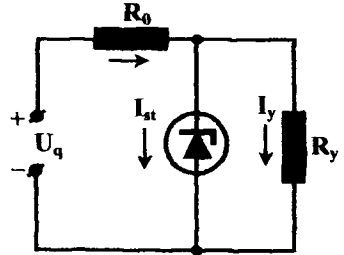
Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, ion stabilovoltları halında olduğu kimi, yarımkeçirici stabilitronların da istifadə olunması prinsipi müəyyən şəraitdə ( $p-n$  keçidin deşilmə rejimində) cihazdan axan cərəyanın çox kəskin (güclü) dəyişməsi zamanı onun (cihazın) elektrodlarındakı gərginliyin çox cüzi dəyişməsinə əsaslanır.

Stabilitronların elektrik sxemlərinə qoşulması şəkil 16-dakı kimidir. Bu halda qidalandırıcı  $U_q$  - gərginliyinin artması ilə ümumi dövrədəki və  $R_0$  - rezistorundakı cərəyanlar, eləcə də  $R_y$  - yük rezistorundakı  $U_y = I_y \cdot R_y$  gərginlik düşküsü artmalıdır. Lakin ümumi dövrədəki  $I$  - cərəyanının artımı stabilitron tərəfindən udulur. Daha doğrusu,  $p-n$  keçidin deşilməsi hesabına stabilitronun müqaviməti kəskin azalır, ondan axan  $I_{st}$  - cərəyanı isə buna müvafiq olaraq kəskin artır. Nəticədə stabilitronun sıxaclarındakı  $U_{st} = I_{st} \cdot R_{st}$  və uyğun olaraq  $R_y$  - yük müqavimətindəki gərginlik düşküsü isə dəyişməz (stabil) qalır.

Yarımkeçirici stabilitronların əsas parametrləri **stabilləşdirilən gərginliyin qiyməti** ( $U_{st}$ ), **yol verilən maksimal**

( $I_{st.max}$ ) və **minimal** ( $I_{st.min}$ ) **cərəyanlar**, stabiltronun  $r_{dif}$  - **differensial** və  $R_{stat}$  - **statik müqavimətləri**,  $\alpha_T$  - **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 bölünürlər. Sənayedə 400 V- a qədər gərginlikləri stabilləşdirə bilən yarımkəçirici stabiltronlar istehsal olunur.



Şəkil 16. Stabiltronun köməyi ilə işlədiciyə gərginliyin stabilləşdirilməsinin elektrik sxemi

Stabiltronun  $I_{st.max}$  və  $I_{st.min}$  - cərəyanları dedikdə, stabiltronun uzunmüddətli və etibarlı iş rejiminin təmin edildiyi cərəyan oblastının aşağı və yuxarı həddləri nəzərdə tutulur.

**Stabiltronun differensial müqaviməti:**

$$r_{dif} = \frac{\Delta U_{st}}{\Delta I_{st}}, \quad (3.1)$$

**statik müqaviməti isə:**

$$R_{stat.} = \frac{U_{st}}{I_{st}} \quad (3.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadələrdəki  $U_{st}$ ,  $I_{st}$  - verilmiş işçi

nöqtədəki uyğun gərginlik və cərəyan,  $\Delta U_{st}$  və  $\Delta I_{st}$  - isə həmin kəmiyyətlərin kiçik dəyişmələridir.

Stabilitronun  $Q_k$  - keyfiyyət əmsalı

$$Q_k = \frac{r_{dif}}{R_{stat}} = \frac{\Delta U/U_{st}}{\Delta I/I_{st}} \quad (3.3)$$

şəklində təyin olunur və iş rejimində cihazdan axan cərəyanın vahid dəyişməsinə uyğun onun sıxaclarındakı (stabiləşdirilmiş) gərginliyin dəyişməsinə ifadə edir. Göründüyü kimi  $Q_k$  -nin qiyməti kiçik olan stabiltron daha keyfiyyətli stabiltron sayılır.

Stabilitronların deşilmə (stabiləşdirilmiş) gərginliyinin qiyməti temperaturdan asılıdır. Bu asılılığı (temperaturun  $U_{st}$  - nə təsirini) qiymətləndirmək üçün **stabiləşdirilən gərginliyin temperatur əmsalı** adlanan və

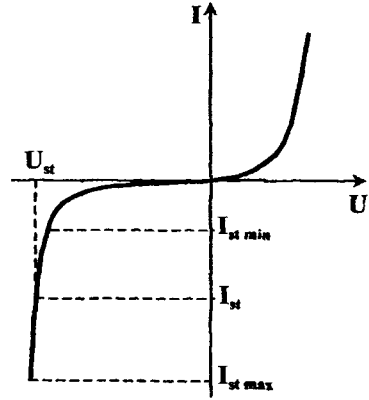
$$\alpha_{st} = \left. \frac{I}{U_{st}} \cdot \frac{\Delta U_{st}}{\Delta T} \right|_{I_{st} = const} \quad (3.4)$$

ifadəsi ilə təyin olunan kəmiyyətdən (stabilitronun stabiləşdirdiyi gərginliyin temperatur əmsalından) istifadə olunur. Bu kəmiyyətin ifadəsindəki  $\Delta U_{st}$  - temperaturun  $\Delta T$  - qədər dəyişməsi zamanı,  $U_{st}$  - gərginliyinin nominal qiymətdən kənara çıxmasının ölçüsünü göstərir.

Praktikada  $U_{st}$  - nin temperaturdan asılılığının aradan qaldırılması vacibdir. Bu məqsədlə əksər hallarda öz aralarında müəyyən qayda (sxem) üzrə qoşulmuş və hər biri  $p$ - $n$  keçidin müxtəlif (sel və tunnel) deşilmə mexanizmləri əsasında işləyən stabiltronlar sistemindən (bataryadan) istifadə olunur. Sel və tunnel deşilmələrinin baş verdiyi gərginliyin qiyməti tempera-

turdan əks qanunauyğunluqla (artma və azalma ilə) asılı olduğundan, belə stabilitronlar sistemində yekun  $U_{st}$  gərginliyi temperaturdan demək olar ki, asılı olmur.

Stabilitronların əsas xarakteristikası VAX-dır (şəkil 17). Baxılan halda VAX-olaraq deşilmə rejimində cihaza tətbiq olunmuş əksinə gərginliyin ondan axan əksinə cərəyandan asılılığı göstürülür.



Şəkil 17. Stabilitronun volt-ampere xarakteristikası

### § 3.5. Tunel diodu

Maraqlı və praktiki baxımdan vacib yarımkeçirici cihazlardan biri də tunel diodudur. Tunel diodu yüksək dərəcədə, çox vaxt deyildiyi kimi— güclü aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən təşkil olunmuş  $p-n$  keçidlərdən hazırlanır və özünün bir sıra əlahiddə xüsusiyyətləri ilə adi, yəni zəif aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən təşkil olunmuş  $p-n$  keçidlərdən hazırlanmış düzləndirici, impuls və yüksək tezlik diodlarından köklü şəkildə fərqlənir. Tunel diodunun əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

1. Dioda əksinə gərginlik tətbiq edildikdə, adi  $p-n$  keçidlərdən 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 18).

2. Tünel diodunun VAX-nın düzünə hissəsində xarakterik düşən, daha doğrusu mənfi differensial müqavimətli  $\left( R^- = \frac{\Delta U}{\Delta I} \right)$  oblast müşahidə olunur (şəkil 18).

3. Cihazın VAX-nın düzünə istiqamətində onun demək olar ki, bütün xarakterik xüsusiyyətləri gərginliyin çox da böyük olmayan, daha doğrusu  $U_d \leq 0,5 \div 0,6V$  qiymətlərində, baş verir (şəkil 18). Buna görə də tünel diodları çox kiçik qidalandırıcı gərginliklərdə işləyə bilən cihazlardır.

4. Tünel diodlarında cərəyan axma mexanizminin tədqiqi göstərir ki, adi  $p-n$  keçidlərdən fərqli olaraq bu cihazlarda hər iki istiqamətdə cərəyan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların deyil, əsas yükdaşıyıcıların hesabına yaranır.

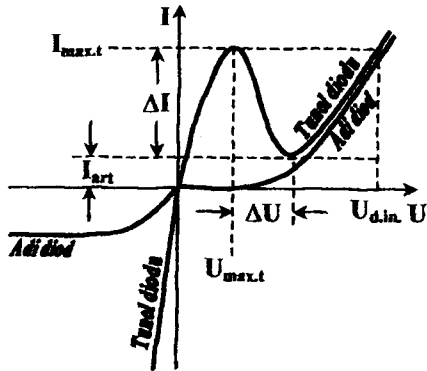
5. Tünel diodlarında cərəyan əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası və qeyri-əsas

yükdaşıyıcıların dreyfi kimi yavaş proseslərlə yox,  $\theta = \rho \varepsilon \varepsilon_0 -$

**Maksvell relaksasiya müddəti** ilə təyin olunan daha sürətli proseslər hesabına baş

verir (burada,  $\rho$  - materialın xüsusi müqaviməti,  $\varepsilon$  - dielektrik nüfuzluğu,  $\varepsilon_0$  - elektrik sabitidir).

Məsələn, güclü aşqarlanmış germanium yarımkəçiricisində  $\theta \approx 10^{-13} s$  tərtibində olduğundan cihazın tezlik xarakteristikası praktiki olaraq məhdudlanmır.



Şəkil 18. Adi (düzəndirici) diodun və tünel diodunun volt-ampere xarakteristikası

6. Güclü aşqarlanmış (cırlaşmış) yarımkeçiricilərdə aşqar keçiriciliyin məxsusi keçiriciliyin fonunda itə bildiyi temperatur mümkün ən yüksək temperatur olduğundan tunel diodlarının işçi temperatur diapazonunun yuxarı sərhəddi çox böyükdür. Daha doğrusu, tunel diodları yüksək temperaturlarda işləyə bilən cihazlardır.

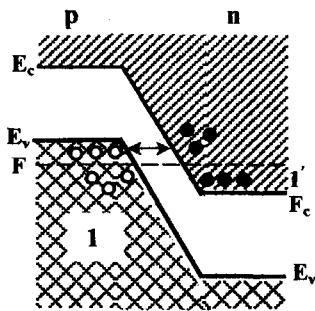
7. Tunel diodları güclü aşqarlanmış (cırlaşmış) yarımkeçiricilərdən hazırlandığından və bu yarımkeçiricilər metallik keçiriciliyə malik olub öz keçiriciliyini çox-çox alçaq temperaturlara ( $\sim 2$  K) qədər saxladığından tunel diodları son dərəcə alçaq temperaturlarda da işləyə bilirlər.

Bu xüsusiyyətlər tunel diodlarının iki mühüm sahədə, yəni yüksək sürətli çevirici sxemlərdə, eləcə də **ifrat yüksək tezlikli rəqslərin** gücləndirilməsi və generasiyası sxemlərində, tətbiqinə imkan yaradır.

Tunel diodlarının iş prinsipi cərəyan yaradan yükdaşıyıcıların  $p$ - $n$  keçidin potensial çəpərini tunel effekti yolu ilə keçməsinə əsaslanır. Adi  $p$ - $n$  keçidlərdə keçidin eni böyük olduğundan bu effektin reallaşması mümkün olmur. Güclü aşqarlanmış yarımkeçiricilərdə isə keçidin hündürlüyünün  $e\varphi_{K0} \approx \varepsilon_g$  olmasına (burada  $\varepsilon_g$  - yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağının enidir),  $N_D$  və  $N_A$ -nın çox yüksək qiymətə malik olması nəticəsində  $p$ - $n$  keçidin həcmi yükləri çox dar bir oblastda toplanır. Buna görə də hətta xarici gərginlik  $U_x = 0$  olduqda belə, keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi çox yüksək qiymət ala bilər.

Tunel diodunun işini sxematik olaraq keyfiyyətə aşağıdakı kimi izah etmək olar. Cırlaşmış yarımkeçiricilərdə Fermi səviyyəsi  $n$ - tipdə keçirici,  $p$ - tipdə isə valent zonanın daxilində yerləşir. Yüksək aşqarlanmış belə yarımkeçiricilərdən təşkil olunmuş  $p$ - $n$  keçidin energetik diaqramında  $U_x = 0$

halında  $p$ - hissənin valent zonasının (1) və  $n$ - hissənin keçirici zonasının (1') elektronlarla dolu zolaqları enerji baxımından eyni səviyyədə olduğundan bunların birindən digərinə elektronların tunel effekti baş versə də keçidlər tam qarşılıqlı olur və bağlayıcı təbəqədən bir-birinə əks istiqamətdə axan cərəyanlar bir-birini tam kompensə edir. Nəticədə,  $p$ - $n$  keçiddən axan yekun cərəyan  $I_T = 0$  olur (şəkil 19).



Şəkil 19. Xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda ( $U_x = 0$ ) tunel diodunun enerji diaqramı

Bu hal tunel diodunun VAX-ında 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, yəni  $n$ - hissə yuxarıya,  $p$ - hissə isə aşağıya doğru sürüşər. Nəticədə, keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü ( $e\phi_{K0}$ ) tarazlıq ( $U_x = 0$ ) halındakına nisbətən kiçilər. Lakin bu halda  $n$ - hissənin keçirici zonasındakı elektronlarla dolu zolaq,  $p$ - hissənin valent zonasındakı boş zolaqla bir-birini qismən bürüyər. Nəticədə, həmin zolaqlar arasında elektronların bir-birini tam kompensə etməyən tunel effekti baş verər və keçiddən axan düzünə cərəyan sıfırdan fərqlənər ( $I_d \neq 0$  olar). Düzünə gərginlik artdıqca əvvəlcə bu bürümənin dərəcəsi və uyğun olaraq keçiddən düzünə istiqamətdə axan tunel cərəyanının qiyməti də artır. Nəhayət,  $p$ - hissənin valent və  $n$ - hissənin keçirici zonalarındakı boş və dolu zolaqlar bir-birini tam bürüdükdə keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı öz maksimal qiymətinə çatır. Düzünə gərginliyin sonrakı artımında isə zolaqlar bir-birindən

uzaqlaşar. Nəticədə, düzünə tunel cərəyanı azalar və  $n$ - hissənin keçirici zonasının dibinin,  $p$ - hissənin valent zonasının tavanına uyğun gəlidiyi gərginlikdə keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı tamamilə kəsilər. Düzünə gərginliyin bu qiymətlərindən böyük qiymətlərində adi  $p$ - $n$  keçidlərdə olduğu kimi keçiddən düzünə diffuziya cərəyanı axar. Ona görə də bu hissədə tunel diodunun və adi diodun VAX- ları üst-üstə düşər.

Tunel dioduna əks istiqamətdə ( $U_x < 0$ ) xarici gərginlik tətbiq etdikdə isə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü artar və əksinə gərginliyin böyüməsi ilə  $p$ - $n$  keçiddən tunel effektinin ehtimalı həm çəpərin eninin azalması, həm də  $p$ - hissənin valent zonasının dolu hissəsinin və  $n$ - hissənin keçirici zonasının boş hissəsinin bir-birini bürüməsi dərəcəsinin artması hesabına böyüyər. Nəticədə, keçidə tətbiq olunan əksinə gərginlik böyüdükcə ondan axan əksinə cərəyan çox kəskin şəkildə artar. Tunel diodu **bağlama xüsusiyyətinə** malik deyil. Bununla belə, diodun əksinə istiqamətdəki müqaviməti düzünə istiqamətdəki müqavimətindən kiçikdir, yəni tunel diodunun VAX-ı qeyri-simmetrikdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu modelə əsasən düzünə istiqamətdə maksimumdan keçdikdən sonra keçiddən axan tunel cərəyanı sıfıra qədər düşməlidir. Lakin təcrübədə belə olmur və müəyyən  $I_{art}$  - **artıq tunel cərəyanı** müşahidə edilir. Bu cərəyanın yaranma səbəbi tunel diodunun düzəldildiyi yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında müəyyən bir aşqar zolağı şəklində yayılmış energetik səviyyələrin mövcudluğu ilə izah olunur.

Tunel diodunun əsas parametrləri (şəkil 18) düzünə istiqamətdə  $I_{max.t.}$  - **tunel cərəyanının maksimal** və  $I_{art}$  - **artıq tunel cərəyanının qiymətləri**, injeksiya cərəyanının  $I_d = I_{max.t.}$  qiymət aldığı  $U_d$  - gərginliyi,  $I = I_{max.t.}$  - ə uyğun





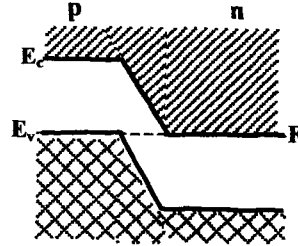
Şəkil 20. Tunel diodunun sxemlərdə qrafiki təsviri

gərginlikdir ( $U_{max.t}$ ). Düzünə VAX-ın düşən hissəsində  $\frac{\Delta I}{\Delta U} < 0$  olduğundan, tunel diodu mənfi differensial müqavimətli (MDM) cihazdır və buna görə də dəyişən elektrik siqnaallarını generasiya etmək, gücləndirmək üçün ondan istifadə oluna bilər.

Tunel diodları sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 20- də göstəriləndiyi kimi təsvir olunur.

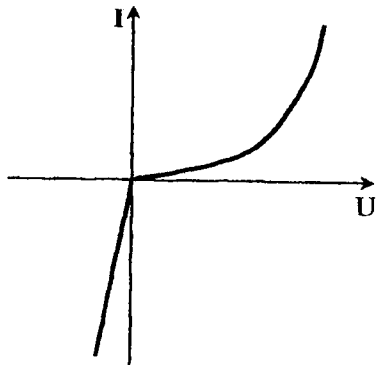
### § 3.6. Çevrilmiş diod

Tunel diodunun maraqlı bir xüsusi halı **çevrilmiş diod**dur. Çevrilmiş diod da yüksək dərəcədə aşqarlanmış yarımkeçiricidən hazırlanır. Lakin bu halda  $p-n$  keçidin təşkil olunduğu yarımkeçiricilər o həddə qədər aşqarlanırlar ki, onların uyğun icazəli zonaları, yəni  $p$ - tip hissənin valent və  $n$ - tip hissənin keçirici zonaları bir-birini bürüməsin, xarici gərginlik olmadıqda yalnız onların sərhədləri ( $p$ - hissənin valent zonasının tavanı və  $n$ - hissənin keçirici zonasının dibini) bir-biri ilə üst-üstə düşsün, daha doğrusu, eyni enerji qiymətinə uyğun gəlsin (şəkil 21). Belə diod düzünə istiqamətdə tətbiq olunmuş gərginliyin təsiri altında adi diod xarakteristikasına malik olar və bu xarakteristika yalnız injeksiya ilə müəyyənləşər. Bütün



Şəkil 21. Xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda çevrilmiş diodun enerji diaqramı

diodda düzünə istiqamətdə tunel effekti baş vermir. Bununla belə, həmin dioda əksinə gərginlik təsir etdikdə ondan axan cərəyan və diodun VAX-ı tunel effekti ilə təyin olunur. Belə diodun VAX-ı ümumi halda şəkil 22- də göstərilədiyi kimi olar. Şəkildən görüldüyü kimi, bu xarakteristika qeyri-xətti olmaqla, həm də kəskin qeyri-simmetrikdir və onun aid olduğu cihaz düzləndirici element kimi istifadə oluna bilər. Lakin digər diodlarla müqayisədə belə diod əks istiqamətdə düzləndirilən (daha böyük) cərəyan verir. Məhz buna görə də belə diodları **çevrilmiş diod** adlandırırlar.



Şəkil 22. Çevrilmiş diodun volt-ampere xarakteristikası

Çevrilmiş diodlar ifrat yüksək tezliklər diapazonunda geniş tətbiq tapıb. Bu diodların daha bir xüsusiyyəti onların çox kiçik gərginliklərdə (həm düzünə, həm də əksinə istiqamətlərdə) işləməsidir. Bu xüsusiyyət onlardan miniatürləşdirilmiş qurğularda istifadə etməyə imkan verir.

