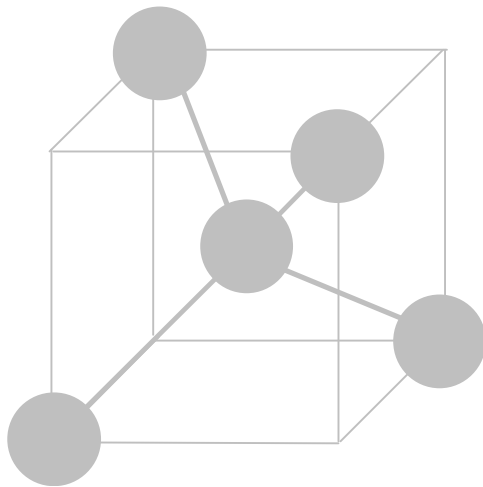


S. ŠTARAS

## **PUSLAIDININKINĖS IR FUNKCINĖS ELEKTRONIKOS ĮTAISAI**



Vilnius 2003

S. ŠTARAS

## **PUSLAIDININKINĖS IR FUNKCINĖS ELEKTRONIKOS ĮTAISAI**

Vadovėlis elektronikos, automatikos, informatikos ir kitų  
technologijos mokslų kryptių studentams

Vilnius 2003

S.Štaras. PUSLAIDININKINĖS IR FUNKCINĖS ELEKTRONIKOS ĮTAISAI. Vadovėlis elektronikos, automatikos, informatikos ir kitų inžinerijos kryptių studentams. Vilnius, 2003. 627 p.

Knygoje pateikti puslaidininkų fizikos pagrindai, žinios apie puslaidininkinius įtaisus, integrinius grandynus, o taip pat akustinės, optinės, magnetinės elektronikos bei informacijos atvaizdavimo įtaisus.

Leidiny s skirtas pagrindinių studijų studentams, studijuojantiems elektronikos, automatikos, informatikos, telekomunikacijų inžineriją.

Recenzavo:

LMA akademikas VU profesorius habil. dr. J. Vaitkus,

LMA akademikas KTU profesorius habil. dr. D. Eidukas,

VGTU Radioelektronikos katedros profesorius habil. dr. R. Kirvaitis,

KTU Taikomosios elektronikos katedros docentas dr. V. Bartkevičius,

VGTU Radioelektronikos katedros docentas dr. Š. Paulikas.

Knygos rengimą parėmė Lietuvos valstybinis mokslo ir studijų fondas

## Pratarmė

1897 metais anglų fizikas Dž. Tomsonas (*J. Thomson*) atrado elektroną. Po elektrono atradimo pradėjo formotis nauja mokslo ir technikos sritis – elektronika. Per šimtmetį ji taip veržliai vystėsi ir tobulėjo, kad išsiskverbė praktiškai į visas žmogaus veiklos sritis. Pastaruoju metu elektronika tapo besikuriančios informacinės visuomenės varikliu.

Elektronikos šaknys fizikoje. Jos susiję su Ampero (*Ampere*), Kulono (*Coulomb*), Faradėjaus (*Faraday*), Gauso (*Gauss*), Henrio (*Henry*), Omo (*Ohm*), Kirchhofo (*Kirchhoff*), Maksvelo (*Maxwell*), Herco (*Hertz*) ir kitų mokslo gigantų vardais. Pirmiausia nuo fizikos atsiskyrė elektrotechnika, paskui nuo jos – elektronika.

Elektronika dažnai apibrėžiama kaip mokslo ir technikos šaka, tirianti ir taikanti elektros krūvininkų generacijos, judėjimo, rekombinacijos reiškinius vakuume, dujose, kietuosiuose kūnuose ir taikanti šiuos reiškinius ir jais pagrįstus įtaisus informacijai apdoroti.

Taigi elektronika, kaip ir elektrotechnika, tiria ir taiko reiškinius, susijusius su elektronais. Tačiau elektroniką nuo elektrotechnikos skiria du svarbūs skiriamieji bruožai. Pirma, elektrotechnika tiria ir taiko reiškinius, susijusius su elektronais ir elektros srove metaluose, elektronika – su elektronų judėjimu vakuume, plazmoje, puslaidininkiuose. Antra, elektrotechnika susijusi su energetika, elektronika – su informacijos apdorojimu.

Spręsdami informacijos apdorojimo ir perdavimo uždavinius šiuolaikinės elektronikos srities mokslininkai ir inžinieriai taiko naujausius visų mokslo sričių pasiekimus. Apdorojant informaciją panaudojami nebe tik elektronai, bet ir kitos dalelės – fotonai, nebe tik elektronų krūviai, bet ir jų magnetinės savybės. Mikroelektronika transformuojasi į nanoelektroniką. Prognozuojama, kad, taikant nanotechnologijas, informacija bus apdorojama molekuliniame lygyje. Nanotechnologijos taikys kvantinius reiškinius ir reiškinius biologinėse sistemose.

Taigi šiuolaikinė elektronika jau nebetelpa į suformuluoto apibrėžimo rėmus. Siejant su paskirtimi, literatūroje anglų kalba

elektronika kartais apibrėžiama kaip *4C*: *components* (komponentai, įtaisai), *communication* (ryšiai), *computation* (kompiuterija) ir *control* (automatika, valdymas).

Šiame vadovėlyje, skirtame elektronikos, automatikos, telekomunikacijų, informatikos ir kitų technologijos mokslo krypčių pagrindinių studijų studentams, pateikiamos žinios tik apie komponentus – šiuolaikinės puslaidininkinės ir funkcinės elektronikos įtaisus, dar neseniai, atsižvelgiant į veikimo ir sandaros sudėtingumą (šiuolaikiniuose integriniuose grandynuose sutelpa šimtai milijonų elementų!), vadintus prietaisais.

Vadovėlį sudaro trys dalys.

Pirmojoje dalyje glaustai pateikiami puslaidininkinės elektronikos fizikiniai pagrindai: nagrinėjama puslaidininkių sandara, jų krūvininkai, kietųjų kūnų laidumas, reiškiniai pn sandūrose, įvairialytėse sandūrose, metalo-dielektriko-puslaidininkio dariniuose, aptariamose sandūrų ir kitų darinių savybės.

Antrojoje dalyje nagrinėjami puslaidininkiniai įtaisai – diodai, dvipoliai tranzistoriai, tiristoriai, lauko tranzistoriai, integriniai grandynai, mikrobangų puslaidininkiniai įtaisai.

Trečiojoje dalyje apžvelgiami funkcinės elektronikos įtaisai. Šią dalį sudaro akustinės elektronikos, optinės elektronikos, informacijos apdorojimo ir magnetoelektronikos įtaisų skyriai.

Būtina pastebėti, kad svarbiausia vadovėlio paskirtis – teikti skaitytojui žinių apie šiuolaikinės elektronikos elementinės bazės principus, kuriuos reikia žinoti gilesnėse elektronikos, ryšių, kompiuterijos, informatikos, automatikos studijose. Todėl pirmojoje knygos dalyje, atsižvelgiant į realius studijų laiko resursus, pateikiamos tik trumpos, technologijos mokslų studentams būtiniausios puslaidininkių fizikos žinios. Taikomi supaprastinti modeliai. Daugeliu atveju, nagrinėjant reiškinius ir siekiant atskleisti puslaidininkių savybes, remiamasi paprastojo puslaidininkio – silicio – pavyzdžiais. Todėl šio vadovėlio pirmoji dalis negali būti pakankama pasirinkusiems fizinių mokslų srities fizikos kryptį. Jiems yra Vilniaus universiteto mokslininkų A. Juodviršio,

M. Mikalkevičiaus ir S. Vengrio vadovėlis „Puslaidininkių fizikos pagrindai“.

Dar tenka pastebėti, kad šiuolaikinėje elektronikoje pritaikomos naujausios įvairiausių mokslo sričių žinios. Todėl elektronikos įtaisai labai įvairūs sandaros, veikimo ir savybių požiūriais. Tačiau visko viename vadovėlyje neįmanoma aprėpti. Skaitytojas vadovėlyje gali pasigesti žinių apie puslaidininkinių įtaisų triukšmus, išsamesnių žinių apie integrinius grandynus ir jų gamybą, žinių apie kai kuriuos funkcinės elektronikos įtaisus bei informacijos apie konkrečių įtaisų taikomąsias savybes. Šias žinių spragas turėtų užpildyti kiti studijų programų kursai ir kiti informacijos šaltiniai.

Sparčiai tobulėjant elektronikos įtaisams, labai svarbia problema tampa naujų lietuviškų terminų paieška. Šis darbas labai atsakingas ir labai reikalingas. Kita vertus, kažin ar galima pilnai pateisinti prieš dešimtmetį pradėtą elektronikos terminijos revoliuciją. Atrodytų, kad reikia ieškoti pavadinimų naujiems reiškiniams, naujiems įtaisams, o vartojamą terminą keisti tik tuo atveju, kai jis aiškiai nevykęs, o naujas – neabejotinai geras ir jį vartosiančiai bendrijai priimtinas. Tačiau už tokį konservatyvų požiūrį „Mikroelektronikos pagrindų“ vadovėlio autoriai (šio vadovėlio autorius ir prof. R. Kirvaitis) buvome piktai išbarti.

Prieš rengiant šį vadovėlį pasirodė „Radioelektronikos terminų žodynas“. Jame įteisinta daug gerų elektronikos srities terminų. Tačiau su kai kuriais naujadarais šio vadovėlio autoriui nepavyko susitaikyti. Gal, skaitytojas atleis radęs senesnės kartos terminų, kurie buvo priimtini „Fizikos terminų žodyno“, kitų leidinių autoriams ir jau buvo įsitvirtinę praktikoje.

Dėkoju Lietuvos valstybiniam mokslo ir studijų fondui, parėmusiam knygos rengimą. Nuoširdžiai dėkoju už vertingas pastabas ir siūlymus knygos recenzentams – LMA akademikui VU profesoriui J. Vaitkui, LMA akademikui KTU profesoriui habil. dr. D. Eidukui, VGTU profesoriui habil. dr. R. Kirvaičiui, KTU docentui dr. V. Bartkevičiui, VGTU docentui dr. Š. Paulikui, VGTU radioelektronikos katedros kolegoms ir studentams.

Ypatingai kruopščiai knygos rankraštį nagrinėjo prof. J. Vaitkus. Jo, kaip vieno iš puslaidininkių fizikos pradininkų Lietuvoje, žinomo mokslininko ir pedagogo, dėstančio puslaidininkių fizikos klausimus ne tik Lietuvoje, bet ir užsienyje, pastabos buvo labai vertingos ir padėjo išvengti kai kurių netikslumų ir fizikų požiūriu nekorektiškų interpretacijų. Kita vertus, į keletą gerbiamo recenzento pastabų ir siūlymų atsižvelgta nepilnai. Knygos autorius laikėsi nuomonės, kad teikiama informacija turi atitikti vartotojo pasirengimą ją priimti ir interesus. Todėl šioje knygoje, kaip ir daugumoje technologijos mokslų krypties studentams skirtų vadovėlių, neatsisakyta kai kurių supaprastintų modelių ir interpretacijų.

Būsiu dėkingas visiems, kurie praneš apie pastebėtus trūkumus ir klaidas ir teiks siūlymus, kaip tobulinti žinių apie šiuolaikiškų elektronikos įtaisų teikimą.

S.Štaras

El. paštas: [stanislovas.staras@el.vtu.lt](mailto:stanislovas.staras@el.vtu.lt)

## Pagrindiniai žymenys

$A$	–	darbas
$a$	–	pagreitis
$B$	–	magnetinė indukcija; informacijos perdavimo greitis
$b$	–	kanalo storis
$C$	–	talpa
$c$	–	šviesos greitis
$D$	–	difuzijos koeficientas; barjero skaidrumo koeficientas; elektrinio lauko indukcija; šviesos dispersijos parametras
$d$	–	nuskurdintojo sluoksnio storis
$E$	–	elektrinio lauko stipris; elektrovara
$e$	–	elektrono krūvis; natūrinio logaritmo pagrindas
$F$	–	jėga
$f$	–	dažnis; pasiskirstymo funkcija; $f_B$ – Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymo funkcija; $f_F$ – Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija
$G$	–	generacijos koeficientas; laisvoji Gibso energija; skiriamoji geba
$g$	–	aktyvusis laidumas; būsenų tankis; šviesos stiprinimo koeficientas
$H$	–	tranzistoriaus parametras; elektronų pluošto nuokrypis ekrane
$h$	–	tranzistoriaus parametras; $h(t)$ – impulsinė charakteristika
$h$	–	Planko konstanta; $\hbar = h / 2\pi$
$I$	–	srovės stipris
$i$	–	momentinis srovės stipris
$J$	–	srauto tankis
$j$	–	srovės tankis; $j_n$ ir $j_p$ – elektroninės ir skylinės srovių tankiai; $j_D$ ir $j_E$ – difuzinės ir dreifinės srovių tankiai
$j$	–	$\sqrt{-1}$
$K$	–	koeficientas; perdavimo koeficientas; $\underline{K}(j\omega)$ – perdavimo funkcija; $K(\omega)$ – dažninė amplitudės charakteristika
$k$	–	bangos skaičius; reakcijos greičio konstanta, sveikasis skaičius
$k$	–	Bolcmano konstanta
$L$	–	difuzijos nuotolis; Debajaus ekranavimo nuotolis; judesio kiekio

	momentas
$l$	– orbitinis kvantinis skaičius; ilgis
$m$	– masė; $m_n$ ir $m_p$ – elektrono ir skylės efektinės masės
$N$	– skaičius; dalelių skaičius; pasiskirstymo funkcija; priemaišos koncentracija; $N_A$ – Avogadro skaičius; $N_a$ – akceptorinių priemaišų koncentracija; $N_d$ – donorinių priemaišų koncentracija; $N_c$ – efektinis laidumo juostos lygmenų tankis; $N_v$ – efektinis valentinės juostos lygmenų tankis
$N$	– elektroninis puslaidininkis su plačia draudžiamąja juosta
$n$	– kvantinis skaičius; elektronų koncentracija (tankis); lūžio rodiklis
$n$	– elektroninis puslaidininkis
$P$	– tikimybė, galia
$P$	– skylinis puslaidininkis su plačia draudžiamąja juosta
$p$	– skylių koncentracija (tankis); impulsas; slėgis; periodas
$p$	– skylinis puslaidininkis
$Q$	– elektros krūvis; legiravimo dozė; elektrinė kokybė
$q$	– elementarusis krūvis
$R$	– elektrinė varža; atspindžio koeficientas; rekombinacijos koeficientas
$R$	– Rydbergo konstanta
$r$	– elektrinė varža; spindulys
$S$	– plotas; jautris
$T$	– absoliučioji temperatūra; virpesių periodas
$t$	– laikas
$U$	– elektrinė įtampa; $U_k$ – kontaktinis (sąlyčio) potencialų skirtumas
$u$	– momentinė elektrinė įtampa; būsenų skaičius
$V$	– tūris
$v$	– greitis
$W$	– energija; $W_p$ – potencinė energija; $W_k$ – kinetinė energija; $W_F$ – Fermio energija; $DW$ – draudžiamosios juostos plotis; $W_v$ – valentinės juostos viršutinio lygmens energija; $W_c$ – laidumo juostos dugno energija; $W_a$ – aktyvacijos energija
$\underline{Y}$	– kompleksinis (pilnutinis) laidumas
$\underline{Z}$	– kompleksinė (pilnutinė) varža

$A$	– statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas
$a$	– diferencialinis emiterio srovės perdavimo koeficientas; slopinimo koeficientas; temperatūrinis koeficientas; kampas
$B$	– statinis bazės srovės perdavimo koeficientas
$b$	– diferencialinis bazės srovės perdavimo koeficientas; fazės koeficientas
$g$	– emiterio efektyvumas, sklaidimo konstanta
$D$	– pokytis; $DF$ – praleidžiamųjų dažnių juostos plotis
$\Delta$	– Laplaso operatorius
$d$	– nuokrypis
$e$	– dielektrinė skvarba
$\epsilon_0$	– elektrinė konstanta
$h$	– naudingumo koeficientas; kvantinis našumas
$l$	– bangos ilgis
$m$	– judrumas (judris); cheminis potencialas; magnetinė skvarba
$\mu_0$	– magnetinė konstanta
$n$	– šviesos virpesių dažnis
$r$	– savitoji varža; elektros krūvio tankis; spinduliuotės spektrinis tankis
$s$	– savitasis laidumas; vidutinis kvadratinis nuokrypis
$t$	– laiko konstanta; krūvininkų gyvavimo trukmė
$F$	– srautas
$j$	– elektrinis potencialas; kampas; fazė; $j(w)$ – dažninė fazės charakteristika
$Y, y$	– banginė funkcija
$w$	– kampinis dažnis
$\ominus \oplus$	judrūs krūvininkai
$\ominus \oplus$	nejudrūs jonai

## 1. KIETŲJŲ KŲRŲ SANDARA IR ENERGIJOS JUOSTOS

Kietieji kūnai pasižymi formos ir matmenų pastovumu. Pagal elektrinį laidumą normalioje temperatūroje jie skirstomi į laidininkus, puslaidininkius ir izoliatorius. Kietųjų kūrų savybes lemia medžiagų sandaros ypatumai.

Šiame skyriuje aptarsime atomų sąveiką kietuosiuose kūnuose, kietųjų kūrų kristalines gardeles, kietųjų kūrų elektronų energijos spektrus ir laidininkų, puslaidininkų bei izoliatorių juostinių modelių ypatumus. Didžiausias dėmesys bus skiriamas paprastesiems puslaidininkiams – jų sandarai ir modeliams.

### 1.1. Atomų sąveika kietuosiuose kūnuose

Susidarant kietajam kūnui, atsiranda tarpatominiai (cheminiai) ryšiai. Ryšio jėgos atsiranda dėl elektros krūvių sąveikos. Atsižvelgiant į prigimtį ypatumus, ryšiai skirstomi į joninius, kovalentinius, metališkuosius ir molekulinčius.

*Joniniai* ryšiai susidaro, kai vieno atomų valentiniai elektronai pereina į kitus atomus. Susidariusių priešingo krūvio jonų (pvz.,  $\text{Na}^+$  ir  $\text{Cl}^-$  jonų) tarpusavio elektrinė trauka ir lemia ryšį. Ryšio stiprumą nusako ryšio energija. Ryšio energija – tai kiekis energijos, kuri išsiskiria susidarant ryšiams. Joniniai ryšiai yra stiprūs ryšiai. Jų ryšio energija siekia šimtus ir net tūkstančius kilodžaulių moliui. Todėl joniniai kristalai mechaniškai stiprūs, kieti, lydosi tik aukštoje temperatūroje. Kadangi joniniuose kristaluose nėra laisvųjų elektronų, jiems būdingas tik nedidelis joninis laidumas.

Kai kurių medžiagų molekulėse (pvz.,  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ , ...) neutralūs atomai sieja *kovalentiniai* ryšiai. Kovalentinių ryšių prigimtį paaiškina kvantinė mechanika. Trumpai aptarkime, kaip susidaro kovalentinis ryšys tarp dviejų vandenilio atomų.

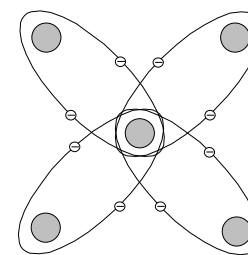
Suartėjant dviem vandenilio atomams, didėja tikimybė, kad vieno atomo elektronas atsidurs greta kito atomo. Kai atstumas tarp atomų sumažėja iki 0,1 nm, jų elektronai tampa bendri. Jeigu elektronų sukiniai yra priešingų ženklų, padidėja tikimybė rasti šiuos elektronus erdvėje tarp branduolių. Būdami tarp branduolių, elektronai, kaip neigiami krūviai, traukia teigiamus branduolius. Taip atsiranda kovalentinio ryšio jėga. Taigi kovalentiniai ryšiai atsiranda tada, kai susidaro bendros gretimoms atomams elektronų poros.

Kietuosiuose kūnuose kovalentiniai ryšiai vyrauja atominiuose kristaluose, turinčiuose deimanto tipo kristalinę gardele. Deimantas sudarytas iš anglies atomų, turinčių po keturis valentinius elektronus. Deimanto gardelėje kiekvieną atomą supa keturi artimiausieji atomai. Kovalentiniai ryšiai susidaro, atsiradus bendroms gretimų atomų valentinių elektronų orbitoms. Vieną orbitą užima du elektronai su priešingais sukiniais (1.1 pav.).

Deimanto tipo gardelė būdinga ir paprastesiems puslaidininkiams – siliciui ir germaniui.

Kovalentinių ryšių energija didelė – šimtai kilodžaulių moliui. Todėl daugumai atominių kristalų būdingas didelis mechaninis atsparumas, kietumas, jų lydymosi temperatūros aukštos. Kadangi kovalentinio ryšio nuotolis nedidelis, atominiai kristalai yra trapūs. Pagal elektrines savybes deimantas laikomas izoliatoriumi, silicis ir germanis yra puslaidininkiai. Nedidelį elektrinį laidumą lemia tai, kad paminėtuose kristaluose beveik nėra laisvųjų elektronų.

Metaluose tarp atomų dominuoja *metališkieji* ryšiai. Metalų atomams suartėjant, atomų valentiniai elektronai tampa laisvi ir gali judėti tarp jonų – netekusių elektronų atomų. Neigiami elektronai



1.1 pav. Deimanto valentinių elektronų orbitos – supaprastintas (plokščiasis) modelis

traukia teigiamus jonus. Taip ir atsiranda metališkųjų ryšių jėgos.

Metališkųjų ryšių energija taip pat didelė – šimtai kilodžaulių moliui. Todėl dauguma metalų yra mechaniškai atsparūs, kieti, pasižymi aukštomis lydymosi temperatūromis. Metališkieji ryšiai nenutrūksta net tada, kai atomai gerokai pasislenka vienas kito atžvilgiu. Todėl metališkieji kristalai yra plastiški. Metaluose daug laisvųjų elektronų, todėl jiems būdingas didelis elektrinis laidumas.

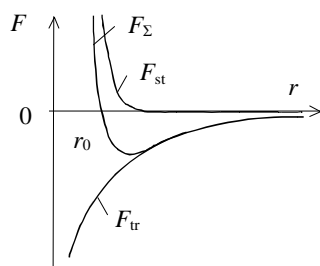
*Molekuliniai* ryšiai (dėl Van der Vaalso, dispersinių jėgų, dipolinės sąveikos) susidaro kristaluose iš inertinių dujų atomų arba neutralių molekulių. Jie yra silpni. Kietieji kūnai, kuriuose vyrauja molekuliniai ryšiai, lengvai deformuojami, lydosi žemose temperatūrose. Pagal elektrines savybes jie – dielektrikai.

Atomų traukos jėgos didėja, mažėjant atstumui tarp sąveikaujančių atomų (1.2 pav.). Pavyzdžiui, joninio ryšio atveju traukos jėga pagal Kulono dėsnį išreiškiama formule

$$F_{tr} = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon r^2};$$

čia  $q$  – elementarusis krūvis ( $q = |e|$ ,  $e$  – elektrono krūvis)  $e$  – dielektrinė skvarba,  $r$  – atstumas tarp sąveikaujančių atomų.

Tačiau atomų traukos jėgos nėra vienintelės. Kai atstumas tarp atomų mažėja ir suartėja gretimų atomų elektronų apvalkalai, pradeda



1.2 pav. Tarpatominių jėgų priklausomybės nuo atstumo tarp sąveikaujančių atomų

veikti atomų stūmos jėgos. Jos neleidžia vieno atomo elektronams įsiskverbti į kito atomo elektroninį apvalkalą. Mažėjant atstumui tarp atomų, stūmos jėga  $F_{st}$  sparčiai stiprėja (1.2 pav.). Esant tam tikram atstumui  $r_0$  tarp atomų, traukos ir stūmos jėgos atsveria viena kitą, atstojamoji jėga  $F_{\Sigma}$  tampa lygi nuliui.

Nutolę atstumu  $r_0$  vienas nuo kito atomai yra pusiausvyros būsenoje. Todėl, susidarant kietajam kūnui, atomai išsidėsto tvarkingai – atstumu  $r_0$  vienas nuo kito. Jeigu pasireiškia tik artimoji tvarka, kietasis kūnas yra amorfinis. Jeigu tvarkinga vidinė struktūra yra visame kietajame kūne, tai jis yra kristalas. Toliau nagrinėsime tik kristalinius kietuosius kūnus.

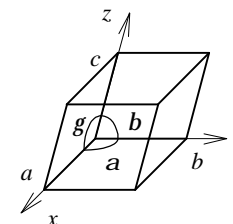
## 1.2. Kristalinės gardelės

Aiškinantis vidinę kristalų struktūrą, jie modeliuojami kristalinėmis gardelėmis. Kristalinė gardelė – tai erdvinis tinklėlis, kurio mazgai sutampa su kristalo atomų arba molekulių centrais. Kristalinę gardelę sudaro elementarūs narveliai (1.3 pav.).

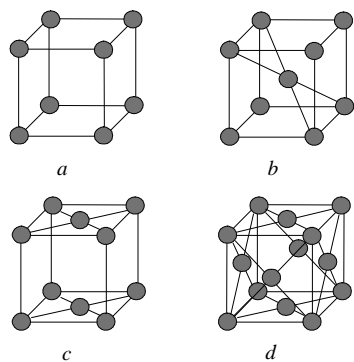
Bendruoju atveju elementariojo narvelio briaunos yra nevienodo ilgio ir kertasi skirtingais kampais. Trūkiais ir lygiagrečiais poslinkiais kartojant (transliuojant) elementarųjį narvelį, susidaro erdvinė gardelė.

Jeigu gardelės mazgai yra tik elementariojo narvelio viršūnėse (1.4 pav., a), tai toks narvelis vadinamas paprastuoju arba primityviuoju, o pati gardelė – paprastąja arba primityviąja. Kiekvienam paprastajam narveliui tenka vienas mazgas.

Kartais kristalo sandara ir simetrija geriau išryškėja nagrinėjant ne paprastąjį, o sudėtingąjį narvelį, kuriame mazgai yra ne tik viršūnėse. Sudėtingi kubiniai narveliai atvaizduoti 1.4 paveiksle, b–d. Centruotojo tūrio narvelyje (1.4 pav., b) be mazgų narvelio viršūnėse yra mazgas narvelio centre. Centruotojo pagrindo narvelyje (1.4 pav., c) papildomi mazgai yra dviejų priešingų sienelių centruose, centruotojo paviršiaus narvelyje (1.4 pav., d) – kiekvienos sienelės centre.



1.3 pav. Elementarusis kristalinės gardelės narvelis



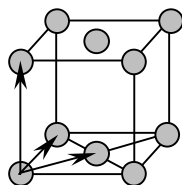
1.4 pav. Paprastas (a) ir sudėtingieji (b–d) kubiniai narveliai

Paprastiausiu atveju gardelės mazguose yra pavieniai atomai. Tačiau mazguose gali būti kelių atomų arba molekulių grupės. Tokia grupė vadinama struktūros elementu arba *bazė*. Taigi, norint išsamiai apibūdinti kristalo sandarą, dar reikia nurodyti, kaip sudaryta bazė.

Paprastiesiems puslaidininkiams – germaniui ir siliciui – būdinga deimanto tipo gardelė. Deimanto tipo gardelės bazė sudaryta iš dviejų atomų. Šią gardelę galima išvaizduoti kaip dvi sudarytas iš vienodų atomų ir įstatytas viena į kitą centruotojo paviršiaus kubines gardeles, perstumtas viena kitos atžvilgiu per ketvirtį tūrinės įstrižainės.

Kiekvieną atomą deimanto tipo gardelėje supa keturi artimiausi atomai. Jų išsidėstymas erdvėje parodytas 1.6 paveiksle, a.

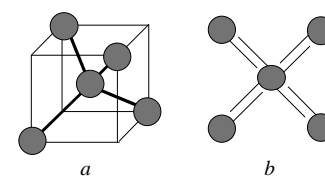
Sudėtinių puslaidininkių, sudarytų iš periodinės elementų sistemos trečiosios ir penktosios grupės elementų, gardelės bazė sudaryta iš dviejų skirtingų atomų (pvz.,



1.5 pav. Paprastojo narvelio vektorių kryptys centruotojo pagrindo narvelyje

Ga ir As). Sudėtinių puslaidininkių kristalų gardeles galima išvaizduoti kaip dvi skirtingų atomų centruotojo paviršiaus gardeles, įstatytas viena į kitą ir perstumtas viena kitos atžvilgiu per ketvirtį tūrinės įstrižainės. Tokios gardelės vadinamos cinko blizgio (ZnS) arba sfalerito tipo gardelėmis. Šiose gardelėse vieno tipo atomą supa keturi artimiausi kito tipo atomai.

Kai vėliau išsamiau nagrinėsime puslaidininkius, jų erdviniai modeliai bus pernelyg sudėtingi. Todėl taikysime supaprastintus – plokščiuosius – modelius. Paprastojo puslaidininkio plokščiojo modelio fragmentas parodytas 1.6 paveiksle, b. Pagal supaprastintą modelį puslaidininkio atomą supa taip pat keturi artimiausieji atomai, tik visi atomai yra vienoje plokštumoje.



1.6 pav. Deimanto tipo gardelės narvelio fragmentas (a) ir jo plokščiasis modelis (b)

## 1.1 užduotis

Kristalinė gardelė – deimanto tipo, jos konstanta  $a$ . Raskime atomų skaičių, tenkantį gardelės narveliui, atstumą tarp artimiausių atomų ir atominį spindulį.

## Sprendimas

Kiekvienas paprastosios gardelės mazgas priklauso 8 gretimiems narveliams. Vienam narveliui tenka  $8 \cdot (1/8) = 1$  mazgas.

Centruotojo paviršiaus narvelio sienelės centre esantis mazgas priklauso dviem gretimiems narveliams. Dėl mazgų, esančių sienelių centruose, narveliui tenka  $6 \cdot (1/2) = 3$  mazgai. Iš viso centruotojo paviršiaus narveliui tenka  $1 + 3 = 4$  mazgai.

Deimanto tipo gardelė sudaryta iš dviejų centruotojo paviršiaus gardelių, ... Todėl vienam jos narveliui tenka  $2 \cdot 4 = 8$  atomai.

Jeigu kubo briauna  $a$ , tai jo erdvinės įstrižainės ilgis –  $a\sqrt{3}$ . Artimiausieji atomai deimanto tipo gardelėje yra nutolę vienas nuo kito, kaip seka iš gardelės apibūdinimo ir 1.6 paveikslo, a, per ketvirtį erdvinės įstrižainės. Taigi atstumas tarp jų yra  $a\sqrt{3}/4$ .

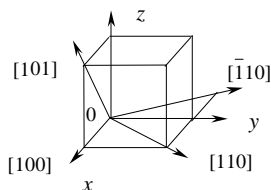


## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos

Kartais kietojo kūno gardelės mazgai modeliuojami besiliečiančiais rutuliais. Rutulio spindulys vadinamas atominiu spinduliu. Kadangi atstumas tarp artimiausių atomų centrų yra  $a\sqrt{3}/4$ , tai atominis spindulys lygus  $a\sqrt{3}/8$ .

Dar aptarkime, kaip kristalografijoje žymimi mazgai, kryptys ir plokštumos.

Su gardelės narvelio briaunomis paprastai sutapdinamos koordinatės ašys. Tada paprastosios gardelės mazgų koordinatės išreiškiamos taip:  $x = ma$ ,  $y = nb$ ,  $z = pc$ ; čia  $m$ ,  $n$ , ir  $p$  – sveikieji skaičiai. Kai gardelės parametrai  $a$ ,  $b$  ir  $c$  žinomi, mazgo padėtį galima nusakyti skaičių  $m$ ,  $n$ , ir  $p$  rinkiniu. Tai – mazgo kristalografiniai indeksai. Jie rašomi dvigubuose laužtiniuose skliaustuose:  $[[mnp]]$ .



1.7 pav. Kai kurių kryptų indeksai

Kryptį kristale galima nusakyti spinduliu, išeinančiu iš koordinatės sistemos pradžios. Kryptį visiškai nusako indeksai pirmojo mazgo, per kurį eina spindulys. Kryptis žymima taip:  $[uvw]$ . Kai kurių kryptų indeksai nurodyti 1.7 paveiksle. Minuso ženklas rašomas virš indekso. Visos lygiagrečios kryptys žymimos simboliu  $\langle uvw \rangle$ .

Jei plokštuma koordinatės ašyse atkerta atkarpas  $ma$ ,  $nb$ ,  $pc$ , tai jos lygtį galima užrašyti šitaip:

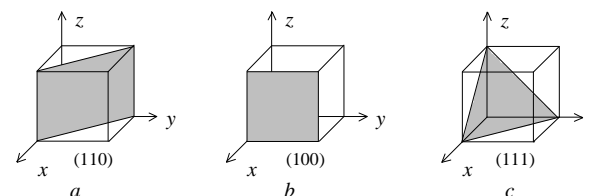
$$\frac{x}{m} + \frac{y}{n} + \frac{z}{p} = 1;$$

$$hx + ky + lz = D;$$

čia  $D$  – bendras vardiklis.

Mažiausi sveikieji skaičiai  $h$ ,  $k$ ,  $l$ , kurių santykiai  $h:k:l = (1/m):(1/n):(1/p)$ , vadinami plokštumos indeksais. Taip

## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos



1.8 pav. Kai kurių plokštumų indeksai

nustatytų plokštumos indeksų skaitinės reikšmės sutampa su normalės plokštumai, kaip krypties, skaitiniais indeksais.

Plokštuma žymima  $(hkl)$ , lygiagrečios plokštumos žymimos  $\{hkl\}$ . Jei plokštuma lygiagreti koordinatės ašiai, tai tą ašį atitinkantis indeksas lygus 0. Kai kurių plokštumų indeksai nurodyti 1.8 paveiksle.

Kristalografiniai plokštumų ir kryptų indeksai dar vadinami Milerio (*Miller*) indeksais.

### 1.2 užduotis

Raskime ilgus atkarpų, kurias koordinatės ašyse atkerta kristalografinės plokštumos, kurių indeksai (213) ir (210).

Sprendimas

Užrašome plokštumų lygtis:

$$2x + 1y + 3z = D \quad \text{ir} \quad 2x + 1y + 0z = C.$$

Šias lygtis galime taip perrašyti:

$$\frac{x}{3} + \frac{y}{6} + \frac{z}{2} = 1 \quad \text{ir} \quad \frac{x}{1} + \frac{y}{2} + \frac{z}{\infty} = 1.$$

Tuomet plokštuma (213) atkerta ašyse atkarpas, kurių ilgiai  $3a$ ,  $6a$ ,  $2a$ , antroji plokštuma ašyse  $x$  ir  $y$  atkerta atkarpas  $a$ ,  $2a$  ir yra lygiagreti  $z$  ašiai; čia  $a$  – gardelės konstanta.

### 1.3. Kristalų defektai

Realiuose kristaluose būna defektų. Kristalų defektai – tai monokristalų periodinės sandaros pažeidimai. Defektai skirstomi į dinaminius ir statinius.

*Dinaminiai* defektai pasireiškia dėl kristalinės gardelės mazgų šiluminių virpesių apie pusiausvyros padėtis. Įrodoma, kad kristalo gardelės virpesių energiją  $W_k$  galima išreikšti normaliuųjų (nepriklausomų) virpesių energijų suma:

$$W_k = \sum_i \hbar \omega_i \left( n_i + \frac{1}{2} \right); \quad (1.1)$$

čia  $\omega_i$  – normaliuųjų  $i$ -ojo tipo virpesių dažnis,  $n_i$  – sveikasis skaičius.

Iš formulės aišku, kad tam tikro tipo virpesių energija gali keistis tik kvantais  $\hbar \omega_i$ , kurie vadinami *fononais*. Fononą galima laikyti kvazidalele (lot. *quasi* – beveik, tartum), kurios energija  $\hbar \omega_i$ , o impulsas –  $p = \hbar k_i$ ; čia –  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – Planko (*Planck*) konstanta,  $k_i = \omega_i / v$  – bangos skaičius,  $v$  – virpesių sklaidimo greitis. Remiantis fonono sąvoka, daugeliu atveju kristalą galima nagrinėti kaip kvazidalelių – fononų – sistemą. Fononų sistemos energija lygi kietojo kūno virpesių energijai.

*Statiniai* kristalų defektai gali atsirasti auginant kristalą. Jie skirstomi į nulinius, vienmačius, dvimačius ir trimačius.

Nuliniai, arba taškiniai kristalo defektai gali atsirasti aukštoje temperatūroje. Atomų šiluminių virpesių energija kristale pasiskirsto netolygiai. Kai kurie atomai gali įgyti tiek energijos, kad jos pakanka suardyti ryšiams su gretimais atomais. Tokie atomai kristale išlekia iš gardelės mazgo. Kristale atsiranda tuščias mazgas (vakansija) ir dislokuotas tarp mazgų atomas (1.9 pav., *a*). Tokio tipo defektai vadinami Frenkelio (*Френкель*) defektais.

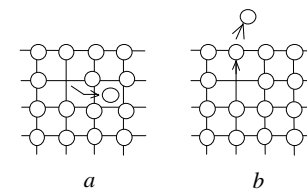
Vakansija gali atsirasti, išgaravus atomui aukštoje temperatūroje iš kristalo paviršinio sluoksnio. Po to ji gali skverbtis į kristalą (1.9 pav., *b*) Tokio tipo defektai vadinami Šotkio (*Schottky*) defektais.

Taškinį defektą priežastimi dar gali būti kito tipo

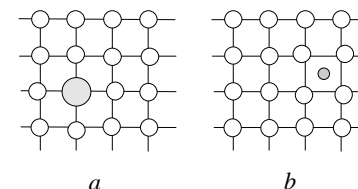
– priemaišų – atomai arba jonai gardelės mazguose arba tarpmazgiuose (1.10 pav.).

Vienmačiai, arba linijiniai defektai dar vadinami *dislokacijomis*. Dislokacijos apima kelių šimtų ar tūkstančių gardelės periodų sritis. Kristalo viduje nutrūkus vienai kristalo atominėi plokštumai, susidaro kraštinė dislokacija (1.11 pav., *a*), kurios ašis yra atominės pus-plokštumos kraštas *AB*.

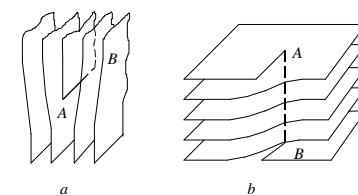
Dėl vienos kristalo dalies šlyties kitos kristalo dalies atžvilgiu atsiranda sraigtinė dislokacija. Sraigtinės dislokacijos atveju atominės plokštumos susijungia, sudarydamos sraigtinį paviršių (1.11 pav., *b*). Aplink sraigtinės dislokacijos ašį *AB* plokštuma kyla arba leidžiasi sraigto žingsniu, lygiu



1.9 pav. Frenkelio (*a*) ir Šotkio (*b*) defektai dvimatėje gardelėje



1.10 pav. Priemaišų atomų sukelti defektai



1.11 pav. Atominių plokštumų defektai kraštinės (*a*) ir sraigtinės (*b*) dislokacijų atvejais

atstumui tarp atominių plokštumų.

Dvimačiai, arba paviršiniai defektai atsiranda dėl kristalo periodinės struktūros nutrūkimo kristalo paviršiuje. Kita paviršinių defektų priežastis – kristalo paviršinio sluoksnio užteršimas, veikiant deguoniui, vandens garams ir kitiems aplinkos veiksniams. Dar gali būti ir vidiniai paviršiniai defektai polikristalus sudarančių monokristalinių grūdelių paviršiuose.

Kiaurymės ir kanalai kristalo viduje laikomi trimačiais, arba tūriniais defektais. Jie susidaro trūkstant atomų arba esant kristale dujų ar priemaišų intarpams.

#### 1.4. Atomų elektronų savybės

Elektronai yra mikrodalelės ir pasižymi dalelių ir bangų savybėmis. Pagal de Broilį (*de Broglie*) mikrodalelę, kurios masė  $m$ , energija  $W$  ir impulsas  $p$ , atitinka banga, kurios dažnis  $w$  ir bangos ilgis  $l$ , išreiškiami formulėmis

$$l = h / p, \quad (1.2)$$

$$w = W / h; \quad (1.3)$$

čia  $h$  – Planko konstanta;  $h = h / 2\pi$ .

Elektronus, kaip mikrodaleles, atitinkančios de Broilio bangos yra tikimybinių pobūdžio.

Mikrodalelėms būdingas koordinatės ir greičio neapibrėžtumas. Heizenbergas (*Heisenberg*) nustatė, kad  $Dx Dp \geq h$  ir  $DW Dt \geq h$ ; čia  $\Delta x$ ,  $\Delta p$  ir  $DW$  yra mikrodalelės koordinatės, judesio kiekio (impulso) ir energijos neapibrėžtumai,  $Dt$  – laiko intervalas, kuriame mikrodalelės energija yra intervale nuo  $W$  iki  $W + DW$ .

Dėl neapibrėžtumo neįmanoma tiksliai rasti mikrodalelės koordinatės ir impulso. Taigi koordinatė ir impulsas negali išsamiai apibūdinti mikrodalelės būsenos. Kadangi mikrodalelei būdingos banginės savybės, **mikrodalelę galima aprašyti kaip bangą** – ją atitinkančia bazine funkcija  $\underline{Y}(x, y, z, t)$ . Mikrodalelę atitinkančią banginę funkciją galima rasti sprendžiant Šredingerio (*Schrödinger*)

lygtį. Fizikinę prasmę turi ne pati banginė funkcija, o jos modulio kvadratas  $|\underline{Y}(x, y, z, t)|^2$ . Jis proporcingas tankiui tikimybės rasti mikrodalelę nagrinėjamame erdvės taške  $x$ ,  $y$ ,  $z$  laiko momentu  $t$ .

Jeigu mikrodalelės potencinė energija nekinta laikui bėgant, Šredingerio lygtis sprendžiama kintamųjų atskyrimo metodu – banginė funkcija išreiškiama dviejų funkcijų, kurių viena priklauso tik nuo koordinatžių, o kita – tik nuo laiko, sandauga:  $\underline{Y}(x, y, z, t) = \underline{Y}(x, y, z) \underline{j}(t)$ .

Jeigu mikrodalelės neveikia išorinės jėgos, ji yra laisva. Tuomet dalelės potencinė energija lygi nuliui, ir bendrosios Šredingerio lygties sprendinys, kai mikrodalelė juda vienmatėje erdvėje, yra toks:  $\underline{Y}(x, t) = \underline{A} \exp[j(kx - wt)] + \underline{B} \exp[j(kx + wt)]$ ; čia  $\underline{A}$  ir  $\underline{B}$  – koeficientai,  $k = 2\pi / l$  – bangos skaičius;  $w$  ir  $l$  – mikrodalelę atitinkančios de Broilio bangos kampinis dažnis ir ilgis. Sprendinys reiškia dviejų plokščiųjų bangų superpoziciją. Pirmasis dėmuo aprašo krintančiąją bangą, sklindančią  $x$  kryptimi, antrasis – atspindėtąją bangą, sklindančią priešinga kryptimi.

Laisvosios mikrodalelės ir ją atitinkančios de Broilio bangos greičiai yra susieti: bangos fazinis greitis  $v_f = w / k = v / 2$ , grupinis greitis  $v_g = dw / dk = v$ ; čia  $v$  – dalelės greitis.

Laisvoji dalelė gali įgyti bet kokią kinetinę energiją – jos energijos spektras yra ištisinis.

Sprendžiant Šredingerio lygtį mikrodalelei, kuri sutinka potencialo barjerą, gaunama, kad mikrodalelė gali atsispindėti nuo žemo barjero. Atspindžio tikimybė priklauso nuo mikrodalelės energijos ir potencialo barjero aukščio santykio. Kuo aukštesnis barjeras, tuo didesnė atspindžio tikimybė. Prieš atsispindėdama nuo aukšto potencialo barjero mikrodalelė į jį šiek tiek įsiskverbia. Todėl galimas tunelinis efektas: mikrodalelė gali prasiskverbti per aukštą ir ploną potencialo barjerą.

Sprendžiant Šredingerio lygtį mikrodalelei, kuri yra potencialo duobėje, gaunama, kad mikrodalelės energijos spektras yra diskretinis – mikrodalelė įgyja tik tam tikras kvantuotas energijos reikšmes.

## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos

Mikrodalelės, esančios be galo gilioje vienmatėje stačiakampėje duobėje, energija išreiškiama formule

$$W_n = \frac{h^2}{8ma^2} n^2; \quad (1.4)$$

čia  $n = 1; 2; 3 \dots$  – kvantinis skaičius, nusakantis dalelės būseną;  $m$  – dalelės masė,  $a$  – duobės plotis.

Atomai elektronui yra trimatė potencialo duobė. Elektrono būsenai atome nusakoma keturiais kvantiniais skaičiais – *pagrindiniu* kvantiniu skaičiumi  $n$  ( $n = 1; 2; 3; \dots$ ), *orbitiniu* kvantiniu skaičiumi  $l$  ( $l = 0; 1; 2; \dots; n-1$ ), *magnetiniu* kvantiniu skaičiumi  $m_l$  ( $m_l = -l; -(l-1); \dots -1; 0; 1; \dots; l$ ) ir *sukinio* kvantiniu skaičiumi  $m_s$  ( $m_s = 1/2; -1/2$ ).

Vandeniliškajame atome esančio elektrono energija priklauso nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus  $n$ :

$$W_n = -Z^2 R h c / n^2; \quad (1.5)$$

čia  $Z$  – sveikasis skaičius, nusakantis branduolio krūvį  $Zq$  ( $q$  – elementariojo krūvio absoliučioji vertė);  $R$  – Rydbergo (Rydberg) konstanta.

Daugiaelektroninio atomo elektrono energija yra dviejų pirmųjų kvantinių skaičių ( $n$  ir  $l$ ) funkcija.

Pagal Paulio (Pauli) draudimo principą vienoje kvantinėje sistemoje negali būti dviejų elektronų su tais pačiais keturiais kvantiniais skaičiais.

Taigi atomuose elektronai užima leidžiamosios energijos lygmenis. Išsamesnes žinias apie atomų elektronų savybes ir atomų elektronines struktūras galima rasti 1 priede.

### 1.5. Elektronai kristale

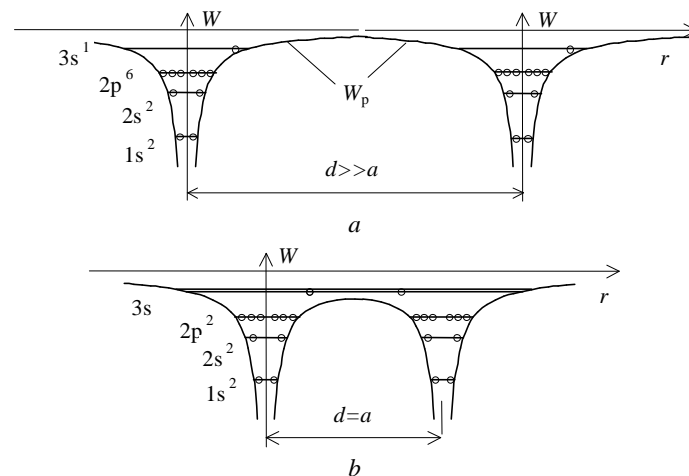
Dabar išsiaiškinkime, kaip kinta elektronų energijos spektras, suartėjant atomams – iš laisvųjų atomų susidarant kietajam kūnui.

## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos

Siekdami paprasčiau atskleisti sudėtingų fizikinių reiškinių esmę, pasitelkime supaprastintus modelius.

Pradžioje nagrinėkime du natrio atomus. Natrias periodinėje elementų sistemoje – 11-asis elementas. Natrio atomo elektroninė struktūra:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ .

Kol atstumas tarp atomų didelis, jų sąveikos galima nepaisyti ir laikyti tuos atomus laisvaisiais. 1.12 paveiksle,  $a$ , parodyti natrio atomų elektronų potencinės energijos  $W_p$  priklausomybės nuo elektronų nuotolių  $r$  nuo branduolių grafikai ir elektronų energijos lygmenys, kai atstumas tarp atomų  $d$  daug didesnis už atstumą  $a$  tarp atomų kristale. Iš paveikslo matyti, kad atomų elektronai yra potencialo duobėse, atomų elektronus skiria aukšti ir platūs potencialo barjerai. Barjerų aukštis elektronams nevienodas: kuo žemesnis lygmuo, kurį užima elektronas, tuo aukštesnis barjeras. Kai  $d \gg a$ ,



1.12 pav. Elektronai atomuose, kai nuotolis  $d$  tarp atomų didelis (a) ir kai  $d \approx a$  (b)

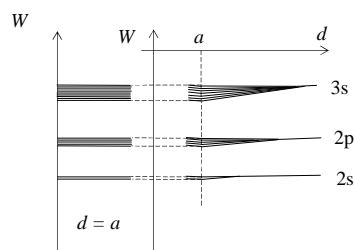
barjerų storis apytikriai lygus  $d$ .

Aukštų didelio storio barjerų elektronai negali įveikti, todėl nutolusių atomų elektronai nesąveikauja.

1.12 paveiksle,  $b$ , parodyti grafikai, apibūdinantys elektronų būsenas suartėjusiuose atomuose (kai  $d \approx a$ ). Iš paveikslo matyti, kad, suartėjant atomams, sumažėja ne tik potencialo barjerų tarp atomų plotis, bet ir jų aukštis. Užimantiems lygmenį 3s valentiniais elektronams potencialo barjeras erdvėje tarp atomų tampa žemas. Šie elektronai atomų sistemoje tampa laisvais.

Kristale, sudarytame iš  $N$  atomų lygmenį 3s turėtų užimti  $N$  elektronų. Tačiau tai prieštarauja Paulio draudimo principui: lygmenį 3s gali užimti tik du elektronai. Sprendžiant šį prieštaravimą įrodyta, kad kristale Paulio draudimo principas galioja. Mat dėl atomų sąveikos kristale leidžiamosios energijos lygmenys išplinta (1.12 pav,  $b$ ) ir iš jų susidaro energijos juosta, sudaryta iš  $N(2l+1)$  vienas arti kito esančių polygmenų.

Lygmenų išplitimo laipsnis priklauso nuo jų padėties (1.13 pav.). Kuo energijos lygmuo žemesnis, tuo mažiau jis išplitęs, nes elektronus, užimančius žemesnius lygmenis skiria aukštesni potencialo barjerai. Todėl žemesnių lygmenų elektronų sąveika yra silpnesnė. Ji gali pasireikšti tik dėl tunelinio efekto.



1.13 pav. Leidžiamosios energijos lygmenų plitimas, susidarant kietajam kūnui

Viršutinių energijos lygmenų išplitimą galima pagrįsti ir kitaip. Elektronai, užimantys viršutinius energijos lygmenis, kristale yra laisvi. Jie gali judėti įvairiais greičiais. Todėl jų leidžiamųjų energijos reikšmių diapazonas yra išplitęs. Dar svarbu pastebėti, kad lygmenys išplinta į juostas nepriklausomai nuo to, ar atitinkamuose lygmenyse yra elektronų, ar jų nėra.

Taigi, **susidarant** iš izoliuotų atomų **kristalui, leidžiamosios energijos lygmenys virsta leidžiamosiomis energijos juostomis**. Tarp leidžiamosios energijos juostų yra draudžiamosios energijos juostos. Grynojo kristalo elektronai negali įgyti energijos, esančios draudžiamosios energijos juostoje. Didėjant energijai, leidžiamosios energijos juostos platinėja, todėl draudžiamosios juostos tampa vis siauresnės.

Taigi darome išvadą, kad **kristale esančių elektronų energijų spektrui būdingas juostinis pobūdis**.

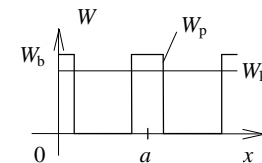
Analogiškas išvadas galima gauti remiantis kvantine mechanika – sprendžiant Šredingerio lygtį. Siekiant, kad Šredingerio lygties sprendimas būtų paprastesnis, taikomas Kronigo (*Kronig*) ir Peni (*Penney*) pasiūlytas supaprastintas kristalo modelis, atvaizduotas 1.14 paveiksle. Pagal šį modelį elektronas, kurio energija  $W_k$ , yra vienmatėje erdvėje, kurioje periodiškai pasikartojančias, modeliuojančias atomus potencialo duobės skiria periodiniai potencialo barjerai.

Jei barjero aukštis lygus nuliui, elektronas yra laisvas. Šiuo atveju, kaip parodyta 1 priede, elektrono energija išreiškiama formule:

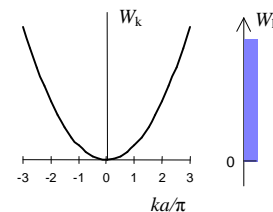
$$W_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{\hbar^2}{2mL^2} = \frac{p^2}{2m}; \quad (1.6)$$

čia  $L$  – elektroną atitinkančios de Broilio bangos ilgis;  $k = 2\pi/L$  – bangos skaičius;  $p$  – impulsas.

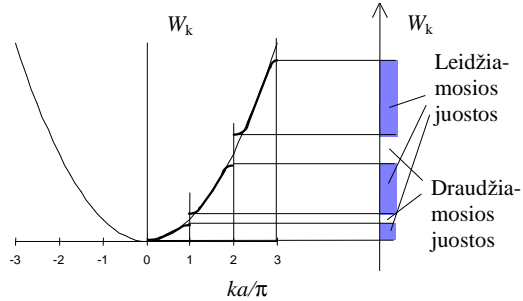
Pagal (1.6) sudarytas kinetinės energijos priklausomybės nuo bangos skaičiaus grafikas pateiktas



1.14 pav. Supaprastintas kristalo atomų modelis – periodinės potencialo duobės



1.15 pav. Laisvojo elektrono kinetinės energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus ir leidžiamosios energijos spektras



1.16 pav. Kristalo elektrono energijos priklausomybės nuo bangos skaičiaus pobūdis ir energijos spektras

1.15 paveiksle. Laisvojo elektrono energijos spektras yra ištisinis – elektrono kinetinė energija gali įgyti bet kokią reikšmę.

Jeigu erdvė, kaip kristale, sudaryta iš potencialo duobių, sprendžiant Šredingerio lygtį gaunama, kad elektrono kinetinės energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus tampa sudėtingesnė (1.16 pav.). Priklausomybės  $W_k(k)$  kreivė yra trūki. Elektrono energijos spektras yra juostinio pobūdžio – sudarytas iš leidžiamosios ir draudžiamosios energijos juostų.

### 1.6. Elektrono efektinė masė

Sakykime, kad kristale sudarytas elektrinis laukas. Jis veikia elektroną jėga  $F$ . Judėdamas greičiu  $v = v_g$ , kelyje  $dx$  elektronas įgyja papildomos energijos:

$$dW = F dx = F v_g dt. \quad (1.7)$$

Įvertindami, kad bangos grupinis greitis  $v_g = dw/dk$  ir de Broilio bangos dažnis  $w = W/h$ , (1.7) formulę galime perrašyti taip:

$$dW = \frac{1}{h} F \frac{dW}{dk} dt.$$

Tada

$$\frac{dk}{dt} = \frac{F}{h}. \quad (1.8)$$

Elektrono pagreičio, kaip greičio išvestinės, išraišką galime taip pertvarkyti:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{dv_g}{dt} = \frac{d^2 w}{dt dk} = \frac{1}{h} \frac{d^2 W}{dt dk} = \frac{1}{h} \frac{d^2 W}{dk^2} \frac{dk}{dt}. \quad (1.9)$$

Įrašę (1.8) į (1.9), gauname:

$$a = \frac{1}{h^2} \frac{d^2 W}{dk^2} F = \frac{F}{m_n}; \quad (1.10)$$

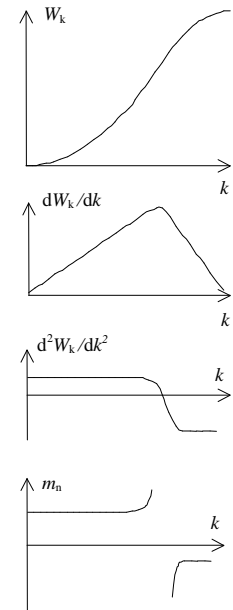
čia  $m_n$  – elektrono efektinė masė kristale.

Pagal (1.10) elektrono efektinė masė

$$m_n = \frac{h^2}{d^2 W / dk^2}. \quad (1.11)$$

Jeigu elektronas laisvas, jo energija išreiškiama (1.6) formule. Tada  $d^2 W / dk^2 = h^2 / m$  ir  $m_n = m$ . Taigi laisvojo elektrono efektinė masė lygi tiesiog jo masei  $m$ .

Kristale esančio elektrono energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus yra sudėtingesnė (1.16 pav.). Leidžiamosios energijos juostoje energija  $W_k$ , jos išvestinės  $dW_k / dk$ ,  $d^2 W_k / dk^2$  ir efektinė elektrono masė  $m_n \sim 1 / (d^2 W / dk^2)$  priklauso nuo bangos skaičiaus  $k$ , kaip parodyta 1.17 paveiksle. Iš paskutiniojo grafiko matyti, kad kristalo elektrono efektinė masė  $m_n$  priklauso nuo bangos skaičiaus  $k$ .



1.17 pav. Kietojo kūno elektrono kinetinės energijos, energijos išvestinių ir efektinės masės priklausomybės nuo bangos skaičiaus  $k$

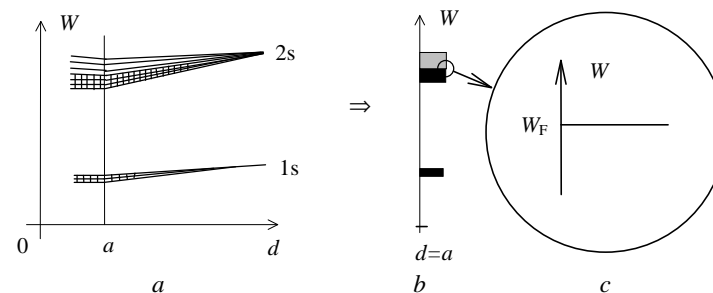
Elektrono masė kristale skiriasi nuo jo masės  $m$  todėl, kad kristale elektronas juda tarp kristalinės gardelės mazgų ir, veikiant tam tikro stiprio elektriniam laukui, įgyja kitokių pagreitį nei greitinamas vakuume.

Kai elektronas yra arti leidžiamųjų energijų juostos viršaus, jo efektinė masė tampa neigiama. Tuomet gaunasi, kad nors elektronas turi neigiamą krūvį, kristale jo pagreitis yra priešingas elektrinio lauko kryptiai – tarsi teigiamo elektrinio krūvio dalelės. Taigi lygmenyse arti leidžiamosios juostos viršaus elektronas įgyja teigiamo krūvininko – skylės – savybes. Vėliau skylės sampratą patikslinsime. Nagrinėdami puslaidininkių krūvininkus pamatysime, kad skylę atitinka elektronų neužimtas energijos lygmuo, esantis valentinės juostos viršutinėje dalyje.

### 1.7. Laidininkų, puslaidininkių ir izoliatorių juostiniai modeliai

Pradėkime nuo pavyzdžių. Pradžioje nagrinėkime litį, trečiąjį periodinės sistemos elementą. Laisvieji ličio atomai turi po tris elektronus. Du iš jų užpildo sluoksnį  $1s$ . Trečiasis elektronas priklauso  $2s$  pasluoksniui, kuris nėra visiškai užpildytas. Susidarant kristalui, leidžiamosios energijos lygmenys išplinta (1.18 pav., *a*). Susidariusi iš išplitusių lygmenų  $1s$  juosta užpildoma visa.  $2s$  juostoje elektronai užima tik juostos apatinės dalies lygmenis.

Berilis periodinėje elementų sistemoje – ketvirtasis elementas. Berilio atomo elektroninė struktūra yra  $1s^2 2s^2$ . Taigi berilio kristale juosta  $2s$  turėtų būti visiškai užpildyta. Tačiau pasirodo, kad berilio viršutinė energijos juosta, kurioje yra elektronų, nėra visiškai užpildyta. Šį reiškinį galima paaiškinti šitaip. Atome virš lygmens  $2s$  yra leidžiamosios energijos lygmuo  $2p$ . Susidarant kristalui, užpildytieji  $2s$  lygmenys ir tušti lygmenys  $2p$  tiek išplinta, kad iš jų susidariusios leidžiamosios juostos persikloja. Taip susidaro hibridinė leidžiamoji juosta, kurioje virš užpildytų lygmenų yra tuščių lygmenų.



1.18 pav. Energijos lygmenų plitimas suartėjant atomams (*a*), laidininko energijos juostos, kai nuotolis tarp atomų  $d$  lygus gardelės konstantai (*b*) ir supaprastintas laidininko juostinis modelis (*c*)

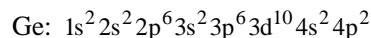
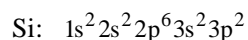
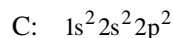
Tiek litis, tiek berilis yra laidininkai. Jų elektronų energijos spektrams būdinga tai, kad virš elektronų užpildytų juostų yra tik iš dalies užpildyta leidžiamoji juosta. Kai temperatūra žema ir neveikia išorinis elektrinis laukas, elektronai šioje juostoje užima žemiausius lygmenis, išsidėstydami poromis. Sukūrus kristale išorinį elektrinį lauką, kurio stipris  $E$ , kiekvieną elektroną veikia jėga  $F = qE$ . Jėgos veikiamas elektronas įgyja pagreitį. Jo energija didėja. Energijos didėjimą atitinka elektrono kilimas į aukštesnius lygmenis. Jeigu iš dalies užpildytoje juostoje yra daug laisvų leidžiamosios energijos lygmenų, toks elektronų judėjimas visiškai galimas. Kadangi energinis atstumas tarp gretimų lygmenų yra labai mažas ( $10^{-23}$  eV eilės), tai, net labai silpnam laukui veikiant, elektronas gali keisti savo energiją. Tačiau įgytą kryptingo judėjimo greitį elektronai praranda dėl susidūrimų su kristalinės gardelės defektais, todėl lieka lygmenyse arti laidumo juostos dugno. Iki susidūrimų su gardele elektronai juda kryptingai. Kadangi elektrinis laukas priverčia elektronus slinkti tam tikra kryptimi, atsiranda elektros srovė.

Taigi **laidininko juostiniam modeliui būdinga tai, kad valentinė juosta nevisiškai užimta elektronų arba persidengia su laisva juosta, ir todėl virš užimtų lygmenų yra neužimtų leidžiamosios energijos lygmenų.** Kadangi būtent ši aplinkybė nulemia svarbiausią

## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos

laidininkų savybę – elektrinį laidumą, nagrinėjant laidininkus, pakanka nagrinėti tik 1.18 paveiksle, *b*, apskritimo linija apvestą energinės diagramos dalį. Ji atvaizduota 1.18 paveiksle, *c*. Visame atvaizduotame energijos reikšmių ruože (1.18 pav., *c*) yra nevaizduojami leidžiamosios energijos lygmenys. Iki lygmens  $W_F$  leidžiamosios energijos lygmenys yra užpildyti elektronų, virš  $W_F$  yra neužpildyti leidžiamosios energijos lygmenys.

Anglis, silicis ir germanis yra ketvirtosios grupės elementai. Jų elektroninės struktūros tokios:



Visų šių elementų atomų paskutiniai p pasluoksniai nevisiškai užimti. Juose gali tilpti dar po 4 elektronus.

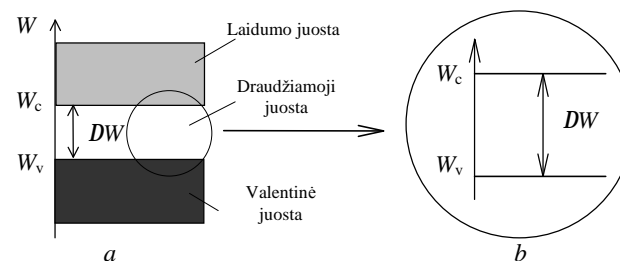
Susidarant deimanto tipo kristalams, atomų elektroninės struktūros persitvarko, gretimų atomus sujungia kovalentiniai ryšiai (1.1 pav., 1.6 pav., *b*). Taip kiekvienas atomas tarsi prisijungia dar po 4 elektronus. Laisvieji *valentinės* juostos lygmenys visiškai užsipildo. Virš užpildytos valentinės juostos yra *draudžiamoji* juosta. Virš jos – tuščia leidžiamosios energijos juosta, vadinama *laidumo* juosta (1.19 pav., *a*).

Veikiant elektriniam laukui, visiškai užimtos valentinės juostos elektronai negali keisti savo energijos. Laidumo juostoje elektronų nėra. Todėl absoliučiojo nulio temperatūroje deimanto, silicio ir germanio kristalai yra nelaidūs.

Kylant temperatūrai, intensyvėja šiluminiai kristalo virpesiai. Tada kai kurie valentinės juostos elektronai gali įgyti tiek energijos, kad jos pakanka draudžiamajai juostai įveikti ir pakilti į laidumo juostą. Atsiradus laidumo juostoje elektronų ir neužimtų lygmenų valentinėje juostoje, gali reikšti elektrinis laidumas.

Iš aptariamų trijų medžiagų didžiausiu elektriniu laidumu normalioje (kambario) temperatūroje pasižymi germanis. Silicis mažiau laidus. Deimantas yra praktiškai nelaidus. Silicis ir germanis laikomi puslaidininkiais, deimantas dažniausiai laikomas izolia-

## 1. Kietųjų kūnų sandara ir energijos juostos



1.19 pav. Izoliatoriaus ir puslaidininkio energijos juostos (*a*) ir supaprastintas juostinis modelis (*b*)

toriumi. Tokias medžiagų savybes lemia draudžiamosios juostos plotis. Germanio draudžiamosios juostos plotis – apie 0,7 eV, silicio – 1,1 eV, deimanto – virš 6 eV.

Taigi **puslaidininkių ir izoliatorių juostiniai modeliai panašūs** ir skiriasi draudžiamosios juostos pločiu. Puslaidininkių elektrinį laidumą nulemia apatinių laidumo juostos lygmenų ir viršutinių valentinės juostos lygmenų būsenos – ar tie lygmenys užimti elektronų, ar ne. Todėl, nagrinėjant puslaidininkius, paprastai nagrinėjama tik ta energijos juostų diagramos dalis, kuri 1.19 paveiksle, *a*, apvesta apskritimo linija. Ji atvaizduota 1.19 paveiksle, *b*.

Dar neseniai buvo laikoma, kad medžiaga – izoliatorius, jei jos draudžiamosios juostos plotis didesnis nei 2–3 eV. Tačiau iš tikrųjų griežtos ribos tarp puslaidininkių ir izoliatorių nėra. Laikui bėgant, kuriamos naujos technologijos, pagrįstos puslaidininkių su platesne draudžiamąja juosta panaudojimu. Dabar kai kuriuose taikymuose net deimantas laikomas tik pusiau izoliatoriumi.

Aukščiausias valentinės juostos lygmuo vadinamas valentinės juostos viršumi ir žymimas  $W_v$  (indeksas *v* kilęs iš anglų kalbos: *valence band* – valentinė juosta). Žemiausias laidumo juostos lygmuo vadinamas laidumo juostos dugu ir žymimas  $W_c$  (*conduction band* – laidumo juosta). Draudžiamosios juostos plotis  $DW = W_c - W_v$ .



### 1.8. Išvados

1. Paprastiesiems puslaidininkiams – germaniui ir siliciui – būdinga deimanto tipo kristalinė gardelė. Šią gardelę galima išivaizduoti kaip dvi sudarytas iš vienodų atomų ir įstatytas viena į kitą centruotojo paviršiaus kubines gardeles, perstumtas viena kitos atžvilgiu per ketvirtį tūrinės įstrižainės. Kiekvieną atomą deimanto tipo gardelėje supa keturi artimiausi atomai. Daugeliu atveju vietoje puslaidininkų gardelių erdvinį modelių tinka paprastesni – plokštieji – modeliai.
2. Susidarant iš izoliuotų atomų kristalui, elektronų leidžiamosios energijos lygmenys išplinta ir virsta leidžiamosios energijos juostomis. Tarp šių juostų yra draudžiamosios energijos juostos. Taigi kristale esančių elektronų energijos spektrui būdingas juostinis pobūdis.
3. Laidininko energijos juostų diagramai būdinga tai, kad valentinė juosta tik dalinai užpildyta elektronų arba persidengia su tuščia juosta, ir todėl valentinėje juostoje virš užimtų lygmenų yra neužimtų lygmenų.
4. Izoliatoriaus valentinė juosta yra visiškai užpildyta elektronų. Virš jos yra plati draudžiamoji juosta ir tuščia leidžiamosios energijos juosta.
5. Puslaidininkų juostiniai modeliai panašūs į izoliatorių energijos lygmenų diagramas, tik draudžiamosios juostos plotis yra mažesnis. Puslaidininkų elektrinis laidumas pasireiškia, kai elektronai iš viršutinių valentinės juostos lygmenų, įveikę draudžiamąją juostą, pakyla į virš jos esančią laidumo juostą.

### 1.9. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokie cheminiai ryšiai pasireiškia kietuosiuose kūnuose?
2. Paaiškinkite kovalentinių ryšių prigimtį. Aptarkite atominių kristalų elektrines savybes.
3. Kodėl, susidarant kristalams, atomai išsidėsto tvarkingai?
4. Dvimatėje gardelėje sudarykite tris skirtingus elementariusius ir vieną sudėtingąjį narvelį.
5. Įrodykite, kad kristalinės gardelės, sudarytos iš centruotojo paviršiaus bei centruotojo tūrio narvelių, yra paprastosios gardelės.
6. Kokia kristalinė gardelė būdinga paprastiesiems puslaidininkiams?
7. Kokia yra deimanto tipo kristalinės gardelės sandara? Kaip joje išsidėstę artimiausieji atomai?
8. Kristalas sudarytas iš atomų, kurių atominė masė –  $A$ . Kristalo gardelė – kubinė, gardelės konstanta –  $a$ . Laikydami, kad gardelės tipas ir atomų skaičius  $n_a$  elementariajame narvelyje žinomi, išveskite kristalo medžiagos tankio išraišką.
9. Silicio tankis –  $2,33 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , atominė masė – 28, elementariajam narveliui tenka 8 atomai. Raskite gardelės konstantą.  
Ats.: 0,542 nm.
10. Nubraižykite kristalografines plokštumas, kurių indeksai (231) ir (120).
11. Aptarkite statinius kristalinės gardelės defektus.
12. Kokios yra dinaminių kristalinės gardelės defektų priežastys?
13. Kaip pakinta elektronų energijos spektras prie atomo priartėjus kitiems to paties tipo atomams?
14. Kas būdinga kristalo elektronų energijos spektrui?
15. Sudarykite ir paaiškinkite laidininko juostinį modelį.
16. Sudarykite ir paaiškinkite puslaidininkio juostinį modelį.
17. Silicio gardelės konstanta  $a = 0,542 \text{ nm}$ . Jo elementariajam narveliui tenka 8 atomai. Apskaičiuokite silicio valentinių elektronų skaičių tūrio vienetė.  
Ats.:  $2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

## 2. METALŲ ELEKTRONAI IR PUSLAIDININKIŲ KRŪVININKAI

Kietajame kūne elektronai sudaro mikrodalelių sistemą. Dalelių sistemoms būdingi saviti statistiniai dėsningumai.

Šiame skyriuje remdamiesi statistinės fizikos principais aptarsime metalų laisvųjų elektronų savybes, nagrinėsime paprastųjų puslaidininkų krūvininkų prigimtį, aiškinsimės, kaip galima apskaičiuoti šių krūvininkų koncentracijas (tankius).

### 2.1. Kvantinė ir klasikinė statistikos

Iš daugelio dalelių sudarytų sistemų savybes tiria statistinė fizika. Statistinė fizika skirstoma į klasikinę statistiką ir kvantinę statistiką.

*Kvantinės* statistikos objektas – mikrodalelių sistemos. Pagal sistemoje išryškėjančias savybes mikrodalelės skirstomos į Fermio (*Fermi*) daleles, arba *fermionus*, ir Bozės (*Bose*) daleles, arba *bozonus*. Fermionų grupei priklauso elektronai, protonai ir kitos mikrodalelės, kurių sukinių kvantiniai skaičiai yra pusiniai ( $-1/2, +1/2$ ). Bozonų grupei priklauso fotonai, fononai ir kitos dalelės, kurių sukinių kvantiniai skaičiai yra sveikieji skaičiai ( $0, \pm 1, \dots$ ).

Bozonams būdinga tai, kad vienoje kvantinėje būsenoje gali būti bet koks dalelių skaičius. Iš bozonų sudarytų sistemų savybes nagrinėja *Bozės ir Einšteino statistika*. Š. Bozė ją taikė fotonams, o A. Einšteinas – bet kokioms dalelėms, kurių sukinių kvantinis skaičius – sveikasis.

Siekdami išsiaiškinti elektronų sistemų savybes, daugiau dėmesio skirsime fermionams. Fermionų savybes nagrinėja *Fermio ir Dirako statistika*.

Fermionams būdingas polinkis į vienatvę. Jiems galioja Paulio draudimo principas – jeigu kvantinėje būsenoje jau yra fermionas, tai kitas toks pat fermionas į tą būseną negali patekti. Fermionų savybės

išryškėja jiems susitikus – bandant užimti tą pačią būseną. Fermionų susitikimų dažnis priklauso nuo santykio  $N/G$ ; čia  $N$  – dalelių skaičius,  $G$  – kvantinių būsenų skaičius. Savitos fermionų savybės pasireiškia tik tada, kai dalelių skaičius  $N$  artimas kvantinių būsenų skaičiui  $G$  (kai  $N/G \rightarrow 1$ ). Jei ši sąlyga tenkinama, fermionų sistema laikoma *išsigimusia* ir jai taikoma *kvantinė* statistika.

Jeigu  $N/G \ll 1$ , tai sistemą sudarantys fermionai beveik nesusitinka ir nesąveikauja. Tokiai *neišsigimusiai* fermionų sistemai galima taikyti *klasikinę* Maksvelo (*Maxwell*) ir Bolcmano (*Boltzmann*) statistiką.

Dalelių sistemoms apibūdinti statistinėje fizikoje taikomos pasiskirstymo funkcijos. Pasiskirstymo funkcijos aprašo dalelių pasiskirstymą pagal greičio, energijos ar kito fizikinio dydžio reikšmes.

Sakykime, kad sistemoje, sudarytoje iš  $N_{\Sigma}$  dalelių, yra  $dN$  dalelių, kurių energija yra elementariame energijos intervale nuo  $W$  iki  $W + dW$ . Dalelių skaičius  $dN$  yra proporcingas  $N_{\Sigma}$  ir energijos intervalui  $dW$ :

$$dN = N_{\Sigma} f(W) dW. \quad (2.1)$$

Šioje formulėje proporcingumo koeficientas  $f(W)$  priklauso nuo energijos reikšmės, kurios aplinkoje pasirenkamas intervalas  $dW$ . Santykis  $dN/N_{\Sigma} = f(W) dW$  reiškia tikimybę  $dP$ , kad sistemos dalelės energija yra intervale nuo  $W$  iki  $W + dW$ . Tada funkcija

$$f(W) = \frac{dN/N_{\Sigma}}{dW} = \frac{dP}{dW}, \quad (2.2)$$

kaip tikimybės  $dP$  ir intervalo  $dW$  santykis, turi minėtos tikimybės tankio prasmę. Ji rodo, koku dėsniu pasiskirsčiusios dalelių energijos, todėl vadinama *pasiskirstymo funkcija*.

Taigi  $f(W) dW = dP$  reiškia tikimybę, kad sistemos dalelės energija yra intervale nuo  $W$  iki  $W + dW$ . Jeigu  $dW = 1$ , tai  $dP = f(W)$ . Vadinasi, pasiskirstymo funkcijos  $f(W)$  skaitinė reikšmė atitinka tikimybę, kad dalelės energija yra vienetinio ilgio energijos ruožo, kurio centras sutampa su  $W$ .

Greta funkcijos  $f(W)$  dažnai vartojama jai proporcinga pasiskirstymo funkcija  $N(W) = N_{\Sigma} f(W)$ . Pagal (2.1)  $N(W)dW = dN$ . Taigi sandauga  $N(W)dW$  reiškia skaičių dalelių  $dN$ , kurių energija yra nuo  $W$  iki  $W + dW$ . Kai  $dW=1$ , tai  $dN = N(W)$ . Vadinasi, pasiskirstymo funkcijos  $N(W)$  skaitinė reikšmė atitinka skaičių dalelių vienietinio ilgio energijos intervale, kurio centras sutampa su  $W$ .

Žinant dalelių pasiskirstymą pagal tam tikro dydžio reikšmes, galima rasti to dydžio vidutinę reikšmę ir kitus dalelių sistemą apibūdinančius parametrus.

## 2.2. Kietųjų kūnų laisvųjų elektronų būsenų skaičius

Klasikinėje mechanikoje dalelės būseną nusako jos koordinatės  $x, y, z$  ir impulso dedamosios  $p_x, p_y, p_z$ . Tai reiškia, kad šešiamatėje koordinatinių  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  sistemoje klasikinės dalelės būseną atitinka erdvės taškas.

Pagal kvantinę mechaniką mikrodalelei galioja Heizenbergo nelygybės:

$$DxDp_x \geq h,$$

$$DyDp_y \geq h,$$

$$DzDp_z \geq h.$$

Jas sudauginę gauname nelygybę

$$DxDyDzDp_xDp_yDp_z \geq h^3. \quad (2.3)$$

Ši nelygybė byloja, kad šešiamatėje koordinatinių  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  erdvėje mikrodalelės būseną atitinka ne taškas, o elementarusis šios erdvės narvelis, kurio tūris  $h^3$ .

Bet kokiame erdvės tūryje telpa be galo daug be galo mažų taškų, bet baigtinio tūrio narvelių skaičius yra ribotas. Todėl yra ribotas ir mikrodalelių būsenų skaičius.

Siekdami rasti būsenų skaičių, nagrinėkime sistemą, sudarytą iš laisvųjų mikrodalelių, kurios gali laisvai judėti tūryje  $V$ . Tuomet

mikrodalelės koordinatinių neapibrėžtumas yra toks, kad  $DxDyDz = V$ , ir (2.3) nelygybę galima perrašyti šitaip:

$$Dp_xDp_yDp_z \geq h^3/V. \quad (2.4)$$

Ši nelygybė liudija, kad laisvųjų mikrodalelių būsenas galima vaizduoti trimatėje impulso dedamųjų  $p_x, p_y, p_z$  erdvėje. Šioje erdvėje mikrodalelės būseną atitinka narvelis, kurio tūris  $h^3/V$ .

Remdamiesi pastarąja mintimi galime rasti mikrodalelių būsenų skaičių impulso reikšmių intervale nuo  $p$  iki  $p + dp$ .

Impulso dedamųjų erdvėje intervalas nuo  $p$  iki  $p + dp$  atitinka sferinį sluoksnį, kurio vidinis spindulys  $p$ , o išorinis spindulys –  $p + dp$  (2.1 pav.). Šio sluoksnio tūris

$$dV_p = \frac{4\pi}{3}(p + dp)^3 - \frac{4\pi}{3}p^3 \cong 4\pi p^2 dp. \quad (2.5)$$

Elementariųjų narvelių skaičius šiame tūryje

$$u = \frac{dV_p}{h^3/V} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp. \quad (2.6)$$

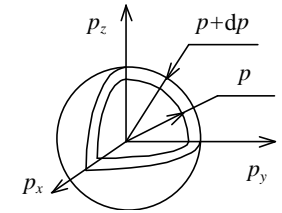
Dalelės impulsas susietas su jos kinetine energija. Kadangi  $W_k = mv^2/2 = p^2/2m$ , tai

$$p = \sqrt{2mW_k}, \quad (2.7)$$

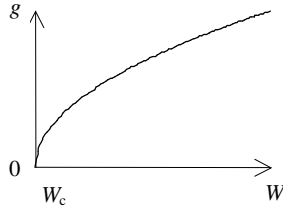
$$dp = \sqrt{\frac{m}{2W_k}} dW_k. \quad (2.8)$$

Irašę (2.7) ir (2.8) į (2.6), gauname tokią būsenų skaičiaus išraišką:

$$u = \frac{4\sqrt{2}\pi V}{h^3} m^{3/2} \sqrt{W_k} dW_k. \quad (2.9)$$



2.1 pav. Sferinis impulso dedamųjų erdvės sluoksnis



2.2 pav. Būsenų tankio pasiskirstymas laidumo juostos apatinėje dalyje

Dydis  $u$  reiškia būsenų skaičių kinetinės energijos intervale nuo  $W_k$  iki  $W_k + dW_k$ . Atsižvelgdami, kad laisvojo elektrono kinetinė energija atskaitoma nuo laidumo juostos dugno, t.y.  $W_k = W - W_c$ , būsenų skaičiaus išraišką galime išreikšti formule:

$$u = \frac{4\sqrt{2}\pi V}{h^3} m^{3/2} \sqrt{W - W_c} dW = g(W) dW ; \quad (2.10)$$

čia  $g(W) = u/dW$ , kaip būsenų skaičiaus ir intervalo ilgio  $dW$  santykis, turi būsenų tankio prasmę.

Pagal (2.10) elektronų būsenų tankis laidumo juostoje išreiškiamas formule

$$g(W) = \frac{4\sqrt{2}\pi V}{h^3} m^{3/2} \sqrt{W - W_c} . \quad (2.11)$$

2.2 paveiksle parodyta būsenų tankio priklausomybė nuo energijos. Kreivė byloja, kad laidumo juostos apatinėje dalyje, kol elektrono efektinė masė pastovi, būsenų tankis didėja, didėjant energijai.

### 2.3. Būsenos užpildymo tikimybė

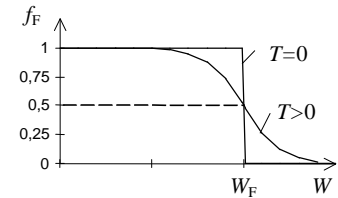
Kvantinę būseną gali užimti du elektronai su priešingais sukiniais. Elektronų pasiskirstymą pagal kvantines būsenas išreiškia Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija. Ji išvesta 2 priede ir išreiškiama formule:

$$f_F(W) = \frac{1}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1} ; \quad (2.12)$$

čia  $f_F$  – kvantinės būsenos (energijos lygmens  $W$ ) užpildymo tikimybė,  $k$  – Bolcmano konstanta,  $T$  – absoliučioji temperatūra,  $W_F$  – būdingasis Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcijos parametras, vadinamas elektronų cheminiu potencialu. Cheminis potencialas bendruoju atveju priklauso nuo temperatūros. Kaip matyti iš (2.12), dydis  $W_F$  turi energijos dimensiją ir puslaidininkų fizikoje vadinamas *Fermio lygmeniu*. Absoliučiojo nulinio temperatūroje energija  $W_F$  vadinama *Fermio energija*.

Iš formulės (2.12) matyti, kad absoliučiojo nulinio temperatūroje  $f_F(W)=1$ , jeigu elektrono energija mažesnė nei  $W_F$ , ir  $f_F(W)=0$ , jeigu  $W > W_F$  (2.3 pav.). Taigi absoliučiojo nulinio temperatūroje žemesni nei  $W_F$  leidžiamosios energijos lygmenys yra užpildyti elektronų, o lygmenys virš  $W_F$  yra tušti.

Aukštesnėse kaip 0 K temperatūrose būsenos, kurių energija  $W = W_F$ , yra pusiau užpildytos, nes  $f_F(W_F)=1/2$ . Fermio ir Dirako funkcijos pobūdis parodytas 2.3 paveiksle. Šios funkcijos kiti- mas, kylant temperatūrai, paaiškinamas tuo, kad dėl šiluminio sužadavimo dalis



2.3 pav. Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

elektronų patenka į būsenas, kurių energija didesnė nei  $W_F$ . Suprantama, kad dėl to tiek pat būsenų, kurių  $W < W_F$ , lieka tuščių.

### 2.1 užduotis

Raskime tikimybes, kad 300 K temperatūroje energijos lygmenys  $W_F + kT$  ir  $W_F - kT$  yra užpildyti elektronų.

Sprendimas

Jeigu  $W = W_F + kT$ , tai  $W - W_F = kT$ . Tuomet

$$f_F(W) = \frac{1}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1} = \frac{1}{\exp 1 + 1} \cong 0,27.$$

Jeigu  $W = W_F - kT$ , tai  $W - W_F = -kT$ , ir

$$f_F(W) = \frac{1}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1} = \frac{1}{\exp(-1) + 1} \cong 0,73.$$

## 2.4. Metalų laisvųjų elektronų pasiskirstymas

Metalo laisvųjų elektronų skaičių energijos intervale  $[W, W + dW]$  galime rasti, padauginę kvantinių būsenų skaičių šiame intervale iš jų užpildymo tikimybės. Dar reikia atsižvelgti į tai, kad būseną gali užimti du elektronai su priešingais sukiniais. Tada

$$dN = 2uf_F = 2g(W)f_F(W)dW. \quad (2.13)$$

Kadangi  $dN = N_\Sigma f(W)dW = N(W)dW$ , tai

$$N(W) = N_\Sigma f(W) = 2g(W)f_F(W). \quad (2.14)$$

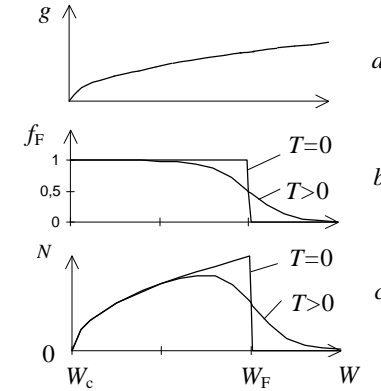
Įrašę į (2.14) formulę būsenų tankio bei Fermio ir Dirako funkcijos išraiškas, gauname metalo laisvųjų elektronų energijų pasiskirstymo funkciją:

$$f(W) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{nh^3} \frac{\sqrt{W - W_c}}{\exp[(W - W_F)/kT] + 1}; \quad (2.15)$$

čia  $n = N_\Sigma / V$  – elektronų koncentracija.

Pasiskirstymo funkcijos pobūdį lengva nustatyti pasinaudojus (2.14) formule. Turint funkcijų  $g(W)$  ir  $f_F(W)$  grafikus, pasiskirstymo

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai



2.4 pav. Būsenų tankio pasiskirstymas (a), Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija (b) ir metalo laisvųjų elektronų pasiskirstymo pagal energijos reikšmes funkcija (c)

funkcijos grafikas sudaromas, sudauginus kreivių, atvaizduotų 2.4 paveiksle,  $a$ ,  $b$ , ordinačių reikšmes.