### § 3.7. Varikap

$p-n$  keçidlərin bağlayıcı təbəqəsindəki bağlı və injeksiya hesabına keçidin sərhədlərində toplanmış yükdaşıyıcıların yaratdığı həcmi yüklərin hesabına malik olduğu tutumun keçidə tətbiq olunan gərginlikdən asılılığı onlardan xarici gərginliklə idarə edilən tutum elementləri kimi istifadə etməyə imkan ve-

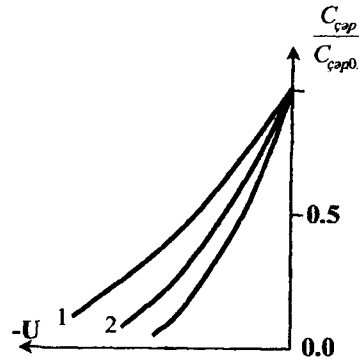
rir. Bu prinsip əsasında işləyən yarımkeçirici cihaz **varikap** adlanır. **Varikap** dedikdə, tutumunun əks istiqamətdə təsir edən xarici ( $U_x < 0$ ) gərginlikdən asılılığına əsaslanan yarımkeçirici diod nəzərdə tutulur. Varikaplar bir qayda olaraq, elektrik sahəsi ilə idarə olunan tutum elementləri vəzifəsində işlədilir. Varikapların müxtəlif elektron sxemlərində tezlik vurucları kimi tətbiq olunan **varaktorlar**, eləcə də ifrat yüksək tezlikli siqnalların parametrik gücləndirilmə sxemlərində işlədilən **parametrik yarımkeçirici diodlar** kimi başqa növləri də var. Lakin bu növ varikaplar ifrat yüksək tezlikli elektronikanın elementləri olduğundan onların öyrənilməsinə fiziki elektronikanın başqa bölməsində baxılır.

Adi dəyişən tutumlu kondensatorlardan fərqli olaraq varikaplar tutumu mexaniki yolla deyil, elektrik sahəsi ilə dəyişdirilən tutum elementləridir.

Varikapın əsas xarakteristikası onun  $C_V$  – ümumi tutumunun gərginlikdən asılılığını ifadə edən  $C_V = f(U_s)$  volt-farad xarakteristikasıdır (VFX). Buradakı varikapın  $C_V$  - tutumu tək cihazın  $p-n$  keçidinin deyil, ümumiyyətlə onun çıxış kontaktlarının arasındakı tutumudur və  $C_V = C_{p-n} + C_{örük}$  olmaqla iki toplanandan ibarətdir.

Lakin varikaplarda adətən  $C_{p-n} \gg C_{örük}$  olduğundan bu

cihazların VFX-sı (şəkil 23)  $p-n$  keçidin şəkil 6- da təsvir



Şəkil 23. Müxtəlif tipli tədrici (1), kəskin (2) və aşqar atomlarının paylanması mürəkkəb şəkildə olan (3)  $p-n$  keçidlər əsasında düzəldilmiş varikapların volt-farad xarakteristikası

olunan VFX ilə identikdir.  $p-n$  keçidlərdə olduğu kimi, varikapın da VFX- sı onun  $p-n$  keçidinin tipindən çox asılıdır və aşqar atomları konsentrasiyasının mürəkkəb qanunauyğunluqlarla dəyişdiyi  $p-n$  keçidli varikaplar üçün daha kəskin xarakterlidir. Şəkil 23- də bu hal 3- əyrisinə uyğun gəlir. Varikapın əsas parametrləri  $K_C$ - tutuma görə bürünmə əmsalı,  $K_q$ -qeyri-xəttilik əmsalı,  $Q_V$ - keyfiyyət əmsalı,  $\Delta\omega$ - işçi tezlik diapazonu,  $\alpha_{CV}$  – tutumun temperatur əmsalı,  $\alpha_{QV}$  – keyfiyyət əmsalının temperatur əmsalıdır.

Adətən varikapın tutuma görə bürünmə əmsalından  $C_V = f(U_\vartheta)$  asılılığını qiymətləndirmək üçün istifadə olunur və bu parametrlər,

$$K_C = \frac{C_{V_1}}{C_{V_2}} \quad (3.5)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $C_{V_1}$ - və  $C_{V_2}$ - varikapın uyğun olaraq verilmiş iki müxtəlif  $U_{\vartheta_1}$ - və  $U_{\vartheta_2}$ - əksinə gərginliklərindəki ümumi tutumlarıdır.

Varikapların VFX- nın qeyri-xəttiliyi bəzən

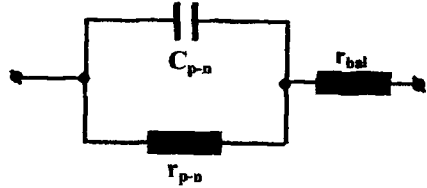
$$K_q = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta U_\vartheta} \quad (3.6)$$

ifadəsi ilə təyin olunan  $K_q$ - qeyri-xəttilik əmsalına görə qiymətləndirilir. Burada  $\Delta C_V$ - cihaza tətbiq olunmuş  $U_\vartheta$ - əksinə gərginliyin  $\Delta U_\vartheta$ - 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 24- dəki sadə ekvivalent sxemlə təsvir oluna bilər. Burada  $r_{p-n}$  - cihazın  $p-n$  keçidinin,  $r_{bal}$  - isə keçiddən kənarda qalan ballast hissəsinin müqavimətidir. Bu sxemə uyğun olaraq varikapın keyfiyyət əmsalı üçün:



Şəkil 24. Varikapın ekvivalent sxemi

$$Q_V = \frac{\omega \cdot C_{p-n}}{\frac{1}{r_{p-n}} + r_{bal} \left( \frac{1}{r_{p-n}^2} + \omega^2 C_{p-n}^2 \right)} \quad (3.7)$$

ifadəsini yazmaq olar. Bu ifadədən görünür ki,  $Q_V$  - varikapa tətbiq olunan dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılıdır. Tədqiqatlar nəticəsində müəyyənləşdirilmişdir ki,  $Q_V(\omega)$  asılılığı şəkil 25- dəki kimidir. Keyfiyyət əmsalının ifadəsini  $\omega$  - ya görə differensiallayıb, törəməni sıfıra bərabər götürməklə,  $Q_V$  - nin maksimumunu təmin edən tezliyin  $\omega_{opt}$  - optimal qiymətini, həmin qiyməti nəzərə almaqla isə  $Q_V$  - nin maksimal qiymətinin:

$$Q_{V_{max}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\frac{r_{bal}}{r_{p-n}} \left( 1 + \frac{r_{bal}}{r_{p-n}} \right)}} \quad (3.8)$$

ifadəsini yazmaq olar. Real varikaplarda  $Q_V$  - nin qiyməti bir neçə min vahidə çatır.

Nisbətən aşağı tezliklər oblastında  $r_{bal}$  - müqavimətinin, yüksək tezliklərdə isə  $r_{p-n}$  - müqavimətinin təsirini nəzərə almamaq olar.

Nəticədə, alçaq və yüksək tezliklər oblastlarında varikapın keyfiyyət əmsalı uyğun olaraq:

$$Q_{V.a.t.} \approx \omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{p-n} \quad \text{və} \quad Q_{V.y.t.} \approx \frac{1}{\omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{bal}} \quad (3.9)$$

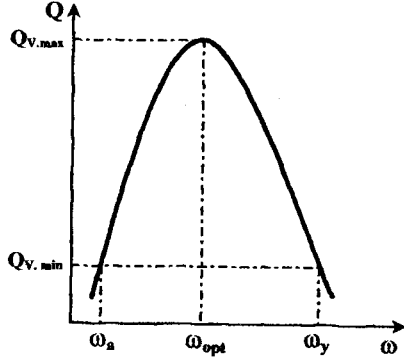
şəklində təyin edilə bilər.

Birinci ifadədən görüldüyü kimi, alçaq tezlikli varikaplarda  $C_{p-n}$  və  $r_{p-n}$  - in qiymətləri böyük olmalıdır. Bu tələb böyük qadağan olunmuş zonaya malik yarımkeçiricidən istifadə etməklə təmin oluna bilər. Bu cihazlar üçün  $U_x = 0$  olduqda,  $C_{p-n}$  - in qiyməti mikrofaradın (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 bazada aşqar atomlarının konsentrasiyasının artırılmasıdır. Lakin bu halda  $p-n$  keçidin deşilmə gərginliyi kiçilir ki, bu da varikap üçün arzuolunmazdır. Çünki varikapın iş prinsipi əksinə istiqamətdə qoşulmuş  $p-n$  keçidin çəpər tutumunun əksinə gərginlikdən asılılığına əsaslanır. Daha böyük imkanlı varikap almaq üçün onun əsasını təşkil edən  $p-n$  keçidin deşilmə gərginliyi böyük olmalıdır. Ona görə də adətən,  $r_{bal}$  - ı kiçiltmək üçün bazanı yükdaşıyıcılarının yürüklüyü böyük olan yarımkeçirici ma-

terialdan hazırlayırlar və nəticədə ( $\rho = 1/en\mu$  olduğuna görə), aşqar atomlarının kiçik konsentrasiyalarında  $r_{bal}$  - ın kiçik qiymətini təmin etməyə nail olunur.

Varikapın  $\Delta\omega$ - işçi tezlik diapazonu  $Q_V = f(\omega)$  asılılığının qrafikində  $Q_{V,min}$  - keyfiyyət əmsalının yol verilə bilən minimum qiymət aldığı  $\omega_a$ - və  $\omega_y$ - tezlikləri ilə qiymətləndirilir (şəkil 25). Adətən, keyfiyyət əmsalının minimum qiyməti üçün  $Q_{V,min} = 1$  götürülür.



Şəkil 25. Varikapın keyfiyyət əmsalının tezlikdən asılılığı

Qeyd etmək lazımdır ki, parametrik sistemlərdə  $Q_{V,min} = 1$  qiymətlərində varikaplardan istifadə etmək məqsədəuyğun deyil. Bu hallarda  $Q_V > 1$  qiymətlərindən istifadə olunur.

Keyfiyyət əmsalının  $Q_{V,min} = 1$  qiymətinə uyğun  $\omega_y$  - tezliyi çox vaxt **kritik (böhran) tezlik** adlanır və onun qiyməti:

$$\omega_{kr} = \frac{1}{r_{bal} \cdot C_{p-n}} \quad (3.10)$$

ifadəsindən təyin olunur.

Baxmayaraq ki,  $p-n$  keçidin tutumu temperaturdan çox zəif asılıdır, lakin varikapın parametrləri temperaturun dəyişməsi ilə əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Temperaturun artması ilə  $r_{p-n}$  - müqaviməti kəskin azalır. Ona görə də alçaq tezliklərdə

$Q_V$  - nəzərə çarpacaq dərəcədə azalır. Varikaplar yalnız çox yüksək olmayan temperaturlarda qanecedici dərəcədə işləyir. Məsələn, germaniumdan hazırlanmış varikaplar üçün əlverişli işçi temperatur  $t_{i\text{şçi}} \approx 50 \div 60^{\circ}C$ ; qallium-arsendən hazırlanmış varikaplar üçün isə  $t_{i\text{şçi}} \leq 150^{\circ}C$ .

Varikapın parametrlərinin temperaturdan asılılığı tutumunun temperatur əmsalı:

$$\alpha_{C_V} = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta T} \quad (3.11)$$

və keyfiyyət əmsalının temperatur əmsalı:

$$\alpha_{Q_V} = \frac{\Delta Q_V}{Q_V \cdot \Delta T} \quad (3.12)$$



Şəkil 26. Varikapın sxemlərdə qrafiki təsviri

ilə xarakterizə olunur.

Bu ifadələrdəki  $\Delta T$  – ətraf mühitin temperaturunun uyğun dəyişmə intervalıdır.

Varikaplar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 26-dakı kimi təsvir olunurlar.



## IV FƏSİL

### TRANZİSTORLAR

$p-n$  və digər elektrik keçidləri əsasında işləyən maraqlı və geniş tətbiq imkanlarına malik yarımkəçirici cihazlardan bir qrupu da **tranzistorlardır**.

Ümumiyyətlə, tranzistor dedikdə bir və ya bir neçə elektrik keçidinə (xüsusi halda  $p-n$  keçidə), üç və ya daha çox çıxışa malik olub, elektrik siqnallarını gücləndirə bilən yarımkəçirici cihazlar nəzərdə tutulur.

Tranzistorlar öz əlamətlərinə görə bir neçə cür qruplaşdırılırlar. Ən geniş istifadə olunan qruplaşdırılmalar **bipolyar** və **unipolyar tranzistor** qruplarıdır. Unipolyar tranzistorlara bir çox hallarda **sahə** və ya **kanal tranzistorları** da deyilir.

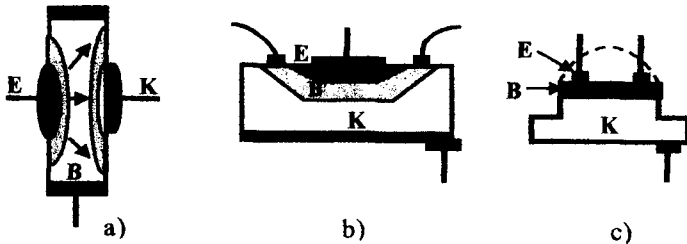
Bipolyar tranzistorların işində eyni zamanda hər iki işarəli elektrik yükləri, yəni həm elektronlar, həm də deşiklər iştirak edir. Bu tranzistorlar unipolyar tranzistorlara nisbətən daha geniş tətbiq və tədqiq tapdığından çox vaxt onlara sadəcə olaraq tranzistorlar deyirlər. Yaxud da əgər heç bir əlavəsiz tranzistor termini işlədilsə, onda söhbətin bipolyar tranzistoran getdiyi nəzərdə tutulur.

Tranzistorların baza oblastında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların emitter keçidindən kollektor keçidinə daşınma mexanizmlərindən asılı olaraq onlar **dreyf** və **qeyri-dreyf tranzistorlarına** ayrılırlar.

#### § 4.1. Bipolyar tranzistor

Bipolyar tranzistorun sxematik modelləri və energetik diaqramları uyğun olaraq şəkil 27 və 28- də göstərildiyi kimi-

dir. Bipolyar tranzistor bir-birindən iki  $p-n$  keçidlə ayrılan üç hissədən ibarətdir. İki kənar hissələr eyni, orta hissə isə onlara nisbətən əks tip keçiriciliyə malik olur. Bu baxımdan bipolyar tranzistorlar iki qrupa:  $p-n-p$ , yəni kənar hissələri  $p$ -, orta hissəsi isə  $n$ - keçiriciliyə malik olan tranzistorlar və  $n-p-n$ , yəni əksinə – kənar hissələri  $n$ -, orta hissəsi isə  $p$ - tip keçiriciliyə malik olan tranzistorlara ayrılırlar.



Şəkil 27. Sendviç (a), planar (b) və meza (c) quruluşlu bipolyar tranzistorların sxematik təsviri.

Bipolyar tranzistorun kənar hissələrindən biri **emitter** (E), orta hissə **baza** (B), ikinci kənar hissə isə **kollektor** (K) adlanır. Emitter bazaya bu hissə üçün qeyri-əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya edir. Kollektor isə həmin yükdaşıyıcıları bazadan **ekstraksiya** edir. Emitterlə kollektor eyni keçiricilik tipinə, baza isə onlara nisbətən 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 keçidinininkindən çox-çox kiçik götürülür (şəkil 27).

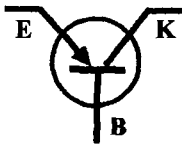
Bipolyar tranzistor həm **sendviç**, həm **planar**, həm də **meza texnologiyada** hazırlana bilər (şəkil 27, a, b və c).

Birinci halda emitter və kollektor keçidləri bazanın əks üzlərində, ikinci halda isə eyni üzündə yaradılır. Üçüncü hal öz meza forması ilə digərlərindən fərqlənir.

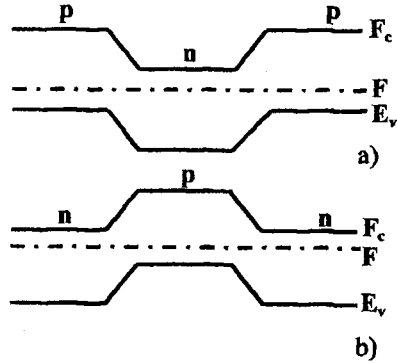
Real cihazlarda (bipolyar tranzistorlarda) ayrı-ayrı oblastlar müxtəlif dərəcədə aşqarlanır. Emitterin aşqarlanma dərəcəsi bazaya nisbətən bir neçə tərtib yüksək olur. Planar tranzistorlarda kollektorla emitterin, sendviç strukturlarda isə kollektorla bazanın aşqarlanma dərəcəsi təqribən eyni olur.

Bipolyar tranzistorları çox vaxt hazırladıqları materiallara görə qruplaşdırırlar—məsələn, **germanium tranzistorları**, **silisium tranzistorları** və s.

Bundan başqa bipolyar tranzistorları onları təşkil edən oblastların keçiriciliyinin tipinə görə də qruplaşdırırlar: ***n-p-n*** tranzistorları və ***p-n-p*** tranzistorları (şəkil 28).



Şəkil 29. Bipolyar tranzistorun sxemlərdə qrafiki təsviri



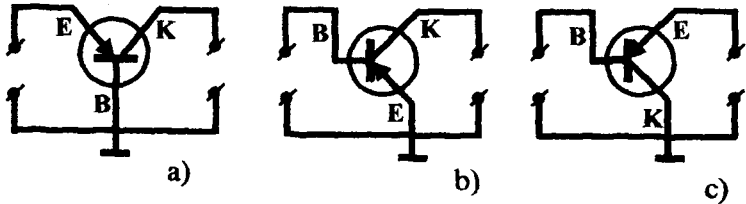
Şəkil 28. Xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda ( $U_x = 0$ ) *p-n-p* (a) və *n-p-n* (b) tipli bipolyar tranzistorun enerji diaqramı

Tranzistorlar hazırlanma texnologiyasına görə də **ərintili**, **mikro-ərintili**, **meza**, **diffuziya**, **planar**, **sendviç** və s. kimi qruplaşdırılır. Eyni zamanda işçi tezlik diapazonuna görə **alçaq**, **orta** və **yüksək tezlikli**, bazada yükdaşıyıcıların daşınma mexanizminə görə **dreyf** və **qeyri-dreyf** tranzistorları da var.

Bipolyar tranzistorlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 29-dakı kimi işarə olunur.

#### § 4.2. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma sxemləri

Bipolyar tranzistorun üç çıxışı olmağına baxmayaraq, sxemlərdə onlar iki dövrəyə (giriş və çıxış) qoşulur. Buna görə də tranzistorun bir çıxış elektrodu həmişə iki dövrə açarında ortaqlaşdırılır (ümumiləşdirilir). Bu baxımdan tranzistorun elektrik dövrəsinə üç cür qoşulma sxemi var (şəkil 30): **ümumi baza** (şəkil 30, a), **ümumi emitter** (şəkil 30, b) və **ümumi kollektor** (şəkil 30, c).



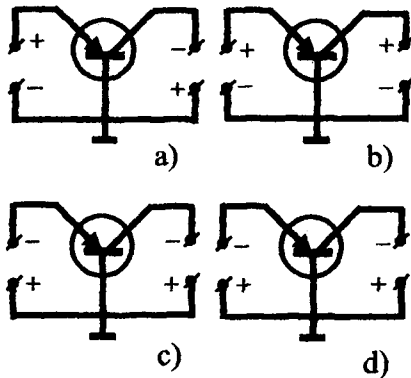
Şəkil 30. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma sxemləri.  
a- ümumi baza; b- ümumi emitter; c- ümumi kollektor

Əksər hallarda **emitter** və **baza dövrələri giriş, kollektor dövrəsi** isə **çıkış dövrəsi** olur və ona yük müqaviməti qoşulur. Ümumi kollektor sxemlərində çıxış dövrəsi rolunu emitter dövrəsi oynayır.

#### § 4.3. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma rejimləri

İstənilən qidalanma sxemlərində mənbəyin həm müsbət, həm də mənfə qütübünü ümumi elektroda qoşmaq olar. Bu

seçim baxılan dövredə tranzistorun yerinə yetirməli olduğu funksiyadan asılıdır. Ona görə də ümumiləşdirilmiş elektrodun mənbəyin hansı qütbünə qoşulmasından asılı olaraq tranzistorun hər iki keçidi ya düzünə, ya da əksinə rejimdə qoşula bilər. Bu baxımdan tranzistorun dörd mümkün müxtəlif qoşulma rejimləri bir-birindən fərqlənir (şəkil 31).



Şəkil 31. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma rejimləri  
a- aktiv; b- doyma; c- kəsilmə; d- invers

Bu rejimlər **aktiv (fəal) rejim** (şəkil 31, a), **doyma rejimi** (şəkil 31, b), **kəsilmə (qapanma) rejimi** (şəkil 31, c) və **invers rejimlərdir** (şəkil 31, 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.

#### § 4.4. Bipolyar tranzistorun gücləndirmə mexanizmi

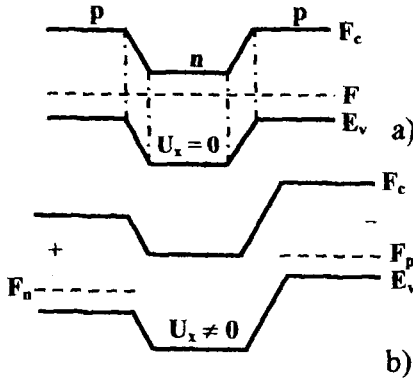
Gücləndirici kimi, tətbiq olunan bipolyar tranzistorun iş prinsipini izah etmək üçün sadə hala– ümumi baza sxemində qoşulmuş aktiv rejimdə işləyən  $p-n-p$  tipli tranzistora baxaq (şəkil 32). Bu halda emitterin energetik diaqramı enerji oxu boyunca aşağıya tərəf sürüşər və emitter keçidində potensial

çəpərin  $\varphi_{k0}$ - qiymətindən hündürlüyü tarazlıq halındakı  $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$ - qiymətinə qədər azalar. Eyni zamanda emitter keçidində bağlayıcı təbəqənin eni kiçilər.

Aktiv rejimdə kollektor keçidinin hündürlüyü isə tarazlıq halındakı  $\varphi_{k0}$ - qiymətindən

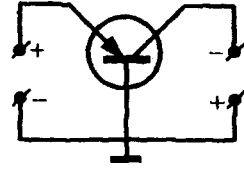
$\varphi_k = \varphi_{k0} + |U_x|$ - qiymətinə qədər artar. Kollektor keçidinin bağlayıcı təbəqəsinin eni isə böyüyər (şəkil 33).

Emitter keçidinin hündürlüyünün kiçilməsi nəticəsində emitterdən bazaya əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası güclənər



Şəkil 33. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə qoşulmuş  $p-n-p$  tipli bipolar tranzistorun xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda (a) və xarici gərginlikdə (b) enerji diaqramı.

larda bazanın eninin qiyməti elə seçilir ki, injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların burada emitter keçidindən kollektor keçidinə

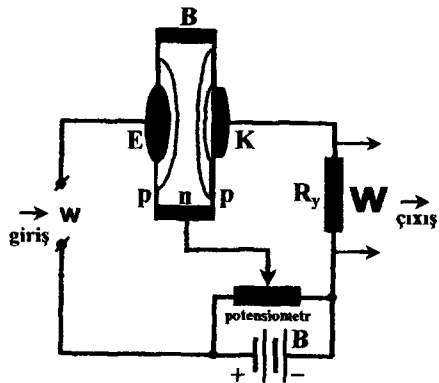


Şəkil 32. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə qoşulmuş gücləndirici kimi işləyən  $p-n-p$  tipli bipolar tranzistorun elektrik sxemi.

**diffuziya müddəti** ( $\tau_d$ ), həmin yükdaşıyıcıların burada (bazada) **yaşama müddətindən**  $\tau_{e-b}$  çox kiçik olsun. Nəticədə emitterdən bazaya injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti ( $\sim 99\%$ -ə qədər) hələ rekombinasiya olunmağa imkan tapmamış gedib kollektor keçidinə çata bilər. Kollektor keçidi yaxınlığında bu yükdaşıyıcılar keçidin sürətləndirici elektrik sahəsinə düşərək kollektor oblastına dartılırlar. Bununla da bipolyar tranzistorda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadan kollektora **ekstraksiyası** (sorulması) baş verir.

Beləliklə, emitter keçidindən axan  $I_e$ - cərəyanı **idarəedici**, bu cərəyandan asılı olan kollektor cərəyanı isə **idarəedilən cərəyan** rolunu daşıyır. Baza cərəyanı  $I_b$ - isə idarə edən və idarə olunan cərəyanların fərqi ilə təyin edilir. Baxılan halda kollektor keçidi əksinə istiqamətdə qoşulduğundan ondan axan cərəyanın qiyməti qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə müəyyənləşir. İnjeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar hesabına isə məhz bu konsentrasiya əsaslı şəkildə artmış olur.

Aktiv rejimdə emitter keçidinə düzünə gərginlik tətbiq edildiyindən həmin keçiddən, eləcə də kollektor keçidindən axan cərəyan emitter keçidindəki  $U_e$ - gərginliyindən güclü şəkildə



Şəkil 34. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə işləyən  $p-n-p$  tipli bipolyar tranzistorun gücləndirici kiçimi dövrəyə qoşulmasının prinsiplial sxemi

asılı olar. Daha doğrusu, həmin gərginlik böyüdükcə kollektor cərəyanı ( $I_k$ ) eksponensial qanunla artır. Beləliklə, emitter keçidindəki gərginliyi dəyişməklə tranzistordan axan cərəyanı asanlıqla və əhəmiyyətli dərəcədə idarə etmək mümkündür. Ona görə də aktiv rejimdə ümumi baza sxemi üzrə qoşulmuş bipolyar tranzistorun giriş dövrəsinə zəif (kiçik amplitudlu) dəyişən elektrik siqnalı tətbiq etdikdə (şəkil 34), onun çıxış dövrəsində həmin siqnalın çox-çox gücləndirilmiş əksini almaq mümkündür. Bu proses şəkil 34- də göstərilən sadə sxem vasitəsi ilə həyata keçirilə bilər.

Bu xüsusiyyətlərinə görə bipolyar tranzistorla elektrovaakuum cihazlarından olan pentod bir-birinə daha çox uyğun gəlirlər.

#### **§ 4.5. Bipolyar tranzistorun parametr və xarakteristikaları**

Bipolyar tranzistorun əsas parametr və xarakteristikaları məsələsi çox geniş mövzudur. Çünki yarımkeçirici diodlardan fərqli olaraq bipolyar tranzistorların həyata keçirə biləcəyi funksiyalar da, qoşulma sxemləri də, iş rejimləri də, baza oblastında yükdaşıyıcıların daşınma mexanizmləri də və s. çox rəngarəngdir. Ona görə də bütün variantlar üçün ümumi olanlarla yanaşı, yalnız hər hansı bir variantda uyğun (aid) parametr və xarakteristikalar da var. Sadə halda bipolyar tranzistor üçün ən ümumi, eləcə də ən geniş tətbiq tapmış qoşulma sxemi və iş rejimi üçün olan parametr və xarakteristikalara baxılır.

Bipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi **cərəyanın ötürmə əmsalı** ( $K_{\beta}$ ) ilə xarakterizə olunur. Bu parametr kollektor gərginliyinin sabit qiymətində çıxış dövrəsindəki cərəyanın



dəyişməsinin, giriş cərəyanının dəyişməsinə olan nisbətində bərabərdir:

$$K_{\delta} = \left| \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.1)$$

Lakin gücləndirmə həmişə sabit bir cərəyan fonunda giriş və çıxışdakı cərəyanların dəyişən komponentləri ilə müəyyən olunduğundan bu cərəyanların dəyişməsinə məhz onların özü ilə eyniləşdirmək olar. Yəni ötürmə əmsalını:

$$K_{\delta} = \left| \frac{I_k}{I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.2)$$

şəklində yazmaq olar. Bu kəmiyyət:

$$\gamma_e = \frac{I_{pe}}{I_{pe} + I_{ne}} \quad (4.3)$$

şəklində təyin olunan **emitterin effektivliyi**,

$$\beta = \frac{I_{pk}}{I_{pe}} \quad (4.4)$$

şəklində təyin olunan **daşınma əmsalı**,

$$\gamma_k = \frac{I_k}{I_{pk}} \quad (4.5)$$

şəklində təyin olunan **kollektorun effektivliyi** adlanan kəmiyyətlərlə:

$$K_{\delta} = \gamma_e \beta \gamma_k \quad (4.6)$$

şəklində də ifadə olunur.

Emitterin effektivliyi ( $\gamma_e$ ) emitter keçidindən axan  $I_{pe}$  - deşik cərəyanının,  $I_e = (I_{pe} + I_{ne})$  - ümumi emitter cərəyanındakı payını təyin edir. Məhz cərəyanın bu hissəsi tranzistorun işi üçün əhəmiyyət kəsb edir.

$\beta$  - 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  $\gamma_k$  - isə kollektorun ümumi cərəyanının ( $I_k = I_{kn} + I_{kp}$ ) buradan axan deşik cərəyanına ( $I_{kp}$ ) olan nisbətini göstərir.  $\gamma_e$  - emitterin effektivliyindən fərqli olaraq  $\gamma_k$  - kollektorun effektivliyi həmişə vahiddən böyükdür, çünki *p-n-p* tranzistorun kollektor keçidindən həmişə  $I_{kp}$  - deşik cərəyanı ilə yanaşı,  $I_{kn}$  - elektron cərəyanı da axır. Bu cərəyanın yaranmasına səbəb olan isə injeksiya olunmuş deşiklərin kollektor keçidi ətrafında yaratdığı müsbət yükü kompensə etməsi üçün oraya elektronların gəlməsidir. Məhz bunun nəticəsində bazada elektroneytrallıq təmin edilir.

Bu deyilənlərdən əlavə, tranzistorlar da adi, yəni tək-

lənmiş *p-n* keçidlərdəki 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**,

$$C_{edif.} = \frac{e}{2kT} I \cdot \frac{W_B^2}{D_p}, \quad (4.7)$$

**emitterin diffuziya tutumu** (çünkü emitter keçidi əksər hallarda düzünə istiqamətdə qoşulmuş olur),

$$C_{k.çəp} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 N_D}{2 \varphi_{k0} - U_x}}, \quad (4.8)$$

**kollektorun çəpər tutumu** (kollektor keçidi əksər hallarda əksinə istiqamətdə qoşulduğundan burada çəpər, yəni yük tutumu əsas olur) kimi parametrləri də var.

Hər bir qoşulma sxemi və iş rejimi halında tranzistorun uyğun giriş və çıxış volt-ampər xarakteristikaları, eləcə də tranzistorun əsas parametrlərinin tezlikdən asılılığını göstərən tezlik xarakteristikası da var.

#### § 4.6. Dreyf tranzistoru

Bipolyar tranzistorun bazasına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar əksər hallarda bu oblastı nisbətən asta olan diffuziya prosesi hesabına keçirlər. 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 düşküüsü ( $U_{baza}$ ) və buradakı elektrik sahəsi ( $E_{baza}$ ) isə təqribən sıfıra bərabər olur.

Əgər hər hansı bir yolla baza oblastında buraya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıları sürətləndirə bilən elektrik sahəsi yaradılsa, injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların həmin oblastdan daşınma müddəti kiçilər və uyğun olaraq bipolyar tranzistorun

cəldliyi (çevikliyi) artar, yəni cihazın ətalətliyi xeyli kiçilər.

İnjesiya olunmuş yükdaşıyıcıların baza oblastında yalnız diffuziya hesabına daşındığı bipolyar tranzistorlar **qeyri-dreyf tranzistorları** adlanır.

Baza oblastında buraya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıları sürətləndirən elektrik sahəsinin təsir göstərdiyi və injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların baza oblastında daşınmasının diffuziya prosesinə nisbətən daha sürətli olan dreyf prosesi hesabına baş verdiyi bipolyar tranzistorlar isə **dreyf tranzistorları** adlanır.

Adətən, baza oblastında daxili elektrik sahəsi bazanın qeyri-bircins aşqarlanması hesabına yaranır. Əgər baza boyunca aşqarlardan hər hansı birinin konsentrasiyasının qradienti mövcud olarsa, onda təbiidir ki, burada sərbəst elektron və ya deşiklərin aşqar atomlarının konsentrasiya qradienti istiqamətində, yəni konsentrasiya böyük olan yerdən, konsentrasiyanın kiçik olduğu yerə doğru, diffuziyası baş verir. Nəticədə, baza boyunca aşqar ionlarının kompensə olunmamış yüklərinin qradienti və uyğun olaraq  $E_d$  - daxili elektrik sahəsi yaranar. Bu sahə əvvəlcə, yəni diffuziya prosesi üstünlük təşkil etdiyi dövrdə böyüyər və nəhayət, onun yaratdığı dreyf cərəyanı sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası hesabına yaranan cərəyanı tamamilə tarazlaşdırdıqda öz stasionar qiymətini alır. Daxili elektrik sahəsinin bu  $E_{ds}$  - qiymətini hesablamaq üçün stasionar halda yekun cərəyanın:

$$j_n = e\mu_n n E_{ds} + eD_n \nabla n = 0 \quad (4.9)$$

ifadəsindən istifadə etməklə

$$E_{ds} = -(D_n / \mu_n)(\nabla n / n) \quad (4.10)$$

alınar.

Əgər bazadakı aşqar atomlarının tamamilə ionlaşdığı ( $n = N_D$  olduğu) fərz edilərsə, aşqar atomlarının konsentrasiyasının baza boyunca:

$$N_D(x) = N_{D_0} \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.11)$$

eksponensial qanunla dəyişdiyi hal üçün:

$$n = n_0 e^{-\alpha x} \text{ və } \nabla n = -\alpha n \quad (4.12)$$

yazmaq olar. Burada:

$$\frac{kT}{e} = \frac{D_n}{\mu_n} \quad (4.13)$$

Eynşteyn münasibətini nəzərə aldıqda isə:

$$E = \frac{kT}{e} \alpha \quad (4.14)$$

olar. Yeni aşqar atomları bazada eksponensial qanunla paylandıqda yaranan  $E_d$ - daxili elektrik sahəsinin qiyməti baza boyunca sabit qalar- koordinatdan asılı olmaz. Bu ifadələrdə  $\alpha$  - kəmiyyəti **aşqar atomlarının paylanma əmsalı** adlanır.

Aşqar atomlarının bazada paylanması:

$$N(x) = N_0(x+1) \quad (4.15)$$

xətti qanuna tabe olduqda isə:

$$n = n_0(x+1) \quad (4.16)$$

və:

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{x+1} \quad (4.17)$$

Yəni bazada aşqar atomlarının xətti qanunla qeyri-bircins paylanması hesabına yaranan daxili elektrik sahəsi bazanın başlanğıcında (emitter keçidinin yanında) maksimum olar və başlanğıcdan uzaqlaşdıqca (kollektor keçidinə yaxınlaşdıqca) xətti qanunla azalar.

Baza oblastında daxili elektrik sahəsinin mövcud olduğu bütün hallarda injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların bazada dreyf hesabına daşınma müddəti:

$$\tau_c = \frac{W_B}{g_E} = \frac{W_B}{\mu_p E} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{W_B}{a\mu_p} = \frac{W_B}{aD_p} \quad (4.18)$$

yalnız diffuziya prosesi hesabına daşınma müddəti isə:

$$\tau_D = \frac{W_B^2}{2D_p} \quad (4.19)$$

olar. Deməli:

$$\frac{\tau_E}{\tau_D} = \frac{2}{\alpha W_B} \quad (4.20)$$

## § 4.7. Unipolyar tranzistor

Maraqlı yarımkəçirici cihazlardan bir qrupu da **unipolyar tranzistorlardır**. Adından görüldüyü kimi, unipolyar tranzistorlar bipolyar tranzistorlardan ilk növbədə onunla fərqlənilirlər ki, bu tranzistorların işində eyni zamanda hər iki tip yük-



sına görə fərqlənir.

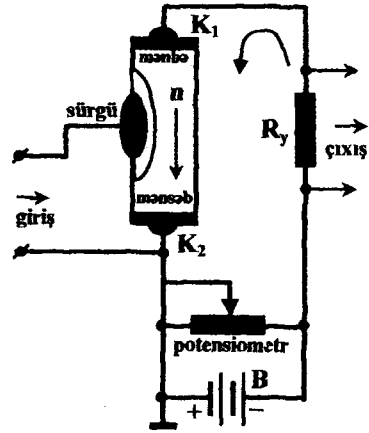
Sadə quruluşlu kanal tranzistorunun timsalında cihazın əsas elementlərinə, dövrəyə qoşulma sxemlərinə, elektrik signal-larını gücləndirmə mexanizminə, eləcə də cihazın başlıca pa-rametr və xarakteristikalarına baxaq.

Şəkil 35- də təsvir olunmuş kanal, yarımkəçirici işçi ele-mentin bir yan üzündəki  $p-n$  keçidlə əks üzü arasında qalan hissədir. Lakin ola da bilər ki,  $p-n$  keçid yarımkəçirici çubu-ğun bir tərəfində deyil, halqa («üzük») şəklində onun bütün üzlərini əhatə etməklə yaradılsın. Bu halda kanal çubuğun oxu boyunca kənarlardan  $p-n$  keçidlə əhatə olunmuş şəkildə yara-dılır.

Unipolyar tranzistorun omik kontaktlarından biri **mənbə**, digəri isə **mənsəb** adlanır. **Mənbədən** kanala yükdaşıyıcılar axıb gəlir (da-xil olur). **Mənsəb** elektrodu isə bu yükdaşıyıcıları oradan sorur. Şəkil 36- da təsvir olu-nan halda mənsəb ümumiləş-dirilmiş elektroddur.

Tranzistorun  $p-n$  keçidə qoşulmuş kontaktı (elektrodu) **sürgü** adlanır.

Unipolyar tranzistorlar adətən idarəedici  $p-n$  keçidli unipolyar tranzistor və izo-lə olunmuş sürgülü unipol-yar tranzistorlar olmaqla iki qrupa ayrılırlar. Sonuncuya çox vaxt **MDY-** (metal-dielektrik-yarımkəçirici) tranzistorları da deyilir. Əksər hallarda bu tranzistorlarda dielektrik lay ola-



Şəkil 36. Unipolyar tranzistorun ümumi mənsəb sxemi üzrə dövrəyə qoşulmasının prinsipli sxemi



raq oksid təbəqəsindən (məsələn,  $\text{SiO}_2$ ) istifadə edildiyindən onlar bəzən **MOY- (metal-oksid-yarımkeçirici) tranzistorları** da adlanırlar.

Unipolyar tranzistorlar kanalın keçiricilik tipinə görə də fərqləndirilirlər; daha doğrusu  **$p$ - və ya  $n$ - tip kanallı** tranzistorlar qrupuna ayrılırlar.

Qeyd edildiyi kimi, bipolyar tranzistorlardakından fərqli olaraq, unipolyar tranzistorlarda cərəyan yalnız əsas yükdaşıyıcıların hərəkəti ilə bağlıdır. Həm də bu hərəkət dreyf xarakterlidir. Buna görə də unipolyar tranzistorların **tezlik xarakteristikaları** və onların **impuls rejimindəki xüsusiyyətləri** bipolyar tranzistorlardakından fərqlənib, 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 yaranır.