Pagal 2.4 paveikslą ir (2.14) formulę, kai  $T = 0$  K, pasiskirstymo funkcijos išraiška tampa paprastesnė:

$$N(W) = \begin{cases} 2g(W), & \text{kai } W < W_F, \\ 0, & \text{kai } W > W_F. \end{cases} \quad (2.16)$$

Pagal pasiskirstymo funkcijos prasmę kreivės  $N(W)$  ribojamas plotas lygus dalelių skaičiui sistemoje. Tada, kai  $T = 0$  K,

$$N_\Sigma = \int_{W_c}^{W_F} N(W)dW = \frac{8\sqrt{2}\pi V m^{3/2}}{h^3} \int_{W_c}^{W_F} (W - W_c)^{1/2} dW \quad (2.17)$$

Įvedę pakeitimą  $W - W_c = W_k$  ir pažymėję  $W_F - W_c = W_{Fc}$ , gauname:

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

$$N_{\Sigma} = \frac{8\sqrt{2}\pi V m^{3/2}}{h^3} \int_0^{W_{Fc}} \sqrt{W_k} dW_k = \frac{16\sqrt{2}\pi V}{3h^3} m^{3/2} W_{Fc}^{3/2}. \quad (2.18)$$

Tada

$$W_{Fc} = \frac{h^2}{2m} \left[ \frac{3n}{8\pi} \right]^{2/3}. \quad (2.19)$$

Pagal pastarąją formulę Fermio lygmens padėtį absoliučiojo nulinio temperatūroje nulemia laisvųjų elektronų koncentracija. Įrodoma, kad kylant temperatūrai Fermio lygmens padėtis metale nežymiai. Dar svarbu pastebėti, kad  $W_{Fc} = W_F - W_c > 0$ . Taigi absoliučiojo nulinio temperatūroje metale yra laisvųjų elektronų ir Fermio lygmuo yra aukščiau laidumo juostos dugno.

### 2.2 užduotis

Raskime metalo elektrono vidutinę kinetinę energiją absoliučiojo nulinio temperatūroje.

Sprendimas

Kai žinoma pasiskirstymo funkcija  $f(x)$ , tai vidutinė atsitiktinio dydžio  $x$  reikšmė išreiškiama formule

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x f(x) dx.$$

Absoliučiojo nulinio temperatūroje galime taikyti paprastesnę pasiskirstymo funkcijos išraišką (2.16). Kadangi laisvųjų elektronų energija atskaitoma nuo laidumo juostos dugno ( $W = W_c + W_k$ ) ir  $N_{\Sigma}/V = n$ , tai

$$\begin{aligned} \bar{W}_k &= \int_0^{\infty} W_k f(W_k) dW_k = \frac{1}{N_{\Sigma}} \int_0^{\infty} W_k N(W_k) dW_k = \\ &= \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{nh^3} \int_0^{W_{Fc}} W_k \sqrt{W_k} dW_k = \frac{16\sqrt{2}\pi}{5nh^3} m^{3/2} W_{Fc}^{5/2}. \end{aligned}$$

Palyginę gautą išraišką su (2.18) formule, galime pastebėti, kad

$$\bar{W}_k = \frac{3}{5} W_{Fc}.$$

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

Taigi, žinodami Fermio energiją arba laisvųjų elektronų koncentraciją metale, lengvai galime apskaičiuoti vidutinę laisvųjų elektronų kinetinę energiją.

### 2.3 užduotis

Vario tankis – 8920 kg/m<sup>3</sup>, atominė masė – 63,54. Kiekvienas vario atomas sukuria vieną laidumo elektroną. Raskime vario Fermio energiją ir vidutinę elektrono energiją absoliučiojo nulinio temperatūroje.

Sprendimas

Žinodami atominę masę, galime rasti atomo masę:

$$m_1 = A / N_A;$$

čia  $N_A$  – Avogadro skaičius.

Žinodami tankį  $r$ , randame atomų skaičių tūrio vienetu ir laisvųjų elektronų koncentraciją:

$$n = \frac{r N_A}{A} = \frac{8920 \cdot 6,02 \cdot 10^{26}}{63,54} \approx 8,45 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}.$$

Taikydami (2.19) formulę, randame Fermio energiją:

$$W_{Fc} = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{(6,626 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} \left( \frac{3 \cdot 8,45 \cdot 10^{28}}{8\pi} \right)^{2/3} \approx 7,02 \text{ eV}.$$

Tuomet vidutinė elektrono energija

$$\bar{W}_k = \frac{3}{5} W_{Fc} = \dots \approx 4,2 \text{ eV}.$$

## 2.5. Neišsigimusių puslaidininkio elektronų pasiskirstymas

Puslaidininkiuose laisvųjų elektronų koncentracija yra daug mažesnė nei metaluose. Todėl dažniausiai puslaidininkio laisvųjų elektronų sistema esti neišsigimusi.

Fermionų sistema yra neišsigimusi, jeigu tenkinama sąlyga

$$\exp[(W - W_F)/kT] \gg 1. \quad (2.20)$$

Tada Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcijos išraiška tampa paprastesnė:

$$f_F(W) \approx e^{W_F/kT} e^{-W/kT} = A e^{-W/kT} = f_B(W); \quad (2.21)$$

čia  $f_B(W)$  – Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymo funkcija

Pagal (2.13), (2.11) ir (2.21) formules neišsigimusios sistemos elektronų skaičius energijos intervale  $[W, W + dW]$  išreiškiamas formule:

$$dN = \frac{4\pi V(2m)^{3/2}}{h^3} \sqrt{W - W_c} e^{W_F/kT} e^{-W/kT} dW. \quad (2.22)$$

Suintegravę  $dN$  visame laidumo juostos leidžiamųjų energijos reikšmių ruože – nuo laidumo juostos dugno  $W_c$  iki jos viršaus  $W_{\max}$ , turime gauti laisvųjų elektronų skaičių. Vadinasi,

$$N_\Sigma = \frac{4\pi V(2m)^{3/2}}{h^3} e^{W_F/kT} \int_{W_c}^{W_{\max}} \sqrt{W - W_c} e^{-W/kT} dW. \quad (2.23)$$

Didėjant energijai  $W$ , reiškinys po integralo ženklu sparčiai mažėja. Todėl nesuklysimė priėmę, kad  $W_{\max} = \infty$ . Tada, įvedę pakeitimą  $W - W_c = W_k$ , gausime:

$$N_\Sigma = \frac{4\pi V(2m)^{3/2}}{h^3} e^{W_F/kT} e^{-W_c/kT} \int_0^\infty \sqrt{W_k} e^{-W_k/kT} dW_k. \quad (2.24)$$

Irodoma, kad

$$\int_0^\infty \sqrt{x} e^{-ax} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2a^{3/2}}.$$

Taikydami šią formulę, galime gauti tokią elektronų koncentracijos išraišką:

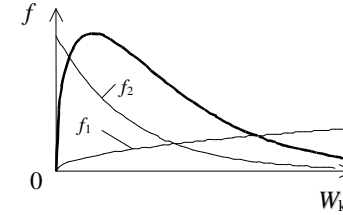
$$n = \frac{N_\Sigma}{V} = \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{W_F/kT} e^{-W_c/kT}. \quad (2.25)$$

Pagal (2.25)

$$e^{W_F/2kT} = \frac{nh^3}{2(2\pi mkT)^{3/2}} e^{W_c/kT}. \quad (2.26)$$

Irašę (2.26) į (2.22), pastarąją formulę galime taip perrašyti:

$$dN = \frac{2N_\Sigma}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \sqrt{W_k} e^{-W_k/kT} dW_k = N_\Sigma f(W_k) dW_k. \quad (2.27)$$



2.5 pav. Neišsigimusios elektronų sistemos pasiskirstymo funkcija

Tuomet neišsigimusios sistemos laisvojo elektrono energijų pasiskirstymo funkcija  $f(W_k)$  išreiškiama formule:

$$f(W_k) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \sqrt{W_k} e^{-W_k/kT}. \quad (2.28)$$

Šios pasiskirstymo funkcijos grafiką taip pat galime sudaryti dauginami dviejų funkcijų  $f_1 = C\sqrt{W_k}$  ir  $f_2 = \exp(-W_k/kT)$  ordinates. Taip sudarytas pasiskirstymo funkcijos grafikas atvaizduotas 2.5 paveiksle.

#### 2.4 užduotis

Raskime grynojo silicio laisvojo elektrono vidutinę kinetinę energiją ir vidutinį kvadratinį greitį 0 K ir 300 K temperatūrose.

Sprendimas

Grynajame puslaidininkyje elektronų koncentracija labai nedidelė, elektronai sudaro neišsigimusią sistemą. Tuomet, taikydami (2.28) formulę, gauname:

$$\overline{W_k} = \int_0^\infty W_k f(W_k) dW_k = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty W_k^{3/2} e^{-W_k/kT} dW_k = \frac{3}{2} kT.$$

Kadangi

$$\overline{W_k} = mv^2/2, \text{ tai vidutinis kvadratinis greitis išreiškiamas formule}$$

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

$$\tilde{v} = \sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Tuomet absoliučiojo nulinio temperatūroje elektronų vidutinė kinetinė energija lygi 0. Tada ir  $\tilde{v} = 0$ . Vėliau pamatysime, kad taip yra todėl, kad absoliučiojo nulinio temperatūroje neišsigimusiame puslaidininkyje nėra laisvųjų elektronų.

Kai  $T = 300$  K,

$$\overline{W}_k = \frac{3kT}{2} = \dots \cong 6,21 \cdot 10^{-21} \text{ J} = 0,039 \text{ eV}.$$

$$\tilde{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \dots \cong 1,17 \cdot 10^5 \text{ m/s} = 117 \text{ km/s}.$$

### 2.5 užduotis

Išveskite neišsigimusių sistemos dalelės tikimiausios kinetinės energijos išraišką.

Sprendimas

Tikimiausia energija atitinka pasiskirstymo funkcijos maksimumą.

Tuomet, kai  $W_k = W_{kt}$ , pasiskirstymo funkcijos išvestinė turi būti lygi 0.

Diferencijuodami (2.28) gauname:

$$f'(W_k) = C \left( \frac{1}{2} W_k^{-1/2} - \sqrt{W_k} \frac{1}{kT} \right) e^{-W_k/kT}.$$

Iš čia

$$W_{kt} = kT/2.$$

Nagrinėdami neišsigimusių elektronų sistemą jau pasiekėme svarbių rezultatų – išvedėme elektronų koncentracijos ir pasiskirstymo funkcijos išraiškas. Dabar dar grįžkime prie neišsigimimo sąlygos (2.20). Ją galime taip pertvarkyti:

$$e^{-(W-W_F)/kT} = e^{-(W-W_c)/kT} e^{(W_F-W_c)/kT} \ll 1. \quad (2.29)$$

Laidumo juostoje daugiklis  $\exp[-(W-W_c)/kT]$  kinta nuo 1 iki 0. Tada tam, kad būtų tenkinama nelygybė (2.29), turi būti tenkinama nelygybė  $\exp[(W_F-W_c)/kT] \ll 1$ . Remdamiesi šia sąlyga ir (2.26) formule, galime rašyti:

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

$$e^{(W_F-W_c)/kT} = \frac{nh^3}{2(2\pi mkT)^{3/2}} \ll 1. \quad (2.30)$$

Pastaroji nelygybė byloja, kad elektronai sudaro neišsigimusių sistemą, jeigu  $W_F < W_c - kT$ , tai yra jeigu Fermio lygmuo yra bent per  $kT$  žemiau draudžiamosios juostos dugno. Iš nelygybės taip pat aišku, kad neišsigimimo sąlyga tenkinama, kai nedidelė elektronų koncentracija arba aukšta temperatūra.

### 2.6 užduotis

Apskaičiuokime didžiausią elektronų koncentraciją, kuriai esant kietojo kūno elektronai 300 K temperatūroje sudaro neišsigimusių sistemą.

Sprendimas

Pagal (2.30) elektronų sistema neišsigimusi, jeigu

$$n \ll \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} = \dots \cong 2,5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}.$$

## 2.6. Gryųjų puslaidininkų krūvininkai

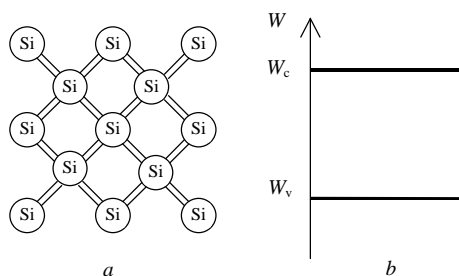
Grynaisiais vadinami puslaidininkiai be priemaišų. Vėliau šį apibrėžimą patikslinsime.

Čia ir toliau šiame skyriuje kaip puslaidininkio pavyzdį nagrinėsime silicį – dažniausiai elektroniniuose įtaisuose panaudojamą puslaidininkį.

### 2.6.1. Laisvųjų krūvininkų prigimtis

Absoliučiojo nulinio temperatūroje puslaidininkiai yra izoliatoriai. Taip yra todėl, kad visi puslaidininkio atomų valentiniai elektronai dalyvauja kovalentiniuose ryšiuose. Tai iliustruoja 2.6 paveikslas, *a*, kuriame atvaizduotas plokščiasis silicio modelis. Pagal juostinį modelį (2.6 pav., *b*) absoliučiojo nulinio temperatūroje visi valentiniai elektronai yra valentinėje juostoje. Visi valentinės juostos lygmenys



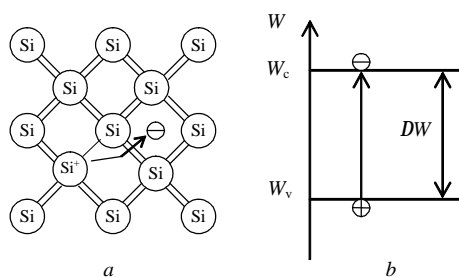


2.6 pav. Grynojo silicio kristalinės gardelės plokščiasis modelis (a) ir energijos lygmenų diagrama (b)

užimti. Laidumo juosta tuščia. Taigi absoliučiojo nulio temperatūroje puslaidininkyje laisvųjų krūvininkų nėra.

Kylant temperatūrai, intensyvėja kristalo atomų šiluminiai virpesiai, ir elektronai gali įgyti papildomos energijos. Įgijęs pakankamai energijos, elektronas gali išsilaisvinti iš kovalentinio ryšio ir tapti laisvuju – *laidumo* elektronu (2.7 pav., a), kuris gali judėti erdvėje tarp kristalą sudarančių atomų.

Elektrono išsilaisvinimą iš kovalentinio ryšio atitinka jo šuolis iš



2.7 pav. Krūvininkų generavimas grynajame puslaidininkyje

valentinės juostos į laidumo juostą. (2.7 pav., b). Pagal juostinį modelį minimali energija, kurios reikia elektronui, kad jis išsilaisvintų iš ryšio ir taptų laidumo elektronu, lygi draudžiamosios juostos pločiui  $DW$ . Kuo siauresnė puslaidininkio draudžiamoji juosta, tuo žemesnėje temperatūroje jame atsiranda laidumo elektronų.

Silicio draudžiamosios juostos plotis – apie 1,1 eV. Laidumo elektronų koncentracija silicyje 300 K temperatūroje yra apie  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Atsižvelgdami, kad 300 K kubiniame centimetre yra  $5 \cdot 10^{22}$  silicio atomų ir atomas turi 4 valentinius elektronus, galime įsitikinti, kad 300 K temperatūroje tik 1 elektronas iš maždaug  $1,5 \cdot 10^{13}$  valentinių elektronų yra tapęs laidumo elektronu.

Išsilaisvinus elektronui, valentinių ryšių sistemoje atsiranda vakuojanti vieta, o praradęs elektroną atomas tampa teigiamuoju jonu. Vakuojančią kovalentinio ryšio vietą gali užimti gretimo atomo elektronas. Tada teigiamu jonu tampa šio elektrono netekęs atomas. Toks estafetinis valentinių elektronų judėjimas tolygus teigiamą krūvį turinčios vakuojančios vietos – teigiamo krūvininko – *skylės* – judėjimui.

Iš aptarimo aišku, kad skylės judėjimas yra atomų jonizacijos ir elektronų judėjimo rezultatas. Tad ar verta vartoti skylės sąvoką? Atsakymą galima rasti, panagrinėjus mažo dujų burbuliuko judėjimą skystyje. Burbuliukas – tai erdvė, kurioje nėra skysčio. Taigi burbuliuko judėjimas yra jį supančių skysčio atomų judėjimo pasekmė. Vis dėlto lengviau įsivaizduoti ir aprašyti burbuliuko judėjimą, o ne daugelio jį supančių atomų judėjimą.

Energijos lygmenų diagramoje skylę atitinka neužimtas energijos lygmuo valentinėje juostoje (2.7 pav., b). Kai valentinėje juostoje yra neužimtų energijos lygmenų, juos gali užimti žemesnių lygmenų elektronai. Vadinasi, tada elektronų energija gali kisti, ir valentinės juostos elektronai, veikiami išorinio elektrinio lauko, įgiję kryptingo judėjimo greitį, gali pernešti krūvį.

Taigi **grynojo puslaidininkio elektrinį laidumą lemia dviejų tipų laisvieji krūvininkai – laidumo elektronai ir skylės**, kurių koncentracijos yra vienodos. Grynajame puslaidininkyje laisvieji krūvininkai atsiranda kaip puslaidininkio atomų jonizacijos rezultatas.

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkių krūvininkai

Kai elektronai atsipalaiduoja iš kovalentinių ryšių ir atsiranda savųjų puslaidininkio krūvininkų, sakoma, kad vyksta *savųjų krūvininkų generacija*. Šį reiškinį lydi priešingas procesas – *rekombinacija*. Kai priešingo ženklo krūvininkai, judėdami kristale, suartėja tiek, jog pradeda veikti jų tarpusavio traukos jėga, laisvasis elektronas gali užimti vakuojančią kovalentinio ryšio vietą. Tada abu laisvieji krūvininkai išnyksta. Pagal juostinį modelį krūvininkų rekombinaciją atitinka elektrono šuolis iš laidumo juostos į valentinę juostą. Šio proceso metu elektrono atiduodama energija virsta šiluma arba išspinduliuojama šviesos pavidalu.

### 2.6.2. Grynojo puslaidininkio lygmenų būklė

Irodoma, kad grynojo puslaidininkio Fermio lygmens padėtis išreiškiama formule:

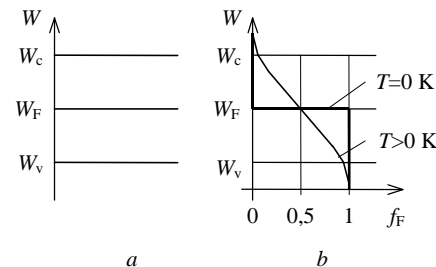
$$W_F = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}; \quad (2.31)$$

čia  $m_n$  ir  $m_p$  – laidumo elektronų ir skylių efektinės masės. Kadangi laidumo elektronai ir skylės yra ne laisvojoje erdvėje, o kristale – tarp atomų, veikiant elektriniam laukui jie įgyja kitokį pagreitį nei laisvojoje erdvėje esantis elektronas. Kristalo įtaka krūvininkams įvertinama priėmus, kad jų masės skiriasi nuo elektrono, esančio laisvojoje erdvėje, masės. Skylės efektinė masė lygi į skylės šokinėjančio elektrono efektinei masei.

Pagal (2.31) formulę absoliučiojo nulinio temperatūroje grynojo puslaidininkio Fermio lygmuo yra draudžiamosios energijos juostos viduryje (2.8 pav., *a*). Kylant temperatūrai, Fermio lygmens padėtis gali nežymiai keistis. Lygmens padėties kitimą lemia efektinių masių santykis  $m_p/m_n$ .

Valentinės ir laidumo juostų būsenų užpildymo tikimybę aprašo Fermio ir Dirako funkcija (2.12). Jos grafikai atvaizduoti 2.8 paveiksle, *b*. Absoliučiojo nulinio temperatūroje valentinės juostos lygmenų užpildymo tikimybės lygios 1, laidumo juostos lygmenų

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkių krūvininkai



2.8 pav. Grynojo puslaidininkio energijos lygmenų diagrama (a) ir kreivės (b), vaizduojančios lygmenų užpildymo tikimybės skirtingose temperatūrose

užpildymo tikimybės lygios 0. Kylant temperatūrai, didėja tikimybės, kad apatiniai laidumo juostos lygmenys bus užimti elektronų. Kartu mažėja tikimybės, kad bus elektronų užpildyti viršutiniai valentinės juostos lygmenys.

Kai Fermio lygmuo yra žemiau laidumo juostos dugno ir tenkinama sąlyga  $W_c - W_F > 3kT$ , laidumo juostos lygmens  $W$  užpildymo tikimybės išraiška tampa paprastesnė:

$$f_F(W) \cong e^{-(W-W_F)/kT}. \quad (2.32)$$

Taigi, kai  $W_c - W_F > 3kT$ , Fermio ir Dirako funkcijos dalį laidumo juostoje galima aproksimuoti paprastesne Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymo funkcija, o laidumo juostos elektronai sudaro neišsigimusią sistemą.

Tikimybė, kad lygmuo bus laisvas, užimtas skylių, išreiškiama formule

$$f_p(W) = 1 - f_F(W). \quad (2.33)$$

Kai lygmuo  $W$  priklauso valentinei juostai ir tenkinama sąlyga  $W_F - W_v > 3kT$ , galioja nelygybė  $\exp[(W - W_F)/kT] \ll 1$ . Tada, atsižvelgus į tai, kad, esant mažoms  $x$  reikšmėms, galioja sąryšis  $1/(1+x) \cong 1-x$ , formulę (2.12) galima užrašyti taip:

$$f_F(W) \cong 1 - e^{(W-W_F)/kT}. \quad (2.34)$$

Tuomet pagal (2.33)

$$f_p(W) \cong e^{(W-W_F)/kT} = e^{-(W_F-W)/kT}. \quad (2.35)$$

Taigi, jeigu tenkinama sąlyga  $W_F - W_v > 3kT$ , tikimybę, kad valentinės juostos lygmenyje bus skylė, taip pat galima aproksimuoti Maksvelo ir Bolcmano funkcija.

Dar svarbu atkreipti dėmesį, kad pagal (2.34) ir 2.8 paveikslą,  $b$ , skylės kaupiasi valentinės juostos viršuje. Šia prasme skylių savybės panašios į dujų burbuliukų skystyje savybes. Skylės energija didesnė, jeigu ji užima žemesnį energijos lygmenį.

Iš aptarimo seka, kad jeigu Fermio lygmuo yra draudžiamojėje juostoje ir jo nuotolis nuo laidumo juostos dugno ir valentinės juostos viršaus yra ne mažesnis nei  $3kT$ , puslaidininkis yra neišsigimęs ir jo laidumo elektronams ir skylėms galima taikyti klasikinę Maksvelo ir Bolcmano statistiką.

Grynojo silicio Fermio lygmuo yra nutolęs nuo laidumo ir valentinės juostų apytikriai per  $DW/2 \cong 0,55 \text{ eV}$ . Kai  $T = 300 \text{ K}$ , tai  $kT \cong 0,026 \text{ eV}$ ,  $3kT \cong 0,078 \text{ eV}$ . Tada neišsigimimo sąlyga neabejotinai tenkinama, ir, nagrinėjant grynąjį puslaidininkį elektronus ir skyles, nedvejojant galima taikyti klasikinę Maksvelo ir Bolcmano statistiką.

### 2.6.3. Krūvininkų koncentracija grynajame puslaidininkyje

Neišsigimusio puslaidininkio elektronų koncentracijos matematinę išraišką jau išvedėme. Koncentracija išreiškiama (2.25) formule. Dabar dar patikslinsime, kad nagrinėjant laidumo elektronus, vietoje elektrono masės  $m$  reikia nagrinėti elektrono efektinę masę  $m_n$ . Taigi laidumo elektronų koncentracija

$$n = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{-(W_c - W_F)/kT} = N_c e^{-(W_c - W_F)/kT}; \quad (2.36)$$

čia  $N_c$  – efektinis laidumo juostos būsenų tankis, išreiškiamas formule

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}. \quad (2.37)$$

Panašiai kaip laidumo elektronus nagrinėjant valentinės juostos skyles, galima įrodyti, kad skylių koncentracija

$$p = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-(W_F - W_v)/kT} = N_v e^{-(W_F - W_v)/kT}; \quad (2.38)$$

čia  $N_v$  – efektinis valentinės juostos būsenų tankis, išreiškiamas formule

$$N_v = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3}. \quad (2.39)$$

Sudauginę (2.36) ir (2.38), gauname:

$$np = N_c N_v e^{-(W_c - W_v)/kT} = N_c N_v e^{-DW/kT}. \quad (2.40)$$

Taigi laidumo elektronų ir skylių koncentracijų sandauga nepriklauso nuo Fermio lygmens padėties, o priklauso tik nuo draudžiamosios juostos pločio ir temperatūros.

Svarbu pastebėti, kad (2.36), (2.38) ir (2.40) formulės galioja visiems neišsigimusiems (ne tik gryniesiems) puslaidininkiams.

Grynajame puslaidininkyje laidumo elektronų ir skylių koncentracijos vienodos. Tada

$$np = n_i p_i = n_i^2 = p_i^2, \quad (2.41)$$

ir pagal (2.40)

$$n_i = p_i = \sqrt{np} = \sqrt{N_c N_v} e^{-DW/2kT}; \quad (2.42)$$

čia indeksai  $i$  žymi grynąjį (angliškai – *intrinsic*) puslaidininkį.

Pagal (2.42) formulę **krūvininkų koncentracija grynajame puslaidininkyje labai priklauso nuo temperatūros ir draudžiamosios juostos pločio**. Kylant temperatūrai, intensyvėja puslaidininkio kristalo šiluminiai virpesiai, ir daugiau elektronų pakyla iš valentinės juostos į laidumo juostą. Todėl, kylant temperatūrai, puslaidininkio savųjų krūvininkų koncentracija didėja. Kuo platesnė draudžiamoji juosta, tuo didesnės energijos reikia jai

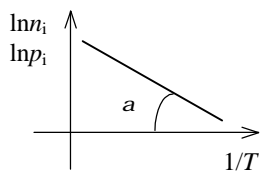
## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

įveikti, todėl mažiau elektronų gali pakilti iš valentinės juostos į laidumo juostą, ir puslaidininkio savųjų krūvininkų koncentracija esti mažesnė.

Logaritmuodami (2.42) gauname:

$$\ln n_i = \ln p_i = \frac{1}{2} \ln(N_c N_v) - \frac{DW}{2k} \frac{1}{T} \equiv a - b \frac{1}{T}.$$

Taigi koordinačių sistemoje, kurios abscisių ašyje atidedamas dydis, atvirkščias temperatūrai, o ordinačių ašyje – krūvininkų koncentracijos logaritmo reikšmės, grynojo puslaidininkio krūvininkų koncentracijos priklausomybės nuo temperatūros kreivė yra artima tiesei (2.9 pav.). Tiesės posvyrio kampas  $a$  priklauso nuo draudžiamosios juostos pločio:



2.9 pav. Grynojo puslaidininkio krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo temperatūros

$$\tan a \equiv \frac{DW}{2k}. \quad (2.43)$$

Užbaigiant grynujų puslaidininkų krūvininkų koncentracijų aptarimą, dar svarbu pastebėti, kad, remiantis sąlyga  $n_i = p_i$  ir taikant (2.36) ir (2.38) formules, nesunku gauti pateiktą be išvedimo Fermio lygmens išraišką (2.31).

### 2.7 užduotis

Raskime germanio ir silicio savųjų krūvininkų koncentracijų santykį 300 K temperatūroje.

Sprendimas

Pagal (2.421)

$$\frac{n_{iGe}}{n_{iSi}} = \frac{\sqrt{N_{cGe} N_{vGe}} e^{-DW_{Ge}/2kT}}{\sqrt{N_{cSi} N_{vSi}} e^{-DW_{Si}/2kT}}.$$

Efektiniai lygmenų tankiai priklauso nuo krūvininkų efektinių masių. Laikydami, kad jos apytikriai lygios elektrono masei, gauname:

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

$$\frac{n_{iGe}}{n_{iSi}} \equiv e^{(DW_{Si} - DW_{Ge})/2kT},$$

$$\frac{n_{iGe}}{n_{iSi}} \equiv \exp[(1,1 - 0,67) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} / 2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300] \equiv 4080.$$

### 2.8 užduotis

Apskaičiuokime, kiek kartų pakis silicio savųjų krūvininkų koncentracijos kylant temperatūrai nuo 20 iki 100 °C.

Sprendimas

Pagal (2.42), (2.37) ir (2.39)

$$\frac{n_i(T_2)}{n_i(T_1)} \equiv \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{DW}{2k} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \right] = \dots \equiv 153.$$

## 2.7. Priemaišiniai puslaidininkiai

Net gryniausiuose puslaidininkiuose esti priemaišų. Be to, priemaišos į puslaidininkius įterpiamos, siekiant suteikti jiems tam tikrų pageidaujamų savybių. Kita vertus, dažniausiai priemaišų koncentracija puslaidininkiuose turi būti nedidelė. Silicio puslaidininkinių integrinių grandynų pagrinduose elektriškai aktyviųjų priemaišų koncentracija esti iki  $10^{-5} \%$ . Kai koncentracija tokia maža, dešimčiai milijonų silicio atomų vidutiniškai tenka vienas tokių priemaišų atomas. Taigi kiekvieną priemaišos atomą supa tik puslaidininkio medžiagos atomai, priemaišų atomai kristale esti santykinai toli vienas nuo kito. Tada priemaišų atomai yra atskirti (izoliuoti) vienas nuo kito ir negali sąveikauti.

Norint gauti pageidaujamą puslaidininkio laidumo tipą naudojamos donorinės ir akceptorinės priemaišos.

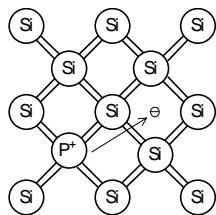
## 2.7.1. Pusalaidininkiai, legiruoti donorinėmis priemaišomis

Donorinėmis priemaišomis paprastuosiuose puslaidininkiuose (Ge, Si) gali būti periodinės elementų sistemos penktosios grupės elementų – fosforo (P), arseno (As), stibio (Sb) – atomai.

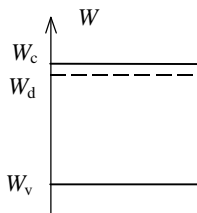
Panagrinėkime silicį, kuriame yra priemaišinių fosforo atomų. Keturi iš penkių valentinių fosforo elektronų sudaro kovalentinius ryšius su keturiais artimiausiais silicio atomais (2.10 pav.). Šie elektronai yra panašiose sąlygose kaip pagrindinės medžiagos (silicio) atomų valentiniai elektronai. Todėl jų energijos reikšmės gali būti tokios pat kaip ir silicio valentinių elektronų energijos reikšmės – jos yra valentinėje juostoje.

Penktasis fosforo atomo valentinis elektronas kovalentiniuose ryšiuose nedalyvauja. Jo ryšys su atomu yra silpnas, ryšio energija yra tik apie 0,044 eV. Įgijęs tiek nedaug energijos, penktasis elektronas atitrūksta nuo atomo ir tampa laidumo elektronu. Fosforo atomas tampa teigiamu jonu.

Elektronas tampa laidumo elektronu, kai jis patenka į laidumo juostą. Į laidumo juostą fosforo atomo penktasis elektronas pakyla įgijęs 0,044 eV energiją. Vadinasi, prieš tai jis užėmė energijos lygmenį draudžiamojame juostoje arti laidumo juostos dugno. Taigi



2.10 pav. Legiruoto donorine priemaiša puslaidininkio kristalinės gardelės plokščiasis modelis



2.11 pav. Legiruoto donorine priemaiša puslaidininkio energijos lygmenų diagrama

donorinės priemaišos atomų penktųjų elektronų energijos lygmenys yra draudžiamojame juostoje arti laidumo juostos dugno (2.11 pav.). Šie lygmenys vadinami donoriniais lygmenimis. Kai priemaišos koncentracija maža ir priemaišos atomai nesąveikauja, priemaišiniai lygmenys yra izoliuoti vienas nuo kito. Todėl 2.11 paveiksle donoriniai lygmenys atvaizduoti brūkšnine linija.

Iš aptarimo matyti, kad penktosios grupės atomai puslaidininkio kristalui gali atiduoti penktuosius elektronus, tampančius priemaišiniais laidumo elektronais – neigiamais krūvininkais. Todėl puslaidininkiai, kurių priemaišos yra penktosios grupės elementai, yra vadinami *elektroniniais* arba *n* (angl. *negative* – neigiamas) puslaidininkiais. Penkiavalenčių elementų atomai, praturtinantys puslaidininkį priemaišiniais elektronais, vadinami *donorais* (lot. *dono* – dovanoju).

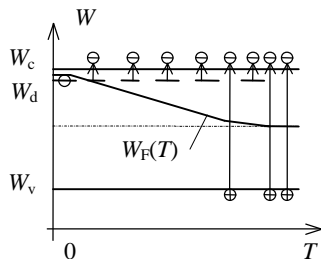
2.7.2. *n* puslaidininkio Fermio lygmuo ir krūvininkų koncentracijos

Priemaišinių puslaidininkių Fermio lygmuo ir krūvininkų koncentracijos labai priklauso nuo temperatūros ir priemaišų koncentracijos.

Absoliučiojo nulio temperatūroje tiek puslaidininkio, tiek donorinės priemaišos atomai nejonizuoti. Penktieji donorinės priemaišos elektronai skrieja apie priemaišinius atomus. Energijos lygmenų diagramoje penktieji elektronai užima donorinius lygmenis. Fermio lygmuo yra tarp užimtų donorinių lygmenų  $W_d$  ir tuščios laidumo juostos dugno  $W_c$  (2.12 pav.).

Kylant temperatūrai, intensyvėja puslaidininkio kristalo šiluminiai virpesiai, elektronai įgyja daugiau energijos ir kyla iš donorinių lygmenų į laidumo juostą. Taigi vyksta priemaišos atomų jonizacija ir atsiranda priemaišinių laidumo elektronų. Kylant temperatūrai, jų koncentracija didėja.

Tam tikroje temperatūroje, kuri gerokai žemesnė už 300 K, visi priemaišos atomai ir donoriniai lygmenys ištuštėja – netenka penktųjų



2.12 pav. n puslaidininkio Fermio lygmens priklausomybė nuo temperatūros

elektronų. Tada laidumo elektronų koncentracija pasiekia donorinės priemaišos koncentraciją  $N_d$ .

Toliau kylant temperatūrai, laidumo elektronų koncentracija plačiame temperatūros intervale praktiškai nesikeičia. Mat priemaišiniai lygmenys jau ištuštėję, o savųjų puslaidininkio krūvininkų koncentracija dar labai nedidelė. Vadinasi, vidutinių temperatūrų srityje elektronų koncentracija n puslaidininkyje

$$n_n \cong N_d. \quad (2.44)$$

Žinant laidumo elektronų koncentraciją, pagal (2.41) formulę galima apskaičiuoti skylių koncentraciją n puslaidininkyje:

$$p_n = n_i^2 / n_n \cong n_i^2 / N_d. \quad (2.45)$$

Vidutinių temperatūrų srityje savųjų krūvininkų koncentracija daug mažesnė nei priemaišinių elektronų koncentracija ( $n_i \ll n_n$ ).

Kadangi  $n_i = p_i$ , tai pagal (2.45) formulę

$$p_n = \frac{n_i}{n_n} p_i \ll p_i.$$

Vadinasi, vidutinių temperatūrų srityje skylių koncentracija n puslaidininkyje yra mažesnė nei grynajame puslaidininkyje. Taip yra todėl, kad dėl susidūrimų su elektronais, kurių koncentracija didelė, dalis skylių rekombinuoja.

Taigi vidutinių temperatūrų srityje elektronų koncentracija n puslaidininkyje esti daug didesnė už skylių koncentraciją. Todėl **elektronai yra n puslaidininkio pagrindiniai krūvininkai, skylės – šalutiniai krūvininkai.**

Fermio lygmens padėtį vidutinių temperatūrų srityje galima rasti remiantis (2.36) formule. Atsižvelgę į (2.44), ją galime užrašyti šitokių pavidalu:

$$n_n = N_c \exp[-(W_c - W_F)/kT] = N_d. \quad (2.46)$$

Išlogaritmavę (2.46), galime gauti:

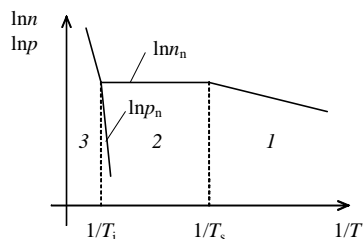
$$W_F = W_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}. \quad (2.47)$$

Jeigu puslaidininkis neišsigimęs, tai  $N_d \ll N_c$ . Tada  $\ln(N_c/N_d) > 0$ . Vadinasi, vidutinių temperatūrų srityje, kylant temperatūrai, Fermio lygmuo leidžiasi žemyn ir tolsta nuo  $W_c$  (2.12 pav.).

Kai temperatūra labai pakyla, sustiprėjus kristalo šiluminiam virpesiams, prasideda intensyvus elektronų kilimas iš valentinės į laidumo juostą – generuojami savieji krūvininkai (2.12 pav.). Tam tikroje temperatūroje savųjų elektronų koncentracija pasiekia priemaišinių elektronų koncentraciją. Toliau kylant temperatūrai, savųjų krūvininkų koncentracija tampa dominuojančia ir sparčiai didėja. Tada puslaidininkio elektrinį laidumą lemia savieji krūvininkai. Taigi aukštų temperatūrų srityje krūvininkų koncentracijas galima skaičiuoti taikant (2.42) formulę. Laikydami, kad  $m_n \cong m_p$  gauname, kad Fermio lygmuo aukštų temperatūrų srityje yra draudžiamosios juostos viduryje (2.12 pav.).

Priemaišinių puslaidininkų krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo temperatūros grafikai dažnai sudaromi koordinačių sistemoje, kurios abscisių ašyje, kaip ir 2.9 paveiksle, atidedamas dydis, atvirkščias temperatūrai, o ordinačių ašyje – krūvininkų koncentracijų logaritmai. Tokioje koordinačių sistemoje koncentracijų kreives gana tiksliai galima aproksimuoti tiesių atkarpomis (2.13 pav.), kurias atitinka trys aptartos temperatūrų sritys.

Pirmoji, žemų temperatūrų sritis, dar vadinama *priemaišų jonizacijos* sritimi. Šioje srityje, kylant temperatūrai, laidumo elektronų koncentracija didėja, nes vis daugiau elektronų iš donorinių lygmenų pakyla į laidumo juostą. Temperatūroje  $T_s$  (donorinių



2.13 pav. n puslaidininkio krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo temperatūros

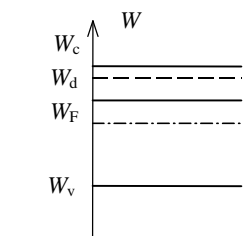
lygmenų ištuštėjimo temperatūroje) visi priemaišos atomai tampa jonizuoti.

Antroji, vidutinių temperatūrų sritis – tai *priemaišinio laidumo* sritis. Joje pagrindinių krūvininkų koncentracija praktiškai nepriklauso nuo temperatūros. Šalutinių krūvininkų – skylių – koncentracija, kylant temperatūrai, sparčiai auga, nes vis daugiau elektronų atsipalaiduoja iš kovalentinių ryšių. Temperatūrai artėjant prie trečiosios srities, šalutinių krūvininkų koncentracija artėja prie pagrindinių krūvininkų koncentracijos.

Temperatūrai viršijus  $T_i$ , elektronų ir skylių koncentracijos sparčiai didėja, nes generuojami savieji krūvininkai. Todėl trečioji, aukštų temperatūrų sritis, dar vadinama *savojo laidumo* sritimi. Temperatūra  $T_i$  yra savojo laidumo atsikūrimo temperatūra.

Temperatūroje  $T_s$  Fermio lygmuo nusileidžia iki donorinių lygmenų ir jų užpildymo tikimybė tampa  $f_F(W_d) = 1/2$ . Tada, taikydami supaprastintą modelį (neatsižvelgdami į donorinių lygmenų užpildymo ypatumus), galime sakyti, kad pakilusių iš donorinių lygmenų į laidumo juostą elektronų koncentracija  $n \approx N_d / 2$ . Tuomet, taikydami (2.36) formulę, galime gauti, kad

$$T_s \approx \frac{W_c - W_d}{k \ln(2N_c / N_d)} \quad (2.48)$$



2.14 pav. n puslaidininkio energijos lygmenų diagrama

Temperatūroje  $T_i$  savųjų elektronų koncentracija  $n_i$  pasiekia priemaišinių elektronų koncentraciją  $n_n = N_d$ . Remdamiesi sąlyga  $n_i = N_d$  ir taikydami (2.42) formulę, galime įrodyti, kad

$$T_i = \frac{\Delta W}{k \ln(N_c N_v / N_d^2)} \quad (2.49)$$

Temperatūra  $T_s$  esti daug žemesnė, o temperatūra  $T_i$  – žymiai aukštesnė už 300 K.

Kaip jau minėjome, Fermio lygmuo ir krūvininkų koncentracija labai priklauso ir nuo priemaišų koncentracijos. Jei fosforo koncentracija silicije yra  $10^{-5} \%$ , tai 300 K temperatūroje Fermio lygmuo yra maždaug 0,2 eV žemiau laidumo juostos dugno (2.14 pav.).

Kuo didesnė donorinių priemaišų koncentracija, tuo pagal (2.47) formulę Fermio lygmuo yra aukščiau, arčiau laidumo juostos dugno. Kuo mažesnė priemaišų koncentracija, tuo Fermio lygmuo žemiau, arčiau draudžiamosios juostos vidurio – kaip grynajame puslaidininkyje. Taip pat svarbu pastebėti, kad n puslaidininkio Fermio lygmuo visuomet būna aukščiau draudžiamosios juostos vidurio. Taigi **Fermio lygmuo virš draudžiamosios juostos vidurio yra n puslaidininkio požymis.**

Pagal (2.44), didėjant donorinės priemaišos koncentracijai  $N_d$ , pagrindinių n puslaidininkio krūvininkų – laidumo elektronų – koncentracija  $n_n$  didėja, nes  $n_n \approx N_d$ . Šalutinių krūvininkų – skylių – koncentracija mažėja, nes pagal (2.45)  $p_n \approx n_i^2 / N_d$ .

## 2.9 užduotis

Silicio plokštelė legiruota fosforu. Fosforo koncentracija  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Raskime elektronų, skylių koncentracijas ir Fermio lygmens padėtį 300 K temperatūroje.

Sprendimas.

Fosforas – donorinė priemaiša. Legiruotas fosforu silicis 300 K temperatūroje yra n puslaidininkis. Jo pagrindinių krūvininkų – elektronų – koncentracija

$$n_n = N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}.$$

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkių krūvininkai

Skylės – šalutiniai n puslaidininkio krūvininkai. Jų koncentracija išreiškiama (2.45) formule. Savųjų krūvininkų koncentracija silicyje 300 K temperatūroje yra  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Tada

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{(1,5 \cdot 10^{10})^2}{10^{15}} = 2,25 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}.$$

Taikydami (2.47) formulę, galime rasti Fermio lygmens nuotolį nuo laidumo juostos dugno. Efektinis lygmenų tankis laidumo juostoje išreiškiamas (2.37) formule. Kadangi užduoties sąlygoje nėra žinių apie elektrono efektinę masę, galime priimti, kad elektrono efektinę masę apytikriai lygi jo ramybės masei. Tada

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} = \dots \cong 2,5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}.$$

$$W_c - W_F = kT \ln \frac{N_c}{N_d} = \dots \cong 4,2 \cdot 10^{-20} \text{ J} \cong 0,26 \text{ eV}.$$

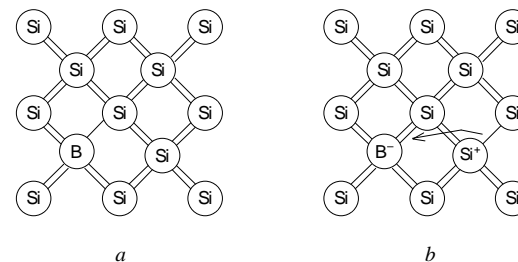
### 2.7.3. Pusalaidininkiai, legiruoti akceptorinėmis priemaišomis

Akceptorinėmis priemaišomis keturvalenčiams germaniui ir siliciui gali būti trivalenčių elementų – boro (B), aliuminio (Al), galio (Ga), indžio (In) – atomai.

Panagrinėkime silicį, kuriame yra priemaišinių boro atomų. Boro atomas turi tik tris valentinius elektronus. Todėl, susidarant kovalentiniais ryšiams, vienas ryšys prie boro atomo nesusidaro (2.15 pav., a).

Ilgijęs nedidelę energiją, prie boro atomo gali peršokti silicio atomo valentinis elektronas iš gretimo ryšio (2.15 pav., b). Taip puslaidininkyje, legiruotame akceptorine priemaiša, atsiranda teigiamas silicio jonas, prie kurio trūksta ryšio, tai yra atsiranda teigiama skylė. Kartu boro atomas tampa neigiamu boro jonu. Kadangi trivalenčiai atomai tarsi pagauna valentinius elektronus, jie vadinami *akceptoriais* (lot. *acceptor* – priėmėjas).

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkių krūvininkai

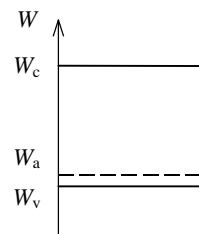


2.15 pav. Legiruoto akceptorine priemaiša puslaidininkio kristalinės gardelės plokščiasis modelis

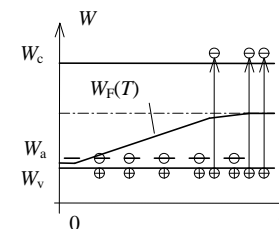
Puslaidininkio energijos lygmenų diagramoje akceptorinės priemaišos sudaro akceptorinius lygmenis netoli valentinės juostos viršaus (2.16 pav.).

Absoliučiojo nulinio temperatūroje akceptoriniai lygmenys yra laisvi. Fermio lygmuo yra tarp lygmenų  $W_v$  ir  $W_a$  (2.17 pav.). Puslaidininkyje laisvųjų krūvininkų nėra.

Kylant temperatūrai, vyksta akceptorinės priemaišos atomų



2.16 pav. Akceptorine priemaiša legiruoto puslaidininkio energijos lygmenų diagrama



2.17 pav. Akceptorine priemaiša legiruoto puslaidininkio Fermio lygmens priklausomybė nuo temperatūros



jonizacija – valentinės juostos elektronai kyla į akceptorinius lygmenis. Valentinėje juostoje atsiranda skylių. Kylant temperatūrai, skylių koncentracija didėja ir temperatūroje  $T_s$  tampa apytikriai lygi akceptorinių priemaišų koncentracijai  $N_a$ . Pastarąją mintį iliustruoja 2.18 paveikslas, kuriame atvaizduotos krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo temperatūros.

Vidutinių temperatūrų, arba priemaišinio laidumo srityje skylių koncentracija nekinta:

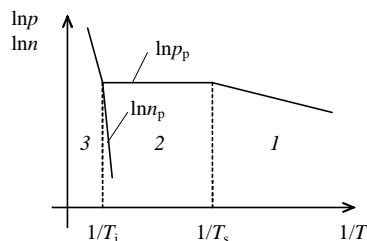
$$p_p \equiv N_a. \quad (2.50)$$

Elektronų koncentracija  $n_n$  yra nedidelė ir kylant temperatūrai didėja, nes pagal (2.41)

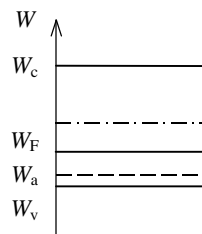
$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \equiv \frac{n_i^2}{N_a}. \quad (2.51)$$

Fermio lygmuo vidutinių temperatūrų srityje kyla, artėdamas prie draudžiamosios juostos vidurio. Laikydami, kad  $p_p \equiv N_a$  ir taikydami (2.38) formulę galime gauti kad

$$W_F - W_v = kT \ln \frac{N_v}{N_a} \quad (2.52)$$



2.18 pav. Akceptorine priemaiša legiruoto puslaidininkio krūvininkų koncentracijų priklausomybės nuo temperatūros



2.19 pav. p puslaidininkio energijos lygmenų diagrama

Temperatūrai pasiekus savojo laidumo atsikūrimo temperatūrą  $T_i$ , elektronų ir skylių koncentracijos susilygina (2.18 pav.). Aukštų temperatūrų arba savojo laidumo srityje, kylant temperatūrai, krūvininkų koncentracijos silicyje sparčiai didėja, nes vis daugiau elektronų pakyla iš valentinės juostos į laidumo juostą.

300 K temperatūroje Fermio lygmens padėtis ir krūvininkų koncentracijos priklauso nuo akceptorinių koncentracijos. Kai puslaidininkis – silicis, priemaiša – boras ir jos koncentracija  $10^{-5} \%$ , tai Fermio lygmuo 300 K temperatūroje yra maždaug 0,2 eV aukščiau valentinės juostos viršaus (2.19 pav.). Jeigu priemaišos koncentracija mažesnė, tai Fermio lygmuo yra aukščiau, arčiau draudžiamosios juostos vidurio. Jeigu priemaišos koncentracija didesnė, tai Fermio lygmuo yra žemiau, arčiau valentinės juostos viršaus.

Pagal (2.50), kai priemaišų koncentracija  $N_a$  didesnė, skylių koncentracija yra didesnė, nes  $p_p \equiv N_a$ , o elektronų koncentracija – mažesnė, nes pagal (2.51)  $p_p \equiv n_i^2 / N_a$ .

300 K temperatūros aplinkoje galioja nelygybės  $p_p \gg p_i \gg n_p$ . Todėl vidutinių temperatūrų srityje **teigiamos skylės yra pagrindiniai puslaidininkio, legiruoto akceptorine priemaiša, krūvininkai, laidumo elektronai – šalutiniai krūvininkai**. Todėl legiruoti akceptoriais puslaidininkiai vadinami *skyliniais* arba p puslaidininkiais (angl. *positive* – teigiamas). Jei  $m_n \equiv m_p$ , **skylinio laidumo puslaidininkio Fermio lygmuo esti žemiau draudžiamosios juostos vidurio**.

#### 2.10 užduotis

Germanio plokštelė legiruota boru. Boro koncentracija  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Raskime elektronų ir skylių koncentracijas puslaidininkyje 300 K temperatūroje.

Sprendimas.

Boras – akceptorinė priemaiša. Legiruotas boru germanis 300 K temperatūroje yra p puslaidininkis. Jo pagrindinių krūvininkų – skylių – koncentracija

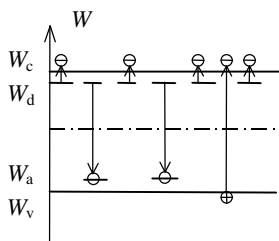
$$p_p = N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Elektronai – šalutiniai p puslaidininkio krūvininkai. Jų koncentracija išreiškiama (2.51) formule. Taigi

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_a} \cong \frac{(2,5 \cdot 10^{13})^2}{10^{16}} = 6,25 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

## 2.8. Efektinė priemaišų koncentracija. Pusalaidininkių išsigimimas

Dažniausiai puslaidininkyje būna abiejų tipų – ir donorinių, ir akceptorinių priemaišų. Jeigu donorų koncentracija  $N_d'$  didesnė nei akceptorinių koncentracija  $N_a'$ , donorinių lygmenų tankis puslaidininkyje didesnis nei akceptorinių lygmenų tankis (2.20 pav.). Vidutinių temperatūrų srityje elektronai iš dalies donorinių lygmenų yra nusileidę į akceptorinius lygmenis. Netekę elektronų donorai ir



2.20 pav. Pusalaidininkio, kuriame yra donorinių ir akceptorinių priemaišų, energijos lygmenų diagrama

prisijungę elektronus akceptoriai yra nejudrūs jonai. Taigi dalis donorinės priemaišos atomų puslaidininkyje sukompensuoja akceptorinę priemaišą. Kiti donoriniai lygmenys vidutinių temperatūrų srityje taip pat yra tušti – iš jų elektronai yra pakilę į laidumo juostą. Taigi puslaidininkyje vyrauja priemaišiniai krūvininkai – elektronai. Skylių gali atsirasti tik dėl elektronų šuolių iš valentinės į laidumo juostą.

Pusalaidininkis turi būti neutralus – teigiamųjų ir neigiamųjų krūvių koncentracijos turi būti vienodos:

$$n + N_a' = p + N_d'. \quad (2.53)$$

Remdamiesi šia elektrinio neutralumo sąlyga ir prisimindami, kad neišsigimusiam puslaidininkyje  $np = n_i^2$ , galime rasti krūvininkų koncentracijas.

Jeigu  $N_d' \gg N_a'$ , tai elektronų koncentracija puslaidininkyje daug didesnė nei skylių koncentracija. Elektronai jame pagrindiniai krūvininkai, puslaidininkis yra n puslaidininkis. Tada pagal (2.53) ir (2.41)

$$n_n = N_d \cong N_d' - N_a', \quad p_n = n_i^2 / N_d; \quad (2.54)$$

čia  $N_d$  – efektinė donorinių priemaišų koncentracija.

Jeigu  $N_a' \gg N_d'$ , tai

$$p_p = N_a \cong N_a' - N_d', \quad n_p = n_i^2 / N_a; \quad (2.55)$$

čia  $N_a$  – efektinė akceptorinių priemaišų koncentracija.

Jeigu  $N_d' \cong N_a'$ , tai priemaišinių krūvininkų koncentracija yra maža. Jeigu savųjų krūvininkų koncentracija didesnė nei priemaišinių ( $n_i > |N_d' - N_a'|$ ), puslaidininkis pasižymi savojo laidumo kompensuojamo puslaidininkio savybėmis.

Dabar galime patikslinti ir grynojo puslaidininkio sąvoką: puslaidininkį galime laikyti grynuoju, jeigu jame savųjų krūvininkų daug daugiau nei priemaišinių.

Iš aptarimo seka, kad, įterpiant į legiruotą puslaidininkį kito tipo priemaišų, galima kompensuoti pradinę priemaišą arba net pakeisti puslaidininkio laidumo tipą. Vėliau įsitikinsime, kad toks laidumo tipo keitimo principas labai plačiai taikomas puslaidininkinių įtaisų ir integrinių grandynų gamyboje. Kita vertus, kompensuoti priemaišas ir pakeisti laidumo tipą galima, jeigu pradinė priemaišų koncentracija nedidelė.

Kai priemaišos koncentracija didėja, nuotolis tarp priemaišos atomų mažėja. Suartėję priemaišos atomai pradeda sąveikauti. Tada priemaišiniai lygmenys išsplinga ir iš jų susidaro leidžiamosios energijos juostos.

Silicis ir germanis išsigimsta, kai nuotolis tarp priemaišos atomų yra tik apie dešimt kartų didesnis už vidutinį nuotolį tarp gretimų

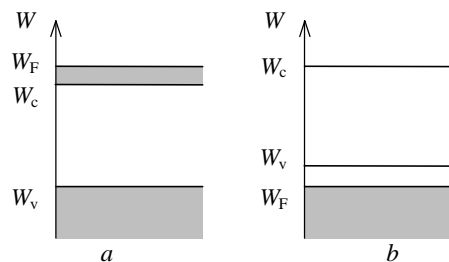
## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

puslaidininkio atomų. Tai atsitinka, kai priemaišos koncentracija pasiekia 0,01–0,1 % ir sudaro  $10^{18}$ – $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Priemaišiniai lygmenys esti arti leidžiamosios energijos juostų. Jeigu didelė donorinių priemaišų koncentracija, tai susidariusi iš išplitusių donorinių lygmenų juosta dalinai persidengia su laidumo juosta. Taigi susidaro hibridinė laidumo juosta. Apatiniai šios juostos lygmenys yra užpildyti elektronų. Taigi išsigimusio donorinio puslaidininkio Fermio lygmuo yra virš laidumo juostos dugno (2.21 pav., *a*).

Kai didelė akceptorinių priemaišų koncentracija, tai išplitę akceptoriniai lygmenys sudaro leidžiamosios energijos juostą, kuri dalinai persikloja su valentine juosta. Kadangi akceptoriniai lygmenys neužimti elektronų, susidariusios hibridinės valentinės juostos viršutiniai lygmenys yra neužpildyti. Taigi Fermio lygmuo yra žemiau valentinės juostos viršaus (2.21 pav., *b*).

Iš aptarimo aišku, kad išsigimusio puslaidininkio hibridinėse juostose net absoliučiojo nulio temperatūroje virš elektronų užpildytų lygmenų yra laisvų lygmenų. Todėl išsigimusių puslaidininkų savybės skiriasi nuo neišsigimusių puslaidininkų savybių – išsigimę puslaidininkiai, panašiai kaip laidininkai, laidūs net absoliučiojo nulio temperatūroje. Aukštų temperatūrų srityje, kylant temperatūrai, krūvininkų koncentracija išsigimusiam puslaidininkyje sparčiai didėja dėl savųjų krūvininkų generacijos.



2.21 pav. Išsigimusių puslaidininkų energijos lygmenų diagramos

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

Dar verta pastebėti, kad dėl priemaišinių juostų susidarymo išsigimusiuose puslaidininkuose susiaurėja draudžiamoji juosta.

### 2.11 užduotis

Silicis legiruotas fosforu ir boru. Fosforo koncentracija –  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , boro –  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Raskime krūvininkų koncentracijas 300 K temperatūroje.

Sprendimas

Efektinė fosforo koncentracija:

$$N_d = N_d' - N_a' = 10^{17} - 10^{16} = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Tuomet 300 K temperatūroje

$$n_n = N_d = 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3},$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{(1,5 \cdot 10^{10})^2}{9 \cdot 10^{16}} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

## 2.9. Nepusiausvirieji krūvininkai

Kaip jau buvo minėta, tuo pačiu metu puslaidininkyje vyksta du procesai – krūvininkų generacija ir rekombinacija. Tam tikroje temperatūroje, esant termodinaminei pusiausvyrai, krūvininkų generacijos ir rekombinacijos spartos yra vienodos. Todėl krūvininkų koncentracijos nekinta.

Veikiant šilumai ir kylant temperatūrai, tampa intensyvesni kristalinės gardelės virpesiai. Šiluma sukelia krūvininkų generaciją, veikdama per tarpininką – kristalinę gardelę. Dėl šios priežasties ir dėl to, kad šiluminiai procesai yra inertiški, kintant temperatūrai, krūvininkų koncentracijos lieka pusiausviros. Krūvininkai, kuriuos lemia šiluminiai procesai, yra pusiausvirieji krūvininkai.

Dažnai puslaidininkį veikia dar ir kiti veiksniai, pavyzdžiui, šviesa, išorinis elektrinis laukas, sukuriantys perteklinius arba nepusiausvirosius krūvininkus. Nepusiausvirieji savieji krūvininkai atsiranda, kai išorinio žadinimo energija tiesiogiai perduodama valentiniams elektronams.

Vidutinių temperatūrų srityje pertekliniai elektronai ir skylės silicijoje gali atsirasti dėl elektronų šuolių iš valentinės į laidumo juostą. Todėl nepusiausvirųjų elektronų ir skylių koncentracijos esti vienodos:

$$Dn = Dp.$$

Sakykime, kad turime ploną  $n$  silicio plokštelę. 300 K temperatūroje pusiausvirųjų elektronų koncentracija  $n_n = N_d$ , pusiausvirųjų skylių koncentracija  $p_n = n_i^2 / N_d$ . Apšvietus plokštelę, krūvininkų koncentracijos gali padidėti. Atsiradus perteklinių krūvininkų, elektronų ir skylių koncentracijos apšviestoje plokštelėje išreiškiamos formulėmis:

$$\begin{aligned} n_0 &= n_n + Dn, \\ p_0 &= p_n + Dp. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Laiko momentu  $t=0$  išjungus šviesą, prasideda pusiausvirųjų koncentracijų atsistatymo procesas. Krūvininkų rekombinacija vyksta sparčiau nei generacija ir jų koncentracijos mažėja – artėja prie  $n_n$  ir  $p_n$ .

Nagrinėdami stambiu planu, galime sakyti, kad krūvininkų rekombinacijos greitis proporcingas perteklinių krūvininkų koncentracijoms:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d(Dn)}{dt} \dots = -\frac{Dn}{t}, \quad (2.57)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d(Dp)}{dt} \dots = -\frac{Dp}{t}; \quad (2.28)$$

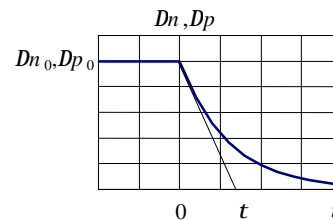
čia  $1/t$  – proporcingumo koeficientas; minuso ženklas žymi, kad laikui bėgant krūvininkų koncentracijos mažėja.

Išsprendę (2.57) ir (2.58) lygtis ir atsižvelgę į pradinės sąlygas ( $Dn = Dn_0$  ir  $Dp = Dp_0$ , kai  $t = 0$ ), gautume:

$$Dn = Dp = Dn_0 \exp(-t/t) = Dp_0 \exp(-t/t). \quad (2.59)$$

Taigi nurodytomis sąlygomis nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracijos kinta eksponentiniu dėsniu (2.22 pav.). Dydis  $t$  yra

nepusiausvirųjų *krūvininkų gyvavimo trukmė*. Per laiką  $t$  perteklinių krūvininkų koncentracijos sumažėja  $e \approx 2,72$  kartų.



2.22 pav. Nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracijų kitimas bėgant laikui

Pagal (2.57) ir (2.58) elektronų ir skylių rekombinacijos spartos vienodos, atvirkščiai proporcingos krūvininkų gyvavimo trukmei. Dėl pastarosios priežasties krūvininkų gyvavimo trukmė – labai svarbus puslaidininkio parametras. Nagrinėdami puslaidininkinius įtaisus įsitikinsime, kad nuo krūvininkų gyvavimo trukmės priklauso daugelio puslaidininkinių įtaisų dažninės savybės ir veikimo sparta.

Jeigu tenkinamos sąlygos  $n_n \gg Dn_0$  ir  $p_n \ll Dp_0$ , atsistatant pusiausviroioms koncentracijoms, elektronų koncentracija kinta nežymiai, skylių koncentracija sumažėja daugelį kartų. Taigi priemaišinio puslaidininkio elektrinių savybių kitimą gali lemti šalutinių krūvininkų koncentracijos kitimas.

Krūvininkų rekombinacijos mechanizmus išsamiau aptarsime nagrinėdami šviesos generavimą optinės elektronikos puslaidininkiniuose įtaisuose. Dabar pastebėsime tik tai, kad rekombinacija gali vykti įvairiai. Rekombinacijos metu elektronų energija gali atsipalaiduoti šviesos kvantų pavidalu (spindulinė rekombinacija) arba sužadinti intensyvesnius kristalinės gardelės virpesius (nospindulinė rekombinacija). Rekombinacijos metu krūvininkai gali šokti iš laidumo juostos į valentinę juostą (tarpjuostinė rekombinacija) arba pasiekti valentinę juostą per rekombinacijos centrus.

Kai kurios priemaišos gali sudaryti leidžiamosios energijos lygmenis arti puslaidininkio draudžiamosios juostos vidurio. Tokių priemaišų atomai atlieka rekombinacijos centrų vaidmenį. Kai tokių centrų yra, krūvininkų rekombinacija vyksta dviem etapais. Elektroniniame puslaidininkyje elektronai rekombinuoja per

užpildytus rekombinacijos centrus. Iš pradžių elektronas iš rekombinacijos lygmens patenka į valentinę juostą. Rekombinacijos lygmuo lieka tuščias. Po to laidumo juostos elektronas nusileidžia į tuščią lygmenį. Skyliniame puslaidininkyje rekombinacija vyksta per tuščius rekombinacijos centrus. Pirmiausia elektronas nusileidžia į rekombinacijos lygmenį. Po to jis šoka į valentinę juostą, o rekombinacijos lygmuo lieka tuščias.

Jeigu silicyje vyrautų spindulinė rekombinacija, tai krūvininkų gyvavimo trukmė būtų labai didelė. Praktiškai krūvininkų gyvavimo silicyje trukmė esti ne ilgesnė kaip keletas milisekundžių. Taip yra todėl, kad vyrauja nespindulinė rekombinacija per rekombinacijos centrus.

Rekombinacijos centrų vaidmuo labai reikšmingas. Pavyzdžiui, į gryną germanį įterpus  $10^{-5}\%$  nikelio arba aukso atomų, krūvininkų gyvavimo trukmė sumažėja penkiomis eilėmis.

Rekombinacijos centrų vaidmenį gali atlikti dislokacijos ir kiti kristalo defektai.

## 2.10. Elektronų sistemos pusiausvyrą

Dalelių sistemos savybes galima tirti ne tik statistiniais, bet ir termodinaminiais metodais. Termodinamikoje, tiriant makroskopinių sistemų savybes, nesigilinama į sistemoje vykstančių procesų mikroskopinę prigimtį. Sistemos būseną nusako tokiais parametrais kaip tūris, slėgis, temperatūra.

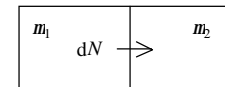
Termodinamikoje įrodoma, kad pastovioje temperatūroje ir esant pastoviam slėgiui termodinaminės sistemos laisvosios Gibso (*Gibbs*) energijos pokytis išreiškiamas formule

$$dG = m dN; \quad (2.60)$$

čia  $m$  – sistemos cheminis potencialas,  $dN$  – sistemą sudarančių dalelių skaičiaus pokytis.

Kai  $dN = 1$ , tai  $dG = m$ . Taigi sistemos cheminis potencialas lygus sistemos laisvosios Gibso energijos pokyčiui, sistemos dalelių skaičiui padidėjant viena dalele.

Remdamiesi (2.60) formule, išveskime sudarytos iš dviejų dalių termodinaminės sistemos (2.23 pav.) pusiausvyros sąlygą.



Sakykime, kad  $m_1$  ir  $m_2$  – sistemos dalių cheminiai potencialai. Tada, perėjus iš pirmosios sistemos dalies į antrąją dalį  $dN$  dalelių, sistemos pirmosios dalies laisvoji energija sumažėja  $m_1 dN$ , antrosios – padidėja  $m_2 dN$ . Visos sistemos laisvosios Gibso energijos pokytis išreiškiamas formule:

$$dG = -m_1 dN + m_2 dN. \quad (2.61)$$

Vykstant termodinaminiam procesui, sistema išlieka pusiausvyros būsenoje, jeigu jos laisvoji energija nesikeičia ir lieka minimali ( $dG = 0$ ). Tada pagal (2.61)

$$-m_1 dN + m_2 dN = 0.$$

Iš čia

$$m_1 = m_2. \quad (2.62)$$

Gautoji išraiška liudija, kad pusiausvyros būsenoje sistemos dalių cheminiai potencialai yra vienodi.

Nusistovint pusiausvyrai, sistemos laisvoji Gibso energija mažėja ( $dG < 0$ ). Tada

$$-m_1 dN + m_2 dN < 0$$

ir

$$m_2 < m_1. \quad (2.63)$$

Pastaroji nelygybė reiškia, kad, nusistovint pusiausvyrai, dalelės iš sistemos dalies, kurios cheminis potencialas aukštesnis, pereina į sistemos dalį, kurios cheminis potencialas žemesnis.

Prisiminę, kad puslaidininkių fizikoje cheminis potencialas vadinamas Fermio lygmeniu, (2.62) formulę galime taip perrašyti:

$$W_{F1} = W_{F2}. \quad (2.64)$$

Taigi sudaryta iš dviejų dalių sistema yra pusiausvira, jeigu jos dalių Fermio lygmenys yra vienodi. Pagal (2.63), nusistovint

pusiausvyrai, elektronai iš sistemos dalies, kur Fermio lygmuo aukščiau, pereina į sistemos dalį, kur Fermio lygmuo yra žemiau.

### 2.11. Išvados

1. Metalo laisviesiems elektronams taikoma Fermio ir Dirako statistika. Kadangi elektronams galioja Paulio draudimo principas, jų būsenų tankis yra ribotas. Kvantinę būseną gali užimti du elektronai su priešingais sukiniais. Būsenos užpildymo tikimybę išreiškia Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija  $f_F(W)$ . Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcijos parametras yra Fermio lygmens energija  $W_F$ . Bet kurioje temperatūroje Fermio lygmens užpildymo tikimybė lygi  $1/2$ .
2. Pusalaidininkų krūvininkai dažniausiai sudaro neišsigimusią sistemą. Tokiai sistemai vietoje kvantinės Fermio ir Dirako statistikos galima taikyti paprastesnę – klasikinę Maksvelo ir Bolcmano statistiką.
3. Grynojo puslaidininkio elektrinį laidumą lemia dviejų tipų savieji krūvininkai – elektronai ir skylės. Jų koncentracijos yra vienodos. Grynojo puslaidininkio elektronų ir skylių koncentracijos priklauso nuo draudžiamosios juostos pločio ir temperatūros. Kuo platesnė draudžiamoji juosta, tuo mažesnės krūvininkų koncentracijos. Kylant temperatūrai, krūvininkų koncentracijos grynajame puslaidininkyje sparčiai didėja. Jei skylių ir elektronų efektinės masės artimos, Fermio lygmuo beveik nepriklauso nuo temperatūros ir yra arti draudžiamosios juostos vidurio.
4. Periodinės elementų sistemos penktosios grupės elementai – fosforo (P), arseno (As), stibio (Sb) atomai – gali būti paprastųjų puslaidininkų (Ge ar Si) donorinėmis priemaišomis. Kiekvienas donorinės priemaišos atomas dovanoja puslaidininkui vieną laidumo elektroną – neigiamą krūvininką. Todėl paprastieji puslaidininkiai, kurių priemaišos yra penktosios grupės elementai, vadinami elektroniniais arba n puslaidininkiais. Vidutinių temperatūrų srityje elektronų koncentracija n puslaidininkyje nepri-

- klauso nuo temperatūros ir yra lygi donorinių priemaišų koncentracijai:  $n_n \cong N_d$ . Skylių koncentracija  $p_n \cong n_i^2 / N_d$  yra mažesnė nei savųjų krūvininkų koncentracija  $p_i$  ir, kylant temperatūrai, sparčiai auga. Elektronai yra pagrindiniai n puslaidininkio krūvininkai, o skylės – šalutiniai krūvininkai. n puslaidininkio Fermio lygmuo yra virš draudžiamosios juostos vidurio.
5. Trivalenčių elementų – boro (B), aliuminio (Al), galio (Ga), indžio (In) – atomai keturvalenčiams germaniui ir siliciui yra akceptorinės priemaišos. Akceptorinės priemaišos atomui trūksta vieno elektrono ryšiams su gretimais puslaidininkio atomais sudaryti. Kai prie tokio atomo peršoka puslaidininkio atomo elektronas, atsiranda teigiamas puslaidininkio jonas, prie kurio trūksta ryšio – puslaidininkyje atsiranda teigiama skylė. Pusalaidininkiuose, legiruotuose akceptorinėmis priemaišomis, skylės yra pagrindiniai krūvininkai. Todėl šie puslaidininkiai vadinami skyliniais arba p puslaidininkiais. Vidutinių temperatūrų srityje skylių koncentracija lygi akceptorijų koncentracijai:  $p_p \cong N_a$ . Elektronai – šalutiniai p puslaidininkio krūvininkai. Jų koncentracija  $n_p \cong n_i^2 / N_a$  maža, tačiau sparčiai didėja kylant temperatūrai. Kai  $m_p \cong m_n$ , p puslaidininkio Fermio lygmuo esti žemiau draudžiamosios juostos vidurio.
  6. Kai priemaišos koncentracija puslaidininkyje nedidelė, priemaišą galima sukompensuoti įterpant kito tipo priemaišų. Jeigu įterptų priemaišų koncentracija tampa didesnė nei pradinė, pasikeičia puslaidininkio laidumo tipas.
  7. Didėjant priemaišų koncentracijai, mažėja atstumas tarp priemaišų atomų. Suartėję priemaišų atomai pradeda sąveikauti, ir puslaidininkis išsigimsta. Išsigimusiam n puslaidininkyje Fermio lygmuo yra aukščiau laidumo juostos dugno, išsigimusiam p puslaidininkyje – žemiau valentinės juostos viršaus. Abiem atvejais tuoj pat virš užpildytų lygmenų yra neužimtų lygmenų. Todėl išsigimę puslaidininkiai laidūs net absoliučiojo nulio temperatūroje.

## 2.12. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokia statistika nagrinėja metalų elektronų savybes?
2. Paaiškinkite pasiskirstymo funkcijų  $f(W)$  ir  $N(W)$  prasmę.
3. Išveskite elektronų būsenų tankio išraišką.
4. Užrašykite Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkciją ir paaiškinkite jos prasmę.
5. Sudarykite funkcijos  $f_F(W)$  grafikus, kai  $T = 0$  K ir  $T > 0$  K.
6. Kas yra Fermio lygmuo?
7. Apskaičiuokite tikimybes, kad metalo elektronai bus užėmę energijos lygmenis  $(W_F + 0,1)$  eV ir  $(W_F - 0,1)$  eV, kai  $T = 0; 300; 1000$  K.  
Ats.: 1; 0; 0,98; 0,02; 0,76; 0,24.
8. Išveskite metalo elektronų pasiskirstymo pagal energijos reikšmes funkciją ir sudarykite jos grafikus, kai  $T = 0$  K ir  $T > 0$  K.
9. Išveskite metalo Fermio energijos išraišką, kai  $T = 0$  K.
10. Absoliučiojo nulinio temperatūroje metalo Fermio energija yra 7 eV. Apskaičiuokite šio metalo laisvųjų elektronų koncentraciją, kai  $T = 0$ .  
Ats.:  $8,4 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ .
11. Užrašykite neišsigimimo sąlygą ir supaprastinkite Fermio ir Dirako funkcijos išraišką. Aptarkite gautą rezultatą.
12. Išveskite neišsigimusios sistemos dalelių energijos pasiskirstymo funkciją.
13. Sudarykite neišsigimusios sistemos dalelių energijos pasiskirstymo grafiką. Kaip dalelių pasiskirstymas kinta kylant temperatūrai?
14. Kokiomis sąlygomis kietojo kūno elektronų sistema yra neišsigimusi?
15. Išveskite neišsigimusios sistemos dalelių pasiskirstymo pagal impulso reikšmes funkciją ir tikimiausio impulso išraišką.
16. Kaip galima rasti dalelių parametrų vidutinės reikšmės?
17. Išveskite neišsigimusios sistemos dalelės vidutinės kinetinės energijos išraišką.
18. Sakykime, kad tūrio vienetą yra  $N$  dalelių. Dalelių skaičius tūrio vienetą greičio intervale  $[v, v+dv]$  išreiškiamas formule  $dN = Kvdv$ , kai  $v < v_0$ , ir lygus 0, kai  $v > v_0$ . Sudarykite dalelių pasiskirstymo pagal greitį funkcijos grafiką. Konstantą  $K$  išreikškite per  $N$  ir  $v_0$ . Apskaičiuokite sistemos dalelės vidutinį, vidutinį kvadratinį ir tikimiausią greičius.

- Ats.:  $2N/v_0^2$ ,  $2v_0/3$ ,  $0,707v_0$ ,  $v_0$ .
19. Atsižvelgdami, kad absoliučiojo nulinio temperatūroje metalo elektronų pasiskirstymo funkcija išreiškiama formule  $N(W) = CN\sqrt{W}$ , kai  $W < W_F$ , ir  $N(W) = 0$ , kai  $W > W_F$ , apskaičiuokite vidutinę elektrono energiją. Raskite kuri elektronų dalis yra energijos intervale nuo 0,1  $W_F$  iki 0,2  $W_F$ .  
Ats.: 0,6  $W_F$ , 0,058.
  20. Metalo Fermio lygmens energija – 7 eV. Raskite elektrono vidutinę energiją ir vidutinį kvadratinį greitį, kai  $T = 0$  K.  
Ats.: 4,2 eV,  $1,2 \cdot 10^6$  m/s.
  21. Raskite silicio laisvojo elektrono vidutinę kinetinę energiją ir vidutinį kvadratinį greitį, kai  $T = 300$  K.  
Ats. 0,039 eV, 117 km/s.
  22. Palyginkite ir pakomentuokite 24 ir 25 uždavinių rezultatus.
  23. Kiek kartų padidėja germanio laisvųjų elektronų energija kylant temperatūrai nuo 10 iki 100 °C?  
Ats.: 1,32.
  24. Kodėl 0 K temperatūroje puslaidininkis nelaidus?
  25. Sudarykite grynojo silicio kristalinės gardelės dvimatį modelį. Paaiškinkite, kaip vyksta savųjų krūvininkų generacija, judėjimas ir rekombinacija.
  26. Sudarykite grynojo silicio energijos lygmenų diagramą ir paaiškinkite, kaip vyksta krūvininkų generacija ir rekombinacija.
  27. Kiek krūvininkų atsiranda elektronui išėjus iš kovalentiniam ryšio?
  28. Koks yra grynojo puslaidininkio laidumo elektronų ir skylių koncentracijų ryšys?
  29. Kokia yra Fermio lygmens padėtis grynajame puslaidininkyje?
  30. Išveskite grynojo puslaidininkio laidumo elektronų koncentracijos išraišką.
  31. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso krūvininkų koncentracija grynajame puslaidininkyje?
  32. Išveskite grynojo puslaidininkio Fermio energijos išraišką.
  33. Įvertinkite, kuri germanio ir silicio valentinių elektronų dalis 300 K temperatūroje yra laidumo juostoje.
  34. Apskaičiuokite, kiek kartų pakis savųjų krūvininkų koncentracijos germanyje kylant temperatūrai nuo 20 iki 100 °C.  
Ats.: 25.

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

35. Kokios priemonės grynąjį puslaidininkį paverčia n puslaidininkiu?
36. Sudarykite n puslaidininkio kristalinės gardelės dvimatį modelį. Paaiškinkite, kaip atsiranda pagrindiniai ir šalutiniai krūvininkai.
37. Sudarykite n puslaidininkio energijos lygmenų diagramą. Paaiškinkite, kaip atsiranda priemoniniai ir savieji krūvininkai.
38. Kiek krūvių ir kiek krūvininkų atsiranda donorinės priemonės atomo jonizacijos metu?
39. Nubraižykite ir paaiškinkite n puslaidininkio Fermio lygmens priklausomybės nuo temperatūros grafiką.
40. Silicio plokštelė legiruota fosforu.  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Raskite elektronų, skylių koncentracijas ir Fermio lygmens padėtį 300 K temperatūroje.
41. Silicis legiruotas fosforu.  $W_c - W_d = 0,044 \text{ eV}$ ,  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ . Raskite Fermio lygmens padėtį. Raskite vidutinę laidumo elektrono energiją.
42. Kokios paprastųjų puslaidininkų priemonės gali būti akceptoriniai?
43. Sudarykite p puslaidininkio kristalinės gardelės plokščiąjį modelį. Paaiškinkite, kaip atsiranda skylės.
44. Kokie krūviai ir krūvininkai atsiranda akceptorinės priemonės atomo jonizacijos metu?
45. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso p puslaidininkio Fermio lygmuo?
46. Kaip kinta p puslaidininkio krūvininkų koncentracijos kylant temperatūrai? Kodėl?
47. Nuo ko ir kaip priklauso p puslaidininkio krūvininkų koncentracijos 300 K temperatūroje?
48. Silicio bandinys legiruotas boru.  $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W_a - W_v = 0,045 \text{ eV}$ . 300 ir 400 K temperatūrose apskaičiuokite: elektronų ir skylių koncentracijas ir Fermio lygmens nuotolį nuo valentinės juostos viršaus. Aptarkite gautus rezultatus.  
Ats.:  $10^{16}$ ,  $2,25 \cdot 10^4$ , 0,2;  $10^{16}$ ,  $2,1 \cdot 10^9$ , 0,28.
49. Paaiškinkite priemonių kompensavimo esmę.
50. Kaip apskaičiuojamos krūvininkų koncentracijos puslaidininkiuose, turinčiuose donorinių ir akceptorinių priemonių?
51. Silicio bandinys legiruotas fosforu ir boru.  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Raskite pagrindinių krūvininkų koncentraciją bandinyje 300 K temperatūroje.
52. Ar visuomet įmanoma sukompensuoti puslaidininkio priemonis?

## 2. Metalų laisvieji elektronai ir puslaidininkų krūvininkai

53. Sudarykite ir paaiškinkite išsigimusio puslaidininkio energijos lygmenų diagramą.
54. Silicio kristalo atomų tankis apytikriai lygus  $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . Silicis išsigimsta, kai priemonių koncentracija viršija  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Raskite vidutinį nuotolį tarp priemonių atomų ir palyginkite jį su silicio gardelės konstanta ir atominiu spinduliu.
55. Kaip puslaidininkyje gali atsirasti perteklinių krūvininkų?
56. Ką vadina krūvininkų gyvavimo trukme? Kaip ji atsiliepia puslaidininkinių įtaisų veikimo spartai?
57. Apšvietus silicio plokštelę, kurioje donorinių priemonių koncentracija  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , perteklinių krūvininkų koncentracija tapo  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Raskite ir palyginkite pilnutines ir pusiausvirąsias krūvininkų koncentracijas 300 K temperatūroje.



### 3. KIETŲJŲ KŪNŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS. KRŪVININKŲ PERNAŠA

Šiame skyriuje trumpai, taikydami supaprastintus modelius, aptarsime, nuo ko, kaip ir kodėl priklauso puslaidininkių, metalų ir lydinių elektrinis laidumas bei juose tekančios srovės.

#### 3.1. Krūvininkų dreifas ir relaksacija

Nagrinėkime kietojo kūno bandinį, kuriame yra laisvųjų elektronų. Kai išorinis elektrinis laukas neveikia, laisvieji elektronai juda chaotiškai (3.1 pav., *a*) dėl susidūrimų su kietojo kūno gardelės defektais. Sukūrus kietajame kūne elektrinį lauką, kurio stipris  $E$ , be chaotiškojo elektronų judėjimo, vyksta jų kryptingas slinkimas priešinga elektriniam laukui kryptimi (3.1 pav., *b*). Toks slinkimas vadinamas *dreifu*. Vidutinis šio kryptingo slinkimo greitis  $v_E$  vadinamas dreifo greičiu.

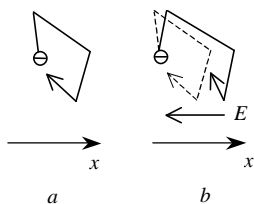
Aptarkime, kaip dreifo greitis priklauso nuo elektrinio lauko stiprio.

Elektrinis laukas veikia elektroną jėga, kurios modulis

$$F = qE; \quad (3.1)$$

čia  $q$  – elektrono krūvio absoliučioji vertė.

Veikiant jėgai  $F$ , elektrono greitis turėtų nuolat didėti. Tačiau kietajame kūne elektronui judėti trukdo gardelės defektai. Susidurdamas su jais elektronas praranda kryptingo judėjimo greitį. Gardelės defektų įtaką



3.1 pav. Elektronų judėjimas kietajame kūne neveikiant (*a*) ir veikiant (*b*) elektriniam laukui

elektrono judėjimui galima įvertinti pasipriešinimo jėga  $F_p$ , kuri proporcinga dreifo greičiui, bet yra priešingos krypties:

$$F_p = -\frac{1}{t_r} m_n v_E; \quad (3.2)$$

čia  $m_n$  – elektrono efektinė masė,  $1/t_r$  – proporcingumo koeficientas.

Atsižvelgiant į jėgas  $F$  ir  $F_p$ , elektrono kryptingą judėjimą galima aprašyti lygtimi:

$$F + F_p = m_n a; \quad (3.3)$$

čia  $a$  – pagreitis.

Išrašę į (3.3) jėgų išraiškas (3.1) ir (3.2) ir atsižvelgę, kad  $a = dv_E/dt$ , gauname:

$$qE - \frac{1}{t_r} m_n v_E = m_n \frac{dv_E}{dt}. \quad (3.4)$$

Iš šios lygties matyti, kad, pradėjus veikti elektriniam laukui, laisvųjų kietojo kūno elektronų greitis didėja. Kartu didėja ir pasipriešinimo jėga  $F_p$ . Jai didėjant, mažėja elektronų pagreitis. Kai jėgos  $F_p$  ir  $F$  susilygina, pagreitis sumažėja iki nulio. Tada elektronai slenka pastoviu greičiu, kuris pagal (3.4) išreiškiamas formule:

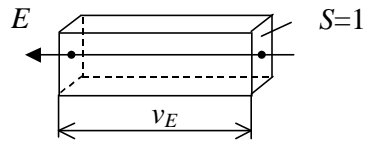
$$v_E = \frac{q t_r}{m_n} E = m_n E. \quad (3.5)$$

Šioje lygtyje proporcingumo koeficientas

$$m_n = \frac{q t_r}{m_n} \quad (3.6)$$

vadinamas elektronų *judrumu*. Kai  $E=1$ , tai pagal (3.5)  $v_E = m_n$ . Vadinasi, kai elektrinio lauko stipris lygus vienetui, krūvininkų judrumo skaitinė vertė lygi dreifo greičio skaitinei vertei.

Dabar mintyse sudarykime kietajame kūne stačiakampį gretasienį, kurio pagrindas statmenas elektrinio lauko kryptčiai (3.2 pav.). Stačiakampio gretasienio pagrindo plotas lygus vienetui, aukštinė yra  $v_E$ . Tada stačiakampio gretasienio tūris  $V = v_E$ . Jame yra  $N_\Sigma = nV = n v_E$  elektronų. Visi šie elektronai per laiko vienetą pereina



3.2 pav. Kietojo kūno fragmentas

per stačiakampio gretasienio pagrindą. Tada srovės tankis kietajame kūne (krūvis pratekantis per laiko vienetą pro ploto vienetą) išreiškiamas formule:

$$j = qnv_E. \quad (3.7)$$

Irašę į (3.7) dreifo greičio

$v_E$  išraišką, turėsime:

$$j = qnm_n E = sE. \quad (3.8)$$

Pagal šią formulę srovės tankis kietajame kūne yra tiesiai proporcingas elektrinio lauko stipriui. Formulė išreiškia Omo (*Ohm*) dėsnį. Joje  $s$  – savitasis (specifinis) nagrinėjamo kietojo kūno laidumas.

Pagal (3.8), kai kietojo kūno krūvininkai yra tik elektronai, to kietojo kūno savitasis elektrinis laidumas išreiškiamas formule:

$$s = qnm_n. \quad (3.9)$$

Puslaidininkų elektrinį laidumą lemia elektronai ir skylės. Todėl

$$s = q(nm_n + pm_p); \quad (3.10)$$

čia  $p$  – skylių koncentracija,  $m_p$  – jų judrumas.