Bütün hallarda **idarəedici dövrədəki cərəyan çox-çox kiçik**, cihazın **girişinin differensial müqaviməti** isə böyük ( $\sim 10^8 \div 10^{10} \text{Om}$ ) olur. Bu baxımdan unipolyar tranzistorlar elektrovakuum lampalarına yaxındır. Buna görə də unipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi bipolyar tranzistordan fərqli olaraq cərəyanı ötürmə əmsalı ilə deyil, elektron lampalarındakı



Şəkil 37. Unipolyar tranzistorun sxemlərdə qrafiki təsviri

vir olunur.

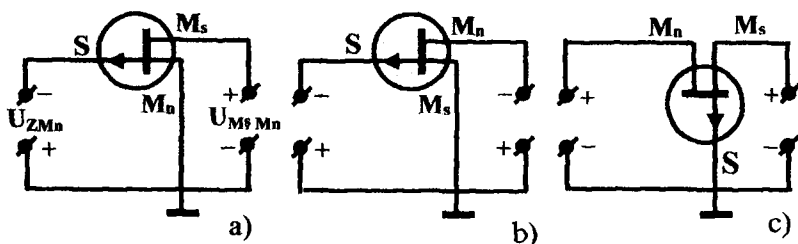
kimi, çıxışdakı (mənsəbdəki) cərəyanın girişə (sürgüyə) tətbiq olunan gərginlikdən asılılığını təsvir edən **xarakteristikasının dikliyi** ilə qiymətləndirilir.

Unipolyar tranzistorlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 37- dəki kimi təsvir olunur.

Bipolyar tranzistorlar kimi, unipolyar tranzistorlar da dövrəyə üç müxtəlif sxem üzrə qoşulur (şəkil 38): **ümumi mənbə** (şəkil 38, a), **ümumi mənsəb** (şəkil 38, b) və **ümumi sürgü** (şəkil 38, c).

Bütün hallarda cihazın müqaviməti onun daralmış hissəsinin (kanalının) en kəsiyinin sahəsi ilə təyin edilir. Əgər sürgüyə tətbiq olunan xarici gərginliyin işarəsi elə seçilsə ki, onun (sürgüsünün)  $p-n$  keçidi əksinə istiqamətdə qoşulsun, onda bu gərginliyin qiyməti artdıqca  $p-n$  keçidin eninin böyüməsi nəticəsində tranzistorun daralmış hissəsinin (kanalının) en kəsiyinin sahəsi ( $S_k$ ) kiçilər və buna uyğun olaraq cihazın (mənbə

və mənsəb elektrodları arasındakı)  $R_k = \rho \frac{\ell_k}{S_k}$  - müqaviməti



Şəkil 38. Unipolyar tranzistorun ümumi mənbə (a), ümumi mənsəb (b) və ümumi sürgü (c) rejimlərində dövrəyə qoşulma sxemləri.

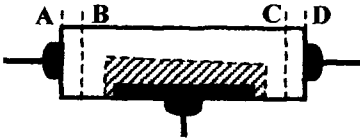
böyüyər (burada,  $\rho$  - materialın xüsusi müqaviməti,  $\ell_k$  - isə kanalın uzunluğudur). Nəticədə, bu hissəyə ardıcıl qoşulmuş ( $R_y$ ) yük müqavimətindəki gərginlik düşküsü kiçilər.

Sürgüyə hər hansı formalı dəyişən xarici gərginlik tətbiq olunarsa, onda zatvorun  $p-n$  keçidinin eni də bu gərginliyin istiqaməti, tezliyi və amplituduna uyğun dəyişilməklə kanalın en kəsiyini modulyasiya etdirir. Kanalın en kəsiyinin dəyiş-

məsi isə mənbə-mənsəb dövrəsində tranzistorun keçirici kanalı ilə ardıcıl qoşulmuş yük müqavimətinin girişindəki kiçik amplitudlu dəyişən elektrik siqnalının böyüdülmüş əksinin alınmasını təmin edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, tranzistorun keçirici kanalının en kəsiyi zətvora təsir edən gərginliklə yanaşı, mənbə-mənsəb arasındakı  $U_{mm}$  - gərginliyindən də asılı olaraq dəyişər. Daha doğrusu,  $U_{mm}$  - dən asılı olaraq kanalın konfigurasiyası dəyişər.

Belə ki,  $p$ - tip yarımkəçirici halında  $U_{mm}$  - qoşulduqda mənbə



Şəkil 39. Sürgüyə xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda mənbə-mənsəb gərginliyinin təsiri altında kanal tranzistorunda kanalın eninin dəyişməsinin sxematik təsviri

ilə mənsəb arasında kanaldan kənar AB və CD hissələrindəki (şəkil 39) gərginlik düşküsunü 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 sürgüylə mənbə arasında da müəyyən  $U_{zmb}$  - gərginliyi təsir edərsə, onda mənbə yaxınlığında  $p-n$  keçidə təsir edən gərginlik  $|U_{zmb}|$ , mənsəbə yaxın hissədə isə  $|U_{zmb}| + U_{mm}$  olar. Yenə də kanalın mənsəbə tərəf olan hissəsində eni böyüyər, yəni kanal genişlənər.

Deyilənlərdən görüldüyü kimi, kanaldan, yəni mənbə ilə mənsəb arasından axan cərəyanı həm  $U_{zmb}$ , həm də  $U_{mm}$  - gərginliyinin vasitəsi ilə idarə etmək olar.  $U_{zmb}$  - gərginliyinin elə mənfi qiymətləri ola bilər ki, həmin qiymətlərdə kanalın eni

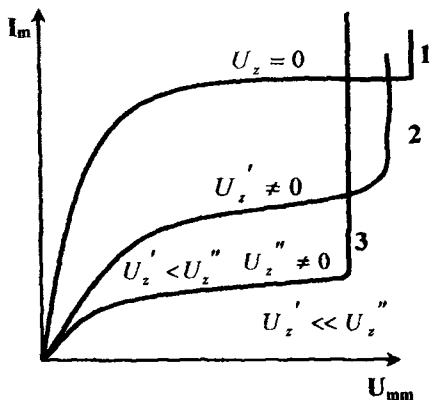
sıfıra bərabər olsun. Bu halda tranzistor **tam bağlanır** və mənbə-mənsəb cərəyanı  $I_m = 0$  olur.  $U_{zmb}$  - nin tranzistoru tam bağlayan qiymətinə **bağlama (kəsilmə) gərginliyi** deyilir.

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 **çığış xarakteristikalarıdır**.

$I_m = f_2(U_{mm})_{U_{zmb}=const}$  xarakteristikasına baxaq (şəkil 40).

Əvvəlcə, daha doğrusu,  $U_{mm}$  - gərginliyinin nisbətən kiçik qiymətlərində, bu gərginliyin qiymətinin böyüməsi ilə  $I_m$  - cərəyanı xətti qanunla artır.  $U_{mm}$  - gərginliyinin sonrakı böyüməsində ( $U_{mm}$  - in nisbətən böyük qiymətlərində) isə  $I_m(U_{mm})$  asılılığının dəyişməsi yavaşlayır və **doyma**

**rejimi** adlanan rejim təmin olunur. Bu, hal keçirici kanalın en kəsiyinin  $U_{mm}$  - dən asılı olaraq kiçilməsi ilə izah olunur. Nəhayət,  $U_{mm}$  - in müəyyən böyük qiymətindən sonra  $I_m$  - in xarici sahənin artması ilə böyüməsi, öz növbəsində kanalın en kəsiyinin kiçilməsinə gətirər. Kanalın belə daralması onun müqavimətini artırır, bu isə kanaldan axan cərəyanın kiçilməsinə səbəb olar. Nəticədə,  $U_{mm}$  gərginliyinin artması kanaldan axan cərəyanı ikili təsir göstərir- onu həm artırır, həm də



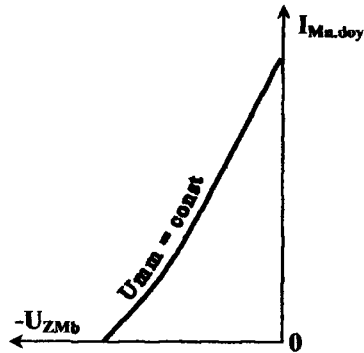
Şəkil 40. Kanal tranzistorunun çığış volt-ampere xarakteristikası

azaldar.  $U_{mm}$  - in müəyyən qiymətindən sonra bu iki- bir- birinin əksinə yönəlmiş təsir bir-birini tarazlaşdırır-  $I_m$  - cərəyanının  $U_{mm}$  - gərginliyindən asılılığında özünəməxsus bir dinamik tarazlıq təmin olunur (şəkil 40- da 1-əyrisi). Mənbə ilə mənsəb arasındakı  $U_{mm}$  - gərginliyinin belə doyma yaradan qiyməti  $U_{mmd}$  - **doyma gərginliyi** adlanır. Eyni zamanda sürgüyə tətbiq olunan əksinə gərginlik isə kanalın en kəsiyini daha da kiçiltməyindən bu gərginliyin artması ilə  $U_{mmd}$  - doyma gərginliyinin qiyməti kiçilər (şəkil 40- da 2 və 3 əyriyələri).

$U_{mm}$  - gərginliyinin çox böyük qiymətlərində mənsəb yaxınlığındakı hissədə sürgünün  $p-n$  keçidinin dəşilməsi nəticəsində  $I_m$  - cərəyanının qiyməti kəskin artar. Sürgünün  $p-n$  keçidinin bu dəşilməsinə səbəb həmin hissədə  $p-n$  keçidə təsir edən yekun əksinə gərginliyin qiymətinin ən böyük həddə çatmasıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, kanal tranzistorunun **mənsəb xarakteristikaları** öz formasına (görünüşünə) görə **elektrovakuum pentodunun anod xarakteristikalarını** xatırladır.

Kanal tranzistorunun **düzünə ötürmə xarakteristikası (mənsəb-sürgü asılılığı)** şəkil 41- də təsvir olunduğu kimidir. Bu halda cihazda cərəyan



Şəkil 41. Kanal tranzistorunun düzünə ötürmə xarakteristikası

$|U_{zmb}| < |U_{zmb.bag}|$  şəraitində 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 (giriş) cərəyanı  $U_{mm}$  - gərginliyindən asılı olub, mənbə-mənbə çıxışlarının qısa qapandığı halda öz maksimum qiymətini alır. Kanal tranzistorunun əsas parametrləri: **giriş və çıxış differensial müqavimətləri**, bəzə ki, **xarakteristikanın dikliyidir**.

## V FƏSİL

### GÜCLÜ SAHƏ CİHAZLARI

#### § 5.1. Qann effekti və Qann diodları

Digər yarımkəçirici diodlardan fərqli olaraq, **Qann diodları**  $p$ - $n$  keçidə malik deyil. Bu cihazlar yalnız xüsusi quruluşlu energetik zonaya malik və tarazlıq halında yükdaşıyıcıların yürüklüyü kifayət qədər böyük qiymətə malik olan yarımkəçirici materiallardan hazırlana bilir. Bu halda işçi elementin ölçülərinin müəyyən qiymətlər çərçivəsində dəyişə bilməsi ilə yanaşı, həm də onun materialının yüksək dərəcədə bircins olması tələb edilir. Qann diodunun xarici elektrik dövrəsinə qoşula bilməsi üçün iki çıxış elektrodu (ucu) var. Bu uclardan biri **anod**, digəri isə **katoddur**. Cihazın çalışdığı rejimdə onun işçi elementinin daxilində güclü sabit elektrik sahəsi yaradılmışdır. Belə bir şəraitdə olan cihaz ifrat yüksək tezlikli ( $f \approx 10^9 \div 10^{10}$  Hs), amplitudu isə  $\sim 1$  A və daha böyük ola bilən periodik elektrik (cərəyan) rəqsləri generasiya edir.

Qann diodları 1963-cü ildə ingilis mühəndisi C. Qann tərəfindən  $n$ -GaAs yarımkəçiricisində müşahidə olunmuş və sonralar məhz onun şərəfinə Qann effekti adlandırılan hadisənin əsasında işləyir.

Qann effektinin əsas mahiyyəti ondan ibarətdir ki,  $n$ -GaAs monokristallarından hazırlanmış nazik (kiçik en kəsikli), uzunluğu müəyyən minimal ( $l_{\min}$ ) və maksimal ( $l_{\max}$ ) qiymətlər arasında olan, iki omik kontaktlı və kifayət qədər yüksək bircinsliyə malik kristallar onlara tətbiq olunan xarici sabit elektrik sahəsinin qiyməti müəyyən kritik ( $E_{kr}$ ) qiymətə çat-

dıqdan sonra özlərini **ifrat yüksək tezlikli** periodik elektrik (cərəyan) rəqsləri generatoru (mənbəyi) kimi aparırlar.

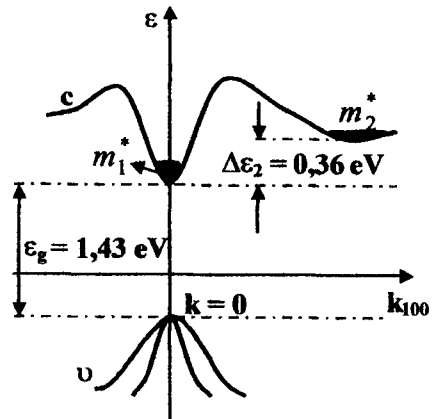
Cihazın iş prinsipi aşağıdakı hadisələrlə bağlıdır. n- GaAs kristalının keçirici zonasında  $\vec{k} = 0$  qiymətindəki əsas minimumla yanaşı, ona nəzərən  $\vec{k}$  - oxu üzərində [100] istiqamətində müəyyən qədər sürüşmüş və ondan enerjicə  $\Delta\varepsilon_2 = 0,36$  eV qədər yuxarıda yerləşən ikinci bir enerji minimumu da var. Bu materialın enerji-zona quruluşu şəkil 42- də təsvir edildiyi kimidir.

Əsas enerji minimumunda yükdaşıyıcıların (elektronların) effektiv kütləsi ( $m_1^* = 0,072m_0$ ) ikinci minimumdakından ( $m_2^* = 1,2m_0$ ) kiçikdir.

Lakin əsas və əlavə minimumlardakı sərbəst elektronların yürlüklərinin qiymətləri bir-biri ilə bunun əksinə olan münasibətdədir. Yəni otaq temperaturunda sərbəst yükdaşıyıcıların

(elektronların) əsas minimumdakı yürlüklüyü  $\mu_1 = 8 \cdot 10^3 \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ , əlavə minimumdakı yürlüklüyü isə  $\mu_2 = 10^2 \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ , ( $\mu_1 > \mu_2$ ).

Nisbətən zəif elektrik sahələrində ( $E < E_{kr}$ ) kristaldakı sərbəst elektronların böyük əksəriyyəti əsas minimumda yerləşir, yəni:



Şəkil 42. n- GaAs kristalının [100] istiqamətində zona enerji quruluşu.



$$n_0 = n_{10} + n_{20}; \quad n_{10} \gg n_{20}. \quad (5.1)$$

Bu halda kristaldan axan cərəyanın sıxlığı

$$j_1 = en_{10}\mu_1 E + en_{20}\mu_2 E \quad (5.2)$$

və kristala tətbiq olunan xarici gərginlik artdıqca  $j_1$ - xətti qanunla artır.

Digər tərəfdən bu materialın ikinci (əlavə) minimumundakı enerji hallarının sıxlığı kifayət qədər böyük qiymətə malikdir.

$E < E_{kr}$  olduqda sərbəst yükdaşıyıcılar əsas minimumda yerləşirlər. Lakin  $E \geq E_{kr}$  qiymətlərində böyük ( $\mu_1$ ) yürüklüyə malik bu sərbəst elektronların kinetik enerjisi elektrik sahəsinin təsiri ilə xeyli artır. Yəni əsas minimumdakı elektronlar qızır (onların effektiv  $T_e$ - temperaturu kristal qəfəsin  $T_0$ - temperaturundan xeyli yüksək olur). Həmin elektronlar xarici elektrik sahəsindən o qədər əlavə enerji ( $\Delta\varepsilon_k$ ) alırlar ki, nəhayət,  $\Delta\varepsilon_k \geq \Delta\varepsilon_2$  olur və onlar kollektiv şəkildə əlavə minimuma keçməyə başlayırlar. Yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdən sonra baxılan yarımkəçirici kristal sanki 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 elektrik cərəyanının sıxlığı:

$$j_2 = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E \quad (5.3)$$

olub, yenə də xarici elektrik sahəsindən asılı olaraq xətti qanunla artır. Lakin ( $E < E_{kr}$ ) qiymətlərində bu asılılığın meyli  $\mu_1$  - ə bərabər idisə,  $n_2 \gg n_1$  halı təmin olunduqdan sonra bu

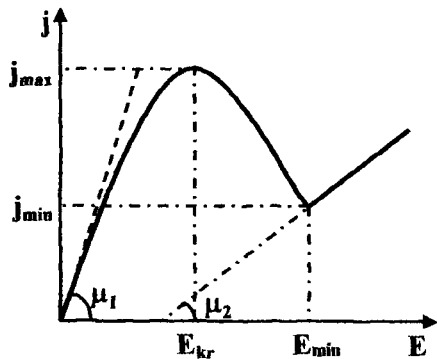
meyl  $\mu_2$  - yə bərabər olur. Xarici elektrik sahəsinin qiyməti tədricən  $E_{kr}$  - ə qədər artdıqca kristaldan axan cərəyanın sıxlığı artır və  $E = E_{kr}$  halında öz maksimum qiymətinə çatır. Elektrik sahəsinin  $E_{kr}$  - dən  $E_{min}$  - a qədərki sonrakı artımında yükdaşıyıcıların (elektronların) əsas minimumdan əlavə minimuma keçidi başlayır və xarici gərginliyin sonrakı artması ilə kristaldan axan cərəyan  $j_{max}$  - dan  $j_{min}$  - a qədər kiçilir. Nəhayət, sərbəst yükdaşıyıcıların hamısı da olmasa, böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdə  $j = j_{min}$  olur. Xarici elektrik sahəsinin  $E > E_{min}$  oblastındakı sonrakı artımı artıq qeyd edildiyi kimi, kristaldan axan cərəyanın sıxlığının:

$$j \approx j_2 \approx en_2\mu_2 E \approx en_0\mu_2 E \quad (5.4)$$

xətti qanunu ilə artmasına səbəb olur. Bu deyilənlər şəkil 43-də təsvir olunub.

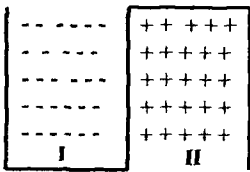
Şəkil 43- dən görünüyü kimi, VAX- in  $E_{kr} \leq E \leq E_{min}$  qiymətlərinə uyğun hissəsində düşmə oblastı müşahidə olunur. Yəni baxılan sistem mənfi differensial keçiriciliyə malik olur. Çünki burada  $\Delta U > 0$ , lakin  $\Delta I < 0$ .

Əgər yüksək dərəcədə bircins n- GaAs kristalına xarici gərginlik tətbiq olunubsa, onun cərəyan kontaktları yaxınlığındakı



Şəkil 43. Çox minimumlu zona enerji quruluşlu yarımkəçiricidə cərəyanın sıxlığının elektrik sahəsindən asılılığı.

oblastında həmin kontaktlar yaradılarkən müxtəlif texnoloji səbəblərdən əmələ gəlmiş qeyri-bircinslikdə gərginlik düşkü-  
sü və buna uyğun olaraq elektrik sahəsinin  $E_i$ - intensivliyi  
kristalın digər hissələrindəki  $E_0$ - intensivliyindən böyük olar  
( $E_i > E_0$ ). Xarici gərginlik tədricən artırıldıqda həm  $E_i$ , həm  
də  $E_0$  artar. Lakin həmişə  $E_i > E_0$  olar və xarici gərginliyin  
müəyyən qiymətində digər hissələrdə hələ  $E_0 < E_{kr}$  olmasına  
baxmayaraq, kontaktyanı qeyri-bircins oblastda  $E_i \approx E_{kr}$  şərti  
təmin olunur və bu oblastda elektronların əsas minimumdan  
əlavə minimuma kollektiv şəkildə keçməsi nəticəsində onların  
yürüklüyü, uyğun olaraq həm də sürəti, kəskin azalar. Nəti-  
cədə, sanki nümunə daxilində asta sürətli bir elektron layı ya-  
raranar. Bu laydan anoda tərəf olan elektronlar böyük sürətlə hə-  
rəkət edib ondan uzaqlaşar, katoda tərəf olan elektronlar isə  
arxa tərəfdən ona daha çox sıxırlar. Beləliklə, kristal  
daxilində katoddan anoda doğru hərəkət edən bir-biri ilə bağlı

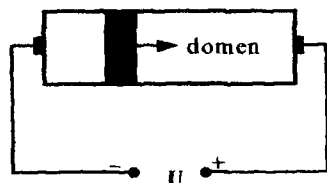


Şəkil 44. Elektrik do-  
meninin sxematik təsviri

olan elektronlarla zəngin (şəkil 44, I  
oblast) və elektronların tükəndiyi  
(şəkil 44, II oblast) oblastlardan  
ibarət bir sistem yarandıqatoddan  
anoda doğru hərəkət edər. Şəkil 44-  
də təsvir olunmuş belə iki laylı  
yükülər sisteminə **elektrik domen**  
deyilir.

Xarici gərginliyin  $E \geq E_{kr}$  şərti təmin olunan, lakin nisbə-  
tən ki-çik qiymətlərində bu domen hələ formalaşır. Nəyahət,  
domen tam formalaşdıqdan sonra kristal daxilində onun anoda  
doğru bərabərsürətli hərəkəti baş verir (şəkil 45). Domenin ön  
cəbhəsi anoda çatdıqdan sonra o, tədricən anod tərəfindən so-  
rulur və kristaldan çıxır. Bu domen kristaldan tam sorulduqdan

sonra xarici gərginlik yenidən nümunə boyunca bərabər paylanar. Çünki domen yarandıqdan sonra xarici gərginliyin böyük hissəsi həmin domendə düşürdü. Birinci domen nümunədən sorulduqdan sonra, katod yaxınlığında növbəti ikincisi; ikinci sorulduqdan sonra həmin yerdə növbəti üçüncüsü və s. yaranar və bu proses periodik olaraq təkrarlanar. Elektrik domeninin yaranıb, tam formalaşib, kristal boyunca hərəkət edərək anoda çatması və sorulması prosesinin periodik təkrar olunmasına uyğun olaraq kristaldan axan cərəyanın qiymətinin də periodik dəyişməsi, yəni kristalda ifrat yüksək tezlikli (İYT) böyük amplitudlu cərəyan rəqslərinin generasiyası baş verər.



Şəkil 45. Kristal boyunca domenin hərəkət mexanizmi

Bu mənərə şəkil 46- də təsvir edildiyi kimi olur.

Burada  $\tau_f$  - **domenin formalaşma**,  $t_{u\check{c}}$  - **domenin katoddan anoda uçuş**,  $\tau_s$  - **isə domenin sorulma müddətləridir**. Bu kəmiyyətlər həm də uyğun olaraq generasiya olunan **cərəyan rəqslərinin həyəcanlaşma, sönmə və fasilə müddətləri** adlandırılır.

Deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki, kristalın elektrodlar arasındakı uzunluğu  $\ell_{kr}$ , domenin hərəkət sürəti isə  $v_{dom}$  olduqda:

$$t_{u\check{c}} = \frac{\ell_{kr}}{v_{dom}} \quad (5.5)$$

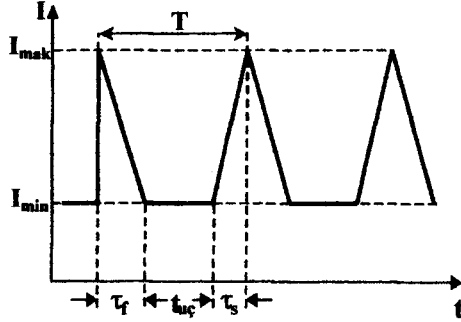
Bu ifadədən generasiya olunan cərəyan rəqslərinin tezliyi:

$$f = \frac{v_{\text{dom}}}{\ell_{\text{kr}}} \quad (5.6)$$

Adətən Qann effektinin müşahidə olunduğu n- GaAs monokristallarında  $v_{\text{dom}} \approx 10^7 \text{ sm/s}$ , rəqslərin tezliyi isə  $f \approx 10^{10} \text{ Hz} = 10 \text{ QHz}$

olur. İfrat yüksək tezlikli halda istifadə olunan nümunələrin uzunluğu  $\ell_{\text{kr}} \approx 10^{-3} \text{ sm}$  təşkil edir.

Əgər istifadə edilən nümunənin uzunluğu böyük olarsa, onun həcmində eyni zamanda bir yox, daha çox sayda qeyri-bircinsliklər mövcud ola bilər və yaranan cərəyan rəqsləri (impulslar) qeyri-müntəzəm (qeyri-monoxromatik) xarakter daşıyır.



Şəkil 46. Qann generatorundan axan cərəyanın zamandan asılılığı

Daha kiçik uzunluğa malik kristallarda isə anod və katod elektrodlarının kontaktyanı oblastları bir-birini bürüyür. Nəticədə, domenin yaranıb sorulma prosesləri bir-birindən ayrılmaqla olunmaz. Ona görə də Qann diodlarında işçi elementin uzunluğu və uyğun olaraq, **Qann diodlarının generasiya tezliyi** yalnız müəyyən diapazon daxilində dəyişə bilər.

Düzdür, istifadə olunan kristalda anod yaxınlığında da texnoloji qeyri-bircinsliklər mövcud ola bilər və demək olar ki, həmişə də olur. Ona görə də bu oblastda da domenlər yaranabilir. Lakin həmin domenlər formalaşmağa imkan tapmamış dərhal anod tərəfindən sorulurlar və onların mövcudluğu müşahidə olunan əsas rəqslər mənzərəsi fonunda özünü göstərə

bilmir.

Qann diodlarında əsas işçi hissə cihazın işçi maddəsinin (işçi elementinin) bütün həcmi olduğundan,  $p-n$  keçidli cihazlardan fərqli olaraq, bu cihazlarda böyük güc əldə etməyə nail olmaq mümkündür.

İndiki dövrdə artıq kəsilməz rejimdə işləyə bilən 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.

## VI FƏSİL

### TENZOELEKTRİK CİHAZLARI (TENZOQEYDEDİCİLƏR)

Digər materiallar kimi, yarımkeçiricilər də deformasiya olunduğundan onları təşkil edən atomlar arasındakı məsafə dəyişir. Bu işə deformasiya olunan materialın energetik zonalarının quruluşunun və formasını, yəni keçirici zonanın dibinin və valent zonanın tavanının uyğun gəldiyi enerjinin qiymətini dəyişdirir. Nəticədə, 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 sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının, yürüklüyünün, eləcə də materialın elektrik keçiriciliyinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu hadisə, yəni deformasiya hesabına materialın elektrik keçiriciliyinin (müqavimətinin) dəyişməsi – **tenzorezistiv effekt** adlanır. Ümumiyyətlə, deformasiya hesabına maddənin hər hansı fiziki xassəsinin və ya xassələri toplusunun dəyişməsinə **tenzoeffekt** deyilir. Tenzoeffekt elektrik xassələrinin dəyişməsi ilə bağlıdırsa, o, **tenzoelektrik effekti** adlanır.

Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bütün bu dəyişmələrin dərəcəsi (qiyməti) deformasiyanın növündən güclü asılıdır. Məsələn, hərtərəfli sıxılma deformasiyasında kristalın simmetriqliyi dəyişmədiyindən  $N_c$  - və  $N_v$  - az dəyişir.

Çox minimumlu enerji zonalarına malik yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların yürüklüyünün mexaniki deformasiyadan asılılığı əsasən yükdaşıyıcıların enerji minimumları arasında yenidən paylanması hesabına güclü şəkildə dəyişir.

Bütün bu asılılıqlar, yəni deformasiyadan asılı olaraq yarım-

keçiricinin elektrofiziki parametrlərinin dəyişməsi (tenzo-  
elektrik effektlər), bir sıra cihazların, məsələn, tenzorezistor-  
ların, tenzodiodların, tenzotranzistorların, tenzotristorların və s.  
hazırlanmasına imkan verir.

Bu istiqamətdə daha sadə quruluşa və iş prinsipinə malik,  
lakin daha geniş istifadə olunan və intensiv tədqiq edilən ci-  
hazlar **tenzorezistorlar** və **tenzodiodlardır**.

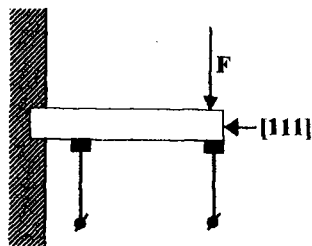
## § 6.1. Tenzorezistor

Ən sadə tenzoqeydedici tenzorezistordur. **Tenzorezistor**-  
iki omik kontaktlı yarımkeçirici lövhə və ya çubuqdan  
(«barmaqçıqdan») ibarətdir. Bu lövhə və ya çubuq cihazın işçi  
elementi adlanır. İşçi elementin bir ucu tərpenməz dayağa  
bərkidilir, digər ucuna isə ölçülən qüvvə təsir edir (şəkil 47).  
Belə işçi elementin deformasiyası zamanı onun elektrik mü-  
qavimətinin dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün:

$$m = \frac{\Delta R/R_0}{\Delta l/l_0} = \frac{\Delta \rho/\rho_0}{\Delta l/l_0} \quad (6.1)$$

şəklində təyin olunan kəmiy-  
yətdən istifadə edilir. Bu kəmiy-  
yət tenzorezistorun **tenzohəs-  
saslıq əmsalı** adlanır.

**Tenzohəssaslıq əmsalı**- de-  
formasiya zamanı işçi elementin  
müqavimətinin nisbi dəyişmə-  
sinin onun uzunluğunun uyğun  
nisbi dəyişməsinə nisbətini gös-  
tərir. Buna görə də  $m$  - tenzo-



Şəkil 47. Tenzorezistorun  
iş rejiminin sxematik təsviri



həssaslıq əmsalının ifadəsindəki  $R_0, \rho_0, \ell_0$  - 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.

Tenzorezistorların işinə (göstəricilərinə) temperaturun təsirini azaltmaq üçün bu cihazların işçi elementləri, bir qayda olaraq, aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən hazırlanır. Məlumdur ki, bu halda yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası 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 müqavimətinin müşahidə edilən dəyişməsi yalnız sərbəst yükdaşıyıcıların yürlüyünün deformasiyadan asılılığı hesabına olar.

Germanium və silisium yarımkeçiriciləri üçün tenzohəssaslıq əmsalı ən böyük qiymətə malik olub,  $m = 140 \div 180$  tərtibindədir. Bu kəmiyyət yarımkeçiricinin keçiricilik tipindən və deformasiyanın kristalın oxlarına nəzərən yönəlmə istiqamətindən də güclü asılıdır. Məsələn,  $n$ -Si-da  $m < 0$  olmaqla, həm də [111] istiqamətində maksimal, [100] istiqamətində isə minimal;  $p$ -Si - da isə  $m > 0$  olmaqla, həm də [100] istiqamətində maksimal, [111] istiqamətində isə minimal qiymətə malikdir. Germanium yarımkeçiricisindən hazırlanmış tenzorezistorlarda 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 malikdirlər.

İndiki dövrdə tenzorezistorlardan başlıca olaraq müxtəlif növlü deformasiyaları, təzyiqli, qüvvəni, yerdəyişməni, sürüş-

məni və təcili ölçmək üçün, eləcə də mikrofon vəzifəsində istifadə edilir.

Tenzorezistorlarda müqavimətin temperaturdan arzuolunmaz asılılığını kompensə etmək üçün əksər hallarda körpü sxemli ölçü qurğusunda körpünün qollarında eyni temperatur əmsallı iki tenzorezistordan istifadə edirlər. Bu tenzorezistorlardan yalnız biri tenzoqeydedici vəzifəsini daşıyır. İkincisi tenzorezistor sə birincinin müqavimətinin qiymətinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsinə kompensə etməyə xidmət göstərir.

## § 6.2. Tenzodiod

**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 nəzəriyyəsindən məlumdur ki, qeyri-simmetrik, məsələn  $p^+$ - $n$  tipli,  $p$ - $n$  keçiddə deformasiya olunmamış halda doyma cərəyanı:

$$j_0 = \sqrt{ekT \frac{p_n^2 \mu_{p0}}{\tau_p}} \quad (6.2)$$

Aşqar keçiricilikli yarımkeçiricidə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların  $\tau_p$  - yaşama müddətinin deformasiyadan asılı olmadığını qəbul etmək mümkün olduğundan deformasiya zamanı yalnız bu yükdaşıyıcıların  $\mu_p$  - yürüklüyü və  $p_n$  - konsentrasiyası dəyişər. Digər tərəfdən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların  $p_n$  - konsentrasiyasının deformasiya zamanı dəyişməsi:

$$p_n = p_{n0} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{def}}{kT}\right) \quad (6.3)$$

şəklində təyin olunduğundan (burada  $\Delta\varepsilon_{def} = \Delta\varepsilon_g + kT \ln \frac{N_c N_v}{N'_c N'_v}$  - qadağan olunmuş zonanın eninin effektiv dəyişməsi,  $\Delta\varepsilon_g = (\varepsilon'_c - \varepsilon_c) - (\varepsilon'_v - \varepsilon_v)$  - isə qadağan olunmuş zonanın eninin həqiqi dəyişməsidir), deformasiya olunmuş  $p^+$ -n keçiddə doyma cərəyanının qiyməti:

$$j'_0 = \sqrt{\frac{ekT\mu_p p_n^2}{\tau_p} \exp(-\Delta\varepsilon_{def}/kT)} \quad (6.4)$$

deformasiya hesabına doyma cərəyanının nisbi dəyişməsi isə:

$$\frac{\Delta j_0}{j_0} = \frac{j'_0 - j_0}{j_0} = \left(\frac{\mu_p}{\mu_{p0}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{def}}{kT}\right) - 1 \quad (6.5)$$

olar.

Aydınır ki, tamami ilə oxşar ifadəni  $n^+$ -p keçidi üçün də yazmaq mümkündür. Bu halda:

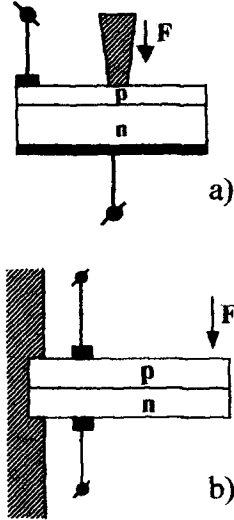
$$\frac{\Delta j'_0}{\Delta j_0} = \left(\frac{\mu_n}{\mu_{n0}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{def}}{kT}\right) - 1. \quad (6.6)$$

Maksimal tenzohəssaslıq ala bilmək üçün  $\Delta\varepsilon_{def}$  və  $\mu$  kəmiyyətlərinin dəyişməsi cərəyana görə əlaqəli (uzlaşmış) şəkildə olmalıdır. Daha doğrusu, əgər  $\Delta\varepsilon_{def}$  - artırsa, onda  $\mu$  - azalmalıdır və əksinə.

Eyni şəraitdə  $p-n^+$  keçidlərdə tenzohəssaslıq  $p^-n$  keçidlərdəkindən dəfələrlə böyük olur.

Tenzodiodlarda  $p-n$  keçidlərin müstəvisinin yönəlməsi istiqaməti onların deformasiya olunması üsuluna uyğun olaraq seçirlər. Məsələn, germaniumdan hazırlanmış tenzodiodlarda şəkil 48, a- da göstərilən halda keçidin müstəvisi kristalın (111) müstəvisi ilə üst-üstə düşməlidir, şəkil 48, b- də təsvir olunan halda isə  $p-n$  keçidin müstəvisi, kristalın (111) müstəvisinə perpendikulyar olmalıdır ki, yarımkəçirici kristal [111] istiqamətində deformasiya olunsun.

Tenzorezistorlarla müqayisədə tenzodiodların nəzərə alınmayan üstünlüyü həm tenzodioların daha yüksək həssaslığa malik olması, həm də onların vasitəsi ilə hərtərəfli sıxılma halında da deformasiyanı ölçməyin mümkünlüyüdür. Tenzorezistorlar isə hərtərəfli sıxılmaya az həssasdırlar. Buna görə ki, baxılan halda başlıca olaraq qadağan olunmuş zonanın eni dəyişir, yürlüklük isə demək olar ki, sabit qalır.



Şəkil 48. Tenzodiodun müxtəlif şəraitlərdə iş rejiminin sxematik təsviri

## VII FƏSİL

### MAQNİT SAHƏSİ QEYDEDİCİLƏRİ

Yarımkeçirici materiallara xas olan maraqlı xüsusiyyətlər bu materiallar əsasında maqnit sahəsinə həssas, daha doğrusu maqnit sahəsini qeyd edən və ölçə bilən yüksək keyfiyyət və dəqiqliyə malik cihazlar da düzəltməyə imkan verir.

İndiki dövrdə artıq bu məqsədlə istifadə olunan çoxlu sayda müxtəlif yarımkeçirici cihazlar var. Onlardan ən geniş tətbiq tapmışları Holl qeydediciləri, maqnitorezistorlar, maqnitodiodlar, bipolyar maqnitotranzistorlar, iki kollektorlu maqnitotranzistorlar, maqnitotristorlar, bir keçidli maqnitotranzistorlardır.

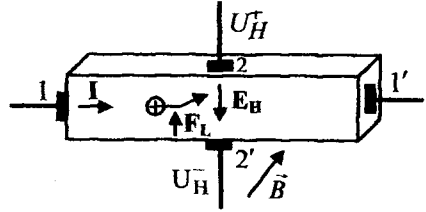
Həm quruluşuna, həm iş prinsipinə, həm də hazırlanma texnologiyasına görə daha sadə maqnit sahəsi qeydediciləri isə Holl qeydediciləri, maqnitorezistorlar və maqnitodiodlardır.

#### § 7.1. Holl qeydediciləri

Məlumdur ki, paralelepiped formasında olan (şəkil 49) və oturacaqları (1,1') ilə yanaşı, qarşı-qarşıya olan yan tərəfləri (2,2') üzərində də cərəyan kontaktlarına malik müvafiq ölçülü (uzunluğu eninə ölçülərindən təqribən 2-3 dəfə böyük) yarımkeçirici materialdan 1,1' - oturacaq kontaktları arasında (uzununa istiqamətdə) müəyyən  $I$  - cərəyanı axdıqda və eyni zamanda həm yan üzlərdəki 2,2' - kontaktlarını birləşdirən düz xəttə, həm də  $I$  - cərəyanına perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş  $\vec{B}$  induksiya maqnit sahəsi təsir etdikdə, həmin

yarımkəçirici kristalda yan üzlərdəki 2,2' - kontaktları arasında müəyyən  $U_H$  - potensiallar fərqi (e.h.q.) yaranar. Bu hadisəyə,

yeni maqnit sahəsində yerləşdirilmiş və maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə cərəyan axan yarımkəçiricidə eyni zamanda həm cərəyanın, həm də maqnit sahəsinin istiqamətlərinə perpendikulyar olan, daha doğrusu eninə, e.h.q.-nin yaranmasına **Holl effekti** deyilir. Holl effektinin yaranmasına səbəb  $I$  - cərəyanını yaradan yükdaşıyıcılara cərəyan və maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş:



Şəkil 49.  $n$ - tip yarımkəçiricidə Holl e.h.q.-nin yaranmasının sxematik təsviri

**Holl effekti** deyilir. Holl effektinin yaranmasına səbəb  $I$  - cərəyanını yaradan yükdaşıyıcılara cərəyan və maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş:

$$\vec{F}_L = e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (7.1)$$

Lorens qüvvəsinin təsir etməsidir. Bu halda yaranan  $U_H$  - eninə e.h.q.-nə **Holl e.h.q** deyilir və onun qiyməti:

$$U_H = \frac{R_H}{d} IB \quad (7.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $d$  – kristalın maqnit sahəsi istiqamətindəki qalınlıqlı,  $I$  - kristaldan axan cərəyanın şiddəti,  $B$  – kristala təsir edən maqnit sahəsinin induksiyası,  $R_H$  - isə **Holl sabiti** adlanır. Bu kəsmiyət  $p$ - və  $n$ - tip yarımkəçiricilər halında uyğun olaraq  $R_H = 1/ep_0$  və ya ifadələri ilə təyin olunur.  $R_H$  – kəmiyyətinin ifadəsindəki  $e$ - elektronun yükü,  $p_0$  - və  $n_0$ - isə uyğun olaraq baxılan yarımkəçiricidəki sərbəst deşik və elektronların konsentrasiyasıdır.