Taigi **kietojo kūno savitąjį elektrinį laidumą ir jo savitąją varžą**  $r=1/s$  **lemia krūvininkų koncentracija ir jų judrumas.**

Dabar tarkime, kad ilgą laiką veikęs elektrinis laukas laiko momentu  $t=0$  išjungiamas. Tada dėl susidūrimų su gardelės defektais elektronų kryptingo slinkimo greitis pradeda mažėti – atsistato elektrinio lauko sutrikdyta elektronų sistemos pusiausvyra. Toks fizinės sistemos pusiausvyros atsistatymas po jos sutrikdymo vadinamas *relaksacija*.

Kai elektrinis laukas neveikia, (3.4) lygtis tampa paprastesnė:

$$\frac{dv_E(t)}{dt} = -\frac{1}{t_r} v_E(t).$$

Šios lygties sprendinys išreiškiamas formule

$$v_E(t) = v_E(0) \exp\left(-\frac{t}{t_r}\right); \quad (3.11)$$

čia  $v_E(0)$  – pradinis dreifo greitis,  $t_r$  – konstanta – elektrono dreifo greičio arba impulso relaksacijos trukmė.

Pagal (3.11), išjungus elektrinį lauką, kryptingas elektronų judėjimas nyksta. Per laiką  $t_r$  dreifo greitis sumažėja  $e$  kartų. Relaksacijos trukmę  $t_r$  galima susieti su krūvininko vidutiniu laisvuju keliu. Jeigu elektronas kryptingo judėjimo greitį praranda po vieno susidūrimo su gardele, elektrono laisvasis kelias išreiškiamas formule  $l = \bar{v}t_r$ ; čia  $\bar{v}$  – vidutinis elektrono greitis. Dažnai elektronas kryptingo judėjimo greitį praranda tik po  $k$  susidūrimų su gardele. Tada  $kl = \bar{v}t_r$ . Iš čia

$$t_r = kl / \bar{v}. \quad (3.12)$$

Elektrono greitis susideda iš dviejų dedamųjų – šiluminio judėjimo greičio  $v_T$  ir dreifo elektriniame lauke greičio  $v_E$ . Kai elektrinio lauko stipris nedidelis, šiluminio judėjimo greitis būna daug didesnis už dreifo greitį. Tada galima laikyti, kad  $\bar{v} \cong v_T$ .

Pagal (3.6) ir (3.12) krūvininkų judrumas išreiškiamas formule

$$m_{n,p} = \frac{q}{m_{n,p}} \frac{kl}{v}. \quad (3.13)$$

Iš šios formulės matyti, kad krūvininkų judrumas yra ribotas dėl baigtinio laisvojo kelio. Laisvąjį kelią riboja krūvininkų sklaida, atsirandanti, kaip jau buvo paminėta, dėl krūvininkų susidūrimų su kristaline gardelės defektais.

Nagrinėdami krūvininkų sklaidą kristale, turime prisiminti jų, kaip mikrodalelių, dvilypumą ir banginės savybes. Bangos neatsispindi nuo periodinių netolygumų, tarp kurių atstumas daug mažesnis už bangos ilgį. Taigi elektronai ir skylės, kaip de Broilio bangos, neatsispindi nuo arti vienas kito esančių kietojo kūno gardelės mazgų. Krūvininkų sklaidą sukelia jų susidūrimai su gardelės defektais, atsirandančiais dėl priemaišų, gardelės šiluminių virpesių ir kitų anksčiau aptartų priežasčių.

### 3.2. Puslaidininkų krūvininkų judrumas

*Grynajame* puslaidininkyje nėra priemaišų. Todėl krūvininkų laisvąjį kelią ir judrumą lemia kristalinės gardelės šiluminiai defektai. Virpant gardelei, jos mazgai kai kuriose kristalo vietose suartėja, kitose vietose – nutolsta vienas nuo kito. Taip gardelėje atsiranda netolygumų, nuo kurių elektronai atsispindi. Kylant temperatūrai, gardelės šiluminių defektų koncentracija didėja. Galime sakyti ir kitaip. Intensyvėjant gardelės virpesiams, joje didėja anksčiau aptartų kvazidalelių – fononų – koncentracija. Dėl krūvininkų sąveikos (susidūrimų) su fononais didėja jų sklaida ir trumpėja krūvininkų vidutinis laisvasis kelias:  $l \sim 1/T$ . Neišsigimusios sistemos dalelių vidutinis šiluminio judėjimo greitis, kaip žinome, didėja kylant temperatūrai:  $\bar{v}_T \sim \sqrt{T}$ . Kad krūvininkas prarastų kryptingą judėjimą greitį pakanka vieno susidūrimo su fononu ( $k \approx 1$ ). Tada pagal (3.13) formulę

$$m_{n,p} \sim T^{-3/2}. \quad (3.14)$$

Taigi, kylant temperatūrai, krūvininkų judrumas grynajame puslaidininkyje mažėja.

*Priemaišiniame* puslaidininkyje krūvininkų sklaidą sukelia gardelės šiluminiai defektai ir jonizuoti priemaišų atomai. Žemųjų temperatūrų srityje gardelės šiluminių defektų koncentracija būna nedidelė. Tuomet krūvininkų judrumą lemia jonizuotų priemaišų atomų sukelta sklaida.

Priemaišų koncentracija nepriklauso nuo temperatūros. Todėl krūvininkų vidutinis laisvasis kelias, kylant temperatūrai, nesikeičia. Krūvininkų vidutinis šiluminio judėjimo greitis, kylant temperatūrai, didėja:  $\bar{v}_T \sim \sqrt{T}$ . Judėdamas didesniu greičiu, krūvininkas greičiau įveikia jono sukurtą elektrinio lauko sritį. Jo trajektorija mažiau pasikeičia. Taigi, kylant temperatūrai, skaičius susidūrimų, po kurių krūvininkas praranda kryptingą judėjimą greitį, padidėja. Taip

samprotaujant įrodoma, kad  $k \sim (\bar{v}_T)^4 \sim T^2$ . Tada pagal (3.13) formulę

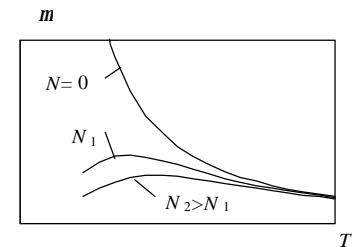
$$m_{n,p} \sim \frac{kl}{v_T} \sim \frac{T^2}{\sqrt{T}} \sim T^{3/2}. \quad (3.15)$$

Vadinasi, žemųjų temperatūrų srityje, kylant temperatūrai, krūvininkų judrumas priemaišiniame puslaidininkyje didėja.

Aukštųjų temperatūrų srityje krūvininkų sklaidą priemaišiniame puslaidininkyje lemia jų sąveika su fononais. Todėl aukštųjų temperatūrų srityje, kylant temperatūrai, krūvininkų judrumas mažėja.

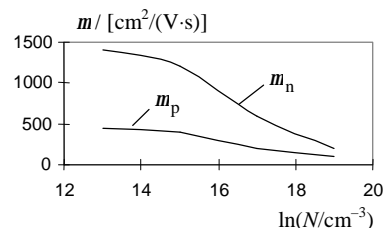
3.3 paveiksle atvaizduotos puslaidininkų krūvininkų judrumo priklausomybės nuo temperatūros kreivės. Jas panagrinėjus matyti, kad aukštųjų temperatūrų srityje krūvininkų judrumas nepriklauso nuo priemaišų koncentracijos  $N$ . Žemųjų temperatūrų srityje, didėjant priemaišų koncentracijai, judrumas mažėja. Didžiausias silpnai legiruoto silicio krūvininkų judrumas gaunamas, kai temperatūra žemesnė už normalią. Didėjant priemaišų koncentracijai, maksimalus judrumas mažėja, maksimalaus judrumo taškas slenka aukštesnių temperatūrų kryptimi.

3.4 paveiksle pateiktos kreivės, vaizduojančios, kaip silicio krūvininkų judrumas 300 K temperatūroje priklauso nuo priemaišų koncentracijos. Kai priemaišų koncentracija nedidelė (iki  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), krūvininkų judrumas nuo priemaišų koncentracijos beveik nepriklauso, nes vyrauja fononinė krūvininkų sklaida. Kai priemaišų koncentracija didesnė kaip  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , pradeda reikštis jonizuotų priemaišų atomų sukelta sklaida. Tada, didėjant priemaišų koncentracijai, judrumas mažėja. Kai  $N > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , priemaišiniame puslaidininkyje dominuoja priemaišų sukelta krūvininkų sklaida. Tada  $m \sim \sqrt[3]{1/N}$ , nes krūvininko



3.3 pav. Krūvininkų judrumo priklausomybės nuo temperatūros

### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas



3.4 pav. Silicio elektronų ir skylių judumo priklausomybės nuo priemaišų koncentracijos

priemaišų atomais, taip pat paviršinė, dislokacinė sklaida ir pan. Kai veikia keli sklaidos mechanizmai, efektinis judumas išreiškiamas formule:

$$\frac{1}{m} \cong \sum_i \frac{1}{m_i}; \quad (3.16)$$

čia  $m_i$  – judumo reikšmė, gaunama atsižvelgiant tik į  $i$ -ąją sklaidos mechanizmą.

#### 3.1 užduotis

Elektronų judumas grynajame silicyje 300 K temperatūroje yra  $1500 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ . Laikydami, kad elektrono efektinė masė lygi jo ramybės masei, apskaičiuosime vidutinį laisvąjį elektrono kelią ir palyginsime jį su gardelės konstanta  $a = 0,543 \text{ nm}$ .

Sprendimas

Pagal (3.13)

$$I = \frac{nm_n \bar{v}}{q} \cong \frac{nm_n \bar{v}_T}{q}.$$

Elektrono vidutinis šiluminio judėjimo greitis yra artimas vidutiniam kvadratiniam greičiui. Taikydami klasikinę Maksvelo ir Bocmano statistiką, galime rašyti:

vidutinis laisvasis kelias yra tiesiai proporcingas atstumui tarp priemaišų atomų, kuris apytikriai lygus  $\sqrt[3]{1/N}$ .

Iš 3.4 paveikslo dar matyti, kad silicio laidumo elektronų ir skylių judumai nevienodi. Elektronų judumas beveik tris kartus didesnis už skylių judumą.

Be aptartų priežasčių, krūvininkų judumą gali riboti jų sklaida dėl susidūrimų su neutraliais

### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas

$$\bar{v}_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_n}}.$$

Skaičiuodami pagal šią formulę, gautume, kad  $\bar{v}_T \cong 1,08 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ .

Tuomet

$$I = \frac{0,15 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 1,08 \cdot 10^5}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cong 9,2 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 92 \text{ nm}$$

ir

$$\frac{I}{a} = \frac{92}{0,543} \cong 169.$$

### 3.3. Puslaidininkių elektrinis laidumas

Puslaidininkio elektrinį laidumą lemia laidumo elektronai ir skylės. Elektrinis laidumas išreiškiamas (3.10) formule:

$$S = q(nm_n + pm_p).$$

Grynajame puslaidininkyje laidumo elektronų ir skylių koncentracijos vienodos  $n = p = n_i = p_i$ . Tada

$$S_i = qn_i(m_n + m_p). \quad (3.17)$$

Grynojo silicio savųjų krūvininkų koncentracija ir judumas priklauso nuo temperatūros. Pagal (2.42), (2.37), (2.39) ir (3.14)

$$n_i \sim T^{3/2} \exp(-DW / 2kT), \quad (3.18)$$

$$m_{n,p} \sim T^{-3/2}. \quad (3.19)$$

Atsižvelgdami į šias krūvininkų koncentracijos ir judumų išraiškas, (3.17) formulę galime perrašyti taip:

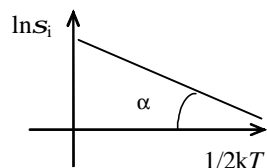
$$S_i = S_0 e^{-DW / 2kT}. \quad (3.20)$$

Išlogaritmavę (3.20), gauname

$$\ln S_i = \ln S_0 - \frac{DW}{2kT}. \quad (3.21)$$

Taigi galime sakyti, kad grynojo puslaidininkio laidumo logaritmo priklausomybė nuo dydžio  $1/2kT$  yra tiesė (3.5 pav.). Jos

### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas



3.5 pav. Grynojo puslaidininkio elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros

polinkio kampas  $\alpha$  priklauso nuo draudžiamosios juostos pločio  $DW$ :  $\tan \alpha = DW$ .

3.2 užduotis

Apskaičiuokime grynojo silicio savitąjį laidumą ir savitąją varžą 300 K temperatūroje.

Sprendimas

Gynajame silicijoje 300 K temperatūroje  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,

$$m_n \cong 1400 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}), \quad m_p \cong 500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}).$$

Pagal (3.17) formulę

$$S_i \cong 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,5 \cdot 10^{16} (0,14 + 0,05) = 0,46 \cdot 10^{-3} \text{ } 1/(\Omega \cdot \text{m}) = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ } 1/(\Omega \cdot \text{cm}).$$

Tada

$$r_i \cong 1/S_i = \dots = 2,2 \cdot 10^3 \Omega \cdot \text{m} = 2,2 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}.$$

*Legiruotųjų* puslaidininkių laidumą vidutinių temperatūrų srityje lemia pagrindiniai krūvininkai. Tada pagal (3.10)  $n$  ir  $p$  puslaidininkių savitieji laidumai išreiškiami formulėmis:

$$S_n = qnm_n, \quad (3.22)$$

$$S_p = qpmp. \quad (3.23)$$

Legiruotojo puslaidininkio elektrinis laidumas priklauso nuo temperatūros ir priemaišų koncentracijos. Žemųjų ir aukštųjų temperatūrų srityse (priemaišų jonizacijos ir savojo laidumo srityse) krūvininkų koncentracijos daug labiau priklauso nuo temperatūros nei judrumas. Todėl legiruotojo silicio elektrinio laidumo priklausomybės nuo temperatūros kreivė (3.6 pav.) panaši į elektronų donoriniame puslaidininkyje ir skylių akceptoriniame puslaidininkyje priklausomybes nuo temperatūros (2.13 ir 2.18 pav.). Skirtumas tik tas, kad vidutinių temperatūrų srityje pagrindinių legiruotojo silicio krūvininkų koncentracija nekinta, o elektrinis laidumas mažėja, kylant temperatūrai. Šioje srityje laidumo priklausomybės nuo temperatūros

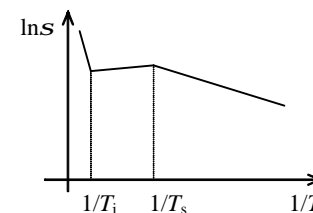
### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas

pobūdį nulemia judrumo mažėjimas, didėjant fononinei krūvininkų sklaidai.

Vidutinių temperatūrų srityje pagrindinių krūvininkų koncentracija legiruotame puslaidininkyje lygi priemaišų koncentracijai. Todėl, didėjant priemaišų koncentracijai, elektrinis puslaidininkio laidumas didėja, nors judrumas, kaip žinome, šiek tiek mažėja.

Puslaidininkių elektrinis

laidumas priklauso ir nuo kitų veiksnių. Toliau aptarsime stipraus elektrinio lauko ir šviesos įtaką puslaidininkių elektriniam laidumui.



3.6 pav. Legiruotojo silicio elektrinio laidumo priklausomybės nuo temperatūros pobūdis

#### 3.4. Stipraus elektrinio lauko sukelti reiškiniai

Srovės tankis puslaidininkyje tiesiškai priklauso nuo elektrinio lauko stiprio, kol elektrinis laukas nėra labai stiprus. Stiprėjant elektriniam laukui, tiesinė priklausomybė (3.8) sutrinka. Taip atsitinka todėl, kad, sustiprėjus elektriniam laukui, pakinta puslaidininkio elektrinis laidumas. Kai laukas stiprus, srovės tankis išreiškiamas formule

$$j = S(E)E. \quad (3.24)$$

Puslaidininkio elektrinis laidumas, kaip jau išsiaiškinome, priklauso nuo krūvininkų koncentracijų ir jų judrumų:  $S = q(nm_n + pm_p)$ . Todėl stipraus elektrinio lauko efektai puslaidininkiuose pasireiškia dėl krūvininkų judrumo ir koncentracijos kitimo, stiprėjant elektriniam laukui.

## 3.4.1. Stipraus lauko įtaka krūvininkų judrumui

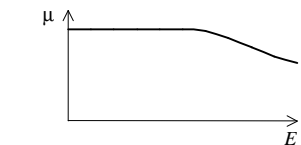
Jei elektrinio lauko stipris nedidelis, krūvininkų dreifo greitis elektriniame lauke būna daug mažesnis už jų vidutinį šiluminio judėjimo greitį. Jei ši sąlyga tenkinama, vidutinis krūvininkų greitis ir jų judrumas nepriklauso nuo elektrinio lauko stiprio.

Stiprėjant elektriniam laukui, dreifo greitis  $v_E$  didėja. Kai sąlyga  $v_E \ll v_T$  nebetenkinama, didėjant dreifo greičiui, didėja vidutinis krūvininkų greitis. Pagal (3.13) tai atsiliepija krūvininkų judrumui.

Kai elektrinis laukas greitina krūvininką, elektrinio lauko energija  $W_E = qEd$ , virsta kinetine krūvininko energija  $W_k = mv_m^2/2$ ; čia  $d$  ir  $v_m$  – greitinamo krūvininko kelias ir greitis prieš susidūrimą su gardelės defektu. Susidurdamas su gardelės defektu, krūvininkas praranda greitį, jo kinetinė energija virsta gardelės šiluminių virpesių energija. Todėl krūvininko dreifo greitis apytikriai lygus  $v_m/2$ . Taip samprotaudami gauname, kad  $v_E \sim \sqrt{E}$ . Labai stipriame elektriniame lauke  $\bar{v} \equiv v_E$ . Tada laikydami, kad vyrauja fononinė krūvininkų sklaida ( $k \approx 1$ ), gauname, kad  $m \sim 1/\sqrt{E}$ . Taigi, didėjant elektrinio lauko stipriui, judrumas mažėja (3.7 pav.).

Jeigu vyrauja jonizuotų priemaišų atomų sukelta sklaida, stiprėjant elektriniam laukui, didėja ne tik vidutinis greitis  $\bar{v}$ , bet ir skaičius susidūrimų, po kurių krūvininkai praranda kryptingo judėjimo greitį. Kadangi susidūrimų skaičius  $k \sim (\bar{v})^4$ , didėjant elektrinio lauko stipriui, judrumas pagal (3.13) didėja ( $m \sim E^{3/2}$ ).

Kai elektrinis laukas yra nelabai stiprus, judrumo priklausomybė



3.7 pav. Judrumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

somybės nuo elektrinio lauko stiprio išreiškiama formule:

$$m = m_0(1 + bE^2); \quad (3.25)$$

čia  $m_0$  – judrumas silpname elektriniame lauke,  $b$  – neomiškumo koeficientas. Jei vyrauja fononinė sklaida,  $b$  būna neigiamas dydis. Tada, stiprėjant elektriniam laukui, judrumas mažėja. Jei vyrauja jonizuotų priemaišų sukelta sklaida, tai koeficientas  $b$  būna teigiamas, ir, stiprėjant elektriniam laukui, judrumas didėja.

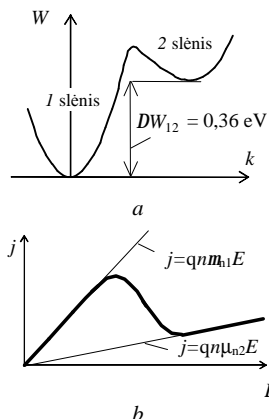
Dar būtina pastebėti, kad stiprėjant elektriniam laukui, kinta elektronų ir gardelės sąveika. Krūvininkų įgyjama energija didėja lyginant su jų atiduodama gardelei energija. Todėl krūvininkų vidutinė kinetinė energija tampa didesnė nei  $3kT/2$ . Šis reiškinys vadinamas krūvininkų kaitimu. Krūvininkai, kurių vidutinę kinetinę energiją  $\bar{W}_k = 3kT_k/2$  atitinkanti temperatūra  $T_k$  yra didesnė už kristalo gardelės temperatūrą  $T$ , vadinami *karštaisiais* krūvininkais.

1958 metais akademikų P. Brazdžiūno ir J. Poželos iniciatyva stiprių laukų reiškiniai buvo pradėti tirti Vilniaus universitete ir Lietuvos mokslų akademijos Fizikos ir matematikos institute. Aktualūs darbai ir reikšmingi jų rezultatai lėmė, kad susiformavo pasaulyje žinoma Lietuvos mokslo kryptis.

## 3.4.2. Krūvininkų judrumas sudėtinuose puslaidininkiuose

Laisvojo elektrono energija išreiškiama (1.6) formule. Grafiškai atvaizduota laisvojo elektrono energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus yra parabolė (1.14 pav.).

Nagrinėjant laisvuosius kristalo elektronus, vietoj elektrono rambės masės reikia imti efektinę masę  $m_n$ . Elektrono efektinė masė priklauso nuo jo energijos. Todėl priklausomybės  $W(k)$  pobūdis tampa sudėtingesnis. 3.8 paveiksle, a, atvaizduota galio arsenido laidumo elektrono minimalios energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus. Kreivė turi du minimumus. Todėl sakoma, kad GaAs



3.8 pav. Galio arsenido laidumo juostos slėniai (a) ir srovės tankio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio (b)

Kai elektronai yra galio arsenido laidumo juostos 1 slėnyje, jų dreifo greitis ir srovės tankis puslaidininkyje išreiškiami formulėmis:

$$v_{E1} = m_{n1}E,$$

$$j = qnm_{n1}E;$$

čia  $n$  – laidumo elektronų koncentracija.

Didėjant elektrinio lauko stipriui, srovės tankis didėja (3.8 pav., b). Kartu didėja ir elektronų energija, todėl didėja jų perėjimo į 2 slėnį tikimybė. Kylant elektronams į 2 slėnį, kinta jų sąveikos su kristalo gardele pobūdis, didėja efektinė masė ir mažėja judrumas. Kai elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, laidumo elektronai yra antrajame slėnyje. Jame elektrono efektinė masė  $m_{n2} \approx 1,3m_0$ , judrumas  $m_{n2} \approx 0,01 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , elektronų dreifo greitis ir srovės tankis išreiškiami formulėmis

$$v_{E2} = m_{n2}E,$$

laidumo juostoje yra du slėniai, kurių energijos skiriasi dydžiu  $\Delta W_{12} = 0,36 \text{ eV}$ .

Silpname elektriniame lauke laidumo elektrono vidutinė kinetinė energija yra daug mažesnė už  $DW_{12}$ , todėl dauguma elektronų yra 1 slėnyje. Jame elektrono efektinė masė  $m_{n1} \approx 0,07m_0$ , judrumas  $m_{n1} \approx 8000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ . Taigi elektronų judrumas galio arsenide keletą kartų didesnis nei silicyje. Todėl GaAs leidžia padidinti tranzistorių ir kitų puslaidininkinių įtaisų veikimo spartą.

Skylių judrumas galio arsenide daug mažesnis nei elektronų. Todėl dažniausiai naudojamas elektroninio laidumo GaAs.

$$j = qnm_{n2}E.$$

Kadangi, elektronams pereinant į 2 slėnį, jų judrumas smarkiai mažėja, priklausomybės  $j(E)$  kreivė (3.8 pav., b) turi sritį, kurioje diferencialinis laidumas  $s_d = d j / d E$  yra neigiamas. Todėl galio arsenide, veikiant stipriam elektriniam laukui, gali susižadinti mikrobangų virpesiai. Šį reiškinį elektroninio laidumo galio arsenide 1963 metais pastebėjo Dž. B. Ganas (*Gunn*). Vėliau Gano efektas buvo pritaikytas mikrobangų puslaidininkiniuose įtaisuose – Gano dioduose.

Aptartos galio arsenido savybės būdingos ir kitiems sudėtiniais puslaidininkiams.

### 3.4.3. Stipraus lauko įtaka krūvininkų koncentracijai

Didėjant elektrinio lauko stipriui, gali žymiai pakisti ne tik krūvininkų judrumas, bet ir jų koncentracija. Krūvininkų koncentracija gali padidėti dėl smūginės ir elektrostatinės puslaidininkio atomų jonizacijos.

Veikiant stipriam elektriniam laukui, laisvasis elektronas greitėja, jo kinetinė energija didėja. Įgijęs pakankamai energijos, sąveikaudamas su gardele, elektronas gali dalį energijos atiduoti valentinės juostos elektronui. Pastarajam pakilus į laidumo juostą, atsiranda nauja krūvininkų pora. Šis reiškinys vadinamas *smūgine* jonizacija.

Elektrinis laukas veikia ne tik laisvuosius krūvininkus. Labai stiprus elektrinis laukas traukia elektronus iš kovalentinių ryšių, tiksliau – iš valentinės juostos į laidumo juostą. Taigi, veikiant stipriam elektriniam laukui, gali prasidėti *elektrostatinė* puslaidininkio atomų jonizacija.

Dėl smūginės ar elektrostatinės puslaidininkio atomų jonizacijos padidėjus krūvininkų koncentracijai, gali labai padidėti puslaidininkio elektrinis laidumas ir juo tekančios srovės tankis – prasideda puslaidininkio elektrinis *pramušimas*.

Išsamiau pramušimą aptarsime, nagrinėdami reiškinius pn sandūrose.

### 3.5. Fotolaidumas

Krūvininkų koncentracija puslaidininkyje gali padidėti, jį apšvietus. Šis reiškinys vadinamas *vidiniu fotoelektriniu reiškiniu*. Elektrinio laidumo padidėjimą dėl apšvietimo lemia *fotoelektrinis laidumas* arba *fotolaidumas*.

Dažniausiai stebimas *koncentracinis* fotolaidumas. Supaprastintai nagrinėjant, jo esmę lengvai galima suprasti remiantis juostiniu puslaidininkio modeliu. Jei puslaidininkyje nėra priemaišų, o šviesos kvanto energija  $h\nu \geq DW$ , tai absorbavęs tokį šviesos kvantą elektronas gali peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą (3.9 pav., *a*). Tada laidumo juostoje atsiranda fotoelektronų, o valentinėje juostoje fotoskylių, ir pasireiškia savasis fotolaidumas. Jo raudonoji riba apibūdinama mažiausiu absorbuotos šviesos dažniu arba ilgiausiu bangos ilgiu:

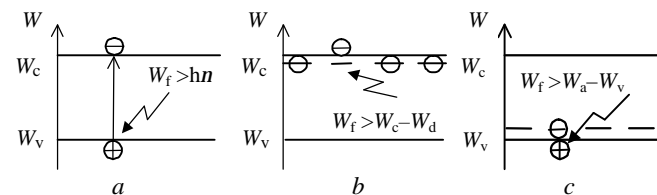
$$n_{\min} = DW / h, \quad (3.26)$$

$$I_{\max} = c / n_{\min} = hc / DW; \quad (3.27)$$

čia  $c$  – šviesos greitis.

Kai šviesos banga ilgesnė nei  $I_{\max}$ , puslaidininkis šviesos energijos nesugeria, yra skaidrus, o fotolaidumas nepasireiškia.

Priemaišiniuose puslaidininkiuose perteklinius krūvininkus gali sukurti fotonai, kurių  $h\nu < DW$ . Jei puslaidininkyje yra nejonizuotų donorinių priemaišų, šviesos kvantai gali jonizuoti tų priemaišų atomus. Elektronams pakilus iš donorinių (3.9 pav., *b*) arba užimtų akceptorinių lygmenų į laidumo juostą, stebimas elektroninis priemaišinis fotolaidumas. Jei puslaidininkyje yra nejonizuotų akceptorinių priemaišų, gali pasireikšti skylinis priemaišinis fotolaidumas, susijęs su elektronų šuoliais iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis (3.9 pav., *c*).



3.9 pav. Krūvininkų fotogeneracija grynajame (*a*), donoriniame (*b*) ir akceptoriniame (*c*) puslaidininkiuose

Priemaišinis fotolaidumas gali reikštis žemose temperatūrose, kai ne visi priemaišų atomai jonizuoti. Kadangi priemaišinį fotolaidumą gali sukelti mažesnės energijos fotonai, jis stebimas veikiant ilgesnėms, žemesnio dažnio šviesos bangoms.

Iš aptarimo seka išvada, kad fotolaidumas priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Fotolaidumas gali reikštis, kai šviesos bangos ilgis yra trumpesnis už krizinį  $I_{\max}$ . Trumpėjant bangai, puslaidininkio elektrinis laidumas didėja, pasiekia maksimumą ir po to gali mažėti. Paprasčiausiai aiškindami elektrinio laidumo mažėjimą trumpųjų bangų srityje galime sakyti, kad, didėjant dažniui, didėja fotono energija ir jo sugerties tikimybė. Tada šviesa sugerama ploname paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje. Jame daug defektų, todėl mažas krūvininkų judrumas ir trumpa jų gyvavimo trukmė.

Šviesa gali turėti įtakos ne tik krūvininkų koncentracijai, bet ir jų judrumui. Fotolaidumas, kurį lemia laisvųjų krūvininkų judrumų pokyčiai, vadinamas *judruminiu*.

Blieka pastebėti, kad krūvininkų koncentracija puslaidininkiuose gali padidėti ne tik dėl šviesos poveikio. Krūvininkų generaciją gali sukelti ir kitokia elektromagnetinė ar korpuskulinė spinduliuotė – Rentgeno, gama, spinduliai,  $\alpha$ ,  $\beta$  dalelių, protonų, neutronų ir kitų dalelių srautai.

Fotolaidumą selene 1973 metais aptiko V. Smitas (*Smith*). Fotolaidumu pagrįstas fotorezistorių ir kitų fotoelektrinių įtaisų



veikimas. 1951 metais fotolaidumas buvo pradėtas tirti Vilniaus universitete Tyrimų rezultatai taikyti tobulinant elektrografijos techniką, kuriant fotorezistorius, jonizuojančios radiacijos (Rentgeno, gama spindulių) detektorius, o vėliau tobulinant elektrografijos ir televizijos techniką.

### 3.6. Metalų ir lydinių laidumas

Pagal (3.7) formulę metalo laidumą lemia elektronų koncentracija ir jų judrumas.

Žinome, kad susidarant metališkesiems ryšiams, valentiniai metalo atomų elektronai atitrūksta nuo atomų ir gali judėti tarp gardelės mazgų – tampa laisvi. Tokių laisvųjų elektronų koncentracija priklauso nuo atomų skaičiaus tūrio vienetė ir atomo valentinių elektronų skaičiaus. Ji praktiškai nepriklauso nuo temperatūros ir būna  $10^{22}$ – $10^{23}$  cm<sup>-3</sup>. Todėl metalo elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros lemia elektronų judrumas.

Nagrinėjant elektronų judrumą metale, reikia nepamiršti, kad elektronų koncentracija metale didelė. Jie užima energijos lygmenis, esančius žemiau Fermio lygmens. Esantieji virš Fermio lygmens energijos lygmenys laisvi.

Metaluose elektrinis laukas silpnas. Silpnas laukas lemia, kad metalo elektronų energija pakinta dėl energijų pokyčių tų elektronų, kurie yra arti laisvų lygmenų. Todėl supaprastintai nagrinėdami, galime sakyti, kad metalo laisvųjų elektronų dreifo greitį ir judrumą lemia elektronai, užimantieji energijos lygmenis prie pat Fermio lygmens. Judrumas išreiškiamas formule, panašia į (3.13):

$$m_n = \frac{q}{m_n} \frac{I_F k_F}{v_F}; \quad (3.28)$$

čia  $I_F$  – užimančio Fermio lygmenį elektrono vidutinis laisvasis kelias,  $k_F$  – skaičius susidūrimų, po kurių šis elektronas praranda kryptingo judėjimo greitį,  $v_F$  – vidutinis minėto elektrono greitis.

Remdamiesi (3.28) formule, aptarkime, kaip metalo elektronų judrumas ir savitasis laidumas priklauso nuo temperatūros ir priemaišų koncentracijos.

Jei elektrinis laukas silpnas, tai elektronų dreifo greitis būna mažas. Todėl, skaičiuojant vidutinį greitį  $v_F$ , dreifo greičio galima nepaisyti ir laikyti, kad elektrono vidutinis greitis apytikriai lygus šiluminio judėjimo greičiui  $v_{FT} = \sqrt{2W_F / m_n}$ . Pagal (2.19) absoliučiojo nulio temperatūroje metalo elektronų Fermio energija priklauso nuo laisvųjų elektronų koncentracijos. Kylant temperatūrai, elektronų koncentracija metale ir Fermio lygmens padėtis beveik nekinta. Todėl galime laikyti, kad užimančių Fermio lygmenį elektronų vidutinis greitis  $v_F$  nekinta, kylant temperatūrai.

Metalo elektronų vidutinį laisvąjį kelią nulemia elektronų susidūrimai su gardelės defektais. Jei vyrauja fononinė elektronų sklaida, tai  $I_F \sim 1/T$ , o  $k_F \approx 1$ . Tada pagal (3.28) ir (3.7) grynojo metalo elektronų judrumas ir savitasis laidumas atvirkščiai proporcingi temperatūrai:  $m_n \sim 1/T$ ,  $s \sim 1/T$ . Grynojo metalo savitoji varža, kylant temperatūrai, didėja:

$$r = 1/s \sim T. \quad (3.29)$$

Šią išvadą, kaip žinome, patvirtina eksperimentai. Pagal eksperimentinių tyrimų rezultatus

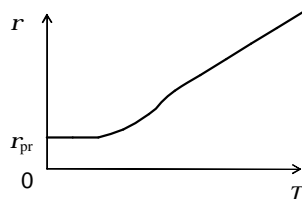
$$r \approx r_0[1 + a(T - T_0)]; \quad (3.30)$$

čia  $a$  – varžos temperatūrinis koeficientas,  $r$  ir  $r_0$  – savitoji varža temperatūrose  $T$  ir  $T_0$ .

Paprastai net gryniausiame metale esti priemaišų. Todėl žemų temperatūrų srityje elektronų vidutinį laisvąjį kelią riboja tik susidūrimai su priemaišų atomais. Tada ne tik  $v_F$  bei  $k_F$ , bet ir  $I_F$  nepriklauso nuo temperatūros. Todėl nuo temperatūros nepriklauso nei krūvininkų judrumas, nei metalo savitasis laidumas, nei jo savitoji varža.

Bet kurioje temperatūroje metalo savitąją varžą sudaro abi dedamosios  $r_{pr}$  ir  $\rho_T$ , atsirandančios dėl priemaišinės ir fononinės elektronų sklaidų:

### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas



3.10 pav. Metalo savitosios varžos priklausomybė nuo temperatūros

$$r \cong r_{pr} + r_T. \quad (3.31)$$

3.10 paveiksle atvaizduotas metalo savitosios varžos priklausomybės nuo temperatūros grafikas. Pagal (3.31) formulę ir 3.10 paveikslą absoliučiojo nulio temperatūroje lieka tik savitosios varžos dedamoji  $r_{pr}$ . Todėl ji dar vadinama liekamąja varža.

Didėjant priemaišų koncentracijai,  $r_{pr}$  ir  $r$  didėja. Todėl metalų lydinių, kuriuose vieno metalo atomai yra priemaiša kito metalo gardelėje, savitoji varža būna didesnė už grynųjų metalų savitąsias varžas. Šį teiginį galima iliustruoti tokiu pavyzdžiu. Sidabro savitoji varža yra mažesnė nei aliuminio. Tačiau į aliuminį įmaišius sidabro, jo savitoji varža ne sumažėja, o padidėja. Lydinio, kuriame yra apie 90 % sidabro ir 10 % aliuminio, savitoji varža 300 K temperatūroje yra apie 15 kartų didesnė už aliuminio savitąją varžą ir apie 30 kartų didesnė už sidabro savitąją varžą. Lydinių varža yra didelė todėl, kad kristalinės gardelės defektai labai sumažina elektronų laisvąjį kelią ir judrumą.

Kuo daugiau reiškiasi priemaišinė sklaida, tuo mažiau varža priklauso nuo temperatūros. Todėl metalų lydinių temperatūriniai varžos koeficientai būna daug mažesni už grynųjų metalų temperatūrinius varžos koeficientus.

#### 3.3 užduotis

Kaip ir kiek kartų pakistų grynojo silicio, n silicio ir vario bandinių varžos kylant temperatūrai nuo 300 iki 340 K?

Sprendimas

Varža atvirkščiai proporcinga laidumui. Taigi

$$\frac{r(T_2)}{r(T_1)} = \frac{s(T_1)}{s(T_2)}.$$

Grynojo puslaidininkio savitasis laidumas išreiškiamas (3.20) formule. Tada

### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas

$$\frac{r(T_2)}{r(T_1)} = \frac{s(T_1)}{s(T_2)} = \frac{\exp(-DW/2kT_1)}{\exp(-DW/2kT_2)} = \exp\left[\frac{DW}{2k}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)\right]$$

ir

$$\frac{\rho(340)}{\rho(300)} = \exp\left[\frac{1,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}}\left(\frac{1}{340} - \frac{1}{300}\right)\right] \cong 0,082.$$

Legiruotojo puslaidininkio pagrindinių krūvininkų koncentracija vidutinių temperatūrų srityje nekinta. Savitojo laidumo kitimą lemia judrumo kitimas. Tada

$$\frac{r(T_2)}{r(T_1)} = \frac{s(T_1)}{s(T_2)} \sim \frac{m_n(T_1)}{m_n(T_2)}.$$

Pagal 3.6 paveikslą ir (3.15) formulę  $m \sim T^{-3/2}$ . Tada legiruotojo silicio

$$\frac{r(340)}{r(300)} = \frac{s(300)}{s(340)} \sim \frac{m_n(300)}{m_n(340)} \sim \left(\frac{300}{340}\right)^{-3/2} \cong 1,21.$$

Varis yra metalas. Pagal (3.29) formulę

$$\frac{r(T_2)}{r(T_1)} \sim \frac{T_2}{T_1}$$

ir

$$\frac{r(340)}{r(300)} \sim \frac{340}{300} \cong 1,13.$$

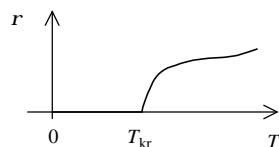
Pagal žinynus vario temperatūrinis varžos koeficientas  $\alpha \cong 4,33 \cdot 10^{-3}$  1/K. Žinodami temperatūrinį varžos koeficientą ir taikydami (3.30) formulę, gautume, kad

$$\frac{r(340)}{r(300)} \cong 1,17.$$

Taigi, kylant temperatūrai, grynojo silicio bandinio varža sparčiai mažėja, legiruotojo silicio ir vario bandinių varžos didėja.

### 3.7. Superlaidumas

Superlaidumo reiškinį 1911 metais pastebėjo H. Kamerlingas Onesas (*Kamerling Onnes*), tirdamas gyvsidabrio liekamąją varžą.



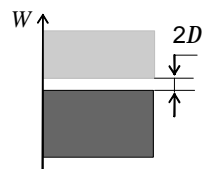
3.11 pav. Superlaidininko savitosios varžos priklausomybė nuo temperatūros

Superlaidumas pasireiškia tuo, kad laidininko elektrinė varža sumažėja beveik iki nulio, kai to laidininko temperatūra tampa žemesnė už jam būdingą krizinę (superlaidaus virsmo) temperatūrą  $T_{kr}$  (3.11 pav.). Gyvsidabrio  $T_{kr}=4,2$  K.

Superlaidumo mikroskopinę teoriją 1957 metais sukūrė Dž. Bardynas (*Bardeen*), L. Kūperis (*Cooper*) ir Dž. Šryferis (*Schrieffer*). Pagal šią teoriją, svarbiausia superlaidumą sukelianti priežastis yra elektronų ir kristalinės gardelės sąveika. Dėl šios sąveikos laisvieji elektronai deformuoja gardelę. Prie jų priartėja teigiamieji jonai. Elektronas ir jį supantys jonai sudaro teigiamai įelektrintą visumą, pritraukiančią antrą elektroną. Taip susidaro elektronų poros, vadinamos Kūperio poromis. Atstumas tarp Kūperio poros elektronų yra apie  $10^{-6}$  m. Kūperio poras sudaro elektronai, kurių sukinių yra priešingų ženklų. Todėl Kūperio poros sukinys lygus nuliui ir Kūperio poros pasižymi bozonų savybėmis. Vieną ir tą patį energijos lygmenį gali užimti bet koks Kūperio porų skaičius.

Elektronams jungiantis į Kūperio poras, jų bendra energija sumažėja. Tarp užpildytų ir neužimtų energijos lygmenų atsiranda draudžiamosios energijos plyšys  $2D$  (3.12 pav.). Jo plotis priklauso nuo superlaidaus virsmo temperatūros ( $2D \sim T_{kr}$ ).

Žemų temperatūrų srityje gardelės šiluminių virpesių energijos nepakanka Kūperio poroms suardyti, todėl jų sklaida nepasireiškia. Turėdamos tą pačią energiją, Kūperio poros gali nesąveikaudamos su gardele tvarkingai judėti kristale. Kadangi gardelėje nekyla



3.12 pav. Superlaidininko energinė diagrama

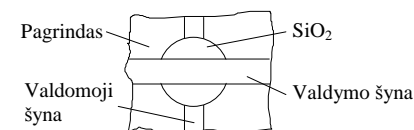
pasipriešinimo Kūperio porų judėjimui, tai superlaidininko laidumas esti labai didelis, jo savitoji varža praktiškai lygi nuliui. Jei superlaidininko žiede sužadinama srovė, ji teka beveik nesilpnėdama.

Superlaidumas išnyksta, kai superlaidininko temperatūra tampa aukštesnė už krizinę arba kai superlaidininko temperatūra žemesnė už krizinę, bet jis yra stipresniame už krizinį magnetiniame lauke, arba kai juo teka srovė, stipresnė už krizinę srovę.

Superlaidininkas pasižymi idealaus diamagnetiko savybėmis. Silpnėsi už krizinį išorinis magnetinis laukas neįsiskverbia į superlaidininką. Šis reiškinys vadinamas Meisnerio (*Meissner*) efektu.

Superlaidumas buvo pastebėtas daugiau kaip dviejuose tūkstančiuose gryųjų medžiagų ir junginių, tačiau jų superlaidaus virsmo temperatūra buvo žemesnė nei 24 K. 1986 metais IBM firmos Šveicarijoje mokslininkams J. Bednorciui (*Bednorz*) ir K. Miuleriui (*Muller*) pavyko sukurti keramiką, kurios superlaidaus virsmo temperatūra buvo apie 35 K. Vėliau JAV mokslininkai iš itrio, bario ir vario oksidų su priedais susintetino keramiką, kuri tampa superlaidi 92 K temperatūroje, aukštesnėje už skysto azoto virimo temperatūrą (77 K). Yra optimistinių prognozių, kad pavyks sukurti medžiagas, kurios būtų superlaidžios net normalioje temperatūroje.

Superlaidumo reiškinį numatoma plačiai panaudoti energetikoje, elektrotechnikoje, elektronikoje, skaičiavimo ir matavimo technikoje. Paprasčiausias krioelektronikos – žemųjų temperatūrų elektronikos – įtaisas yra kriotronas. Kryžminio plonasluoksnio kriotrono sandara atvaizduota 3.13 paveiksle. Jis gali būti sudarytas iš valdomosios alavo šynos, dielektriko sluoksnio ir valdymo šynos. Kriotrono veikimas pagrįstas staigiu valdomosios šynos varžos pokyčiu pakitus magnetiniam laukui, kurį sukuria srovė, tekanti valdymo šyna. Kriotronas yra mažų matmenų, vartoja mažai energijos. Jo veikimo sparta yra labai didelė: persijungimo trukmė yra tik pikosekundžių eilės.



3.13 pav. Kriotronas

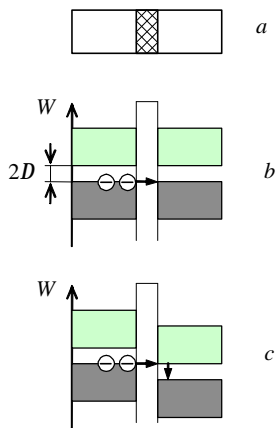
### 3.8. Džozefsono efektai

Superlaidininko varža labai maža. Todėl, tekant superlaidininku srovei, jame beveik nepastebimas įtampos kritimas.

Perpjaukime superlaidininko bandinį į dvi dalis ir įterpkime tarp jų ploną (kelių nanometrų storio) dielektriko sluoksnį. Gautasis darinys (3.14 pav., a) vadinamas Džozefsono sandūra. Tirdamas jos savybes, B. D. Džozefsonas (*Josephson*) 1962 metais numatė, o P. V. Andersonas (*Anderson*) ir Dž. M. Rowelis (*Rowell*) 1963 metais atrado du reiškinius.

Jei per Džozefsono sandūrą teka nuolatinė srovė, ne stipresnė už tam tikrą krizinę  $I_0$ , tai įtampa sandūroje nekrinta. Šis reiškinys vadinamas stacionariuoju Džozefsono efektu.

Srovės stipriui viršijus krizinę reikšmę, Džozefsono sandūroje



3.14 pav. Džozefsono sandūra (a) ir jos energinės diagramos (b, c)

krinta įtampa (3.15 pav.), grandinėje atsiranda kintamoji srovės dedamoji, sandūra spinduliuoja elektromagnetines bangas. Šis reiškinys vadinamas nestacionariuoju Džozefsono efektu.

Stacionarusis Džozefsono efektas paaiškinamas tuo, kad per Džozefsono sandūrą teka tunelinė srovė. Mikrodalelėms (šiuo atveju – Kūperio poroms) tuneliniu būdu skverbiantis per ploną dielektriko sluoksnį (3.14 pav., b), jų energija nekinta. Todėl įtampa Džozefsono sandūroje nekrinta.

Sakykime, kad Džozefsono sandūroje krinta minimali įtampa (3.15 pav.). Minimalus įtampos kritimas atitinka draudžiamosios

energijos plyšio plotį, nes  $2qU = 2D$ . Ši ryšį iliustruoja 3.14 paveikslas, c, kuriame atvaizduota Džozefsono sandūros energinė diagrama.

Kai pirmosios superlaidininko dalies energijos lygmenys yra aukščiau už antrosios dalies energijos lygmenis, elektronai iš užimtų lygmenų gali pereiti į tuščius lygmenis, esančius virš draudžiamosios energijos plyšio (3.14 pav., c). Po to elektronai jungiasi į Kūperio poras ir grįžta į lygmenis, esančius žemiau draudžiamosios energijos plyšio. Atsipalaiduojanti energija išspinduliuojama elektromagnetiniais virpesiais.

Irodoma, kad tunelinė srovė per Džozefsono sandūrą išreiškiama formule

$$I = I_0 \sin j ; \quad (3.32)$$

čia  $j$  – banginių funkcijų, aprašančių Kūperio poras abiejose barjero pusėse, fazių skirtumas.

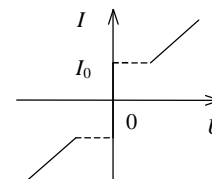
Remiantis (3.32), galimas toks supaprastintas nestacionariojo Džozefsono efekto aiškinimas. Sakykime, kad Džozefsono sandūroje krinta įtampa  $U$ . Tada Kūperio porų energijų skirtumas abiejose dielektriko sluoksnio pusėse yra lygus  $DW_C = 2qU$ ; čia  $2q$  – Kūperio poros krūvio absoliučioji vertė. Ši energijų skirtumą atitinka Kūperio poros atitinkančių banginių funkcijų dažnių skirtumas  $Dn = DW_C / h = 2qU / h$  ir banginių funkcijų fazių skirtumas

$$j = 2\pi Dnt = 2\pi \left( \frac{2qU}{h} \right) t . \quad (3.33)$$

Tada pagal (3.32) ir (3.33)

$$I = I_0 \sin \left( \frac{2qU}{h} t \right) = I_0 \sin(2\pi f t) . \quad (3.34)$$

Taigi virpesių dažnis  $f$  tiesiai proporcingas įtampos kritimui  $U$ :



3.15 pav. Džozefsono sandūros voltamperinė charakteristika

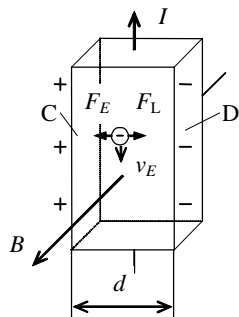
$$f = \frac{2q}{h} U. \quad (3.35)$$

Pakitęs įtampai 1 mV, virpesių dažnis pakinta 483,6 MHz.

Taikant Džozefsono efektus, sukurti kvantinės elektronikos elementai (kriosarai, skvidai), loginės schemas ir integriniai grandynai. Visi Džozefsono efektais pagrįsti kvantinės elektronikos įtaisai pasižymi labai didele veikimo sparta ir vartoja nedaug energijos. Dar svarbu pastebėti, kad nestacionarusis Džozefsono efektas panaudojamas šiuolaikiniuose įtampos etalonuose.

### 3.9. Holo efektas

Sakykime, kad metalo arba puslaidininkio bandinys (3.16 pav.) yra silpname magnetiniame lauke. Magnetinės indukcijos  $B$  kryptis statmena bandiniu tekančios srovės  $I$  kryptčiai. Tada tarp bandinio sienelių  $C$  ir  $D$  atsiranda potencialų skirtumas  $U_H$ . Šį reiškinį 1879 metais atrado E. H. Holas (*Hall*). Potencialų skirtumas  $U_H$  vadinamas Holo įtampa.



3.16 pav. Holo įtampa elektro-  
ninio laidumo bandinyje

Sakykime, kad pagrindiniai bandinio krūvininkai yra elektronai. Judantį magnetiniame lauke dreifo greičiu  $v_E$  elektroną, kurio krūvis  $-q$ , veikia Lorencio (*Lorentz*) jėga

$$\vec{F}_L = -q[\vec{v}_E \times \vec{B}].$$

Šios jėgos kryptį galima rasti pagal kairiosios rankos taisyklę. Kai greičio ir magnetinės indukcijos vektoriai statmeni, jėgos modulis išreiškiamas formule

$$F_L = qv_E B.$$

Lorencio jėgos veikiami elektronai nukrypsta link sienelės  $D$ . Prie sienelės  $C$  lieka

nesukompensuoti teigiamieji krūviai. Tarp sienelių  $C$  ir  $D$  atsiranda elektrinis laukas, kurio stipris

$$E = U_H / d;$$

čia  $d$  – bandinio matmuo (3.16 pav.).

Elektriniame lauke, kurio stipris  $E$ , elektroną veikia jėga, kurios modulis

$$F_E = qE.$$

Pusiausvyros sąlygomis jėgos  $F_L$  ir  $F_E$  atsveria viena kitą. Jų moduliai lygūs. Todėl galime rašyti:

$$qv_E B = qE. \quad (3.36)$$

Tada

$$E = v_E B. \quad (3.37)$$

Bandiniu tekančios srovės tankis išreiškiamas formule

$$j = qnv_E. \quad (3.38)$$

Tada, remdamiesi (3.34), ir (3.36) – (3.38) formulėmis, gauname:

$$U_H = \frac{1}{qn} jBd = R_H jBd; \quad (3.39)$$

čia  $R_H = 1/qn$  – Holo konstanta.

Kai pagrindiniai bandinio krūvininkai yra elektronai, savitasis laidumas išreiškiamas formule  $s = qnm_n$ . Tada

$$R_H s = m_n. \quad (3.40)$$

Vadinasi, išmatavus Holo konstantą  $R_H$  ir savitąjį laidumą  $s$ , taikant (3.44) formulę, galima apskaičiuoti elektronų judrumą.

Nesunku taip pat įsitikinti, kad Holo įtampos poliškumas ir Holo konstantos ženklas priklauso nuo pagrindinių krūvininkų tipo. Vadinasi, pagal Holo įtampos poliškumą galima nustatyti pagrindinių krūvininkų ženklą ir puslaidininkio laidumo tipą.

Holo reiškiniu pagrįsti puslaidininkiniai įtaisai – Holo keitikliai – naudojami daugelyje mokslo ir technikos sričių. Jie taikomi srovės stipriui, magnetinei indukcijai, galiai matuoti, signalams apdoroti ir kitiems tikslams.

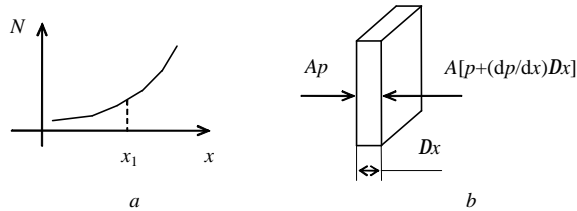
### 3.10. Krūvininkų difuzija

Neveikiant elektriniam laukui, krūvininkai gali kryptingai judėti dėl nevienalytės koncentracijos. Jeigu krūvininkų koncentracija tam tikra kryptimi mažėja, tai pasireiškia jų kryptingas slinkimas koncentracijos mažėjimo kryptimi. Dalelių skverbimasis koncentracijos mažėjimo kryptimi vadinamas *difuzija*.

Siekdami išsiaiškinti, kaip vyksta difuzija, pradžioje nagrinėkime iš neutralių dalelių sudarytas dujas. Sakykime, kad dalelių koncentracija didėja koordinatės  $x$  kryptimi (3.17 pav., *a*). Koncentracijos kitimo greitis apibūdinamas koncentracijos gradientu. Kai dalelių koncentracija  $N$  priklauso tik nuo vienos koordinatės  $x$ , jų koncentracijos gradientas išreiškiamas formule:

$$\text{grad } N = \frac{dN}{dx}. \quad (3.41)$$

Išsivaizduokime statmeną  $x$  ašiai plokštumą,  $x = x_1$ . Jeigu dalelių koncentracijos gradientas nelygus nuliui, tai dalelių tankis vienoje plokštumos pusėje didesnis nei kitoje. Kadangi, kai  $T \neq 0$ , dalelės chaotiškai juda, daugiau jų prasiskverbia per tariamą plokštumą iš tos pusės, kur didesnis tankis. Taigi pasireiškia dalelių difuzija koncentracijos mažėjimo kryptimi – iš srities, kur slėgis didesnis, į sritį, kur slėgis mažesnis.



3.17 pav. Dalelių tankio kitimas (*a*) ir dujų sluoksnį veikiančios jėgos (*b*)

Imkime ploną dujų sluoksnį, statmeną  $x$  ašiai (3.17 pav., *b*). Jeigu jo plotas yra  $A$ , tai iš kairės tą sluoksnį veikia jėga  $Ap(x)$ , iš dešinės – jėga  $A\left[p(x) + \frac{dp(x)}{dx}Dx\right]$ ; čia  $p$  – slėgis,  $Dx$  – sluoksnio storis. Tada atstojamoji jėga išreiškiama formule:

$$F_{\Sigma} = -A \frac{dp}{dx} Dx. \quad (3.42)$$

Nagrinėjame sluoksnyje yra  $NV = NA\Delta x$  dalelių. Tada vieną dalelę veikianti jėga lygi

$$F_D = \frac{F_{\Sigma}}{NV} = -\frac{1}{N} \frac{dp}{dx}. \quad (3.43)$$

Tarp dujų dalelių koncentracijos ir slėgio, kaip žinome, yra ryšys:

$$p = NkT. \quad (3.44)$$

Irašę (3.43) į (3.42), gauname:

$$F_D = -kT \frac{1}{N} \frac{dN}{dx}. \quad (3.45)$$

Taigi dalelių **difuzijos varomoji jėga proporcinga temperatūrai ir dalelių koncentracijos gradientui**.

Dabar grįžkime prie kietojo kūno krūvininkų. Jų difuzijos sąlygos skiriasi nuo neutralių dalelių difuzijos sąlygų: vykstant krūvininkų difuzijai, jeigu nėra krūvininkų difuzinius srautus kompensuojančių priešingų krūvininkų srautų, kinta krūvio pasiskirstymas ir susikuria elektrinis laukas. Susijusias su elektrinio lauko atsiradimu difuzijos pasekmes išsamiau aptarsime kitame skyriuje. Dabar, dar į tai nesigilindami, bet atsižvelgdami į krūvininkų judėjimo kietajame kūne ypatumus, išsiaiškinkime, nuo ko priklauso krūvininkų kryptingo slinkimo dėl difuzijos greitis ir difuzinės srovės tankis.

Kai elektronų koncentracijos gradientas nelygus nuliui, veikiant difuzijos varomajai jėgai, elektronai kietajame kūne juda panašiai kaip veikiami elektrinio lauko sukeltos jėgos. Jie juda chaotiškai, susidurdami su gardelės defektais ir kartu slenka koncentracijos mažėjimo kryptimi.

Nagrinėdami krūvininkų dreifą, įsitikinome, kad kai veikia elektrinis laukas ir jėga  $F_E = qE$ , elektronas įgyja dreifo greitį, kuris proporcingas jėgai  $F_E$ :

$$v_{En} = m_n E = \frac{q t_r}{m_n} E = \frac{t_r}{m_n} q E = \frac{t_r}{m_n} F_E. \quad (3.46)$$

Kai veikia difuzijos varomoji jėga, elektrono difuzijos greitis turi būti proporcingas jėgai  $F_D$ . Elektrono difuzijos greičio priklausomybė nuo difuzijos varomosios jėgos turi būti analogiška (3.46). Tada, atsižvelgdami į (3.46) ir (3.45), galime rašyti:

$$v_{Dn} = \frac{t_r}{m_n} F_D = -\frac{t_r}{m_n} kT \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = -D_n \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}; \quad (3.47)$$

čia  $n$  – elektronų koncentracija,  $D_n$  – jų difuzijos koeficientas.

Pagal (3.47) elektronų difuzijos koeficientas išreiškiamas formule:

$$D_n = \frac{t_r}{m_n} kT = \frac{q t_r}{m_n} \frac{kT}{q} = m_n \frac{kT}{q}. \quad (3.48)$$

Žinodami elektronų difuzijos greitį, galime rasti elektroninės difuzinės srovės tankį:

$$j_{Dn} = -qn v_{Dn} = q D_n \frac{dn}{dx}. \quad (3.49)$$

Nagrinėdami skyles, kurių koncentracijos gradientas nelygus nuliui, gautume analogiškas skylių difuzijos greičio, difuzijos koeficiento ir skylinės difuzinės srovės išraiškas:

$$v_{Dp} = -D_p \frac{1}{p} \frac{dp}{dx}, \quad (3.50)$$

$$D_p = \frac{t_r}{m_p} kT = m_p \frac{kT}{q}, \quad (3.51)$$

$$j_{Dp} = qp v_{Dp} = -q D_p \frac{dp}{dx}. \quad (3.52)$$

Verta atkreipti dėmesį, kad elektroninės difuzinės srovės kryptis sutampa su elektronų koncentracijos didėjimo kryptimi. Skylinės difuzinės srovės kryptis priešinga skylių koncentracijos didėjimo kryptiai.

Kadangi krūvininkų judėjimas kietajame kūne, veikiant elektriniam laukui, yra panašus į jų judėjimą dėl koncentracijos gradiento, krūvininkų difuzijos koeficientai ir judrumai yra susieti. Pagal (3.48) ir (3.51) formules

$$\frac{D_n}{m_n} = \frac{D_p}{m_p} = \frac{kT}{q}. \quad (3.53)$$

Pastarieji sąryšiai vadinami *Einšteino sąryšiais*.

### 3.11. Puslaidininkiuose tekančios srovės

Bendruoju atveju krūvininkų koncentracijos puslaidininkyje gali būti nevienalytės ir dar gali veikti elektrinis laukas. Tada elektroninė ir skylinė srovės yra sudarytos iš dreifinės ir difuzinės dedamųjų.

Statinio režimo (nuostoviosios veikos) sąlygomis, kai nekinta elektrinio lauko stipris ir nėra krūvių kaupimo, atsižvelgdami į (3.8) ir (3.49), elektroninės srovės tankį galime išreikšti formule:

$$j_n = j_{nE} + j_{nD} = q n m_n E + q D_n \frac{dn}{dx}. \quad (3.54)$$

Analogiška formulė galime išreikšti skylinės srovės tankį:

$$j_p = j_{pE} + j_{pD} = q p m_p E - q D_p \frac{dp}{dx}. \quad (3.55)$$

Tada pilnutinės srovės tankis išreiškiamas formule:

$$j = j_n + j_p = j_{nE} + j_{nD} + j_{pE} + j_{pD}. \quad (3.56)$$

Taigi elektros srovė puslaidininkyje sudaryta iš elektroninės dreifinės, elektroninės difuzinės, skylinės dreifinės ir skylinės difuzinės dedamųjų.

### 3.12. Išvados

1. Sukūrus kietajame kūne elektrinį lauką, kartu su chaotiškuoju krūvininkų judėjimu vyksta jų kryptingas slinkimas – dreifas.

- Dreifo greitis proporcingas elektrinio lauko stipriui ir krūvininkų judrumui.
2. Kietojo kūno savitąjį elektrinį laidumą lemia krūvininkų koncentracija ir judrumas:  $S = q(nm_n + pm_p)$ .
  3. Krūvininkų judrumą kietajame kūne lemia jų susidūrimai su gardelės defektais. Gardelės defektus sukelia jos šiluminiai virpesiai ir priemaišų atomai. Todėl puslaidininkų krūvininkų judrumas priklauso nuo temperatūros ir priemaišų koncentracijos.
  4. Grynojo puslaidininkio elektrinis laidumas labai priklauso nuo draudžiamosios juostos pločio ir temperatūros. Priklausomybių pobūdį lemia krūvininkų koncentracija. Kuo platesnė grynojo puslaidininkio draudžiamoji juosta, tuo mažesnis jo savitasis laidumas. Kylant temperatūrai, grynojo puslaidininkio laidumas sparčiai didėja.
  5. Priemaišinio puslaidininkio savitasis laidumas didesnis nei grynojo ir priklauso nuo temperatūros ir priemaišų koncentracijos. 300 K temperatūros aplinkoje, kylant temperatūrai, silpnai legiruoto silicio laidumas mažėja, nes krūvininkų koncentracija nekinta, o judrumas, kylant temperatūrai, mažėja dėl fononinės krūvininkų sklaidos.
  6. Galio arsenido ir kitų sudėtinių puslaidininkų laidumo juostoje yra du slėniai. Elektronams kylant į aukštesnį slėnį, mažėja jų judrumas, ir gali pasireikšti puslaidininkio neigiamas diferencialinis laidumas.
  7. Labai stiprus elektrinis laukas turi įtakos krūvininkų judrumui ir koncentracijai. Jis gali sukelti smūginę ar elektrostatinę puslaidininkio atomų jonizaciją. Dėl to gali labai padidėti krūvininkų koncentracija ir prasidėti puslaidininkio elektrinis pramušimas.
  8. Kai krūvininkų koncentracija nevienalytė, pasireiškia jų difuzija – slinkimas koncentracijos mažėjimo kryptimi. Difuzinės srovės tankis proporcingas krūvininkų difuzijos koeficientui ir jų koncentracijos gradientui.
  9. Statinio režimo (nuostoviosios veikos) sąlygomis, kai nekinta elektrinio lauko stipris ir nėra krūvių kaupimo, puslaidininkyje

tekanti elektros srovė sudaryta iš keturių dedamųjų: elektroninės dreifinės, elektroninės difuzinės, skylinės dreifinės ir skylinės difuzinės srovių.

### 3.13. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Apibūdinkite elektronų judėjimą kietajame kūne, kai jame sudarytas elektrinis laukas.
2. Išveskite elektronų dreifo greičio išraišką. Aptarkite, nuo ko dreifo greitis priklauso.
3. Paaiškinkite krūvininkų judrumo prasmę.
4. Išveskite bendriausią krūvininkų judrumo išraišką. Aptarkite, nuo ko judrumas priklauso.
5. Išveskite kietojo kūno savitojo elektrinio laidumo bendriausią išraišką. Aptarkite, kas lemia savitąjį laidumą.
6. Kokie reiškiniai riboja krūvininkų judrumą puslaidininkyje?
7. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso krūvininkų judrumas grynajame puslaidininkyje?
8. Aptarkite krūvininkų judrumą priemaišiniame puslaidininkyje.
9. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso grynojo puslaidininkio savitasis elektrinis laidumas?
10. Kodėl legiruotojo silicio elektrinis laidumas vidutinių temperatūrų srityje mažėja, kylant temperatūrai?
11. Apskaičiuokite grynojo puslaidininkio savitąjį laidumą, kai  $n_i = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $m_n = 1400 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $m_p = 500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Koks būtų šio puslaidininkio savitasis laidumas, jį legiravus donorinėmis priemaišomis, kurių koncentracija  $N_d = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ?  
Ats.:  $1,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $7,8 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ .
12. Kaip ir kiek kartų pakistų grynojo silicio ir p silicio laidumai, temperatūrai kylant nuo 20 iki 40 °C?  
Ats.: 4; 0,91.
13. Nurodykite stipraus lauko efektų puslaidininkyje priežastis.
14. Koks yra stipraus lauko kriterijus?
15. Elektronų judrumas silicioje 300 K temperatūroje –  $0,13 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . Kokio stiprio elektriniame lauke elektronų dreifo greitis pasiektų vidutinį kvadratinį šiluminio judėjimo greitį?



### 3. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas

---

Ats.:  $9 \cdot 10^5$  V/m.

16. Kodėl gali pasireikšti galio arsenido neigiama diferencialinė varža?
17. Kokia yra Gano efekto esmė?
18. Aptarkite elektrinio lauko įtaką krūvininkų koncentracijai puslaidininkyje.
19. Ką vadina fotolaidumu?
20. Paaiškinkite savojo fotolaidumo ir priemaišinio fotolaidumo mechanizmus.
21. Regimosios šviesos bangos ilgių spektras yra nuo 380 iki 780 nm. Koks turi būti puslaidininkio draudžiamosios juostos plotis, kad puslaidininkis tikėtų regimosios šviesos detektoriams?  
Ats.:  $<1,59$  eV.
22. Kaip ir kodėl puslaidininkio fotolaidumas priklauso nuo šviesos bangos ilgio?
23. Kas lemia metalo elektronų judrumą? Kaip metalo elektronų judrumas ir metalo savitoji varža priklauso nuo temperatūros?
24. Kodėl pasireiškia metalo liekamoji varža?
25. Koks yra superlaidumo mechanizmas?
26. Kokia yra Džozefsono efektų esmė?
27. Legiruoto silicio bandinio savitoji varža –  $9,27 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot m$ , jo Holo konstanta –  $3,84 \cdot 10^{-4} m^3/C$ . Raskite pagrindinių krūvininkų koncentraciją ir judrumą.  
Ats.:  $1,6 \cdot 10^{22} m^{-3}$ ,  $0,04 m^2/Vs$ .
28. Kvadratinio skerspjuvio n germanio bandiniu, kurio skerspjuvio plotas –  $4 mm^2$ , teka 10 mA stiprumo srovė. Veikiant 0,1 T skersiniam magnetiniam laukui, gaunama 1 mV Holo įtampa. Raskite bandinio Holo konstantą ir elektronų koncentraciją.  
Ats.:  $0,002 m^3/C$ ,  $3,1 \cdot 10^{21} m^{-3}$ .
29. Kokiomis sąlygomis vyksta dalelių difuzija? Kas yra difuzijos varomoji jėga? Nuo ko ir kaip ji priklauso?
30. Išveskite difunduojančio krūvininko greičio išraišką.
31. Užrašykite difuzinės srovės tankio išraišką. Aptarkite, nuo ko ir kaip ši srovė priklauso.
32. Iš kokių dedamųjų sudaryta puslaidininkyje tekanti srovė?

03. KK laidumas\_200308 2003.08.18 14:58

#### 4. NEVIENALYČIAI PUSLAIDININKIAI. *pn* SANDŪROS

Nevienalyčiais vadinami puslaidininkiai, kurių savybės kinta bent vienos koordinatės kryptimi. Nevienalyčio puslaidininkio kristale gali būti skirtingo laidumo tipo sričių. Pereinamasis sluoksnis tarp puslaidininkio monokristalo *p* ir *n* sričių vadinamas skyline elektronine, arba *pn* sandūra.

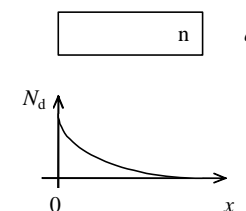
Šiame skyriuje aptarsime reiškinius nevienalyčiuose puslaidininkiuose ir *pn* sandūrose ir šių puslaidininkių bei *pn* sandūrų savybes.

##### 4.1. Nevienalytis puslaidininkis

Tarkime, kad puslaidininkio bandinyje donorinės priemaišos koncentracija kinta išilgai koordinatės  $x$  (4.1 pav.). Kambario temperatūroje donoriai yra jonizuoti, todėl elektronų koncentracija priklauso nuo koordinatės  $x$ .

Dėl nevienalytės koncentracijos vyksta elektronų difuzija  $x$  kryptimi. Difunduodami elektronai palieka nesukompensuotus donorų jonus. Taip nevienalyčiame puslaidininkyje atsiranda vidinis elektrinis laukas (4.2 pav.). Elektrinis laukas sukelia krūvininkų dreifą.

Pusiausvyros sąlygomis elektroninės ir skylinės srovių tankiai bandinyje turi būti lygūs nuliui. Taikydami (3.54) ir (3.55) formules, galime rašyti:



4.1 pav. Nevienalyčio *n* puslaidininkio bandinys (*a*) ir priemaišų pasiskirstymas jame (*b*)

$$j_n = qn m_n E + q D_n \frac{dn}{dx} = 0, \quad (4.1)$$

$$j_p = qp m_p E - q D_p \frac{dp}{dx} = 0. \quad (4.2)$$

Iš šių formulių gauname:

$$E(x) = -\frac{D_n}{m_n} \frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx}, \quad (4.3)$$

$$E(x) = \frac{D_p}{m_p} \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx}. \quad (4.4)$$

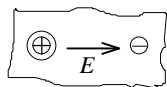
Atsižvelgę į tai, kad  $np = n_i^2$ , galime įsitikinti, kad (4.3) ir (4.4) išraiškos yra tapatingos. Taikydami (4.3) ir (4.4) formules, galime rasti elektrinio lauko stiprį, kai žinomas krūvininkų pasiskirstymas. Įdomus rezultatas gaunamas, kai krūvininkų koncentracijos kinta eksponentiniu dėsniu. Sakykime, kad

$$n(x) = n_0 \exp(-bx). \quad (4.5)$$

Tada įrašę (4.5) į (4.3), gautume:

$$E(x) = \frac{kT}{q} b. \quad (4.6)$$

4.2 pav. Vidinis elektrinis laukas nevienalyčiame puslaidininkyje



Taigi, kai krūvininkų koncentracija kinta eksponentiniu dėsniu, elektrinio lauko stipris bandinyje yra pastovus, nepriklauso nuo koordinatės.

Žinodami elektrinio lauko stiprį, galime rasti potencialo pasiskirstymą bandinyje, nes

$$E(x) = -\frac{dj}{dx}. \quad (4.7)$$

Pagal (4.7)

$$dj = -E(x) dx. \quad (4.8)$$

Įrašę į (4.8) elektrinio lauko stiprio išraiškas (4.3) ir (4.4), gauname:

$$dj = \frac{kT}{q} \frac{dn}{n} = -\frac{kT}{q} \frac{dp}{p}. \quad (4.9)$$

Integruokime  $dj$  nuo taško  $x_1$ , kurio potencialas  $j_1$  ir kurio aplinkoje krūvininkų koncentracijos  $n_1$  ir  $p_1$ , iki taško  $x_2$ , kurio potencialas  $j_2$  ir kurio aplinkoje krūvininkų koncentracijos  $n_2$  ir  $p_2$ :

$$\int_{j_1}^{j_2} dj = \frac{kT}{q} \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{n} = -\frac{kT}{q} \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}. \quad (4.10)$$

Atlikę integravimą, gauname potencialų skirtumo tarp paminėtų bandinio taškų išraišką:

$$U_{21} = j_2 - j_1 = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_2}{n_1} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (4.11)$$

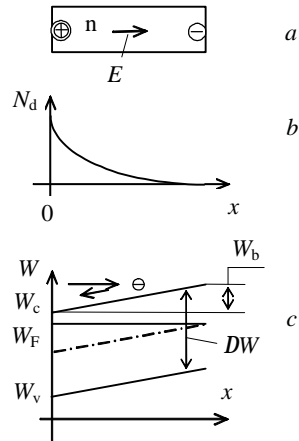
Pagal (4.11) potencialų skirtumas tarp bandinio taškų priklauso tik nuo krūvininkų koncentracijų tų taškų aplinkose.

Taigi **nevienalyčiame puslaidininkyje vyksta krūvininkų difuzija jų koncentracijų mažėjimo kryptimi ir atsiranda vidinis elektrinis laukas, sukeliantis krūvininkų dreifą. Pusiausvyros sąlygomis difuziniai ir dreifiniai krūvininkų srautai kompensuoja vieni kitus ir atstojamasis srautas lygus nuliui.** Dėl krūvininkų koncentracijų kitimo bandinyje kinta elektrinis potencialas. Potencialų skirtumą tarp bandinio taškų lemia krūvininkų (elektronų arba skylių) koncentracijų santykis.

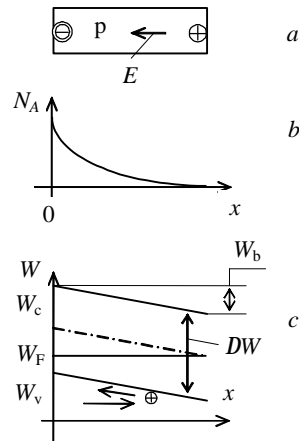
Kaip jau išsiaiškinome, apie puslaidininkio savybes galima spręsti pagal jo energijos lygmenų diagramą. Taigi sudarykime nevienalyčių  $n$  ir  $p$  puslaidininkių energijos lygmenų diagramas. Šį uždavinį nesunku atlikti remiantis jau įgytomis žiniomis. Priėmę prielaidą, kad elektronų ir skylių efektinės masės lygios ( $m_n \cong m_p$ ) galime teigti:

1. Kai priemaišų koncentracija lygi nuliui (puslaidininkis – grynas), Fermio lygmuo yra ties draudžiamosios juostos viduriu.
2.  $n$  puslaidininkyje Fermio lygmuo yra virš draudžiamosios juostos vidurio.
3.  $p$  puslaidininkyje Fermio lygmuo esti žemiau draudžiamosios juostos vidurio.

Be to žinome, kad pusiausvyros būsenoje Fermio lygmuo bandinyje pastovus, nepriklauso nuo koordinatės.



4.3 pav. Nevienalyčio *n* silicio bandinys (a), donorinių priemaišų pasiskirstymas (b) ir energijos lygmenų diagrama (c)



4.4 pav. Nevienalyčio *p* silicio bandinys (a), donorinių priemaišų pasiskirstymas (b) ir energijos lygmenų diagrama (c)

Remiantis šiomis žiniomis sudarytos nevienalyčių silicio bandinių energijos lygmenų diagramos atvaizduotos 4.3 ir 4.4 paveiksluose. Iš jų matyti, kad nevienalyčiuose puslaidininkiuose atsiranda potencialo barjerai. Jeigu nesikeičia puslaidininkio laidumo tipas, potencialo barjero aukštis yra ne didesnis nei  $DW/2$ .

Jeigu bandinio taškų potencialai nevienodi, tai elektronų potencinės energijos  $W_1$  ir  $W_2$  šiuose taškuose yra nevienodos:

$$W_{21} = W_2 - W_1 = -qU_{21}. \quad (4.12)$$

Tada

$$U_{21} = j_2 - j_1 = -W_{21}/q. \quad (4.13)$$

Jeigu potencialo barjero aukštis  $W_b = W_{21}$  neviršija  $DW/2$ , tai kontaktinis potencialų skirtumas nevienalyčio tam tikro laidumo tipo puslaidininkio bandinyje tenkina sąlygą

$$|U_k| \leq \frac{DW}{2q}. \quad (4.14)$$

Silicio draudžiamosios juostos plotis yra 1,1 eV. Taigi  $|U_k| \leq 0,55$  eV.

Pagal 4.3 paveikslą, c, ir 4.4 paveikslą, c, nevienalyčio puslaidininkio krūvininkai (laidumo juostos elektronai ir valentinės juostos skylės), difunduodami koncentracijos mažėjimo kryptimi, sutinka potencialo barjerus, atsirandančius dėl vidinio elektrinio lauko bandinyje. Krūvininkai, kuriems barjeras aukštas, atsispindi ir pradeda dreifuoti priešinga kryptimi. Kaip jau paminėjome, termodinaminės pusiausvyros sąlygomis difuziniai ir dreifiniai krūvininkų srautai kompensuoja vieni kitus ir elektros srovė bandinyje neteka.

Nagrinėjant valentinės juostos skylių judėjimą būtina prisiminti, kad skylė yra tarsi dujų burbuliukas skystyje ir jos energija didesnė, jei ji užima žemesnį valentinės juostos lygmenį. Skylės nuotolis nuo valentinės juostos viršaus atitinka skylės kinetinę energiją.

#### 4.1 užduotis

Silicio dreifinio npn tranzistoriaus bazėje priemaišų koncentracija kinta eksponentiniu dėsniu. Bazės storis – 1  $\mu\text{m}$ . Įvertinkime elektrinio lauko stiprį tranzistoriaus bazėje.

Sprendimas

Tranzistoriaus bazė yra *p* puslaidininkio sluoksnis. Tam tikro laidumo tipo sluoksnyje kontaktinis potencialų skirtumas yra ne didesnis nei  $DW/2q$ . Jeigu puslaidininkis silicis, tai  $|U_k| \leq 0,55$  V. Sakykime, kad  $|U_k| \cong 0,2$  V. Tada

$$E \cong \frac{|U_k|}{D_B} = \frac{0,2}{10^{-6}} = 2 \cdot 10^5 \text{ V/m}.$$

#### 4.2. *pn* sandūra

Puslaidininkio bandinyje galima sudaryti skirtingo laidumo tipo sritis. Tarp puslaidininkinio darinio *p* ir *n* sričių susidaro pereinamasis

sluoksnis, vadinamas *pn* sandūra. *pn* sandūros būna staigios ir tolydinės, simetrinės ir nesimetrinės. Staigiojoje *pn* sandūroje priemaišų koncentracijos kinta šuoliu, tolydinėje – palaipsniui. *pn* sandūra yra simetrinė, kai donorinių priemaišų koncentracija *n* srityje yra tokia pat kaip akceptorinių priemaišų koncentracija *p* srityje. Jeigu priemaišų koncentracijos nevienodos, susidaro nesimetrinė *pn* sandūra.

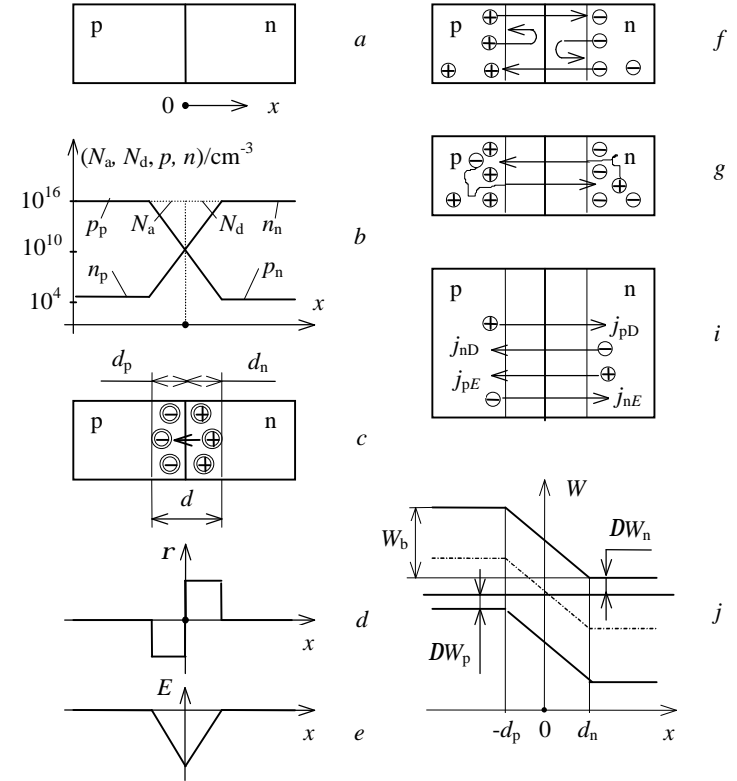
Nagrinėkime staigiąją simetrinę *pn* sandūrą silicio monokristalo luste (4.5 pav., *a*), į kurio kairiąją pusę įterpta akceptorinių priemaišų (jų koncentracija  $N_a$ ), į dešiniąją pusę – donorinių priemaišų (jų koncentracija –  $N_d$ ). Sakykime, kad  $N_a = N_d = 10^{16}/\text{cm}^3$ .

Vidutinių temperatūrų srityje visi priemaišų atomai yra jonizuoti. Todėl kairiojoje darinio pusėje skylių koncentracija  $p_p = N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Elektronų koncentracija dešiniojoje darinio pusėje  $n_n = N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Greta pagrindinių krūvininkų abiejose darinio pusėse yra šalutinių krūvininkų. Jų koncentracijas galime rasti iš išraiškos  $pn = n_i^2$ . Kai temperatūra 300 K, savųjų krūvininkų koncentracija  $n_i$  silicyje yra  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Tada elektronų koncentracija kairiojoje darinio pusėje  $n_p = n_i^2 / p_p = 2,25 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , skylių koncentracija dešiniojoje pusėje  $p_n = n_i^2 / n_n = 2,25 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Sujungus *p* ir *n* sritis, dėl didelių krūvininkų koncentracijų gradientų vyksta jų difuzija per sandūrą. Skylės iš *p* srities difunduoja į *n* sritį, elektronai iš *n* srities – į *p* sritį. Dėl difuzijos krūvininkų koncentracijos *pn* sandūroje kinta ne taip staigiai, kaip legiruojančiųjų priemaišų koncentracijos, o palaipsniui (4.5 pav., *b*).

Pereinamajame sluoksnyje tarp *p* ir *n* sričių krūvininkų koncentracijos yra daug kartų mažesnės nei už jo ribų. Kai  $x=0$ , tai  $p = n = p_i = n_i$ . Vadinasi, *pn* sandūroje susidaro *nusikuriantis* sluoksnis su maža krūvininkų koncentracija ir didele savitąja varža.

Difunduodamos iš *p* srities į *n* sritį, skylės *p* srityje palieka nesukompensuotus neigiamus akceptorinių jonų. Difunduodami iš *n* srities į *p* sritį, elektronai palieka nesukompensuotus teigiamus donorų


4.5 pav. *pn* sandūra pusiausvyros būsenoje

jonus. Taip *pn* sandūroje susidaro erdviniai krūviai (4.5 pav., *c*), kurių tankio pasiskirstymas atvaizduotas 4.5 paveiksle, *d*.

Tarp erdvinio krūvių atsiranda elektrinis laukas. 4.5 paveiksle, *e*, atvaizduotas elektrinio lauko stiprio pasiskirstymo grafikas.

Dėl krūvininkų koncentracijų gradientų ir elektrinio lauko krūvininkus veikia difuzijos varomoji jėga  $F_D$  ir jėga  $F = qE$ . Šios

jėgos yra priešingų kryptių ir pusiausvyros būsenoje kompensuoja viena kitą. Kita vertus, galime sakyti, kad dėl šių jėgų veikimo susikuria difuziniai ir dreifiniai priešingų kryptių krūvininkų srautai, kurie pusiausvyros būsenoje kompensuoja vienas kitą.

Difuzinius srautus ir difuzines skylinę ir elektroninę sroves per *pn* sandūrą sudaro pagrindiniai krūvininkai, difunduojantys koncentracijų mažėjimo kryptimis. Įveikę *pn* sandūrą jie tampa šalutiniais krūvininkais (4.5 pav., *f*). Pagrindinių krūvininkų difuziją stabdo *pn* sandūros vidinis elektrinis laukas. Nepakankamai energijos turinčius pagrindinius krūvininkus elektrinis laukas grąžina atgal: skyles – į *p* sritį, elektronus – į *n* sritį (4.5 pav., *f*).

Dreifinius srautus ir dreifines elektroninę bei skylinę sroves sukuria šalutiniai krūvininkai. *p* ir *n* srityse šalutiniai krūvininkai juda chaotiškai. Priartėjusius prie *pn* sandūros šalutinius krūvininkus pagauna vidinis elektrinis laukas, greitina ir perneša per sandūrą. Per *pn* sandūrą pernešti šalutiniai krūvininkai tampa pagrindiniais (4.5 pav., *g*).

Iš aptarimo aišku, kad **elektros srovę per *pn* sandūrą sudaro keturios dedamosios**: skylinė difuzinė, elektroninė difuzinė, skylinė dreifinė ir elektroninė dreifinė srovės. Šių srovių tankiai –  $j_{pD}$ ,  $j_{nD}$ ,  $j_{pE}$  ir  $j_{nE}$  (4.5 pav., *i*).

**Kai neveikia išorinis elektrinis laukas, *pn* sandūroje nusistovi dinaminė pusiausvyra, kuriai esant difuzinė ir dreifinė srovės kompensuoja viena kitą, ir srovė per *pn* sandūrą neteka.** Vadinasi,

$$j_n = j_{nD} + j_{nE} = 0, \quad (4.15)$$

$$j_p = j_{pD} + j_{pE} = 0 \quad (4.16)$$

ir

$$j = j_D + j_E = 0; \quad (4.17)$$

čia  $j_D = j_{nD} + j_{pD}$  – per *pn* sandūrą tekančios difuzinės srovės tankis,

$j_E = j_{nE} + j_{pE}$  – dreifinės srovės tankis.

Pusiausvyros sąlygomis Fermio lygmuo yra vienodas visame darinyje. Už *pn* sandūros ribų *p* srityje Fermio lygmuo esti žemiau draudžiamosios juostos vidurio, *n* srityje – virš draudžiamosios

juostos vidurio. Remiantis šiais teiginiais galima sudaryti *pn* sandūros energijos lygmenų diagramą (4.5 pav., *j*). Pagal energijos lygmenų diagramą *pn* sandūroje energijos lygmenų  $W_v$  ir  $W_c$  padėtys kinta ir krūvininkams susidaro potencialo barjerai. Šie barjerai atsiranda todėl, kad *pn* sandūroje veikia elektrinis laukas ir tarp *n* ir *p* sričių veikia kontaktinis (sąlyčio) potencialų skirtumas  $U_k$ . Barjero aukštis išreiškiamas formule:

$$W_b = -qU_k; \quad (4.18)$$

čia

$$U_k = j_n - j_p = - \int_{-\infty}^{\infty} E(x) dx \cong - \int_{-d_p}^{d_n} E(x) dx. \quad (4.19)$$

Šioje formulėje  $d_n$  ir  $d_p$  yra nuskurdintųjų sluoksnių storiai *n* ir *p* srityse (4.5 pav., *j*).