Holl e.h.q.-nin ifadəsindən görüldüyü kimi, müəyyən  $d$  – qalınlıqlı kristaldan sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının verilmiş  $n$ - və ya  $p$ - qiymətlərində ondan axan  $I$ - cərəyanının sabit qiymətində  $U_H$  - in qiyməti yalnız  $\bar{B}$  – maqnit induksiyaının qiyməti ilə müəyyən olunur. Daha doğrusu, verilmiş yarımkeçirici materialdan müvafiq ölçülərdə hazırlanmış qiymətcə sabit  $I$ - cərəyanı axan kristalda yaranan  $U_H$  - Holl e.h.q.-ni ölçməklə onu yaradan maqnit sahəsinin induksiyaını qiymətləndirmək, yəni Holl effekti əsasında maqnit sahəsi induksiyaını ölçən cihaz düzəltmək mümkündür. Artıq mövcud olan və geniş tətbiq tapan belə cihazlar **Holl qeydediciləri** adlanır.

Bəzən belə Holl qeydedicilərini dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirib onlardan sabit cərəyan buraxmaqla yan üzlərdəki kontaktların (bu kontaktlara **Holl kontaktları** deyilir) dövrəsində dəyişən cərəyan alırlar. Bu halda alınan dəyişən cərəyanın tezliyi Holl qeydedicisinə təsir edən dəyişən maqnit sahəsinin tezliyinə bərabər olur. Sabit cərəyanı dəyişən cərəyana çevirən belə cihaz- **cərəyan çeviricisi** adlanır.

Cərəyan çeviricisi rejimində işləyən Holl qeydedicilərinin işini xarakterizə etmək (qiymətləndirmək) üçün **qeydedicinin istifadə etmə əmsalı** adlanan və:

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} \quad (7.3)$$

kəmiyyətindən istifadə olunur. Bu kəmiyyət 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 50). Əgər nəzərə alınsa ki:

$$P_{gir} = I_{gir}^2 \cdot R_{gir}$$

$$P_y = I_H^2 R_y$$

və

$$I_H = \frac{U_H}{R_0 + R_y}, \quad (7.4)$$

Burada  $R_0$  - Holl kontaktları arasındakı müqavimətdir. Onda yazmaq olar ki:

$$P_y = U_H^2 R_y / (R_0 + R_y)^2 \quad (7.5)$$

Yük müqavimətinin  $R_0 = R_y$  qiymətində isə:

$$P_y = U_H^2 / 4R_0 \quad (7.6)$$

Lakin:

$$U_H = \frac{R_H}{d} IB$$

olduğundan:

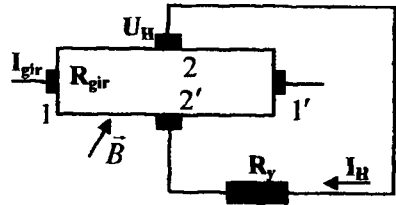
$$P_y = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0} B^2$$

və

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0 R_{gir} I_{gir}^2} B^2 = \frac{R_H^2}{4d^2 R_0 R_{gir}} B^2 \quad (7.7)$$

Sonuncu ifadədəki  $R_0$  və  $R_{gir}$  müqavimətləri materialın

$$\rho = \frac{1}{en\mu_n} \quad (7.8)$$



Şəkil 50. Holl qeydedicisinin iş rejimində dövrəyə qoşulmasının sxematik təsviri



xüsusi müqaviməti ilə mütənasib,  $R_H$  - sabiti isə

$$R_H = \frac{A}{en} \quad (7.9)$$

olduğundan (burada  $n$  və  $\mu_n$  - əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yürüklüyü,  $A$  - yükdaşıyıcıların kristaldakı səpilmə mexanizmi ilə təyin olunan sabitdir) yazmaq olar ki:

$$\eta = C(\mu_n \cdot B)^2 \quad (7.10)$$

Burada  $C$  - kristalın həndəsi ölçüləri və  $A$  - kəmiyyətinin qiyməti ilə təyin olunan sabitdir. Sonuncu ifadədən görüldüyü kimi,  $\eta \sim \mu_n^2$ , yəni Holl qeydedicisinin istifadə etmə əmsalı yükdaşıyıcıların yürüklüyünün kvadratı ilə mütənasibdir. Buna görə də Holl qeydedicilərini demək olar ki, həmişə əsas yükdaşıyıcıların yürüklüyü böyük olan yarımkeçiricilərdən məsələn,  $n$ -Ge- dan ( $\mu_n \approx 3800 \text{sm}^2 / V \cdot s$ ),  $n$ -GaAs- dan ( $\mu_n = 8500 \text{sm}^2 / V \cdot s$ ) və  $n$ -InSb- dan ( $\mu_n = 77000 \text{sm}^2 / V \cdot s$ ) və s. hazırlayırlar.

## § 7.2. Maqnitorezistor

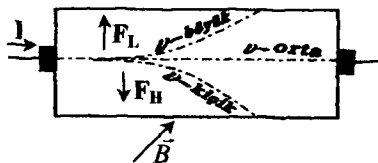
Məlumdur ki,  $\vec{B}$  - induksiya maqnit sahəsində yerləşdirilmiş yarımkeçiricidən maqnit induksiyası ilə müəyyən  $\varphi \neq 0$  bucaq altında yönəlmiş  $I$  - cərəyanı axdıqda yükdaşıyıcılara cərəyan xətlərini əyən bir qüvvə – Lorens qüvvəsi təsir edir. Əgər yarımkeçiricidən axan cərəyanda yalnız bir növ yükdaşıyıcılar iştirak edirsə, onda bu yarımkeçiricidə eninə istiqamətdə müəyyən bir elektrik sahəsi yaranır ki, bu sahəyə də

**Holl elektrik sahəsi deyilir.** Baxılan şəraitdə stasionar halda kristalda yaranan eninə (Holl) elektrik sahəsinin qiyməti elə bir həddə çatır ki, onun kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcılara  $F_H$ -təsiri,  $F_L$  - Lorens qüvvəsinin yükdaşıyıcılara təsirini tam kompensə etsin ( $F_H = -F_L$ ), yeni cərəyan xətləri kristalın yan üz-lərinə paralel yönəlmiş olsun.

Lakin məlumdur ki, yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların hamısının hərəkət sürəti heç də eyni deyil. 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  $F_H$ -təsir qüvvəsi yalnız orta sürətli yükdaşıyıcılara xarici maqnit sahəsi tərəfindən göstərilən  $F_L$  - Lorens qüvvəsini kompensə edir. Bu halda asta sürətli yükdaşıyıcılara Holl sahəsi, böyük sürətli yükdaşıyıcılara isə Lorens qüvvəsi daha güclü təsir göstərir. Ona görə də kristalın elektrik keçiriciliyində orta sürətli yükdaşıyıcıların payı (rolu) daha əsas olur. Asta və böyük sürətli yükdaşıyıcıların isə keçiricilikdə rolu (payı) çox az olar (şəkil 51).

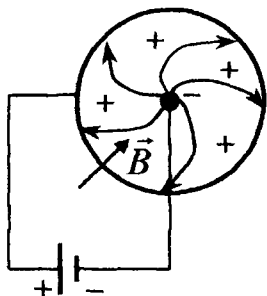
Nəticədə, cərəyanla müəyyən  $\varphi \neq 0$  bucaq əmələ gətirən (eninə) maqnit sahəsində yarımkəçiricinin müqaviməti artır. Bu hadisə, yeni eninə maqnit sahəsində yarımkəçiricinin elektrik müqavimətinin artması (keçiriciliyinin azalması) **Qauss effekti** və ya **maqnitorezistiv effekt (maqnit müqaviməti effekti)** adlanır.

Eyni zamanda iki növ sərbəst yükdaşıyıcıları olan yarımkəçirici kristallarda  $E_H$  - Holl elektrik sahəsinin qiyməti kiçik



Şəkil 51. Maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyan axan yarımkəçirici kristalda yükdaşıyıcıların sürətlərinə görə qruplaşmasının sxematik təsviri

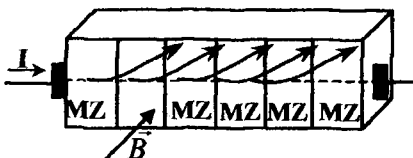
olur. Buna görə də həmin yarımkəçiricilərdə maqnit sahəsində cərəyan xətləri kristalın yan üzlərinə paralel olmur və böyük (güclü) maqnitomüqavimət effekti müşahidə olunur.



Şəkil 52. Korbino diski əsasında düzəldilmiş maqnitorezistorun iş rejimində dövrəyə qoşulmasının sxematik təsviri

Yarımkəçiricidə Holl effektini, daha doğrusu  $E_H$  - Holl elektrik sahəsinin sərbəst yükdaşıyıcılara təsirini müxtəlif üsullarla aradan qaldırmaq mümkündür. Ən geniş yayılmış üsullardan biri kristalın disk şəklində hazırlanması və elektrik kontaktlarının konsentrik çevrələr formasında olduğu **Korbino disk** üsuludur (şəkil 52). Bu halda diskin müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş xarici maqnit sahəsinin təsiri altında yükdaşıyıcılar cərəyanın axdığı radiuslardan kənara əyilsələr də onların yan üzlərdə toplanması, daha doğrusu eninə (Holl) elektrik sahəsinin əmələ gəlməsi baş vermir. Belə strukturlarda (Korbino disklərində) verilmiş material üçün maksimal maqnitomüqavimət effekti müşahidə olunur.

Holl effektini yarımkəçirici lövhənin yan üzlərinə Holl potensiallar fərqi qısa qapayan nazik metallik zolaqlar çəkməklə də aradan qaldırmaq olar. Bu zolaqlar eyni zamanda həm cərəyanı, həm də maqnit sahəsinin istiqamətinə perpendikulyar yönəlməlidir (şəkil 53-də MZ- zolaqları). Bir çox hallarda isə belə nazik metal zolaqlar əvəzinə kristalın



Şəkil 53. Səthində nazik metal zolaqlar çəkməklə Holl gərginliyi aradan qaldırılmış maqnitorezistorun sxematik təsviri

daxilinə müxtəlif texnoloji üsullarla çox nazik metal iynəciklər yeridilir. Bu varianta misal olaraq  $InSb+NiSb$  materialından hazırlanmış maqnitorezistorları göstərmək olar. İndiki dövrdə maqnitorezistorlar hazırlamaq üçün üzərinə nazik metallik zolaqlar çəkilmiş və ya daxilində metallik iynəciklər olan  $InSb+NiSb$  materialından geniş istifadə olunur. Burada  $InSb$  kristal daxilində müxtəlif istiqamətlərdə yönəlmiş nazik  $NiSb$  metal iynələri deyilən metal zolaqların vəzifəsini yerinə yetirir. Nisbətən son vaxtlar bu məqsəd üçün  $Cd_xHg_{1-x}Te$  bərk məhlullarından da istifadə olunur. Bu bərk məhlullarda kristalın temperaturundan və tərkibindən ( $x$  - in qiymətindən asılı olaraq) qadağan olunmuş zonanın  $\varepsilon_g$  -eni və yükdaşıyıcıların  $\mu_n$  - yürüklüyü əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir. Yürüklüyün ən böyük qiyməti qadağan olunmuş zonanın eni sıfır ( $\varepsilon_g = 0$ ) olan halda alınır. Belə hala ( $\varepsilon_g = 0$ ) uyğun yarımkeçiricilər qadağan olunmuş zonasız və ya «yarıqsız» yarımkeçiricilər adlanır. Maqnitorezistiv effektin qiyməti yarımkeçiricidəki yükdaşıyıcıların yürüklüyü artdıqca böyüdüyündən maqnitorezistorlar hazırlamaq üçün qadağan olunmuş zonasız («yarıqsız») yarımkeçirici məhluldan istifadə etmək daha əlverişlidir. Tədqiqatlar nəticəsində müəyyənləşdirilmişdir ki, nisbətən kiçik maqnit sahələrində maqnitorezistiv effekt sahədən kvadratik, daha böyük maqnit sahələrində isə xətti qanunla asılı olur.

### § 7.3. Maqnitodiodlar

Uzun (baza hissəsinin ölçüləri böyük olan) yarımkeçirici diodlardan axan cərəyan baza oblastının tarazlıqda olmayan keçiriciliyi ilə təyin olunur. Baza oblastında yükdaşıyıcıların paylanması isə onların yürüklüyündən və effektiv yaşama

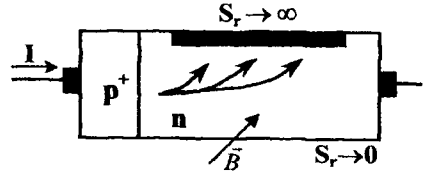
müddətindən asılıdır. Eninə maqnit sahəsində maqnitorezistiv effekt nəticəsində yükdaşıyıcıların yürüklüyünün qiyməti azalır və bunun nəticəsində bazanın elektrik keçiriciliyi daha da güclü dəyişir. İnjeksiya hesabına maqnitorezistiv effekt on və yüz dəfələrlə güclənir. Doğrudan da, aparılan tədqiqatlar göstərir ki, **uzun diodlarda** maqnitohəssaslıq maqnitorezistorların maqnit həssaslığından qat-qat yüksək olur. Bu xüsusiyyət uzun diodlardan da maqnit sahəsini qeyd etmək və ya ölçməkdə istifadə etmək üçün istifadə etməyin mümkünlüyünü göstərir. Baza oblastının müqaviməti maqnit sahəsinin qiymətindən asılılığına əsaslanan və maqnit sahəsini qeyd etmək, eləcə də ölçmək üçün istifadə oluna bilən yarımkeçirici diodlar **maqnitodiodlar** adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi maqnit diodlarında təkcə yürüklüyü azaltmır, o, həm də cərəyan xətlərini əyir. Ona görə ki, bu diodlarda elektron və deşiklərin konsentrasiyası demək olar ki, bərabərdir və Holl sahəsi yoxdur. Cərəyan xətlərinin əyilmə hesabına uzanması tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların bazaya daxil olma dərinliyinin kiçilməsinə, injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar hesabına baza oblastının keçiriciliyinin modulyasiyasının azalmasına, yəni maqnitohəssaslığın yüksəlməsinə səbəb olur (şəkil 54).

Diodun baza hissəsində cərəyan xətlərinin əyilməsi bir yan üzdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasına, digər yan üzdə isə azalmasına səbəb olur. Lakin nazik lövhələrdə yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti səth rekombinasiyası ilə müəyyənləşdiyindən, yükdaşıyıcıların belə paylanması cərəyanda səth rekombinasiyasının rolunun və yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddətinin dəyişməsinə gətirir. Nəticədə, yükdaşıyıcıların meyl etdirildiyi üzün səth rekombinasiyasında rolu artır, əks üzünkü isə ya azalır, ya da tamamilə aradan qalxır.

Əgər hər iki üzde rekombinasiya sürəti ( $S_r$ ) eynidirsə, onda 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, yükdaşıyıcılar kiçik rekombinasiya sürətli yan üzə meyl etdirildikdə kristalda yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddətinin qiyməti artır. Nəticədə, maqnitodioddan axan cərəyan da böyüyür.



Şəkil 54. Maqnitodiodlarda maqnit sahəsinə həssaslığın yaranmasının prinsiplial sxemi

Maqnit sahəsinin əks istiqamətində isə adi maqnitodiod effekti müşahidə olunur və maqnit sahəsinin intensivliyi artıqca cərəyan kəskin azalır.

Maqnitorezistorların və maqnitodiodların, eləcə də bəzi digər **qalvanomaqnit cihazların** əsas xarakteristikası **volt-maqnit həssaslığıdır**. Bu kəmiyyət kristaldakı gərginlik düşküünün  $\Delta U$  - dəyişməsinin ondan axan  $I$  - cərəyana və gərginliyin bu dəyişməsinə yaradan  $\Delta B$  - maqnit sahəsi dəyişməsinə nisbətinə bərabərdir:

$$\Delta \gamma_H = \Delta U / (\Delta B \cdot I) \quad (7.11)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, *Ge* və *Si* yarımkəçiricilərindən hazırlanmış maqnitodiodlarda bu kəmiyyətin qiyməti  $\gamma_H \approx 30 \div 90 V / A \cdot Tl$  intervalındadır.

## VIII FƏSİL

### İSTİLİK VƏ TERMOELEKTRİK CİHAZLARI

#### § 8.1. Termorezistor

Yarımkəçirici materialların elektrik keçiriciliyinin və ya müqavimətinin temperaturdan güclü asılı olması bu materialların əsasında temperaturu ölçmək üçün cihazlar, eləcə də müxtəlif sxemlərdə tətbiq oluna bilən temperatur tənzimləyiciləri və temperatur releləri hazırlamağa imkan verir. Bu baxımdan ən maraqlı yarımkəçirici cihazlar termorezistorlardır.

**Termorezistor**- yarımkəçiricinin (materialın) müqavimətinin temperaturdan asılılığına əsasən işləyən rezistordur.

Termorezistorların termistorlar, bolometrlər, pozistorlar kimi müxtəlif növləri var.

**Yarımkəçirici bolometrlər** – optik və ya infraqırmızı diapazondan olan istilik şüalanmasını qeydə almaq və ölçmək üçün istifadə olunan cihazlardır.

**Pozistorlar** isə – müqavimətinin temperatur əmsalı müsbət olan, yəni müqaviməti temperaturun artması ilə böyüyən yarımkəçirici termorezistorlardır.

Termorezistorların daha maraqlı və daha geniş tətbiq olunanları termistorlardır. **Termistor** – müqavimətinin temperatur əmsalı mənfi olan termorezistordur. Termistorlar iki qrupa bölünür: **birbaşa** və **dolayı yolla qızdırılan termistorlar**. Birbaşa qızdırılan termistorlarda 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.

Yarımkəçiricinin müqavimətinin temperaturun artması ilə azalması, yəni müqavimətin mənfi temperatur əmsalı, bir neçə əsas səbəbdən (məsələn, materialın temperaturunun artması ilə ya ondakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması, ya dəyişən valentli ionlar arasındakı elektron mübadiləsinin intensivliyinin böyüməsi, yaxud da yarımkəçirici materialda faza çevrilməsinin baş verməsi hesabına) ola bilər.

Bu hadisələrin hər biri yarımkəçirici materialların hamısında yox, onların növündən asılı olaraq (kovalent və ion rabitəli yarımkəçiricilər, bəzi oksid yarımkəçiricilər və s.) müəyyən bir qrupunda daha üstün şəkildə təzahür edə bilər.

Yarımkəçirici materialın müqavimətinin temperaturun yüksəlməsi ilə azalmasının (müqavimətin temperatur əmsalının  $\alpha_T < 0$  olmasının) sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına baş verməsi başlıca olaraq kovalent rabitəli yarımkəçiricilərdən (Ge, Si, SiC,  $A_3B_5$  birləşmələri və s.) hazırlanmış termistorlara xasdır. Belə yarımkəçiricilər həm aşqar (aşqar atomlarının hələ tamamilə ionlaşmadığı), həm də məxsusi keçiriciliyin (sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının yarımkəçiricinin öz məxsusi atomlarının ionlaşması hesabına dəyişdiyi) baş verdiyi temperatur diapazonlarında müqavimətin temperatur əmsalının mənfi qiymətinə malik olurlar. Hər iki halda elektrik keçiriciliyinin (müqavimətin) temperaturdan asılılığı əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının temperatur asılılığı hesabına baş verir. Çünki sərbəst yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperaturdan asılılığı bu halda nəzərə alınmayacaq səviyyədə olur.