Įrašę į (4.19) formulę elektrinio lauko stiprio išraiškas (4.3) ir (4.4), galime gauti:

$$U_k = \frac{kT}{q} \int_{n_p}^{n_n} \frac{dn}{n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} = \dots = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} = \dots = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}. \quad (4.20)$$

Vidutinių temperatūrų srityje, kai  $n_n = N_d$  ir  $p_p = N_a$ ,

$$U_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (4.21)$$

Pagal šią formulę kontaktinis potencialų skirtumas tarp *n* ir *p* sričių tuo didesnis ir potencialo barjeras *pn* sandūroje tuo aukštesnis, kuo didesnės priemaišų koncentracijos  $N_d$  ir  $N_a$ .

Pagal 4.5 paveikslą, *j*, galioja ryšys

$$W_b = DW - DW_p - DW_n.$$

Didėjant priemaišų koncentracijoms, *p* srityje Fermio lygmuo artėja prie valentinės juostos viršaus ( $DW_p \rightarrow 0$ ), *n* srityje – prie laidumo juostos dugno ( $DW_n \rightarrow 0$ ). Tada barjero aukštis  $|W_b|$  artėja prie draudžiamosios juostos pločio  $DW$ . Taigi maksimalus potencialų skirtumas tarp *n* ir *p* sričių išreiškiamas formule:

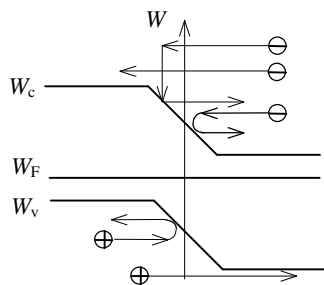
$$U_{k \max} \cong DW / q.$$

Kai medžiaga – silicis, tai  $U_{k \max} \cong 1,1 \text{ V}$ .

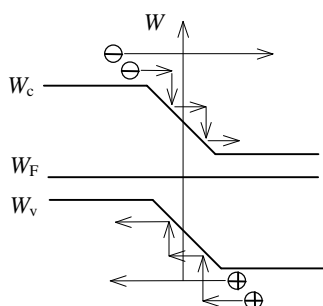
*pn* sandūroje susidariusį elektrinį lauką, kontaktinį potencialų skirtumą ir potencialo barjerą gali įveikti tik turintys pakankamai kinetinės energijos elektronai. Jei elektrono kinetinė energija mažesnė už barjero aukštį, jis gali tik išsiskverbti į *pn* sandūrą. Išeikvojęs energiją darbui, nukreiptam prieš elektrinio lauko jėgą, elektronas sustoja. Po to elektrinis laukas tą elektroną grąžina į *n* sritį. Analogiški procesai vyksta, kai iš *p* srities į *n* sritį juda skylės.

Priartėjusius prie *pn* sandūros šalutinius krūvininkus elektrinis laukas veikia priešingai: ne stabdo, o greitina. Judančių per *pn* sandūrą šalutinių krūvininkų kinetinė energija didėja. Susidurdami su gardelės defektais, šalutiniai krūvininkai praranda kinetinę energiją. Jei tokie susidūrimai vyksta *pn* sandūroje, krūvininkai periodiškai praranda kinetinę energiją ir tarsi slysta barjeru.

Pagrindinių krūvininkų judėjimą per *pn* sandūrą iliustruoja 4.6 paveikslas. Elektronai ir skylės, kaip pagrindiniai krūvininkai, juda koncentracijų mažėjimo kryptimis. Potencialo barjeras stabdo difuziją. Vienam iš elektronų nepakanka energijos *pn* sandūrai įveikti. Kitas elektronas *pn* sandūroje susiduria su gardelės defektu ir praranda



4.6 pav. Pagrindinių krūvininkų judėjimas per *pn* sandūrą



4.7 pav. Šalutinių krūvininkų judėjimas per *pn* sandūrą

kinetinę energiją. Elektrinis laukas jį grąžina atgal į *n* sritį. Potencialo barjerą įveikia tik elektronai ir skylės, turintieji pakankamai didelę pradinę kinetinę energiją ir nesusiduriantieji sandūroje su defektais.

4.7 paveikslas iliustruoja šalutinių krūvininkų judėjimą per *pn* sandūrą. Šalutiniai krūvininkai gali laisvai judėti per sandūrą. Jeigu krūvininkas sandūroje nesusiduria su gardelės defektais, jo kinetinė energija, judant per sandūrą, didėja. Susidurdami su defektais, krūvininkai slysta *pn* sandūros potencialo barjeru į kitą *pn* darinio sritį.

#### 4.2 užduotis

Silicio *pn* sandūra – staigi.  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Apskaičiuokime kontaktinį potencialų skirtumą ir potencialo barjero aukštį *pn* sandūroje, kai  $T = 300 \text{ K}$ .

Sprendimas

Pagal (4.21)

$$U_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{16} \cdot 4 \cdot 10^{18}}{(1,5 \cdot 10^{10})^2} \cong 0,85 \text{ V}.$$

Pagal (4.18)

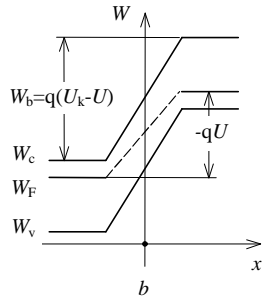
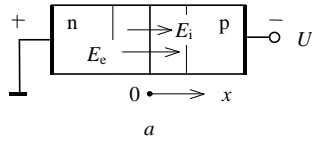
$$W_b = -qU_k \cong -0,85 \text{ eV}.$$

Čia minuso ženklas rodo, kad *n* srityje energijos lygmenys žemesni nei *p* srityje.

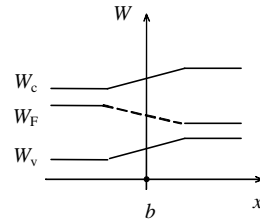
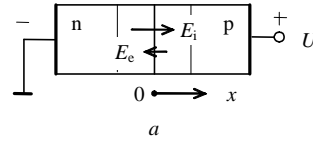
#### 4.3. *pn* sandūros voltamperinė charakteristika

Prijungus prie *pn* sandūros išorinę įtampą, sutrinka krūvininkų difuzijos ir dreifo pusiausvyrą ir per sandūrą ima tekėti srovė. Šios srovės priklausomybė nuo įtampos yra netiesinė ir vadinama *pn* sandūros voltamperine charakteristika.

Sakykime, kad išorinė įtampa prijungta minusu prie *p* srities ir pliusu prie *n* srities. Tegul *p* ir *n* sričių varžos yra daug mažesnės už nuskurdintojo sluoksnio varžą. Tada praktiškai visa išorinė įtampa krinta *pn* sandūroje. Išorinė įtampa sandūroje sukuria išorinį elektrinį lauką  $E_e$  (external – išorinis), kurio kryptis nagrinėjamo atveju



4.8 pav. *pn* darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagrama (b), veikiant atgalinei įtampai



4.9 pav. *pn* darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagrama (b), veikiant tiesioginei įtampai

sutampa su vidinio elektrinio lauko  $E_i$  (*internal* – vidinis) kryptimi (4.8 pav., a). Padidėjus potencialų skirtumui tarp n ir p sričių, padidėja potencialo barjero aukštis *pn* sandūroje. Pagal 4.8 paveikslą, a, b, jis išreiškiamas formule:

$$W_b = q(U_k - U); \quad (4.22)$$

čia  $U_k$  – kontaktinis potencialų skirtumas tarp n ir p sričių,  $U$  – išorinė įtampa tarp p ir n sričių.

Priartėję prie *pn* sandūros šalutiniai krūvininkai patenka į elektrinį lauką, kuris juos perneša per sandūrą į kitą *pn* darinio sritį. Tokių krūvininkų skaičius priklauso nuo šalutinių krūvininkų koncentracijos. Nuo elektrinio lauko stiprio jis nepriklauso. Todėl dreifinė *pn* sandūros srovė nepriklauso nuo potencialo barjero aukščio.

Didėjant barjero aukščiui, jį gali įveikti vis mažiau pagrindinių krūvininkų. Nagrinėdami elektronų pasiskirstymą laidumo juostoje galėtume įsitikinti, kad, didėjant barjero aukščiui, skaičius *n* srities elektronų, kurie gali barjerą įveikti, mažėja eksponentiniu dėsniu. Ši

išvada tinka ir p srities skylėms. Todėl, didėjant 4.8 paveiksle, a, nurodytai įtampai ir barjero aukščiui, difuzinė srovė per *pn* sandūrą sparčiai silpnėja. Paveiksle nurodyto poliškumo įtampa ( $U < 0$ ) yra *atgalinė* įtampa (kartais ji dar vadinama *atbuline* ar *atvirkštine* įtampa).

Pakeitus įtampos poliškumą – prijungus *tiesioginę* įtampą  $U > 0$  (4.9 pav., a), pasikeičia jos sukurto elektrinio lauko  $E_e$  kryptis. *pn* sandūroje veikiančio elektrinio lauko stipris sumažėja. Sumažėja ir potencialo barjero aukštis (4.9 pav., b). Sumažėjus barjero aukščiui, dreifinė *pn* sandūros srovė nepakinta. Difuzinė srovė, didėjant tiesioginei įtampai  $U$  ir mažėjant barjero aukščiui, stiprėja eksponentiniu dėsniu. Remiantis paminėtu elektronų energijų pasiskirstymu įrodoma, kad difuzinės srovės tankis išreiškiamas formule:

$$j_D = j_s \exp(qU / kT); \quad (4.23)$$

čia  $j_s$  – proporcingumo koeficientas, kurio prasmę atskleisime vėliau.

Kadangi *pn* sandūros srovę sudaro difuzinė ir dreifinė dedamosios, galime rašyti:

$$j = j_D + j_E = j_s \exp(qU / kT) + j_E. \quad (4.24)$$

Pusiausvyros būsenoje, kai  $U = 0$ , pagal (4.17) ir (4.24) formules

$$j = j_s + j_E = 0. \quad (4.25)$$

Iš čia  $j_E = -j_s$ . Tada, pagal (4.24), veikiant bet kokiai įtampai, srovės per *pn* sandūrą tankis išreiškiamas formule:

$$j = j_s \exp(qU / kT) - j_s = j_s [\exp(qU / kT) - 1]. \quad (4.26)$$

Padauginę srovės tankį iš *pn* sandūros ploto  $S$ , gauname per *pn* sandūrą tekančios srovės išraišką. Jos stipris

$$I = jS = I_s [\exp(qU / kT) - 1]; \quad (4.27)$$

čia  $I_s = j_s S$ .

(4.27) formulė yra idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos išraiška.

300 K temperatūroje  $kT / q \approx 26$  mV. Todėl, kai  $U > 0,1$  V, galioja nelygybė  $\exp(qU / kT) \gg 1$ . Tada



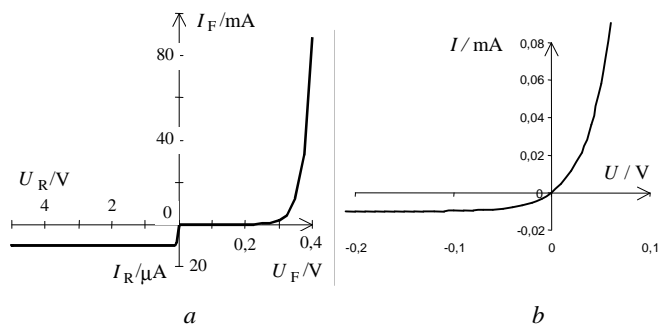
$$I \cong I_s \exp(qU/kT). \quad (4.28)$$

Vadinasi, didėjant tiesioginei įtampai, *pn* sandūros tiesioginės srovės stipris didėja eksponentiniu dėsnio.

Jeigu veikia atgalinė įtampa ir  $-U > 0,1$  V, tai  $\exp(qU/kT) \ll 1$  ir  $I \cong I_s$ . Vadinasi, kai  $-U > 0,1$  V, didėjant atgalinei įtampai, idealios *pn* sandūros atgalinė srovė nekinta. Taip yra todėl, kad tada per *pn* sandūrą teka tik dreifinė srovė, kurios tankis ir stipris nepriklauso nuo veikiančios įtampos ir potencialo barjero aukščio. Srovė  $I_s$  vadinama *pn* sandūros *soties* srove.

4.10 paveiksle, *a*, atvaizduotas idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos grafikas. Veikiant nedidelei tiesioginei įtampai, per *pn* sandūrą gali tekėti stipri tiesioginė srovė. Atgalinė srovė esti silpna net veikiant didelei atgalinei įtampai. Todėl voltamperinės charakteristikos tiesioginei ir atgalinei šakoms parinkti skirtingi masteliai. Tiesioginė įtampa ir tiesioginė srovė pažymėtos  $U_F$  ir  $I_F$  (*forward* – tiesioginė), atgalinės įtampa ir srovė –  $U_R$  ir  $I_R$  (*reverse* – atgalinė).

4.10 paveiksle, *b*, atvaizduota idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos pradinė dalis.



4.10 pav. *pn* sandūros voltamperinė charakteristika (*a*) ir jos pradinė dalis (*b*)

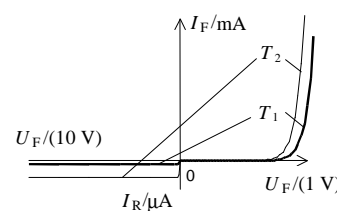
Pagal (4.27) formulę *pn* sandūros voltamperinė charakteristika priklauso nuo temperatūros ir soties srovės  $I_s$ . Soties srovė lemia šalutiniai krūvininkai. Šalutinių krūvininkų koncentracija lygi  $n_i^2/N$ ; čia  $N$  – priemaišų koncentracija simetrinės *pn* sandūros *p* ir *n* srityse. Savųjų krūvininkų koncentracija  $n_i$  labai priklauso nuo puslaidininkio draudžiamosios juostos pločio ir temperatūros:  $n_i \sim \exp(-DW/2kT)$ . Atsižvelgdami į šiuos sąryšius, galime rašyti:

$$I_s \sim S \frac{\exp(-DW/kT)}{N}. \quad (4.29)$$

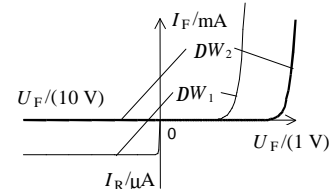
Taigi ***pn* sandūros soties srovė ir voltamperinė charakteristika priklauso nuo sandūros ploto, *p* ir *n* sričių legiravimo laipsnio, o ypač – nuo puslaidininkio draudžiamosios juostos pločio ir temperatūros.**

Voltamperinės charakteristikos priklausomybę nuo temperatūros iliustruoja 4.11 paveikslas. Kylant temperatūrai, stiprėja *pn* sandūros atgalinė srovė ir mažėja tiesioginė įtampa, atitinkanti tam tikro stiprumo tiesioginę srovę. Nesunku įsitikinti, kad, pakitus temperatūrai  $10^\circ\text{C}$ , silicio *pn* sandūros soties srovė tampa dvigubai stipresnė. Kadangi tiesioginė įtampa, kylant temperatūrai, mažėja, sakoma, kad tiesioginės įtampos temperatūrinis koeficientas yra neigiamas.

Jei puslaidininkio draudžiamoji juosta platesnė, šalutinių krūvininkų koncentracijos *p* ir *n* srityse yra mažesnės. Todėl per *pn*



4.11 pav. Idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos, kai sandūros temperatūra  $T_1$  ir  $T_2 > T_1$



4.12 pav. Idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos, kai skirtingi draudžiamųjų juostų pločiai ( $\Delta W_2 > \Delta W_1$ )

sandūrą teka silpnė atgalinė srovė. Be to, kai platesnė draudžiamoji juosta, susidaro aukštesnis potencialo barjeras *pn* sandūroje. Aukštesnį barjerą pajėgia įveikti mažiau pagrindinių krūvininkų. Todėl tiesioginė *pn* sandūros srovė taip pat yra silpnė (4.12 pav.). Dėl to, kad silicio ir germanio draudžiamųjų juostų pločiai skirtingi, vienodomis sąlygomis per silicio *pn* sandūrą teka silpnė srovė nei per germanio sandūrą.

Voltamperinės charakteristikos priklausomybę nuo priemaišų koncentracijos lemia tai, kad, esant didesnei priemaišų koncentracijai, yra mažesnė šalutinių krūvininkų koncentracija ir aukštesnis potencialo barjeras. Dėl šių priežasčių, kai didesnė priemaišų koncentracija, dreifinė ir difuzinė *pn* sandūros srovės yra silpnės.

## 4.3 užduotis

Kiek kartų germanio diodo srovė stipresnė už tokio pat silicio diodo srovę 300 K temperatūroje?

Sprendimas

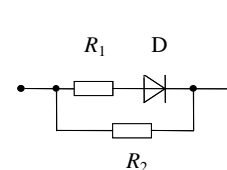
Pagal (4.29)

$$\frac{I_s(DW_2)}{I_s(DW_1)} = \dots = \exp\left(-\frac{DW_2 - DW_1}{kT}\right) \cong \exp\left(-\frac{0,67 - 1,1}{0,026}\right) = 1,52 \cdot 10^7.$$

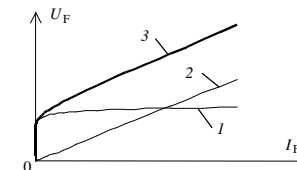
Puslaidininkio kristalo lusto su jame suformuota *pn* sandūra (realios *pn* sandūros) voltamperinė charakteristika skiriasi nuo idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos. Priežastis galime išsiaiškinti nagrinėdami realios *pn* sandūros ekvivalentinę grandinę. Grandinės schemoje (4.11 pav.) diodas *D* modeliuoja idealią *pn* sandūrą, varža  $R_1$  – *pn* darinio *p* ir *n* sričių varžą,  $R_2$  – nuotėkio varžą. Nuotėkio srovė gali tekėti dėl bandinio, kuriame sudaryta *pn* sandūra, paviršiaus užteršimo. Paviršinius reiškinius trumpai aptarsime kitame skyriuje.

Realios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginei šakai didžiausią įtaką daro varža  $R_1$ . Kai per *pn* sandūrą teka tiesioginė srovė, įtampa krinta *pn* sandūroje ir varžoje  $R_1$ . Todėl

$$U_{FD} = U_F + I_F R_1; \quad (4.30)$$



4.13 pav. Realios *pn* sandūros ekvivalentinė nuolatinės srovės grandinė



4.14 pav. Idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka (1 kreivė), įtampos kritimas *n* ir *p* srityse (2) ir realios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka (3 kreivė)

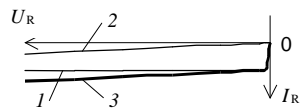
čia  $U_{FD}$  – realios *pn* sandūros (puslaidininkio diodo) tiesioginė įtampa, tekant tiesioginei srovei  $I_F$ .

Įtampos kritimo varžoje  $R_1$  įtaką sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginei šakai iliustruoja 4.14 paveikslas.

Dėl įtampos kritimo  $I_F R_1$  charakteristikos  $I_F(U_{FD})$  statusas yra mažesnis nei idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginės šakos statusas. Dėl įtampos kritimo varžoje  $R_1$  per sandūrą teka silpnė srovė. Tiesioginė srovė pradeda tekėti, kai tiesioginė įtampa viršija tam tikrą slenkstį, kuris priklauso nuo potencialo barjero aukščio, taigi ir nuo puslaidininkio medžiagos. Germanio diodų slenkstinė įtampa yra apie 0,3 V, silicio diodų – apie 0,7 V.

Dar svarbu pastebėti, kad po to, kai sandūra tampa laidė, didėjant tiesioginei įtampai, dėl įtampos kritimo *p* ir *n* srityse tiesioginė srovė kinta ne eksponentiniu dėsniu, o beveik tiesiškai. Todėl, nagrinėjant stiprių signalų apdorojimo klausimus, puslaidininkinių diodų voltamperinės charakteristikas galima aproksimuoti laužtinėmis linijomis.

*pn* sandūros atgalinė varža esti didelė. Todėl maža varža  $R_1$  (4.13 pav.) praktiškai neturi įtakos voltamperinės charakteristikos atgalinei šakai. Veikiant atgalinei įtampai, didesnės įtakos turi *pn*



4.15 pav. Idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos atgalinė šaka (1 kreivė), nuotėkio srovė (2) ir realios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos atgalinė šaka (3 kreivė)

sandūrą šuntuojanti varža  $R_2$  ir dėl to atsirandanti nuotėkio srovė. Atsižvelgdami į nuotėkio srovę, gauname:

$$I_{RD} = I_R + U_R / R_2.$$

Didėjant atgalinei įtampai, nuotėkio srovė stiprėja, todėl stiprėja ir atgalinė srovė  $I_{RD}$  (4.15 pav.).

Taigi realios *pn* sandūros atgalinė srovė būna stipresnė už soties srovę. Tai lemia ne tik nuotėkio srovė. Svarbi realios

*pn* sandūros atgalinės srovės dedamoji yra generavimo srovė. Ją sukuria elektronai ir skylės, generuojami nuskurdintajame *pn* darinio sluoksnyje dėl šiluminių gardelės virpesių. Krūvininkų poras, atsirandančias dėl elektronų šuolių iš valentinės juostos į laidumo juostą, elektrinis laukas išskiria ir nukreipia į skirtingas sritis. Didėjant atgalinei įtampai, sandūra, kaip ne už ilgo įsitikinsime, plečiasi, didėja jos tūris, todėl generavimo srovė stiprėja.

Kai *pn* sandūros atgalinė įtampa viršija leidžiamąją, atgalinė srovė pradeda staiga stiprėti – prasideda *pn* sandūros pramušimas ir stiprėja pramušimo srovė.

Taigi realios *pn* sandūros atgalinę srovę sudaro kelios dedamosios: dreifinė, generavimo, nuotėkio ir pramušimo srovės.

#### 4.4 užduotis

Tekant per puslaidinikinį diodą 5 mA srovei, *pn* sandūroje krinta 0,7 V įtampa. Diodo *p* ir *n* sričių varža – 20 Ω. Raskime diodo tiesioginę įtampą.

Sprendimas

Pagal (4.30)

$$U_{FD} = U_F + R_I I_F = 0,7 + 20 \cdot 0,005 = 0,71 \text{ V}.$$

#### 4.5 užduotis

Silicio *pn* sandūroje krinta 0,7 V tiesioginė įtampa. Kiek kartų tekanti per *pn* sandūrą srovė stipresnė už soties srovę, kai  $T = 300 \text{ K}$ ?

Sprendimas

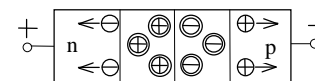
Pagal (4.28)

$$\frac{I}{I_s} \cong \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = \exp\left(\frac{0,7}{0,026}\right) \cong 5 \cdot 10^{11}.$$

Taigi *pn* sandūros tiesioginė srovė daug kartų stipresnė už atgalinę srovę. *pn* sandūra viena kryptimi gerai praleidžia srovę, kita – praktiškai nepraleidžia. Tai – *ventilinė* *pn* sandūros savybė.

### 4.4. *pn* sandūra veikiant atgalinei įtampai

Nagrinėdami *pn* darinį pusiausvyros būsenoje įsitikiname, kad *pn* sandūroje susidaro nuskurdintasis erdvinio krūvio sluoksnis, sudarytas iš puslaidininkio atomų ir nesukompensuotų donorinių ir akceptorinių priemaišų jonų.



4.16 pav. *pn* sandūros plėtimasis veikiant atgalinei įtampai

Veikiant atgalinei įtampai, *n* srities elektronai pasislenka link teigiamojo poliaus, *p* srities skylės – link neigiamojo poliaus (4.16 pav.). *pn* sandūros storis padidėja.

#### 4.4.1. *pn* sandūros storis

*pn* sandūros storį galima apskaičiuoti sprendžiant Puasono (Poisson) lygtį. Stačiakampių koordinatų sistemoje Puasono lygtis išreiškiama šitaip:

$$\frac{\partial^2 j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 j}{\partial z^2} = -\frac{r(x, y, z)}{e}; \quad (4.31)$$

čia  $j$  – potencialas,  $r$  – laisvojo elektros krūvio tankis,  $e = \epsilon_0 e_r$ ,  $\epsilon_0$  – elektrinė konstanta,  $e_r$  – santykinė dielektrinė skvarba.

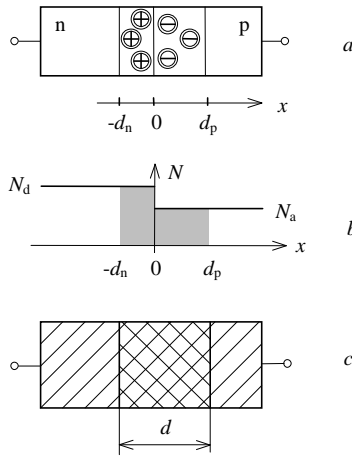
Kai erdvinis krūvis ir potencialas kinta tik vienos koordinatės  $x$  kryptimi, Puasono lygtis tampa paprastesnė:

$$\frac{d^2 j(x)}{dx^2} = -\frac{r(x)}{e}. \quad (4.32)$$

Kai *pn* sandūra staigi, donorų koncentracija  $n$  srityje yra  $N_d$ , akceptorų koncentracija  $p$  srityje –  $N_a$  (4.17 pav.). Vidutinių temperatūrų srityje priemaišos jonizuotos. Tada  $p$  srityje (kai  $0 > x > d_p$ ) erdvinio krūvio tankis

$$r_p \cong -qN_a. \quad (4.33)$$

$n$  srityje, kai  $-d_n < x < 0$ ,



4.17 pav. Staigi *pn* sandūra (a), priemaišų pasiskirstymas (b) ir *pn* sandūros modelis (c)

$$r_n \cong qN_d. \quad (4.34)$$

Irašę (4.33) į (4.32), gauname:

$$\frac{d^2 j(x)}{dx^2} = \frac{qN_a}{e}. \quad (4.35)$$

Spręsdami šią lygtį, gauname:

$$\frac{dj(x)}{dx} = \frac{qN_a}{e}x + C_1; \quad (4.36)$$

čia  $C_1$  – konstanta.

Tada elektrinio lauko stipris  $p$  srities nuskurdintajame sluoksnyje ( $0 < x < d_p$ ) išreiškiamas formule:

$$E(x) = -\frac{dj(x)}{dx} = -\frac{qN_a}{e}x - C_1. \quad (4.37)$$

Kai  $x = d_p$ , elektrinio lauko stipris turi būti lygus nuliui. Tada

$$C_1 = \frac{qN_a}{e}d_p,$$

$$E(x) = -\frac{dj(x)}{dx} = -\frac{qN_a}{e}(x - d_p) \quad (4.38)$$

ir

$$\frac{dj(x)}{dx} = \frac{qN_a}{e}(x - d_p). \quad (4.39)$$

Integruodami (4.39) lygtį, gauname:

$$j(x) = \frac{qN_a}{e} \frac{(x - d_p)^2}{2} + C_2. \quad (4.40)$$

Kai  $x = d_p$ , potencialas tampa lygus  $p$  srities potencialui  $j_p$ . Tada

$C_2 = j_p$  ir

$$j(x) = j_p + \frac{qN_a}{e} \frac{(x - d_p)^2}{2}. \quad (4.41)$$

Analogiškai nagrinėdami  $n$  srities nuskurdintąjį erdvinio krūvio sluoksnį ( $-d_n < x < 0$ ), kuriame elektrinio krūvio tankis išreiškiamas (4.34) formule, galime gauti:

$$E(x) = -\frac{dJ(x)}{dx} = \frac{qN_d}{e}(x + d_n) \quad (4.42)$$

ir

$$J(x) = J_n - \frac{qN_d}{e} \frac{(x + d_n)^2}{2}. \quad (4.43)$$

Kai  $x=0$ , skaičiuodami elektrinio lauko stiprį pagal (4.38) ir (4.42) formules turime gauti tą patį rezultatą. Todėl

$$\frac{qN_a}{e} d_p = \frac{qN_d}{e} d_n. \quad (4.44)$$

Tada

$$N_a d_p = N_d d_n. \quad (4.45)$$

Pagal (4.45) lygtį, kai *pn* sandūra simetrinė, erdvinio krūvio sluoksniai *p* ir *n* srityse yra vienodo storio ( $d_n = d_p$ ). Jeigu  $N_d \neq N_a$ , tai erdvinio krūvio sluoksnis storesnis toje srityje, kur priemaišų koncentracija mažesnė. Šią mintį iliustruoja 4.17 paveikslas, *b*. Jame pažymėti plotai lygūs sandaugoms  $N_d d_n$  ir  $N_a d_p$ . Taigi erdvinį krūvių sluoksnių storį *p* ir *n* srityse santykinai atvirkščiai proporcingi priemaišų koncentracijų santykiams.

Dar pastebėkime, kad pjūvyje  $x=0$  *p* ir *n* sričių potencialai turi būti vienodi. Tada sulyginę (4.41) ir (4.43), gauname:

$$J_p + \frac{qN_a}{e} \frac{d_p^2}{2} = J_n - \frac{qN_d}{e} \frac{d_n^2}{2}. \quad (4.46)$$

Atsižvelgę, kad  $J_n - J_p = U_k + U_R$ , gauname:

$$\begin{aligned} J_n - J_p = U_k + U_R &= \frac{q}{2e} (N_a d_p^2 + N_d d_n^2) = \\ &= \frac{q}{2e} N_d^2 d_n^2 \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) \end{aligned} \quad (4.47)$$

Tada

$$d_n = \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{2e(U_k + U_R)}{q(1/N_a + 1/N_d)}}, \quad (4.48)$$

$$d_p = \frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{2e(U_k + U_R)}{q(1/N_a + 1/N_d)}} \quad (4.49)$$

ir

$$d = d_n + d_p = \sqrt{\frac{2e(U_k + U_R)}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (4.50)$$

Taigi *pn* sandūros nuskurdintojo sluoksnio storis *d* priklauso nuo kontaktinio potencialų skirtumo  $U_k$ , atgalinės įtampos  $U_R$  ir priemaišų koncentracijų  $N_a$  ir  $N_d$ . Kuo didesnės priemaišų koncentracijos, tuo *pn* sandūra plonesnė. Didėjant atgalinei įtampai, *pn* sandūros storis *d* didėja – *pn* sandūra plečiasi.

#### 4.6 užduotis

Apskaičiuokime staigiosios silicio *pn* sandūros storį, kai  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $U = 0$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

Sprendimas

Pagal (4.50)

$$d = \sqrt{\frac{2e(U_k + U_R)}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}.$$

Atlikdami 4.2 užduotį gavome, kad  $U_k = 0,85 \text{ V}$ . Silicio  $e_r = 11,8$ .

Tada

$$d = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 11,8 \cdot 0,85}{1,6 \cdot 10^{-19}} \left( \frac{1}{10^{22}} + \frac{1}{4 \cdot 10^{24}} \right)} \cong \dots = 0,333 \text{ } \mu\text{m}.$$

#### 4.4.2. *pn* sandūros barjerinė talpa

Didėjant atgalinei įtampai ir plečiantis *pn* sandūrai, joje didėja nesukompensuotų donorų ir akceptorų jonų sukurti krūviai  $Q_d$  ir  $Q_a$ , išreiškiami formulėmis:

$$Q_d = V_n r_n = qN_d S d_n \quad (4.51)$$

ir

$$Q_a = V_p r_p = -q N_a S d_p. \quad (4.52)$$

Atsižvelgus į (4.45), nesunku įsitikinti, kad absoliutinės krūvių  $Q_d$  ir  $Q_a$  vertės yra vienodos:  $Q_d = |Q_a| = Q$ .

Taigi krūviai  $Q_d$  ir  $Q_a$  priklauso nuo  $d_n$  ir  $d_p$ , vadinasi, ir nuo atgalinės įtampos. Krūvio kitimas, kintant įtampai, yra talpos požymis. Žinodami krūvio  $Q$  priklausomybę nuo atgalinės įtampos  $U_R$ , pn sandūros talpą galime rasti pagal formulę:

$$C_b = dQ/dU_R. \quad (4.53)$$

Talpa  $C_b$  susieta su potencialo barjero pn sandūroje aukščiu ir vadinama pn sandūros *barjerine* talpa.

Taigi barjerinę talpą galime apskaičiuoti taikydami (4.53), (4.51) ir (4.50) formules. Kita vertus, pn sandūros barjerinės talpos išraišką galime išvesti išivaizduodami pn sandūrą kaip plokščiąjį kondensatorių – laikydami, kad p ir n sritys yra laidūs kondensatoriaus elektrodai, o nuskurdintasis sluoksnis yra dielektrikas (4.17 pav., c). Tada

$$C_b = \frac{e S}{d} = S \sqrt{\frac{e q}{2(U_k + U_R)(1/N_d + 1/N_a)}}. \quad (4.54)$$

Jeigu sandūra simetrinė ( $N_d = N_a = N$ ), tai

$$C_b = S \sqrt{\frac{e q N}{4(U_k + U_R)}}. \quad (4.55)$$

Taigi **pn sandūros barjerinė talpa tiesiog proporcinga pn sandūros plotui ir priklauso nuo priemaišų koncentracijų ir įtampos tarp n ir p sričių**. Kuo priemaišų koncentracija didesnė, tuo pn sandūra plonesnė, o jos barjerinė talpa didesnė. Didėjant atgalinei įtampai, pn sandūra plečiasi, jos barjerinė talpa mažėja ( $C_b \sim 1/\sqrt{U_k + U_R}$ ). Priklausomybė  $C_b(U_R)$  vadinama pn sandūros *voltfaradine* charakteristika.

(4.55) formulei galime suteikti pavidalą:

$$\frac{1}{C_b^2} = \frac{A(U_k + U_R)}{N}, \quad (4.56)$$

čia  $A$  – proporcingumo koeficientas.

Vadinasi, jeigu *pn* sandūra staigi, dydis  $C_b^{-2}$  tiesiškai priklauso nuo išorinės įtampos. Tada, jeigu pagal matavimų rezultatus sudarytas funkcijos  $C_b^{-2}(U_R)$  grafikas (4.18 pav.) yra tiesė, tai galima sakyti, kad pn sandūra yra staigioji. Pagal tiesės polinkio kampą galima spręsti apie pn sandūros sričių legiravimo laipsnį. Tiesės susikirtimo su abscisų ašimi taškas atitinka kontaktinį potencialų skirtumą  $U_k$  (4.18 pav.).

Jeigu pn sandūra yra simetrinė ir tolydinė, o erdvinio krūvio tankis joje kinta tiesiniu dėsniu ( $r(x) = qax$ ), įrodoma, kad

$$d = d_n + d_p = \sqrt[3]{\frac{12e(U_k + U_R)}{qa}} \quad (4.57)$$

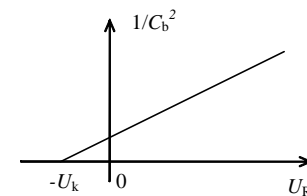
ir

$$C_b = S \sqrt[3]{\frac{e^2 qa}{12(U_k + U_R)}}; \quad (4.58)$$

čia  $a$  – proporcingumo koeficientas, turintis priemaišų koncentracijos gradiento prasmę.

Vadinasi, jeigu pn sandūra yra tolydinė, tai tiesiškai nuo atgalinės įtampos priklauso dydis  $C_b^{-3}$ .

Vėliau įsitikinsime, kad barjerinė talpa yra svarbus pn sandūros parametras. Siekiant padidinti puslaidininkinių įtaisų veikimo spartą, stengiamasi barjerinę talpą mažinti. Kita vertus, pn sandūros talpos priklausomybė nuo įtampos pagrįstas elektriniu būdu valdomų kondensatorių – varikapų – veikimas.



4.18 pav. Priklausomybės  $C_b^{-2}(U_R)$  grafikas

## 4.7 užduotis

Silicio bandinyje tarp sričių, kuriose priemaišų koncentracijos  $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ir  $N_a = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  sudaryta staigioji pn sandūra, kurios plotas –  $0,1 \text{ mm}^2$ . Kaip ir kiek kartų pakis sandūros barjerinė talpa atgalinei įtampai pakilus nuo 1 iki 5 V?

Sprendimas

Pagal (4.54), didėjant atgalinei įtampai, barjerinė talpa mažėja.

$$\frac{C_b(U_{R1})}{C_b(U_{R2})} = \sqrt{\frac{U_k + U_{R2}}{U_k + U_{R1}}}.$$

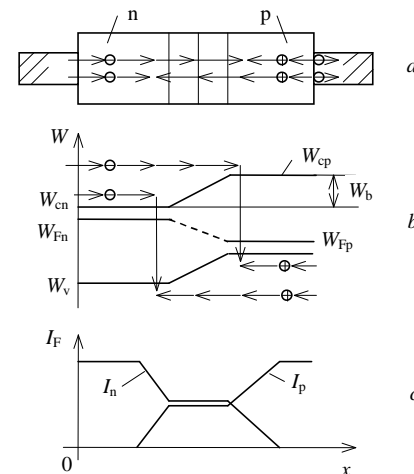
Atlikdami 4.2 užduotį gavome, kad  $U_k = 0,85 \text{ V}$ . Tada

$$\frac{C_b(U_{R1})}{C_b(U_{R2})} = \sqrt{\frac{0,85 + 5}{0,85 + 1}} \cong 1,78.$$

## 4.5. pn sandūra tekant tiesioginei srovei

Pradėjus veikti tiesioginei įtampai, pn sandūroje sumažėja potencialo barjero aukštis ir sustiprėja difuzinė srovė. Krūvininkų judėjimą per pn sandūrą bei p ir n sritis, tekant tiesioginei srovei, iliustruoja 4.19 paveikslas, *a*, *b*.

Turintis pakankamai energijos n srities elektronas dreifuodamas p sritimi pasiekia pn sandūrą, difunduoja per ją į p sritį, kurioje tampa šalutiniu krūvininku, sutinka p sritimi dreifuojančią skylę ir rekombinuoja. Turinti pakankamai energijos p srities skylė, įveikusi pn sandūrą, tampa n srities šalutiniu krūvininku, sutinka elektroną ir rekombinuoja. Pakankamai toli nuo pn sandūros n srityje teka tiesioginė elektroninė srovė  $I_F = I_n$ , p srityje – tokio pat stiprio skylinė srovė  $I_F = I_p$  (4.19 pav., *c*). Sandūros aplinkoje  $x$  ašies kryptimi elektroninės srovės stipris mažėja, skylinės srovės stipris didėja, tiesioginės srovės stipris nekinta,  $I_F = I_n + I_p$ .



4.19 pav. Krūvininkų judėjimas pn darinyje, tekant tiesioginei srovei (*a*), sandūros energijos lygmenų diagrama (*b*) ir elektroninės bei skylinės srovių pasiskirstymai (*c*)

Tekant tiesioginei srovei, vietoj rekombinavusių n srityje ir difundavusių iš n srities į p sritį elektronų į n sritį įteka elektronų iš metalinio išvado. p srityje vietoj difundavusių ir rekombinavusių skylių naujos skylės atsiranda prie metalinio išvado, išėjus per jį iš p srities elektronams. Beje, čia verta prisiminti, kad skylių judėjimas tam tikra kryptimi yra ne kas kitas kaip elektronų judėjimas priešinga kryptimi.

Taigi, pradėjus veikti tiesioginei įtampai, pagrindiniai krūvininkai įveikia pn sandūrą ir kitoje sandūros pusėje padidėja šalutinių krūvininkų koncentracijos. Šis reiškinys vadinamas *šalutinių krūvininkų injekcija*.

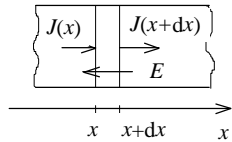
Sakykime, kad į p sritį buvo injektuota elektronų. Injektuoti elektronai sukuria neigiamą erdvinį krūvį, kuris traukia pagrindinius krūvininkus – skyles. Per trumpą laiką skylės neutralizuoja elektronų erdvinį krūvį ir prie pn sandūros padidėja šalutinių ir pagrindinių

krūvininkų koncentracijos. Po to vyksta du reiškiniai: šaltinių krūvininkų difuzija nuo *pn* sandūros ir jų rekombinacija. Dėl rekombinacijos elektronų tankis mažėja, todėl *p* srityje koordinatės *x* kryptimi silpnėja elektroninė srovė (4.19 pav., *c*). Panašūs reiškiniai vyksta kitoje *pn* sandūros pusėje dėl skylių injekcijos.

Po kokybinio reiškinų, kurie vyksta *pn* sandūros aplinkoje tekant tiesioginei srovei, aptarimo pradėkime kiekybinę analizę. Šaltinių krūvininkų pasiskirstymą *pn* sandūros aplinkoje galime rasti sprendami tolydumo (nenutrūkstamumo) lygtį.

#### 4.5.1. Tolydumo lygtis

Nagrinėjant *pn* sandūras ir puslaidininkinius įtaisus, be Puasono lygties dažnai taikoma tolydumo lygtis. Siekdami išvesti tolydumo lygtį, nagrinėkime puslaidininkio bandinį, kurio skerspjūvio plotas



4.20 pav. PUSLAIDININKIO  
bandinio fragmentas

lygus vienetui. Sakykime, kad išilgai bandinio veikia elektrinis laukas  $E(x)$ , o elektronų koncentracija jame kinta *x* ašies kryptimi ( $\text{grad } n = dn/dx \neq 0$ ).

Imkime ploną (storio  $dx$ ) bandinio sluoksnį (4.20 pav.). Šio sluoksnio tūris yra  $dx$ . Elektronų koncentracija ploname sluoksnyje  $dx$  praktiškai pastovi ir laiko momentu *t* yra  $n(x, t)$ .

Prabėgus laikui  $dt$ , elektronų koncentracija tampa  $n(x, t + dt)$ . Tada elektronų skaičiaus pokytį nagrinėjamame sluoksnyje per laiką  $dt$  galime išreikšti formule:

$$[n(x, t + dt) - n(x, t)]dx = \frac{\partial n}{\partial t} dt dx. \quad (4.59)$$

Elektronų skaičius sluoksnyje gali pakisti dėl jų generacijos, rekombinacijos, difuzijos ir dreifo.

Jei vykstant krūvininkų generacijai bandinio tūrio vienetė per laiko vienetą atsiranda *G* elektronų (čia *G* – generavimo sparta), tai

nagrinėjamame sluoksnyje, kurio tūris  $dx$ , per laiką  $dt$  elektronų skaičiaus pokytis dėl generacijos lygus  $Gdxdt$ . Dėl rekombinacijos elektronų skaičiaus pokytis sluoksnyje yra  $-Rdxdt$ ; čia *R* – rekombinacijos sparta. Tada elektronų skaičiaus pokytis dėl generacijos ir rekombinacijos išreiškiamas formule

$$(G - R)dxdt. \quad (4.60)$$

Dėl krūvininkų koncentracijos gradiento ir elektrinio lauko bandinyje susikuria elektronų srautas. Jei įtekantis į sluoksnį srautas yra  $J(x, t)$ , o ištekantis srautas yra  $J(x + dx, t)$ , tai elektronų skaičius sluoksnyje kinta bėgant laikui. Kadangi bandinio skerspjūvio plotas lygus vienetui, tai elektronų skaičiaus pokytį sluoksnyje per elementarų laiką  $dt$  galime išreikšti formule

$$[J(x) - J(x + dx)]dt = -\frac{\partial J}{\partial x} dxdt. \quad (4.61)$$

Pagal (4.59)–(4.61) formules elektronų skaičiaus pokytį sluoksnyje  $dx$  per laiką  $dt$  galime išreikšti lygtimi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = \left( G - R - \frac{\partial J}{\partial x} \right) dxdt. \quad (4.62)$$

Tada

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R - \frac{\partial J}{\partial x}. \quad (4.63)$$

Elektronų srautas *J* vienareikšmiškai susijęs su bandinyje tekančios srovės tankiu:

$$J = -j_n / q. \quad (4.64)$$

Elektroninę srovę sudaro dreifinė ir difuzinė dedamosios. Pagal (3.54)

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx}. \quad (4.65)$$

Pasinaudoję pastarosiomis trimis lygtimis, gauname:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - R + n\mu_n \frac{dE}{dx} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (4.66)$$

Analogišką lygtį galime gauti nagrinėdami skyles:



$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - R - p m_p \frac{dE}{dx} - m_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (4.67)$$

(4.66) ir (4.67) lygtys yra *tolydumo lygtys*. Jomis matematiškai išreiškiamas *krūvio tvermės dėsnis*.

#### 4.5.2. Injektuotų elektronų pasiskirstymas

Taikykite (4.66) lygtį injektuotiems į *p* sritį elektronams, siekime rasti injektuotų elektronų pasiskirstymą pagal koordinatę *x*. Kad būtų paprasčiau spręsti uždavinį, laikykime, kad injektuotų elektronų koncentracija nedidelė, todėl *p* srityje  $E \approx 0$ ,  $\partial E / \partial x \approx 0$ . Krūvininkų generacijos nepaisykime ir laikykime, kad  $G = 0$ . Tekant pastovaus stiprumo srovei, elektronų koncentracija nekinta. Tada  $\partial n / \partial t = 0$ . Atsižvelgę į šias prielaidas, (4.66) lygtį galime supaprastinti. Ji įgyja tokį pavidalą:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - R = 0. \quad (4.68)$$

Pagal (2.59) perteklinių krūvininkų koncentracija, nutrūkus srovei, mažėtų eksponentiniu dėsniu:

$$Dn = Dn_0 e^{-t/\tau}. \quad (4.69)$$

Tada rekombinacijos sparta

$$R = \frac{d(Dn)}{dt} = -\frac{Dn_0}{\tau} e^{-t/\tau} = -\frac{Dn}{\tau}. \quad (4.70)$$

Įrašę (4.70) į (4.68) ir atsižvelgę, kad  $n = n_n + Dn$ , gauname:

$$D_n \frac{d^2 (Dn)}{dx^2} + \frac{Dn}{\tau} = 0. \quad (4.71)$$

Šios lygties sprendinį galime išreikšti taip:

$$Dn(x) = A e^{-x/L_n} + B e^{x/L_n}; \quad (4.72)$$

čia *A* ir *B* – integravimo konstantos,  $L_n$  – elektronų difuzijos nuotolis,

$$L_n = \sqrt{D_n \tau}. \quad (4.73)$$

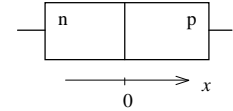
Veikiant tiesioginei įtampai, *pn* sandūros storis yra mažas. Tai leidžia supaprastinti *pn* sandūros modelį – galima laikyti, kad sandūra be galo plona (4.21 pav.). Tada, atsižvelgę, kad vyksta injektuotų į *p* sritį elektronų rekombinacija ir toli nuo sandūros perteklinių elektronų koncentracija lygi 0, gauname, kad (4.72) lygtyje  $B = 0$ . Kai  $x = 0$ , pagal (4.72)

$$\Delta n(0) = A. \quad (4.74)$$

Tada *p* srityje

$$Dn_p(x) = Dn_p(0) e^{-x/L_n}. \quad (4.75)$$

Taigi injektuotų į *p* sritį elektronų koncentracija koordinatės *x* kryptimi mažėja eksponentiniu dėsniu ir priklauso nuo  $Dn_p(0)$  – koncentracijos *p* srityje prie *pn* sandūros.



4.21 pav. Supaprastintas *pn* sandūros modelis

#### 4.5.3. Perteklinių krūvininkų koncentracijos

Pagal *pn* sandūros energijos lygmenų diagramą (4.19 pav., *b*) *p* srityje laidumo juostos dugno nuotolis nuo Fermio lygmens yra  $W_{cn} + W_b - W_{Fn}$ . Tada, taikydami (2.36) formulę, elektronų koncentraciją *p* srityje galime išreikšti formule:

$$n_p = N_c \exp[-(W_{cn} + W_b - W_{Fn})/kT] = n_n e^{-W_b/kT}. \quad (4.76)$$

Kai veikia tiesioginė įtampa *U*, potencialo barjero aukštis išreiškiamas formule

$$W_b = q(U_k - U). \quad (4.77)$$

Tada, įrašę (4.77) į (4.76), gauname

$$n_p = n_n e^{-q(U_k - U)/kT}. \quad (4.78)$$

Kai  $U = 0$  ir *pn* sandūra yra pusiausvyros būsenoje, tai  $n_{p0} = n_n \exp(-qU_k/kT)$ . Atsižvelgdami į tai gauname, kad

$$n_p = n_{p0} e^{qU/kT}. \quad (4.79)$$

Taigi, didėjant tiesioginei įtampai, elektronų koncentracija prie *pn* sandūros *p* srityje didėja eksponentiniu dėsniu. Perteklinių elektronų koncentracija *p* srityje prie *pn* sandūros išreiškiama formule:

$$Dn_p(0) = n_p - n_{p0} = n_{p0}(e^{qU/kT} - 1). \quad (4.80)$$

Įrašę (4.80) į (4.75), gauname:

$$Dn_p(x) = Dn_p(0) \exp(-x/L_n) = n_{p0}(e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_n}. \quad (4.81)$$

Panašiai galime rasti perteklinių skylių koncentracijos pasiskirstymą *n* srityje. Jis išreiškiamas formule:

$$Dp_n(x) = Dp_n(0) \exp(x/L_p) = p_{n0}(e^{qU/kT} - 1) e^{x/L_p}; \quad (4.82)$$

čia  $L_p$  – skylių difuzijos nuotolis,

$$L_p = \sqrt{D_p t}. \quad (4.83)$$

Iš (4.81), (4.82) ir (4.26) formulių palyginimo matyti, kad perteklinių krūvininkų koncentracijos proporcingos per *pn* sandūrą tekančios srovės tankiui ir eksponentiniu dėsniu mažėja tolstant nuo *pn* sandūros.

Žinodami, kaip kinta krūvininkų koncentracijos, galime apskaičiuoti difuzines sroves. Taikydami (3.49) ir (3.52) formules, gauname tokias difuzinių srovių tankių išraiškas:

$$j_{nD}(x) = qD_n \frac{dn}{dx} = -\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qU/kT} - 1) e^{-x/L_n}, \quad (4.84)$$

$$j_{pD}(x) = -qD_p \frac{dp}{dx} = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{qU/kT} - 1) e^{x/L_p}. \quad (4.85)$$

Prie sandūros, kai  $x = 0$ ,

$$j_{nD}(0) = -\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qU/kT} - 1), \quad (4.86)$$

$$j_{pD}(0) = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{qU/kT} - 1). \quad (4.87)$$

Susumavę šiuos srovių tankius, padauginę sumą iš *pn* sandūros ploto  $S$  ir atmetę minuso ženklą, žymintį, kad pagal 4.19 paveikslą

difuzinės srovės teka  $-x$  kryptimi, gauname tokią srovės, tekančios per *pn* sandūrą, išraišką:

$$I = I_s [\exp(qU/kT) - 1]; \quad (4.88)$$

čia

$$I_s = qS \left( \frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right). \quad (4.89)$$

(4.88) formulė sutampa su anksčiau išvesta *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos išraiška. (4.89) formulė yra sandūros soties srovės išraiška.

#### 4.5.4. Difuzinė talpa

Žinant perteklinių šalutinių krūvininkų pasiskirstymus (4.81) ir (4.82), galima rasti šių krūvininkų sukurtus erdvinis krūvius.

Perteklinių elektronų erdvinis krūvis *p* srityje išreiškiamas formule

$$Q_{np} = -qS \int_0^\infty Dn_p(x) dx. \quad (4.90)$$

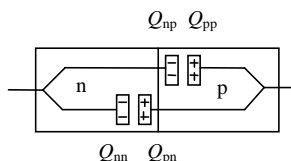
Įrašę į šią formulę perteklinių elektronų koncentracijos išraišką (4.81), gauname:

$$Q_{np} = -qS n_{p0} (e^{qU/kT} - 1) \int_0^\infty e^{-x/L_n} dx = -qS n_{p0} L_n (e^{qU/kT} - 1). \quad (4.91)$$

Panašiai galime įrodyti, kad perteklinių skylių krūvis *n* srityje išreiškiamas formule:

$$Q_{pn} = qS p_{n0} L_p (e^{qU/kT} - 1). \quad (4.92)$$

Krūviai  $Q_{np}$  ir  $Q_{pn}$  parodyti 4.22 paveiksle. Injektuoti į *p* sritį elektronai pritraukia skyles, kurių krūvis  $Q_{pp} = -Q_{np}$ . Injektuotos į *n* sritį skylės pritraukia elektronus, kurių krūvis  $Q_{nn} = -Q_{pn}$ . Bendras



4.22 pav. Šalutinių ir pagrindinių krūvininkų sukurti krūviai, tekant tiesioginei *pn* sandūros srovei

prie *pn* sandūros susikaupęs teigiamas erdvinis krūvis išreiškiamas formule:

$$Q = Q_{pp} + Q_{pn} = qS(p_{n0}L_p + n_{p0}L_n)[\exp(qU/kT) - 1]. \quad (4.93)$$

Iš (4.93) formulės matyti, kad krūvis  $Q$  priklauso nuo įtamos  $U$ . Tai talpos požymis.

Dydis

$$C_d = dQ/dU \quad (4.94)$$

vadinamas *pn* sandūros *difuzine* talpa.

Pagal (4.94) ir (4.93)

$$C_d = \frac{q^2 S}{kT} (p_{n0}L_p + n_{p0}L_n) \exp(qU/kT). \quad (4.95)$$

Pagal (4.88)

$$\exp(qU/kT) = \frac{I + I_s}{I_s}. \quad (4.96)$$

Remdamiesi išraiškomis (4.95), (4.96), (4.89) ir atsižvelgę į (4.73) ir (4.83), galime įrodyti, kad

$$C_d = \frac{q}{kT} (I + I_s) t. \quad (4.97)$$

Pagal šią formulę **difuzinė *pn* sandūros talpa proporcinga tekančiai per *pn* sandūrą difuzinei srovei ir krūvininkų gyvavimo trukmei.**

Difuzinė talpa mažina puslaidininkinių įtaisų veikimo spartą. Norint šią talpą sumažinti, reikia mažinti krūvininkų gyvavimo trukmę  $t$ .

Bendra *pn* sandūros talpa lygi barjerinės ir difuzinės talpų sumai:

$$C = C_b + C_d. \quad (4.98)$$

Kai veikia bent 0,1 V atgalinė įtampa ir difuzinė srovė neteka, tai  $C_d = 0$ , ir bendra *pn* sandūros talpa lygi barjerinei talpai  $C_b$ . Kai veikia tiesioginė įtampa ir teka tiesioginė srovė, tai  $C_d \gg C_b$ , ir bendra *pn* sandūros talpa apytikriai lygi difuzinei talpai.

4.8 užduotis

300 K temperatūroje per silicio *pn* sandūrą, veikiant 0,8 V tiesioginei įtampai, teka 10 mA srovė. Krūvininkų gyvavimo trukmė – 1 μs. Apskaičiuokime *pn* sandūros difuzinę talpą.

Sprendimas

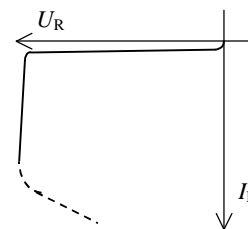
Silicio *pn* sandūros atgalinė srovė (taigi ir soties srovė) būna silpna. Todėl pagal (4.97)

$$C_d \cong \frac{q}{kT} It \cong \frac{10 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{-6}}{0,026} = 3,85 \cdot 10^{-7} \text{ F} = 385 \text{ nF}.$$

#### 4.6. *pn* sandūrų pramušimai

Kylant *pn* sandūros atgalinei įtampai  $U_R$ , atgalinė srovė pradeda staiga stiprėti (4.23 pav.) dėl sandūros pramušimo. *pn* sandūros pramušimas gali būti *elektrinis* arba *šiluminis*.

Vykstant elektriniam pramušimui, sandūra nesuardoma. Jeigu jis nepereina į šiluminį pramušimą, nustojus veikti atgalinei įtampai, visiškai atsistato ventelinės *pn*

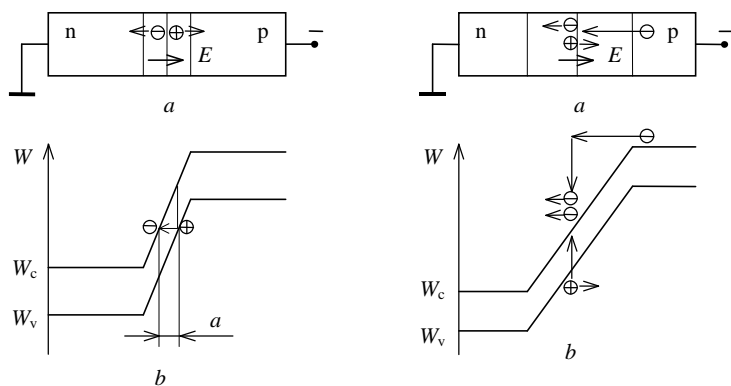


4.23 pav. *pn* sandūros vult-ampėrinės charakteristikos atgalinė šaka

sandūros savybės. Elektrinis pramušimas būna *tunelinis* arba *griūtinis*.

Tunelinis pramušimas įmanomas tuomet, kai priemaišų koncentracijos *p* ir *n* srityse yra didelės ir *pn* sandūra yra plona (kai sandūros storis mažesnis nei  $0,1\ \mu\text{m}$ ). Plonoje sandūroje, veikiant atgalinei įtampai, susikuria stiprus elektrinis laukas. Tada taikydami supaprastintą (kristalinės gardelės) modelį galime laikyti, kad stiprus elektrinis laukas išlaisvina elektronus ir gali sukelti Zinerio (*Zener*) efektą – elektrostatinę puslaidininkio atomų jonizaciją. Prasidėjus jonizacijai, padidėja laidumo elektronų ir skylių koncentracijos, sumažėja *pn* sandūros atgalinė varža ir sustiprėja atgalinė *pn* sandūros srovė.

Krūvininkų atsiradimą ir judėjimą, vykstant tuneliniam pramušimui, iliustruoja 4.24 paveikslas, kuriame atvaizduota *pn* sandūra ir jos energijos lygmenų diagrama. Veikiant atgalinei įtampai, *n* srities laidumo juostos apačia atsiduria žemiau už *p* srities valentinės juostos viršų. Tada prieš elektronų užimtus *p* srities valentinės juostos lygmenis atsiduria laisvi *n* srities laidumo juostos lygmenys. Juos skiria potencialo barjeras, kurio aukštis lygus draudžiamosios juostos



4.24 pav. *pn* sandūra (a) ir jos energijos lygmenų diagrama (b), vykstant tuneliniam pramušimui

4.25 pav. *pn* sandūra (a) ir jos energijos lygmenų diagrama (b), vykstant griūtiniam pramušimui

pločiui, o storis – *a* (4.24 pav., b). Didėjant atgalinei įtampai, energijos juostos *pn* sandūroje labiau išlinksta, barjero storis *a* mažėja, ir elektronai iš *p* srities valentinės juostos tunelininiu būdu pradeda skverbtis į *n* srities laidumo juostą, palikdami *p* srityje skyles. Kadangi atgalinė *pn* sandūros srovė stiprėja dėl tunelinio efekto, aptariamasis pramušimas ir vadinamas tunelinio pramušimu. Tunelinis pramušimas prasideda, kai elektrinio lauko stipris *pn* sandūroje viršija maždaug  $10^6\ \text{V/cm}$ . Kadangi tunelinis elektronų skverbimasis įmanomas tik per plonas sandūras, silicio tunelinio pramušimo įtampa būna nedidelė. Išsamiau nagrinėjant gaunama, kad tunelinio pramušimo įtampa yra apie  $4DW/q$ . Taigi silicio *pn* sandūrų tunelinio pramušimo įtampa esti apie 5 V.

Griūtinis *pn* sandūros pramušimas gali vykti silpnai legiruotose plačiose *pn* sandūrose ir prasideda, veikiant silpniam elektriniam laukui, krūvininkų koncentracijai didėjant dėl smūginės puslaidininkio atomų jonizacijos. Griūtinio pramušimo pradžią iliustruoja 4.25 paveikslas, kuriame parodyta, kad patekęs į *pn* sandūrą ir veikiamas elektrinio lauko elektronas greitėja, jo kinetinė energija didėja. Įgijęs pakankamai energijos, sąveikaudamas su gardele elektronas dalį įgytos energijos gali atiduoti valentinės juostos elektronui. Šiam elektronui pakilus į valentinę juostą, atsiranda nauja krūvininkų pora. Tada elektrinis laukas greitina jau tris krūvininkus, kurie gali jonizuoti naujus puslaidininkio atomus. Taip *pn* sandūroje prasideda griūtis, didėja krūvininkų koncentracija ir staiga stiprėja atgalinė *pn* sandūros srovė.

Griūtinis procesas gali vykti, jeigu *pn* sandūros storis didesnis už krūvininko laisvąjį kelią. Todėl griūtinis pramušimas galimas tik storose *pn* sandūrose, susidarančiose tarp silpnai priemaišomis legiruotų *p* ir *n* sričių. Todėl griūtinio pramušimo įtampa būna didesnė už 5–7 V.

Prasidėjus elektriniam pramušimui, atgalinės srovės stiprėjimą atitinkanti pramušimo įtampa mažai kinta (4.23 pav.). Todėl elektrinio pramušimo reiškiniai panaudojami nestabilioms nuolatinėms įtampoms stabilizuoti. Tuomet dažniausiai būna svarbu, kad pramušimo įtampa būtų stabili ir kintant temperatūrai.

Tunelinio pramušimo įtampa, kylant temperatūrai, mažėja. Taip yra todėl, kad, kylant temperatūrai, intensyvėja puslaidininkio gardelės šiluminiai virpesiai ir didėja tikimybė, kad elektronas pakils iš valentinės juostos į laidumo juostą. Kai ši tikimybė didesnė, elektrostatinė puslaidininkio atomų jonizacija prasideda veikiant silpniam elektriniam laukui. Remiantis energijos lygmenų diagrama (4.24 pav.) šį reiškinį galima paaiškinti tuo, kad, kylant temperatūrai, šiek tiek susiaurėja puslaidininkio draudžiamoji juosta ir todėl mažėja potencialo barjero, per kurį skverbiasi elektronai, aukštis ir storis. Tada tunelinis elektronų skverbimasis per sandūrą prasideda veikiant silpniam elektriniam laukui ir silpnai atgalinei įtampai.

Griūtinis pramušimas, kaip įsitikinome, vyksta silpnai legiruotose *pn* sandūrose. Kai priemaišų koncentracija maža, krūvininkų vidutinį laisvąjį kelią lemia jų susidūrimai su fononais. Kylant temperatūrai, fononų koncentracija didėja, o krūvininkų laisvasis kelias trumpėja. Tada pakankamą kinetinę energiją krūvininkas gali įgyti tik, kai jį greitina stipresnis elektrinis laukas, sukuriamas aukštesnės įtampos. Todėl, kylant temperatūrai, griūtinio pramušimo įtampa didėja.

Elektrinio pramušimo įtampos temperatūrinį stabilumą apibūdina temperatūrinis koeficientas

$$a_U = \frac{DU_p}{U_p DT};$$

čia  $DU_p$  – pramušimo įtampos  $U_p$  pokytis, atitinkantis temperatūros pokytį  $DT$ .

Jeigu pramušimas tunelinis, tai temperatūrinis pramušimo įtampos koeficientas  $a_U$  yra neigiamas, jeigu pramušimas – griūtinis, tai  $a_U$  – teigiamas. Kai silicio *pn* sandūros pramušimo įtampa yra apie 5–7 V, tai tuo pat metu vyksta abu pramušimai ir tada  $a_U \approx 0$ .

Tekant per *pn* sandūrą srovei, išsiskiria Džaulio (*Joule*) šiluma. Jeigu srovė stipri ir šiluma nespėja išsisklaidyti, *pn* sandūra kaista. Kylant temperatūrai, intensyviau generuojami savieji krūvininkai. Didėjant savųjų krūvininkų koncentracijai, mažėja *pn* sandūros atgalinė varža ir, veikiant atgalinei įtampai, stiprėja per sandūrą tekanti atgalinė srovė. Stiprėjant srovei, *pn* sandūra dar labiau kaista ir

joje atsiranda dar daugiau krūvininkų. Taip vystosi šiluminis *pn* sandūros pramušimas. Prasidėjus šiluminiam pramušimui, stiprėjant srovei, įtampos kritimas *pn* sandūroje mažėja.

Taigi šiluminis pramušimas prasideda perkaitus *pn* sandūrai. Tunelinis ar griūtinis pramušimas, jeigu srovė per sandūrą neribojama, gali pereiti į šiluminį pramušimą. Tai iliustruoja brūkšnine linija 4.23 paveiksle atvaizduota voltamperinės charakteristikos dalis.

Supaprastintai nagrinėdami, galime sakyti, kad vykstant šiluminiam pramušimui, suyra labai daug kovalentinių ryšių, todėl sutrinka taisyklinga puslaidininkio kristalo struktūra. Po šiluminio pramušimo taisyklinga kristalo struktūra nebeatsistato, taigi nebeatsistato ir įprastos sandūros savybės.

Dėl šiluminio pramušimo pavojaus puslaidininkinių įtaisų darbo temperatūrų diapazonas yra ribotas. Silicio puslaidininkinių įtaisų didžiausia darbo temperatūra būna iki 125–200 °C.

#### 4.7. Išvados

1. Nevienalyčiame puslaidininkyje dėl krūvininkų koncentracijos gradiento vyksta krūvininkų difuzija koncentracijos mažėjimo kryptimi. Pasislinkę koncentracijos mažėjimo kryptimi, krūvininkai palieka nesukompensuotus priemaišų jonus. Todėl susikuria vidinis elektrinis laukas, sukeliantis krūvininkų dreifą. Kai išorinis elektrinis laukas neveikia, pusiausvyros sąlygomis srovė neteka – difuziniai ir dreifiniai krūvininkų srautai sukompensuoja vienas kitą. Pusiausvyros sąlygomis Fermio lygmuo visame nevienalyčio puslaidininkio bandinyje yra vienodas. Energijos lygmenys  $W_v$  ir  $W_c$  nevienalyčiame puslaidininkyje kyla vidinio elektrinio lauko kryptimi.
2. *pn* darinyje tarp *p* ir *n* sričių susidaro *pn* sandūra – nuskurdintasis sluoksnis, pasižymintis didele savitąja varža. Sujungus *p* ir *n* bandinius, difunduodamos koncentracijos mažėjimo kryptimi iš *p* srities į *n* sritį, skylės *p* srityje palieka nesukompensuotus neigiamus akceptorinių jonus. Difunduodami iš *n* srities, elektronai

šioje srityje palieka teigiamus donorų jonus. Taip *pn* sandūroje susikuria dvigubas erdvinis krūvis. Tarp donorų ir akceptorų jonų susikuria vidinis elektrinis laukas. Jis stabdo pagrindinių krūvininkų difuziją ir sukelia šalutinių krūvininkų dreifą per *pn* sandūrą. Dėl vidinio elektrinio lauko *pn* sandūroje susidaro kontaktinis potencialų skirtumas. Kai neveikia išorinė įtampa, Fermio lygmuo visame *pn* darinyje yra vienodas. Dėl vidinio elektrinio lauko ir kontaktinio potencialų skirtumo *pn* sandūroje susidaro potencialo barjeras. Dėl krūvininkų koncentracijos gradiento ir vidinio elektrinio lauko per *pn* sandūrą teka skylių difuzinis, elektronų difuzinis, skylių dreifinis ir elektronų dreifinis srautai. Kai neveikia išorinis elektrinis laukas, *pn* sandūroje nusistovi dinaminė pusiausvyra, difuziniai ir dreifiniai srautai kompensuoja vienas kitą, ir srovė per sandūrą neteka.

3. Prijungus prie *pn* sandūros išorinę įtampą, krūvininkų difuzijos ir dreifo pusiausvyra sutrinka, ir per *pn* sandūrą ima tekėti srovė. Išorinė įtampa, kurios teigiamas polius prijungtas prie *p* srities, o neigiamas polius – prie *n* srities, yra laikoma tiesiogine; priešingo poliškumo įtampa yra atgalinė.
4. Atgalinės įtampos sukurto elektrinio lauko kryptis sutampa su vidinio *pn* sandūros elektrinio lauko kryptimi. Didėjant atgalinei įtampai, didėja potencialinio barjero aukštis, *pn* sandūrą įveikia vis mažiau pagrindinių krūvininkų, ir silpnėja per *pn* sandūrą tekanti difuzinė srovė. Dreifinė srovė nuo išorinės įtampos nepriklauso. Veikiant pakankamai didelei atgalinei įtampai, per idealią *pn* sandūrą teka tik silpna dreifinė soties srovė.
5. Tiesioginė įtampa sumažina *pn* sandūros potencialinio barjero aukštį. Didėjant idealios *pn* sandūros tiesioginei įtampai, eksponentiniu dėsniu auga difuzinės srovės tankis. Tiesioginė *pn* sandūros srovė gali būti daug kartų stipresnė už atgalinę srovę. Taigi *pn* sandūra viena kryptimi praleidžia srovę, kita – beveik nepraleidžia.
6. Soties srovė ir *pn* sandūros voltamperinė charakteristika labai priklauso nuo sandūros ploto, puslaidininkio draudžiamosios juostos pločio, temperatūros ir priemaišų koncentracijų *p* ir *n*

srityse. Kuo platesnė puslaidininkio draudžiamoji juosta, tuo silpnesnė soties srovė ir didesnis įtampos kritimas sandūroje, tekant tiesioginei srovei. Kylant temperatūrai, *pn* sandūros soties srovė sparčiai stiprėja. Kai per *pn* sandūrą teka pastovaus stiprumo tiesioginė srovė, sandūros įtampa, kylant temperatūrai, mažėja. Kuo didesnės priemaišų koncentracijos *p* ir *n* srityse, tuo mažesnės šalutinių krūvininkų koncentracijos ir aukštesnis potencialo barjeras *pn* sandūroje. Todėl, kuo didesnė priemaišų koncentracija, tuo silpnesnė srovė ir difuzinė srovės.

7. Realios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginei šakai turi įtakos įtampos kritimas *pn* darinio *p* ir *n* srityse. Tiesioginė srovė pradeda tekėti, kai tiesioginė įtampa viršija slenkstinę įtampą. Atsivėrus sandūrai, tiesioginė srovė beveik tiesiškai priklauso nuo tiesioginės įtampos. Realios *pn* sandūros atgalinė srovė susideda iš dreifinės, šiluminio generavimo, nuotėkio ir pramušimo srovių.
8. *pn* sandūros storis priklauso nuo išorinės įtampos ir priemaišų koncentracijos. Didėjant atgalinei įtampai, *pn* sandūros storis didėja – sandūra plečiasi. Kuo didesnė priemaišų koncentracija, tuo *pn* sandūra plonesnė. Jeigu *pn* sandūra nesimetrisinė, erdvinio krūvio sluoksnio storis didesnis toje srityje, kur priemaišų koncentracija mažesnė.
9. Kai, kintant atgalinei įtampai, kinta *pn* sandūros storis, kartu kinta ir priemaišų jonų sukurti krūviai. Todėl pasireiškia barjerinė *pn* sandūros talpa. Ji apskaičiuojama modeliuojant sandūrą plokščiuoju kondensatoriumi – laikant, kad *p* ir *n* sritys yra laidūs elektrodai, o nuskurdęs sluoksnis yra dielektrikas. Staigios *pn* sandūros barjerinė talpa tiesiog proporcinga *pn* sandūros plotui. Be to, ji priklauso nuo priemaišų koncentracijos ir įtampos. Kuo priemaišų koncentracija didesnė, tuo *pn* sandūra plonesnė, o jos barjerinė talpa didesnė. Didėjant atgalinei įtampai, *pn* sandūra plečiasi, jos barjerinė talpa mažėja.
10. Pradėjus veikti tiesioginei įtampai, sumažėja potencialo barjero aukštis *pn* sandūroje ir sustiprėja pagrindinių krūvininkų difuzija per sandūrą. Įveikę *pn* sandūrą pagrindiniai krūvininkai tampa

šalutiniams. Taigi, tekant tiesioginei srovei, į *p* ir *n* sritis injektuojami šalutiniai krūvininkai. Injektuoti šalutiniai krūvininkai sukuria erdvinus krūvius, kurie traukia pagrindinius krūvininkus. Per trumpą laiką, prilygstantį dielektrinės relaksacijos trukmei, pagrindiniai krūvininkai neutralizuoja šalutinių krūvininkų krūvį. Po to vyksta du procesai: šalutinių krūvininkų difuzija nuo *pn* sandūros ir jų rekombinacija. Perteklinių šalutinių krūvininkų koncentracijų pasiskirstymas *p* ir *n* srityse, tekant tiesioginei *pn* sandūros srovei, randamas sprendžiant tolydumo lygtį.

11. Žinant perteklinių šalutinių krūvininkų pasiskirstymus *pn* sandūros aplinkoje, galima išvesti sandūros voltamperinės charakteristikos, soties srovės išraiškas, o taip pat rasti nepusiausviryų krūvininkų sukurtus *pn* sandūros aplinkoje krūvius. Kadangi šie krūviai priklauso nuo tiesioginės įtampos, pasireiškia *pn* sandūros difuzinė talpa. Difuzinė talpa proporcinga tekančiai per sandūrą difuzinei srovei ir krūvininkų gyvavimo trukmei.
12. Bendra *pn* sandūros talpa lygi barjerinės ir difuzinės talpų sumai. Kai veikia atgalinė įtampa ir difuzinė srovė neteka, difuzinė talpa nepasireiškia ir *pn* sandūros talpą lemia barjerinė talpa. Kai veikia tiesioginė įtampa ir teka tiesioginė srovė, *pn* sandūros talpą nulemia difuzinė talpa, nes ji daug didesnė už barjerinę talpą.
13. Didėjant atgalinei įtampai, atgalinė srovė staiga stiprėja dėl *pn* sandūros pramušimo. Vykstant elektriniam pramušimui, sandūra nesuardoma. Jeigu elektrinis pramušimas nepereina į šiluminį, nustojus veikti atgalinei įtampai, visiškai atsistato ventelinės *pn* sandūros savybės. Elektrinis pramušimas gali būti tunelinis arba griūtinis. Perkaitus *pn* sandūrai, prasideda šiluminis pramušimas, kurį lemia intensyvi šiluminė savųjų krūvininkų generacija. Kai suyra daug kovalentinių ryšių, įvyksta negrįžtamųjų puslaidininkio kristalo struktūros pasikeitimų, todėl po šiluminio pramušimo įprastos sandūros savybės nebeatsistato.

#### 4.8. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokį puslaidininkį vadina nevienalyčiu?
2. Kaip nevienalyčiame puslaidininkyje susikuria vidinis elektrinis laukas?
3. Laikydami, kad skylių koncentracijos pasiskirstymas  $p(x)$  žinomas, išveskite vidinio elektrinio lauko stiprio nevienalyčiame puslaidininkyje išraišką.
4. Sudarykite ir aptarkite nevienalyčių *n* ir *p* puslaidininkų energijos lygmenų diagramas.
5. Kaip galima apskaičiuoti nevienalyčiame puslaidininkyje susidariusio potencialo barjero aukštį?
6. Kodėl, sudarius *pn* darinį, elektronai iš *n* srities skverbiasi į *p* sritį, o skylės iš *p* srities skverbiasi į *n* sritį?
7. Pusė silicio monokristalo lusto legiruota donorinėmis priemaišomis, kita pusė – akceptorinėmis priemaišomis. Priemaišų koncentracijos:  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Sudarykite priemaišų ir krūvininkų pasiskirstymo luste grafikus, kai  $T = 300 \text{ K}$ . Ordinačių ašyje koncentracijas atidėkite logaritminiu masteliu.
8. Kokia krūvių, sudarančių *pn* sandūroje dvigubo erdvinio krūvio sluoksnį, prigimtis?
9. Sudarius *pn* darinį, vyksta elektronų difuzija iš (*p*, *n*) srities, skylių – iš (*p*, *n*) srities; nesukompensuoti teigiamieji jonai lieka *pn* sandūros (*p*, *n*) srityje, neigiamieji jonai – (*p*, *n*) srityje.
10. Kaip *pn* sandūroje susikuria vidinis elektrinis laukas? Kokia jo kryptis?
11. Išveskite kontaktinio potencialų skirtumo tarp *pn* darinio sričių išraišką.
12. Silicio bandinyje sudaryta staigioji *pn* sandūra,  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Apskaičiuokite kontaktinį potencialų skirtumą ir potencialo barjero aukštį *pn* sandūroje.
13. Pagal pastarosios užduoties sąlygą ir skaičiavimo rezultatus sudarykite *pn* sandūros energijos lygmenų diagramą.
14. Kai elektronas pereina iš *n* srities į *p* sritį, jo kinetinė energija (padidėja, sumažėja).
15. Išvardinkite tekančios per *pn* sandūrą srovės dedamąsias. Nurodykite jų kryptis. Paaiškinkite susidarymo priežastis.
16. Nurodykite *pn* sandūros tiesioginės ir atgalinės įtampų poliškumus.

#### 4. Nevienalyčiai puslaidininkiai. *pn* sandūros

17. Tiesioginė įtampa (padidina, sumažina) *pn* sandūros potencialo barjero aukštį.
18. Kaip difuzinė ir dreifinė *pn* sandūros srovės priklauso nuo potencialo barjero aukščio?
19. Išveskite ir išnagrinėkite idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos matematinę išraišką.
20. Silicio *pn* sandūros soties srovė – 10 pA. Apskaičiuokite tiesiogines sroves, kurios teka, kai sandūroje veikia 0,5, 0,6 ir 0,7 V tiesioginės įtampos.  
Ats.: 2,5; 119;  $5,7 \cdot 10^3$  mA.
21. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso *pn* sandūros soties srovė?
22. Kiek kartų sustiprėja germanio ir silicio *pn* sandūrų soties srovės kylant temperatūrai nuo 20 iki 100 °C?  
Ats.: 607;  $2,3 \cdot 10^4$ .
23. Vieno silicio *pn* darinio *p* ir *n* srityse priemaišų koncentracija du kartus didesnė nei kito. Raskite *pn* sandūrų soties srovių santykį.
24. Nuo ko, kaip ir kodėl priklauso idealios *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos eiga?
25. Silicio *pn* sandūros tiesioginė įtampa – 0,7 V. Kaip ir kiek kartų pakis diodo tiesioginė srovė kylant temperatūrai nuo –55 iki 100 °C?  
Ats.: >6900.
26. Dėl *p* ir *n* sričių varžų (padidėja, sumažėja) įtampos kritimas diode, tekant per ją tiesioginei srovei  $I_F$ , ir (padidėja, sumažėja) voltamperinės charakteristikos tiesioginės šakos statusas.
27. Kokios dedamosios sudaro diodo atgalinę srovę? Kokia jų prigimtis?
28. Diodo *pn* sandūros soties srovė – 1 μA. Nuotėkio varža – 10 MΩ. Raskite diodo atgalinės srovės stiprumą, veikiant 10 V atgalinei įtampai.
29. Kaip susidaro šiluminio generavimo srovė?
30. Užrašykite Puasono lygtį. Ką galima rasti sprendžiant šią lygtį?
31. Išveskite elektrinio lauko stiprio, potencialo pasiskirstymo staigioje *pn* sandūroje ir *pn* sandūros storio išraiškas.
32. Apskaičiuokite staigios silicio *pn* sandūros storį, kai  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $U = 0$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .
33. Kaip *pn* sandūros storis priklauso nuo išorinės įtampos? Kodėl?
34. Kaip *pn* sandūros erdvinių krūvių sluoksnių storiai priklauso nuo priemaišų koncentracijų?

#### 4. Nevienalyčiai puslaidininkiai. *pn* sandūros

35. Kodėl, skaičiuojant barjerinę talpą, *pn* sandūrą galima modeliuoti kondensatoriumi?
36. Išveskite *pn* sandūros barjerinės talpos išraišką.
37. Barjerinė *pn* sandūros talpa (didėja, mažėja) didėjant atgalinei įtampai.
38. Silicio diodo *pn* sandūra – staigi,  $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , sandūros plotas  $S = 0,0625 \text{ mm}^2$ . Raskite diodo barjerinę talpą, kai  $U_R = 1$  ir 5 V.  
Ats.: 4,3 ir 2,4 pF.
39. Kuo didesnės priemaišų koncentracijos *p* ir *n* srityse, tuo (didesnė, mažesnė) *pn* sandūros barjerinė talpa.
40. Išveskite tolydumo lygtį.
41. Aptarkite krūvininkų judėjimą per *pn* sandūrą, tekant tiesioginei srovei.
42. Tekant tiesioginei srovei, elektronai injektuojami į (*p*, *n*) sritį, skylės – į (*p*, *n*) sritį. Kas vyksta po krūvininkų injekcijos?
43. Kokia yra *pn* sandūros difuzinės talpos prigimtis?
44. Išveskite šalutinių krūvininkų koncentracijų pasiskirstymo ir *pn* sandūros voltamperinės charakteristikos išraiškas.
45. Staigiosios *pn* sandūros parametrai:  $N_d = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ,  $m_n = 0,4 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $m_p = 0,2 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ,  $t_n = t_p = 1 \mu\text{s}$ ,  $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $S = 10^{-6} \text{ m}^2$ . Apskaičiuokite diodo soties srovę, kai  $T = 300 \text{ K}$ .  
Ats.: 0,12 nA.
46. Išveskite perteklinių skylių krūvio ir *pn* sandūros difuzinės talpos išraiškas.
47. Didėjant tiesioginei *pn* sandūros įtampai, difuzinė *pn* sandūros talpa (nekinata, didėja, mažėja).
48. Silicio *pn* sandūros soties srovė – 1 μA. Krūvininkų gyvavimo trukmė – 1 μs. Apskaičiuokite sandūros difuzinę talpą, kai veikia 0,1, 0,2 ir 0,3 V tiesioginė įtampa.
49. Paaiškinkite, kaip prasideda ir vyksta griūtinis *pn* sandūros pramušimas?
50. Kaip griūtinio pramušimo įtampa kinta kylant temperatūrai? Kodėl?
51. Kaip vyksta tunelinis pramušimas?
52. Kaip tunelinio pramušimo įtampa priklauso nuo temperatūros? Kodėl?
53. Kaip vystosi šiluminis *pn* sandūros pramušimas?
54. Kokiuose puslaidininkiniuose įtaisuose taikomi *pn* sandūros pramušimo reiškiniai?



## 5. ĮVAIRIALYTĖS SANDŪROS. MDP DARINIAI

Puslaidininkiniuose įtaisuose naudojamos vienalytės pn sandūros, įvairialytės pn sandūros, metalo-puslaidininkio, metalo-dielektriko-puslaidininkio (MDP), metalo-oksido-puslaidininkio (MOP) ir kiti dariniai. Šiame skyriuje apžvelgsime reiškinius įvairialyčių medžiagų sandūrose ir įvairialyčių kontaktų bei puslaidininkių paviršinių sluoksnių savybes. Kontaktiniai reiškiniai svarbūs, kai srovė teka statmena sandūroms kryptimi ir kerta sandūros pereinamąjį sluoksnį. Paviršiniai reiškiniai svarbūs, kai srovė teka paviršiniu sluoksniu – lygiagrečiai paviršiui.

### 5.1. Metalo-puslaidininkio sandūros

Metalo-puslaidininkio kontaktas buvo panaudotas pirmuosiuose puslaidininkiniuose dioduose. Dabar pasižyminčios vienakrypčio laidumu metalo-puslaidininkio sandūros taikomos didelės veikimo spartos ir kituose puslaidininkiniuose įtaisuose. Be to, visuose puslaidininkiniuose įtaisuose reikalingi pasižymintieji maža varža ominiai metalo-puslaidininkio kontaktai.

Išnagrinėkime reiškinius metalo-puslaidininkio sandūrose ir išsiaiškinkime, kas lemia metalo-puslaidininkio sandūrų savybes.

#### 5.1.1. Elektronų išlaisvinimo darbas

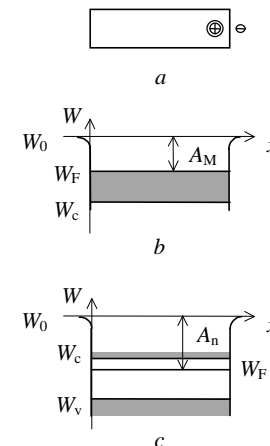
Metalo-puslaidininkio sandūrų savybės priklauso nuo elektrono išlaisvinimo darbo iš metalo, išlaisvinimo darbo iš puslaidininkio ir kitų puslaidininkio savybių.

Susidarant kietajam kūnui, tarp atomų susidaro cheminiai ryšiai. Atomų ir jų elektronų energijos sumažėja. Todėl kietajame kūne elektronai yra potencialo duobėje.

Supaprastintai nagrinėdami, galime sakyti, kad metale laisvąjį elektroną veikia aplinkiniai krūviai, tačiau atstojamoji jėga praktiškai lygi nuliui. Tačiau jeigu elektronas tolsta nuo metalo bandinio, šiame bandinyje lieka nesukompensuotas teigiamas jonas ir atsiranda elektrinės traukos jėga, trukdanti elektronui nutolti (5.1 pav., *a*). Dėl šios jėgos veikimo ištrūkdamas iš metalo bandinio elektronas turi įveikti potencialo barjerą.

Potencialo barjerai ir duobė, kurioje yra metalo bandinio laidumo juostos elektronai atvaizduota 5.1 paveiksle, *b*. Jame nuliniu energijos lygmeniu  $W_0$  laikomas lygmuo, kurį užimtų vakuume toli nuo bandinio esantis nejudantis elektronas. Išlėkdamas iš metalo, elektronas turi įveikti išlaisvinimo barjerą, kurio aukštis priklauso nuo to, kokį energijos lygmenį užima tas elektronas. Vidutinis darbas  $A$ , kurį turi atlikti elektronas ištrūkdamas iš metalo, yra lygus energiniam atstumui tarp Fermio lygmens ir nulinio energijos lygmens. Jis vadinamas *termodinaminiu išlaisvinimo darbu*, arba tiesiog *išlaisvinimo darbu*.

Puslaidininkio bandinio elektronai taip pat yra potencialo duobėje (5.1 pav., *c*). Neišsigimusio puslaidininkio Fermio lygmuo yra draudžiamojame juostoje. Energija, kurios reikia, kad iš puslaidininkio bandinio išlėktų elektronas, esantis laidumo juostos dugne, yra vadinama *elektroniniu giminiškumu*. Tačiau iš puslaidininkio bandinio gali išlėkti arba laidumo, arba valentinės juostos elektronai. Taigi išlaisvinimo darbas skiriasi nuo elektroninio giminiškumo. Laidumo juostos elektronas sutinka žemesnį potencialo barjerą nei valentinės juostos elektronas. Tačiau valentinėje juostoje yra daugiau elektronų



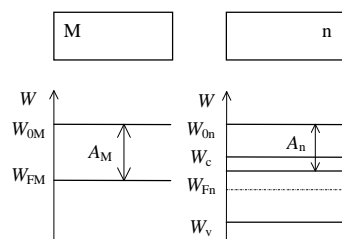
5.1 pav. Kietųjų kūnų bandiniai kaip elektronų potencinės duobės

nei laidumo juostoje. Išsamesnė analizė rodo, kad elektronų, ištrūkstančių iš puslaidininkio valentinės ir laidumo juostų, santykis yra toks, kad vidutinis darbas, kurį turi atlikti išlekiantis elektronas, taip pat lygus energiniam atstumui tarp nulinio energijos lygmens ir Fermio lygmens. Taigi  $A = W_0 - W_F$ .

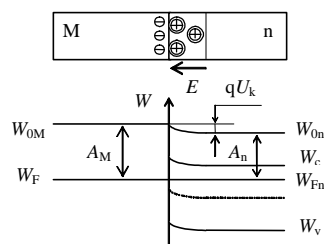
### 5.1.2. Reiškiniai metalo ir puslaidininkio sandūrose

Pradžioje aptarkime metalo ir n puslaidininkio sandūrą tuo atveju, kai elektrono išlaisvinimo iš metalo darbas  $A_M$  darbas didesnis už elektrono išlaisvinimo iš puslaidininkio darbą  $A_n$ . 5.2 paveiksle atvaizduoti dar nesujungti metalo ir puslaidininkio bandiniai ir jų energijos lygmenų diagramos. Kadangi  $A_M > A_n$ , tai puslaidininkio Fermio lygmuo esti aukščiau nei metalo Fermio lygmuo.

Sujungus badius (5.3 pav.), elektronai iš sistemos dalies, kurioje išlaisvinimo darbas mažesnis pereina į sistemos dalį, iš kurios elektrono išlaisvinimo darbas didesnis. Remdamiesi sistemos termodinaminės pusiausvyros sąlyga, galime sakyti ir kitaip: elektronai iš puslaidininkio, kuriame Fermio lygmuo aukštesnis, skverbiasi į



5.2 pav. Metalo ir  $n$  puslaidininkio bandiniai ir jų energijos lygmenų diagramos, kai  $A_M > A_n$



5.3 pav. Metalo ir  $n$  puslaidininkio darinys ir jo energijos lygmenų diagrama, kai  $A_M > A_n$

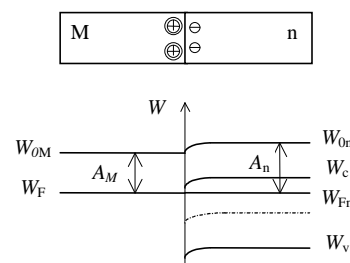
metalą, kur Fermio lygmuo žemesnis. Ištrūkus iš puslaidininkio elektronams, sandūroje susidaro nuskurdintasis puslaidininkio sluoksnis, pasižymintis didesne savitąja varža. Šiame sluoksnyje lieka nesukompensuoti teigiami donorių jonai. Tarp jų ir perėjusių į metalą bei susitelkusių ploname sluoksnyje elektronų susidaro vidinis elektrinis laukas, stabdantis kitų n srities elektronų judėjimą į metalą.

Nusistojus pusiausvyrai, metalo ir puslaidininkio Fermio lygmenys susilygina. Už sluoksnio, kuriame veikia elektrinis laukas, ribų metalo ir puslaidininkio energijos lygmenų padėtis Fermio lygmens atžvilgiu lieka nepakitusi. Puslaidininkio sluoksnyje, kur veikia elektrinis laukas, energijos juostos išlinksta, ir kontakto srityje tarp puslaidininkio ir metalo susidaro potencialo barjeras, kurio aukštis  $qU_k = A_M - A_n$ ; čia  $U_k$  – kontaktinis potencialo skirtumas tarp puslaidininkio ir metalo.

Dėl energijos juostų išlinkimo pereinamajame sluoksnyje padidėja nuotolis tarp lygmenų  $W_c$  ir  $W_F$ . Fermio lygmuo priartėja prie draudžiamosios juostos vidurio (5.3 pav.). Nesunku įsitikinti, kad, esant didesniai išlaisvinimo darbų skirtumui, energijos juostos tiek išlinktų, kad Fermio lygmuo prie kontakto atsidurtų žemiau draudžiamosios juostos vidurio. Tada kontakto srityje susidarytų inversinis sluoksnis, kuriame skylių koncentracija būtų didesnė už elektronų koncentraciją. Atsiradus inversiniam p sluoksniui, metalo ir n puslaidininkio sandūroje susidarytų pn sandūra.

Taigi tuo atveju, kai  $A_M > A_n$ , metalo ir n puslaidininkio sandūroje susidaro nuskurdęs didelės varžos sluoksnis, vadinamas *užtvartiniu* sluoksniu arba net *inversinis* skylinio laidumo puslaidininkio sluoksnis ir pn sandūra.

Jeigu elektrono išlaisvinimo iš metalo darbas mažesnis



5.4 pav. Metalo ir n puslaidininkio darinys ir jo energijos lygmenų diagrama, kai  $A_M < A_n$

už elektrono išlaisvinimo iš  $n$  puslaidininkio darbą, sudarius metalo-puslaidininkio sandūrą, elektronai iš metalo pereina į puslaidininkį. Tada sandūroje susidaro puslaidininkio sluoksnis su padidinta pagrindinių krūvininkų – elektronų – koncentracija (5.4 pav.). Padidėjus elektronų koncentracijai, laidumo juostos dugnas priartėja prie Fermio lygmens (5.4 pav.,  $b$ ).

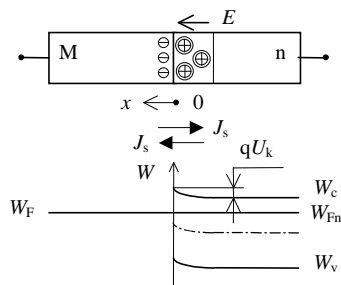
Nagrinėdami metalo ir  $p$  puslaidininkio sandūrą, galėtume įsitiškinti, kad nuskurdintasis ar net inversinis sluoksnis susidaro, kai  $A_M < A_p$ . Jeigu  $A_M > A_p$ , sandūroje susidaro laidus praturtintasis sluoksnis.

### 5.1.3. Metalo-puslaidininkio sandūrų savybės

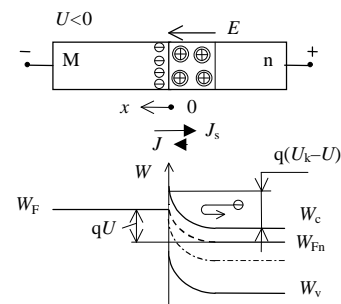
Metalo-puslaidininkio sandūroje susidaręs užtvarinis sluoksnis pasižymi ventilio savybėmis. Paprasčiausią tokios sandūros teoriją 1938 metais sukūrė V. Šotkis (*Schottky*). Užtvariniame sluoksnyje susidarantis potencialo barjeras dabar vadinamas Šotkio barjeru.

Kai išorinė įtampa neveikia, įveikiantieji potencialo barjerą elektronai, sukuria nedidelį srautą  $J_s$  iš puslaidininkio į metalą (5.5 pav.). Dėl vidinio elektrinio lauko susikuria dreifinis elektronų srautas  $J_s$  iš metalo į puslaidininkį. Pusiausvyros būsenoje paminėti srautai kompensuoja vienas kitą ir pilnutinės srovės per sandūrą stipris lygus nuliui.

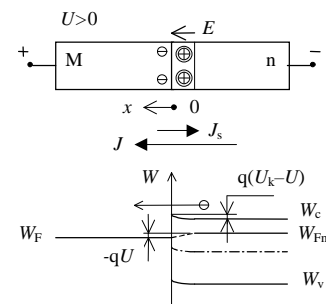
Jeigu prie metalo ir puslaidininkio darinio prijungama išorinė įtampa, kurios teigiamas polius prijungtas prie  $n$  srities, o neigiamas polius – prie metalo, tai puslaidininkio



5.5 pav. Metalo ir  $n$  puslaidininkio darinys su užtvariniu sluoksniu, kai neveikia išorinė įtampa



5.6 pav. Metalo ir puslaidininkio darinys su užtvariniu sluoksniu, veikiant atgalinei įtampai



5.7 pav. Metalo ir puslaidininkio darinys su užtvariniu sluoksniu, veikiant tiesioginei įtampai

potencialas pakyla, jame esančių elektronų potencinė energija sumažėja, ir puslaidininkio energijos lygmenys pasislenka žemyn (5.6 pav.). Išorinė įtampa krinta didelės varžos nuskurdintajame sluoksnyje, ir aukštis potencialo barjero, kurį sutinka elektronai, pereinantieji iš puslaidininkio į metalą, padidėja. Taigi aptariamo poliškumo įtampa yra atgalinė įtampa. Pradėjus veikti išorinei įtampai, aukštis barjero, kurį sutinka elektronai, judėdami iš metalo į puslaidininkį, nepakinta. Todėl susilpnėjęs elektronų srautui iš puslaidininkio į metalą, per sandūrą teka tik silpnas srautas  $J_s$  iš metalo į puslaidininkį. (5.6 pav.,  $a$ ).

Jeigu prie sandūros prijungama tiesioginė įtampa, puslaidininkio potencialas metalo atžvilgiu sumažėja, puslaidininkio srities elektronų potencinė energija padidėja, ir puslaidininkio energijos lygmenys pakyla (5.7 pav.). Mažėjant aukščiui potencialo barjero, kurį sutinka elektronai, pereinantieji iš puslaidininkio į metalą, eksponentiškai stiprėja elektronų iš puslaidininkio į metalą srautas.

Irodoma, kad srovės, tekančios per metalo-puslaidininkio sandūros užtvarinį sluoksnį, stiprio priklausomybė nuo įtampos išreiškiama formule:

$$I = I_s [\exp(qU / kT) - 1]; \quad (5.1)$$

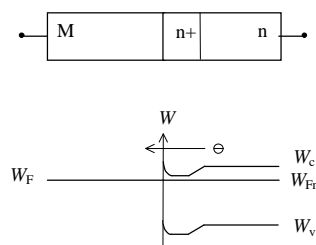
čia  $I_s = J_s S$ ,  $S$  – sandūros plotas.

Ši išraiška sutampa su idealios pn sandūros voltamperinės charakteristikos išraiška. Ir vis dėlto kai kurie reiškiniai metalo-puslaidininkio sandūroje iš esmės skiriasi nuo reiškinų pn sandūros aplinkoje. Labai svarbu tai, kad, **tekant per metalo ir puslaidininkio sandūros užtvarinį sluoksnį tiesioginei srovei, nevyksta šalutinių krūvininkų injekcija ir kaupimas**. Perėję iš n puslaidininkio į metalą elektronai lieka pagrindiniais krūvininkais. Ši aplinkybė lemia geras metalo-puslaidininkio sandūros dažnines savybes, didelę veikimo spartą ir taikymą mikrobangų įtaisuose.

Dar svarbu pastebėti, kad metalo-puslaidininkio sandūros slenkstinė įtampa, kuriai veikiant sandūra atsiveria, yra mažesnė nei pn sandūrų slenkstinės įtampos.

Metalo-puslaidininkio sandūros su Šotkio barjeriais dažnai taikomos puslaidininkiniuose įtaisuose. Kita vertus, tenka pastebėti, kad dėl metalo-puslaidininkio sandūrų savybių kyla keblumų, kuriant puslaidininkinius įtaisy. Reikalas tas, kad puslaidininkio ir metalinių išvadų kontaktai turi būti ominiai – jų varžos turi būti mažos, o voltamperinės charakteristikos tiesinės.

Kai  $A_M > A_n$ , siekiant sumažinti metalo ir n puslaidininkio kontakto srityje susidarantį užtvarinį barjerą, puslaidininkio sluoksnis po kontaktu papildomai legiruojamas donorinėmis priemaisomis. Tokio kontakto sandara ir energijos lygmenų diagrama atvaizduotos 5.8 paveiksle. Iš energijos lygmenų diagramos matyti, kad, sudarius  $n^+$  sluoksnį, galima pasiekti, kad pereinantieji iš n puslaidininkio į



5.8 pav. Metalo ir n puslaidininkio kontaktas ir jo energijos lygmenų diagrama

metalą elektronai nesutiktų barjero.

Silicio integrinių grandynų elementų jungiamieji laidininkai – laidieji takeliai – dažnai daromi iš aliuminio. Aliuminis, kaip žinome, yra akceptorinė priemaiša. Todėl, sudarant aliuminio takelių kontaktus su puslaidininkio p sritimis, jokių komplikacijų nekylo. Įdeginant kontaktus, aliuminio atomai difunduoja į puslaidininkį, kontakto srityje susidaro papildomai legiruotas akceptorinėmis priemaisomis sluoksnis, pasižymintis dideliu laidumu, ir gaunamas geras ominis kontaktas.

Prasiskverbus aliuminio atomams į n sritį, galėtų susidaryti didesnės varžos sluoksnis, kuriame efektinė donorinių priemaišų koncentracija mažesnė, arba net p laidumo sritis ir pn sandūra. Siekiant to išvengti, n sritis po būsimuoju silicio kontaktu su aliuminio išvadu papildomai legiruojama donorinėmis priemaisomis, kurių koncentracija gerokai viršija maksimalų aliuminio tirpumą silicijoje. Susidaręs  $n^+$  sluoksnis pasižymi išsigimusio puslaidininkio – pus-metalio – savybėmis. Jo laidumas lieka didelis net į jį prasiskverbus aliuminio atomams.

### 5.1 užduotis

Sandūra sudaryta tarp metalo ir n puslaidininkio. Elektronų išlaisvinimo iš metalo darbas – 1,4 eV, išlaisvinimo iš puslaidininkio darbas – 1 eV. Prijungus tarp puslaidininkio ir metalo sričių 0,4 V įtampą, 300 K temperatūroje teka 0,1  $\mu$ A srovė. Koks būtų srovės stipris, pakeitus įtampos poliškumą?

#### Sprendimas

Kadangi elektronų išlaisvinimo iš n puslaidininkio darbas mažesnis nei išlaisvinimo iš metalo darbas, sandūroje susidaro Šotkio barjeras ir jos voltamperinė charakteristika išreiškiama (5.1) formule. Įtampa, kurios teigiamas polius prijungtas prie n srities, o neigiamas – prie metalo, yra atgalinė įtampa. Tada 0,1  $\mu$ A srovė yra soties srovė, ir stiprį srovės, kuri tekėtų pakeitus įtampos poliškumą, galime rasti pagal (5.1) formulę:

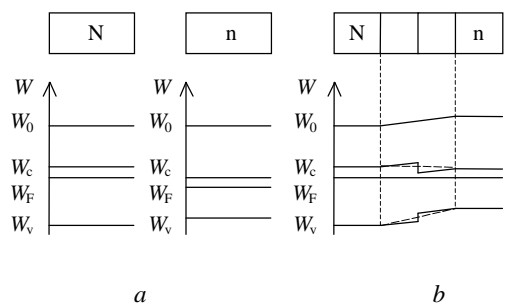
$$I = I_s \exp[(qU / kT) - 1] \approx 10^{-7} \cdot \exp(0,4 / 0,026) \approx 0,48 \text{ A} .$$

## 5.2. Įvairialytės sandūros

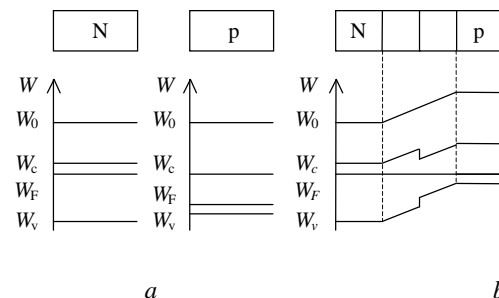
Yra puslaidininkių, kurių kristalinių gardelių konstantos beveik vienodos ir kurių kristalizacija vyksta panašiai. Tada jie gali būti auginami vienas ant kito ir sudaryti vieną kristalą. Tačiau skirtingų puslaidininkinių medžiagų sandūroje kinta draudžiamosios juostos plotis, elektroninis giminiškumas, elektronų išlaisvinimo darbas, dielektrinė skvarba ir kitos medžiagų savybės. Tarp tokių medžiagų susidaro įvairialytės sandūros, arba heterosandūros.

Kiekvienas įvairialytės sandūros puslaidininkis gali būti legiruotas donorinėmis ar akceptorinėmis priemaisomis. Todėl galimi keturi įvairialyčių sandūrų tipai: nN, pP, nP ir pN. Čia didžiosios raidės žymi platesnės draudžiamosios juostos, mažosios – siauresnės draudžiamosios juostos puslaidininkį.

Imkime GaAs ir AlGaAs. GaAs draudžiamosios juostos plotis mažesnis, elektroninis giminiškumas didesnis. 5.9 paveiksle atvaizduotos N, n bandinių ir Nn darinio energijos lygmenų diagramos. Kaip matyti iš 5.9 paveikslo, b, Nn sandūroje elektronams gali susidaryti potencialo barjeras, ir gali reikštis staigios Nn sandūros



5.9 pav. N, n bandiniai, jų energijos lygmenų diagramos (a), iš šių bandinių sudarytas Nn darinys ir jo energijos lygmenų diagrama (b)



5.10 pav. N, p bandiniai, jų energijos lygmenų diagramos (a), iš šių bandinių sudarytas Np darinys ir jo energijos lygmenų diagrama (b)

voltamperinės charakteristikos netiesiškumas. Tačiau praktikoje GaAs-AlGaAs sandūroje susidaro ominis kontaktas, nes sandūra dažniausiai nebūna idealiai staigi. Gi, jeigu yra pereinamasis GaAs-AlGaAs sluoksnis, kuriame kinta aliuminio koncentracija, energijos lygmenys sandūroje kinta nuosekliai, be trūkių, kaip atvaizduota brūkšnine linija (5.9 pav., b).

Staigiosios Np sandūros juostinis modelis panašus į vienalytės np sandūros juostinį modelį: elektronams ir skylėms susidaro potencialo barjerai (5.10 pav.). Tiesa, būtina pastebėti ir esminį skirtumą – **įvairialyčių sandūroje potencialo barjerai elektronams ir skylėms yra nevienodo aukščio.**

Įvairialyčių sandūrų eksperimentines voltamperines charakteristikas galima aproksimuoti išraiška:

$$I = I_s [\exp(qU / akT) - 1]; \quad (5.2)$$

čia  $I_s$  – soties srovė;  $a$  – koeficientas, priklausomas nuo sandūros tipo ir temperatūros ( $1 < a < 3$ ).

Kadangi potencialo barjerų aukščiai elektronams ir skylėms nevienodi, tiesioginę įvairialytės sandūros srovę lemia krūvininkai, kuriems potencialo barjero aukštis mažesnis. Kai potencialo barjeras

žemesnis elektronams, jų injekcijos iš N srities į p sritį efektyvumas išreiškiamas formulėmis:

$$g = \frac{j_n}{j} = \frac{j_n}{j_n + j_p} = \frac{1}{1 + j_p / j_n}; \quad (5.3)$$

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{D_{np}}{D_{pN}} \frac{L_{pN}}{L_{np}} \frac{N_d}{N_a} \frac{N_{cp} N_{vp}}{N_{cn} N_{vn}} \exp[(DW_N - DW_p)/kT]; \quad (5.4)$$

$$N_{ik} = 2(2\pi m_{ik} kT / h^2)^{3/2} \quad (5.5)$$

čia  $j_n$  ir  $j_p$  – elektroninės ir skylinės srovių tankiai;  $D_{np}$  ir  $D_{pN}$  – elektronų ir skylių difuzijos koeficientai p ir N srityse;  $L_{np}$  ir  $L_{pN}$  – elektronų ir skylių difuzijos nuotoliai p ir N srityse;  $N_d$  ir  $N_a$  – donorinių ir akceptorinių priemaišų koncentracijos;  $N_{ik}$  – efektinis lygmenų tankis laidumo ( $i = c$ ) ir valentinėje ( $i = v$ ) juostose N ( $k = N$ ) ir p ( $k = p$ ) srityse;  $m_{ik}$  – laidumo elektronų efektinė masė laidumo juostoje ( $i = c$ ) ir skylių koncentracija valentinėje juostoje ( $i = v$ ) N ir p srityse;  $DW_N$  ir  $DW_p$  – N ir p sričių puslaidininkių draudžiamųjų juostų pločiai.

GaAs ir  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  (čia trupmenos žymi aliuminio ir galio atomų skaičiaus ir visų trivalenčių atomų skaičiaus santykį) draudžiamųjų juostų pločiai skiriasi apie 0,37 eV. Tada 300 K temperatūroje eksponentinis daugiklis (5.4) formulėje yra apie  $6 \cdot 10^7$ . Todėl **elektroninės ir skylinės srovių per įvairialytę sandūrą santykį lemia potencialo barjerų elektronams ir skylėms aukščiai**, o ne darinio sričių legiravimas.

Įvairialytės sandūros naudojamos mikrobangų, optinės elektronikos ir kituose puslaidininkiniuose įtaisuose.

### 5.3. MDP dariniai

Tarkime, kad ant monokristalinio puslaidininkio sluoksnio buvo sudarytas dielektriko sluoksnis, o ant jo – metalinis elektrodas. Toks

darinys (5.11 pav., a) vadinamas MDP (metalo-dielektriko-puslaidininkio) dariniu.

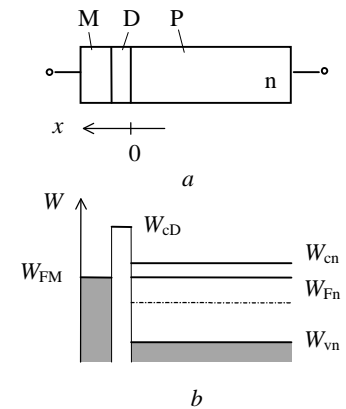
Prie MDP darinio prijungus išvadus (5.11 pav., a), puslaidininkio paviršinį elektrinį laidumą galima valdyti išorine įtampa. Paviršiniu laidumu  $s_s$  vadinamas puslaidininkio vienetinio pločio ir vienetinio ilgio sluoksnio laidumo pokytis, taigi  $s_s = s - s_0$ ; čia  $s_0$  ir  $s$  – paminėto sluoksnio laidumas neveikiant ir veikiant įtampai.

Sakykime, kad puslaidininkis yra n tipo (5.11 pav., a). Dar, kad būtų paprasčiau išsiaiškinti reiškinių MDP darinyje esminius bruožus, tarkime, kad elektrono išlaisvinimo darbas iš metalo toks pat kaip elektrono išlaisvinimo iš puslaidininkio darbas.

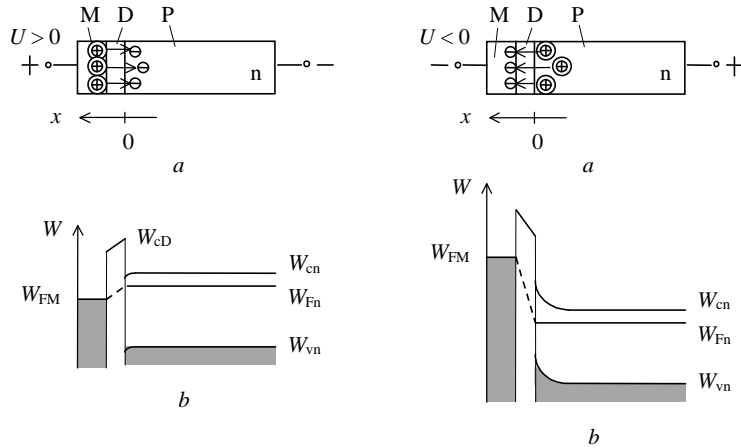
5.11 paveiksle, b, atvaizduota MDP darinio energijos lygmenų diagrama, kai išorinė įtampa neprijungta. Dielektriko sluoksnio draudžiamoji juosta – plati ( $W_{cD}$  yra dielektriko laidumo juostos dugnas), todėl metalo ir puslaidininkio elektronus skiria aukštas potencialo barjeras, ir MDP darinys yra savotiškas kondensatorius.

Prijungta prie MDP darinio išorinė įtampa krinta dielektriko sluoksnyje ir paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje. Pradėjus veikti išorinei įtampai atsiradęs elektrinis laukas gali pakeisti šalia dielektriko esančio puslaidininkio paviršinio sluoksnio laidumą – **gali susidaryti praturtintasis, nuskurintasis ar net inversinis puslaidininkio sluoksnis**.

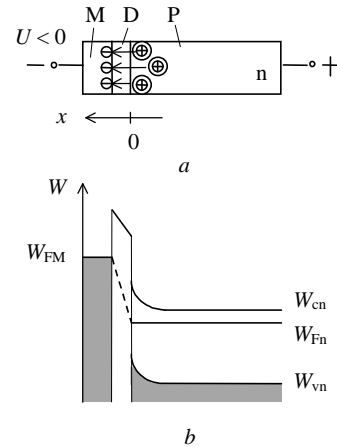
Prijungus prie MDP darinio 5.12 paveiksle, a, parodyto poliškumo įtampą ( $U > 0$ ), metalinis elektrodas įsiskrauna teigiamai. Teigiamas metalinio elektrodo krūvis traukia neigiamus elektronus. Todėl paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje padidėja elektronų koncentracija.



5.11 pav. MDP darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagrama



5.12 pav. MDP darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagrama (b), veikiant išorinei įtampai, susidarius praturtintajam n puslaidininkio sluoksniui



5.13 pav. MDP darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagrama (b), veikiant išorinei įtampai, susidarius nuskurdintajam n puslaidininkio sluoksniui

Kadangi elektrinis laukas šiek tiek prasiskverbia ir į puslaidininkį, prie paviršiaus jo energijos juostos išlinksta (5.12 pav., b). Didėjant veikiančiai įtampai, paviršiniame sluoksnyje didėja pagrindinių krūvininkų – elektronų – koncentracija, ir didėja šio sluoksnio elektrinis laidumas.

Puslaidininkio sluoksnio, į kurį prasiskverbia elektrinis laukas ir kuris pasižymi padidėjusiu laidumu, storį galima rasti sprendžiant Puasono lygtį. Taip įrodoma, kad paviršinio sluoksnio potencialas išreiškiamas formule:

$$j(x) = j_n + j_s \exp(x/L_{Dn}); \quad (5.6)$$

čia  $j_n$  – puslaidininkio potencialas,  $j_s$  – potencialo pokytis paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje,  $x$  – koordinatė (5.12 pav., a),  $L_{Dn}$  – Debajaus (Debye) ekranavimo nuotolis, išreiškiamas formule

$$L_{Dn} = \sqrt{\frac{kT}{q} \frac{e}{qn_n}}; \quad (5.7)$$

čia  $e$  – puslaidininkio dielektrinė skvarba,  $n_n$  – elektronų koncentracija ( $n_n = N_d$ ).

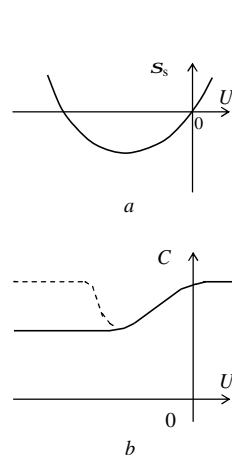
Iš (5.6) ir (5.7) formulų aišku, kad Debajaus ekranavimo nuotolis ir padidėjusio laidumo sluoksnio storis priklauso nuo pagrindinių krūvininkų koncentracijos. Galima apskaičiuoti, kad priemaišiniuose puslaidininkiuose Debajaus ekranavimo nuotolis esti nanometrų eilės. Vadinasi, į priemaišinius puslaidininkius nagrinėjamos krypties elektrinis laukas įsiskverbia labai negiliai ir padidėjusio laidumo sluoksnis yra labai plonas, nes krūvininkai gali telktis ploname sluoksnyje. Dar svarbu pastebėti, kad šio sluoksnio storis nepriklauso nuo įtampos.

Pakeitus išorinės įtampos poliškumą (5.13 pav., a), metalinis elektrodas įsikrauna neigiamai. Jo neigiamas elektros krūvis stumia nuo puslaidininkio vidinio paviršiaus pagrindinius krūvininkus – elektronus. Mažėjant pagrindinių krūvininkų koncentracijai, prie paviršiaus susidaro nuskurdintasis sluoksnis. Kylant įtampai, jis storėja.

Kadangi nuskurdintajame sluoksnyje lieka nesukompensuoti donorų jonai, erdvinio krūvio tankis šiame sluoksnyje išreiškiamas formule  $r = qN_d$ . Atsižvelgę į tai ir išsprendę Puasono lygtį arba pasinaudoję (4.43) lygtimi, galime gauti, kad nuskurdintojo sluoksnio storis išreiškiamas formule:

$$d_n = \sqrt{\frac{2e|j_s|}{qN_d}}. \quad (5.8)$$

Taikydami (5.8) formulę, galime įsitikinti, kad nuskurdintojo sluoksnio storis  $d_n$  esti daug kartų didesnis už Debajaus ekranavimo nuotolį  $L_{Dn}$  ir, didėjant išorinei įtampai, didėja.



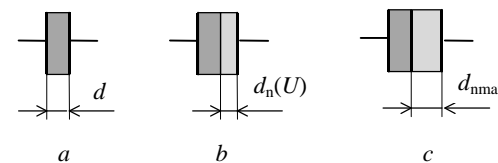
5.14 pav. Puslaidininkio paviršinio laidumo (a) ir MDP darinio talpos (b) priklausomybės nuo įtampos

sluoksnio storis apytikriai lygus Debajaus ekranavimo nuotoliui. Kylant įtampai, skylių koncentracija inversiniame sluoksnyje didėja, todėl didėja ir puslaidininkio paviršinis laidumas.

Puslaidininkio paviršinio laidumo  $S_s$  priklausomybė nuo įtampos  $U$  atvaizduota 5.14 paveiksle, a. Kai  $U > 0$ , kylant įtampai, paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje didėja pagrindinių krūvininkų koncentracija (5.12 pav., a), ir paviršinis laidumas didėja. Kai  $U < 0$ , kylant įtampai, paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje pagrindinių krūvininkų koncentracija ir jo laidumas mažėja. Kai įtampa pasiekia slenkstinę, elektronų ir skylių koncentracijos susilygina. Po to, didėjant įtampai, paviršinis laidumas didėja, nes susidariusiame inversiniame sluoksnyje didėja skylių koncentracija.

Krūvininkų koncentracijos ir puslaidininkio paviršinio laidumo kitimas, kintant statmenam puslaidininkio paviršiui elektriniam laukui,

Nuskurstant paviršiniam puslaidininkio sluoksniui, jo laidumas mažėja. Taip pat svarbu, kad neigiamas metalinio elektrodo krūvis traukia prie puslaidininkio paviršiaus skyles ir, mažėjant pagrindinių krūvininkų – elektronų – koncentracijai  $n$ , didėja skylių koncentracija  $p$ , nes  $p = n_i^2 / n$ . Kai skylių ir elektronų koncentracijos susilygina, puslaidininkio paviršinio sluoksnio laidumas tampa minimalus, nes krūvininkų koncentracijos prie paviršiaus yra tokios, kaip grynajame puslaidininkyje. Toliau kylant įtampai, didėjantis metalinio elektrodo neigiamas krūvis dar labiau stumia elektronus ir traukia skyles. Kai įtampa viršija slenkstinę, skylių koncentracija tampa didesnė už elektronų koncentraciją ir prie puslaidininkio paviršiaus susidaro inversinis skylinio laidumo sluoksnis. Šio



5.15 pav. MDP darinio modeliai, veikiant įvairioms įtampoms

vadinamas *lauko efektu*, arba lauko reiškiniu. Lauko efektu pagrįstas lauko tranzistorių veikimas.

MDP darinio, kaip kondensatoriaus, talpa priklauso nuo išorinės įtampos (5.14 pav., b). Kai veikia įtampa (5.12 pav., a), kuri praturtina paviršinį puslaidininkio sluoksnį pagrindiniais krūvininkais, kondensatoriaus dielektriko vaidmenį atlieka dielektriko sluoksnis, kurio storis  $d$  (5.15 pav., a).

Jeigu veikia įtampa (5.13 pav., a), kuri skurdina paviršinį puslaidininkio sluoksnį, dielektriko vaidmenį atlieka dielektriko sluoksnis kartu su nuskurdintuoju puslaidininkio sluoksniu, kurio storis  $d_n$  (5.15 pav., b). Didėjant įtampai, nuskurdintasis sluoksnis storėja, didėja atstumas  $d + d_n$  tarp kondensatoriaus elektrodų, ir MDP darinio talpa mažėja. Susidarius inversiniam sluoksniui, tarp dielektriko sluoksnio ir nuskurdintojo sluoksnio atsiranda plonas laidus sluoksnis, ir MDP darinį galima nagrinėti kaip du nuosekliai sujungtus kondensatorius (5.15 pav., c). Atsiradus inversiniam sluoksniui ir kylant įtampai, didėja krūvininkų krūvis inversiniame sluoksnyje, elektrinis laukas nuskurdintajame sluoksnyje nebestiprėja, šis sluoksnis nebesiplečia ( $d_n = d_{nmax}$ ), todėl MDP darinio talpa nebekinta.

Tenka pastebėti, kad 5.14 paveiksle, b, išsine linija atvaizduotą MDP darinio voltfaradinę charakteristiką eksperimentiškai galima gauti, kai matavimo grandinėje kintamosios įtampos dažnis yra pakankamai aukštas (viršija šimtus kilohercų) ir virpesių periodas trumpesnis už šalutinių krūvininkų gyvavimo trukmę. Jeigu dažnis žemas, inversiniame sluoksnyje elektrinis krūvis spėja kisti, veikiant



kintamajai įtampos dedamajai. Tada kintamasis elektrinis laukas į nuskurdintąjį sluoksnį neprasiskverbia, ir MDP darinio talpą lemia dielektriko storis. Tuo atveju gaunama MDP darinio voltfaradinė charakteristika, atvaizduota 5.14 paveiksle, *b*, brūkšnine linija.

Analogiški reiškiniai gali vykti metalo, dielektriko ir puslaidininkio dariniuose, tik atitinkami sluoksniai susidaro veikiant priešingo poliškumo įtampoms. Bendra taisyklė tokia: praturtintasis sluoksnis susidaro, kai prie metalinio elektrodo prijungto įtampos poliaus ženklas priešingas puslaidininkio pagrindinių krūvininkų krūvio ženklui; nuskurdintasis ar inversinis sluoksnis susidaro, kai metalinio elektrodo elektros krūvis toks, kad jis stumia pagrindinius puslaidininkio krūvininkus ir traukia šalutinius krūvininkus.

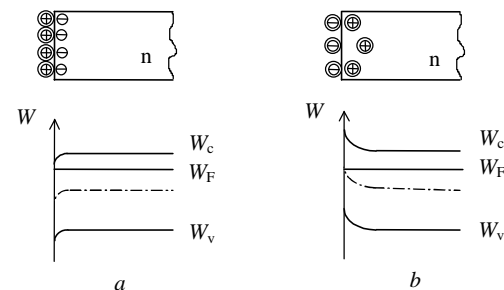
Kai puslaidininkis yra silicis, dielektriko vaidmenį MDP dariniuose dažniausiai atlieka silicio dioksido  $\text{SiO}_2$  sluoksnis, sudaromas oksiduojant puslaidininkio paviršių. Todėl tokie dariniai vadinami MOP dariniais.

#### 5.4. Paviršiniai reiškiniai

Paviršinius reiškinius gali sukelti ne tik elektrinis laukas. Pusalaidininkio kristalo paviršiuje nutrūksta kristalinės gardelės periodiškumas. Be to, kristalo paviršių veikia aplinka. Jis gali adsorbuoti kitų medžiagų atomus.

Įrodoma, kad dėl to, kad kristalinė gardelė prie paviršiaus nutrūksta, atsiranda paviršinės būsenos ir energijos lygmenys, kurių puslaidininkio tūryje nėra. Realių kristalų atveju papildomi paviršiniai lygmenys susidaro dėl adsorbuotų atomų bei kristalinės gardelės defektų (vakansijų, dislokacijų). Šie lygmenys gali atlikti donorų, akceptorų, elektronų ir skylių rekombinacijos ir prilipimo centrų vaidmenį. Todėl paviršiniai lygmenys gali smarkiai pakeisti krūvininkų koncentraciją, judrumą ir paviršinio sluoksnio laidumą.

Sakykime, kad *n* puslaidininkyje yra donorinių lygmenų. Vidutinių temperatūrų srityje donorai yra jonizuoti. Donorų jonai paviršiuje sudaro teigiamą krūvį (5.16 pav., *a*), kurio sukeltas



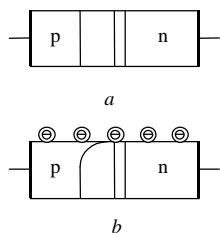
5.16 pav. Krūviai puslaidininkio paviršiuje ir puslaidininkio energijos lygmenų diagramos

elektrinis laukas traukia link paviršiaus elektronus. Dėl elektrinio lauko išlinksta energijos juostos prie kristalo paviršiaus. Padidėjus pagrindinių krūvininkų koncentracijai, padidėja paviršinio sluoksnio laidumas.

Kitokia yra akceptorių sukulto neigiamo paviršinio krūvio įtaka *n* puslaidininkiui (7.16 pav., *b*). Neigiamas krūvis stumia pagrindinius krūvininkus – elektronus – ir traukia šalutinius krūvininkus – skyles. Prie paviršiaus energijos juostos išlinksta taip, kad energinis atstumas tarp laidumo juostos dugno ir Fermio lygmens padidėja. Paviršiniam krūviui didėjant, elektronų koncentracija paviršiniame sluoksnyje mažėja, skylių koncentracija didėja, energijos juostos labiau išlinksta ir prie paviršiaus gali net pasikeisti puslaidininkio laidumo tipas – gali susidaryti inversinis *p* sluoksnis.

*p* puslaidininkio paviršiuje susidaręs neigiamas paviršinis krūvis padidina skylių koncentraciją paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje. Teigiamas paviršinis krūvis sukuria nuskurdintąjį ar net inversinį sluoksnį.

Paviršiniai reiškiniai gali pakeisti puslaidininkinių įtaisų savybes. Paviršiniai lygmenys pagauna krūvininkus, ekranuoja išorinį elektrinį lauką, silpnina lauko efektą ir sukėlė sunkumų kuriant MOP integrinis grandynus ir kitus lauko efektu pagrįstus puslaidininkinius įtaisus. Čia daugiau nesigilindami į paviršinių reiškinių fiziką,



5.17 pav. Staiği nesimetrinė pn sandūra (a) ir ši sandūra (b), susidarius paviršiniam krūviui

sandūros storis prie p srities paviršiaus sumažėja (5.17 pav., b). n sričiai, kur priemaišų koncentracija didelė, paviršinis krūvis neturi žymesnės įtakos.

Prie paviršiaus sumažėjus pn sandūros storiui, ji pramušama, veikiant mažesnei atgalinei įtampai. Pramušimas prasideda prie puslaidininkio paviršiaus.

Taigi paviršiaus užterštumo įtakos puslaidininkinių savybėms ir paviršinių reiškinių negalima pamiršti kuriant ir gaminant integridinius grandynus ir kitus puslaidininkinius įtaisus.

### 5.5. Išvados

1. Laisviesiems elektronams kietasis kūnas yra potencialo duobė. Vidutinis darbas  $A$ , kurį turi atlikti elektronas, ištrūkdamas iš metalo ar puslaidininkio bandinio, yra lygus  $W_0 - W_F$ ; čia  $W_0$  yra toli nuo bandinio esančio ir nejudančio elektrono energija. Darbas  $A$  vadinamas termodinaminiu išlaisvinimo darbu.
2. Jeigu sandūra sudaroma tarp metalo ir n puslaidininkio ir elektronų išlaisvinimo iš metalo darbas  $A_M$  yra didesnis nei išlaisvinimo iš puslaidininkio darbas  $A_n$ , tai elektronai iš

paviršinių reiškinių svarbą iliustruokime paprastu pavyzdžiu – aptarkime paviršinių pn sandūros pramušimą.

Sakykime, kad pn sandūra yra staigi ir nesimetrinė. Jos p srityje akceptorinių priemaišų koncentracija daug mažesnė už donorinių priemaišų koncentraciją n srityje. Tada pn sandūros storis p srityje daug didesnis už jos storį n srityje (5.17 pav., a). Susidarius puslaidininkio paviršiuje neigiamam paviršiniam krūviui, p srities paviršiniame sluoksnyje padidėja skylių koncentracija, ir pn

puslaidininkio, kuriame Fermio lygmuo aukštesnis, teka į metalą. Išėjus elektronams, susidaro nuskurdęs puslaidininkio sluoksnis, pasižymintis didesne savitąja varža. Tarp puslaidininkio likusių nesukompensuotų donorų jonų ir išėjusių į metalą elektronų susidaro vidinis elektrinis laukas, stabdantis elektronų judėjimą į metalą. Pusiausvyros sąlygomis metalo ir puslaidininkio Fermio lygmenys yra vienodi. Pusalaidininkio sluoksnyje, kur veikia elektrinis laukas, energijos juostos išlinksta, ir kontakto tarp puslaidininkio ir metalo srityje susidaro potencialo barjeras, vadinamas Šotkio barjeru. Dėl juostų išlinkimo Fermio lygmuo priartėja prie puslaidininkio draudžiamosios juostos vidurio arba net atsiduria žemiau draudžiamosios juostos vidurio. Taigi, kai  $A_M > A_n$ , metalo ir n puslaidininkio sandūroje susidaro nuskurdintasis didelės varžos užtvarinis sluoksnis arba net inversinis sluoksnis ir pn sandūra.

3. Metalo ir puslaidininkio sandūroje susidaręs užtvarinis sluoksnis pasižymi ventilio savybėmis. Sandūros voltamperinės charakteristika panaši į pn sandūros voltamperinę charakteristiką. Tačiau, tekant per metalo-pusalaidininkio sandūrą su Šotkio barjeru tiesioginei srovei, nėra šalutinių krūvininkų injekcijos ir kaupimo. Todėl puslaidininkiniai įtaisai, kuriuose panaudoti metalo-pusalaidininkio kontaktai su Šotkio barjeriais, pasižymi geromis dažninėmis savybėmis ir didele veikimo sparta. Jeigu reikia nuslopinti ventilies metalo ir n puslaidininkio kontakto savybes ir gauti mažos varžos omini kontaktą, puslaidininkio sluoksnis po kontaktu papildomai legiruojamas donorinėmis priemaišomis.
4. Jeigu elektrono išlaisvinimo iš metalo darbas mažesnis už elektrono išlaisvinimo iš n puslaidininkio darbą ( $A_M < A_n$ ), sandūroje susidaro antiužtvarinis puslaidininkio sluoksnis su padidinta pagrindinių krūvininkų koncentracija ir maža varža.
5. Metalo ir p puslaidininkio kontakte nuskurdintasis arba net užtvarinis sluoksnis susidaro, kai  $A_M < A_p$ . Jeigu  $A_M > A_p$ , sandūroje susidaro laidus praturtintasis sluoksnis.

6. MDP ir MOP darinių puslaidininkio paviršinį laidumą galima valdyti išorine įtampa. Kai prie MDP darinio metalinio elektrodo prijungiamas įtampos polius, kurio ženklas priešingas puslaidininkio pagrindinių krūvininkų ženklui, metalinis elektrodas traukia puslaidininkio pagrindinius krūvininkus. Tada prie puslaidininkio vidinio paviršiaus padidėja pagrindinių krūvininkų koncentracija ir puslaidininkio paviršinio sluoksnio elektrinis laidumas. Veikiant priešingo poliškumo išorinei įtampai, metalinio elektrodo krūvis stumia pagrindinius krūvininkus ir traukia šalutinius krūvininkus. Tada prie vidinio puslaidininkio paviršiaus susidaro mažesnio laidumo nuskurdintasis sluoksnis. Kai įtampa pasiekia slenkstinę, skylių ir elektronų koncentracijos puslaidininkio paviršiuje susilygina, o paviršinis puslaidininkio laidumas tampa minimalus. Dar padidėjus įtampai, susidaro inversinis sluoksnis. Toliau kylant įtampai, šio sluoksnio laidumas didėja. Aptartas reiškinys, kurio esmė ta, kad krūvininkų koncentracijos ir puslaidininkio paviršinio laidumas kinta, kintant statmenam puslaidininkio paviršiui elektriniam laukui, vadinamas lauko efektu.
7. MDP darinys yra savotiškas kondensatorius. Jo dielektriko vaidmenį atlieka dielektriko sluoksnis kartu su puslaidininkio nuskurdintuoju sluoksniu. Nuskurdintojo sluoksnio storis priklauso nuo išorinės įtampos, todėl MDP darinio talpa taip pat priklauso nuo išorinės įtampos.

### 5.6. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kodėl svarbios metalo ir puslaidininkio sandūrų savybės?
2. Ką vadina termodinaminio išlaisvinimo darbu?
3. Kokie procesai vyksta, sudarius metalo ir n puslaidininkio sandūrą, kai  $A_M > A_n$ ?
4. Sudarykite metalo ir n puslaidininkio energinę diagramą, kai  $A_M > A_n$ .
5. Kai išorinė įtampa prijungiama prie metalo ir n puslaidininkio sandūros, kurioje yra užtvarinis sluoksnis, ir puslaidininkio potencialas pakyla,

- visi jo energijos lygmenys (pakyla, nusileidžia), pereinantieji iš puslaidininkio į metalą elektronai sutinka (aukštesnį, žemesnį) potencialo barjerą. Todėl įtampa, kurios neigiamas polius prijungtas prie metalo, o teigiamas – prie n puslaidininkio, yra (tiesioginė, atgalinė) metalo ir n puslaidininkio sandūros įtampa.
6. Jeigu  $A_M > A_n$ , tiesioginė metalo ir n puslaidininkio sandūros įtampa (sumažina, padidina) potencialo barjero aukštį, (sumažina, padidina) nuskurdintojo sluoksnio storį ir turi įtakos elektronų srautui (iš puslaidininkio į metalą, iš metalo į puslaidininkį).
  7. Kodėl, tekant tiesioginei srovei per Šotkio diodą, nesikaupia šalutiniai krūvininkai?
  8. Kokie procesai vyksta sudarius metalo ir n puslaidininkio sandūrą, kai  $A_M < A_n$ ?
  9. Sudarykite metalo ir n puslaidininkio energinę diagramą, kai  $A_M < A_n$ .
  10. Kaip galima sudaryti mažos varžos ominių aliuminio ir n silicio kontaktą?
  11. Metalo-puslaidininkio-metalo darinyje panaudotas puslaidininkio sluoksnis, kurio skersmuo – 100  $\mu\text{m}$ , storis – 2  $\mu\text{m}$ , savitoji varža – 0,1  $\Omega\cdot\text{m}$ . Pirmojo metalo elektronų išlaisvinimo darbas – 1,4 eV, puslaidininkio – 1 eV, antrojo metalo – 0,6 eV. Sudarę darinio energijos lygmenų diagramą, nusakykite jo elektrines savybes. Apskaičiuokite, kokia srovė 290 K temperatūroje tekėtų per darinį, prijungus prie pirmojo metalinio elektrodo 0,5 V teigiamą įtampą antrojo metalinio elektrodo atžvilgiu, jeigu žinoma, kad pakeitus įtampos poliškumą teka 10 nA srovė.  
Ats.: 6,1 mA.
  12. Sudarykite nP darinio energijos lygmenų diagramą, kai puslaidininkių draudžiamųjų juostų pločiai yra 0,7 ir 1,4 eV ir  $A_n < A_p$ . Aptarkite potencialo barjerus sandūroje.
  13. Sudarykite nN darinio energijos juostų diagramą, kai  $A_n > A_N$ .
  14. MOP darinyje panaudotas p puslaidininkis. Kokio poliškumo įtampoms veikiant puslaidininkyje gali susidaryti praturtintasis, nuskurdintasis ir inversinis sluoksniai?
  15. MOP darinyje panaudotas p puslaidininkis. Laikydami, kad elektronų išlaisvinimo darbai iš metalo ir puslaidininkio vienodi, sudarykite šio darinio energines diagramas, kai  $U = 0$ ,  $U < 0$  ir  $U > 0$ .

## 5. Įvairialytės sandūros. MDP dariniai

---

16. MOP darinio puslaidininkio nuskurdintojo sluoksnio storis priklauso nuo (metalinio elektrodo storio, išorinės įtampos, priemaišų koncentracijos, per darinį tekančios srovės).
17. Pagrindinių krūvininkų koncentracija MOP darinio inversiniame sluoksnyje gali būti (nedidelė, labai didelė). Todėl inversinis sluoksnis (būna labai plonas, gali būti storas). Inversinio sluoksnio elektrinis laidumas (priklauso, nepriklauso) nuo išorinės įtampos.
18. Sudarykite MOP darinio ekvivalentinės grandinės schemą. Aptarkite nuo ko, kaip ir kodėl priklauso darinio talpa.
19. MOP darinyje panaudotas p silicio pagrindas, kuriame priemaišų koncentracija –  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Oksido sluoksnio storis –  $0,1 \text{ } \mu\text{m}$ , santykinė dielektrinė skvarba – 4. Apskaičiuokite darinio ploto vieneto talpą, kai  $U = -2 \text{ V}$ ,  $f = 1 \text{ Hz}$ ;  $U = 20 \text{ V}$ ,  $f = 1 \text{ Hz}$ ;  $U = 20 \text{ V}$ ,  $f = 1 \text{ MHz}$ .  
Ats.: 35; 35;  $17,5 \text{ nF/cm}^2$ .

## 6. PUSLAIDININKINIAI DIODAI

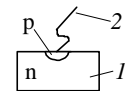
Puslaidininkinį diodą sudaro puslaidininkio kristalo luste sudaryta pn sandūra, išvadai ir korpusas. Silpniau legiruota diodo sritis vadinama *baze*. Kita, labiau legiruota sritis, iš kurios, tekant tiesioginei srovei, į bazę injektuojami krūvininkai, vadinama *emiteriu*. Diodo p srities išvadas vadinamas anodiniu, n srities – katodiniu išvadu.

Šiame skyriuje aptarsime puslaidininkinių diodų tipus ir šių diodų savybes.

### 6.1. Diodų pn sandūrų sudarymo būdai

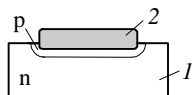
Atsižvelgiant į pn darinių konstrukcijas, puslaidininkiniai diodai skirstomi į taškinius ir plokštinius.

*Taškiniam* diodui naudojamas puslaidininkinės medžiagos lustas, prie kurio prispausta metalinė adata (6.1 pav.). Jeigu puslaidininkis yra elektroninio laidumo, tai adatos galas iš anksto padengiamas trivalente akceptorine priemaiša – aliuminiu, indžiu arba galiu. pn sandūra sudaroma elektrinio formavimo būdu: per kontaktą praleidžiamas galingas srovės impulsas. Jis įkaitina adatos ir kristalo sąlyčio vietą, ir adatos galas įsilydo į puslaidininkį. Be to, aukštoje temperatūroje priemaišos atomai skverbiasi į puslaidininkį. Todėl po adatos galu susidaro nedidelė p puslaidininkio sritis ir pn sandūra. Taškinio diodų pn sandūros plotas paprastai esti ne didesnis kaip  $50 \mu\text{m}^2$ . Taškinio diodų elektrinių savybių ypatumus atskleisime vėliau.



Pirmieji *plokštiniai* diodai buvo gaminami įlydimo būdu. Įlydimo technologijos esmę iliustruoja 6.2 pa-

6.1 pav. Taškinio diodo pn darinys: 1 – puslaidininkio lustas, 2 – metalinė adata

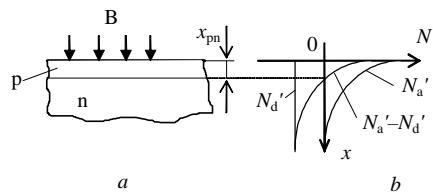


6.2 pav. Lydytinis pn darinys:  
1 – silicio lustas; 2 – aliuminio  
tabletė

veikslas. Į elektroninio laidumo silicio lustą 600–700 °C temperatūroje įlydoma aliuminio tabletė. Aliuminio atomams įsiskverbęs į silicį, aplink aliuminio tabletę susidaro skylinio laidumo silicio sritis. Germanio pn sandūrą galima sudaryti sulydant germanį su

indžiu. Įlydimo būdu sudaromos staigios pn sandūros. Lydytinių sandūrų plotas gali būti didelis.

Tobulesnė yra pn darinių sudarymo technologija, pagal kurią priemaišos atomai į puslaidininkio kristalą difunduoja iš dujinės aplinkos. Difuzijos krosnyje virš elektroninio laidumo silicio praleidžiamas dujų mišinys, kuriame yra akceptorinės priemaišos – boro (6.3 pav., *a*). 1000–1300 °C temperatūroje (artimoje silicio lydymosi temperatūrai) boro atomai dėl koncentracijos gradiento skverbiasi į silicį. Parinkus terminės priemaišų difuzijos temperatūrą ir trukmę, gaunamas pageidaujamas boro pasiskirstymas (6.3 pav., *b*). Efektinė priemaišų koncentracija, kaip žinome, lygi priemaišų koncentracijų skirtumui: jei  $N_a' > N_d'$ , tai  $N_a = N_a' - N_d'$ ; jei  $N_d' > N_a'$ , tai  $N_d = N_d' - N_a'$ ; čia  $N_a'$  ir  $N_d'$  – akceptorinės ir donorinės priemaišų koncentracijos. Todėl, kai akceptorinės priemaišos koncentracija lusto paviršiniame sluoksnyje viršija pradinę donorinės



6.3 pav. pn sandūros sudarymas terminės priemaišų difuzijos būdu (*a*) ir priemaišų pasiskirstymas (*b*)

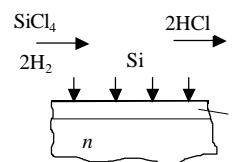
priemaišos koncentraciją, pasikeičia laidumo tipas, paviršinis sluoksnis tampa p puslaidininkiu (6.3 pav.). Taip terminės priemaišų difuzijos būdu sudaroma pn sandūra.

Terminės priemaišų difuzijos būdu galima sudaryti artimą staigiai arba tolydinę pn sandūrą. Sandūros tipą lemia efektinės priemaišų koncentracijos gradientas, priklausantis nuo priemaišų difuzijos sąlygų – temperatūros ir trukmės. Šie veiksniai lemia ir pn sandūros gylį  $x_{pn}$ .

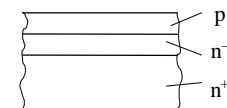
Kadangi terminės priemaišų difuzijos būdu pn sandūra sudaroma perkompensuojant pradines priemaišas, priemaišų koncentracija kitokio laidumo sluoksnyje visuomet yra didesnė nei pradinė priemaišų koncentracija. Kitokio laidumo puslaidininkio sluoksnį su bet kokia priemaišų koncentracija galima sudaryti epitaksijos būdu.

Epitaksijos metu virš silicio plokštelės (padėklo) praleidžiamas dujų srautas. Padėklo paviršiuje aukštoje (apie 1200 °C) temperatūroje vyksta cheminė reakcija tarp srautą sudarančių medžiagų (silicio tetrachlorido  $\text{SiCl}_4$  ir vandenilio  $\text{H}_2$ ). Reakcijos metu išsiskyrę silicio atomai lieka ant padėklo paviršiaus (6.4 pav.). Tvarkingai išsidėstę ant padėklo jie sudaro sluoksnį, kuris pratęsia padėklo kristalinę gardelę. Įmaišius į dujų srautą junginius su priemaišų atomais (pvz.,  $\text{BCl}_3$  ar  $\text{PCl}_3$ ), galima užauginti n, p, taip pat  $n^-$ ,  $p^-$  bei  $n^+$ ,  $p^+$  puslaidininkių sluoksnius. Čia minusas žymi, kad puslaidininkis yra silpnai legiruotas, pliusas reiškia, kad priemaišos koncentracija didelė.

Kartais puslaidininkiniams diodams tikslinga naudoti sudėtingus puslaidininkinius darinius, formuojamus epitaksine-difuzine technologija. Taikant šią technologiją ant  $n^+$  tipo silicio padėklo



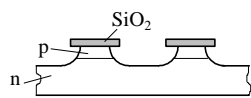
6.4 pav. Silicio epitaksija



6.5 pav. Epitaksine-difuzine technologija sudarytas darinys

užauginamas epitaksinis  $n^-$  silicio sluoksnis. Terminės priemonės difuzijos būdu į šį sluoksnį įvedus akceptorinių priemaišų, paviršinė epitaksinio sluoksnio dalis paverčiama p puslaidininkiu (6.5 pav.).

Plokštinio diodo pn sandūros plotas gali būti didelis. Tada diodas gali praleisti stiprią srovę. Tačiau, jeigu sandūros plotas didelis, sandūros elektrinė talpa yra didelė, o diodo dažninės savybės prastos. Mažo ploto pn sandūroms sudaryti buvo sukurtos mezatechnologijos ir planariosios technologijos.



6.6 pav. Mezadarinys

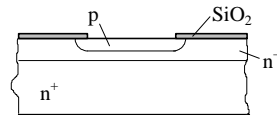
Diodų mezadarinių gamybą iliustruoja 6.6 paveikslas. Kaip padėklas naudojamas n silicis. Terminės priemonės difuzijos būdu padėklo paviršiuje sudaromas p silicio sluoksnis. Po to puslaidininkio paviršius padengiamas silicio dioksido  $\text{SiO}_2$  sluoksniu.

Fotolitografijos būdu silicio dioksido sluoksnis nuo paviršiaus dalies nuėsdinamas. Likęs  $\text{SiO}_2$  sluoksnis naudojamas kaip apsauginis, ęsdinant silicį. Po ęsdinimo gautas darinys atvaizduotas 6.6 paveiksle. Pašalinus silicio dioksido sluoksnį, puslaidininkinė plokštelė dalinama į lustus su nedidelio ploto pn sandūromis.

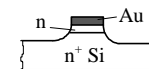
Naudojant *planariją* technologiją, puslaidininkinis darinys formuojamas apdorojant viršutinį plokščią padėklo paviršių. Kai taikoma planarioji epitaksinė-difuzinė technologija, ant  $n^+$  silicio padėklo užauginamas  $n^-$  silicio sluoksnis. Po to paviršiuje sudaromas silicio dioksido sluoksnis ir jame fotolitografijos būdu atidaroma anga, per kurią vykdoma terminė priemaišų difuzija. Perkompensavus pradines priemaišas, sudaroma p laidumo sritis (6.7 pav.). Planarijų darinų sričių išvadus galima jungti prie vienos lusto pusės.

Kartais vietoj pn sandūrų dioduose naudojamos metalo ir puslaidininkio sandūros su Šotkio barjeriais. Šotkio epitaksinio mezadarinio struktūra atvaizduota 6.8 paveiksle. Metalo sluoksnis ant tinkamai apdoroto puslaidininkio paviršiaus užgarinamas vakuume.

Mikrobangų ir lazeriniuose dioduose naudojamos įvairialytės sandūros. Jas išsamiau aptarsime vėliau.



6.7 pav. Planarusis darinys, sudarytas epitaksine-difuzine technologija



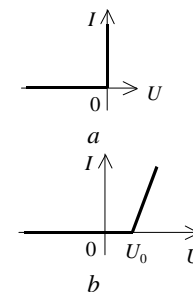
6.8 pav. Epitaksinis Šotkio mezadarinys

Puslaidininkiniai diodai naudojami kintamosios srovės lygintuvuose, detektoriuose, impulsinėse grandinėse, o kartais net kaip generatorių ir stiprintuvų aktyvieji elementai.

## 6.2. Lygintuviniai diodai

Kintamosios srovės lygintuvuose srovės lyginimui panaudojama ventilinė puslaidininkinių diodų savybė. Lygintuvams geriausiai tiktų idealūs ventiliai, kurių voltamperinė charakteristika atvaizduota 6.9 paveiksle, a. Realūs puslaidininkiniai diodai, kaip žinome, atsiveria tik tuomet, kai tiesioginė įtampa tampa didesnė nei slenkstinė įtampa  $U_0$  (6.9 pav., b). Ši įtampa priklauso nuo puslaidininkio.

Svarbiausieji lygintuvinio diodo parametrai – tai didžiausia leidžiamoji tiesioginė srovė ir didžiausia leidžiamoji atgalinė įtampa. Jas riboja pn sandūros perkaitimas ir pramušimas. Diodai, kurių maksimali leidžiamoji srovė stipresnė nei 10 A, vadinami lygintuviniais galios diodais. Galios dioduose naudojamos didelio ploto pn sandūros. Srovės tankis



6.9 pav. Idealaus ventilio (a) ir puslaidininkinio diodo (b) voltamperinės charakteristikos

sandūroje būna iki  $200 \text{ A/cm}^2$ . Siekiant geriau išsklaidyti sandūroje išsiskiriančią šilumą, naudojami radiatoriai, kartais net priverstinis aušinimas. Leidžiamasis silicio sandūrų perkaitimas yra didesnis nei germanio, nes silicio draudžiamoji juosta yra platesnė.

Lygintuvinis diodas mažiau kaista, jeigu jam panaudotas  $n^+n^-p$  darinys, kurio  $n^+$  pagrindas pasižymi maža varža. Stiprias srovės galima lyginti sujungus du ar daugiau diodų lygiagrečiai. Siekiant padidinti atsparumą elektriniam pramušimui, lygintuviniams diodams naudojami  $p^-n$  arba  $pin$  dariniai su plačiomis  $pn$  sandūromis. Aukštoms įtampoms lyginti naudojami lygintuviniai stulpeliai, sudaryti iš nuosekliai sujungtų  $pn$  sandūrų. Jų atgalinė įtampa būna iki dešimčių kilovoltų. Gaminami ir kitokie diodų blokai, pavyzdžiui, blokai, kuriuose diodai sujungti pagal lygintuvinio tiltelio schemą.

Kai diodas naudojamas grandinėje, kur veikia nuolatinė ir kintamoji įtampa, diodo varža nuolatinei srovei ir varža kintamajai srovei yra nevienodos.

Varža nuolatinei srovei (statinė varža) randama pagal formulę:

$$R_s = U_0 / I_0; \quad (6.1)$$

čia  $U_0$  ir  $I_0$  – diodo įtampos ir srovės nuolatinės dedamosios.

Varža silpnai kintamajai srovei (dinaminė, diferencialinė varža) išreiškiama formule:

$$R_d = dU / dI \cong DU / DI; \quad (6.2)$$

čia  $DU$  ir  $DI$  – įtampos pokytis ir jį atitinkantis srovės pokytis diodo darbo taško aplinkoje.

### 6.1 užduotis

Per germanio sandūrą  $300 \text{ K}$  temperatūroje teka  $100 \mu\text{A}$  soties srovė. Apskaičiuokime sandūros statinę ir dinaminę varžas, kai veikia  $0,2 \text{ V}$  tiesioginė įtampa.

Sprendimas

Kai veikia tiesioginė įtampa, per sandūrą teka srovė

$$I = I_s \exp(qU / kT) \cong 0,0001 \exp(0,2 / 0,026) \cong 0,22 \text{ A}.$$

Tada diodo statinė varža

$$R_s = \frac{U}{I} \cong \frac{0,2}{0,22} \cong 0,91 \Omega.$$

Diferencijuodami  $pn$  sandūros voltamperinės charakteristikos išraišką gauname:

$$dI = I_s \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \frac{q}{kT} dU = (I + I_s) \frac{q}{kT} dU.$$

Tada

$$R_d = \frac{dU}{dI} = \frac{kT}{q} \frac{1}{I + I_s} \cong 0,026 \frac{1}{0,22} \cong 0,12 \Omega.$$

### 6.3. Puslaidininkiniai stabilitronai

Prasidėjus  $pn$  sandūros elektriniam pramušimui,  $pn$  sandūros įtampa, kaip žinome, mažai kinta, nors sandūros atgalinė srovė stiprėja. Ši  $pn$  sandūros savybė panaudojama puslaidininkiniuose (silicio) stabilitronuose, skirtuose nuolatinei įtampai stabilizuoti.

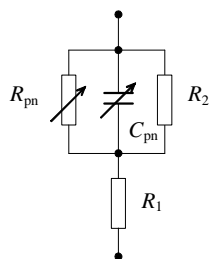
Puslaidininkinių stabilitronų darbo įtampa būna nuo  $3$  iki  $400 \text{ V}$ , didžiausia sklaidomoji galia – nuo šimtų milivatų iki dešimčių vatų. Siekiant sumažinti temperatūrinį įtampos koeficientą, kartais stabilitronuose nuosekliai sujungiamos kelios  $pn$  sandūros. Pavyzdžiui, su mažai legiruota plačia sandūra, kurioje vyksta griūtinis pramušimas, nuosekliai jungiamos kelios  $pn$  sandūros tiesiogine kryptimi. Kylant temperatūrai, griūtinio pramušimo įtampa didėja, o tiesiogine kryptimi įjungtų  $pn$  sandūrų įtampos mažėja. Taip galima gauti mažą temperatūrinį stabilizuojamos įtampos koeficientą.

Mažoms įtampoms stabilizuoti naudojami stabistoriai – puslaidininkiniai diodai, įjungti tiesiogine kryptimi. Jų įtampos temperatūrinis koeficientas neigiamas.

### 6.4. Aukštadažniai diodai

Aukštadažniais vadinami diodai, taikomi plačiame dažnių diapazone (iki kelių šimtų megahercų) lyginti srovę, detektuoti signalus ir atlikti kitokias virpesių apdorojimo funkcijas.





6.10 pav. Aukštadažnio diodo ekvivalentinė grandinė

formule:

$$R_{pn} = \frac{kT}{q} \frac{1}{I + I_s} = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_D}. \quad (6.3)$$

Iš šios formulės matyti, kad pn sandūros dinaminė varža priklauso nuo difuzinės srovės  $I_D$ . Kai  $I = -I_s$ , difuzinė srovė neteka, ir idealios pn sandūros dinaminė varža yra be galo didelė.

pn sandūros talpa susideda iš barjerinės ir difuzinės talpų, kurios priklauso nuo įtampos.

Jeigu veikia ne tik kintamoji įtampa, bet ir nuolatinė atgalinė įtampa, tai diodo pn sandūros dinaminė varža būna didelė, o difuzinė talpa lygi nuliui. Tada diodo ekvivalentinės grandinės schema tampa paprastesnė, sudaryta iš nuosekliai sujungtų bazės varžos  $R_b$  ir barjerinės talpos  $C_b$ . Taigi diodo dažnines savybes lemia laiko konstanta  $t = R_b C_b$ . Mažinant šią konstantą galima išplėsti diodo darbo dažnių diapazoną.

Diodo sandūros barjerinę talpą galima sumažinti mažinant pn sandūros plotą. Ši diodų dažninių savybių gerinimo galimybė panaudojama taškiniuose, mikrolydytiniuose dioduose, mezadioduose ir planariuosiuose dioduose, kuriuose bazės skerspjūvio plotas daug didesnis nei pn sandūros plotas. Jeigu plokštinio diodo bazės

Diodo ekvivalentinė grandinė silpnai kintamajai srovei atvaizduota 6.10 paveiksle, a. Joje  $R_{pn}$  – pn sandūros dinaminė varža,  $C_{pn}$  – sandūros talpa,  $R_1$  – p ir n sričių, esančių už pn sandūros ribų (diodo bazės ir emiterio) varža,  $R_2$  – nuotėkio varža.

Bazės varža paprastai būna daug didesnė už emiterio varžą. Todėl varžą  $R_1$  nulemia bazės varža  $R_b$ .

Pagal (6.2) ir (4.27) formules pn sandūros dinaminė varža išreiškiama

skerspjūvio plotas lygus pn sandūros plotui, tai mažėjant sandūros plotui, didėja bazės varža, ir laiko konstanta  $t$  gali nesumažėti.

Varža  $R_b$  sumažėja, padidinus bazėje priemaišų koncentraciją. Tačiau, esant didesnei priemaišų koncentracijai, pn sandūra tampa plonesnė. Kai pn sandūra plonesnė, jos barjerinė talpa yra didesnė, o pramušimo įtampa – mažesnė. Taigi tenka ieškoti kitų laiko konstantos  $t$  mažinimo būdų.

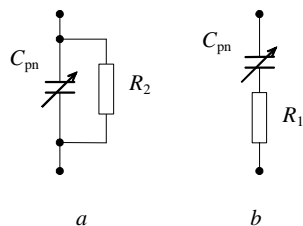
Plokštinių diodų bazės varžą ir sandūros barjerinę talpą pavyksta sumažinti, panaudojant epitaksine-difuzine technologija sudarytus  $n^+n^-p$  darinius (6.5 pav.). Juose silpnai legiruota  $n^-$  bazės sritis esti plona, todėl bazės varža maža. pn sandūra susidaro tarp silpnai legiruočių sričių, taigi ji yra stora, jos barjerinė talpa maža, o pramušimo įtampa pakankamai didelė.

Nagrinėjant mikrobangų puslaidininkinių diodų savybes, reikia atsižvelgti ne tik į diode panaudoto puslaidininkinio lusto parametrus, bet ir į diodo išvadų parazitinių induktyvumą  $L$  bei parazitinę talpą tarp išvadų  $C$ . Mikrobangų srityje naudojami Šotkio ir taškiniai diodai. Siekiant, kad būtų mažesnis kontakto plotas, taškinių diodų metalinė adata nusmailinama. Kontaktas elektriniu būdu neformuojamas, taigi naudojamas metalo-puslaidininkio kontaktas. Siekiant sumažinti induktyvumą  $L$  ir talpą  $C$ , mikrobangų detektoriniai ir kiti diodai gaminami be vielinių išvadų.

### 6.5. Varikapai

pn sandūros barjerinė talpa priklauso nuo atgalinės įtampos. Remiantis šia pn sandūros savybe buvo sukurti *varikapai* – kintamosios talpos diodai, dar vadinami *varaktoriais*. Taigi varikapai yra puslaidininkiniai diodai, naudojami kaip elektrinio valdymo kondensatoriai, jų talpa valdoma keičiant sandūros atgalinę įtampą.

Varikapo savybes apibūdina voltfaradinė charakteristika  $C = f(U_R)$ . Ji priklauso nuo pn sandūros sudarymo būdo ir tipo. Svarbiausi varikapo parametrai – tai maksimali talpa  $C_{max}$ , minimali



6.11 pav. Varikapo ekvivalentinės grandinės

talpa  $C_{\min}$  ir koeficientas  $k_C = C_{\max} / C_{\min}$ . Maksimali varikapų talpa būna iki kelių šimtų pikofaradų, koeficientas  $k_C$  – iki 5, kartais net iki 10.

Dar vienas svarbus varikapo parametras yra jo elektrinė kokybė  $Q$ , kurią lemia reaktyviosios  $X_e$  ir aktyviosios  $R_e$  varžų santykis:

$$Q = X_e / R_e. \quad (6.4)$$

Varikapo kokybė priklauso nuo jo, kaip aukštadažnio diodo, ekvivalentinės grandinės (6.10 pav.) parametrų. Tiesa, kai veikia atgalinė įtampa, pn sandūros dinaminė varža  $R_{pn}$  yra labai didelė, todėl jos galima nepaisyti.

Kai dažnis žemas, varža  $R_1$  yra maža lyginant su likusios grandinės dalies varža, todėl varikapo ekvivalentinės grandinės schema tampa dar paprastesnė (6.11 pav., a). Tada, užrašę grandinės pilnutinės varžos išraišką ir radę šios varžos dedamąsias, pagal (6.4) formulę gautume:

$$Q = \omega C_{pn} R_2. \quad (6.5)$$

Kai dažnis aukštas, talpos varža tampa maža, ir galima nepaisyti nuotėkio varžos įtakos (6.11 pav., b). Tada

$$Q = 1 / \omega C_{pn} R_1. \quad (6.6)$$

Taigi varikapo kokybę lemia nuotėkio varža ir bazės varža. Iš formulių (6.5) ir (6.6) matyti, kad, kylant dažniui, kokybė didėja, pasiekia maksimalią vertę ir paskui aukštų dažnių srityje, kai lemiamos įtakos turi bazės varža, mažėja.

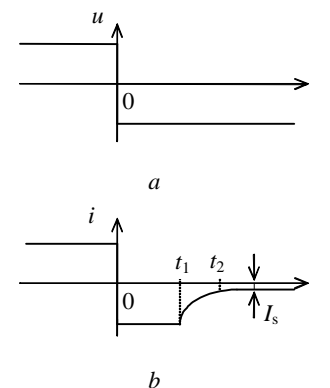
Varikapai naudojami elektriniu būdu derinamuose radijo ir televizinių imtuvų virpamuosiuose kontūruose, parametriniuose stiprintuvuose ir kituose įtaisuose, kur reikia elektriniu būdu valdomų nedidelių talpų.

## 6.6. Impulsiniai diodai

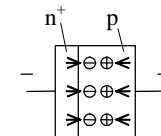
Impulsiniai diodai naudojami impulsinės technikos įtaisuose. Impulso frontai išlieka statūs, jeigu grandinės praleidžiamųjų dažnių juosta plati. Taigi impulsiniai diodai turi būti aukštadažniai.

Kad išsiaiškintume puslaidininkinio diodo impulsinės veiksenos ypatumus, panagrinėkime diodu tekančią srovę, kai, veikus tiesioginei įtampai, staiga pakeičiamas įtampos poliškumas (6.12 pav., a).

Sakykime, kad priemaišų koncentracija diodo n srityje – emityeryje – daug kartų didesnė už priemaišų koncentraciją p srityje – bazėje. Tada, veikiant tiesioginei įtampai, vyksta elektronų difuzija per pn sandūrą ir jų injekcija į bazę. Tekant tiesioginei srovei, pn sandūroje ir diodo bazėje yra daug nepusiausvirųjų elektronų ir skylių (6.13 pav.). Todėl laiko momentu  $t=0$  staiga pasikeitus įtampos poliškumui, per sandūrą teka stipri atgalinė srovė (6.12 pav., b). Šios srovės stiprį riboja tik diodo bazės ir grandinės, kurioje diodas įjungtas, varžos. Tekant stipriai atgalinei srovei, elektronai, kaip šalutiniai krūvininkai,



6.12 pav. Impulsinio diodo įtampų ir srovių diagramos



6.13 pav. Nepusiausvirieji krūvininkai impulsinio diodo bazėje, tekant tiesioginei srovei

ekstrahuojami (ištraukiami, išsiurbiami) iš bazės, ir pn sandūra plečiasi. Tuo pat metu, žinoma, vyksta ir rekombinacija. Dėl šių reiškinių nepusiausvirųjų krūvininkų mažėja, ir, praėjus tam tikram laikui  $t_1$ , diodo atgalinė srovė pradeda silpnėti (6.12 pav., *b*). Prabėgus laikui  $t_2$ , nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija pn sandūros aplinkoje sumažėja ir atsikuria didelė diodo atgalinė varža.

Iš aptarimo aišku, kad diodas gali atlikti ventilio funkcijas tik tuomet, kai atgalinės įtampos impulso trukmė daug ilgesnė už laiko tarpą  $t_a = t_2$ , per kurį atsikuria sandūros atgalinė varža. Kitaip tariant impulsinis diodas turi tenkinti sąlygą:

$$t_a \ll T = \frac{1}{f}; \quad (6.7)$$

čia  $T$  – virpesių periodas,  $f$  – dažnis.

Siekiant pagreitinti atgalinės varžos atsistatymą ir padidinti impulsinių diodų veikimo spartą, reikia mažinti pn sandūros difuzinę talpą. Tai galima padaryti mažinant krūvininkų gyvavimo trukmę ir šalutinių krūvininkų bazėje sukurtą krūvį.

Siekiant sumažinti krūvininkų gyvavimo trukmę, puslaidininkiai legiruojami specialiomis priemonėmis. Kaip silicio priemaiša dažnai naudojamas auksas.

Šalutinių krūvininkų ekstrakcijos trukmę pavyksta sumažinti pn darinių gamyboje taikant difuzinę bei epitaksinę-difuzinę technologijas. Difuzinio diodo bazėje dėl netolygaus priemaišų pasiskirstymo susikuria elektrinis laukas, stabdantis šalutinių krūvininkų difuziją. Tada šalutiniai krūvininkai kaupiasi prie pn sandūros. Pradėjus veikti atgalinei įtampai, jie greičiau ekstrahuojami. Epitaksijos ir difuzijos būdu sudarytuose  $n^+n^-p$  dariniuose silpnai legiruotas bazės sluoksniu yra plonas. Tekant difuzinei srovei, krūvininkai šį sluoksnį greitai įveikia ir  $n^+$  srityje greitai rekombinuoja. Kai prie pn sandūros nepusiausvirasis krūvis mažesnis, jis greičiau ekstrahuojamas.

Didelė veikimo sparta pasižymi Šotkio diodai. Kaip jau žinome, jiems būdinga labai vertinga savybė: tekant tiesioginei srovei, įveikę

metalo-puslaidininkio sandūrą puslaidininkio elektronai patenka į metalą, taigi nėra šalutinių krūvininkų injekcijos ir kaupimo.

Impulsinių diodų veikimo sparta priklauso ir nuo barjerinės talpos. Todėl pageidautina, kad impulsinio diodo pn sandūros plotas būtų mažas.

Impulsiniams diodams keliamus reikalavimus geriausiai tenkina taškiniai, mikrolydytiniai diodai, difuziniai mezadiodai, epitaksiniai-difuziniai planarieji diodai, Šotkio mezadiodai.

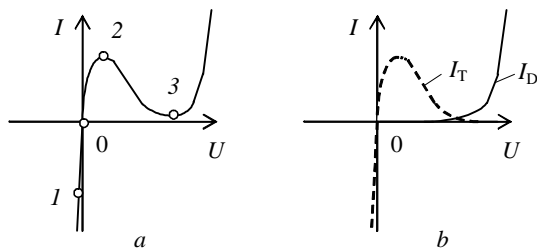
Kadangi dėl stabdančio elektrinio lauko difuziniuose dioduose šalutiniai krūvininkai kaupiasi ploname bazės sluoksnyje, pasibaigus šalutinių krūvininkų ekstrakcijai, atgalinė srovė staiga silpnėja. Ši difuzinių diodų savybė panaudojama formuoti impulsams su labai trumpais frontais. Tam tikslui skirti diodai vadinami *krūvio kaupimo* diodais. Krūvio kaupimo diodų pn dariniai formuojami taikant difuzinę, epitaksinę-difuzinę bei planariąsias technologijas.

### 6.7. Tuneliniai ir atvirkštiniai diodai

1958 metais L. Esakis (*Esaki*) pastebėjo, kad, esant labai didelėms priemaišų koncentracijoms p ir n srityse, pn sandūros voltamperinė charakteristika yra anomali (6.14 pav., *a*). Charakteristikos anomaliją lemia tunelinė srovė.

Kai priemaišų koncentracija viršija  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , puslaidininkis išsigimsta. Priemaišiniai lygmenys sudaro leidžiamąsias juostas. Iš donorinių lygmenų sudaryta juosta persikloja su laidumo juosta; išsigimusiame n puslaidininkyje Fermio lygmuo yra laidumo juostoje (2.21 pav., *a*). Juosta, sudaryta iš akceptorinių lygmenų persikloja su valentine juosta; išsigimusiame p puslaidininkyje Fermio lygmuo yra valentinėje juostoje (2.21 pav., *b*).

Išsigimusių puslaidininkių sandūra esti labai plona ( $d \cong 0,01 \mu\text{m}$ ). 6.15 paveiksle atvaizduota tokia sandūra ir jos energijos lygmenų diagramos, atitinkančios 6.14 paveiksle, *a*, pažymėtus keturis voltamperinės charakteristikos taškus.



6.14 pav. Tunelinio diodo voltamperinė charakteristika (a) ir diodo srovės dedamosios (b)

Kai neveikia išorinė įtampa, Fermio lygmuo yra bendras visam dariniui (6.15 pav., b). Per sandūrą srovė neteka.

Prijungus atgalinę įtampą, prieš elektronų užimtus valentinės juostos lygmenis atsiranda neužimtų laidumo juostos lygmenų (6.15 pav., c). Kadangi šiuos lygmenis skiria labai plonas potencialo barjeras, tai elektronai iš p srities valentinės juostos tuneliniu būdu skverbiasi į n srities laidumo juostą. Didėjant atgalinei įtampai, prieš užimtus lygmenis atsiduria vis daugiau laisvų lygmenų. Todėl tunelinė srovė ir pn sandūros atgalinė srovė sparčiai stiprėja.

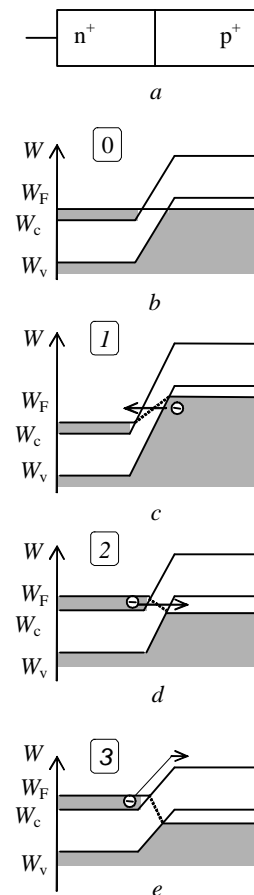
Pradėjus veikti tiesioginei įtampai, prieš elektronų užimtus laidumo juostos lygmenis atsiranda neužimtų valentinės juostos lygmenų. Kylant įtampai, tokių lygmenų daugėja ir jų skaičius pasiekia maksimumą (6.15 pav., d) voltamperinės charakteristikos 2 taške.

Toliau kylant tiesioginei įtampai, ima mažėti lygmenų, esančių prieš neužimtus leidžiamuosius energijos lygmenis, skaičius. Atitinkamai kinta ir tunelinė srovė. 6.15 paveiksle, e, atvaizduota pn sandūros energijos lygmenų diagrama, atitinkanti voltamperinės charakteristikos 3 tašką. Šiame taške tunelinė srovė neteka, tačiau tiesioginė sandūros srovė nelygi nuliui. Taip yra todėl, kad, veikiant tiesioginei įtampai, sandūroje sumažėja potencialo barjero aukštis ir pradeda tekėti difuzinė srovė. Kylant tiesioginei įtampai, ji stiprėja.

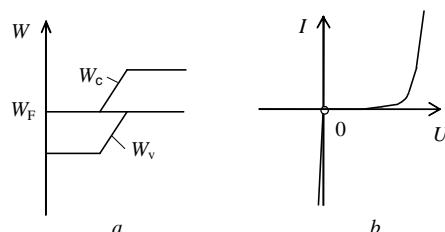
Taigi išsigimusių puslaidininkinių pn sandūros voltamperinės charakteristikos eigą lemia tunelinė ir difuzinė srovės. Tai iliustruoja 6.14 paveikslas, b, kuriame atvaizduotos tunelinės  $I_T$  ir difuzinės  $I_D$  srovių priklausomybės nuo įtampos. Sumuodami šias sroves, gauname tunelinio diodo voltamperinę charakteristiką, atvaizduotą 6.14 paveiksle, a.

Tunelinio diodo voltamperinės charakteristikos dalyje tarp 2 ir 3 taškų dinaminė varža yra neigiama. Todėl tunelinius diodus galima naudoti silpniems elektriniams virpesiams stiprinti ir generuoti. Tekant tunelinei srovei, elektronai tiesiai iš n srities laidumo juostos patenka į p srities valentinę juostą, taigi nesikaupia šalutiniai krūvininkai. Todėl tuneliniai diodai pasižymi didele veikimo sparta ir yra naudojami formuoti trumpų frontų impulsus. Dėl gerų dažninių savybių tuneliniai diodai naudojami mikrobangų įtaisuose.

Parinkus mažesnę priemaišų koncentraciją, galima pasiekti, kad n srityje Fermio lygmuo sutaptų su laidumo juostos dugnu, o p srityje – su valentinės juostos viršumi (6.16 pav., a). Tada



6.15 pav. Išsigimusių puslaidininkinių pn darinys (a) ir jo energijos lygmenų diagramos (b-e)



6.16 pav. Atvirkštinio diodo pn darinio energijos lygmenų diagrama (a) ir voltamperinė charakteristika (b)

tunelinė srovė teka tik veikiant atgalinei įtampai, ir gaunama 6.16 paveiksle, b, atvaizduota diodo voltamperinė charakteristika. Kaip matyti, kai veikia nedidelė įtampa, diodo atgalinė srovė esti stipresnė nei tiesioginė. Diodo atgalinė varža yra daug mažesnė už jo varžą tiesiogine kryptimi. Todėl toks diodas vadinamas *atvirkštinio* diodu. Atvirkštiniai diodai taikomi silpnų aukštadažnių signalų apdorojimo įtaisuose, pavyzdžiui, detektoriuose.

### 6.8. Išvados

1. Taškinį diodą sudaro puslaidininkio lustas, prie kurio prispausta metalinė adata. Plokštinių diodų gamyboje taikomos įlydimo, difuzinė, epitaksinė-difuzinė, planarioji ir kitos technologijos. Kartais vietoje pn sandūrų dioduose naudojamos metalo-puslaidininkio sandūros su Šotkio barjerais.
2. Puslaidininkinių diodų veikimas pagrįstas ventiline pn sandūros savybe. Puslaidininkiniuose stabilitronuose, skirtuose nuolatinei įtampai stabilizuoti, panaudojami tunelinis ir griūtinis pn sandūros pramušimai. Mažoms įtampoms stabilizuoti naudojami stabistoriai – puslaidininkiniai diodai, įjungti tiesiogine kryptimi.

Varikapuose panaudojama pn sandūros barjerinės talpos priklausomybė nuo atgalinės įtamos.