Aşqar və məxsusi keçiriciliyin baş verdiyi temperatur diapazonlarında yarımkəçiricinin müqavimətinin temperaturdan asılılığı

$$R = R_0 \exp(B_T/T) \quad (8.1)$$



ifadəsi ilə təsvir olunur ki, burada da  $B_T$  - materialın müqavimətinin temperatur həssaslığı əmsalı,  $R_0$  - isə termistorun hazırlandığı materialdan, cihazın işçi elementinin həndəsi ölçülərindən asılı olan kəmiyyətdir- daha doğrusu verilmiş müəyyən temperaturda cihazın müqavimətilir.

Yarımqeçiricidəki fəal aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı və kompensasiyanın olmadığı halda:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / 2k \quad (8.2)$$

olur. Bu ifadədə  $\Delta \varepsilon_a$  - aşqar (donor və ya akseptor) atomlarının daxil edildikləri yarımqeçirici maddədə ionlaşma enerjisi,  $k$  - isə Bolsman sabitidir.

Kompensə olunmuş, lakin aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı yarımqeçiricidə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / k, \quad (8.3)$$

məxsusi keçiricilik halında isə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon / 2k \quad (8.4)$$

Burada  $\Delta \varepsilon$  - yarımqeçiricinin qadağan olunmuş zonasının enidir.

Termistorların böyük əksəriyyəti oksid yarımqeçiricilərin, 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 yarımqeçiricilərinin elektrik keçiriciliyi kovalent rabitəli yarımqeçiricilərindən fərqlənir. Belə ki, keçid elementləri üçün dolmamış elektron təbəqələrinin olması və dəyişən valentlilik xarakterikdir. Bunun da nəticəsində həmin

kimyəvi elementlərin oksidləri əmələ gələrkən müəyyən şəraitdə eyni kristalloqrafik vəziyyətdə yerləşən ionlar müxtəlif yüklərə malik olurlar. Belə materialların elektrik keçiriciliyi qonşu ionlar arasında baş verən elektron mübadiləsi ilə əlaqədar olur. Temperaturun dəyişməsi ilə maddədəki ionlar arasında elektron mübadiləsinin intensivliyinin dəyişməsi nəticəsində oksid yarımkəçiricilərdən hazırlanmış termistorlarda da müqavimətin temperaturdan asılılığı əsasən kovalent yarımkəçiricilərdən hazırlanmış termistorlardakı kimidir. Bu iki hal arasındakı başlıca fərq yalnız ondan ibarət olur ki,  $B_T$  - temperatur həssaslığı əmsalı oksid yarımkəçiricilərdən hazırlanmış termistorlarda 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 çevrilmələri temperaturlarında ( $68$  və  $-110^\circ\text{C}$ ) xüsusi müqavimətin bir neçə tərtib azalması müşahidə olunur. Bu hadisə həmin yarımkəçiricilərdən faza çevrilmələrinin baş verdiyi temperatur diapazonunda işləyən və müqavimətin temperatur əmsalının böyük mütləq qiymətə malik olduğu termistorlar düzəltməyə imkan verir. Qeyd etmək lazımdır ki, belə termistorlarda  $B_T < 0$ .

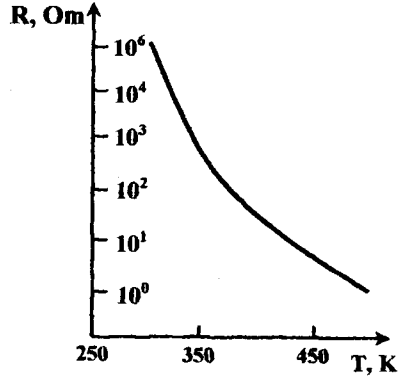
Birbaşa qızdırılan termistorların əsas parametrləri, nominal müqaviməti, temperatur həssaslığı əmsalı ( $B_T$ ), müqavimətin temperatur əmsalı, səpilmə əmsalı, yol verilən maksimal işçi temperaturu, yol verilə bilən maksimal səpilmə gücü, energetik həssaslıq əmsalı və zaman sabiti, əsas xarakteristikaları isə statik volt-ampere xarakteristikası və temperatur xarakteristikasıdır.

**Termistorun temperatur xarakteristikası** – onun müqavimətinin temperaturdan asılılığına (şəkil 55), **statik voltamper**

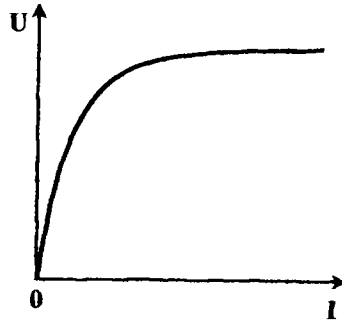
**xarakteristikası** isə – termistorla ətraf mühit arasında istilik tarazlığı qərarlaşdığı şəraitdə termistordakı gərginlik düşkü- sünün ondan keçən cərəyandan asılılığına deyilir (şəkil 56).

Termistorun VAX- nın kiçik cərəyan və gərginlik oblas- tında xətti olması onunla izah edilir ki, bu halda ter- mistorda ayrılan Coul gücü cihazın temperaturunu nəzə- rə çarpacaq dərəcədə dəyi- şə bilmir. Lakin cərəyanın sonrakı artımında termistor- da ayrılan Coul istiliyi cih- azın temperaturunu nəzərə- çarpacaq qədər dəyişir. Bu halda cihazın yekun tempe- raturu iki amillə, yəni ətraf mühitin temperaturu və ter- mistorun Coul istiliyi hesa- bına qızması ilə təyin olu- nur. Termistordan axan cə- rəyanın belə qiymətlərində cərəyanın artması ilə ter- mistorun müqaviməti azalır və nəticədə cihazın statik voltamper xarakteristikası- nın xəttliliyi pozulur. Daha böyük cərəyanlarda isə ci- hazda ayrılan Coul istiliyi- nin kifayət qədər böyük olması nəticəsində hətta statik VAX- da düşən oblast da müşahidə oluna bilər.

**Termistorun nominal müqaviməti** – adətən  $t = 20^{\circ}C$  - də



Şəkil 55. Termistorun tempera- tur xarakteristikası.



Şəkil 56. Termistorun statik volt- amper xarakteristikası

onun malik olduğu müqaviməti,  $B_T$  - temperatur həssaslığı isə müqavimətin temperaturdan asılılığının ifadəsində (temperatur xarakteristikasında) eksponentin üstünü göstərir. Bu parametrlər ( $B_T$ ) təcrübə olaraq, termistorun müqavimətini iki müxtəlif ( $T_1$  və  $T_2$ ) temperaturalarda ölçməklə

$$B_T = \frac{\ln(R_2 / R_1)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (8.5)$$

ifadəsindən təyin olunur.

**Termistorun müqavimətinin temperatur əmsalı ( $R_T$ )-** cihazın müqavimətinin  $\frac{dR}{R}$  - nisbi dəyişməsinin, həmin dəyişmənin baş verdiyi  $dT$  - temperatur dəyişməsinə nisbətini göstərir:

$$R_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (8.5)$$

Bu əmsalın qiyməti temperaturdan asılı olduğundan həmişə onun indeksində  $R_T$  - nin verilmiş qiymətinin ölçüldüyü temperatur göstərilir. Bu əmsalın temperatur asılılığının ifadəsini

$$R = R_0 \exp\left(\frac{B_T}{T}\right) \quad (8.6)$$

və

$$R_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (8.7)$$

ifadələrindən istifadə etməklə almaq mümkündür:

$$R_T = -B_T T^2 \quad (8.8)$$

Müxtəlif termistorlar üçün otaq temperaturunda  $R_T \approx -(0.8 \div 6.0) \cdot 10^{-2} K^{-1}$  olur.

**Termistorun səpilmə əmsalı (H)** - ədədi qiymətcə, cihazla ətraf mühit arasında 1K temperatur fərqi olduqda termistor tərəfindən səpilən gücü, yaxud da termistoru 1K qızdırmaq üçün onda ayrılması lazım gələn gücü göstərir.

**Termistorun yol verilən maksimal işi temperaturu** – elə ən yüksək temperaturdur ki, bu temperaturda hələ də cihazda dönməyən istilik prosesləri, yeni parametr və xarakteristikaların dönməyən dəyişmələri baş vermir. Bu temperatur həm termistorun hazırlandığı material, həm də onun konstruksiya xüsusiyyətləri ilə təyin olunur.

**Termistorun maksimal yol verilə bilən maksimal səpilmə gücü** isə – elə gücdür ki, cihazda otaq temperaturunda (20°C) bu qədər güc ayrıldıqda, o, yol verilən maksimal işi temperatúra qədər qıza bilir.

**Termistorun energetik həssashq əmsalı (G)** – cihazın müqavimətini 1% dəyişə bilən gücə deyilir.

Termistorun həssashq və səpilmə əmsalları arasında

$$G = \frac{H}{R_T} \quad (8.9)$$

şəklində əlaqə mövcuddur.

**Termistorun zaman sabiti ( $\tau_T$ )** - elə zaman müddətidir ki, bu zaman müddəti ərzində cihazın ətraf mühitə nəzərən temperaturu  $e$  – ədədi dəfə, yəni  $\sim 63\%$  azala bilsin. Bu kəmiyyət termistorun istilik etalətini müəyyən edir və cihazın konstruksiyasından, eləcə də ölçülərindən asılı olmaqla, həm də termistorun yerləşdiyi mühitin istilik keçirməsi ilə təyin olunur.

Müxtəlif tip termistorlar üçün  $\tau_T \approx 0,5 \div 140$  s .

Dolayı yolla qızdırılan termistorlar əlavə istilik mənbəyinə, yeni qızdırıcıya malik olurlar.

Bu növ termistorlar müxtəlif konstruksiyalarda hazırlansalar da onların hamısı üçün ümumi bir xüsusiyyət var. Bu ümumi xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, bütün konstruksiyalarda cihazda bir-birindən təcrid edilmiş iki elektrik dövrəsi mövcud olur. Həmin elektrik dövrlərindən biri idarə edən, digəri isə idarə olunan dövrlərdir.

Dolayı yolla qızdırılan termistorların birbaşa qızdırılan termistorlara aid olan parametr və xarakteristikalarla yanaşı, həm də yalnız onların özlərinə xas olan parametr və xarakteristikaları da var.

Həmin parametrlərdən başlıcası termistorun qızdırılma xarakteristikasıdır.

**Termistorun qızdırılma xarakteristikası** - onun müqavimətinin qızdırıcı spiraldə (dövrədə) ayrılan gücdən asılılığını göstərir.

Digər parametrlərdən isə termistorun istilik rəbitəsi əmsalını və zaman sabitini göstərmək olar.

Dolayı yolla qızdırılan **termistorun istilik rəbitəsi əmsalı** ( $k_0$ ) – termistorun 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 termistorlarda **istilik ətaləti** iki zaman sabiti ilə xarakterizə olunur. Bunlardan birincisi, dolayı yolla qızdırılan termistorun bütövlükdə, yeni bütün qurğunun, ikincisi isə, yalnız onun termohəssas elementinin istilik ətalətini xarakterizə edir.

## § 8.2. Termoelektrik hadisələri

Termoelektrik hadisələri, yəni Zeyebek və Peltje effektləri əsasında işləyən cihazlar bütövlükdə termoelektrik cihazları adlanır. Bu cihazlara başlıca olaraq termoelektrik generatorları, termoelektrik soyuducuları və termoelektrik qızdırıcıları və ya termoelektrik istilik nasosları aiddir. Termoelektrik cihazları əsasən yarımkeçirici materiallardan hazırlanır. Çünki yarımkeçiricilərdə termoelektrik hadisələri daha güclü müşahidə olunur.

Bütün termoelektrik cihazları **termocüt**, yaxud **termo-element** adlanan sadə işçi elementlərdən ibarət olur. Bu işçi elementlər müxtəlif keçiricilik tipinə ( $p$ - və  $n$ - tip) malik iki qoldan təşkil olunur. Adətən  $p$ - tip keçiricilikli qol müsbət,  $n$ - tip keçiricilikli qol isə mənfi qol adlanır. Bu iki qol bir-biri ilə ardıcıl qoşulur və qoşulma nöqtəsi **kontakt** adlanır.

**Termoelektrik qurğuları** isə çoxlu sayda termoelementlərdən təşkil olunur və **termobatariya**, yaxud da **termoblok** adlanırlar.

Termoelektrik cihazlarının iş prinsipinə baxmazdan əvvəl termoelektrik effektlərinin özlərinin mahiyyətini qısaca da olsa, nəzərdən keçirmək məqsədəuyğundur.

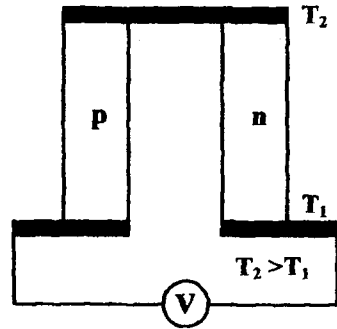
Əvvəlcə termo-e.h.q.-nin (Zeyebek effektinin) əmələ gəlməsinə baxaq. Termoelementin kontaktları (birləşmə yerləri) arasında temperatur fərqi mövcud olduqda həmin termoelementin daxil olduğu dövrdə elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) yaranır ki, buna da termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termo-e.h.q.) deyilir (şəkil 57).

Bu termo-e.h.q. üç komponentdən ibarətdir. Birinci komponent- sistemdə sərbəst yükdaşıyıcıların isti kontaktdan soyuq kontakta diffuziyası ilə bağlıdır. Belə diffuziya iki səbəbdən, yəni isti ucda 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 yüklənmiş ionlar qalır. Nəticədə, soyuq və isti uclar arasında potenciallar fərqi yaranır. Termoelementin qolları müxtəlif keçiricilik tipinə malik yarımkeçiricilərdən 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 artıq əvvəlcədən bütün aşqar atomları ionlaşmış olsun və buna görə də sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası yalnız isti və soyuq uclarda kinetik enerjinin fərqlənməsi hesabına baş versin.

Hər iki halda elektronların  $n$ - tip keçiricikli qoldan  $p$ - tip keçiricikli qola və deşiklərin isə  $p$ - tip keçiricikli qoldan  $n$ - tip keçiricikli qola diffuziyası mümkün deyil. Çünki belə diffuziya prosesini kontaktlarda mövcud olan daxili kontakt potenciallar fərqi hesabına yaranmış potensial çəpər əngəlləyir.

Termoelementdə yaranan termo-e.h.q.-nin ikinci komponenti cihazın hər iki qolunun kontaktında mövcud olan:



Şəkil 57. Termoelementin dövrəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsinin yaranmasının nümayiş etdirən prinsiplial sxem.

$$\varphi_{k0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \quad (8.10)$$



kontakt potensiallar fərqinin temperaturdan asılılığı hesabına  $\varphi_{k.isti} \neq \varphi_{k.soyuq}$  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 fononların sayı artdığından onların soyuq uca doğru diffuziyası baş verir. Termo-e.h.q.- nin üçüncü komponenti isti ucdan soyuq uca diffuziya edən fononların sərbəst yükdaşıyıcıları özlərinin 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 (birləşmə yerlərinin)  $\Delta T = T_2 - T_1$  temperaturları fərqindən və termoelementi təşkil edən yarımkeçiricilərin elektrofiziki xassələrindən asılı olur. Temperaturların çox da böyük olmayan fərqləri diapazonunda praktiki məqsədlər üçün kifayət sayıla bilən dəqiqliklə termo-e.h.q.- nin qiyməti ( $\varepsilon_T$ ) – termoelementin kontaktlarının temperaturları fərqi ( $\Delta T$ ) ilə mütənasib olduğunu:

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T \quad (8.11)$$

qəbul etmək mümkündür. Burada,  $\alpha_T$ - termo-e.h.q. əmsalı adlanır.

Termoelementdən sabit elektrik cərəyanı keçdikdə cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq elementin birləşmə yerlərində (kontaklarında) Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır və ya udulur. Bu hadisə **Peltje effekti**, ayrılan istilik isə **Peltje istiliyi** adlanır. Ayrılan Peltje istiliyinin miqdarı kontakdan keçən cərəyanın qiymətindən ( $I$ ) və onun keçmə müddətindən ( $t$ ) düz mütənasib asılıdır:

$$Q_p = \pm P_0 I t \quad (8.12)$$

Burada,  $P_0$  - mütənasiblik əmsalı olub, Peltje sabiti adlanır.

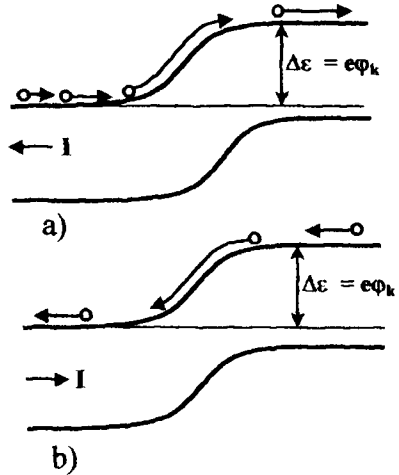
Bu ifadədə «müsbət» və «mənfi» işarələri uyğun olaraq Peltje istiliyinin ayrılması və udulmasını göstərir. İstiliyin ayrılması ( $Q_p > 0$ ) və udulması ( $Q_p < 0$ ) isə artıq deyildiyi kimi kontaktdan keçən cərəyanın istiqamətindən asılıdır.

Peltje effektinin baş vermə səbəbini termoelementin energetik diaqramına əsasən keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Termoelementdən cərəyan axdığıda həmin cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq (şəkil 58, a) kontaktda yükdaşıyıcıların cərəyanda iştirak etməsindən başqa, həm də onları kontaktın  $e\varphi_k$  - potensial çəpərindən aşırmaq üçün müəyyən  $\Delta\varepsilon = e\varphi_k$  miqdarda əlavə enerji sərf olunur. Bu əlavə enerji elektronlara qəfəsin enerjisi hesabına verildiyindən kontakt soyuyur.

Cərəyanın əks istiqamətində isə yükdaşıyıcılar həmin kontaktdan keçdikdə (şəkil 58, b) əksinə hadisə baş verir. Bu halda potensial çəpərə

düşən yükdaşıyıcılar öz enerjilərini düşdükləri hissədəki yükdaşıyıcıların enerjisi ilə bərabərləşdirmək üçün  $\Delta\varepsilon = e\varphi_k$  - qədər əlavə enerjini kristal qəfəşə verirlər. Nəticədə, yükdaşıyıcı-



Şəkil 58. Cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq termoelementin kontaktlarında Peltje istiliyinin udulması (a) və ayrılması (b) izah edən enerji diaqramları

cıların özləri soyuyur, kristal qəfəsin kontakt oblastındakı hissəsi isə qızır. Beləliklə, cərəyanın bu istiqamətində kontakda Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır.

Əgər termoelementdən sabit cərəyan buraxılırsa, onun kontaktlarından biri soyuyar, digəri isə qızır (şəkil 59). 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  $\alpha_T$  - termo-e.h.q. əmsalları arasında

$$P_0 = \alpha_T T \quad (8.13)$$

şəklində münasibət mövcuddur.

Bu münasibət termoelementdə termoelektrik hadisələrinə termodinamikanın birinci və ikinci qanunlarını tətbiq etməklə alınır.

### § 8.3. Termoelektrik generatorları

**Termoelektrik generatoru-** termoelektrik blokundan (termoelementlər sistemindən) təşkil olunmuş və istilik enerjisini birbaşa elektrik enerjisinə çevirən termoelektrik qurğusudur.