3. Lygintuviniuose dioduose naudojamos didelio ploto pn sandūros. Siekiant geriau sklaidyti sandūrose išsiskiriančią šilumą, lygintuviniai galios diodai montuojami ant radiatorių, o kartais net priverstinai aušinami. Siekiant padidinti leidžiamąją atgalinę įtampą, panaudojami pin diodai su plačiomis pn sandūromis. Aukštoms įtampoms lyginti naudojami lygintuviniai stulpeliai, sudaryti iš nuosekliai sujungtų pn sandūrų.
4. Aukštadažnis diodas turi turėti mažą bazės varžą ir mažą pn sandūros barjerinę talpą. Mažą plokštinių pn sandūrų barjerinę talpą ir mažą bazės varžą pavyksta gauti panaudojant epitaksine-difuzinę technologiją sudarytus planariusius  $n^+n^-p$  darinius. Mikrobangų ruože naudojami Šotkio ir taškiniai diodai.
5. Impulsinių diodų veikimo spartą riboja šalutinių krūvininkų ekstrakcijos iš diodo bazės ir diodo atgalinės varžos atsistatymo procesai. Siekiant pagreitinti atgalinės varžos atsistatymą, reikia mažinti pn sandūros difuzinę talpą. Kaip mažos galios impulsiniai diodai naudojami taškiniai diodai, difuziniai mezadiodai, epitaksiniai-difuziniai planarieji diodai. Didelė veikimo sparta būdinga Šotkio diodams, kuriuose, tekant tiesioginei srovei, nesikaupia šalutiniai krūvininkai.
6. Tuneliniuose dioduose naudojamos plonos pn sandūros, susidarantios tarp stipriai legiruotų p ir n sričių. Dėl tunelinės srovės tunelinio diodo voltamperinė charakteristika yra anomali ir turi krintančią dalį, kurioje diodo dinaminė varža yra neigiama. Tekant tunelinei srovei, nesikaupia šalutiniai krūvininkai, todėl tuneliniai diodai pasižymi didele veikimo sparta.
7. Atvirkštinių diodų pn darinių sritys legiruotos tiek, kad tunelinė srovė pradeda tekėti, veikiant atgalinei įtampai. Kai veikia nedidelė įtampa, atvirkštinio diodo atgalinė srovė esti stipresnė nei tiesioginė.

### 6.9. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kaip gaminami taškiniai diodai?
2. Kas būdinga plokštiniams diodams? Išvardinkite jų gamybos technologijas.
3. Kaip pn sandūros sudaromos terminės priemonių difuzijos būdu?
4. Aptarkite epitaksijos technologiją ir jos taikymą pn dariniams formuoti.
5. Kaip gaminami mezadiodai? Kokiomis savybėmis jie pasižymi?
6. Aptarkite planariosios technologijos esmę ir planariųjų epitaksinių-difuzinių diodų savybes.
7. Aptarkite lygintuvinių ir lygintuvinių galios diodų ypatumus.
8. Nubraižykite aukštadažnio diodo ekvivalentinės grandinės schemą. Aptarkite, kas lemia diodo dažnines savybes.
9. Aptarkite diodų dažninių savybių gerinimo būdus.
10. Silicio diodo soties srovė  $125^{\circ}\text{C}$  temperatūroje yra  $30\text{ }\mu\text{A}$ . Apskaičiuokite diodo statinę ir dinaminę varžas, kai veikia  $0,2\text{ V}$  tiesioginė ir atgalinė įtampa.  
Ats.:  $20\text{ }\Omega$ ,  $6,7\text{ k}\Omega$ ;  $3,4\text{ }\Omega$ ,  $390\text{ k}\Omega$ .
11. Išveskite diodo statinės ir dinaminės varžų išraiškas, įvertindami diodo bazės varžą  $R_B$ .
12. Paaiškinkite puslaidininkinio stabilitrono veikimą. Aptarkite, kas lemia stabilitrono įtampos temperatūrinį koeficientą. Kaip pavyksta jį sumažinti?
13. Kokia varikapų paskirtis? Aptarkite jų parametrus. Paaiškinkite nuo ko ir kaip priklauso varikapo elektrinė kokybė.
14. Diodo bazės varža –  $10\text{ }\Omega$ , jo pn sandūros barjerinė talpa –  $5\text{ pF}$ . Įvertinkite diodo darbo dažnių juostą.
15. Aptarkite taškinio diodo dažnines savybes.
16. Kokie procesai riboja impulsinio diodo veikimo spartą?
17. Kaip pavyksta sumažinti diodo atgalinės varžos atsistatymo trukmę?
18. Kodėl didelė veikimo sparta būdinga Šotkio diodams?
19. Įvertinkite diodo darbo dažnių diapazoną, jeigu žinoma, kad diodo atgalinė varža atsistato per  $4\text{ ns}$ .  
Ats.:  $\sim 25\text{ MHz}$ .
20. Kas būdinga tunelinio diodo pn sandūrai?
21. Iš kokių dedamųjų susideda tunelinio diodo srovė?

22. Sudarykite tunelinio diodo pn sandūros energijos lygmenų diagramą.
23. Aptarkite, kaip ir kodėl tunelinė srovė priklauso nuo įtampos.
24. Kodėl tuneliniai diodai pasižymi didele veikimo sparta? Kam jie taikomi?
25. Kas būdinga atvirkštinio diodo sandūrai ir voltamperinei charakteristikai?

06. Psl.diodai 200308 2003.08.26

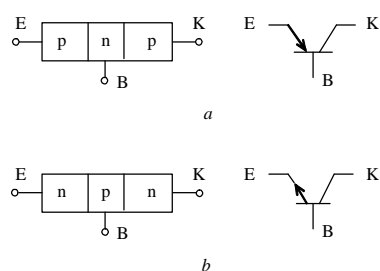
## 7. DVIPOLIAI TRANZISTORIAI

1947 metais JAV *Bell* laboratorijose Bardynas (*J. Bardeen*) ir Bratenas (*W. H. Brattain*), tirdami taškinį diodą, netoli nuo adatos kontakto su germanio lustu prijungė zondą – kitą adatą – ir pastebėjo, kad srovė zondo grandinėje priklauso nuo srovės, tekančios per diodą. Šis reiškinys buvo panaudotas taškiniuose tranzistoriuose. Tobulesnio – plokštinio – tranzistoriaus teoriją 1949 metais paskelbė Šoklis (*W. Shockley*). Dž. Bardynui, V. Bratenui ir V. Šokliui už dvipolio tranzistoriaus išradimą 1956 metais buvo paskirta Nobelio premija.

Šiame skyriuje nagrinėsime dvipolių tranzistorių sandarą, veikimą, charakteristikas, parametrus, ekvivalentines grandines, savybes ir aptarsime tranzistorinių struktūrų sudarymo būdus.

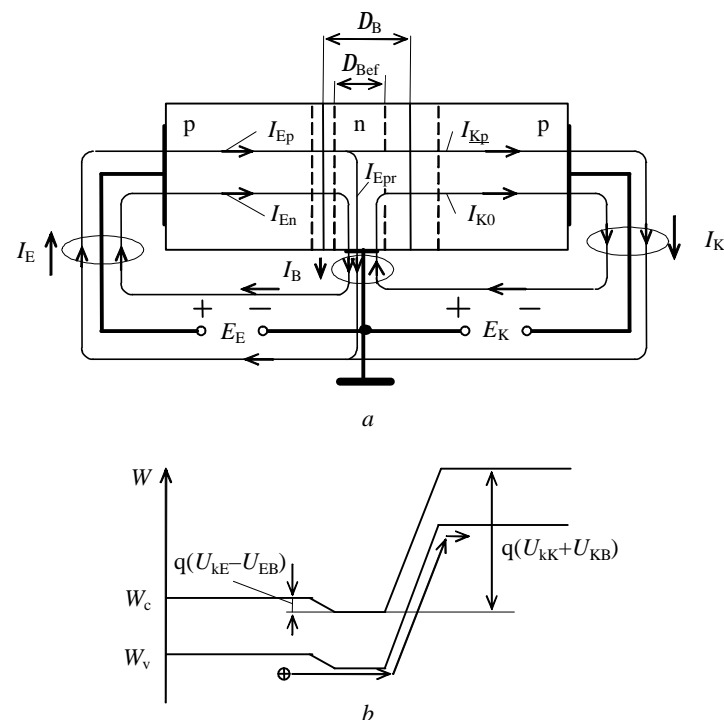
### 7.1. Sandara ir veikimas

Dvipolis tranzistorius sudarytas iš trijų puslaidininkio monokristalo skirtingo laidumo sričių, tarp kurių yra dvi sąveikaujančios pn sandūros. Dvipoliai tranzistoriai būna pnp ir npn struktūros (7.1 pav.).



7.1 pav. pnp (a) ir npn (b) tranzistorių dariniai ir žymenys schemose

Vidurinė pnp ir npn darinių sritis vadinama baze (angl. – *base*). Likusios dvi kitokio laidumo sritys vadinamos emiteriu (*emitter*) ir kolektoriumi (*collector*). Sandūra tarp emiterio ir bazės vadinama emiterio sandūra, sandūra tarp bazės ir kolektoriaus – kolektoriaus sandūra.



7.2 pav. pnp tranzistoriaus jungimo schema, tekančios srovės (a) ir energijos lygmenų diagrama (b)

Aptariami tranzistoriai vadinami dvipoliais, dvikrūviais arba bipoliariais, todėl, kad juose teka abiejų tipų krūvininkų (elektroninės ir skylinės) srovės.

Nagrinėkime pnp tranzistorių, įjungtą pagal bendrosios bazės schemą (7.2 pav.). Grandinėje panaudoti du maitinimo šaltiniai. Bazės ir emiterio grandinėje įjungtas šaltinis, kurio įtampa emiterio sandūrai yra tiesioginė. Kolektoriaus ir bazės grandinėje įjungtas šaltinis, kurio

įtampa kolektoriaus sandūrai yra atgalinė. Tokiose sąlygose tranzistorius gali stiprinti elektrinius virpesius.

Veikiant emiterio sandūroje tiesioginei įtampai  $U_{BE}$ , emiterio sandūroje potencialo barjero aukštis tampa  $q(U_{KE} - U_{EB})$ ; čia  $U_{KE}$  – kontaktinis potencialų skirtumas emiterio sandūroje. Sumažėjus potencialo barjero aukščiui, per emiterio sandūrą teka tiesioginė srovė  $I_E$ . Ją sudaro skylinė ir elektroninė dedamosios:

$$I_E = I_{Ep} + I_{En} . \quad (7.1)$$

Elektroninę srovę  $I_{En}$  sukuria iš bazės į emiterį difunduojantys elektronai, skylinę srovę  $I_{Ep}$  – iš emiterio į bazę difunduojančios skylės (7.2 pav., a).

Injektuotos iš emiterio į bazę skylės tampa šalutiniais krūvininkais ir difunduoja koncentracijos mažėjimo kryptimi link kolektoriaus sandūros (7.2 pav., b). Priartėjusias prie kolektoriaus sandūros skyles pagauna šios sandūros elektrinis laukas ir permeta į kolektoriaus sritį. Taip atsiranda per kolektoriaus sandūrą tekanti *pagrindinė* tranzistoriaus srovė  $I_{Kp}$ .

Ne visos skylės pasiekia kolektoriaus sandūrą. Dalis skylių bazėje susitinka su pagrindiniais bazės krūvininkais – elektronais ir rekombinuoja. Dėl to atsiranda skylių rekombinacinė srovė  $I_{Epr}$ . Įveikusios emiterio sandūrą skylės pasiekia kolektoriaus sandūrą arba rekombinuoja, todėl

$$I_{Ep} = I_{Kp} + I_{Epr} . \quad (7.2)$$

Kai kolektoriaus sandūroje veikia atgalinė įtampa  $U_{KB}$ , potencialo barjero aukštis kolektoriaus sandūroje yra  $q(U_{KK} + U_{KB})$ ; čia  $U_{KK}$  – kontaktinis potencialų skirtumas kolektoriaus sandūroje. Aukšto barjero negali įveikti bazės ir kolektoriaus sričių pagrindiniai krūvininkai, todėl per kolektoriaus sandūrą teka pagrindinė tranzistoriaus srovė  $I_{Kp}$  ir dreifinė srovė  $I_{K0}$ . Taigi  $I_K = I_{Kp} + I_{K0}$ . Srovę  $I_{K0}$  sukuria kolektoriaus sandūros aplinkoje generuojami savieji puslaidininkio krūvininkai. Šie krūvininkai ir atgalinė

kolektoriaus sandūros srovė  $I_{K0}$  atsiranda dėl šiluminių kristalinės gardelės virpesių. Todėl srovė  $I_{K0}$  kartais vadinama šilumine srove. Kai  $I_E = 0$ , tai  $I_{Kp} = 0$  ir  $I_K = I_{K0}$ . Taigi  $I_{K0}$  yra kolektoriaus sandūros soties srovė, kai emiterio grandinė nutraukta.

Iš tranzistoriaus srovių aptarimo ir 9.2 paveikslo, a, aišku, kad ryšys tarp tranzistoriaus išvadų srovių ir išvardytų tranzistoriaus srovių dedamųjų išreiškiamas formulėmis:

$$I_E = I_{En} + I_{Ep} = I_{En} + I_{Kp} + I_{Epr} , \quad (7.3)$$

$$I_K = I_{Kp} + I_{K0} . \quad (7.4)$$

$$I_B = I_{En} + I_{Epr} - I_{K0} . \quad (7.5)$$

Nesunku įsitikinti, kad

$$I_E = I_K + I_B . \quad (7.6)$$

Tranzistoriaus bazės srovė esti silpna. Tada  $I_K \equiv I_E$ . Stiprėjant tranzistoriaus emiterio srovei  $I_E$ , stiprėja pagrindinė tranzistoriaus srovė  $I_{Kp}$  ir jo kolektoriaus srovė  $I_K$ . Taigi **tranzistoriaus emiterio srovė valdo jo kolektoriaus srovę**.

Vienas svarbiausių dvipolio tranzistoriaus parametrų yra jo *statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas*, išreiškiamas formule:

$$A = \frac{I_{Kp}}{I_E} . \quad (7.7)$$

Šio perdavimo koeficiento reikšmė esti artima vienetui ( $A = 0,95 - 0,998$ ). Jo išraišką galima taip pertvarkyti:

$$A = \frac{I_{Kp}}{I_{Ep}} \frac{I_{Ep}}{I_E} = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \frac{I_{Kp}}{I_{Kp} + I_{Epr}} = gd; \quad (7.8)$$

čia

$$g = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} , \quad (7.9)$$

$$d = \frac{I_{Kp}}{I_{Kp} + I_{Epr}} . \quad (7.10)$$



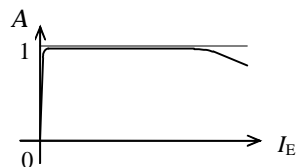
Koeficientas  $g$  vadinamas *emiterio efektyvumu*. Jis nusako, kokią emiterio srovės dalį sudaro srovė, kurianti bazėje krūvininkus, lemiančius pagrindinę tranzistoriaus srovę. Koeficientas  $d$  yra *krūvininkų pernašos per bazę koeficientas*, nusakantis, kuri injektuotų į bazę krūvininkų dalis pasiekia kolektoriaus sandūrą ir kuria pagrindinę tranzistoriaus srovę.

Iš (7.8) formulės matyti, kad siekiant padidinti statinį emiterio srovės perdavimo koeficientą, reikia didinti emiterio efektyvumą ir gerinti krūvininkų pernašą per bazę.

Pagal (7.9) formulę pnp tranzistoriaus emiterio efektyvumą galima padidinti mažinant emiterio srovės elektroninę dedamąją. Tam reikia mažinti pagrindinių krūvininkų koncentraciją bazėje, todėl reikia parinkti  $N_{dB} \ll N_{aE}$ ; čia  $N_{dB}$  – donorinių priemaišų koncentracija bazėje,  $N_{aE}$  – akceptorinių priemaišų koncentracija emityje.

Siekiant padidinti pernašos koeficientą  $d$ , reikia mažinti rekombinacinę srovę  $I_{Epr}$ . Praktikoje to siekiama mažinant bazės storį. Bazės storis  $D_b$  turi būti daug mažesnis už skylių difuzijos nuotolį bazėje  $L_p$ .

Statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas priklauso ir nuo elektrinių sąlygų. 7.3 paveiksle atvaizduota koeficiento  $A$  priklausomybė nuo emiterio srovės.



7.3 pav. Statinio emiterio srovės perdavimo koeficiento priklausomybė nuo emiterio srovės stiprio

Kai teka silpna emiterio srovė, žymią dalį injektuotų į bazę krūvininkų pagauna rekombinacijos centrai, ir jie rekombinuoja. Tada pernašos koeficientas yra mažas, todėl emiterio srovės perdavimo koeficientas gali būti gerokai mažesnis už vienetą. Stiprėjant emiterio srovei, santykinė rekombinacijos centrų pagautų krūvininkų dalis sparčiai mažėja, todėl koeficientas  $A$

didėja. Plačiame emiterio srovės reikšmių ruože jis yra didelis, artimas vienetui. Smarkiai sustiprėjus emiterio srovei, bazėje susikaupia dideli skylių ir elektronų krūviai, sumažėja skylių difuzijos koeficientas, ir emiterio srovės perdavimo koeficientas sumažėja.

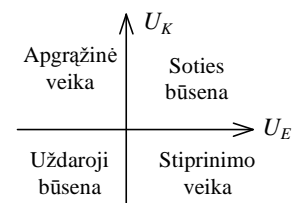
Didėjant kolektoriaus įtampai, statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas didėja. Taip yra todėl, kad, didėjant atgalinei įtampai, plečiasi kolektoriaus sandūra, plonėja bazė, joje rekombinuoja mažiau injektuotų krūvininkų ir daugiau jų pasiekia kolektoriaus sandūrą. Bazės storio kitimas, kintant kolektoriaus įtampai, vadinamas Erlio (*Early*) reiškiniu.

nnp tranzistoriai veikia analogiškai. Skiriasi tik maitinimo įtampų poliškumas ir srovių kryptys. npn tranzistoriaus pagrindinę srovę sukuria elektronai.

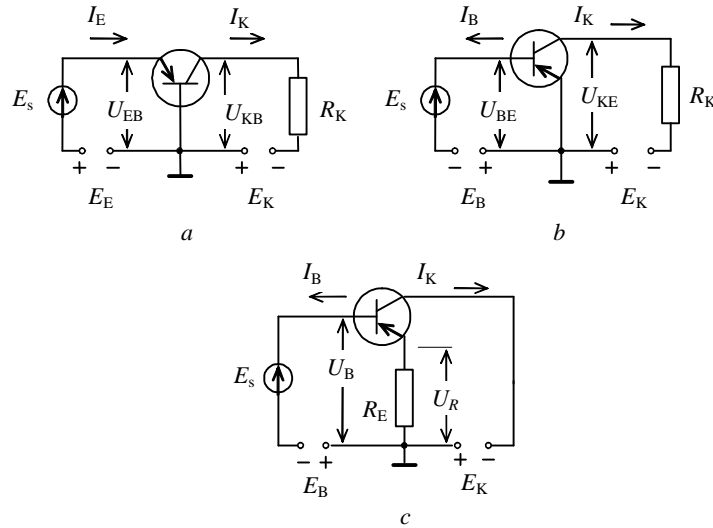
## 7.2. Tranzistoriaus jungimo ir veikos variantai

Tranzistorius turi įėjimo ir išėjimo grandines. Jį galime nagrinėti kaip keturpolį. Kita vertus, tranzistorius turi tik tris išvadás. Todėl, kai tranzistorių modeliujame keturpoliu, vienas iš jo elektrodų būna bendras abiem grandinėms ir galimi trys tranzistoriaus jungimo variantai – tranzistorius gali būti įjungtas pagal bendrosios bazės, bendrojo emiterio arba bendrojo kolektoriaus schemas.

Veikdami elektrinėse grandinėse tranzistoriai gali būti įvairiose būsenose. Tranzistoriaus būseną ir jo veikseną lemia sandūrų įtampų poliškumai (7.4 pav.). Kai emiterio sandūros įtampa tiesioginė, o kolektoriaus sandūros įtampa atgalinė, tranzistorius gali stiprinti elektrinius virpesius. Kai tranzistoriaus abiejų sandūrų įtampos tiesioginės, jis yra soties būsenoje. Jeigu abiejų sandūrų įtampos atgalinės, tranzistoriaus srovės yra



7.4 pav. Tranzistoriaus veikos atmainos



7.5 pav. Tranzistorius paprasčiausiose stiprintuvų grandinėse, įjungtas pagal bendrosios bazės (a), bendrojo emiterio (b) ir bendrojo kolektoriaus (c) schemas

silpnos ir laikoma, kad jis uždaras. Pagaliau, galima tranzistoriaus apgražinė veika, kai kolektoriaus sandūroje veikia tiesioginė įtampa, o emiterio sandūroje – atgalinė įtampa.

Dabar sakykime, kad tranzistorius įjungtas grandinėje, kur jo emiterio sandūros įtampa tiesioginė, kolektoriaus sandūros – atgalinė, ir aptarkime elektrinių virpesių stiprinimo galimybes.

Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą (7.5 pav., a), įėjimo srovei pakitus dydžiu  $dI_E$ , gaunamas išėjimo srovės pokytis  $dI_K$ . Žinodami šiuos srovių pokyčius, galime rasti diferencialinį emiterio srovės perdavimo koeficientą:

$$K_I = a = \frac{dI_K}{dI_E}. \quad (7.11)$$

Pagal (7.4) ir (7.7) formules

$$I_K = I_{Kp} + I_{K0} = AI_E + I_{K0}. \quad (7.12)$$

Tada

$$K_I = a = A + I_E \frac{dA}{dI_E}. \quad (7.13)$$

Paprastai tranzistoriaus veikos sąlygos parenkamos taip, kad statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$  praktiškai nepriklauso nuo emiterio srovės  $I_E$ . Tada  $dA/dI_E \approx 0$ , ir

$$K_I = a \approx A < 1. \quad (7.14)$$

Tranzistoriaus emiterio srovės pakytis  $dI_E$  sukelia įėjimo įtampos pokytį  $dU_{EB} = r_{EB} dI_E$ ; čia  $r_{EB}$  – tranzistoriaus įėjimo varža. Dėl išėjimo srovės pokyčio  $dI_K$  išėjimo įtampa apkrovos varžoje  $R_K$  pakinta  $dU_{KB} = R_K dI_K$ . Tada kintamosios įtampos perdavimo koeficientas, kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą, išreiškiamas formule:

$$K_U = \frac{dU_{KB}}{dU_{EB}} = \frac{R_K}{r_{EB}} \frac{dI_K}{dI_E} = a \frac{R_K}{r_{EB}} \approx \frac{R_K}{r_{EB}}. \quad (7.15)$$

Atviros emiterio sandūros varža esti nedidelė. Jei  $r_{EB} \ll R_K$ , tai  $K_U \gg 1$ . Taigi grandinė, kurioje tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą (7.5 pav., a), gali atlikti įtampos stiprinimo funkciją.

Galios stiprinimo koeficientas išreiškiamas srovės ir įtampos perdavimo koeficientų sandauga:

$$K_P = K_I K_U. \quad (7.16)$$

Kadangi  $K_I \approx 1$ , tai

$$K_P \approx K_U \approx \frac{R_K}{r_{EB}}. \quad (7.17)$$

Iš (7.15) ir (7.17) formulių matyti, kad įjungtas pagal bendrosios bazės schemą tranzistorius gali stiprinti elektrinių virpesių įtampą ir galią. Taip yra todėl, kad tranzistoriaus išėjimo srovė, kuri apytikriai lygi įėjimo srovei, teka apkrovos varžą, kuri daug didesnė už tranzistoriaus įėjimo varžą. Su šia mintimi susijęs ir pats terminas

*tranzistorius*. Angliškas žodis *transistor* buvo sudarytas iš dviejų žodžių: *tran(sfer)* – pernešti ir *(re)sistor* – rezistorius.

Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą (7.5 pav., *b*), jo įėjimo srovė yra bazės srovė, išėjimo srovė – kolektoriaus srovė. Tada kintamosios srovės perdavimo koeficientas yra diferencialinis bazės srovės perdavimo koeficientas  $b$ :

$$K_I = b = \frac{dI_K}{dI_B}. \quad (7.18)$$

Pagal (7.6)  $dI_B = dI_E - dI_K$ . Tada

$$K_I = b = \frac{dI_K}{dI_E - dI_K} = \frac{dI_K/dI_E}{1 - dI_K/dI_E} = \frac{a}{1 - a}. \quad (7.19)$$

Kadangi emiterio srovės perdavimo koeficientas yra artimas vienetui, tai  $1 - a \ll 1$ . Todėl bazės srovės perdavimo koeficientas  $b$  gali būti daug didesnis už vienetą. Paprastai  $b = 20\text{--}500$ .

Bendraemiterės tranzistoriaus grandinės (7.5 pav., *b*) kintamosios įtampos perdavimo koeficientas išreiškiamas formule:

$$K_U = \frac{dU_{KE}}{dU_{BE}} = \frac{R_K}{r_{BE}} \frac{dI_K}{dI_B} = b \frac{R_K}{r_{BE}}. \quad (7.20)$$

Kadangi  $b \gg 1$  ir, be to, apkrovos varža  $R_K$  gali būti daug didesnė už tranzistoriaus įėjimo varžą  $r_{BE}$ , grandinėje galimas didelis kintamosios įtampos stiprinimas. Kadangi  $K_I = b \gg 1$  ir  $K_U \gg 1$ , tai galima gauti labai didelį galios stiprinimą. Galios stiprinimo koeficientas gali siekti net dešimtis tūkstančių.

Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo kolektoriaus schemą (7.5 pav., *c*), jo kolektoriaus potencialas yra pastovus. Tranzistoriaus įėjimo srovė yra bazės srovė, išėjimo srovė – emiterio srovė. Tada kintamosios srovės perdavimo koeficientas išreiškiamas formule:

$$K_I = \frac{dI_E}{dI_B} = \frac{dI_E}{dI_E - dI_K} = \frac{1}{1 - dI_K/dI_E} = \frac{1}{1 - a}. \quad (7.21)$$

Kadangi  $1 - a \ll 1$ , tai  $K_I \gg 1$ .

Bendrojo kolektoriaus schemoje emiterio sandūros varža ir apkrovos varža sudaro įtampos daliklį, kurio perdavimo koeficientas mažesnis už vienetą. Taigi, emiterinio kartotuvo grandinėje, kur

2.1 lentelė. Žinios apie srovės, įtampos ir galios stiprinimą

Stiprinimo koeficientas	BB	BE	BK
$K_I$	$\alpha < 1$	$\beta > 1$	$\gg 1$
$K_U$	$\gg 1$	$\gg 1$	$< 1$
$K_P$	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$

tranzistorius įjungtas pagal bendrojo kolektoriaus schemą, įtampa nestiprinama, tačiau gali būti stiprinama kintamoji srovė ir galia.

Srovės, įtampos ir galios stiprinimą stiprintuvuose, kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės (BB), bendrojo emiterio (BE) ir bendrojo kolektoriaus (BK) schemas, apibūdina duomenys, pateikti 2.1 lentelėje.

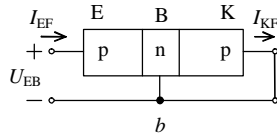
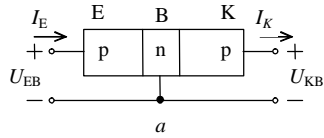
### 7.3. Dvipolių tranzistorių statinės charakteristikos

Tranzistoriaus statinės voltamperinės charakteristikos – tai jo nuolatinių srovių priklausomybės nuo nuolatinių įtampų. Tranzistoriaus savybėms nusakyti naudojamos kelios charakteristikų šeimos. Inžinerinėje praktikoje dažniausiai naudojamos *įėjimo* charakteristikos (tranzistoriaus įėjimo srovės priklausomybės nuo įėjimo įtampos) ir *išėjimo* charakteristikos (išėjimo srovės priklausomybės nuo išėjimo įtampos).

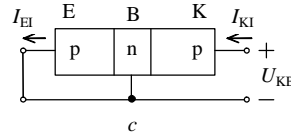
Tranzistoriaus srovių priklausomybės nuo įtampos galima išreikšti matematinėmis formulėmis.

#### 7.3.1. Molo ir Eberso formulės

Panagrinėkime pnp tranzistorių, įjungtą pagal bendrosios bazės schemą. Parinkime teigiamas įtampų ir srovių kryptis, nurodytas 7.6 paveiksle,  $a$ .



7.6 pav. Tranzistoriaus srovės, kai veikia įėjimo ir išėjimo (a), tik įėjimo (b) ir tik išėjimo (c) įtampos



Veikiant tiesioginei emiterio sandūros įtampai  $U_{EB}$  (7.6 pav., b), teka emiterio srovė, aprašoma pn sandūros voltamperinės charakteristikos lygtimi:

$$I_{EF} = I_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1]; \quad (7.22)$$

čia  $I_{Es}$  – emiterio sandūros soties srovė, tekanti, kai  $U_{KB} = 0$ .

Kai  $U_{KB} = 0$ , tai pagal (7.12)

$$I_{KF} = AI_{EF}. \quad (7.23)$$

Jeigu veikia tik kolektoriaus sandūros įtampa  $U_{KB}$  (7.6 pav., c), tai teka kolektoriaus ir emiterio srovės, išreiškiamos formulėmis, analogiškoms (7.22) ir (7.23):

$$I_{KI} = I_{Ks} [\exp(qU_{KB}/kT) - 1], \quad (7.24)$$

$$I_{EI} = A_I I_{KI}; \quad (7.25)$$

čia indeksai  $I$  žymi inversinę tranzistoriaus veikseną,  $I_{Ks}$  yra tranzistoriaus kolektoriaus sandūros srovė, kai  $U_{EB} = 0$ .

Kai veikia ir emiterio, ir kolektoriaus sandūrų įtampos, pagal 7.6 paveikslą

$$I_E = I_{EF} - I_{EI}, \quad (7.26)$$

$$I_K = I_{KF} - I_{KI}. \quad (7.27)$$

Į šias lygtis įrašę srovių dedamųjų išraiškas (7.22)–(7.25), gauname:

$$I_E = I_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1] - A_I I_{Ks} [\exp(qU_{KB}/kT) - 1]; \quad (7.28)$$

$$I_K = AI_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1] - I_{Ks} [\exp(qU_{KB}/kT) - 1]. \quad (7.29)$$

(7.28) ir (7.29) formulės vadinamos Molo (*Moll*) ir Eberso (*Ebers*) lygtimis.

Kai žinomos emiterio ir kolektoriaus srovės, bazės srovę galime rasti pagal (7.6) formulę:

$$I_B = I_E - I_K.$$

Srovė  $I_{Ks}$  susijusi su kolektoriaus sandūros šilumine srove  $I_{K0}$ , tekančia, kai emiterio grandinė nutraukta. Jei emiterio grandinė nutraukta, tai  $I_E = 0$ . Tada iš (7.28) išsireiškę  $I_{Ks}$  ir įrašę gautą išraišką į (7.29) formulę, laikydami, kad veikia pakankamai didelė kolektoriaus sandūros atgalinė įtampa ir tenkinama sąlyga  $\exp(qU_{KB}/kT) \ll 1$ , gauname:

$$I_K = I_{K0} = I_{Ks} (1 - AA_I).$$

Iš čia

$$I_{Ks} = \frac{I_{K0}}{1 - AA_I}. \quad (7.30)$$

Analogiškai srovė  $I_{Es}$  yra susijusi su srove  $I_{E0}$ , tekančia, kai emiterio sandūroje veikia pakankamai didelė atgalinė įtampa, o kolektoriaus grandinė nutraukta.

Molo ir Eberso lygtys yra universalus, bet paprasčiausias tranzistoriaus matematinis modelis. Remiantis šiomis lygtimis, galima sudaryti teorines statines tranzistoriaus charakteristikas.

Tranzistorių charakteristikos sudaromos laikantis nuostatos, kad srovė yra teigiama, jeigu ji teka į tranzistorių. Apie įtampas poliškumą galima spręsti pagal įtampos žymens indeksą. Pavyzdžiui, jeigu  $U_{KB} = -10$  V, tai reikia suprasti, kad kolektoriaus potencialas yra -10 V emiterio potencialo atžvilgiu.

Pagal šias taisykles 7.6 paveiksle, a, emiterio srovės teigiama kryptis ir įtampų poliškumai yra pažymėti teisingai. Teigiama kolektoriaus srovės kryptimi reikia laikyti priešingą kryptį nei nurodyta 7.6 paveiksle, a.

## 7.3.2. Teorinės statinės charakteristikos

Pasinaudodami (7.28) ir (7.29) formulėmis sudarysime ir aptarsime statines charakteristikas pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą.

Jeigu tranzistoriaus sandūrų įtampos atitinka stiprinimo veiką ( $U_{EB} > 0$ ,  $U_{KB} < 0$ ) ir  $|U_{KB}| \gg kT/q$ , tai (7.28) ir (7.29) formulės tampa paprastesnės:

$$I_E = I_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1] + A_I I_{Ks}. \quad (7.31)$$

$$|I_K| = A I_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1] + I_{Ks}. \quad (7.32)$$

(7.32) formulėje įvestas kolektoriaus srovės modulio žymuo, kadangi, kaip jau buvo paminėta, pagal galiojančius susitarimus teigiama kolektoriaus srovės kryptis yra priešinga nurodytai 7.6 paveiksle,  $a$ .

Pagal (7.31) formulę

$$I_{Es} [\exp(qU/kT) - 1] = I_E - A_I I_{Ks}. \quad (7.33)$$

Atsižvelgdami į šį sąryšį, (7.32) formulę galime taip perrašyti:

$$|I_K| = A I_E + (1 - A A_I) I_{Ks}. \quad (7.34)$$

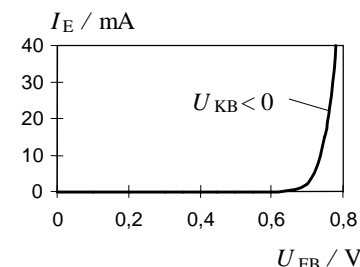
Tada pagal (7.31), (7.34) ir (7.30)

$$I_E \cong I_{Es} [\exp(qU_{EB}/kT) - 1], \quad (7.35)$$

$$|I_K| = A I_E + I_{K0}. \quad (7.36)$$

Pagal (7.35) tranzistoriaus įėjimo charakteristika  $I_E = f(U_{EB})$  yra emiterio sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka. Jos grafikas atvaizduotas 7.7 paveiksle. Teorinė įėjimo charakteristika nepriklauso nuo išėjimo įtampos.

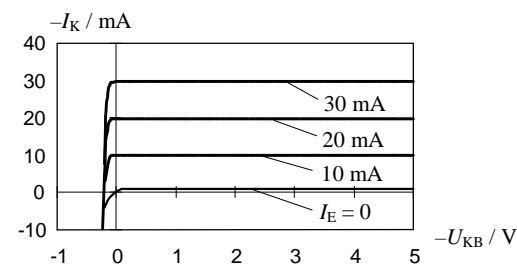
7.8 paveiksle atvaizduota tranzistoriaus išėjimo charakteristikų  $I_K = f(U_{KB})$  šeima. Kreivių parametras – emiterio srovė  $I_E$ . Kai  $I_E = 0$ , išėjimo charakteristika sutampa su kolektoriaus sandūros voltamperinės charakteristikos atgaline šaka. Pradėjus tekėti emiterio



7.7 pav. pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, teorinė įėjimo charakteristika

srovei, kolektoriaus srovė sustiprėja: pagal (7.11) ir (7.36) kolektoriaus srovės pokytis išreiškiamas formule  $|dI_K| = a dI_E$ .

Kai  $U_{KB} < 0$ , kolektoriaus srovė beveik lygi emiterio srovei. Ji nepriklauso nuo kolektoriaus įtampos. Taip yra todėl, kad kolektoriaus sandūroje veikia elektrinis laukas, kuris visas įveikusias bazę skyles permeta į kolektoriaus sritį. Pasikeitus kolektoriaus įtampos poliškumui, kolektoriaus sandūra atsiveria ir per ją teka difuzinė



7.8 pav. pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, išėjimo charakteristikos

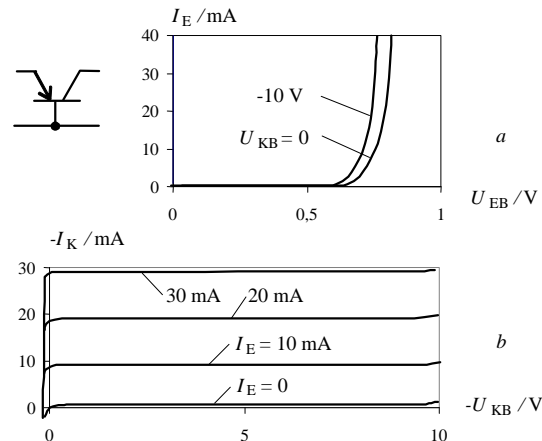
srovė. Tada, augant įtampai  $U_{KB}$ , (7.29) formulės antrasis narys sparčiai didėja, o kolektoriaus srovė sparčiai silpnėja ir net keičia ženklą.

Molo ir Eberso sudarytame tranzistoriaus modelyje neatsižvelgta į bazės storio moduliacijos reiškinį, bazės varžą, kolektoriaus sandūros pramušimą ir kitus tranzistoriuje vykstančius reiškinius. Todėl tranzistoriaus realios statinės charakteristikos skiriasi nuo teorinių.

### 7.3.3. Realios statinės charakteristikos

Aptarsime tranzistorių, įjungtų pagal bendrosios bazės ir bendrojo emiterio schemas, įėjimo ir išėjimo charakteristikas.

Įjungto pagal bendrosios bazės schemą tranzistoriaus realios įėjimo ir išėjimo charakteristikos atvaizduotos 7.9 paveiksle.



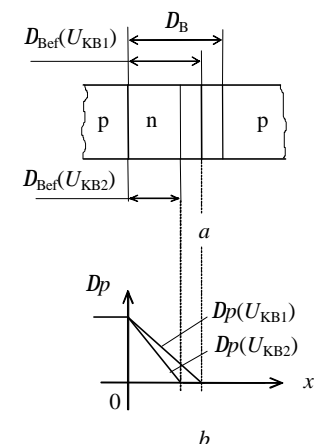
7.9 pav. pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, statinės charakteristikos

Pagal 7.9 paveikslą, *a*, tranzistoriaus įėjimo srovė  $I_E$  priklauso ne tik nuo emiterio įtampos. Įėjimo srovė stiprėja, augant kolektoriaus įtampai  $|U_{KB}|$ . Tai lemia Erlio reiškinys. Didėjant  $|U_{KB}|$ , didėja kolektoriaus sandūros storis, mažėja efektyvus bazės storis  $D_{Bef}$  (7.10 pav., *a*), ir didėja injektuotų į bazę šalutinių krūvininkų koncentracijos gradientas (7.10 pav., *b*). Kai didesnis krūvininkų koncentracijos gradientas, teka stipresnė difuzinė srovė.

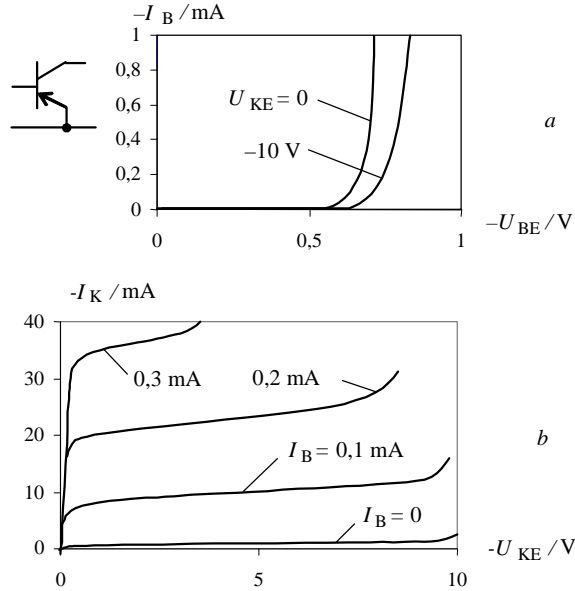
7.9 paveikslo, *b*, kreivės nežymiai skiriasi nuo teorinių išėjimo charakteristikų (7.8 pav.). Pagal 7.9 paveikslą, *b*, didėjant kolektoriaus įtampai, kolektoriaus srovė šiek tiek stiprėja. Taip yra todėl, kad, didėjant įtampai  $|U_{KB}|$ ,

plonėja bazė, silpnėja tranzistoriaus rekombinacinė srovė ir didėja emiterio srovės perdavimo koeficientas. Išaugus kolektoriaus įtampai, kolektoriaus srovė ima sparčiai stiprėti dėl kolektoriaus sandūros pramušimo.

7.11 paveiksle atvaizduotos įėjimo ir išėjimo charakteristikos tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą. Įėjimo charakteristikos  $I_B = f(U_{BE})$  panašios į tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, įėjimo charakteristikas. Tačiau yra ir keletas reikšmingų skirtumų. Pirmiausia, tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, įėjimo srovė – tai bazės srovė. Ji esti gerokai silpnesnė už emiterio srovę. Antra, didėjant išėjimo įtampai

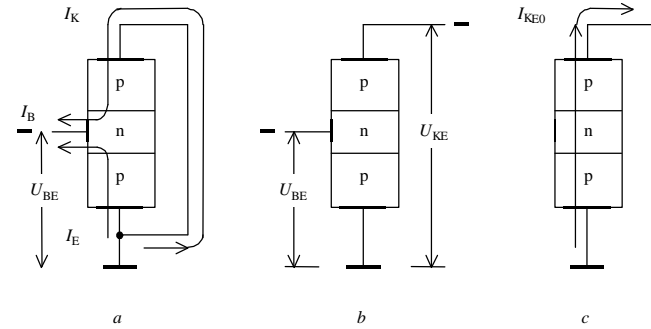


7.10 pav. pnp tranzistoriaus kolektoriaus sandūros plėtimasis, bazės plonėjimas (*a*) ir skylių koncentracijos pasiskirstymo bazėje kitimas (*b*), augant kolektoriaus sandūros atgalinei įtampai



7.11 pav. pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, statinės charakteristikos

$|U_{KE}|$ , įėjimo srovė ne stiprėja, o silpnėja. Taip yra todėl, kad tuo atveju, kai  $U_{KE} = 0$ , veikiant įėjimo įtampai, tranzistorius yra soties būsenoje, jo abi sandūros yra atviros (7.12 pav., *a*). Tada bazės srovė lygi emiterio ir kolektoriaus srovių sumai. Pakilus įtampai  $|U_{KE}|$  ir viršijus įėjimo įtampą  $|U_{BE}|$ , kolektoriaus sandūroje pradeda veikti atgalinė įtampa (tai akivaizdu iš 7.12 paveikslų, *b*). Susidarius stiprinimo veikos sąlygoms, tranzistoriaus bazės srovė susilpnėja. Toliau augant išėjimo įtampai  $|U_{KE}|$ , bazės srovė nežymiai silpnėja tik todėl, kad plečiasi kolektoriaus sandūra, plonėja bazė ir silpnėja



7.12 pav. pnp tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, veikos atmainos

rekombinacinė srovė, kuri, kaip žinome, yra viena iš bazės srovės dedamųjų.

Įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus išėjimo charakteristikų  $I_K = f(U_{KB})$  parametras yra įėjimo srovė  $I_B$ . Stipresnę įėjimo srovę atitinka stipresnė išėjimo srovė.

Pagal (7.12) ir (7.6)

$$I_K = A(I_K + I_B) + I_{K0}. \quad (7.37)$$

Šiai formulei galime suteikti pavidalą

$$I_K = BI_B + I_{KE0}; \quad (7.38)$$

čia  $B$  – statinis bazės srovės perdavimo koeficientas (bendraemiterės tranzistoriaus grandinės nuolatinės srovės stiprinimo koeficientas),  $I_{KE0}$  – šiluminė kolektoriaus sandūros srovė, kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą. Šie dydžiai išreiškiami formulėmis:

$$B = \frac{A}{1 - A}, \quad (7.39)$$

$$I_{KE0} = \frac{I_{K0}}{1 - A}. \quad (7.40)$$

Kadangi statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas yra artimas vienetui, tai  $B \equiv b \gg 1$ , o  $I_{KE0} \gg I_{K0}$ .

Kai  $I_B = 0$ , tai pagal (7.38)  $|I_K| = I_{KE0}$ . Pagal (7.40)  $I_{KE0} \gg I_{K0}$ . Vadinas, kai bazės grandinė nutraukta (7.12 pav., c), tai tekanti per tranzistorių srovė  $I_{KE0}$  yra daug stipresnė už šiluminę kolektoriaus srovę  $I_{K0}$ .

Išėjimo charakteristikų, atvaizduotų 7.9 paveiksle, b, ir 7.11 paveiksle, b, pradinės dalys skiriasi. Įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus išėjimo srovė pradeda silpnėti, išėjimo įtampai dar nepakeitus ženklo. Taip yra todėl, kad pagal 7.12 paveikslą, b, kolektoriaus sandūroje pradeda veikti tiesioginė įtampa ir tranzistorius pereina į soties būseną, kai tik išėjimo įtampa  $|U_{KE}|$  tampa mažesnė už įėjimo įtampą  $|U_{BE}|$ .

Palyginus 7.9 paveikslą, b, ir 7.11 paveikslą, b, taip pat matyti, kad stiprinimo veikos sąlygomis, kai didėja išėjimo įtampa  $|U_{KE}|$ , tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, išėjimo srovė stiprėja sparčiau nei tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, išėjimo srovė. Taip yra todėl, kad, didėjant kolektoriaus atgalinei įtampai, bazė plonėja ir rekombinacinė srovė silpnėja. Pakilus išėjimo įtampai ir susilpnėjus rekombinacinei srovei, susilpnėja ir bazės srovė. Tačiau matuojant tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, išėjimo charakteristiką, palaikoma pastovi bazės srovė. Jei ji susilpnėja, padidinama įėjimo įtampa. Padidėjus įėjimo įtampai, sustiprėja emiterio ir kolektoriaus srovės.

Išėjimo srovės stiprėjimą, veikiant didelėms išėjimo įtampoms ir tekant stiprioms srovėms lemia šiluminės srovės stiprėjimas, perkaitus kolektoriaus sandūrai, ir šios sandūros pramušimas.

Dar verta pastebėti, kad tarpai tarp 7.11 paveiksle, b, atvaizduotų išėjimo charakteristikų nevienodi. Taip yra todėl, kad pagal (7.38) formulę  $DI_K = BDI_B$ . Kadangi statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$  artimas vienetui, tai nežymus jo pokytis turi didelės įtakos statiniam emiterio srovės perdavimo koeficientui  $B$ . Nesunku įsitikinti, kad, koeficientui  $A$  padidėjus 0,1 %, koeficientas  $B$  gali padidėti 25 % ir net daugiau.

Tranzistoriaus statinės charakteristikos priklauso nuo temperatūros. Įėjimo charakteristikos  $I_E = f(U_{EB})$  ir  $I_B = f(U_{BE})$ , kintant temperatūrai, kinta panašiai, kaip pn sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka: kylant temperatūrai, didėja charakteristikų statusas. Taigi, kylant temperatūrai, tokio pat stiprio įėjimo srovė teka, veikiant silpnesnei įėjimo įtampai.

Temperatūros įtaką išėjimo charakteristikoms  $I_K = f(U_{KB})$  lemia tai, kad, kylant temperatūrai, didėja kolektoriaus sandūros šiluminė srovė  $I_{K0}$  ir didėja emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$ . Pakilus temperatūrai  $10^0\text{C}$ , silicio tranzistoriaus srovė  $I_{K0}$  sustiprėja maždaug dvigubai.

Net nežymiai padidėjus koeficientui  $A$ , kaip jau pastebėjome, gali labai padidėti emiterio srovės perdavimo koeficientas  $B$ . Sustiprėjus srovei  $I_{K0}$  ir padidėjus koeficientui  $B$ , sustiprėja srovė  $I_{KE0}$ . Dėl šių priežasčių temperatūros įtaka tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, išėjimo charakteristikoms  $I_K = f(U_{KE})$  yra didesnė nei tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, charakteristikoms  $I_K = f(U_{KB})$ .

Palyginus silicio ir germanio tranzistorių statines charakteristikas matyti, kad silicio tranzistorių srovė  $I_{K0}$  esti gerokai silpnesnė, emiterio sandūros atsivėrimo įtampa – didesnė.

npn tranzistorių statinės charakteristikos panašios į aptartas pnp tranzistorių charakteristikas. Ypač tai pasakytina apie žinynuose pateikiamus charakteristikų grafikus, kuriose nurodomi tik įtampų ir srovių moduliai. Įtampų poliškumus, kai žinomas tranzistoriaus tipas (pnp ar npn), nesunku nustatyti: įėjimo įtampa emiterio sandūrai turi būti tiesioginė, o išėjimo įtampa kolektoriaus sandūrai – atgalinė.



#### 7.4. Tranzistoriaus, kaip tiesinio aktyviojo keturpolio, parametrai

Tranzistoriaus statinės voltamperinės charakteristikos yra netiesinės. Todėl, nagrinėjant tranzistorines grandines, bendruoju atveju negalima taikyti išstobulintų tiesinių elektrinių grandinių analizės metodų. Kita vertus, tranzistoriai dažnai naudojami silpnais virpesiams stiprinti. Tada panaudojama tik nedidelė netiesinės voltamperinės charakteristikos dalis parinkto darbo taško  $Q$  (angl  $Q - quiescent operating point$ ) aplinkoje. Nedidelę kreivės atkarpą, kaip žinome, galima aproksimuoti tiese. Todėl, kai apdorojami silpni virpesiai, tranzistorių galima modeliuoti tiesiniu aktyviuoju keturpoliu (7.13 pav.).

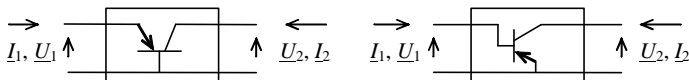
Sakykime, kad tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo įtampų bei srovių kintamosios dedamosios yra harmoninės. Jų kompleksines efektines vertes pažymėkime  $\underline{U}_1$ ,  $\underline{U}_2$ ,  $\underline{I}_1$  ir  $\underline{I}_2$ . Tada du iš šių dydžių laikydami nepriklausomaisiais kintamaisiais (argumentais), kitus du galime išreikšti šių argumentų funkcijomis. Taip galime sudaryti šešias lygčių sistemas. Dažniausiai tranzistoriams aprašyti naudojama viena iš trijų sistemų.

Laikydami sroves nepriklausomais kintamaisiais ir taikydami superpozicijos principą, galime rašyti:

$$\underline{U}_1 = \underline{Z}_{11}\underline{I}_1 + \underline{Z}_{12}\underline{I}_2, \quad (7.41)$$

$$\underline{U}_2 = \underline{Z}_{21}\underline{I}_1 + \underline{Z}_{22}\underline{I}_2. \quad (7.42)$$

Iš (7.41) ir (7.42) formulių matyti, kad tranzistoriaus  $\underline{Z}$  parametrai yra pilnutinės varžos (impedansai). Žemųjų dažnių srityje



7.13 pav. Tranzistorius, kaip tiesinis aktyvusis keturpolis

jų reaktyviosios dedamosios yra nedidelės. Tada (7.41) ir (7.42) lygtys yra paprastesnės:

$$\underline{U}_1 = r_{11}\underline{I}_1 + r_{12}\underline{I}_2, \quad (7.43)$$

$$\underline{U}_2 = r_{21}\underline{I}_1 + r_{22}\underline{I}_2; \quad (7.44)$$

čia

$$r_{11} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{I}_2 = 0} - \text{įėjimo varža, kai išėjime sudarytos tuščiosios}$$

veikos sąlygos;

$$r_{12} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0} - \text{grįžtamojo ryšio varža, kai tuščiosios veikos}$$

sąlygos sudarytos įėjime;

$$r_{21} = \left. \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{I}_2 = 0} - \text{tiesioginio perdavimo varža, kai išėjime}$$

sudarytos tuščiosios veikos sąlygos;

$$r_{22} = \left. \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0} - \text{išėjimo varža, kai tuščiosios veikos sąlygos}$$

sudarytos įėjime.

Taigi, matuojant tranzistoriaus  $r$  parametrus, reikia sudaryti tuščiosios veikos sąlygas. Siekiant sudaryti kintamosios srovės tuščiosios veikos sąlygas, nuolatinės maitinimo įtampos prie tranzistoriaus išvadų jungiamos per žemo dažnio droselius, kurių varžos kintamai srovei didesnės už varžas nuolatinei srovei. Tuščiosios veikos sąlygas nesunku sudaryti tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės ar bendrojo emiterio schemą, įėjimo grandinėje, nes varža  $r_{11}$  būna maža. Tranzistoriaus išėjimo grandinėje sudaryti tuščiosios veikos sąlygas sudėtinga, nes tranzistoriaus išėjimo varža  $r_{22}$  būna didelė.

Pasirinkę argumentais įtampas, galime rašyti:

$$\underline{I}_1 = \underline{Y}_{11}\underline{U}_1 + \underline{Y}_{12}\underline{U}_2, \quad (7.45)$$

$$\underline{I}_2 = \underline{Y}_{21}\underline{U}_1 + \underline{Y}_{22}\underline{U}_2. \quad (7.46)$$

Čia  $\underline{Y}$  parametrai turi pilnutinių laidumų (admitansų) prasmę. Kai virpesių dažnis žemas, vietoje pilnutinių laidumų galime nagrinėti aktyviuosius laidumus  $g$ . Tada (7.45) ir (7.46) formules galime taip perrašyti:

$$\underline{I}_1 = g_{11}\underline{U}_1 + g_{12}\underline{U}_2, \quad (7.47)$$

$$\underline{I}_2 = g_{21}\underline{U}_1 + g_{22}\underline{U}_2; \quad (7.48)$$

čia

$$g_{11} = \left. \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0}; \quad g_{12} = \left. \frac{\underline{I}_1}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1 = 0};$$

$$g_{21} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0}; \quad g_{22} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{U}_1 = 0}.$$

Iš  $g$  parametrų išraiškų matyti, kad, matuojant  $g_{11}$  ir  $g_{21}$ , reikia sudaryti kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygas tranzistoriaus išėjime. Matuojant  $g_{12}$  ir  $g_{22}$ , reikia sudaryti kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygas tranzistoriaus įėjime.

Kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygos sudaromos tarp atitinkamų tranzistoriaus išvadų įjungus didelės talpos kondensatorių. Tranzistorių, įjungtų pagal bendrosios bazės ir bendrojo emiterio schemas, įėjimo laidumai būna dideli. Todėl trumpojo jungimo sąlygas tranzistoriaus įėjime sudaryti sudėtinga.

Sunkumų, kylančių nustatant  $r$  ir  $g$  parametrus, galima išvengti naudojant mišrią (hibridinę) tranzistoriaus parametrų sistemą. Naudojant šią sistemą, tranzistorius aprašomas lygtimis:

$$\underline{U}_1 = \underline{H}_{11}\underline{I}_1 + \underline{H}_{12}\underline{U}_2, \quad (7.49)$$

$$\underline{I}_2 = \underline{H}_{21}\underline{I}_1 + \underline{H}_{22}\underline{U}_2. \quad (7.50)$$

Kai dažnis žemas,

$$\underline{U}_1 = h_{11}\underline{I}_1 + h_{12}\underline{U}_2, \quad (7.51)$$

$$\underline{I}_2 = h_{21}\underline{I}_1 + h_{22}\underline{U}_2; \quad (7.52)$$

čia

$$h_{11} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0}; \quad (7.53)$$

$$h_{12} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0}; \quad (7.54)$$

$$h_{21} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0}; \quad (7.55)$$

$$h_{22} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0}. \quad (7.56)$$

Iš  $h$  parametrų išraiškų matyti, kad  $h_{11}$  yra tranzistoriaus įėjimo varža,  $h_{12}$  – grįžtamojo ryšio koeficientas,  $h_{21}$  – srovės perdavimo koeficientas,  $h_{22}$  – išėjimo laidumas. Matuojant  $h_{11}$  ir  $h_{21}$  reikia sudaryti kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygas tranzistoriaus išėjime, o matuojant  $h_{12}$  ir  $h_{22}$  – kintamosios srovės tuščiosios veikos sąlygas įėjime. Paminėtas sąlygas sudaryti nesudėtinga.

Taigi tranzistorių galima apibūdinti keliais parametrų rinkiniais:

$$\begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \text{ arba } \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix}.$$

Bet kurio iš šių rinkinių visiškai pakanka tranzistoriui, kaip tiesiniam keturpoliui, aprašyti. Žinant visus vieno rinkinio parametrus, galima apskaičiuoti kito rinkinio parametrus. Praktikoje dažniausiai vartojami  $h$  parametrai, nes juos lengviau išmatuoti. Tačiau yra dar ir kitas svarbus  $h$  parametrų privalumas: į  $h$  parametrų rinkinį tiesiogiai įeina svarbiausias tranzistoriaus parametras – srovės perdavimo koeficientas. Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą, tai  $h_{21B} = -a$ , kai pagal bendrojo emiterio schemą, –  $h_{21E} = b$ .

### 7.1 užduotis

Išveskime formules tranzistoriaus  $r$  parametrams skaičiuoti, kai žinomi  $h$  parametrai.

Sprendimas

(7.52) formulę galime taip perrašyti:

$$\underline{U}_2 = -\frac{h_{21}}{h_{22}}\underline{I}_1 + \frac{1}{h_{22}}\underline{I}_2. \quad (7.57)$$

Tada pagal (7.51)

$$\underline{U}_1 = (h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22}})\underline{I}_1 + \frac{h_{12}}{h_{22}}\underline{I}_2, \quad (7.58)$$

Palyginę (7.58), (7.57) ir (7.43) bei (7.44), gauname:

$$\begin{aligned} r_{11} &= h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22}}, & r_{12} &= \frac{h_{12}}{h_{22}}, \\ r_{21} &= -\frac{h_{21}}{h_{22}}, & r_{12} &= \frac{1}{h_{22}}. \end{aligned} \quad (7.59)$$

Žinyuose nurodomi tranzistorių parametrai tam tikruose darbo taškuose. Laisvai pasirinktame darbo taške tranzistoriaus parametrus galima rasti iš statinių charakteristikų. Aptarkime, kaip iš statinių charakteristikų randami tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą,  $h$  parametrai.

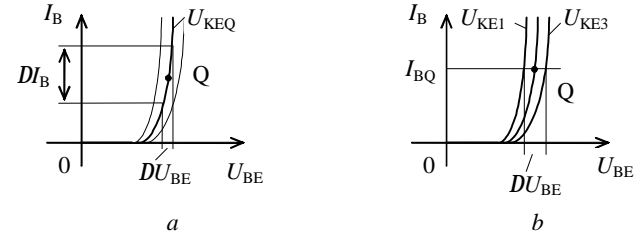
Skaičiuojant  $h$  parametrus, remiamasi (7.53)–(7.56) formulėmis. Vietoje kintamųjų įtampų  $\underline{U}_1$ ,  $\underline{U}_2$  ir kintamųjų srovių  $\underline{I}_1$ ,  $\underline{I}_2$  nagrinėjami įėjimo ir išėjimo įtampų ir srovių pokyčiai. Sąlyga  $\underline{U}_2 = 0$  (7.53) ir (7.55) formulėse reiškia, kad parametrai  $h_{11E}$  ir  $h_{21E}$  nustatomi, esant pastoviai tranzistoriaus išėjimo įtampai  $U_{KE}$ . Sąlyga  $\underline{I}_1 = 0$  (7.54) ir (7.56) formulėse reikalauja, kad parametrai  $h_{12E}$  ir  $h_{22E}$  būtų nustatomi, esant pastoviai įėjimo srovei  $I_B$ .

Parametrai  $h_{11E}$  ir  $h_{12E}$  randami iš įėjimo charakteristikų šeimos (7.14 pav.). Pasirinkto darbo taško  $Q$  aplinkoje šie parametrai skaičiuojami pagal formules:

$$h_{11E} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0} = \left. \frac{DU_{BE}}{DI_B} \right|_{U_{KE} = \text{const} = U_{KEQ}}, \quad (7.60)$$

$$h_{12E} = \left. \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0} = \left. \frac{DU_{BE}}{DU_{KE}} \right|_{I_B = \text{const} = I_{BQ}} = \left. \frac{DU_{BE}}{U_{KE3} - U_{KE1}} \right|_{I_B = I_{BQ}}. \quad (7.61)$$

Parametrai  $h_{21E}$  ir  $h_{22E}$  randami iš išėjimo charakteristikų šeimos (7.15 pav.) pagal formules:

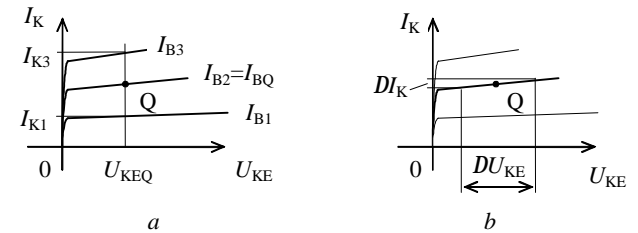


7.14 pav. Įtampų ir srovių pokyčiai, reikalingi skaičiuojant parametrus  $h_{11E}$  ir  $h_{12E}$  pagal tranzistoriaus įėjimo charakteristikas

$$h_{21E} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} \right|_{\underline{U}_2 = 0} = \left. \frac{DI_K}{DI_B} \right|_{U_{KE} = \text{const} = U_{KEQ}} = \left. \frac{I_{K3} - I_{K1}}{I_{B3} - I_{B1}} \right|_{U_{KE} = U_{KEQ}}, \quad (7.62)$$

$$h_{22E} = \left. \frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_2} \right|_{\underline{I}_1 = 0} = \left. \frac{DI_K}{DU_{KE}} \right|_{I_B = \text{const} = I_{BQ}}. \quad (7.63)$$

Įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus įėjimo varža  $h_{11E}$  būna apie kiloomą. Įtampos grįžamojo ryšio koeficientas  $h_{12E} = 10^{-4} - 10^{-3}$ , srovės stiprinimo koeficientas  $h_{21E} = b = 20 - 500$ , išėjimo varža  $1/h_{22E}$  būna vienetų ir dešimčių kiloomų eilės. Kadangi



7.15 pav. Įtampų ir srovių pokyčiai, reikalingi skaičiuojant parametrus  $h_{21E}$  ir  $h_{22E}$  pagal tranzistoriaus išėjimo charakteristikas

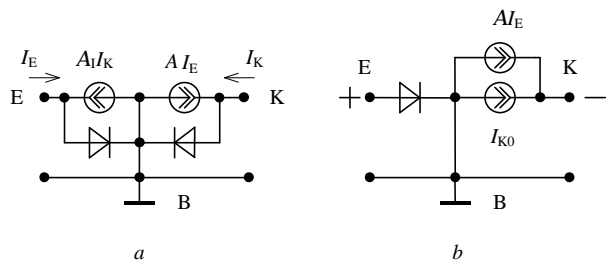
grįžtamojo ryšio koeficientas  $h_{12E}$  labai mažas, jo reikšmės pagal tranzistoriaus charakteristikas nepavyksta nustatyti. Vėliau išsiaiškinsime, kaip koeficientas  $h_{12E}$  išreiškiamas per kitus tranzistoriaus parametrus.

### 7.5. Tranzistorių ekvivalentinės grandinės

Analizuojant tranzistorinius stiprintuvus ir kitus įtaisus, tranzistoriai pakeičiami ekvivalentinėmis grandinėmis. Viena ar kita ekvivalentinė grandinė pasirenkama atsižvelgiant į tai, koks klausimas nagrinėjamas.

Tranzistorių, aprašomą Molo ir Eberso formulėmis, atitinka 7.16 paveiksle, *a*, atvaizduota ekvivalentinė grandinė. Šioje grandinėje  $AI_E$  ir  $AI_K$  yra srovės šaltiniai. Kai sudarytos stiprinimo veikos sąlygos, per kolektoriaus sandūrą difuzinė srovė neteka, ir tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė tampa paprastesnė (7.16 pav., *b*). Sudarant 7.16 paveikslo ekvivalentines grandines, neįvertintos bazės ir kolektoriaus sričių varžos ir sandūrų talpos.

Kai nagrinėjamas tik silpnų virpesių perdavimas, nepaisoma tranzistoriaus įtampų ir srovių nuolatinių dedamųjų. Tada tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės sudaromos remiantis lygtimis,



7.16 pav. Tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės

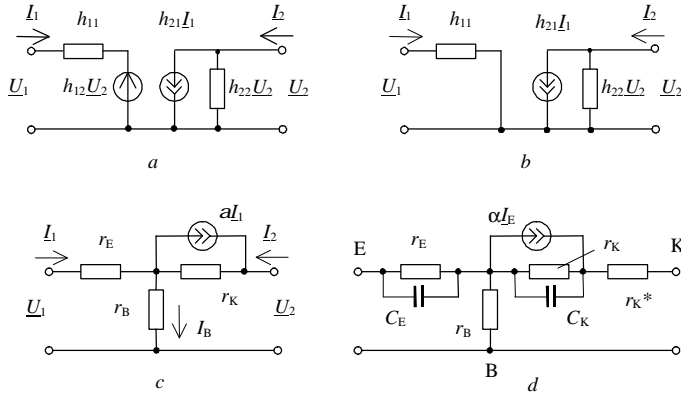
aprašančiomis tranzistorių kaip tiesinių aktyvųjų keturpolių. Dažniausiai naudojamos T ir  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės.

#### 7.5.1. T pavidalo ekvivalentinės grandinės

Pagal (7.51) lygtį tranzistoriaus įėjimo įtampa  $\underline{U}_1$  sudaryta iš dviejų dedamųjų – įtampos kritimo įėjimo varžoje  $h_{11}$ , tekant per ją įėjimo srovei  $\underline{I}_1$ , ir grįžtamojo ryšio įtampos  $h_{12}\underline{U}_2$ . Taigi (7.51) lygtį atitinka įėjimo grandinė, sudaryta iš dviejų nuosekliai sujungtų elementų – įėjimo varžos  $h_{11}$  ir įtampos šaltinio  $h_{12}\underline{U}_2$ . Pagal (7.52) lygtį išėjimo srovė irgi sudaryta iš dviejų dedamųjų – srovės, tekančios per išėjimo laidumą  $h_{22}$ , veikiant išėjimo įtampai  $\underline{U}_2$ , ir srovės dedamosios  $h_{21}\underline{I}_1$ . (7.52) lygtį atitinka tranzistoriaus išėjimo grandinė, sudaryta taip pat iš dviejų elementų – lygiagrečiai sujungtų išėjimo laidumo  $h_{22}$  ir srovės šaltinio  $h_{21}\underline{I}_1$ . Remiantis tokia logika sudaryta tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė atvaizduota 7.17 paveiksle, *a*. Prisiminę, kad šiuolaikiniuose tranzistoriuose grįžtamasis ryšys esti silpnas ( $h_{12} \approx 0$ ), iš tranzistoriaus įėjimo grandinės, galime pašalinti grįžtamojo ryšio įtampos šaltinį. Tada gauname tranzistoriaus ekvivalentinę grandinę, atvaizduotą 7.17 paveiksle, *b*.

7.17 paveikslo, *b*, ekvivalentinė grandinė paprasta, bet nepakankamai vaizdi. Pavyzdžiui, sakykime, kad tranzistorius yra įjungtas pagal bendrosios bazės schemą. Jeigu tranzistoriaus bazė plona, pasireiškia bazės srities varža bazės srovei, tačiau bazės varžos ekvivalentinėje grandinėje nėra. Beje, 7.17 paveiksle, *a*, bazės varžos taip pat nėra, tačiau ji įvertinama per tranzistoriaus  $h$  parametrus.

Papildę 7.17 paveikslo, *b*, tranzistoriaus ekvivalentinę grandinę bazės varža, pastebėtume, kad ji yra ryšio tarp tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo grandinių elementas, taigi leidžia įvertinti grįžtamąjį ryšį. Taip samprotaudami ir dar prisiminę, kad  $h_{21B} = -a$ , 7.17 paveikslo, *b*, ekvivalentinę grandinę galime transformuoti į vaizdesnę T pavidalo grandinę (7.17 pav., *c*), sudarytą iš vidinių tranzistoriaus parametrų –



7.17 pav. Tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės

emiterio sandūros varžos  $r_E$ , bazės varžos  $r_B$ , kolektoriaus sandūros varžos  $r_K$  ir srovės šaltinio  $aI_E$ .

7.17 paveikslo, c, grandinės įėjimo ir išėjimo įtampas išreiškiamos lygtimis:

$$\underline{U}_1 = r_E I_1 + r_B (\underline{I}_1 + \underline{I}_2) = (r_E + r_B) \underline{I}_1 + r_B \underline{I}_2, \quad (7.64)$$

$$\underline{U}_2 = r_B (\underline{I}_1 + \underline{I}_2) + r_K (\underline{I}_2 + a \underline{I}_1) = (r_B + ar_K) \underline{I}_1 + (r_B + r_K) \underline{I}_2. \quad (7.65)$$

Palyginę (7.64), (7.65) ir (7.58), (7.57) formules, gauname, kad

$$r_B = \frac{h_{12B}}{h_{22B}}, \quad (7.66)$$

$$r_E = h_{11B} - (1 + h_{21B}) \frac{h_{12B}}{h_{22B}}, \quad (7.67)$$

ir

$$r_K = \frac{1 - h_{12B}}{h_{22B}} \cong \frac{1}{h_{22B}}. \quad (7.68)$$

Emiterio sandūros diferencialinę varžą galime rasti ir kitaip. Diferencijuodami (7.35) gauname:

$$\frac{dI_E}{dU_{EB}} = \frac{qI_{Es}}{kT} \exp(qU_{EB}/kT) \cong \frac{q}{kT} I_E. \quad (7.69)$$

Tada

$$r_E = \frac{dU_{EB}}{dI_E} \cong \frac{kT}{q} \frac{1}{I_E}. \quad (7.70)$$

Apskaičiavę emiterio sandūros varžą ir žinodami tranzistoriaus išėjimo laidumą, pagal (7.66) formulę galime rasti tranzistoriaus grįžtamojo ryšio koeficientą  $h_{12B}$ .

Pagal (7.67) ir (7.66) formules

$$r_E = h_{11B} - (1 - a)r_B. \quad (7.71)$$

Tada tranzistoriaus bazės varža

$$r_B = \frac{h_{11B} - r_E}{1 - a} \cong b(h_{11B} - r_E). \quad (7.72)$$

Taigi, kai parinktas tranzistoriaus darbo taškas, suradę  $h$  parametrus, taikydami (7.70), (7.72) ir (7.68) formules, galime rasti visų tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės elementų parametrus.

Aukštų dažnių srityje pasireiškia tranzistoriaus sandūrų talpos. Be to, tranzistoriaus savybėms turi įtakos jo kolektoriaus srities tūrinė varža  $r_K^*$ . Papildyta šiais elementais tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė atvaizduota 7.17 paveiksle, d.

## 7.2 užduotis

Pagal tranzistoriaus statines voltamperines charakteristikas buvo nustatyta, kad jo darbo taške, kai  $I_{EQ} = 10 \text{ mA}$  ir  $U_{CBQ} = 3 \text{ V}$ ,  $h$  parametrai yra tokie:  $h_{11B} = 5 \Omega$ ,  $|h_{21B}| = 0,99$ ,  $h_{22B} = 10 \mu\text{S}$ . Raskime tranzistoriaus T pavidalo ekvivalentinės grandinės parametrus.  $T = 300 \text{ K}$ .

Sprendimas

Pradiniai duomenys leidžia rasti tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės, atvaizduotos 7.17 paveiksle, c, parametrus. Šia grandine galima modeliuoti tranzistorių žemų dažnių srityje, kai sandūrų talpų įtaka nereikšminga.

Tranzistoriaus emiterio srovės diferencialinis perdavimo koeficientas  $a = |h_{21B}| = 0,99$ .

Pagal (7.70) emiterio sandūros diferencialinę varžą

$$r_E = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_E} = 0,026 \frac{1}{10^{-2}} = 2,6 \Omega.$$

Pagal (7.72) bazės varža

$$r_B = \frac{h_{11B} - r_E}{1 - a} = \frac{5 - 2,6}{1 - 0,99} = 240 \Omega.$$

Pagal (7.68) kolektoriaus sandūros diferencialinė varža

$$r_K \cong \frac{1}{h_{22B}} = \frac{1}{10^{-5}} = \dots = 100 \text{ k}\Omega.$$

Elektrinėse grandinėse tranzistoriai dažniausiai veikia įjungti pagal bendrojo emiterio schemą. Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą, tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė (7.17 pav., c) įgyja pavidalą, atvaizduotą 7.18 paveiksle, a. Šiame paveiksle bazės ir kolektoriaus srovių kryptys tokios, kaip 7.13 paveiksle, b. Tada emiterio srovės kryptis priešinga 7.17 paveikslo, c, emiterio srovei. Todėl pakeista ir srovės šaltinio srovės kryptis. Tekant išėjimo srovei  $I_K$  ir veikiant srovės šaltiniui, įtampas kritimas tranzistoriaus kolektoriaus sandūroje pagal 7.18 paveiksle, a, atvaizduotą schemą išreiškiamas formule:

$$U_K = r_K(I_K - aI_E). \quad (7.73)$$

Kadangi  $I_E = I_K + I_B$ , (7.75) formulę galime taip pertvarkyti:

$$U_K = r_K(1 - a) \left( I_K - \frac{a}{1 - a} I_B \right) = r_{KE}(I_K - bI_B); \quad (7.74)$$

čia

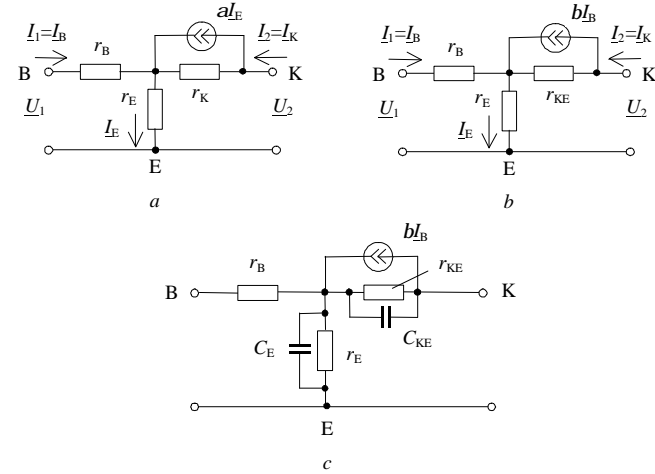
$$r_{KE} = r_K(1 - a). \quad (7.75)$$

Palyginę (7.73) ir (7.74) išraiškas matome, kad 7.18 paveikslo, a, ekvivalentinėje grandinėje srovės šaltinį  $aI_E$  ir varžą  $r_K$  galime pakeisti srovės šaltiniu  $bI_B$  ir varža  $r_{KE}$  (7.18 pav., b). Kolektoriaus sandūros laiko konstanta dėl šio pakeitimo neturi pasikeisti. Taigi

$$t = r_K C_K = r_{KE} C_{KE}. \quad (7.76)$$

Kadangi  $r_{KE} = (1 - a)r_K \ll r_K$ , tai

$$C_{KE} = \frac{r_K}{r_{KE}} C_K = \frac{1}{1 - a} C_K = (b + 1)C_K \cong bC_K \gg C_K. \quad (7.77)$$



7.18 pav. Tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, ekvivalentinės grandinės

Atsižvelgiant į pastarąsias mintis tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, ekvivalentinė grandinė atvaizduota 7.18 paveiksle, c.

### 7.3 užduotis

Kaip galima apskaičiuoti tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, ekvivalentinės grandinės parametrus, kai žinomi jo  $h$  parametrai?

Sprendimas

Pasinaudodami tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės schema (7.18 pav., b), galime užrašyti tokias tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo įtampų išraiškas:

$$U_1 = r_B I_1 + r_E (I_1 + I_2) = (r_B + r_E) I_1 + r_E I_2.$$

$$U_2 = r_E (I_1 + I_2) + r_{KE} (I_2 - bI_1) = (r_E - b r_{KE}) I_1 + (r_E + r_{KE}) I_2.$$

Palyginę šias formules su (7.58) ir (7.57), gauname:

$$\begin{aligned} h_{11E} - \frac{h_{12E}h_{21E}}{h_{22E}} &= r_B + r_E, & \frac{h_{12E}}{h_{22E}} &= r_E, \\ -\frac{h_{21E}}{h_{22E}} &= r_E - br_{KE}, & \frac{1}{h_{22E}} &= r_E + r_{KE}. \end{aligned} \quad (7.78)$$

Tada

$$r_E = \frac{h_{12E}}{h_{22E}}, \quad (7.79)$$

$$r_B = h_{11E} - \frac{h_{12E}h_{21E}}{h_{22E}} - r_E = \dots = h_{11E} - (b+1)r_E, \quad (7.80)$$

$$r_{KE} = \frac{1}{h_{22E}} - r_E \cong \frac{1}{h_{22E}}. \quad (7.81)$$

Kadangi  $h_{12E}$  skaitinė reikšmė esti maža, emiterio varžai  $r_E$  skaičiuoti praktikoje taikoma (7.70) formulė.

### 7.5.2. $\Pi$ pavidalo ekvivalentinė grandinė

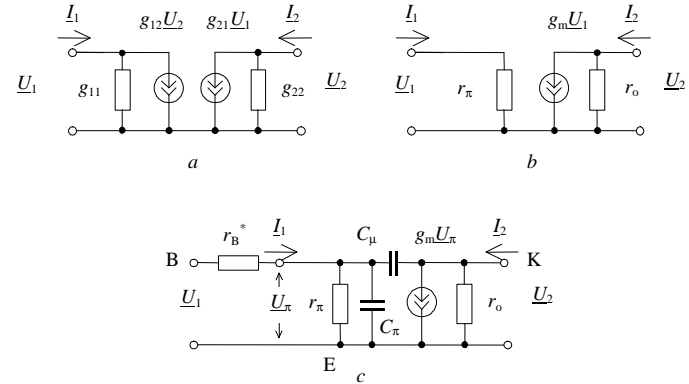
Dvipoliai tranzistoriai, įjungti pagal bendrojo emiterio schemą, atliekant skaičiavimus, dažnai modeliuojami  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinėmis grandinėmis. Todėl sudarysime dvipolio tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinę grandinę ir atskleisime jos privalumus.

Žemų dažnių srityje tranzistorių, kaip tiesinį aktyvųjį keturpolį, galime aprašyti lygtimis (7.47) ir (7.48), į kurias įeina  $g$  parametrai. Šias lygtis atitinka ekvivalentinė grandinė, atvaizduota 7.19 paveiksle,  $a$ .

7.19 paveiksle,  $a$ , tranzistoriaus įėjimo grandinėje įjungtas srovės šaltinis įvertina grįžtamąjį ryšį tranzistoriuje. Kadangi šiuolaikiniuose tranzistoriuose grįžtamasis ryšys yra silpnas, galime laikyti, kad  $g_{12} \cong 0$ . Tai įvertindami ir pažymėję  $1/g_{11} = r_\pi$ ,  $1/g_{22} = r_o$  ir  $g_{21} = g_m$ , gauname tranzistoriaus ekvivalentinę grandinę, atvaizduotą 7.19 paveiksle,  $b$ .

Pagal (7.48), kuomet  $\underline{U}_2 = 0$ ,

$$g_{21} = g_m = \frac{I_2}{\underline{U}_1}. \quad (7.82)$$



7.19 pav. Tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės

Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą, vietoje  $\underline{U}_1$  galime nagrinėti tranzistoriaus įėjimo įtampos pokytį  $DU_{BE}$ , o vietoje  $\underline{I}_2$  – kolektoriaus srovės pokytį  $DI_K$ . Tada

$$g_m \cong \frac{DI_K}{DU_{BE}}. \quad (7.83)$$

Pagal šią formulę  $g_m$  yra tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statusas (literatūroje anglų kalba jis vadinamas *transfer conductance*, *transconductance* arba *mutual conductance*).

Kai įtampos ir srovės pokyčiai tranzistoriaus darbo taško  $Q$  aplinkoje yra maži, statumo išraiška įgyja pavidalą:

$$g_m = \frac{dI_K}{dU_{BE}}. \quad (7.84)$$

Pagal (7.35) ir (7.36) tranzistoriaus kolektoriaus ir emiterio srovės galime išreikšti formulėmis:

$$I_E \cong I_{Es} \exp(qU_{EB}/kT) \quad (7.85)$$

$$I_K \cong \alpha I_E. \quad (7.86)$$

Pagal (7.84)–(7.86) formules

$$g_m \cong a \frac{dI_E}{dU_{EB}} = aI_{Es} \frac{q}{kT} \exp \frac{qU_{EB}}{kT} \cong aI_E \frac{q}{kT} \cong \frac{I_{KQ}}{kT/q}; \quad (7.87)$$

čia  $I_{KQ}$  – kolektoriaus srovė tranzistoriaus darbo taške Q.

Kai  $T = 300$  K, tai  $kT/q \cong 0,025$  V. Tuomet

$$g_m \cong \frac{I_{KQ}}{0,025} = 40I_{KQ}. \quad (7.88)$$

Varžą  $r_\pi$  galime apskaičiuoti taikydami formules:

$$r_p = \frac{U_1}{I_1} \cong \frac{dU_{BE}}{dI_B} = \frac{dU_{BE}}{dI_E(1-a)} = \frac{r_E}{1-a} \cong br_E, \quad (7.89)$$

čia

$$r_E = \frac{dU_{BE}}{dI_E} = \frac{1}{dI_E/dU_{EB}} = \frac{1}{(q/kT)I_E} \cong \frac{kT/q}{I_{KQ}} \cong \frac{1}{g_m}. \quad (7.90)$$

Taigi

$$r_\pi \cong \frac{b}{g_m}. \quad (7.91)$$

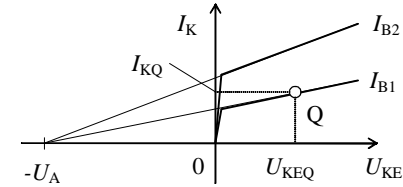
Išėjimo varžą  $r_o$  galime rasti pasinaudodami tranzistoriaus išėjimo charakteristikomis, nes

$$r_o = \frac{1}{g_{22}} = \frac{U_2}{I_2} \Big|_{U_1=0} \cong \frac{dU_{KE}}{dI_K} \cong \frac{DU_{KE}}{DI_K}. \quad (7.92)$$

Kita vertus, apytikrę išėjimo varžos reikšmę galime apskaičiuoti ir neturėdami tranzistoriaus voltamperinių charakteristikų. J. Erlis pastebėjo, kad, pratęsus tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, išėjimo charakteristikų tiesinės dalis, linijos susikerta praktiškai viename abscisių ašies taške  $-U_A$  (7.20 pav.). Įtampa  $U_A$  dabar vadinama Erlio įtampa. Ji esti 50–200 V. Tuomet pagal 7.20 paveikslą

$$r_o \cong \frac{U_A + U_{KEQ}}{I_{KQ}} \cong \frac{U_A}{I_{KQ}} \cong \frac{100}{I_{KQ}}. \quad (7.93)$$

Iš nagrinėjimo matyti, kad, parinkę tranzistoriaus darbo tašką ir žinodami bazės srovės perdavimo koeficientą  $b$ , taikydami (7.88), (7.91) ir (7.92) arba (7.93) formules, labai lengvai galime rasti nagrinėjamos dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės parametrus



7.20 pav. Tranzistoriaus išėjimo charakteristikos

$g_m$ ,  $r_\pi$  ir  $r_o$ . Kartu verta pastebėti, kad 7.19 paveikslo, b, ekvivalentinė schema dar neturi  $\Pi$  pavidalo. Ji tampa  $\Pi$  pavidalo ekvivalentine schema tik pavaizdavus joje tranzistoriaus parazitines talpas  $C_\mu$  ir  $C_\pi$  (7.19 pav., c). Talpa  $C_\mu$  – tai talpa tarp kolektoriaus ir bazės sričių. Taigi  $C_\mu = C_K$ . Kaip galima rasti talpą  $C_\pi$ , aptarsime išnagrinėję tranzistorių dažnines savybes.

#### 7.4 užduotis

Tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą. Jo darbo taške, kai  $I_B = 50 \mu A$ ,  $U_{KE} = 2$  V, bazės srovės perdavimo koeficientas  $b = 75$ . Sudarykime tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinę grandinę ir raskime jos elementų parametrus.

#### Sprendimas

Pagal turimus duomenis tranzistorių galime modeliuoti ekvivalentine grandine, atvaizduota 7.19 paveiksle, b.

Žinodami srovės perdavimo koeficientą  $b$ , galime rasti tranzistoriaus emiterio srovę darbo taške:

$$I_{KQ} \cong BI_{BQ} \cong bI_{BQ} = 75 \cdot 50 \cdot 10^{-6} \cong 0,00375 \text{ A}.$$

Tada pagal (7.88), (7.91) ir (7.93) formules

$$g_m \cong 40I_{KQ} = 40 \cdot 0,00375 = 0,15 \text{ A/V},$$

$$r_\pi \cong b / g_m = 75 / 0,15 = 500 \Omega,$$

$$r_o \cong 100 / I_{KQ} = 100 / 0,00375 \cong \dots \cong 26,7 \text{ k}\Omega.$$



### 7.6. Tranzistorių dažninės savybės

Didėjant dažniui, emiterio srovės perdavimo koeficientas mažėja. Tranzistoriaus dažnines savybes lemia laikas, per kurį šalutiniai krūvininkai įveikia bazę, ir tranzistoriaus sandūrų talpos.

Sakykime, kad tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą. Jo emiterio srovei pakitus šuoliu (7.21 pav., *a*), kolektoriaus srovė vėluoja emiterio srovės atžvilgiu ir stiprėja palaipsniui (7.21 pav., *b*). Taip yra todėl, kad krūvininkas bazę įveikia tik per tam tikrą laiką, kuris priklauso nuo bazės storio ir krūvininko greičio. Kadangi krūvininkų greičiai nevienodi, kolektoriaus srovė stiprėja palaipsniui.

7.21 paveiksle, *c*, atvaizduota tranzistoriaus bazės srovės laikinė diagrama. Kol kolektoriaus srovė neteka, bazės srovė lygi emiterio srovei. Stiprėjant kolektoriaus srovei, bazės srovė silpnėja. Bazės srovės grafikas primena srovės, tekančios išsikraunant talpai, grafiką.

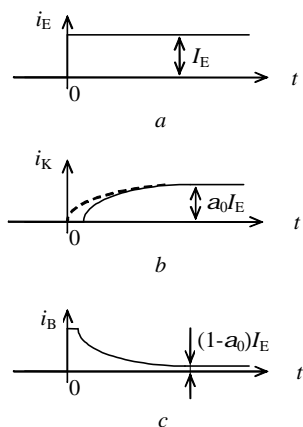
Taip yra todėl, kad šalutinių krūvininkų lėkio per bazę procesas yra susijęs su emiterio sandūros difuzinės talpos išsikrovimo procesu.

Išrodoma, kad tuo atveju, kai bazėje krūvininkų judėjimą link kolektoriaus sandūros lemia difuzija, krūvininkų lėkio per bazę trukmė išreiškiama formule:

$$t_B = \frac{D_B^2}{2D};$$

čia  $D_B$  – bazės storis,  $D$  – šalutinių krūvininkų difuzijos koeficientas.

Jei bazė plona, tranzistoriaus savybės turi įtakos krūvininkų



7.21 pav. Emiterio, kolektoriaus ir bazės srovių diagramos

lėkio per kolektoriaus sandūrą trukmė.

Srovės šuolio formos iškraipymai tranzistoriuje atsiranda ir dėl sandūrų barjerinių talpų išsikrovimo. Emiterio sandūrą šuntuoja maža atviros emiterio sandūros varža. Todėl šuolio iškraipymams ir tranzistoriaus dažninėms savybėms didesnės įtakos turi kolektoriaus sandūros barjerinė talpa. Kai tranzistoriaus išėjime sudarytos trumpojo jungimo sąlygos, kolektoriaus barjerinė talpa persikrauna per grandinę, sudarytą iš varžų  $r_B$  ir  $r_K^*$  (7.17 pav., *d*), nes  $r_K \gg (r_B + r_K^*)$ . Taigi kolektoriaus grandinės laiko konstanta išreiškiama formule:

$$t_K = (r_B + r_K^*)C_K. \quad (7.94)$$

Jei kolektoriaus srities tūrinė varža nedidelė, tai

$$t_K = r_B C_K. \quad (7.95)$$

Kolektoriaus srovės laikinę diagramą galima aproksimuoti eksponentine funkcija, kuri 7.21 paveiksle, *b*, atvaizduota brūkšnine linija. Todėl emiterio srovės perdavimo koeficiento kitimą laike galima aprašyti formule:

$$a(t) = a_0(1 - \exp(-t/t_a)); \quad (7.96)$$

čia  $a_0$  – tranzistoriaus emiterio srovės perdavimo koeficientas, pasibaigus pereinamajam procesui,  $t_a$  – laiko konstanta. Galima laikyti, kad

$$t_a \cong t_B + t_K. \quad (7.97)$$

Jeigu įjungto pagal bendrosios bazės schemą pnp tranzistoriaus įėjime veikia labai aukšto dažnio įtampa, tai dalis injektuotų į bazę skylių per teigiamos įtampos pusperiodį nespėja pasiekti kolektoriaus sandūros. Per neigiamos įtampos pusperiodį šios skylės grąžinamos į emiterio sritį. Dėl šios priežasties, o taip pat dėl sandūrų barjerinių talpų įtakos, didėjant dažniui, emiterio srovės perdavimo koeficientas mažėja.

(7.96) formulę atitinka perdavimo koeficientas, išreiškiamas formule:

$$\underline{a} = \frac{a_0}{1 + j\omega t_a} = \frac{a_0}{1 + j\omega / w_a}; \quad (7.98)$$

čia

$$w_a = 1/t_a. \quad (7.99)$$

Pagal (7.98) tranzistoriaus dažninė amplitudės charakteristika išreiškiama formule:

$$a(w) = \frac{a_0}{\sqrt{1 + (w/w_a)^2}}. \quad (7.100)$$

Kai  $w = w_a$ , tai  $a = a_0/\sqrt{2}$ . Taigi dažnis  $w_a$  atitinka tranzistoriaus praleidžiamųjų dažnių juostos viršutinę ribą. Dažnis  $f_a = w_a/2\pi$  yra *ribinis emiterio srovės perdavimo dažnis*. Norint gauti platesnę tranzistoriaus praleidžiamųjų dažnių juostą, kaip matyti iš (7.99) formulės, reikia mažinti laiko konstantą  $t_a$ .

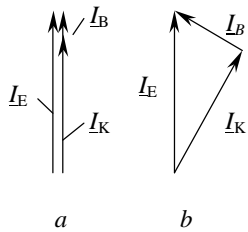
Jei tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą, tai jo bazės srovės stiprinimo koeficientas išreiškiamas formule:

$$b = \frac{\underline{a}}{1 - \underline{a}} = \frac{b_0}{1 + j\omega / w_b} \quad (7.101)$$

čia

$$w_b = (1 - a_0)w_a = w_a/(1 + b_0). \quad (7.102)$$

Kampinį dažnį  $w_b$  atitinka *ribinis bazės srovės stiprinimo dažnis*  $f_b = w_b/2\pi$ . Iš formulės (7.102) matyti, kad ribinis bazės srovės stiprinimo dažnis yra daug kartų mažesnis už ribinį emiterio srovės perdavimo dažnį. Taip yra todėl, kad bazės srovės stiprinimo koeficientas  $b$  pastebimai sumažėja net nežymiai sumažėjus emiterio srovės perdavimo koeficientui  $a$ . Be to, didėjant dažniui, dėl kolektoriaus srovės



7.22 pav. Tranzistoriaus srovių vektorių diagramos žemųjų (a) ir aukštųjų (b) dažnių srityse

vėlavimo emiterio srovės atžvilgiu didėja fazių skirtumas tarp  $I_K$  ir  $I_E$  (7.22 pav.). Didėjant fazių skirtumui, bazės srovė  $I_B$  sparčiai stiprėja, o tada bazės srovės stiprinimo koeficientas  $b$  mažėja.

Kai  $w \gg w_b$ , pagal (7.101)

$$b \cong \frac{b_0 w_b}{w} = \frac{w_T}{w} \quad (7.103)$$

čia

$$w_T = b_0 w_b = a_0 w_a \cong w_a. \quad (7.104)$$

Kai  $w = w_T$ , bazės srovės stiprinimo koeficientas sumažėja iki 1 – tranzistorius, įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą, nustoja stiprinti srovę. Dažnis  $w_T$  esti mažesnis už  $w_a$ .

Pastaruoju metu dažnį  $f_T = w_T/2\pi$  siūloma vadinti *vienetinio srovės perdavimo koeficiento dažniu*. Pagal (7.103) formulę dažnį  $f_T$  galima gana paprastai išmatuoti – pakanka, esant aukštam dažniui  $f$  ( $f_b < f < f_T$ ), išmatuoti bazės srovės stiprinimo koeficientą  $b$  ir apskaičiuoti sandaugą  $bf$ .

Didėjant dažniui, mažėja ir tranzistoriaus galios stiprinimo koeficientas. Kai galios stiprinimo koeficientas sumažėja iki 1, generatoriuje, kuriame panaudotas tranzistorius, nebeįmanoma sužadinti virpesių. Todėl svarbus tranzistoriaus dažninis parametras yra *maksimalus galios stiprinimo* arba *maksimalus generacijos dažnis*. Įrodoma, kad jis išreiškiamas formule

$$f_{\max} \cong \sqrt{\frac{a_0 f_a}{8\pi r_B C_K}}. \quad (7.105)$$

Taigi dvipolio tranzistoriaus dažnines savybes galima nusakyti parametrais  $f_T$  ir  $f_{\max}$ . Didžiausios įtakos tranzistoriaus dažninėms savybėms turi krūvininkų lėkio bazėje trukmė  $t_B$  ir kolektoriaus grandinės laiko konstanta  $t_K$ .

Aptarę, kas lemia tranzistoriaus dažnines savybes, dar grįžkime prie jo  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės (7.19 pav., c).

Laikydami, kad tranzistoriaus išėjime sudarytos trumpojo jungimo pagal kintamąją srovę sąlygos ( $\underline{U}_2 = 0$ ), ir taikydami (7.48) formulę, galime rašyti:

$$\underline{I}_2 = g_{21}\underline{U}_1 = g_m\underline{U}_\pi; \quad (7.106)$$

čia  $\underline{U}_\pi$  – kintamosios įtampos kritimas varžoje  $r_\pi$ .

Kai 7.19 paveikslo, c, grandinės išėjime sudarytas trumpasis jungimas, įėjimo srovė  $\underline{I}_1 = \underline{I}_B$  teka per lygiagrečiai sujungtus elementus  $r_\pi$ ,  $C_\pi$  ir  $C_\mu$ . Taigi

$$\underline{U}_\pi = \frac{\underline{I}_B}{(1/r_\pi) + j\omega(C_\pi + C_\mu)}. \quad (7.107)$$

Irašę (7.107) į (7.106) galime gauti, kad

$$\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = \frac{g_m r_\pi}{1 + j\omega r_\pi (C_\pi + C_\mu)} = \frac{b_0}{1 + j\omega / \omega_b}. \quad (7.108)$$

Iš čia

$$r_\pi (C_\pi + C_\mu) = \frac{1}{\omega_b} = \frac{b_0}{\omega_T}. \quad (7.109)$$

Taigi

$$C_\pi + C_\mu = \frac{b_0}{r_\pi \omega_T} = \frac{g_m}{2\pi f_T} \quad (7.110)$$

ir

$$C_\pi = \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_\mu. \quad (7.111)$$

Belieka pridurti, kad, kaip žinome, tranzistoriaus dažninėms savybėms nemažos įtakos gali turėti tranzistoriaus bazės varža bazės srovei. Todėl 7.19 paveikslo, c, ekvivalentinėje schemoje dar pavaizduota varža  $r_B^* = h_{11E} - r_\pi$ .

#### 7.5 užduotis

Dvipolio tranzistoriaus bazės srovės perdavimo koeficientas  $b_0 = 100$ . Dažniui pasiekus 100 MHz, jis sumažėja iki 20. Tranzistoriaus kolektoriaus sandūros barjerinė talpa – 0,5 pF. Žemų dažnių srityje  $h_{11E} = 750 \Omega$ . Parinktame darbo taške per tranzistorių teka 5 mA srovė. Sudarykite

tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schemą ir raskime jos elementų parametrus.

Sprendimas

Tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinė schema atvaizduota 7.19 paveiksle, c. Jos elementų parametrai:

$$g_m \cong 40I_{KQ} = 40 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 0,2 \text{ A/V}.$$

$$r_\pi = \frac{b_0}{g_m} = \frac{100}{0,2} = 500 \Omega.$$

$$r_o \cong \frac{100}{I_{KQ}} = \frac{100}{0,005} = 20000 \Omega = 20 \text{ k}\Omega.$$

$$f_T \cong f\beta = 100 \cdot 10^6 \cdot 20 = \dots = 2 \text{ GHz}.$$

$$C_\mu = C_K = 0,5 \text{ pF}.$$

$$C_\pi \cong \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_\mu = \frac{0,2}{2\pi \cdot 2 \cdot 10^9} - 0,5 \cdot 10^{-12} = \dots = 15,4 \text{ pF}.$$

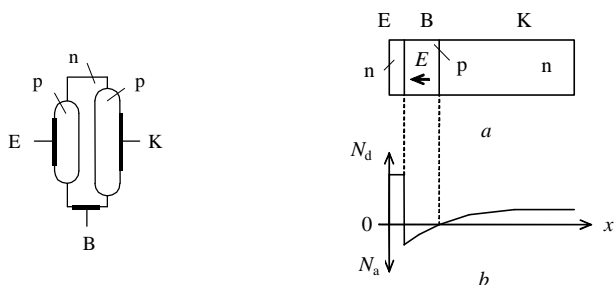
$$r_B^* = h_{11E} - r_\pi = 750 - 500 = 250 \Omega.$$

### 7.7. Dvypolių tranzistorių atmainos

Nuo tranzistoriaus sukūrimo jau praėjo daugiau nei 50 metų. Per tą laiką buvo tobulinamos tranzistorinių darinių formavimo technologijos ir atsirado daug tranzistorių atmainų.

Praktikoje dažniausiai naudojami germanio ir silicio pnp ir npn tranzistoriai. pnp tranzistorių pagrindinę srovę, kaip žinome, kuria skylės, npn tranzistoriuose – elektronai. Elektronų judrumas didesnis nei skylių. Todėl npn tranzistoriai turi privalumų. Kadangi elektronai bazę gali įveikti per trumpesnę laiką, mažiau jų rekombinuoja, taigi gaunamas didesnis srovės perdavimo koeficientas. Be to, kai krūvininkų lėkio per bazę trukmė mažesnė, tranzistoriaus praleidžiamų dažnių juosta yra platesnė.

Tranzistoriniai dariniai formuojami panašiai kaip diodiniai. Gaminant pirmuosius plokštinius tranzistorius į silpnai legiruoto puslaidininkio plokštelę (bazę) iš abiejų pusių būdavo įlydomos kito



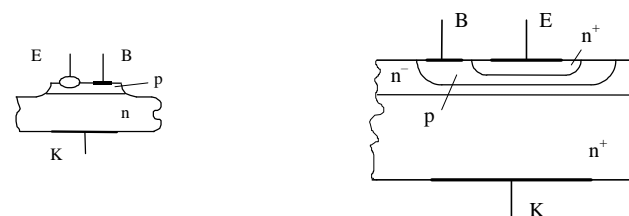
7.23 pav. Lydytinis tranzistorius

7.24 pav. Difuzinis-lydytinis npn tranzistorius (a) ir priemaišų pasiskirstymas jo srityse (b)

laidumo tipo lustai (7.23 pav.). Įlydimo būdu sunku pagaminti tranzistorius, kurių bazės storis mažesnis nei 10–20 μm. Tokių tranzistorių ribinis srovės stiprinimo dažnis  $f_a$  yra iki 10–20 MHz.

Tranzistoriaus kolektoriaus sandūrą galima sudaryti terminės priemaišų difuzijos būdu, emiterio sandūrą – įlydimo būdu. Priemaišų pasiskirstymas taip suformuotame npn darinyje atvaizduotas 7.24 paveiksle, b. Darinio p srityje – bazėje – nuosekliai kinta akceptorinių priemaišų koncentracija. Tada bazės pagrindiniai krūvininkai – skylės – pasislenka koncentracijos mažėjimo kryptimi ir bazėje susikuria vidinis elektrinis laukas, kurio stipris gali būti didelis – iki kelių kilovoltų centimetrui. Šis elektrinis laukas veikia injektuotus iš emiterio į bazę šalutinius krūvininkus – elektronus. Tada bazėje vietoj lėtos šalutinių krūvininkų difuzijos link kolektoriaus sandūros vyksta krūvininkų dreifas. Veikiami elektrinio lauko krūvininkai įveikia bazę per trumpesnę laiką. Kai krūvininkų lėčio per bazę trukmė mažesnė, gaunamos geresnės tranzistoriaus dažninės savybės. Tranzistoriai, kurių bazėje vyksta šalutinių krūvininkų dreifas, vadinami *dreifiniais* tranzistoriais.

7.25 paveiksle atvaizduotas mezatranzistorius. Jo bazė gali būti sudaryta terminės priemaišų difuzijos būdu, emiterio sandūra –



7.25 pav. Mezatranzistorius

7.26 pav. Epitaksinis-difuzinis planarusis tranzistorius

įlydimo būdu. Taikant mezatechnologiją galima gaminti tranzistorius su mažais sandūrų plotais.

Tobuliausios yra planariosios tranzistorių gamybos technologijos. Gaminant epitaksinius-difuzinius planariusius npn tranzistorius ant puslaidininkio plokštelės su didele donorinių priemaišų koncentracija užauginamas silpnai legiruoto n puslaidininkio sluoksnis. Po to terminės priemaišų difuzijos būdu šiame sluoksnyje sudaromos bazės ir emiterio sritys (7.26 pav.). Tokiems tranzistoriams būdinga maža kolektoriaus srities varža. Kita vertus, kolektoriaus sandūra susidaro tarp silpnai legiruotų epitaksinio n sluoksnio ir bazės, todėl šios sandūros storis yra gana didelis. Tai lemia didelį sandūros elektrinį atsparumą ir mažą barjerinę talpą. Kadangi tranzistoriaus bazė sudaroma terminės priemaišų difuzijos būdu, joje priemaišų koncentracija yra nevienalytė, taigi bazėje susidaro elektrinis laukas, priverčiantis injektuotus krūvininkus greičiau judėti ir per trumpesnę laiką pasiekti kolektoriaus sandūrą. Mažesnė krūvininkų lėčio per bazę trukmė ir mažesnė kolektoriaus sandūros talpa lemia geresnes tranzistoriaus dažnines savybes ir didesnę jo veikimo spartą.

Pagal galią tranzistoriai skirstomi į mažos, vidutinės ir didelės galios tranzistorius. Mažos galios tranzistorių sklaidomoji galia yra iki 0,3 W, didelės galios – daugiau nei 1,5 W. Kai tranzistorius naudojamas virpesių stiprinimui, jo kolektoriaus sandūroje išsiskirianti galia  $P_K = |U_{KB} I_K|$  būna daug didesnė už galią

$P_E = |U_{EB} I_E|$ , išsiskiriančią emiterio sandūroje. Todėl didžiausią galią, kurią gali sklaidyti tranzistorius, lemia kolektoriaus sandūros perkaitimas. Didžiausia galia, kurią gali sklaidyti kolektoriaus sandūra išreiškiama formule:

$$P_{K \max} = \frac{T_{K \max} - T_0}{R_T};$$

čia  $T_{K \max}$  – didžiausia leidžiamoji kolektoriaus sandūros temperatūra,  $T_0$  – aplinkos temperatūra,  $R_T$  – šiluminė varža tarp kolektoriaus sandūros ir aplinkos.

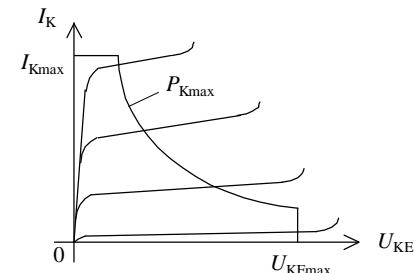
Temperatūra  $T_{K \max}$  priklauso nuo tranzistoriui panaudotos puslaidininkinės medžiagos. Germanio tranzistorių  $T_{K \max} = 75\text{--}85^\circ\text{C}$ , silicio –  $125\text{--}150^\circ\text{C}$ .

Šiluminė varža  $R_T$  priklauso nuo tranzistoriaus konstrukcijos ir šilumos sklaidymo nuo kolektoriaus sandūros būdo. Siekiant sumažinti šiluminę varžą ir padidinti maksimalią sklaidomąją galią, galinguose tranzistoriuose sudaromas geras šiluminis puslaidininkio lusto kontaktas su tranzistoriaus korpusu ir panaudojami radiatoriai. Labai galingi tranzistoriai priverstinai aušinami oru arba skysčiu.

Dar svarbu pastebėti, kad didžiausia tranzistoriaus sklaidomoji galia priklauso nuo aplinkos temperatūros. Kylant aplinkos temperatūrai, ji mažėja.

Didžiausios leidžiamosios tranzistoriaus įtampų, srovių ir galios reikšmės nurodomos žinyuose greta kitų svarbiausiųjų tranzistoriaus parametrų. Didžiausią leidžiamąją tranzistoriaus kolektoriaus įtampą lemia griūtinis sandūros pramušimas ir sandūrų trumpasis susijungimas, plečiantis kolektoriaus sandūrai ir plonėjant bazei. Didžiausias leidžiamasis tranzistoriaus srovės lemia sandūrų plotai.

Tranzistoriaus darbo tašką reikia parinkti taip, kad tranzistoriaus įtampos, srovės ir sklaidomoji galia neviršytų leidžiamųjų reikšmių. Sąlygą  $P_K \leq P_{K \max}$  išėjimo charakteristikų grafike atitinka hiperbolė (7.27 pav.).



7.27 pav. Tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, leidžiamųjų išėjimo įtampų ir srovių sritis

Pagal dažnines savybes tranzistoriai skirstomi į žemųjų, vidutinių ir aukštųjų dažnių tranzistorius. Išsamiau tranzistorių dažnines savybes ir veikimo spartos didinimo būdus aptarsime vėliau.

## 7.8. Išvados

1. Dvipolis tranzistorius sudarytas iš emiterio, bazės ir kolektoriaus sričių, tarp kurių yra dvi sąveikaujančios pn sandūros. Dvipoliuose tranzistoriuose teka abiejų tipų krūvininkų (elektroninės ir skylinės) srovės. Veikiant emiterio sandūroje tiesioginei įtampai, o kolektoriaus sandūroje atgalinei įtampai, tranzistoriaus srovės sudaro keturios dedamosios: pagrindinė tranzistoriaus srovė, emiterio sandūros srovės dedamoji, kurią lemia krūvininkų injekcija iš bazės į emiterį, rekombinacinė srovė, atsirandanti dėl krūvininkų rekombinacijos bazėje, ir kolektoriaus šiluminė srovė. Pagrindinę tranzistoriaus srovę lemia injektuoti iš emiterio į bazę krūvininkai, pasiekę kolektoriaus sandūrą. Šiuos krūvininkus pagauna kolektoriaus sandūros elektrinis laukas ir permeta į kolektoriaus sritį. Tranzistoriaus emiterio, kolektoriaus ir bazės srovės sieja lygtis  $I_E = I_K + I_B$ .

- Kadangi bazės srovė esti silpna, tai  $I_E \cong I_K$ . Taigi emiterio srovė gali valdyti kolektoriaus srovę.
2. Tranzistoriaus savybes nusako statinis emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$ , rodantis kokia emiterio srovės dalis teka per kolektoriaus sandūrą, diferencialinis emiterio srovės perdavimo koeficientas  $a = dI_K / dI_E \cong A$  ir diferencialinis bazės srovės stiprinimo koeficientas  $b = dI_K / dI_B = a / (1 - a)$ .
  3. Tranzistoriaus elektrodų nuolatinių srovių priklausomybės nuo nuolatinių įtampų išreiškiamos Molo ir Eberso lygtimis. Šių priklausomybių grafikai vadinami statinėmis voltamperinėmis charakteristikomis. Inžineriniuose skaičiavimuose dažniausiai panaudojamos įėjimo statinės charakteristikos (tranzistoriaus įėjimo srovės priklausomybės nuo įėjimo įtampos) ir išėjimo charakteristikos (išėjimo srovės priklausomybės nuo išėjimo įtampos). Tranzistoriaus statinės voltamperinės charakteristikos priklauso nuo jo jungimo schemos.
  4. Įjungto pagal bendrosios bazės schemą tranzistoriaus įėjimo charakteristikos yra emiterio sandūros voltamperinės charakteristikos tiesioginės šakos. Charakteristikos priklauso nuo išėjimo įtampos. Didėjant išėjimo įtampai, tranzistoriaus įėjimo (emiterio) srovės stipris didėja. Įjungto pagal bendrosios bazės schemą tranzistoriaus išėjimo srovė išreiškiama formule  $I_K = AI_E + I_{K0}$ . Todėl išėjimo charakteristikų  $I_K = f(U_{KB})$  parametras yra emiterio srovė  $I_E$ . Kai  $I_E = 0$ , išėjimo charakteristika sutampa su kolektoriaus sandūros voltamperinės charakteristikos atgaline šaka. Pradėjus tekėti emiterio srovei, kolektoriaus srovė sustiprėja. Kolektoriaus srovės pokytis išreiškiamas formule  $dI_K = a dI_E$ . Stiprėjant išėjimo įtampai, tranzistoriaus išėjimo srovė nežymiai stiprėja: didėjant kolektoriaus sandūros atgalinei įtampai, plečiasi kolektoriaus sandūra, plonėja bazė, silpnėja rekombinacinė srovė ir didėja emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$ .
  5. Įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus įėjimo charakteristika taip pat primena pn sandūros voltamperinės

- charakteristikos tiesioginę šaką. Tačiau tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, įėjimo srovė yra bazės srovė. Ji daug silpnesnė už emiterio srovę. Kylant išėjimo įtampai, bazės srovė silpnėja. Įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus išėjimo srovė išreiškiama formule  $I_K = BI_B + I_{KE0}$ ; čia  $B = A / (1 - A)$ ,  $I_{KE0} \cong BI_{K0}$ . Todėl įjungto pagal bendrojo emiterio schemą tranzistoriaus išėjimo charakteristikos panašios į tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, išėjimo charakteristikas, bet jų parametras – bazės srovė. Išėjimo charakteristikų eigai įtakos turi tai, kad bazės srovės perdavimo koeficientas  $B$  bei srovė  $I_{KE0}$  labiau nei emiterio srovės perdavimo koeficientas  $A$  ir srovė  $I_{K0}$  priklauso nuo tranzistoriaus veikos sąlygų, o taip pat tai, kad dar nepasikeitus išėjimo įtampos poliškumui susidaro tranzistoriaus soties veikos sąlygos.
6. Jeigu sudarytos stiprinimo veikos sąlygos ir tranzistoriaus sandūrų įtampų ir srovių kintamosios dedamosios yra silpnos, tranzistorių galima laikyti tiesiniu aktyviuoju keturpoliu. Jo savybes galima nusakyti  $r$ ,  $g$  arba  $h$  parametrais. Kai naudojama  $h$  (hibridinė, mišri) parametru sistema, tranzistorius, kaip keturpolis, aprašomas lygtimis
 
$$\underline{U}_1 = h_{11}\underline{I}_1 + h_{12}\underline{U}_2,$$

$$\underline{I}_2 = h_{21}\underline{I}_1 + h_{22}\underline{U}_2;$$
 čia  $h_{11}$  – tranzistoriaus įėjimo varža;  $h_{12}$  – įtampos grįžtamojo ryšio koeficientas,  $h_{21}$  – srovės perdavimo koeficientas ( $h_{21B} = -a$ ,  $h_{21E} = b$ ),  $h_{22}$  – išėjimo laidumas. Matuojant parametrus  $h_{11}$  ir  $h_{21}$  reikia sudaryti kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygas tranzistoriaus išėjime, o matuojant parametrus  $h_{12}$  ir  $h_{22}$  – kintamosios srovės tuščiosios veikos sąlygas tranzistoriaus įėjime. Parametrų reikšmės bet kuriame tranzistoriaus darbo taške galima rasti iš statinių charakteristikų.
  7. Analizuojant elektrines grandines, kuriose yra tranzistorių, šie tranzistoriai pakeičiami ekvivalentinėmis grandinėmis. Tinka-

## 7. Dvipoliai tranzistoriai

miausia ekvivalentinė grandinė pasirenkama atsižvelgiant į sprendžiamą uždavinį. Analizuojant tranzistorinius stiprintuvus, dažniausiai panaudojamos T ir  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės schemas.

8. Didėjant dažniui, tranzistoriaus emiterio ir bazės srovių perdavimo koeficientai mažėja. Tranzistoriaus dažnines savybes lemia daug faktorių. Svarbiausieji iš jų – du: laikas, per kurį šalutiniai krūvininkai įveikia bazę, ir tranzistoriaus kolektoriaus sandūros barjerinės talpos persikrovimo procesas. Tranzistoriaus dažninėms savybėms nusakyti praktikoje dažniausiai naudojami du parametrai: dažnis  $f_T$ , ties kuriuo bazės srovės stiprinimo koeficientas sumažėja iki 1, o emiterio srovės perdavimo koeficientas sumažėja 3 dB, ir maksimalus galios stiprinimo (maksimalus generacijos) dažnis  $f_{max}$ . Geromis dažninėmis savybėmis pasižymi dreifiniai planarieji tranzistoriai, gaminami pagal epitaksinę-difuzinę technologiją.

### 7.9. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokie turi būti pnp ir npn tranzistorių maitinimo įtampų poliškumai, kad būtų sudarytos stiprinimo veikos sąlygos?
2. Atvaizduokite npn tranzistoriaus struktūrą ir parodykite, kaip teka tranzistoriaus srovių dedamosios.
3. npn tranzistoriaus bazės pagrindiniai krūvininkai yra (elektronai, skylės).
4. Užrašykite tranzistoriaus emiterio, kolektoriaus ir bazės srovių išraiškas.
5. Kaip susietos tranzistoriaus emiterio, bazės ir kolektoriaus srovės?
6. Kuri tranzistoriaus srovė yra stipriausia, kuri – silpniausia? Kurios srovės yra beveik vienodo stiprumo?
7. Sudarykite pnp ir npn tranzistorių energines diagramas ir paaiškinkite krūvininkų, sukuriančių pagrindines sroves, judėjimą.
8. Išvardinkite ir apibūdinkite tranzistoriaus jungimo schemas ir veikos atmainas.
9. Tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą. Jo  $A=0,98$ ,  $I_{K0}=25$  nA. Raskite  $I_K$ , kai  $I_E=1$  mA.

## 7. Dvipoliai tranzistoriai

10. npn tranzistoriaus  $I_K=2$  mA,  $I_B=40$   $\mu$ A. Apskaičiuokite  $I_E$ ,  $a$  ir  $b$ .
11. Tranzistoriaus  $a=0,98$ . Raskite  $b$ . Dar apskaičiuokite  $b$ , kai  $a=0,99$ . Aptarkite skaičiavimo rezultatus.
12. Paaiškinkite srovės perdavimo koeficientų  $A$  ir  $A_1$  prasmę.
13. Sudarykite tranzistoriaus, įjungto pagal bendrosios bazės schemą, išėjimo charakteristikų šeimą. Paaiškinkite charakteristikų eigą. Apibrėžkite sritis, atitinkančias stiprinimo veiką ir soties bei uždarymo būsenas.
14. Paaiškinkite Erlio efekto esmę.
15. Sudarykite tranzistoriaus, įjungto pagal bendrojo emiterio schemą, įėjimo charakteristikų šeimą ir paaiškinkite charakteristikų eigą.
16. Kodėl srovė  $I_{KE0}$  stipresnė nei  $I_{K0}$ ? Kaip srovė  $I_{KE0}$  kinta kylant temperatūrai?
17. Įrodykite, kad  $1/(1-A)=B+1$ .
18. Tranzistoriaus  $B=250$ ,  $I_{K0}=60$  nA. Raskite  $I_{KE0}$ .
19. Tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą. Jo  $B=125$ ,  $I_{K0}=100$  nA. Raskite  $I_K$ , kai  $I_B=8$   $\mu$ A.
20. Raskite  $I_E$ , kai  $I_B=40$   $\mu$ A ir  $A=0,98$ .
21. Pagal žinyne pateiktas tranzistoriaus charakteristikas raskite jo  $h$  parametrus.
22. Išveskite išraiškas tranzistoriaus  $h$  parametrams skaičiuoti, kai žinomi  $r$  parametrai.
23. Ar galima ommetru išmatuoti tranzistoriaus įėjimo varžą kintamajai srovei?
24. Tranzistoriaus  $I_E=2,5$  mA,  $h_{21E}=140$ ,  $h_{22E}=20$   $\mu$ S,  $h_{22B}=0,1$   $\mu$ S. Sudarykite:
  - a) tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės schemą, atitinkančią  $h$  parametrų sistemą, kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios bazės schemą;
  - b) tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės schemą, atitinkančią  $h$  parametrų sistemą, kai tranzistorius įjungtas pagal bendrojo emiterio schemą;
  - c) tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schemą.
25. Pagal žinyne pateiktas tranzistoriaus charakteristikas, pasirinkę darbo tašką, sudarykite tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schemą.

## 7. Dvipoliai tranzistoriai

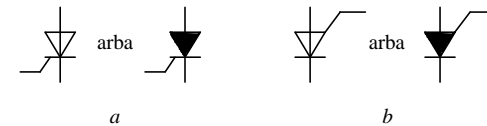
---

26. Kokie reiškiniai lemia tranzistoriaus dažnines savybes?
27. Kokia tranzistoriaus parametrų  $f_a$ ,  $f_b$  ir  $f_T$  prasmė? Įrodykite, kad  $f_b = (1 - a_0)f_a$ .
28. Nurodykite tranzistorių dažninių savybių gerinimo būdus.
29. Tranzistoriaus bazės storis –  $10\text{ }\mu\text{m}$ , bazės šalutinių krūvininkų difuzijos koeficientas –  $0,0031\text{ m}^2/\text{s}$ . Raskite tranzistoriaus ribinio dažnio  $f_a$  orientacinę reikšmę.  
Ats.: 9,8 MHz.
30. Tranzistoriaus  $b_0 = 160$ . Kai  $f = 50\text{ MHz}$ ,  $|b(w)| = 8$ . Raskite  $f_T$  ir  $f_b$ .  
Ats.: 400 ir 2,5 MHz.
31. Pagal žinyną, kai  $I_K = 1\text{ mA}$ , tranzistoriaus  $b_0 = 120$ . Kai  $f = 25\text{ MHz}$ ,  $|b(w)| = 10$ . Apskaičiuokite tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės talpą  $C_\pi$ , jeigu žinoma, kad  $C_\mu = 1\text{ pF}$ .  
Ats.: 24 pF.
32. Pagal žinyną tranzistoriaus  $b_0 = 120$ ,  $h_{11E} = 1,75\text{ k}\Omega$ ,  $f_T = 300\text{ MHz}$ ,  $C_{KB} = 2\text{ pF}$ . Parinktame darbo taške  $I_K = 2,37\text{ mA}$ . Sudarykite tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schemą ir apskaičiuokite jos elementų parametrus.
33. Kokie tranzistoriai vadinami dreifiniais?
34. Kaip gaminami epitaksiniai-difuziniai tranzistoriai? Kokie jų privalumai?
35. Raskite tranzistoriaus leidžiamųjų išėjimo srovių ir įtampų sritį, kai  $I_{K\text{ max}} = 7\text{ mA}$ ,  $U_{KB\text{ max}} = 15\text{ V}$  ir  $P_{K\text{ max}} = 30\text{ mW}$ .



## 8. TIRISTORIAI

Tiristoriais vadinami ketursluoksniai pnpn struktūros puslaidininkiniai įtaisai. Pagal elektrodų ir išvadų skaičių tiristoriai skirstomi į *diodinius tiristorius*, arba *dinistorius*, *triodinius tiristorius*, arba *trinistorius*, ir *tetrodinius tiristorius*, arba *binistorius*. Tiristoriai turi voltamperinės charakteristikos dalį, kurioje tiristoriaus diferencialinė varža yra neigiama. Dažniausiai sutinkami katodinio arba anodinio valdymo trinistoriai (8.1 pav.), praktikoje vadinami tiesiog tiristoriais.



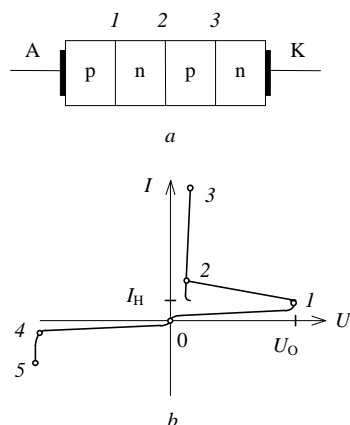
8.1 pav. Katodinio (*a*) ir anodinio (*b*) valdymo trinistorių grafiniai žymenys

Aptarsime tiristorių veikimą, savybes ir atmainas.

### 8.1. Sandara ir veikimas

8.2 paveiksle, *a* atvaizduota dinistoriaus sandara. Kraštinės dinistorinio darinio sritys vadinamos p emiteriu ir n emiteriu. Tarp emiterių esančios sritys vadinamos bazėmis. Prie p emiterio prijungtas metalinis elektrodas vadinamas anodu, prie n emiterio – katodu.

8.2 paveiksle, *b*, atvaizduota dinistoriaus voltamperinė charakteristika. Jos atgalinė šaka panaši į pn sandūros voltamperinės charakteristikos atgalinę šaką. Veikiant atgalinei įtampai, *I* ir *3* dinistoriaus sandūros yra uždaros, ir per įtaisą teka tik silpna atgalinė srovė. Veikiant didelei atgalinei įtampai, atgalinė srovė stiprėja dėl pn sandūrų pramušimo.



8.2 pav. Dinistoriaus sandara (a) ir voltamperinė charakteristika (b)

Dinistoriaus tiesioginė įtampa  $I$  ir 3 sandūroms yra tiesioginė, o 2 sandūrai – atgalinė. Todėl voltamperinės charakteristikos tiesioginės šakos pradinė dalis (tarp taškų 0 ir  $I$ ) taip pat primena puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos atgalinę šaką. Tiesioginei įtampai pasiekus įsijungimo įtampą  $U_O$ , prasideda dinistoriaus įsijungimo procesas.

Nagrindėjant įsijungimą, dinistorius pakeičiamas ekvivalentine grandine, sudaryta iš pnp ir npn tranzistorių (8.3 pav, a). Srovė  $I_2$ , tekanti per 2 sandūrą, išreiškiama formule:

$$I_2 = a_1 I_1 + a_2 I_3 + I_R; \quad (8.1)$$

čia  $a_1$  – tranzistoriaus  $T_1$  emiterio srovės  $I_1$  perdavimo koeficientas,  $a_2$  – tranzistoriaus  $T_2$  emiterio srovės  $I_3$  perdavimo koeficientas,  $I_R$  – uždaro 2 sandūros atgalinė srovė.

Dinistoriuje visos trys sandūros sujungtos nuosekliai. Todėl  $I_1 = I_2 = I_3 = I$ . Tada pagal (8.1) formulę dinistoriaus srovė išreiškiama formule:

$$I = \frac{I_R}{1 - (a_1 + a_2)}. \quad (8.2)$$

Kol tranzistoriaus emiterio srovė silpna, jo emiterio srovės perdavimo koeficientas, kaip žinome, yra mažas. Jei  $(a_1 + a_2) \ll 1$ , tai pagal (8.2)  $I \cong I_R$ .

Kylant tiesioginei dinistoriaus įtampai, plečiasi jo 2 sandūra ir plonėja ekvivalentinės grandinės tranzistorių bazės. Stiprėjant emiterio srovei ir plonėjant bazei, tranzistoriaus emiterio srovės perdavimo koeficientas didėja. Sumai  $(a_1 + a_2)$  artėjant prie vieneto, pagal (8.2) srovė  $I$  sparčiai stiprėja, ir dinistorius pradeda įsijungti. Įsijungimo procesą atitinka voltamperinės charakteristikos dalis tarp  $I$  ir 2 taškų. Šioje charakteristikos dalyje dinistoriaus srovė stiprėja, o tiesioginė įtampa mažėja.

Įsijungimo procesą iliustruoja ekvivalentinė grandinė, atvaizduota 8.3 paveiksle, b. Sakykime, kad npn tranzistoriaus  $T_2$  bazės srovė šiek tiek sustiprėjo. Tada bazės srovės pokytis  $DI_{B2}$  sukelia tranzistoriaus kolektoriaus srovės pokytį  $DI_{K2}$ . Tačiau tranzistoriaus  $T_2$  kolektoriaus srovė yra pnp tranzistoriaus  $T_1$  bazės srovė. Todėl srovės pokytį  $DI_{K2} = DI_{B1}$  dar sustiprina pnp tranzistorius. Jo kolektoriaus srovės pokytis  $DI_{K1}$  (kartu ir tranzistoriaus  $T_2$  bazės srovės pokytis) yra daug didesnis už pradinį tranzistoriaus  $T_2$  bazės srovės pokytį. Taigi grandinėje susidaro teigiamas grįžtamasis ryšys, ir per dinistorių tekanti srovė sparčiai stiprėja. Jeigu nuosekliai dinistoriui yra įjungtas rezistorius, didėja įtampos kritimas jo varžoje, o dinistoriaus įtampa mažėja. Pasibaigus įsijungimo procesui, abu ekvivalentinės grandinės (8.3 pav., b) tranzistoriai visiškai atsiveria (susidaro jų soties veikos sąlygos). Srovės stiprumą grandinėje tada riboja nuosekliai dinistoriui įjungto grandinės elemento varža.

Įsijungus dinistoriui, jo voltamperinė charakteristika (tarp 2 ir 3 taškų) yra panaši į puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos tiesioginę šaką.

Tiesioginei srovei susilpnėjus iki  $I_H$  (čia  $I_H$  – palaikomoji srovė, angl. – *holding current*), prasideda dinistoriaus išsijungimas – pradėjus veikti teigiamam grįžtamajam ryšiui, ekvivalentinės grandinės tranzistoriai, vadinasi, ir dinistorius užsidaro.

Voltamperinės charakteristikos dalyje tarp 2 ir 3 taškų dinistoriaus diferencialinė varža  $R_d$  yra neigiama. Šią voltamperinės charakteristikos dalį įmanoma išmatuoti, jeigu matavimo grandinėje nuosekliai dinistoriui įjungta pakankamai didelė varža  $R$ . Jeigu  $R < R_d$ , tai dinistoriaus įsijungimo ir išsijungimo metu grandinėje gaunami srovės ir įtampos šuoliai.

Kai žinome per dinistorių tekančią srovę, jo įtampą galime rasti pagal voltamperinę charakteristiką:

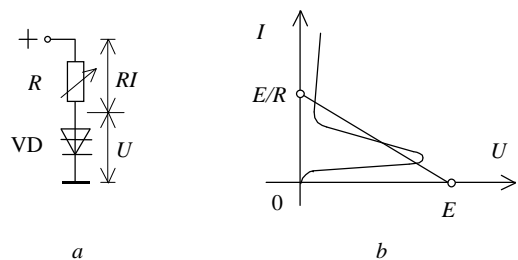
$$U = f(I). \quad (8.3)$$

Kita vertus, kai prie maitinimo šaltinio prijungta grandinė, sudaryta iš dinistoriaus ir rezistoriaus (8.4 pav.), dinistoriaus įtampa išreiškiama formule:

$$U = E - IR. \quad (8.3)$$

čia  $E$  – šaltinio elektrovė.

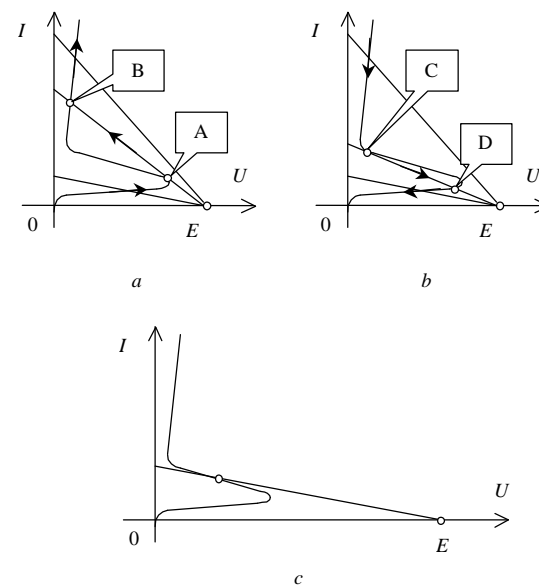
Jeigu būtų sudarytos tuščiosios veikos sąlygos (per dinistorių



8.4 pav. Paprasčiausia grandinė su dinistoriumi (a) ir jos analizė grafiniu būdu (b)

srovė netekėtų), tai gautume, kad  $I = 0$  ir  $U = E$ . Jeigu būtų dinistoriaus trumpasis jungimas, tai būtų  $U = 0$ , ir grandinėje tekėtų srovė  $I = E/R$ . Pažymėję dinistoriaus voltamperinės charakteristikos grafiko ašyse taškus, atitinkančius tuščiąją veiką ir trumpąjį jungimą, per šiuos taškus galime nubrėžti apkrovos tiesę (8.4 pav., b). Šios tiesės susikirtimo su dinistoriaus voltamperine charakteristika taškai atitinka (8.3) ir (8.4) lygčių sistemos sprendinius.

Sakykime, kad, įjungę tiesioginę įtampą, mažiname varžą  $R$ . Tada darbo taškas juda pradine dinistoriaus voltamperinės charakteristikos tiesioginės šakos dalimi, kol pasiekia tašką A (8.5 pav., a). Dar sumažėjus varžai  $R$ , prasideda dinistoriaus įsijungimas. Jam pasibaigus, grandinės būseną atitinka tašką B. Dar



8.5 pav. Grafikai, iliustruojantieji dinistoriaus įsijungimą (a), išsijungimą (b) ir veiką, kai  $R > |R_d|$  (c)

mažėjant varžai  $R$ , darbo taškas kyla voltamperinės charakteristikos šaka į viršų.

Jeigu, esant atviram dinistoriui, varžą  $R$  didiname, darbo taškas jo voltamperine charakteristika leidžiasi žemyn iki taško C (8.5 pav., *b*). Šiame taške prasideda dinistoriaus išsijungimo procesas, dinistoriaus varža didėja. Todėl per dinistorių tekanti srovė silpnėja, o jo įtampa didėja, darbo taškas juda iš C į D. Dinistoriui išsijungus ir didinant varžą  $R$ , apkrovos tiesė artėja prie abscisių ašies. Darbo taškas slenka pradine voltamperinės charakteristikos dalimi link koordinatinių pradžios taško 0.

Taigi dinistoriaus voltamperinės charakteristikos dalį tarp taškų 1 ir 2 (8.2 pav., *b*) įmanoma išmatuoti tik tuomet, kai tenkinama sąlyga  $R > R_d$  ir maitinimo šaltinio elektrovara  $E$  yra pakankamai didelė. Tada, mažinant varžą  $R$ , darbo taškas gali nuosekliai slinkti dinistoriaus voltamperine charakteristika (8.5 pav., *c*).

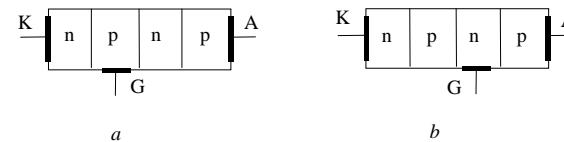
Iš aptarimo matyti, kad 8.2 paveiksle, *b*, pažymėtos dinistoriaus voltamperinės charakteristikos dalys atitinka penkias jo būsenas: didelės tiesioginės varžos (tarp taškų 0 ir 1), neigiamos diferencialinės varžos (1–2), didelio tiesioginio laidumo (2–3), didelės atgalinės varžos (0–4) ir pramušimo (4–5).

## 8.2. Tiristorių atmainos

Dinistoriaus įjungimo įtampą galima valdyti šviesa. Apšvietus fotodinistoriaus bazę, padidėja krūvininkų koncentracija bazėje, sustiprėja dinistoriaus ekvivalentinės grandinės tranzistoriaus srovė, padidėja jo srovės perdavimo koeficientas, ir išsijungimas prasideda veikiant mažesnei anodo įtampai.

Triodinis tiristorius – trinistorius – įjungimo valdymui turi valdymo elektrodą. Valdymo elektrodas G jungiamas prie vienos iš bazių (8.6 pav.). Taigi yra katodinio ir anodinio valdymo trinistorių.

Kai valdymo elektrodo srovė neteka, trinistoriaus voltamperinė charakteristika (8.7 pav.) yra analogiška dinistoriaus voltamperinei

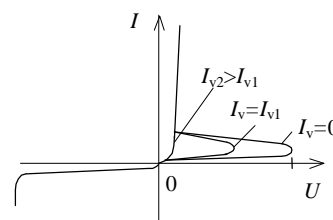


8.6 pav. Katodinio (a) ir anodinio (b) valdymo trinistorių struktūros

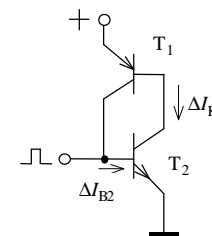
charakteristikai. Pradėjus tekėti valdymo srovei, sumažėja trinistoriaus išsijungimo įtampa.

Trinistorių taip pat galima pakeisti ekvivalentine grandine, sudaryta iš dviejų tranzistorių (8.8 pav.). Pradėjus tekėti valdymo srovei  $I_{B2}$ , tranzistoriaus  $T_2$  atsiveria ir priverčia atsiverti visą trinistorių. Atviram trinistoriui valdymo srovė neturi įtakos. Todėl valdymo srovė gali būti impulso pavidalo. Kai valdymo impulsas neveikia, trinistorių galima išjungti mažinant anodinės srovės stiprį arba išjungus anodinę įtampą.

Nuo 1956 metų, kada firmoje *Bell Telephone Laboratories* buvo sukurtas trinistorius, pasiūlyta daug pnpn įtaisų atmainų. Yra trinistorių, kuriuos galima išjungti neigiamu valdymo impulsu. Tetrodiniai tiristoriai – binistoriai – turi abiejų bazių išvadus. n bazę galima panaudoti tiristoriaus įjungimui arba išjungimui. Taigi yra



8.7 pav. Trinistoriaus voltamperinės charakteristikos



8.8 pav. Katodinio valdymo trinistoriaus ekvivalentinė grandinė

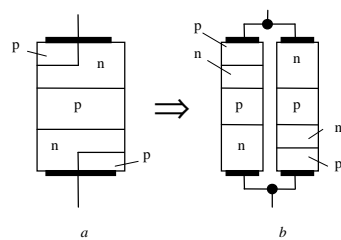
išjungiamųjų tiristorių. Dar yra atgalinė kryptimi laidžių tiristorių.

Nors daugiasluoksniai pnpn įtaisai jau seniai žinomi, lietuviška terminija dar nenusistovėjo. Beje, tiristorių terminai labai įvairuoja ir kitose kalbose. Anglų kalboje trinistoriai dažniausiai vadinami valdomaisiais silicio lygintuvais (*SCR – silicon controlled rectifier*).

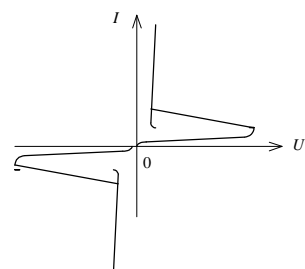
Atskirą tiristorių grupę sudaro simetriniai tiristoriai. Diodinio simetrinio tiristoriaus – *diako* – sandara atvaizduota 8.9 paveiksle, *a*. Diaką sudaro 5 sritys. Jį galima nagrinėti kaip lygiagrečiai, bet priešingomis kryptimis sujungtus dinistorius (8.9 pav., *b*). Kai veikia vieno poliškumo įtampa, diako voltamperinę charakteristiką lemia vieno dinistoriaus voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka, kai veikia kito poliškumo įtampa – kito dinistoriaus voltamperinės charakteristikos tiesioginė šaka. Todėl diako voltamperinė charakteristika yra simetrinė (8.10 pav.). Simetriniai triodiniai tiristoriai vadinami *triakais*.

Tiristorių savybėms nusakyti vartojama apie 30 parametrų. Svarbiausieji iš jų: įjungimo įtampa, išjungimo srovė, įjungimo trukmė, išjungimo trukmė, leidžiamoji tiesioginė srovė, leidžiamoji atgalinė įtampa, didžiausias darbo dažnis.

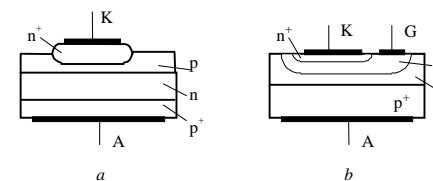
Silicio tiristorių leidžiamoji tiesioginė srovė esti nuo kelių miliamperų iki kelių kiloamperų, leidžiamoji atgalinė įtampa – nuo kelių voltų iki kelių kilovoltų. Trinistorių įjungimo trukmė būna nuo



8.9 pav. Diako struktūra (*a*) ir jo ekvivalentinė grandinė (*b*)



8.10 pav. Diako voltamperinė charakteristika



8.11 pav. Tiristorių struktūros

šimtųjų mikrosekundės dalių iki keleto mikrosekundžių, išjungimas trunka ilgiau – nuo vienetų iki šimtų mikrosekundžių. Taigi tiristorių veikimo sparta esti nedidelė, maksimalus darbo dažnis būna iki dešimčių kilohercų.

Tiristoriai gaminami įvairiais būdais. 8.11 paveiksle, *a*, atvaizduota difuzinio-lydytinio dinistoriaus struktūra. Kaip pagrindas panaudota silpnai legiruoto n puslaidininkio plokštelė. Terminės aliuminio difuzijos būdu joje sudaryta p bazės sritis, terminės boro difuzijos būdu –  $p^+$  emiterio sritis. Ilydimo būdu sudarytas  $n^+$  emiteris. 8.10 paveiksle, *b*, apvaizduota epitaksinio-difuzinio trinistoriaus sandara. Toks trinistorius gaminamas panašiai kaip epitaksinis sluoksnis, kuriame terminės priemaišų difuzijos būdu sudaromos p ir  $n^+$  sritys.

Tiristoriai naudojami elektronikos, automatikos, pramoninės elektronikos grandinėse, elektros pavarose ir pan.

### 8.3. Išvados

1. Tiristoriais vadinami pnpn struktūros įtaisai. Tiristorius turi voltamperinės charakteristikos dalį, kurioje jo diferencialinė varža yra neigiama. Yra daug tiristorių atmainų.
2. Paprasčiausias pnpn struktūros įtaisas yra dinistorius, dar kartais vadinamas Šoklio (*Shockley*) diodu. Jis įsijungia (atsiveria,

## 8. Tiristoriai

---

persijungia iš didelės tiesioginės varžos būsenos į didelio tiesioginio laidumo būseną), kai teigiama anodo įtampa pasiekia įsijungimo įtampą, ir išsijungia, kai srovė tampa silpnesnė už palaikymo srovę.

3. Galimos penkios dinistoriaus būsenos: didelės tiesioginės varžos, neigiamos diferencialinės varžos, didelio tiesioginio laidumo, didelės atgalinės varžos ir pramušimo.
4. Nagrinėjant veikimą, dinistorių galima pakeisti ekvivalente grandine, sudaryta iš pnp ir npn tranzistorių. Specifinės dinistoriaus savybės lemia teigiamas grįžtamasis ryšys.
5. Praktikoje dažniausiai naudojami pnpn įtaisai – tai katodinio valdymo trinistoriai. Trinistoriaus įsijungimo įtampa priklauso nuo valdymo srovės. Atviram trinistoriui valdymo srovė dažniausiai neturi įtakos. Todėl trinistoriaus įjungimui pakanka srovės impulso. Trinistorius išsijungia sumažinus per jį tekančios srovės stiprį.

### 8.4. Kontroliniai klausimai

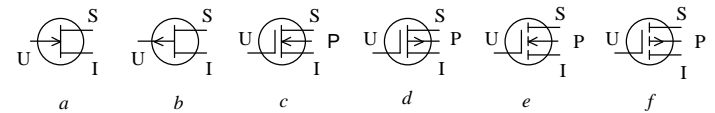
1. Aptarkite dinistoriaus sandarą ir jo voltamperinę charakteristiką.
2. Nubrėžkite dinistoriaus voltamperinę charakteristiką ir paaiškinkite jos eigą.
3. Apibūdinkite sąlygas, kuriose prasideda dinistoriaus įsijungimas.
4. Kaip dinistorių galima perjungti į didelio laidumo būseną? Kaip galima jį išjungti?
5. Apibūdinkite trinistoriaus sandarą.
6. Sudarykite trinistoriaus ekvivalentinę grandinę ir paaiškinkite jo atsivėrimo procesą.
7. Paaiškinkite trinistoriaus užsidarymo sąlygas.
8. Aptarkite tiristorių atmainas ir taikymo sritis.
9. Kas yra diakai ir triakai?
10. Aptarkite tiristorinių darinių formavimo būdus.

## 9. LAUKO TRANZISTORIAI

Lauko tranzistoriuose (angl.: *FET* – *field effect transistor*) srovę kuria specialiai sudaryto kanalo pagrindiniai krūvininkai. Kadangi srovę lemia vieno ženklo krūvininkai, šie tranzistoriai dar vadinami *vienpoliais* tranzistoriais. Kanalo laidumą ir juo tekančią srovę valdo statmenas srovės krypties elektrinis laukas.

Lauko tranzistoriaus *n* arba *p* kanalo (angl. – *channel*) gale sudaromi du elektrodai. Elektrodas, per kurį į kanalą patenka pagrindiniai krūvininkai, vadinamas ištaka (*source*). Elektrodas, per kurį pagrindiniai krūvininkai išteka, vadinamas santaka (*drain*). Kanale tekančią srovę valdo trečiojo tranzistoriaus elektrodo – užtūros (*gate*) – įtampa.

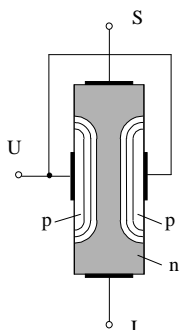
Pagal užtūros tipą lauko tranzistoriai skirstomi į lauko tranzistorius su valdančiosiomis *pn* sandūromis (sandūrinius lauko tranzistorius) ir lauko tranzistorius su izoliuotąja užtūra. Pastarieji tranzistoriai yra MDP arba MOP tranzistoriai. MDP tranzistoriai būna su indukuotuoju kanalu arba su pradiniu kanalu. Pagal kanalo veikos pobūdį jie skirstomi į praturtintosios veikos lauko tranzistorius ir nuskurdintosios veikos lauko tranzistorius. Taigi yra daug lauko tranzistorių atmainų. Jas atspindi 9.1 paveikslas, kuriame atvaizduoti lauko tranzistorių grafiniai žymenys.



9.1 pav. Sandūrinių lauko tranzistorių (*a*, *b*), pradinio kanalo MOP tranzistorių (*c*, *d*) ir indukuotojo kanalo MOP tranzistorių (*e*, *f*) grafiniai žymenys: *a*, *c*, *e* – su *n* kanalu, *b*, *d*, *f* – su *p* kanalu; *I* – ištaka, *S* – santaka, *U* – užtūra, *P* – pagrindas

Aptarsime lauko tranzistorių sandarą, veikimą, ekvivalentines grandines, savybes.

### 9.1. Sandūriniai lauko tranzistoriai



9.2 pav. Sandūrinio lauko tranzistoriaus su dviem valdančiosiomis pn sandūromis sandara

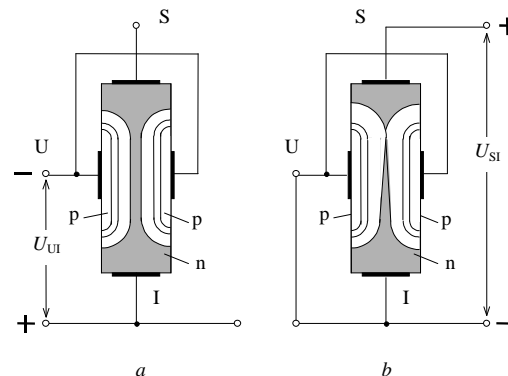
Nagrinėkime 9.2 paveiksle atvaizduotą lauko tranzistorių, įjungtą pagal bendrosios ištakos schemą. Tranzistoriaus veikimas pagrįstas tuo, kad kanalo storis ir jo skerspjūvio plotas priklauso nuo valdančiosios įtampos  $U_{UI}$ , veikiančios tarp užtūros ir ištakos. Įtampa  $U_{UI}$  sandūroms yra atgalinė. Didėjant šiai įtampai, pn sandūros plečiasi, kanalo storis mažėja (9.3 pav., a), o jo varža – didėja. Jeigu tarp santakos ir ištakos veikia įtampa, tai, didėjant kanalo varžai, silpnėja juo tekanti srovė. Taigi užtūros įtampa gali valdyti tranzistoriaus kanalo srovę. Siekiant, kad srovė būtų efektyviau valdoma, priemaišų koncentracija kanale parenkama daug mažesnė nei priemaišų koncentracija užtūros srityje.

Kanalo storis išreiškiamas formule:

$$b = b_n - 2d_n; \quad (9.1)$$

Lauko tranzistoriaus su dviem valdančiosiomis pn sandūromis ir n kanalu sandara atvaizduota 9.2 paveiksle. Tranzistoriui panaudotas n puslaidininkio lustas, kuriame sudarytos dvi p sritys. Tarp pn sandūrų esanti n sritis yra tranzistoriaus kanalas. Prie jo galų prijungti ištakos ir santakos elektrodai. Užtūros vaidmenį atlieka p sritys.

Nagrinėkime 9.2 paveiksle atvaizduotą lauko tranzistorių, įjungtą pagal bendrosios ištakos schemą. Tranzistoriaus veikimas pagrįstas tuo, kad kanalo storis ir jo skerspjūvio plotas priklauso nuo valdančiosios įtampos  $U_{UI}$ , veikiančios tarp



9.3 pav. Įėjimo ir išėjimo įtampų įtaka sandūrinio lauko tranzistoriaus kanalui

čia  $b_n$  – n srities storis,  $d_n$  – pn sandūros storis n srityje, išreiškiamas (4.48) formule.

Jeigu  $N_d \ll N_a$ , tai (4.48) formulė tampa paprastesnė. Tada

$$b = b_n - 2\sqrt{\frac{2e(|U_{UI}| + U_k)}{qN_d}}; \quad (9.2)$$

čia  $|U_{UI}|$  – įėjimo įtampos absoliučioji vertė – valdančiųjų sandūrų atgalinė įtampa.

Jeigu įtampa  $|U_{UI}|$  didėja, kanalas plonėja. Kai ši įtampa pasiekia vadinamąją atkirtos įtampą  $U_{UI0}$ , sandūros susiliečia, kanalas išnyksta, ir srovė tarp ištakos ir santakos nebeteka. Laikydami, kad  $b = 0$ , iš (9.2) formulės gauname:

$$|U_{UI0}| = \frac{b_n^2 q N_d}{8e} - U_k. \quad (9.3)$$

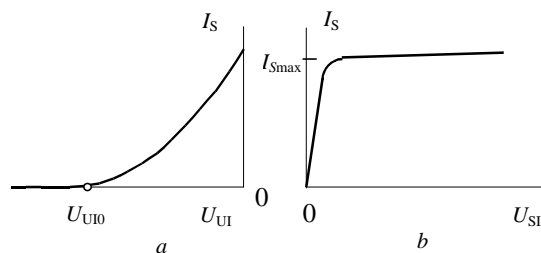
Pasinaudodami (9.2) ir (9.3) formulėmis, galime gauti tokią kanalo storio išraišką:



$$b = b_n \left( 1 - \sqrt{\frac{|U_{UI}| + U_k}{|U_{UI0}| + U_k}} \right). \quad (9.4)$$

Taigi užtūros įtampa valdo kanalo storį, kanalo varžą ir santakos srovę  $I_S$  (9.4 pav., *a*).

Jei įtampa tarp užtūros ir ištakos neveikia ( $U_{UI} = 0$ ), o įtampa  $U_{SI}$  tarp santakos ir ištakos nedidelė, tranzistoriaus kanalą galima nagrinėti kaip ominę varžą. Tada, jei didėja įtampa  $U_{SI}$ , tranzistoriaus kanalu tekanti srovė tiesiškai stiprėja. Kita vertus, jeigu didėja įtampa  $U_{SI}$ , tai didėja atgalinė valdančiosios pn sandūros įtampa kanalo gale prie santakos. Todėl šiame kanalo gale didėja pn sandūros storis, plonėja kanalas ir didėja jo varža. Veikiant įtampai  $U_{SI} = |U_{UI0}|$ , prie santakos pn sandūros susiliečia (9.3 pav., *b*), kanalo varža labai padidėja. Tada, kylant išėjimo įtampai, santakos srovė beveik nebestiprėja – per tranzistorių teka soties srovė  $I_{S\max}$  (9.4 pav., *b*). Taigi įtampos prieaugis krinta nuskurdintajame sluoksnyje tarp santakos ir kanalo. Dėl šios įtampos nuskurdintajame sluoksnyje susidaro elektrinis laukas. Kanalu tekant srovei, šis elektrinis laukas pagauna priartėjusius prie nuskurdintojo sluoksnio elektronus ir perneša juos prie santakos. Labai padidėjus išėjimo įtampai, tranzistoriaus išėjimo srovė pradeda stiprėti dėl pn sandūrų



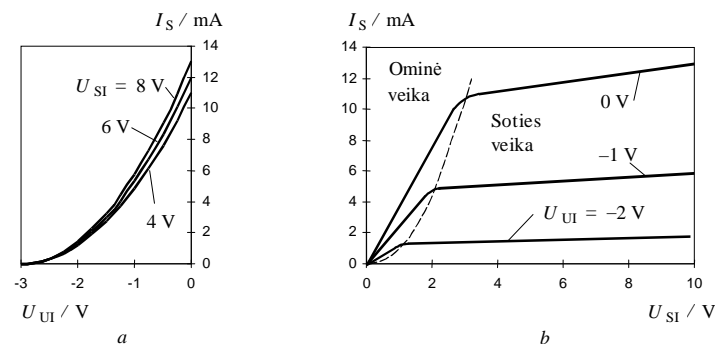
9.4 pav. Santakos srovės priklausomybės nuo įėjimo ir išėjimo įtampų

pramušimo.

Iš aptarimo matyti, kad tranzistoriaus išėjimo srovė priklauso nuo įėjimo ir išėjimo įtampų. **Lauko tranzistoriaus srovę valdo** ne įėjimo srovė, kaip dvipoliame tranzistoriuje, o **įėjimo įtampa**. Galimos kelios sandūrinio lauko tranzistoriaus būsenos: uždaroji, ominės veikos, soties ir pramušimo. Sandūrinio lauko tranzistoriaus įėjimo grandinėje yra uždara pn sandūra. Todėl jo įėjimo varža didelė – megaomų eilės.

Kadangi įjungto pagal bendrosios ištakos schemą lauko tranzistoriaus įėjimo srovė silpna, tranzistoriaus savybėms nusakyti pakanka vienos voltamperinių charakteristikų šeimos, vaizduojančios kaip tranzistoriaus išėjimo srovę  $I_S$  priklauso nuo įėjimo įtampos  $U_{UI}$  ir išėjimo įtampos  $U_{SI}$ . Praktikoje naudojami du lauko tranzistorių statinių voltamperinių charakteristikų tipai – *perdavimo charakteristikos*  $I_S(U_{UI})$  ir *išėjimo charakteristikos*  $I_S(U_{SI})$ .

Perdavimo charakteristikos (9.5 pav., *a*) vaizduoja, kaip tranzistoriaus santakos srovė priklauso nuo įėjimo įtampos, Kreivių parametras – išėjimo įtampa  $U_{SI}$ . Išėjimo charakteristikos (9.5 pav., *b*) vaizduoja, kaip tranzistoriaus išėjimo srovė priklauso nuo išėjimo



9.5 pav. Sandūrinio lauko tranzistoriaus perdavimo (*a*) ir išėjimo (*b*) charakteristikos

įtampos. Išėjimo charakteristikų parametras – įėjimo įtampa  $U_{UI}$ .

Silpnų virpesių stiprintuvų grandinėse sudaromos sandūrinių lauko tranzistorių soties veikos sąlygos. Tada santakos srovė priklauso nuo įėjimo įtampos. Atsižvelgiant į tai, kad link santakos kanalas siaurėja, įrodoma, kad soties sąlygomis santakos srovės  $I_S$  priklausomybę nuo įėjimo įtampos  $U_{UI}$  galima aproksimuoti formule:

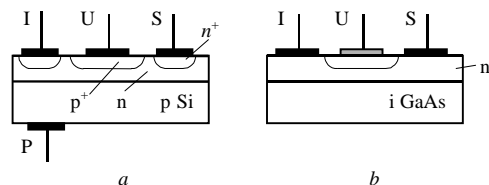
$$I_S = I_{S_{\max}} \left( 1 - \frac{U_{UI}}{U_{UI0}} \right)^2; \quad (9.5)$$

čia  $I_{S_{\max}}$  – santakos srovė, kai  $U_{UI} = 0$ .

Kita vertus, iš 9.5 paveikslo matyti, kad net soties veikos sąlygomis, didėjant išėjimo įtampai, išėjimo srovė šiek tiek stiprėja. Taip yra todėl, kad soties sąlygomis, didėjant išėjimo įtampai, plečiasi valdančiosios pn sandūros, trumpėja kanalas ir mažėja jo varža.

Taigi aptarėme sandūrinio lauko tranzistoriaus veikimą, kai jis įjungtas pagal bendrosios ištakos schemą. Kartais elektrinėse grandinėse lauko tranzistoriai veikia įjungti pagal bendrosios santakos ar bendrosios užtūros schemas.

Praktinė planariojo sandūrinio lauko tranzistoriaus (angl.: *JFET* – *junction FET*) struktūra atvaizduota 9.6 paveiksle, *a*. Ji gali būti sudaryta epitaksine-difuzine technologija. Ant p silicio pagrindo sudarius epitaksinį n silicio sluoksnį, terminės priemonės difuzijos būdu sudaromos lokalsios  $p^+$  ir  $n^+$  sritys. Tranzistoriaus kanalo vaidmenį atlieka n epitaksinis sluoksnis, esantis tarp  $p^+$  užtūros ir p



9.6 pav. Planarusis sandūrinis (*a*) ir metalo-puslaidininkio struktūros (*b*) lauko tranzistoriai

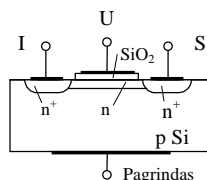
pagrindo. Pagrindą P galima panaudoti kaip antrąją užtūrą. Jeigu jis sujungiamas su užtūra G, gaunamas sandūrinis lauko tranzistorius su dviem valdančiosiomis pn sandūromis.

Pagal sandarą ir veikimą sandūriniams lauko tranzistoriams artimi metalo-puslaidininkio struktūros lauko tranzistoriai (angl.: *MESFET* – *metal-semiconductor FET*). Galio arsenido metalo-puslaidininkio lauko tranzistoriaus sandara atvaizduota 9.6 paveiksle, *b*. Tranzistoriaus pagrindui panaudotas silpnai legiruotas galio arsenidas. Jį galime laikyti dielektriku. Ant pagrindo užaugintas plonas (mikrometro dalių storio) epitaksinis n galio arsenido sluoksnis. Ant šio sluoksnio sudaryti ištakos ir santakos metaliniai elektrodai. Tarp šių elektrodų ir epitaksinio sluoksnio susidaro ominiai kontaktai. Užtūros elektrodai panaudota tokia medžiaga, kad tarp užtūros elektrodo ir epitaksinio sluoksnio susidaro Šotkio barjeras. Veikiant užtūros įtampai, nuskurdintasis sluoksnis po užtūros elektrodu storėja, o kanalas plonėja. Taigi metalo-puslaidininkio lauko tranzistorius yra nuskurdintosios veikos Šotkio lauko tranzistorius.

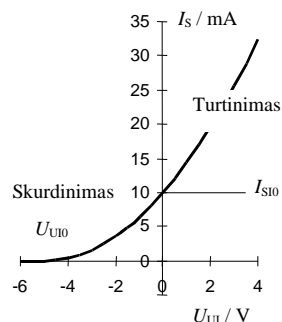
Vienas svarbiausių lauko tranzistoriaus parametrų yra perdavimo charakteristikos statusas. Iš 9.5 paveikslo, *a*, matyti, kad jis didėja stiprėjant per tranzistorių tekančiai srovei. Tačiau tranzistoriaus darbo tašką reikia parinkti taip, kad, veikiant įėjimo įtampai, jo sandūros liktų uždarnos. Taigi galimybės parinkti stipresnę santakos srovę ir gauti didesnę statumą yra ribotos. Pavojaus, kad užtūra atsivers, nebūna, jeigu tarp jos ir kanalo yra ne pn sandūra, o dielektriko sluoksnis.

## 9.2. MOP tranzistoriai

MOP tranzistoriuose (angl.: *MOSFET* – *metal-oxide-semiconductor FET*) tarp kanalo ir užtūros yra oksido sluoksnis. Tranzistorių veikimas pagrįstas lauko efektu MOP darinyje. Panaudojamos dvi šių lauko tranzistorių atmainos: *tranzistoriai su pradiniu kanalu* ir *tranzistoriai su indukuotuoju kanalu*.



9.7 pav. MOP tranzistorius su pradiniu kanalu



9.8 MOP tranzistoriaus su pradiniu kanalu perdavimo charakteristika

Pradinio kanalo MOP tranzistoriaus sandara atvaizduota 9.7 paveiksle. Tranzistoriui panaudotas p silicio pagrindas. Jame sudarytos lokalsios  $n^+$  sritys, prie kurių prijungti ištakos ir santakos išvadai. Tarp jų sudarytas silpnai legiruotas n kanalas. Ant jo yra dielektrinis silicio dioksido sluoksnis ir metalinis užtūros elektrodas. Tranzistoriaus pagrindas dažniausiai esti sujungtas su ištaka.

Kai tranzistorius įjungtas pagal bendrosios ištakos schemą, veikiant santakos-ištakos įtampai  $U_{SI}$ , sudarytu pradiniu kanalu gali tekėti srovė. Jeigu prijungiama teigiama užtūros įtampa ( $U_{UI} > 0$ ), į kanalą iš ištakos ir santakos sričių įtraukiami elektronai. Kanalo varža sumažėja. Per tranzistorių tekanti srovė sustiprėja. Neigiama užtūros įtampa stumia iš kanalo pagrindinius krūvininkus – elektronus. Tada kanalo varža padidėja, per tranzistorių tekanti srovė  $I_S$  susilpnėja. Taigi galima tiek praturtinti, tiek nuskurdinti tranzistoriaus veikimą. Todėl MOP tranzistoriai su pradiniu kanalu yra nuskurdintosios veikos tranzistoriai (angl.: *DE-MOSFET* – *depletion-enhancement MOSFET*).

MOP tranzistoriaus su pradiniu kanalu perdavimo charakteristika (9.8 pav.) panaši į sandūrinių lauko tranzistorių perdavimo charakteristikas. Tačiau yra ir svarbus skirtumas – galima sudaryti ne

tik kanalo skurdinimo (kai  $U_{UI} < 0$ ), bet ir kanalo turtinimo ( $U_{UI} > 0$ ) sąlygas.

Perdavimo charakteristiką galima aproksimuoti formule, analogiška (9.5):

$$I_S = I_{S0} \left( 1 - \frac{U_{UI}}{U_{UI0}} \right)^2; \quad (9.6)$$

čia  $I_{S0}$  – tranzistoriaus santakos srovė, kai  $U_{UI} = 0$ .

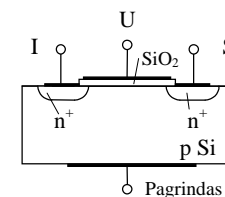
Gaminant pradinio kanalo MOP tranzistorius, reikia atlikti kanalo formavimo operacijas. Šių operacijų nereikia sudarant indukuotojo kanalo MOP tranzistorius.

Indukuotojo n kanalo MOP tranzistoriaus sandara atvaizduota 9.9 paveiksle. Tranzistoriui panaudotas p silicio pagrindas. Jame sudarytos lokalsios  $n^+$  ištakos ir santakos sritys. Tarpas tarp šių sričių padengtas oksido sluoksniu, ant kurio sudarytas užtūros elektrodas, kuris su atsarga dengia tarpą tarp ištakos ir santakos sričių.

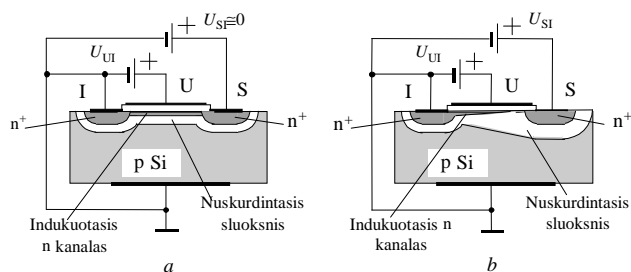
Jeigu tarp užtūros ir pagrindo įtampas nėra, tai tarp santakos ir ištakos yra dvi priešpriešias sujungtos pn sandūros. Veikiant tarp santakos ir ištakos įtampai, per tranzistorių srovė neteka.

Ištakos elektrodas paprastai būna sujungtas su pagrindu. Tada įjungus tranzistorių pagal bendrosios ištakos schemą ir prijungus teigiamą užtūros-ištakos įtampą, po užtūra galima sudaryti inversinį n sluoksnį – indukuotąjį kanalą (9.10 pav., a). Didėjant užtūros įtampai, kanale didėja elektronų koncentracija ir kartu didėja jo laidumas. Taigi indukuotojo kanalo MOP tranzistorius yra praturtintos veikos tranzistorius (angl.: *E-MOSFET* – *enhancement MOSFET*).

Indukuotasis kanalas susidaro, kai užtūros-ištakos įtampa viršija slenkstinę įtampą  $U_{UI0}$ . Tada, veikiant nedidelei išėjimo (santakos-ištakos) įtampai, tran-



9.9 pav. Indukuotojo kanalo MOP tranzistoriaus sandara



9.10 pav. MOP tranzistorius su indukuotuoju n kanalu tiesinės (a) ir soties (b) veikos sąlygomis

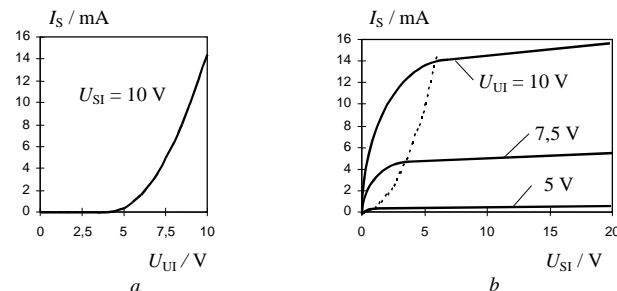
zistoriaus kanalas veikia kaip tiesinė varža. Tačiau didėjant teigiamai išėjimo įtampai  $U_{SI}$ , pn sandūra tarp santakos srities ir pagrindo plečiasi. Potencialų skirtumas  $U_{US}$  tarp užtūros ir santakos mažėja. Kai įtampa  $U_{US} = U_{UI} - U_{SI}$  tampa mažesnė už slenkstinę įtampą  $U_{UI0}$ , prie santakos srities inversinio sluoksnio nebelieka (9.10 pav., b). Dėl to tranzistoriaus srovė nenutrūksta: dreifuojantieji kanalu elektronai pasiekia nuskurdintąjį sluoksnį kanalo gale prie santakos ir elektrinis laukas juos permeta į santakos sritį. Tačiau didėjant išėjimo įtampai, srovė per tranzistorių beveik nebestiprėja. Susidaro tranzistoriaus soties veikos sąlygos.

Taigi bendruoju atveju MOP tranzistoriaus su indukuotuoju kanalu išėjimo (santakos) srovė  $I_S$  priklauso nuo užtūros ir santakos įtampų (9.11 pav.). Kadangi soties sąlygomis MOP tranzistoriaus srovė mažai priklauso nuo įtampos  $U_{SI}$ , tranzistoriaus perdavimo charakteristiką (9.11 pav., a) pakankamai tiksliai galima aproksimuoti išraiška:

$$I_S = K(U_{UI} - U_{UI0})^2; \quad (9.7)$$

čia  $K$  – proporcingumo koeficientas.

Visgi, ir soties veikos sąlygomis, kaip matyti iš 9.11 paveikslo, b, didėjant įtampai  $U_{SI}$ , tranzistoriaus srovė  $I_S$  šiek tiek stiprėja. Taip



9.11 pav. Indukuotojo kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo (a) ir išėjimo (b) charakteristikos

yra todėl, kad, plečiantis nuskurdintajam sluoksniui prie santakos, trumpėja kanalas ir mažėja jo varža.

MOP tranzistorių įėjimo varžos nuolatinei srovei būna labai didelės, siekia  $10^{12}$ – $10^{15} \Omega$ . Taigi įėjimo srovė esti labai silpna, nes tarp užtūros ir kanalo yra dielektriko sluoksnis. Kita vertus, šis sluoksnis būna plonas. Todėl lauko tranzistorius reikia saugoti nuo statinių krūvių. Kadangi talpa tarp užtūros ir kanalo būna nedidelė, net nedidelis statinis krūvis gali sukurti didelę įtampą. Keliasdešimt voltų įtampa gali pramušti ploną dielektriko sluoksnį ir sukelti nepataisomą MOP tranzistoriaus gedimą. Dėl nurodytų priežasčių lauko tranzistoriai transportuojami laidžiuose laikikliuose arba jų išvadai būna sujungti laidžiais žiedais.

### 9.3. Lauko tranzistorių parametrai ir ekvivalentinės grandinės

Jau aptarėme, kad įjungto pagal bendrosios ištakos schemą lauko tranzistoriaus įėjimo varža esti labai didelė, įėjimo srovė – labai silpna. Todėl galima laikyti, kad užtūra yra visiškai izoliuota nuo kanalo, o įėjimo srovė žemųjų dažnių srityje lygi nuliui. Išėjimo

(santakos) srovė bendruoju atveju yra įėjimo ir išėjimo įtampų funkcija:

$$I_S = f(U_{UI}, U_{SI}); \quad (9.8)$$

čia  $U_{UI}$  – įėjimo (užtūros-ištakos) įtampa,  $U_{SI}$  – išėjimo (santakos-ištakos) įtampa.

Pagal (9.8) tranzistoriaus srovės  $I_S$  diferencialas išreiškiamas formule:

$$dI_S = \frac{\partial I_S}{\partial U_{UI}} dU_{UI} + \frac{\partial I_S}{\partial U_{SI}} dU_{SI} = g_m dU_{UI} + \frac{1}{r_o} dU_{SI}; \quad (9.9)$$

čia  $g_m$  arba  $S$  – tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statusas (angl. kaip ir dvipolio tranzistoriaus atveju – *transfer conductance*, *transconductance*, *mutual conductance*),  $r_o$  – tranzistoriaus išėjimo (vidinė) varža.

Pagal (9.9)

$$g_m = S = \frac{dI_S}{dU_{UI}}, \text{ kai } U_{SI} = \text{const}, \quad (9.10)$$

$$r_o = \frac{dU_{SI}}{dI_S}, \text{ kai } U_{UI} = \text{const}. \quad (9.11)$$

Taikydami (9.10) ir (9.11) formules ir vietoje diferencialų imdami srovės ir įtampų pokyčius darbo taško aplinkoje, lauko tranzistoriaus parametrus galime rasti pagal jo perdavimo arba išėjimo charakteristikas.

Nagrinėdami lauko tranzistorių kaip tiesinį aktyvųjų keturpolį, vietoje įtampų ir srovės pokyčių galime nagrinėti įtampų ir srovių kintamąsias dedamąsias. Tada

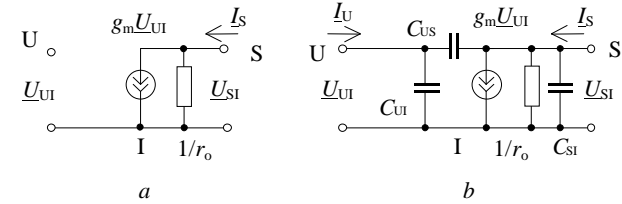
$$I_D \equiv 0, \quad (9.12)$$

$$I_S = g_m U_{UI} + g_o U_{SI}; \quad (9.13)$$

čia  $g_o = 1/r_o$  – išėjimo laidumas.

Šią lygčių sistemą, aprašančią lauko tranzistorių, atitinka 9.12 paveiksle,  $a$ , atvaizduota ekvivalentinė grandinė.

Kai lauko tranzistorius yra soties būsenoje, jo išėjimo srovė  $I_S$  mažai priklauso nuo išėjimo įtampos  $U_{SI}$ . Išėjimo srovės priklaus-



9.12 pav. Lauko tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės

somybę nuo įėjimo įtampos, kaip jau žinome, galima aproksimuoti išraiška

$$I_S \cong A(U_{UI} - U_{UI0})^2; \quad (9.14)$$

čia  $A$  – proporcingumo koeficientas,  $U_{UI0}$  – atkirtos arba slenkstinė įtampa (kai  $U_{UI} = U_{UI0}$ , tai  $I_S = 0$ ).

Pagal (9.14) lauko tranzistoriaus statusas proporcingas  $\sqrt{I_S}$ :

$$g_m = \frac{\partial I_S}{\partial U_{UI}} = 2A(U_{UI} - U_{UI0}) = 2\sqrt{A}\sqrt{I_S}. \quad (9.15)$$

Pagal (9.13) nuo statumo  $g_m$  priklauso tranzistoriaus išėjimo srovės kintamoji dedamoji. Kai tranzistorius panaudojamas virpesiams stiprinti, nuo statumo priklauso stiprintuvo stiprinimo koeficientas.

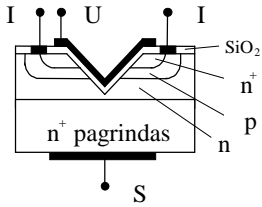
Pagal (7.87) dvipolio tranzistoriaus atveju santykis  $g_m/I_{KQ}$  lygus  $q/kT$ . Kai  $T = 300$  K, tai  $g_m/I_{KQ} \cong q/kT \cong 40 \text{ V}^{-1}$ . Pagal (9.14) ir (9.15) lauko tranzistoriaus  $g_m/I_{SQ} = 2/(U_{UI} - U_{UI0})$ . Santykis  $2/(U_{UI} - U_{UI0})$  esti daug mažesnis nei  $40 \text{ V}^{-1}$ . Taigi dvipolių tranzistorių perdavimo charakteristikos statusas didesnis nei lauko tranzistorių. Tačiau lauko tranzistoriai turi kitų svarbių privalumų: jie pasižymi didele įėjimo varža, didesniu temperatūriniu stabilumu, yra atsparesni radiacijai. Dar svarbu, kad dėl paprastesnės konstrukcijos yra paprastesnė lauko tranzistorių gamyba.

Lauko tranzistorių statumo priklausomybės nuo konstrukcijos parametrų analizė rodo, kad

$$g_m \sim \frac{m}{l_k}; \quad (9.16)$$

čia  $m$  – krūvininkų judrumas tranzistoriaus kanale,  $l_k$  – kanalo ilgis.

Taigi, siekiant gauti didesnį lauko tranzistoriaus statumą, reikia trumpinti kanalą ir didinti krūvininkų judrumą kanale. Kadangi elektronų judrumas yra didesnis už skylių judrumą, tranzistorių su  $n$  kanalais statumas yra didesnis. Trumpas kanalas būdingas vertikalios konstrukcijos MOP tranzistoriams. V-MOP tranzistoriaus (angl.: *V-MOSFET*) sandara atvaizduota 9.13 paveiksle. Gaminant tranzistorių, ant  $n^+$  pagrindo užauginamas epitaksinis  $n$  sluoksnis, terminės



9.13 pav. V-MOP tranzistoriaus struktūra

priemaišų difuzijos būdu jame sudaromos  $p$  ir  $n^+$  lokalsios sritys. Išsėdinus darinyje griovelį, sudaromas izoliacinis silicio dioksido sluoksnis. Jame reikiamose vietose fotolitografijos būdu atidarius langus, sudaromi metaliniai elektrodai. Trumpas indukuotasis  $n$  kanalas tarp  $n^+$  ištakos ir  $n$  bei  $n^+$  santakos sričių, veikiant teigiamai užtūros-ištakos įtampai, susidaro  $p$  sluoksnyje.

#### 9.4. Lauko tranzistorių dažninės savybės

Augant dažniui, lauko tranzistoriaus statumas mažėja dėl krūvininkų lėkio tranzistoriaus kanale efekto. Įvertinant lėkio efektą (tai, kad valdymo įtampa spėja pasikeisti, kol krūvininkas įveikia kanalą tarp ištakos ir santakos), tranzistoriaus perdavimo koeficientas išreiškiamas formule:

$$\underline{K}(j\omega) = \frac{S}{S_0} = \frac{\sin x}{x} e^{-jx}, \quad x = \frac{\omega t_k}{2}; \quad (9.17)$$

čia  $S_0$  – statumas žemųjų dažnių srityje,  $t_k$  – krūvininko lėkio kanale trukmė.