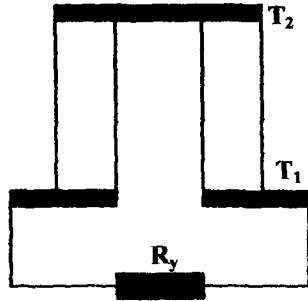
Bu qurğu bir enerji növünü digərinə çevirmək funksiyasını yerinə yetirdiyindən onun ən başlıca parametrlərindən biri faydalı iş əmsalıdır.

**Termoelektrik generatorunun faydalı iş əmsalı-** cihazın dövrəsinə qoşulmuş işlədicidə (yük müqavimətində) ayrılan faydalı gücün qurğunun istilik udan (qızdırılan) kontaktına daxil olan ümumi istilik gücünə nisbətini göstərir.

Termoelektrik generatorunun faydalı iş əmsalının (f.i.ə.) nədən və hansı qaydada asılı olduğunu müəyyənləşdirmək üçün

sadə halda bir termoelementin işini araşdıraraq (şəkil 59).

Fərz edək ki, qollarının hər birinin uzunluğu  $\ell$ , en kəsiklərinin sahələri, xüsusi müqavimətləri və xüsusi istilikkeçirmə əmsalları uyğun olaraq  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $\rho_1, \rho_2$  və  $\chi_1, \chi_2$ , yekun istilikkeçirmə əmsalı isə  $\chi$  olan termoelementin kontaktları arasında  $\Delta T = T_2 - T_1$  temperatur gradienti yaradılıb və bu termoelement xarici dövrə kimi müəyyən  $R_y$ - yük müqaviməti ilə qapadılıb. Eyni zamanda fərz edək ki,  $T_2 > T_1$ . Bu halda termoelementdə



Şəkil 59. Termoelement xarici yük müqaviməti qoşulmuş iş rejimində

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T = \alpha_T (T_2 - T_1) \quad (8.14)$$

termo-e.h.q. yaranar. Əgər termoelementin özünün müqaviməti

$$R = \rho_1 \frac{l}{S_1} + \rho_2 \frac{l}{S_2} \quad (8.15)$$

olarsa, baxılan halda yük müqavimətindən

$$I_T = \frac{\varepsilon_T}{R + R_y} \quad (8.16)$$

termoelektrik cərəyanı axar. Nəticədə,  $R_y$ - yük müqavimətində

$$P_y = I_T U_y = I_T^2 R_y \quad (8.17)$$

qədər faydalı güc ayrılır.

Termo-e.h.q.-nin və termoelektrik cərəyanının uyğun ifadələrini sonuncu ifadədə nəzərə aldıqda:

$$P_y = I_T^2 R_y = \frac{\varepsilon_T^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y \quad (8.18)$$

olar. Sistemdən axan termoelektrik cərəyanı vahid zaman ərzində kontaktlarda

$$Q_P = P_0 I_T = \alpha_T T I_T = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T \quad (8.19)$$

Peltje, qollarda isə

$$Q_C = I_T^2 R \quad (8.20)$$

qədər Coul istiliyi yaradar.

Sadələşdirilmiş halda fərz etmək olar ki, ayrılan Coul istiliyi kontaktlar arasında bərabər paylanır. Onda  $T_2$ - temperaturu isti kontakda:

$$Q_{P_2} = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T_2 \quad (8.21)$$

qədər Peltje istiliyi udular və eyni zəmanda burada

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{2(R + R_y)^2} \cdot R \quad (8.22)$$

qədər Coul istiliyi ayrılır.

Beləliklə, sistemdə  $I_T$  - termoelektrik cərəyanı yaratmaq üçün isti (istilik udan) kontakta xaricdən (qızdırıcıdan) vahid zamanda

$$Q_x = \chi(T_2 - T_1) \quad (8.23)$$

qədər istilik verildikdə, həm də isti kontakda Peltje istiliyinin udulduğunu, daha doğrusu bu istilik miqdarını kompensə etmək lazım gəldiyini və

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R \quad (8.24)$$

qədər Coul istiliyi ayrıldığını nəzərə almaq lazımdır. Ona görə də termoelementin f.i.ə. üçün baxılan halda:

$$\eta = \frac{P_y}{Q_x + Q_{P2} - \frac{1}{2} Q_C} = \frac{\frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y}{\chi(T_2 - T_1) + \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1) \cdot T_2}{(R + R_y)} - \frac{1}{2} \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R}$$

ifadəsi alınar. Buraya  $m = \frac{R_y}{R}$  kəmiyyəti daxil etməklə sadə çevrilmələr apardıqda isə

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\chi \cdot R \cdot (m+1)}{\alpha_T^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1) \cdot T_2}} \quad (8.25)$$

olar.

Bu ifadədən göründüyü kimi, termoelementin f.i.ə. iki vuruqdan ibarətdir. Birinci vuruq – **dönən istilik maşınının fay-**

**dalı iş əmsalıdır**, ikinci vuruq işə – termoelementdə istilik-keçirmə və Coul istiliyi hesabına baş verən dönməyən itkiləri xarakterizə edir.

Sonuncu ifadənin ikinci vuruğunun məxrəcindəki  $\chi R$  hasilı termoelementin qollarının materialından  $(\rho_1, \rho_2, \chi_1, \chi_2)$  və en kəsiklərinin sahələrindən  $(S_1$  və  $S_2)$  asılıdır. Eyni material və  $T_1, T_2$  temperaturlarında ən böyük f.i.ə. almaq üçün  $S_1$  və  $S_2$  kəsiklərini elə seçmək lazımdır ki,  $\chi R$  hasilı özünün minimal qiymətini alsın. Bu qiyməti

$$\frac{d(\chi R)}{d\left(\frac{S_1}{S_2}\right)} = 0 \quad (8.26)$$

şərtindən hesablamaq olar. Bu şərt daxilində:

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt} = \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\chi_1 \chi_2}} \quad (8.27)$$

və bu halda:

$$(\chi R)_{min} = \left(\sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2}\right)^2 \quad (8.28)$$

olar. Adətən, termoelementin f.i.ə.-nin ifadəsindəki  $\frac{\chi R}{\alpha_T^2}$  vuru-

ğunun tərsi olan  $\frac{\alpha_T^2}{\chi R}$  kəmiyyətinin  $\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt}$  – a uyğun qiymətini  $Z$  – lə işarə edirlər və bu

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\chi R} \left| \left( \frac{S_1}{S_2} \right)_{opt} \right. \quad (8.29)$$

kəmiyyətinə **termoelementin effektivliyi**, yaxud da **keyfiyyət əmsalı** deyirlər

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\left( \sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2} \right)^2} \quad (8.30)$$

Beləliklə, termoelementin f.i.ə. üç əsas amildən:

- 1) Yalnız termoelementin qollarının hazırlandığı materialın fiziki parametrlərindən asılı  $Z$  – keyfiyyət əmsalından;
- 2) kontaktların  $\Delta T = T_2 - T_1$  temperaturları fərqindən;
- 3) termoelementin  $R$ - müqavimətinin  $R_y$ - yük müqavimətlərinə olan  $\left( m = \frac{R_y}{R} \right)$  nisbətindən asılıdır.

Termoelementin f.i.ə.- nın maksimal qiymətini təmin etmək üçün  $R$ - və  $R_y$ - müqavimətlərinin  $m = \frac{R_y}{R}$  nisbətinin də optimal qiymətini seçmək lazımdır.

$$\bar{T} = \frac{1}{2}(T_2 + T_1) \text{ olduqda}$$

$$m_{opt} = \sqrt{1 + Z\bar{T}} \quad (8.31)$$

Əgər  $Z$  və  $m_{opt}$  - in ifadələri f.i.ə. üçün olan ümumi ifadədə nəzərə alınarsa, onda f.i.ə.- nın yalnız termoelementin kontaktlarının temperaturlarından və  $Z$  – keyfiyyət əmsalından asılı olan maksimal qiyməti:



$$\eta_{\max} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{m_{opt} - 1}{m_{opt} + \frac{T_1}{T_2}} \quad (8.32)$$

alınar.

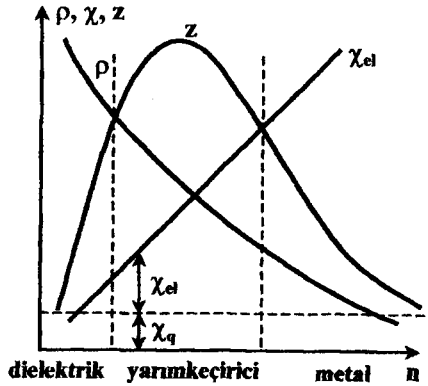
Sonuncu ifadədən görünür ki, müəyyən  $T_1$ ,  $T_2$  temperaturlarında  $Z \rightarrow \infty$  olduqda, termoelementin f.i.ə.-nin  $\eta_{\max}$  - qiyməti ideal istilik maşınının f.i.ə.- na çatır.

Termoelementin f.i.ə.- nin qiymətinin ideal istilik maşınının f.i.ə.- nin qiymətinə yaxınlaşması üçün həm  $Z$  - nin qiyməti böyük olan, həm də yüksək temperaturlara dözə bilən material götürmək lazımdır.

Hər bir materialda  $Z$  - kəmiyyəti  $\rho, \chi, \alpha_T$  - kəmiyyətlərindən, bu kəmiyyətlərin hər biri isə materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların

$n_0$  - konsentrasiyasından asılı olduğundan  $n_0$  - in optimal qiymətinə uyğun material seçmək lazımdır. Bunun üçün şəkil 60- da təsvir olunmuş müqayisəli əyriyənin qrafikindən istifadə etmək olar.

Xüsusi müqavimət ( $\rho$ ) yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının kiçik qiymətlərində böyükdür və  $n$  - artdıqca kəskin azalır. Digər tə-



Şəkil 60. Bərk cisimlərin xüsusi elektrik müqavimətinin ( $\rho$ ), xüsusi istilik keçirməsinin ( $\chi$ ) və termoelektrik effektivliyinin ( $Z$ ) sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılığı

rəfdən  $\rho$  - nun çox böyük qiymətləri dielektriklərə, kiçik qiymətləri isə metallara uyğun gəlir. Lakin həm dielektriklərdə, həm də metallarda  $\alpha_T$  - nin qiyməti kiçikdir.

Xüsusi istilikkeçirmə  $\chi = \chi_q + \chi_e$  şəklində təyin olunmaqla iki toplanandan- qəfəsin  $\chi_q$  - istilikkeçirməsindən və elektron qazının  $\chi_e$  - istilikkeçirməsindən təşkil olunur. Qəfəsin  $\chi_q$  - istilikkeçirməsi ilk yaxınlaşmada yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı deyil,  $\chi_e$  - elektron qazının istilikkeçirməsi isə sərbəst elektronların konsentrasiyası ilə mütənasibdir.

Metal və ərintilərdən təşkil olunmuş termo-elementlərdə termo-e.h.q.- nin qiymətinin kiçik, xüsusi istilikkeçirmə əmsalının isə böyük olması nəticəsində bu materiallarda  $Z$  - effektivliyin qiyməti kiçik olur.

Dielektriklərdən hazırlanmış termoelementlərdə isə  $\rho$  - xüsusi müqavimətin qiyməti böyük olduğuna görə  $Z$  - in qiyməti kiçik olur.

Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının metal və dielektriklərə nisbətən aralıq qiymətə malik olduğu materiallardan, yəni yarımqeçiricilərdən hazırlanmış termoelementlərdə isə  $Z$  - effektivliyin qiyməti maksimal olur. Hesablamalar göstərir ki,  $n \approx (2 \div 3) \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$  olduqda,  $Z$  özünün maksimal qiymətini alır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının bu qiyməti metallardakı qiymətdən təqribən üç tərtib kiçikdir.

#### **§ 8.4. Termoelektrik soyuducuları və istilik nasosları (termoelektrik qızdırıcıları)**

Artıq deyildiyi kimi xarici cərəyan mənbəyinə qoşulmaqla termoelementdən sabit elektrik cərəyanı axıdıldıqda axan cərə-

yanın istiqamətindən asılı olaraq termoelementin kontaktlarından birində Coul istiliyi ilə yanaşı əlavə istilik də ayrılır, digərində isə həmin qədər istilik udulur. Bu zaman soyuyan kontaktda udulan istiliyin miqdarı:

$$Q_p = -P_s I. \quad (8.33)$$

Burada  $P_s$  - soyuyan kontakt üçün Peltze əmsalıdır və ümumi halda o,  $\alpha_T$  ilə

$$P_s = \alpha_T T \quad (8.34)$$

şəklində əlaqədardır.

Əgər fərz edilsə ki, termoelementin  $R$ - müqaviməti onun kontaktları arasında bərabər paylanıb, yeni isinən və soyuyan kontaktların  $R_i$  və  $R_s$  müqavimətləri:

$$R_i = R_s = \frac{1}{2} R, \quad (8.35)$$

onda soyuyan kontaktda ayrılan Coul istiliyinin miqdarı:

$$Q_C = \frac{1}{2} I^2 R, \quad (8.36)$$

bu kontaktda ayrılan yekun istiliyin miqdarı isə

$$Q = Q_p + Q_C = -P_s I + \frac{1}{2} I^2 R \quad (8.37)$$

olar. Bu tənliyin qrafiki təsviri şəkil 61- dəki kimi olar. Şəkiləndən görüldüyü kimi kontaktdan keçən cərəyan  $I = 0$  olduqda  $Q = 0$ , yəni baxılan istilik (Peltze və Coul) effektlərinin heç biri baş vermir. Kontaktdan axan cərəyanların nisbətən ki-

çik qiymətlərində  $Q_p > Q_c$ , çox böyük cərəyanlarda isə  $Q_c > Q_p$  olur. Buna görə də termoelementdən axan cərəyanın elə bir  $I_{opt}$  - optimal qiyməti var ki, həmin qiymətdə Peltje hadisəsi hesabına kontaktın soyuma effekti özünün maksimum halına çatır. Cərəyanın bu  $I_{opt}$  - qiymətini

$$Q = -P_s I + \frac{1}{2} I^2 R \quad (8.38)$$

ifadəsini differensiallamaqla, tapmaq olar və həmin

$$I_{opt} = P_{ps} / R, \quad (8.39)$$

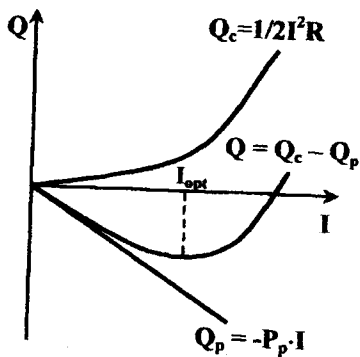
qiyməti cərəyanın  $I = I_{opt}$  qiymətində

$$Q_{I_{opt}} = -P_{ps}^2 / (2R) \quad (8.40)$$

olur.

Sonuncu ifadədən görünür ki, termoelementin  $R$  - müqaviməti kiçik olduqca, soyuq kontakda udulan istiliyin miqdarı (kontaktın soyuma dərəcəsi) daha böyük olur.

Lakin bu o demək deyildir ki, termoelementin qollarının  $S$ - en kəsiyinin sahəsini böyütməklə və qollarının  $l$  - uzunluğunu kiçiltməklə Peltje effekti hesabına soyuyan kontaktda



Şəkil 61. Termoelementin soyuyan kontaktda udulan istilik miqdarının keçən cərəyanın qiymətindən asılılığı.

daha alçaq temperatur (daha yüksək dərəcədə soyuma) almaq olar. Bu yolla soyuma dərəcəsini artırmaq mümkün deyil. Çünki termoelementin qollarının uzunluğunu azaltdıqca, isti və soyuq kontaktlar arasında istilik mübadiləsi də güclənər və isti kontaktdan istilik soyuq kontakta verilər. Ona görə də termoelementin qollarının ölçülərini deyilən qaydada dəyişdirməklə soyuyan kontaktın soyuma dərəcəsi (temperaturunun aşağı düşməsi) yalnız o hala qədər davam edər ki, hələ istənilən 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 kontakta istilik axını nəzərə alınmır və fərz olunur ki, bu kontaktın ətraf mühitlə istilik izolyasiyası ideal səviyyədədir.

İstilik balansısı şərti nəzərə alındıqda

$$-Q_I = Q_\chi = \chi(T_i - T_s) \quad (8.41)$$

və ya

$$T_i - T_s = -\frac{Q_I}{\chi}. \quad (8.42)$$

Burada  $Q_I$  - Peltje effekti hesabına soyuyan kontakda udulan istiliyin miqdarı,  $T_i$  və  $T_s$  - isə uyğun olaraq isinən və soyuyan kontaktların temperaturlarıdır. Optimal rejimdə

$$(T_i - T_s)_{\max} = -Q_{opt} / \chi = P_{PS}^2 / (2\chi R), \quad (8.43)$$

$P_{PS} = \alpha_T T_s$  və  $Z = \alpha_T^2 / \chi R$  ifadələrini sosuncu bərabərlikdə nəzərə aldıqda,

$$(T_i - T_s)_{\max} = \frac{\alpha_T^2}{\chi R} \cdot \frac{1}{2} T_s^2 = \frac{1}{2} Z T_s^2 \quad (8.44)$$

Beləliklə, demək olar ki, yaxşı termoelektrik soyuducusu da termoelektrik generatoru kimi, yalnız  $Z$  - effektivliyinin qiyməti böyük olan yarımkəçirici materiallar əsasında hazırlana bilər.

Yarımkəçirici termoelektrik soyuducuları başlıca olaraq radioelektronikada, tibbdə, kənd təsərrüfatında, metrologiyada, kosmik texnikada və məişətdə (məsələn, avtomobil soyuducularında) uğurla tətbiq olunurlar.

Lakin onların bütün tətbiq sahələri kiçik, daha doğrusu, 10 litrdən az olan həcmlərdə daha effektivdir.

Termoelektrik soyuducularından sabit cərəyan axdıqda cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq onun bir kontaktı isinir, digəri isə soyuyur. Əvvəla, bu xüsusiyyət onların termostatlarda tətbiqinə əlverişli imkan yaradır. Belə ki, sadəcə cərəyanın istiqamətini dəyişməklə termoelementin termostat daxilindəki kontaktı ya qızır, ya da soyuyur. Digər tərəfdən bu halda isinən kontakda Coul istiliyi ilə yanaşı həm də Peltje istiliyi ayrıldığından böyük istilik ayrılmasına imkan yaranır.

Bu növ qızdırıcılara çox vaxt **termoelektrik istilik nasosları** da deyilir.

## ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М., Энергия, 1976.
2. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. М. Высшая Школа, 1987.
3. Федотов Я.Я. Основы физики полупроводниковых приборов. М. Сов. Радио, 1969.
4. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М. Энергия, 1973.
5. Abdullayev N.B., İskəndərzadə Z.Ə. Yarımqəçirici çeviricilər. V. Elm, 1974.
6. Викулин И.М., Стафаев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М. Сов. Радио, 1980.
7. Жеребцов И.П. Основы электроники. Л. Энергоиздат, 1985.
8. Курносков А.И., Юдин В.В. Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. М. Высшая Школа, 1986.
9. Дулин В.Н. Электронные приборы. М. Энергия, 1977.
10. Пасынков В.В. Материалы электронной техники. М. Высшая Школа, 1980.
11. Елифанов Г.И., Мома Ю.А. Твердотельная электроника. М. Высшая Школа, 1986.
12. Куцманов И.В., Васильев Н.Н., Леонтьев А.Г. Электронные приборы. М. Связь, 1973.

*Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov  
Hüseyn Mikayıl oğlu Məmmədov*

# **BƏRK CİSİM ELEKTRONİKASI**

*Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti*

Çapa imzalanmış 02.06.2004. Kağız formatı 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Fiziki çap vərəqi 8,5. Sifariş 50. Tirajı 100.

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin  
«Təhsil» nəşriyyatı, Bakı, 370073, Şəhriyar küçəsi, 6.