Pagal (9.17) formulę galima apskaičiuoti dažnį  $f_S$ , ties kuriuo statumas sumažėja  $\sqrt{2}$  karto. Kita vertus, dažniausiai laikoma, kad lauko tranzistoriaus dažnines savybes lemia kitas reiškinys – tranzistoriaus įėjimo varžos mažėjimas didėjant dažniui.

9.12 paveiksle,  $b$ , atvaizduota lauko tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė, papildyta jo parazitinėmis talpomis – talpa tarp užtūros ir ištakos  $C_{UI}$ , užtūros ir santakos  $C_{US}$  ir santakos ir ištakos  $C_{SI}$ . Ji panaši į dvipolio tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinę grandinę.

Dėl parazitinių talpų, augant dažniui, mažėja lauko tranzistoriaus įėjimo varža kintamajai srovei. Kai tranzistoriaus išėjime sudarytos trumpojo jungimo pagal kintamąją srovę sąlygos, jo įėjimo varžą lemia grandinė, sudaryta iš lygiagrečiai sujungtų talpų  $C_{UI}$  ir  $C_{US}$  (9.12 pav.,  $b$ ). Tuomet tranzistoriaus įėjimo srovės kintamąją dedamąją galime išreikšti formule

$$\underline{I}_U = j\omega(C_{UI} + C_{US})\underline{U}_{UI}. \quad (9.18)$$

Kai tranzistoriaus išėjime sudarytas trumpasis jungimas ( $\underline{U}_{SI} = 0$ ), pagal (9.13)

$$\underline{I}_S = g_m \underline{U}_{UI}. \quad (9.19)$$

Kadangi, augant dažniui, tranzistoriaus įėjimo srovė  $\underline{I}_U$  stiprėja, tai ji gali tapti tokio pat stiprumo, kaip ir išėjimo srovė  $\underline{I}_S$ . Tada lauko tranzistorius nustoja stiprinti srovę. Dažnis, kuriam esant tai atsitinka, kaip ir dvipolių tranzistorių atveju, žymimas  $f_T$ . Pagal (9.18) ir (9.19) formules, laikydami, kad  $|\underline{I}_U| = |\underline{I}_S|$ , kai  $f = f_T$ , gauname, kad

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{UI} + C_{US})} = \frac{1}{2\pi t_k}; \quad (9.20)$$

čia  $t_k$  yra grandinės, sudarytos iš varžos  $1/g_m$  ir talpos  $C_\Sigma = C_{UI} + C_{US}$ , laiko konstanta. Šį rezultatą galima interpretuoti taip:

lauko tranzistoriaus dažnines savybes lemia jo talpų  $C_{UI}$  ir  $C_{US}$  persikrovimo procesas; persikrovimo srovę riboja varža (kanalo varža)  $1/g_m$ . Taigi laiko konstanta yra talpos, kuri susidaro tarp užtūros ir kanalo, persikrovimo laiko pastovioji. Ji lygi krūvininkų lėkio kanale trukmei.

Taigi lauko tranzistoriaus dažnį  $f_T$  ir jo dažnines savybes lemia krūvininkų lėkio kanale trukmė  $t_k$ . Siekiant dažnį  $f_T$  padidinti, reikia trumpinti kanalą. Kai kanalas labai trumpas, jame susikuria labai stiprus elektrinis laukas. Todėl aukštadažnių lauko tranzistorių kanaluose elektronai pasiekia maksimalų dreifo greitį  $v_{max}$ . Tuomet

$$t_k = l_k / v_{max} \quad (9.21)$$

ir

$$f_T = \frac{v_{max}}{2\pi l_k}. \quad (9.22)$$

Irodoma, kad lauko tranzistoriaus maksimalus galios stiprinimo arba generacijos dažnis išreiškiamas formule

$$f_{max} = \frac{f_T}{2} \sqrt{\frac{g_m}{g_o}}. \quad (9.23)$$

Atlikta analizė leidžia apibendrinti, kad lauko tranzistorių dažnines savybes lemia horizontalusis planariojo tranzistoriaus matmuo – kanalo ilgis. Jau sukurti mikrobangų integriniai grandynai su lauko tranzistoriais, kurių kanalo ilgis – 80 nm. Jų  $f_{max} > 400$  GHz.

#### 9.1 užduotis

Pagal žinyną lauko tranzistoriaus  $U_{UI0} = -3$  V. Kai  $U_{UI} = 0$ , srovė  $I_S = I_{Smax} = 9$  mA. Tranzistoriaus išėjimo varža  $r_o = 100$  kΩ, talpos  $C_{11} = 2$  pF,  $C_{12} = 1$  pF,  $C_{22} = 1,5$  pF (čia  $C_{11}$  – įėjimo talpa, kai išėjimas trumpai sujungtas,  $C_{12}$  – pereinamoji talpa,  $C_{22}$  – išėjimo talpa, kai įėjimas trumpai sujungtas). Tranzistoriaus darbo taške  $U_{UI} = -1$  V. Sudarysime tranzistoriaus ekvivalentinę grandinę. Apskaičiuosime dažnį  $f_T$  ir krūvininkų lėkio kanale trukmę.

Sprendimas

Tranzistoriaus ekvivalentinė grandinė yra tokia kaip 9.12 paveiksle, b. Rasime ekvivalentinės grandinės elementų parametrus.

Kai  $U_{UI} = 0$ , tai  $I_S = I_{Smax} = AU_{UI0}^2$ . Taigi  $A = I_{Smax} / U_{UI0}^2$  ir pagal (9.15)

$$g_m = \frac{2I_{Smax}}{U_{UI0}^2} (U_{UI} - U_{UI0}) = \frac{2 \cdot 9 \cdot 10^{-3}}{3^2} (-1 + 3) = \dots \cong 4 \text{ mA/V}.$$

$$C_{US} = C_{12} = 1 \text{ pF}.$$

$$C_{11} = C_{UI} + C_{US}; \quad C_{UI} = C_{11} - C_{12} = 2 - 1 = 1 \text{ pF}.$$

$$C_{22} = C_{US} + C_{SI}; \quad C_{SI} = C_{22} - C_{12} = 1,5 - 1 = 0,5 \text{ pF}.$$

Tada

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{UI} + C_{US})} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{2\pi(1 + 1) \cdot 10^{-12}} \cong 0,32 \cdot 10^9 = 320 \text{ MHz}$$

ir

$$t_k = \frac{1}{2\pi f_T} = \frac{1}{2\pi \cdot 0,32 \cdot 10^9} \cong 5 \cdot 10^{-10} = 0,5 \text{ ns}.$$

#### 9.2 užduotis

Silicio lauko tranzistoriaus n kanalo ilgis – 0,3 μm. Raskime dažnį  $f_T$ . Maksimalus elektronų greitis silicyje – apie  $10^7$  cm/s.

Sprendimas

Pagal (9.22)

$$f_T = \frac{v_{max}}{2\pi l_k} = \frac{10^5}{2\pi \cdot 0,3 \cdot 10^{-6}} \cong 5,3 \cdot 10^{10} \text{ Hz} = 53 \text{ GHz}.$$

### 9.5. Išvados

1. Lauko tranzistoriuje srovė teka kanalu, sudarytu tarp ištakos ir santakos. Srovės stiprumą valdo užtūros įtampa. Kanale srovę kuria pagrindiniai – vieno ženklo – krūvininkai. Todėl lauko tranzistoriai dar vadinami vienpoliais tranzistoriais. Pagal užtūros tipą lauko tranzistoriai skirstomi į dvi grupes – sandūrinius lauko tranzistorius ir tranzistorius su izoliuotąja užtūra. Tranzistoriai su izoliuotąja užtūra dažniau vadinami MDP arba MOP tranzistoriais. Jie esti dviejų tipų – su pradiniu kanalu ir su indukuotuoju kanalu.
2. Lauko tranzistoriuje su  $n$  kanalu ir valdančiosiomis  $p$  sandūromis kanalas yra tarp dviejų  $p$  sričių, kurios atlieka užtūros vaidmenį. Tokiame tranzistoriuje, didėjant užtūros neigiamai įtampai  $U_{UI}$ , plečiasi  $p$  sandūros, mažėja kanalo storis, didėja jo varža ir mažėja kanale tekančios srovės stiprumas. Taip užtūros įtampa valdo per tranzistorių tekančią srovę  $I_S$ .
3. MOP tranzistoriuje su pradiniu kanalu tarp kanalo ir metalinio užtūros elektrodo yra plonas silicio dioksido sluoksnis. Gaminant tranzistorių, ištakos, santakos sritys ir jas jungiantis silpnai legiruotas kanalas sudaromi paviršiniame puslaidininkio sluoksnyje terminės priemonių difuzijos ar joninio legiravimo būdais. Jei pradinis kanalas yra  $n$  tipo, tai, veikiant teigiamai užtūros įtampai, iš  $n^+$  ištakos ir santakos sričių į kanalą įtraukiami elektronai. Padidėjus pagrindinių krūvininkų koncentracijai, kanalo varža sumažėja. Neigiama užtūros įtampa stumia iš kanalo elektronus. Todėl, didėjant neigiamai užtūros įtampai, kanalo varža didėja. Taip užtūros įtampa valdo kanalo varžą ir juo tekančią srovę. MOP tranzistorius su pradiniu kanalu gali veikti ir kanalo turtinimo, ir kanalo skurdinimo sąlygomis.
4. Indukuotojo kanalo MOP tranzistoriai yra paprastesnės konstrukcijos. Tranzistorių su indukuotuoju  $n$  kanalu sudaro  $p$  puslaidininkio pagrindas, kuriame sudarytos  $n^+$  ištakos ir santakos

- sritys; tarpas tarp  $n^+$  sričių padengtas dielektriko sluoksniu, ant kurio sudarytas užtūros elektrodas. Teigiamai užtūros įtampai viršijus slenkstinę, po užtūra susidaro inversinis  $n$  sluoksnis – kanalas. Didėjant užtūros įtampai, kanale didėja elektronų koncentracija ir kartu didėja jo laidumas. Taigi tranzistoriai su indukuotuoju kanalu yra praturtintosios veikos MOP tranzistoriai.
5. Įjungto pagal bendrosios ištakos schemą lauko tranzistoriaus įėjime yra uždara  $pn$  sandūra arba izoliuotas nuo kanalo užtūros elektrodas. Todėl lauko tranzistorių įėjimo varža nuolatinei srovei yra didelė, o įėjimo srovė – labai silpna.
  6. Lauko tranzistoriaus santakos srovės priklausomybė nuo įtampų nusakoma jo perdavimo ir išėjimo charakteristikomis. Stiprintuvuose lauko tranzistoriams dažniausiai sudaromos soties veikos sąlygos. Soties sąlygomis lauko tranzistoriaus išėjimo srovė mažai priklauso nuo išėjimo (santakos-ištakos) įtampos. Tranzistoriaus perdavimo charakteristiką galima aproksimuoti (9.14) formule.
  7. Lauko tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statusas tiesiai proporcingas  $\sqrt{I_S}$ . Norint padidinti statumą ir gauti didesnę stiprintuvo stiprinimo koeficientą, tranzistoriaus darbo tašką reikia parinkti taip, kad santakos srovė būtų stipresnė.
  8. Žemųjų dažnių srityje lauko tranzistorių galima pakeisti jo ekvivalentine grandine, sudaryta iš įėjimo įtampos  $U_{UI}$  valdomo srovės  $g_m U_{UI}$  šaltinio ir lygiagrečiai jam prijungtos tranzistoriaus išėjimo varžos  $r_o$ . Aukštųjų dažnių srityje ekvivalentinės grandinės schemą reikia papildyti tranzistoriaus parazitinėmis talpomis. Tada ji įgyja  $\Pi$  pavidalą.
  9. Didėjant dažniui, didėja lauko tranzistoriaus įėjimo talpinė srovė. Tranzistoriaus srovės stiprinimo koeficientas mažėja. Kai dažnis pasiekia  $f_T$ , srovės stiprinimo koeficientas sumažėja iki 1. Įrodoma, kad dažnis  $f_T$  išreiškiamas (9.20) formule ir yra tiesiai proporcingas santykiui  $m/l_k^2$ ; čia  $m$  – lauko tranzistoriaus kanalo pagrindinių krūvininkų judrumas,  $l_k$  – kanalo ilgis. Taigi, kuo



didesnis krūvininkų judrumas ir trumpesnis kanalas, tuo geresnės lauko tranzistoriaus dažninės savybės.

### 9.6. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Lauko tranzistoriaus n kanale srovę kuria (elektronai, skylės, elektronai ir skylės).
2. Aptarkite lauko tranzistoriaus su valdančiosiomis pn sandūromis sandarą ir veikimą.
3. Lauko tranzistoriuje su valdančiosiomis pn sandūromis krūvininkai, judėdami iš ištakos į santaką, (įveikia dvi pn sandūras, nesutinka nė vienos pn sandūros).
4. Palyginkite dvipolių ir lauko tranzistorių jungimo schemas.
5. Sudarykite lauko tranzistoriaus su valdančiosiomis pn sandūromis perdavimo charakteristikų šeimą. Paaiškinkite charakteristikų eigą.
6. Sudarykite lauko tranzistoriaus su valdančiosiomis pn sandūromis išėjimo charakteristikų šeimą. Paaiškinkite charakteristikų eigą.
7. Sandūrinio lauko tranzistoriaus  $I_{S\max} = 20 \text{ mA}$ ,  $U_{UI0} = -10 \text{ V}$ . Kokio stiprio tranzistoriaus išėjimo srovė  $I_S$  tekėtų, kai  $U_{UI} = 0$ ? Kokiai įtampa  $U_{SI}$  veikiant susidarytų tranzistorius soties veikos sąlygos, jeigu  $U_{UI} = -2 \text{ V}$ ?
8. Sandūrinio lauko tranzistoriaus  $U_{UI0} = -6 \text{ V}$  ir  $I_{S\max} = 12 \text{ mA}$ . Jeigu šių duomenų pakanka, sudarykite tranzistoriaus perdavimo charakteristiką.
9. Sandūrinio lauko tranzistoriaus su p kanalu  $I_{S\max} = 4 \text{ mA}$  ir  $U_{UI0} = +3 \text{ V}$ . Sudarykite tranzistoriaus perdavimo charakteristiką.
10. Aptarkite MOP tranzistoriaus su pradiniu kanalu sandarą ir veikimą.
11. Neigiama įtampa  $U_{UI}$  (skurdina, turtina) MOP tranzistoriaus pradinį n kanalą, teigiama įtampa kanalą (skurdina, turtina) kanalą.
12. Kuo MOP tranzistorius su indukuotuoju n kanalu skiriasi nuo MOP tranzistoriaus su pradiniu n kanalu?
13. Aptarkite MOP tranzistoriaus su indukuotuoju kanalu veikimą ir charakteristikas.

14. MOP tranzistoriaus su indukuotuoju n kanalu  $I_{S\max} = 30 \text{ mA}$ . Kai  $U_{UI} = 1 \text{ V}$ , tranzistoriaus išėjimo srovė  $I_S = 4 \mu\text{A}$ . Kai  $U_{UI} = 10 \text{ V}$ ,  $I_S = 10 \text{ mA}$ . Sudarykite tranzistoriaus perdavimo charakteristiką.
15. Sudarykite lauko tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schemą ir palyginkite ją su dvipolio tranzistoriaus  $\Pi$  pavidalo ekvivalentinės grandinės schema.
16. Lauko tranzistoriaus su valdančiosiomis pn sandūromis  $I_{S\max} = 8 \text{ mA}$  ir  $U_{UI0} = -4 \text{ V}$ . Apskaičiuokite tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą, kai  $U_{UI} = -1,5 \text{ V}$ .
17. MOP tranzistoriaus su indukuotuoju n kanalu  $I_{S\max} = 50 \text{ mA}$ . Kai  $I_S = 10 \text{ mA}$ , jo statumas  $g_m = 6 \text{ mS}$ . Raskite statumą, kai  $I_S = 40 \text{ mA}$ .
18. Lauko tranzistoriaus su valdančiosiomis pn sandūromis ir n kanalu  $U_{UI0} = -3 \text{ V}$ ,  $I_{S\max} = 9 \text{ mA}$ . Raskite tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą, kai  $U_{UI} = -1,5 \text{ V}$ . Sudarykite tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės schemą. Priėmę, kad  $C_{UI} = 9 \text{ pF}$ ,  $C_{US} = 6 \text{ pF}$  ir  $C_{SI} = 2 \text{ pF}$ , apskaičiuokite tranzistoriaus didžiausią srovės stiprinimo dažnį  $f_T$ .
19. Kodėl MOP tranzistoriams pavojingi statiniai krūviai?
20. Palyginkite lauko tranzistorių ir dvipolių tranzistorių bendrąsias savybes.

## 10. INTEGRINIŲ GRANDYŲ GAMYBOS PROCESAI

Svarbiausieji šiuolaikinės elektroninės aparatūros komponentai yra silicio integriniai mikrograndynai. Jų elementai (tranzistoriai, rezistoriai, kondensatoriai) ir juos jungiantieji laidūs takeliai suformuojami vienu technologinių procesų ciklu ir sudaro nedalomą visumą.

Silicio integrinių grandynų gamybos technologinius procesus galima suskirstyti į tris grupes. Pirmajai paruošiamųjų procesų grupei priskiriami silicio plokštelių bei grandynų korpusų detalių ir mazgų gamybos procesai. Antrąją grupę sudaro puslaidininkinių elementų formavimo silicio plokštelėse procesai. Elementai formuojami planariaja technologija, taikant epitaksijos, terminės priemonių difuzijos, jonų implantavimo, dielektrinių ir metalinių sluoksnių sudarymo, fotolitografijos bei kitus procesus. Pagaliau trečiajai gamybos technologinių procesų grupei priskiriami mikrograndynų surinkimo, kontrolės ir bandymo procesai.

Šiame skyriuje aptarsime silicio plokštelių gamybą ir integrinių grandynų elementų formavimo procesus.

### 10.1. Silicio plokštelių gamyba

Silicis yra vienas labiausiai paplitusių elementų: jis sudaro maždaug ketvirtadalį Žemės plutos masės. Laisvas silicis gamtoje nesutinkamas. Labiausiai paplitęs silicio junginys yra silicio dioksidas. Jis sudaro iki 98 % kvarcinio smėlio masės.

Vadinamasis techninis silicis gaunamas kaitinant kvarcinį smėlį ir koksą 1500–2000 °C temperatūroje:



Techniniame silicije daug priemaišų. Siekiant jas pašalinti, sudaromi silicio junginiai: silicio tetrachloridas  $\text{SiCl}_4$ , chlorsilanas  $\text{SiHCl}_3$  arba monosilanas  $\text{SiH}_4$ .

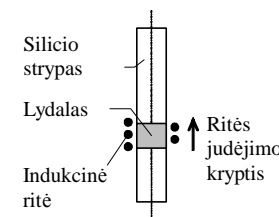
Silicio tetrachloridui ir chlorsilanui gauti panaudojamos šios reakcijos:



Sudaryti silicio junginiai gryninami daugiakartės distiliacijos ir rektifikacijos būdu. Po to iš išvalytų nuo priemaišų junginių vėl gaunamas silicis:

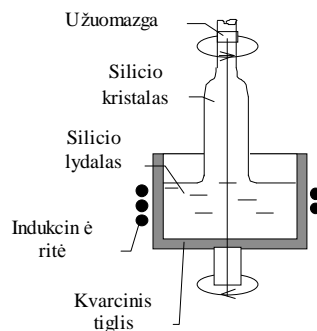


Gautas polikristalinis silicis dar gryninamas metalurginiais valymo būdais: zoniniu lydymu arba traukimu iš lydalų. Šie gryninimo būdai pagrįsti tuo, kad priemaišų tirpumas skystojoje ir kietojoje silicio fazėse yra nevienodas. Zoniniam lydymui naudojama elektromagnetinių virpesių energija (10.1 pav.). Silicio strypė indukuojamos aukštadažnės sukūrinės srovės išlydo nedidelę strypo dalį (zoną). Slenkant aukštadažnei ritei išilgai strypo, ši zona juda kartu su ja. Kadangi siliciui kristalizuojantis didžioji priemaišų dalis lieka skystojoje fazėje, tai priemaišos kaupiasi išlydytoje zonoje ir slenka į apdorojamo strypo galą. Reikiamo grynumo silicis gaunamas naudojant daugiakartį zoninį lydymą. Priglaudus prie apdorojamo strypo galo silicio monokristalo užuomazgą, zoninio lydymo būdu galima pagaminti tam tikros orientacijos monokristalinio silicio strypą, tačiau gautame monokristale yra gana daug dislokacijų ( $10^3$ – $10^5 \text{ cm}^{-2}$ ).



Geresnės struktūros silicio monokristalai išauginami traukimo

10.1 pav. Zoninis lydymas



10.2 pav. Silicio monokristalo auginimas Čochralskio metodu

iš lydalo metodu, kurį dar 1918 metais pasiūlė Čochralskis (*Czochralski*). Taikant Čochralskio metodą, vakuuminėje kameroje į silicio lydalą panardinama silicio monokristalo užmazga (10.2 pav.). Šią užmazgą lėtai traukiant iš lydalo ir intensyviai aušinant kristalo ir lydalo sąlyčio sritį, vyksta silicio kristalizacija. Silicio monokristalas auga kaip kristalo užmazgos tęsinys. Norint gauti apvalaus skerspjūvio monokristalą, tiglis su lydalu ir auginamasis mono-

kristalas lėtai sukami priešingomis kryptimis apie vertikalią ašį. Jei reikia gauti legiruotą silicį, į lydalą įdedama reikiamų priemaišų. Kristalo augimo greitį lemia traukimo greitis (50–150 mm/h). Nuo traukimo greičio priklauso monokristalo skersmuo ir kokybė (defektų tankis, legiravimo tolygumas). Čochralskio metodu išauginami silicio monokristalų strypai, kurių skersmuo būna 150–300 mm, ilgis – iki 1,5–2 m.

Išauginto monokristalinio strypo paviršius būna nelygus, todėl strypas šlifuojamas. Po to nupjaunami jo galai ir, Rentgeno (*Röntgen*) spindulių arba optiniu būdu patikslinus kristalo orientaciją, strypas pjaustomas į 0,4–0,8 mm storio plokšteles. Tam naudojami diskai su vidine ar išorine deimanto grūdeliais padengta pjovimo briauna.

Po pjovimo operacijos plokštelių paviršiai yra gana nelygūs, paviršiniuose sluoksniuose gali būti įskilimų ir kitokių defektų. Todėl plokštelės šlifuojamos – nušlifuojamas 60–100 μm storio paviršinis sluoksnis. Po to darbinis paviršius poliruojamas naudojant suspensijas su vis mažesnių matmenų (pabaigoje – smulkesniais nei 1 μm) abrazyvo grūdeliais. Po mechaninio poliravimo atliekamas cheminis dinaminis poliravimas – plokštelių paviršius ęsdimas azoto, fluoro

ir acto rūgščių mišiniu. Paviršiaus iškilimuose silicio atomų ryšiai su kristalu yra silpnesci, todėl cheminio poliravimo metu pirmiausia nuėsdinami šie iškilimai.

Kiekvienos technologinės operacijos metu plokštelės gali būti užterštos. Todėl jų paviršiai rūpestingai valomi fiziniais ir cheminiais metodais. Riebalams nuo plokštelių paviršiaus pašalinti naudojami organiniai tirpikliai (benzolas, toluolas, spiritas), karštas vandenilio peroksidas ir kitos cheminės medžiagos. Tirpalų likučiai kruopščiai nuplaunami distiliuotu ir dejonizuotu vandeniu.

Nuvalytas plokštelės reikia saugoti nuo užteršimo. Todėl integrinių grandynų gamybos patalpos turi tenkinti griežtus technologinės higienos reikalavimus.

## 10.2. Epitaksija

Epitaksija – tai orientuoto kristalo sluoksnio auginimas ant monokristalinės plokštelės – padėklo. Šio technologinio proceso pavadinimas kilęs iš dviejų graikiškų žodžių. Priešdėlis *epi* reiškia buvimą ant, virš, ko nors perteklių, priedą. Žodis *taxis* reiškia išsidėstymą.

Kai auginamas tos pačios medžiagos kaip padėklas epitaksinis sluoksnis, jis pratęsia padėklo kristalinę gardelę, ir procesas vadinamas homoepitaksija, arba vienalyte epitaksija. Kai ant padėklo auginamas orientuotas kitos medžiagos sluoksnis, procesas vadinamas heteroepitaksija, arba įvairialyte epitaksija. Naudojant heteroepitaksijos procesą, monokristalinio silicio sluoksnį galima užauginti ant monokristalinio izoliacinio (pavyzdžiui, sintetinio safyro  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) pagrindo.

### 10.2.1. Epitaksijos paskirtis ir būdai

Naudojant epitaksijos procesą, galima sudaryti įvairius puslaidininkinius darinius: ant legiruoto padėklo užauginti mažai legiruotą sluoksnį (sudaryti  $n^+n$ ,  $p^+p$ ,  $p^+p^-$  ir kitokius darinius), ant

legiruoto pagrindo užauginti kito laidumo tipo epitaksinį sluoksnį ir pan. Užauginus kito laidumo tipo sluoksnį, tarp padėklo ir epitaksinio sluoksnio susidaro pn sandūra. Gaminant puslaidininkinius integrinius grandynus, 2–25 µm storio epitaksiniam sluoksnyje sudaromi aktyvieji ir pasyvieji grandynų elementai. Monokristalinis padėklas, ant kurio sudaromas epitaksinis sluoksnis, atlieka tik integrinio grandyno konstrukcinio pagrindo vaidmenį.

Epitaksiniam sluoksniui auginti galima panaudoti įvairių agregatinių būsenų medžiagas. Silicio epitaksiniai sluoksniai dažniausiai sudaromi dujine epitaksija – silicio atomų šaltinis yra virš pagrindo praleidžiamos dujos. Taikant skystinę epitaksiją, epitaksinis sluoksnis susidaro kristalizuojantis ant padėklo puslaidininkinei medžiagai iš lydalo, kuris aušdamas prisistotina. Skystinė epitaksija kartais taikoma sudėtingų puslaidininkinių įvairialyčių dariniams (pavyzdžiui, GaAs-AlGaAs struktūrai) sudaryti. Dabar tokie dariniai dažniausiai sudaromi molekulinės epitaksijos būdu. Medžiagos atomai iš jos kietosios fazės išmušami elektronų pluoštu. Pasiekę įkaitintą pagrindą, atomai ant jo nusėda ir pratęsia pagrindo kristalinę gardelę.

#### 10.2.2. Silicio epitaksijai vartojamos medžiagos

Silicio epitaksiniai sluoksniai auginami chloridiniu ir hidridiniu metodais.

Taikant *chloridinį* metodą, silicis gaunamas vykstant redukcijos reakcijoms. Kaip pradinės medžiagos šiuo atveju vartojami silicio chloridai (tetrachloridas  $\text{SiCl}_4$ , trichlorsilanas  $\text{SiHCl}_3$ , dichlorsilanas  $\text{SiH}_2\text{Cl}_2$ ) ir vandenilis. Naudojant silicio tetrachloridą, įkaitintų padėklų paviršiuje 1150–1250 °C temperatūroje vyksta reakcija:



Likę ant pagrindo silicio atomai sudaro epitaksinį sluoksnį. Vandenilio chloridas pašalinamas iš reaktoriaus.

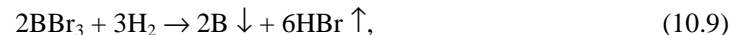
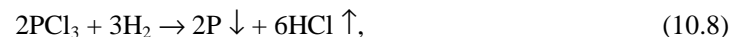
Pagrindinis chloridinio metodo trūkumas – aukšta proceso temperatūra. Aukštoje temperatūroje į epitaksinį sluoksnį iš padėklo

difunduoja priemaišos. Todėl sunku gauti staigias pn sandūras, ypač kai epitaksinis sluoksnis sudaromas ant pagrindo, kuriame didelė priemaišų koncentracija. Šia prasme pranašesnis *hidridinis* metodas, pagrįstas monosilano  $\text{SiH}_4$  pirolize, kuri vyksta žemesnėje – 950–1050 °C temperatūroje:

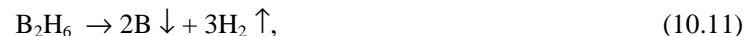


Didžiausias šios reakcijos trūkumas yra tas, kad monosilanas yra brangesnė ir pavojingesnė medžiaga. Grynas monosilanas ore užsidega ir gali sprogti, todėl epitaksijos procese vartojamas labai atskiestas argonu ir vandeniliu monosilanas.

Legiruotiems priemaišomis epitaksiniam sluoksniams gauti naudojamos ligatūros – medžiagos, kuriose yra priemaišų atomų. Taikant chloridinį metodą, naudojamos skystos ligatūros, dažniausiai – halogenidai  $\text{PCl}_3$  ir  $\text{BBr}_3$ . Priemaišų atomai išsiskiria vykstant redukcijos reakcijoms:



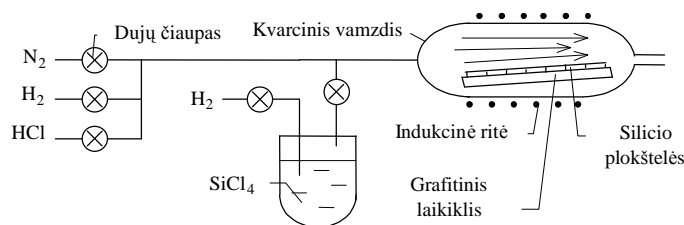
Vykdamas epitaksiją hidridiniu metodu, į monosilano dujų srautą įmaišoma fosfino  $\text{PH}_3$ , arsino  $\text{AsH}_3$  ar diborano  $\text{B}_2\text{H}_6$ . Priemaišų atomai į silicį patenka, skylančioms hidridams:



Fosfinas, arsenas ir diboranas yra labai toksiški.

#### 10.2.3. Epitaksijos įrenginiai ir technologija

Epitaksinių sluoksnių auginimo įrenginį (10.3 pav.) sudaro epitaksijos procese vartojamų medžiagų šaltiniai, dujų skirstymo sistema su valdymo ir kontrolės prietaisais ir epitaksijos reaktorius. Naudojant chloridinį metodą, reikiamos sudėties darbinis dujų mišinys



10.3 pav. Epitaksinių sluoksnių auginimo įrenginio supaprastinta schema

gaunamas praleidžiant vandenilį pro skystą silicio tetrachloridą ir ligatūrą arba silicio tetrachlorido ir ligatūros mišinį. Nuo silicio tetrachlorido ir ligatūros dalinių slėgių darbiname mišinyje santykio priklauso priemaišų koncentracija epitaksiniame sluoksnyje ir jo savitoji varža. Todėl pradinių medžiagų santykiai parenkami priklausomai nuo epitaksiniam sluoksniui keliamų reikalavimų, remiantis eksperimentinių tyrimų rezultatais, kurie literatūroje apibendrinti ir pateikiami grafikų arba empirinių formulių pavidalu.

Silicio tetrachlorido ir ligatūros garavimo greičiai nevienodi ir priklauso nuo temperatūros. Jei naudojamas bendras silicio tetrachlorido ir ligatūros šaltinis, tai, greičiau garuojant vienai pradinei medžiagai, kinta mišinio sudėtis. Dėl to kinta priemaišų koncentracija auginamame epitaksiniame sluoksnyje, o tai dažniausiai nepageidautina. Todėl naudojami ir atskiri priemaišų šaltiniai, bet tada reikalinga sudėtingesnė priemaišų dozavimo įranga. Pastoviai pradinių medžiagų temperatūrai palaikyti naudojami termostatai.

Epitaksijos reaktorių konstrukcijos būna įvairios. Jų korpusai gaminami iš kvarco arba nerūdijančio plieno. Reikiama puslaidininkinių plokštelių temperatūra gaunama kaitinant induciniu būdu, infraraudonaisiais spinduliais arba naudojant varžinius kaitintuvus. Puslaidininkinių plokštelių temperatūra kontroliuojama optiniais pirometrais. Temperatūros sklaida turi būti maža (iki  $\pm 5^\circ\text{C}$ ).

10.3 paveiksle atvaizduoto reaktoriaus korpusas pagamintas iš kvarco. Puslaidininkinių plokštelių laikiklis – grafitinis, kaitinamas

induciniu būdu. Reakcijos produktai iš reaktoriaus patenka į epitaksinio sluoksnio auginimo įrenginio specialų įtaisą – skruberį – ir jame suauga.

Epitaksinio sluoksnio auginimo ciklas susideda iš kelių etapų. Įdėjus į epitaksijos reaktorių puslaidininkines plokšteles, pirmiausia iš reaktoriaus azotu išstumiamas oras. Po to, kaitinant plokšteles vandenilio aplinkoje, šalinamas (redukuojamas į silicį) padėklo paviršiuje susidaręs dioksido sluoksnis:



Sekančiame etape kartu su vandeniliu į reaktorių pradedamas tiekti vandenilio chloridas. Jis aukštoje temperatūroje ėsdina užterštą paviršinį puslaidininkio sluoksnį – vyksta reakcija, atvirkštinė reakcijai, aprašomai (10.6) lygtimi:



Nuėsdinus 0,1–1 μm storio paviršinį sluoksnį, į reaktorių pradedamas tiekti vandenilio, silicio tetrachlorido ir ligatūros darbinis mišinys. Padidėjus šių medžiagų koncentracijai, (10.6) reakcija pradeda vykti tiesiogine kryptimi – pradeda augti epitaksinis sluoksnis. Augimo greitis priklauso nuo parinktų epitaksijos proceso sąlygų ir būna 0,2–2 μm/min. Procesas trunka 10–30 min.

Ciklo pabaigoje epitaksinio sluoksnio paviršiuje gali būti sudaromas apsauginis SiO<sub>2</sub> sluoksnis. Po to plokštelės ataušinamos, reaktorių prapučiamas azotu. Išėmus plokšteles iš reaktoriaus, matuojami epitaksinio sluoksnio parametrai.

#### 10.2.4. Epitaksinio sluoksnio augimas ir parametrai

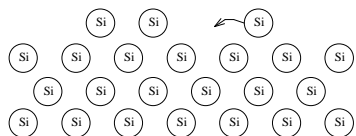
Kai taikomas chloridinis metodas, epitaksijos procesą sudaro kelios stadijos: reagentų tiekimas į reakcijos zoną, reagentų difuzija link puslaidininkinės plokštelės paviršiaus, reagentų paviršinė adsorbcija, heterogeninė reakcija, reakcijos produktų desorbcija,

reakcijos produktų difuzija link nešančiųjų dujų srauto ir reakcijos produktų šalinimas iš reakcijos zonos.

Padėklo paviršinio sluoksnio atomai sudaro periodinį potencialo reljefą. Todėl nusėdęs ant plokštelės paviršiaus silicio atomas užima potencialo reljefo slėnį (10.4 pav.). Kaip tik ši aplinkybė lemia tai, kad silicio atomai epitaksiniame sluoksnyje tvarkingai orientuojasi padėklo atžvilgiu, pratęsdami jo kristalinę gardelę.

Kita vertus, aukštoje temperatūroje silicio atomų energija yra gana didelė, ir jie gali migruoti padėklo paviršiumi. Suartėjus keliems migruojantiems atomams, greta ryšių su padėklu, susidaro papildomi ryšiai tarp gretimų atomų. Taip atsiranda naujo atominio sluoksnio užuomazga. Tolesnį proceso vyksmą lemia tai, kad atomai migruoja link augančio atominio sluoksnio ir, susidarius papildomiems ryšiams, įsitvirtina šio sluoksnio kraštuose. Taip atominis sluoksnis plečiasi. Ant augančio atominio sluoksnio patekę atomai migruoja link šio sluoksnio krašto arba sudaro naujo atominio sluoksnio užuomazgas.

Aptarta tvarkingo atomų išsidėstymo stadija riboja monokristalinio epitaksinio sluoksnio augimo greitį. Jei padėklo paviršiuje atsiranda daug puslaidininkio atomų ir jie nesuspėja tvarkingai orientuotis, epitaksiniame sluoksnyje susidaro daug defektų. Jei pradinių medžiagų srautas dar didesnis ir reakcijos greitį riboja pradinių medžiagų difuzija link padėklo paviršiaus, silicio atomai atsiranda dujose virš padėklo paviršiaus. Tada jie gali jungtis į grupes dar nepasiekę padėklo paviršiaus. Tokių grupių orientacija gali būti bet kokia. Todėl, joms nusėdus ant padėklo, susidaro polikristalinis sluoksnis.



10.4 pav. Silicio epitaksinio sluoksnio augimas

Svarbiausieji epitaksinio sluoksnio parametrai – jo storis, savitoji varža ir defektų tankis.

Epitaksinio sluoksnio storį lemia jo augimo greitis ir trukmė. Sluoksnio augimo greitis priklauso nuo pradinių medžiagų koncentracijų dar-

biname dujų mišinyje, dujų srauto greičio, padėklo orientacijos ir temperatūros. Parinkus proceso technologinį režimą, reikiamas epitaksinio sluoksnio storis gaunamas kontroliuojant proceso trukmę. Epitaksinio sluoksnio storis matuojamas nuožulnaus šlifo, infraraudonųjų spindulių interferencijos ir kitais metodais.

Epitaksinio sluoksnio savitoji varža priklauso nuo ligatūros koncentracijos darbiname dujų mišinyje, sluoksnio augimo greičio ir proceso temperatūros. Savitosios varžos priklausomybę nuo sluoksnio augimo greičio ir temperatūros lemia nevienodi puslaidininkinės medžiagos ir priemaišų garavimo greičiai. Priemaišos kartais turi didelės įtakos ir epitaksinio sluoksnio augimo greičiui. Eksperimentiškai nustatyta, kad boru legiruoti sluoksniai auga 2–3 kartus greičiau už nelegiruotus.

Epitaksinio sluoksnio parametrams gali turėti įtakos autodifuzija – priemaišų terminė difuzija iš padėklo į epitaksinį sluoksnį ir iš epitaksinio sluoksnio į padėklą. Autodifuzija lėčiau vyksta žemesnėje temperatūroje.

Epitaksinio sluoksnio defektai išryškėja ėsdinant specialiais ėsdikliais. Po to defektus galima stebėti pro mikroskopą. Nuo defektų koncentracijos priklauso krūvininkų judrumas epitaksiniame sluoksnyje ir kiti šio sluoksnio parametrai.

### 10.3. Terminė priemaišų difuzija

Difuzija (lot. *diffusio* – sklidimas) yra kryptingas medžiagos skverbimasis koncentracijos mažėjimo link dėl jos dalelių chaotiškojo judėjimo. Gaminant puslaidininkinius įtaisus ir puslaidininkinius integrinius grandynus, difuzijos reiškinyms panaudojamas puslaidininkinių legiravimui. Jau aptarėme, kad įvedus aukštoje temperatūroje difuzijos būdu į paviršinį puslaidininkio sluoksnį priemaišų, galima pakeisti šio sluoksnio laidumo tipą arba sudaryti lokalias kitokio laidumo sritis.

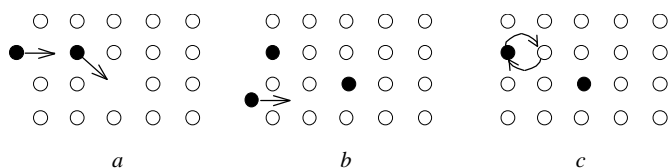
## 10.3.1. Priemaišų difuzijos mechanizmas ir greitis

Terminė priemaišų difuzija vyksta dėl difunduojančios medžiagos – difuzanto – koncentracijos gradiento.

Priemaišų atomai į kietuosius kūnus gali skverbtis keliais būdais: užimdami vakansijas, prasiskverbdami tarp mazgų ir pasikeisdami vietomis su gretimais atomais (10.5 pav.).

Tikimiausias yra pirmasis priemaišų atomų difuzijos mechanizmas, nes aukštoje temperatūroje vakansijų gali būti gana daug. Jos atsiranda kaip Šotkio arba Frenkelio defektai. Kylant temperatūrai, vakansijų koncentracija auga, priemaišų atomų skverbimosi per vakansijas tikimybė didėja. Beje, didėjant prasiskverbusių į padėklą priemaišų koncentracijai ir dėl to mažėjant vakansijų koncentracijai, svarbesnis tampa antrasis priemaišų skverbimosi kelias – per tarpmazgius. Mažiausiai tikėtinas trečiasis priemaišų atomų skverbimosi būdas, nes gretimi atomai gardelės mazguose gali pasikeisti vietomis tik įgiję gana daug energijos.

Difuzijos proceso greitį apibūdina difuzijos koeficientas. Terminės priemaišų difuzijos koeficientas  $D$  paprastai išreiškiamas kvadratiniais centimetrais per sekundę ( $\text{cm}^2/\text{s}$ ). Jo skaitinė vertė reiškia skaičių dalelių, pereinančių per  $1 \text{ cm}^2$  plotą per 1 s, kai priemaišų koncentracijos gradientas lygus  $1 \text{ cm}^{-4}$ .



10.5 pav. Priemaišos atomų skverbimasis per vakansijas (a), tarpmazgius (b) ir pasikeičiant vietomis su kitais atomais (c)

Difuzijos koeficientas labai priklauso nuo temperatūros. Kylant temperatūrai, difuzijos koeficientas sparčiai didėja. Priklausomybė  $D(T)$  išreiškiama Arenijaus (*Arrhenius*) lygtimi:

$$D = D_0 e^{-W_a/kT}; \quad (10.14)$$

čia  $D_0$  – proporcingumo koeficientas;  $W_a$  – difuzijos proceso aktyvacijos energija;  $k$  – Bolcmano konstanta;  $T$  – difuzijos proceso temperatūra.

Koeficientas  $D_0$  priklauso nuo puslaidininkio ir priemaišos tipo, kristalografinės krypties, kuria vyksta difuzija, ir pradinės priemaišų koncentracijos. Aktyvacijos energija  $W_a$  priklauso nuo puslaidininkio, priemaišos tipo ir difuzijos mechanizmo. Jei į silicį difunduoja boras, tai  $W_a \approx 3,7 \text{ eV}$ ; jei fosforas, –  $4,4 \text{ eV}$ .

Kadangi koeficientas  $D_0$  ir aktyvacijos energija  $W_a$  priklauso nuo daugelio veiksnių, tai (10.14) lygtis gerai tinka tik difuzijos koeficiento  $D$  priklausomybių nuo  $T$  ir  $W_a$  pobūdžiui išreikšti. Praktikoje priemaišų difuzijos koeficientas randamas iš literatūroje pateiktųjų grafikų, sudarytų remiantis eksperimentų rezultatais.

## 10.3.2. Difuzijos procesų teorija

Difuzijos teorija pagrįsta dviem dėsniais, kuriuos 1855 metais suformulavo šveicarų mokslininkas A. Fikas (*Fick*).

Difuzijos varomosios jėgos prigimtį aptarėme ir su pirmuoju Fiko dėsniu susipažinome, nagrinėdami krūvininkų difuziją (žr. p. 3.10). Taikydami šį dėsnį priemaišos difuzijai ir laikydami, kad priemaišos atomai skverbiasi į kristalą  $x$  ašies kryptimi, galime rašyti:

$$J(x, t) = -D \frac{\partial N(x, t)}{\partial x}; \quad (10.15)$$

čia  $J$  – priemaišos atomų srauto tankis,  $N$  – priemaišos koncentracija,  $t$  – laikas.

Antrojo Fiko dėsniu matematinę išraišką galima išvesti remiantis pirmuoju dėsniu.

Imkime ploną sluoksnį  $dx$  tarp dviejų vienetinio ploto plokštumų, statmenų difuzinio srauto kryptiai (10.6 pav.). Sakykime, kad priemaišos koncentracija sluoksnyje laiko momentu  $t$  yra  $N(x, t)$ . Prabėgus laikui  $dt$ , priemaišos koncentracija tampa  $N(x, t + dt)$ . Tada priemaišos atomų skaičiaus pokytis nagrinėjamame sluoksnyje per laiką  $dt$  yra

$$[N(x, t + dt) - N(x, t)] dx = \frac{\partial N(x, t)}{\partial t} dt dx. \quad (10.16)$$

Priemaišos koncentracija kinta todėl, kad priemaišos srautas  $J(x, t)$  į nagrinėjamąjį sluoksnį per  $l$  plokštumą skiriasi nuo ištekančio per 2 plokštumą srauto  $J(x + dx, t)$ . Dėl to, kad šie srautai nevienodi, priemaišos atomų skaičiaus pokytį sluoksnyje  $dx$  per elementarų laiką  $dt$  galime išreikšti formule:

$$[J(x, t) - J(x, t + dx)] dt = - \frac{\partial J(x, t)}{\partial x} dx dt. \quad (10.17)$$

Sulyginę (10.16) ir (10.17) išraiškų dešiniąsias puses, gauname:

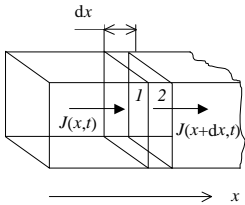
$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial J(x, t)}{\partial x}. \quad (10.18)$$

Irašę į šią lygtį srauto tankio išraišką (10.15), gauname diferencialinę lygtį, kuria išreiškiamas antrasis Fiko dėsnis:

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2}. \quad (10.19)$$

Ši lygtis aprašo priemaišos kaupimosi greitį. Ja naudojantis galima nagrinėti difuzijos proceso dinamiką.

Išsprendus (10.19) lygtį, randama priemaišos koncentracijos priklausomybė nuo difuzijos trukmės ir koordinatės, taigi galima apskaičiuoti priemaišos pasiskirstymą kristale bet kuriuo laiko momentu. Priemaišos koncentracijos priklausomybė nuo koor-



10.6 pav. Difuziniai srautai

dinatės vadinama priemaišos koncentracijos profiliu, arba legiravimo profiliu.

Praktikoje sutinkamas priemaišų difuzijos sąlygas gana gerai atitinka du paprasti teoriniai modeliai: difuzija iš nesenkančio šaltinio ir difuzija iš riboto šaltinio.

Laikoma, kad difuzijos šaltinis yra nesenkantis, jeigu priemaišos koncentracija kristalo paviršiuje nekinta – jeigu  $N(0, t) = N_0 = \text{const}$ , kai  $t \geq 0$ . Atsižvelgus į pradinę sąlygą  $N(x, t) = 0$ , kai  $x \geq 0$  ir  $t = 0$ , bei ribinę sąlygą  $N(x, t) = 0$ , kai  $x \rightarrow \infty$  ir  $t \geq 0$ , gaunamas toks antrosios Fiko diferencialinės lygties sprendinys:

$$N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}; \quad (10.20)$$

čia  $\operatorname{erfc}$  – papildoma paklaidų funkcija (*error function complement*), išreiškiama formule:

$$\operatorname{erfc} y = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-y^2) dy. \quad (10.21)$$

Dydis  $\sqrt{Dt}$  vadinamas difuzijos nuotoliu.

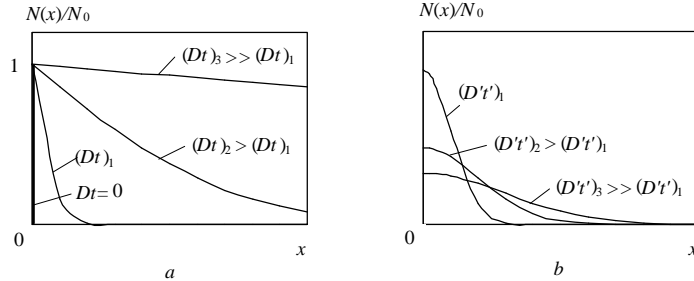
Pagal (10.20) priemaišos koncentracijos pasiskirstymą lemia difuzijos koeficientas  $D$  (proceso temperatūra  $T$ ) ir difuzijos proceso trukmė  $t$ . Priemaišos profilio kitimą vaizduoja 10.7 paveikslo,  $a$ , kreivės. Vykstant difuzijai iš nesenkančio šaltinio, didesniame gylyje priemaišos koncentracija yra mažesnė. Tam tikrame gylyje, kol vyksta difuzija, priemaišos koncentracija didėja. Jei difuzijos procesas vyktų pakankamai ilgai, priemaišos koncentracija bet kuriame gylyje taptų tokia, kaip paviršiuje.

Nuo difuzijos proceso temperatūros ir trukmės priklauso ir legiravimo dozė  $Q$  – skaičius priemaišos atomų, perėjusių per vienetinį padėklo paviršiaus plotą per difuzijos laiką  $t$ .

Žinodami  $N(x, t)$ , galime rasti difuzijos srauto tankį. Taikydami pirmąjį Fiko dėsnį, galime rašyti:

$$J(0, t) = -D \frac{\partial N(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0}. \quad (10.22)$$





10.7 pav. Priemaišų pasiskirstymo profiliai, kai difuzija vyksta iš nesenkančio (a) ir riboto (b) šaltinių

I (10.22) formulę įrašę priemaišos pasiskirstymo išraišką (10.20), gauname:

$$J(0, t) = D \frac{N_0}{\sqrt{\pi D t}} e^{-(x/2\sqrt{Dt})^2} \Big|_{x=0} = N_0 \sqrt{\frac{D}{\pi t}}. \quad (10.23)$$

Suintegravę priemaišos atomų srautą per vienetinio ploto padėklo paviršių, gauname legiravimo dozę:

$$Q(t) = \int_0^t J(0, t) dt = \dots = 2N_0 \sqrt{\frac{Dt}{\pi}}. \quad (10.24)$$

Praktikoje terminės priemaišų difuzijos procesą dažniausiai sudaro dvi stadijos. Difuzija iš nesenkančio šaltinio vyksta pirmojoje – *priemaišų įterpimo* stadijoje. Šioje stadijoje į ploną paviršinį kristalo sluoksnį įvedamas reikiamas priemaišų kiekis. Antrojoje – *priemaišų perskirstymo* stadijoje, aukštesnėje temperatūroje suformuojamas reikiamas priemaišų koncentracijos profilis.

Dažnai antrojoje difuzijos stadijoje atliekamas ir paviršiaus oksidavimas. Todėl antrojoje stadijoje priemaišų atomai per padėklo paviršių neprasiskverbia ir legiravimo dozė nekinta. Tada difuzija vyksta iš riboto šaltinio – pirmojoje stadijoje legiruoto paviršinio sluoksnio. Šiomis sąlygomis antrosios Fiko diferencialinės lygties sprendinys išreiškiamas formule:

$$N(x, t') = \frac{Q}{\sqrt{\pi D' t'}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D' t'}\right); \quad (10.25)$$

čia  $D'$  – priemaišos difuzijos koeficientas priemaišų perskirstymo etape,  $t'$  – šio etapo trukmė.

(10.25) formulė atitinka Gauso (*Gauss*), arba normalųjį, pasiskirstymą. Pasiskirstymo kreivės atvaizduotos 10.7 paveiksle, b. Kaip ir 10.7 paveiksle, a, kreivių parametras yra difuzijos koeficiento ir proceso trukmės sandauga. Pradžioje (kai  $D't'=0$ ) priemaišos koncentracija padėklo paviršiuje paprastai atitinka ribinį priemaišos tirpumą. Didėjant sandaugai  $D't'$ , priemaišos atomai iš paviršinio sluoksnio skverbiasi gilyn į padėklą. Todėl prie padėklo paviršiaus priemaišos koncentracija mažėja, padėklo gilumoje – auga. Kreivių ribojamas plotas (10.6 pav., b) nekinta, nes nekinta legiravimo dozė.

Remiantis gautomis išraiškomis, galima teoriškai parinkti terminės priemaišų difuzijos proceso sąlygas.

Sakykime, kad į padėklą, kuriame pradinė priemaišos koncentracija  $N_{pr}$ , atliekama kito tipo priemaišos terminė difuzija. Po antrosios difuzijos stadijos padėklo paviršiuje reikia gauti difunduojančios priemaišos koncentraciją  $N_0$ . Kito laidumo tipo difuzinio sluoksnio storis (pn sandūros gylis) turi būti  $x_{pn}$ .

Pagal suformuluotą užduotį turi būti tenkinamos sąlygos  $N(0, t) = N_0$  ir  $N(x_{pn}, t) = N_{pr}$ . Pasinaudoję šiomis sąlygomis ir (10.25), gauname:

$$N_0 = \frac{Q}{\sqrt{\pi D' t'}} \quad (10.26)$$

ir

$$N_{pr} = \frac{Q}{\sqrt{\pi D' t'}} \exp\left(-\frac{x_{pn}^2}{4D' t'}\right) = N_0 \exp\left(-\frac{x_{pn}^2}{4D' t'}\right). \quad (10.27)$$

Pagal (10.27)

$$x_{pn}^2 = 4D' t' \ln \frac{N_0}{N_{pr}}. \quad (10.28)$$

Taikydami pastarąją formulę, galime rasti pn sandūros gylį arba parinkti difuzijos proceso sąlygas (proceso temperatūrą ir trukmę), kad sandūra susidarytų reikiamame gylyje. Po to, remiantis (10.26) formule, galima rasti legiravimo dozę:

$$Q = N_0 \sqrt{\pi D' t'} . \quad (10.29)$$

Žinodami reikalingą legiravimo dozę, pirmosios difuzijos stadijos sąlygas (temperatūrą ir trukmę) galime parinkti remdamiesi (10.24) formule.

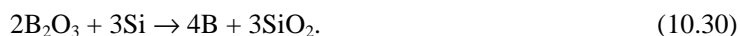
Panašiai difuzijos proceso režimą teoriškai galima parinkti ir tuo atveju, kai naudojama tik viena – priemaišų įvedimo – stadija. Tuomet reikia remtis (10.20) formule.

### 10.3.3. Terminės priemaišų difuzijos į silicį technologija

Terminei priemaišų difuzijai grynos medžiagos, kaip priemaišų atomų šaltiniai, praktiškai nevartojamos. Taip yra dėl keleto priežasčių: boras pasižymi aukšta lydymosi temperatūra, todėl difuzijos temperatūroje jo garų slėgis yra žemas; kaitinamas fosforas užsidega; arsenas yra nuodinga medžiaga.

Priemaišų šaltiniais gali būti kietosios, skystosios arba dujinės fazės junginiai, kuriuose yra priemaišų atomų.

Kietaisiais priemaišų šaltiniais gali būti boro ir fosforo anhidridai  $B_2O_3$  ir  $P_2O_5$ . Patekus šių medžiagų molekulėms ant silicio plokštelės, aukštoje temperatūroje vyksta reakcijos:



Atsiradę laisvi priemaišų atomai difunduoja į silicio plokštelę.

Kietieji priemaišų šaltiniai nelabai patogūs, nes reikalingos dviejų zonų difuzinės krosnys. Pirmojoje tokios krosnies zonoje kietasis junginys garinamas, antrojoje zonoje jo garai pasiekia silicio plokštelę, ir, vykstant reakcijai, atsiradę priemaišos atomai difunduoja į silicį. Taikant tokią technologiją, priemaišų garų slėgis antrojoje

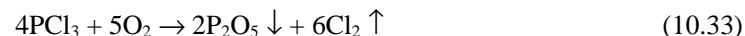
zonoje labai priklauso nuo temperatūros pirmojoje zonoje. Todėl temperatūros nuokrypiai labai atsiliepia difuzinių sluoksnių parametrams.

Lengviausia palaikyti reikiamą dujinių medžiagų  $B_2H_6$ ,  $PH_3$ ,  $AsH_3$  slėgį, tačiau šios medžiagos labai toksiškos.

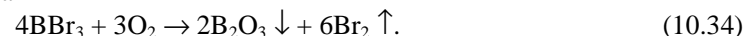
Gamyboje dažniausiai naudojami skystieji priemaišų šaltiniai – halogenidai  $PCl_3$ ,  $BCl_3$ ,  $BBr_3$ , fosforo oksichloridas  $POCl_3$  ir kiti junginiai. Kadangi aukštoje temperatūroje šios medžiagos gali išdinti silicio paviršių, jų garai į difuzinę krosnį tiekiami kartu su deguonimi. Tada padėklų paviršiuje vyksta reakcijos:



ir

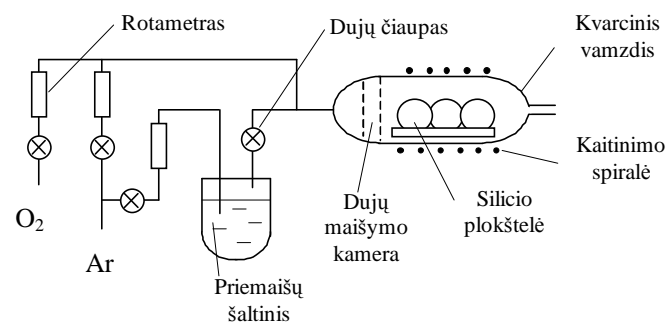


arba



Taip padėklų paviršiuje susidaro fosforosilikatinio arba borosilikatinio stiklo –  $SiO_2$  legiruoto  $P_2O_5$  arba  $B_2O_3$  – sluoksniai. Po to vykstant (10.30) ir (10.31) reakcijoms, iš šių sluoksnių į silicį difunduoja priemaišų atomai.

10.8 paveiksle atvaizduota supaprastinta terminės priemaišų difuzijos įrenginio su skystuoju priemaišų šaltiniu schema. Čia prie-



10.8 pav. Terminės priemaišų difuzijos įrenginio supaprastinta schema

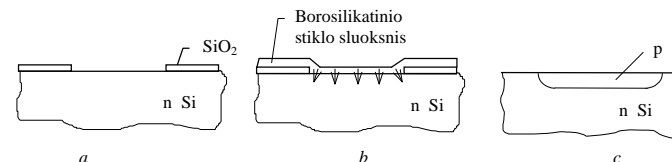
maišoms nešti į difuzinę krosnį naudojamos argono arba azoto dujos. Difuzinė krosnis yra kvarco vamzdis su varžiniu kaitintuvu. Krosnies darbinėje zonoje, kurios ilgis 0,6–1 m, sudaroma iki 1250 °C temperatūra. Pasirinktos temperatūros nuokrypis neviršija  $\pm(0,2-0,5)$  °C.

Difuzijos proceso ciklą sudaro keli etapai. Svarbiausieji etapai, kaip jau buvo minėta, – priemaišų įterpimas ir perskirstymas. Priemaišos įterpiamos 800–1000 °C temperatūroje. Tada priemaišų difuzija gilyn į kristalą praktiškai nevyksta. Taigi sudaromas plonas priemaišų sluoksnis plokštelės paviršiuje. Stadijos trukmė – iki 30–40 min. Priemaišų perskirstymas atliekamas 900–1200 °C ir trunka nuo dešimčių minučių iki kelių valandų.

Naudojamos ir kitokios terminės priemaišų difuzijos technologijos. Pagal vieną iš jų kietieji planarieji priemaišų šaltiniai išdėstomi darbinėje difuzinės krosnies dalyje tarp silicio plokštelių. Fosforosilikatinių ir borosilikatinių stiklų sluoksniai taip pat gali būti sudaromi neaukštoje temperatūroje atliekant kai kurių medžiagų pirolitinį skaldymą. Dar priemaišų šaltinio vaidmenį gali atlikti ir legiruotas polikristalinis sluoksnis.

Kartais silicis legiruojamas priemaišomis, kurios sumažina krūvininkų gyvavimo trukmę. Tam tikslui dažniausiai naudojamas auksas. Ant silicio plokštelės sudaromas plonas aukso sluoksnis. Aukso atomai į silicį skverbiasi per tarpmazgius. Aukštoje temperatūroje aukso difuzijos koeficientas yra daug kartų didesnis už boro ir fosforo difuzijos koeficientus. Kai temperatūra 1100–1200 °C, kelios minutės jau yra ilga aukso difuzijos trukmė, kurios metu pasiekama vienoda aukso koncentracija visoje silicio plokštelėje. Aukso tirpumas silicyje smarkiai mažėja krintant temperatūrai. Todėl aukso difuzija esti vienas iš paskutiniųjų silicio plokštelių terminio apdorojimo procesų. Siekiant, kad nesusidarytų aukso atomų sankaupos, legiruotos auksu plokštelės aušinamos staiga, pavyzdžiui, ant masyvių aliuminio lakštų.

Naudojant kaip priemaišų atomų šaltinį fosforosilikatinio arba borosilikatinio stiklo ar kitos medžiagos paviršinį sluoksnį, lokalsios legiruotos sritys sudaromos įprastu būdu – per iššėdintas gryname silicio dioksido sluoksnyje angas. 10.9 paveiksle, *a*, atvaizduotas



10.9 pav. Selektyvi priemaišų difuzija į silicį iš paviršinio priemaišų šaltinio

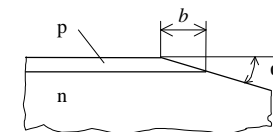
silicio plokštelės fragmentas. Dalį plokštelės paviršiaus dengia SiO<sub>2</sub> sluoksnis. Tokio darinio paviršiuje sudaromas priemaišos šaltinio sluoksnis (10.9 pav., *b*). Aukštoje temperatūroje priemaišos atomai iš šio sluoksnio į silicį difunduoja tik per angą SiO<sub>2</sub> sluoksnyje. Po difuzijos proceso priemaišų šaltinio ir silicio dioksido sluoksniai nušėdinami (10.9 pav., *c*). Po to plokštelės paviršiuje sudaromas apsauginis SiO<sub>2</sub> sluoksnis.

#### 10.3.4. Difuzinių sluoksnių parametrai

Svarbiausi difuzinių sluoksnių parametrai – tai sluoksnio storis arba pn sandūros gylis  $x_{pn}$ , sluoksnio paviršinė varža  $R_s$ , paviršinė priemaišų koncentracija ir priemaišų koncentracijos profilis.

Difuzinių sluoksnių storis būna nuo dešimtųjų mikrometro dalių iki kelių mikrometrų. Norint išmatuoti difuzinio sluoksnio storį, silicio plokštelė nušlifuojama nuožulniai (10.10 pav.). Po to chemikalais, kurie nevienodai veikia p ir n sritys, išryškinama pn sandūros vieta. Išmatavus  $b$  (10.10 pav.), pn sandūros gylis randamas pagal formulę:

$$x_{pn} = b \tan \alpha \approx ba.$$



10.10 pav. Nuožulnis silicio plokštelės šlifas

Yra ir kitų, tobesnių (lazerinių, interferencinių) difuzinio sluoksnio storio matavimo būdų.

Kadangi priemaišų koncentracija difuziniame sluoksnyje priklauso nuo koordinatės  $x$ , atskaitomos nuo difuzinio sluoksnio paviršiaus, difuzinio sluoksnio savitasis laidumas taip pat yra koordinatės  $x$  funkcija. Imkime difuzinį sluoksnį, kurio ilgis  $a$ , plotis  $b$  ir storis  $t$ . Tokio sluoksnio varža srovei, tekančiai išilgine kryptimi, išreiškiama formule:

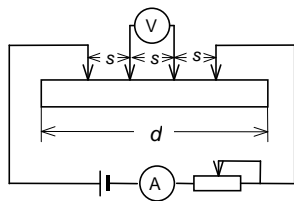
$$R = \frac{1}{s_v} \frac{a}{bt} = R_s \frac{a}{b};$$

čia  $s_v$  – vidutinis sluoksnio savitasis laidumas;  $R_s = 1/s_v t$  – paviršinė varža.

Pirmojoje varžos  $R$  išraiškoje yra du sunkiai išmatuojami dydžiai: savitasis laidumas  $s_v$  ir sluoksnio storis  $t$ . Antrojoje išraiškoje juos abu pakeičia nesunkiai išmatuojama paviršinė varža  $R_s$ . Taigi  $R_s$  yra kvadrato formos difuzinio sluoksnio varža, dažnai žymima  $R_s$ .

Difuzinio sluoksnio paviršinė varža matuojama keturių zondu metodu (10.11 pav.). Tekant srovei  $I$  kraštiniais zondais, matuojama įtampa  $U$  tarp vidurinių zondu. Paviršinė varža apskaičiuojama pagal formulę

$$R_s = k \frac{U}{I};$$



10.11 pav. Difuzinio sluoksnio paviršinės varžos matavimo grandinė

čia  $k$  – koeficientas, priklausantis nuo bandinio skersmens  $d$  ir zondu žingsnio  $s$  santykio  $d/s$ . Jei  $d/s \gg 1$ , tai  $k = \pi / \ln 2 \approx 4,53$ .

Žinant pradinę priemaišų koncentraciją silicio plokštelėje, paviršinę varžą ir priemaišų pasiskirstymo dėsnį, galima apskaičiuoti paviršinę priemaišų koncentraciją. Praktikoje skaičiavimo išvengiama, turint įvairiems

priemaišų pasiskirstymo dėsniams iš anksto sudarytus paviršinės priemaišų koncentracijos priklausomybės nuo paviršinės varžos grafikus.

Priemaišų pasiskirstymo dėsnis nustatomas, ęsdinant difuzinį sluoksnį ir matuojant paviršinę varžą, matuojant varžą įvairiose puslaidininkinės plokštelės įstrižo šlifo vietose ir kitais metodais.

#### 10.4. Priemaišų jonų implantavimas

Puslaidininkių legiravimo terminės priemaišų difuzijos būdu technologijai būdingi keli trūkumai:

1. Kiekvienos paskesnės difuzijos metu vyksta anksčiau įvestų priemaišų persiskirstymas. Todėl sunku užtikrinti mažą plonų difuzinių sluoksnių parametrų sklaidą ir gaminti tranzistorius, kurių bazės storis mažesnis nei  $0,6 \mu\text{m}$ .

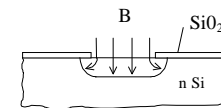
2. Formuojant lokalias difuzines sritis, be priemaišų atomų difuzijos statmena paviršiui kryptimi, vyksta šoninė difuzija po silicio dioksido kauke (10.12 pav.). Dėl šios priežasties difuzinės srities plotas esti didesnis už angos difuzijai plotą, ir formuoti mažas sritis bei kai kuriuos elementus yra sunkiau.

3. Kadangi priemaišų difuzija vyksta aukštoje temperatūroje, neįmanoma panaudoti kai kurių perspektyvių medžiagų.

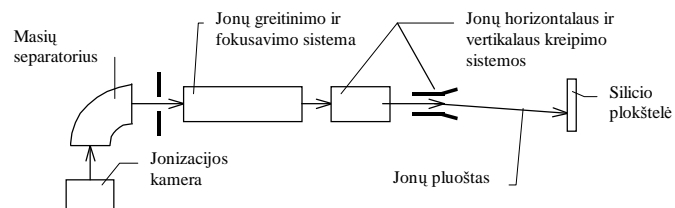
Siekiant išvengti paminėtų legiravimo proceso trūkumų, buvo pradėta taikyti priemaišų jonų implantavimo technologija.

Jonų implantavimo metodą 1964 metais užpatentavo JAV fizikas V. Šoklis (*Shockley*). Taikant šį metodą, priemaišų atomai jonizuojami, greitunami aukšta įtampa ir nukreipiami į puslaidininkio plokštelę. Didelės energijos jonai į plokštelę gali skverbtis net normalioje temperatūroje.

10.13 paveiksle atvaizduota jonų implantavimo įrenginio



10.12 pav. Priemaišos skverbimasis, vykstant terminėi difuzijai



10.13 pav. Jonų implantavimo įrenginio supaprastinta schema

supaprastinta schema. Legiruojančios medžiagos garai arba dujos, į kurių sudėtį įeina legiruojančios medžiagos atomų, tiekiami į jonizacijos kamerą. Šioje kameroje, tarp anodo ir katodo vykstant lankiniam išlydžiui, atsiranda priemaišos jonų. Ekstrahuoti iš jonizacijos kameros jonai patenka į greitintuvą, kuriame jonus (panašiai kaip elektronus elektroniniame vamzdyje) greitina ir fokusuoja elektrostatinėje greitinimo ir fokusavimo sistemoje veikiantis elektrinis laukas. Po to jonai patenka į masių separatorių. Magnetiniame masių separatoriuje sukuriamas skersinis magnetinis laukas. Tada separatoriuje judančius jonus veikia Lorencio jėga. Ji pakeičia jonų judėjimo kryptį (10.14 pav.). Jono kreipimo kampas priklauso nuo jo masės ir energijos. Todėl į antrąją greitinimo pakopą galima nukreipti vienodos masės ir energijos jonų pluoštą. Pralėkę horizontalaus ir vertikalios kreipimo sistemas, jonai patenka į darbinę kamerą ir bombarduoja puslaidininkines plokšteles (10.13 pav.). Jonų energija esti nuo dešimčių kiloelektronvoltų iki 0,5–1 MeV. Kai energija didesnė, prasideda stiprus Rentgeno spinduliavimas.

Vakuuminiais siurbliais jonų implantavimo įrenginyje palaikomas  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  Pa slėgis.

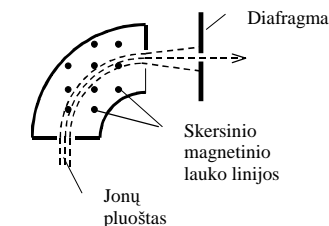
Siekiant vienodai apdoroti visą puslaidininkinių plokštelių paviršių, jonų implantavimo įrenginyje naudojama elektrostatinė, mechaninė arba mišri jonų pluošto skleidimo sistema. Elektrostatinė skleidimo sistema susideda iš dviejų kreipimo elektrodų porų. Skleidžiant mechaniškai, puslaidininkinės plokštelės tvirtinamos prie

karuselės, kuri juda jonų pluošto atžvilgiu. Naudojant kombinuotas skleidimo sistemas, jonų pluoštas elektrostatinė arba magnetinė kreipimo sistema skleidžiamas viena kryptimi ir nukreipiamas į judančią kitą kryptimi plokšteles (10.15 pav.).

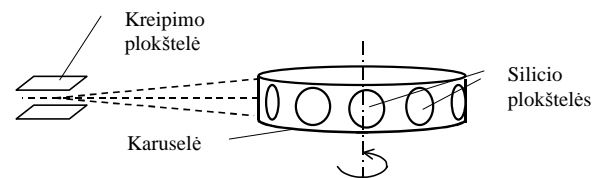
Lokaliuos legiruotos sritys, taikant jonų implantavimą, sudaromas per angas ekranuojančiuose silicio dioksido, silicio nitrido ar fotorezisto sluoksniuose. Yra įrenginių, kuriuose ekranuojančio sluoksnio kaukė net nereikalinga. Juose, naudojant elektrostazines skleidimo ir valdymo sistemas, į apdorojamą puslaidininkinę plokštelę nukreipiamas sufokusuotas jonų pluoštas. Jonų srautą pagal programą valdo kompiuteris. Taip galima sudaryti labai mažų matmenų legiruotas sritis, nes jonai gali būti suglausti į 0,1  $\mu\text{m}$  skersmens pluoštą.

Besiskverbiantys į kietąjį kūną jonai sąveikauja su kristalinės gardelės atomų branduoliais ir elektronais. Dėl susidūrimų jonų energija mažėja. Kai jono energija susilygina su kristalinės gardelės atomų vidutine energija, jis įstringa kietajame kūne.

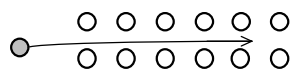
Jonų įsiskverbimo gylis yra atsitiktinis dydis. Vidutinis įsi-



10.14 pav. Magnetinio masių separatoriaus schema



10.15 pav. Kombinuota jonų skleidimo sistema



10.16 pav. Priemaišos jono skverbimasis kanalu tarp monokristalo atomų

skverbimo gylis priklauso nuo puslaidininkinės plokštelės medžiagos, jonų energijos ir jonų pluošto krypties. Jono energija priklauso nuo greitinimo įtampos  $U$  ir jonizacijos laipsnio  $k$ :

$$W = qUk \quad (10.35)$$

Didėjant jonų energijai, vidutinis įsiskverbimo gylis didėja. Jeigu jonai į deimanto tipo gardele nukreipiami išilgai kristalografinių krypčių su mažais indeksais (pavyzdžiui,  $\langle 111 \rangle, \langle 110 \rangle, \langle 100 \rangle$ ), tai jie įsiskverbia į kristalą daug giliau nei judėdami kitomis kryptimis. Taip yra todėl, kad priemaišų atomai gali skverbtiis kanalais, susidarančiais tarp monokristalo atomų (10.16 pav.). Praktikoje šį kanalinių reiškinių panaudoti sunku, nes puslaidininkio plokštelę reikia tiksliai orientuoti jonų pluošto atžvilgiu. Reiškinių išvengiama, pasukant plokštelę jonų pluošto atžvilgiu  $7-8^\circ$  kampų.

Implantuotos į puslaidininkinę plokštelę priemaišos pasiskirstymą galima aprašyti Gauso dėsnio:

$$N(x) = \frac{Q}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(x - \bar{x})^2 / 2s^2\right]; \quad (10.36)$$

čia  $Q$  – legiravimo dozė,  $\bar{x}$  – vidutinis įsiskverbimo gylis,  $s$  – vidutinis kvadratinis įsiskverbimo gylio nuokrypis.

Jonų implantavimo būdu sudarytas priemaišų koncentracijos profilis atvaizduotas 10.17 paveiksle,  $a$ . Kai  $x = \bar{x}$ , priemaišų koncentracija yra maksimali. Pagal (10.36)

$$N_{\max} = \frac{Q}{s\sqrt{2\pi}}. \quad (10.37)$$

Jei kito tipo priemaišų koncentracija  $N_{\max}$  viršija pradinę priemaišų koncentraciją puslaidininkinėje plokštelėje  $N_{\text{pr}}$ , tai toje plokštelėje susidaro kito laidumo tipo sluoksnis. Ten, kur  $N(x) = N_{\text{pr}}$ , atsiranda pn sandūra. Remdamiesi šia sąlyga ir (10.36) bei (10.37) formulėmis, galime išvesti tokią pn sandūros gylio išraišką:

$$x_{\text{pn}} = \bar{x} \pm \sqrt{2 \ln(N_{\max} / N_{\text{pr}})} \quad (10.38)$$

Panagrinėjus šią išraišką ir priemaišų pasiskirstymą (10.17 pav.,  $a$ ), nesunku įsitikinti, kad tuo atveju, kai  $N_{\max} > N_{\text{pr}}$  ir  $N_{\text{pr}} > N(0)$ , puslaidininkinėje

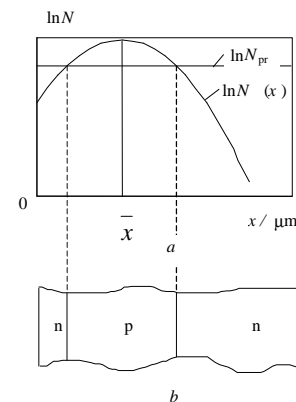
plokštelėje susidaro dvi pn sandūros ir gaunamas pnp arba npn darinys (10.17 pav.,  $b$ ).

Legiravimo dozė  $Q$  ir maksimali priemaišų koncentracija priklauso nuo jonų pluošto srovės tankio  $j$ , jonų implantavimo proceso trukmės  $t$  ir jonizacijos laipsnio  $k$ :

$$Q = jt / qk. \quad (10.39)$$

Taigi reikiamą legiravimo dozė  $Q$  galima gana tiksliai sudaryti kontroliuojant joninę srovę ir implantavimo proceso trukmę. Pramoniniuose jonų implantavimo įrenginiuose joninės srovės stiprumas būna nuo dešimčių mikroamperų iki kelių miliamperų.

Skverbdamasis į puslaidininkinę plokštelę, didelės energijos jonas išmuša iš gardelės mazgų tam tikrą atomų skaičių. Įgiję pakankamai energijos, išmuštieji atomai savo ruožtu gali išmušti kitus atomus. Todėl kiekvieno jono trajektorijos aplinkoje atsiranda kristalinės gardelės defektų. Dažniausiai susidaro Frenkelio defektai – atomai tarpmazgiuose ir vakansijos. Padidėjus taškinių defektų koncentracijai, gali susidaryti dislokacijos. Siekiant sumažinti šių radiacinių defektų koncentraciją ir suaktyvinti tarpmazgiuose likusius implantuotus priemaišos atomus, puslaidininkinės plokštelės po jonų implantavimo 15–20 minučių kaitinamos  $700-800^\circ\text{C}$  temperatūroje. Jei reikia pakeisti sudarytą priemaišų profilį, plokštelės apdorojamos



10.17 pav. Priemaišų pasiskirstymas ( $a$ ) ir jonų implantavimo būdu suformuotas npn darinys ( $b$ )

aukštesnėje temperatūroje. Kartu tenka pastebėti, kad negilius sudėtingus priemaišų koncentracijų profilius galima gauti tiesiogiai jonų implantavimo būdu, valdant jonų energiją.

Aptarta priemaišų jonų implantavimo technologija turi nemažai privalumų, lyginant su termine priemaišų difuzija: legiravimo procesas yra daug spartesnis ir trunka ne ilgiau kaip keletą minučių; puslaidininkį pavyksta legiruoti žemesnėje temperatūroje; lengva kontroliuoti legiravimo dozę, todėl pn sandūros gylio paklaidą pavyksta sumažinti iki 0,02  $\mu\text{m}$ ; valdant jonų energiją, galima sudaryti net labai sudėtingus priemaišų koncentracijos profilius; priemaišos nesiskverbia po ekranuojančios kaukės kraštais; pavyksta sudaryti padidintos priemaišų koncentracijos, viršijančios maksimalų priemaišos tirpumą, sluoksnius. Jonų implantavimo technologijos taikymą apsunkina tai, kad reikalingi daug sudėtingesni ir brangesni technologiniai įrenginiai, be to, sunku sudaryti gilius legiruotus sluoksnius.

### 10.5. Dengimas dielektriku

Svarbų vaidmenį puslaidininkinių integrinių grandynų gamyboje ir konstrukcijose atlieka ploni (plonesni nei 1  $\mu\text{m}$ ) dielektriniai sluoksniai. Pagal paskirtį šie sluoksniai skirstomi į technologinius, funkcinus ir apsauginius.

*Technologiniai* dielektriniai sluoksniai panaudojami kaip ekranuojantieji kaukių sluoksniai. Atliekant selektyviąją terminę priemaišų difuziją arba jonų implantavimą, tam tikro storio dielektriniai sluoksniai sulaiko priemaišų skverbimąsi į puslaidininkį. Legiruotieji silicio dioksido sluoksniai (fosforosilikatiniai ir borosilikatiniai stiklai) naudojami kaip priemaišų šaltiniai, atliekant terminę difuziją.

*Funkciniai* dielektriniai sluoksniai įeina į puslaidininkinių integrinių grandynų (MOP tranzistorių ir kondensatorių) sudėtį. Jie taip pat naudojami kaip izoliaciniai sluoksniai tarp puslaidininkio ir metalinių takelių, jungiančių grandyno elementus.

*Apsauginiai* sluoksniai apsaugo puslaidininkio paviršių nuo aplinkos poveikių, krūvių kaupimosi puslaidininkio paviršiuje, korozijos ir pan.

Visiems dielektriniams sluoksniams keliama technologiško reikalavimai. Kiti reikalavimai yra priešaringi ir priklauso nuo sluoksnio paskirties.

Kaip dielektriniai sluoksniai panaudojami silicio dioksido  $\text{SiO}_2$ , silicio nitrido  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , kai kurių metalų oksidų ir kitų medžiagų sluoksniai. Dažniausiai naudojami amorfinio silicio dioksido sluoksniai, sudaromi silicio terminio oksidavimo būdu.

Apžvelgsime dielektrinių sluoksnių sudarymo būdus ir savybes.

#### 10.5.1. Terminis silicio oksidavimas

Normalioje temperatūroje, reaguodamas su atmosferos deguonimi, silicis pasidengia 5–10 nm storio dioksido sluoksniu. Storesnį  $\text{SiO}_2$  sluoksnį galima sudaryti aukštesnėje temperatūroje.

Terminiam silicio oksidavimui galima naudoti kelias technologijas: sausąją, garinę, drėgnąją oksidavimą ir kombinuotus oksidavimo būdus. Taigi terminiam silicio oksidavimui naudojamos šitokios reakcijos:



Kai puslaidininkinės plokštelės paviršius pasidengia  $\text{SiO}_2$  sluoksniu, oksidacijos procesas tampa sudėtingesnis. Jį sudaro kelios stadijos: oksidatoriaus molekulių paviršinė adsorbcija, oksidatoriaus difuzija per oksido sluoksnį, cheminė reakcija silicio paviršiuje, dujinių reakcijos produktų difuzija per oksido sluoksnį į paviršių ir jų desorbcija. Kai proceso greitį riboja oksidatoriaus difuzija,  $\text{SiO}_2$  sluoksnio augimo greitis yra atvirkščiai proporcingas jo storiui  $s$ :

$$\frac{ds}{dt} = \frac{k_v}{2s}; \quad (10.42)$$

čia  $k_v$  – oksidavimo proceso greičio konstanta.

Išsprendę (10.42) lygtį, gauname:

$$s = \sqrt{k_v t} . \quad (10.43)$$

Vadinasi, kai oksidavimo proceso greitį riboja oksidatoriaus difuzija per  $\text{SiO}_2$  sluoksnį, šis sluoksnis, bėgant laikui, auga vis lėčiau.

Oksidavimo proceso greičio konstanta  $k_v$  labai priklauso nuo temperatūros. Priklausomybė išreiškiama Arenijaus lygtimi:

$$k_v = A e^{-W_a / kT} ; \quad (10.44)$$

čia  $A$  – pastovus koeficientas,  $W_a$  – aktyvacijos energija.

Pagal (10.43) ir (10.44) formules

$$s = \sqrt{A t \exp(-W_a / kT)} . \quad (10.45)$$

Eksperimentiškai nustatyta, kad, oksiduojant normalaus slėgio sausu deguonimi,  $A \approx 21,2$ ,  $W_a \approx 1,33$  eV. Oksiduojant sausu deguonimi, gaunamas tankus (tankis apie  $2,27 \text{ g/cm}^3$ ) ir kokybiškas silicio dioksido sluoksnis. Tačiau sauso oksidavimo technologija nėra tobula. Dėl to, kad deguonies difuzijos silicio dioksido koeficientas nedidelis ir didelė proceso aktyvacijos energija, sauso oksidavimo procesas ilgai trunka. Skaičiuodami galėtume įsitikinti, kad  $1300^\circ\text{C}$  temperatūroje  $1 \mu\text{m}$  storio  $\text{SiO}_2$  sluoksnis susidarytų per 15 h.

Jei oksiduojama vandens garais, tai  $A \approx 7,26$ ,  $W_a \approx 0,8$  eV. Kadangi vandens molekulių difuzijos koeficientas yra didesnis ir proceso aktyvacijos energija mažesnė, tai garinio oksidavimo procesas yra spartesnis.  $1300^\circ\text{C}$  temperatūroje  $1 \mu\text{m}$  storio  $\text{SiO}_2$  sluoksnį pavyktų sudaryti per 1 h. Dar labiau procesą galima paspartinti padidinus vandens garų slėgį. Tačiau, be privalumų, garinio oksidavimo technologija turi svarbų trūkumą. Silicio dioksido sluoksnyje lieka vandenilio ir hidroksilinių grupių intarpų, todėl sluoksnio kokybė esti prastesnė. Oksido tankis yra tik apie  $2 \text{ g/cm}^3$ .

Geresnės kokybės  $\text{SiO}_2$  sluoksnį galima gauti taikant drėgnąjį oksidavimą – oksidavimui naudojant deguonies ir vandens garų mišinį. Tada proceso aktyvacijos energija, oksido sluoksnio augimo greitis ir jo kokybė priklauso nuo deguonies ir vandens garų dalinių slėgių santykio.

Integrinių grandynų gamyboje geriausiai tinka kombinuotieji sausojo ir drėgnojo oksidavimo būdai. Pradžioje oksiduojama sausu deguonimi ir puslaidininkinės plokštelės paviršiuje sudaromas didelio tankio silicio dioksido sluoksnis. Jis apsaugo silicio plokštelės paviršių nuo erozijos, kuri gali reikštis, kai silicį tiesiogiai veikia vandens garai. Reikiamas oksido sluoksnio storis gaunamas antrajame etape, taikant drėgnąjį oksidavimą. Pabaigoje dar oksiduojama sausu deguonimi. Tuomet iš silicio dioksido sluoksnio pašalinama vandenilis, padidėja oksido tankis ir pagerėja silicio dioksido sluoksnio kokybė. Taikant kombinuotąjį oksidavimą, visas oksidavimo procesas, sudarant  $1 \mu\text{m}$  storio sluoksnį, trunka apie 3 h.

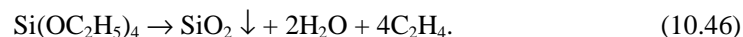
Jau buvo paminėta, kad silicio oksidavimas atliekamas antroje terminės priemaišų difuzijos stadijoje. Taigi oksidavimui tinka difuzinės krosnys. Atliekant drėgnąjį oksidavimą, deguonies ir vandens garų mišinys gaunamas per vandenį leidžiant deguonį. Dujų mišinio sudėtis priklauso nuo vandens temperatūros ir deguonies srauto. Parinkus oksidavimo režimą, oksido sluoksnio storį lemia proceso trukmė.

Silicio terminio oksidavimo procesas yra gana paprastas, tačiau terminio oksidavimo technologijų taikymą kartais sunkina aukšta proceso temperatūra ir ilga jo trukmė.

#### 10.5.2. Kiti dielektrinių sluoksnių sudarymo būdai

Kad oksidavimo metu nevyktų priemaišų difuzija ir nekistų suformuoti priemaišų profiliai, dielektrinius sluoksnius reikia formuoti žemesnėje temperatūroje.

Žemesnėje temperatūroje  $\text{SiO}_2$  sluoksnį ant silicio galima sudaryti nusodinimo būdu. Tam galima taikyti tetraetoksilano pirolizės reakciją:





Reakcija vyksta 650–800 °C temperatūroje. SiO<sub>2</sub> sluoksnio augimo greitis – apie 0,03 μm/min. Proceso trūkumas tas, kad sudaromą oksido sluoksnį gali užteršti reakcijos produktai.

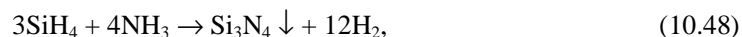
Dar žemesnėje (200–400 °C) temperatūroje silicio dioksidą galima nusodinti, vykstant monosilano ir deguonies reakcijai:



Sluoksnio augimo greitis – 0,05–0,5 μm/min. Didžiausias šios technologijos trūkumas tas, kad monosilanas nuodingas ir, susimaišęs su oru, lengvai užsidega ir sprogsta.

Perspektyvi medžiaga dielektrinei dangai yra silicio nitridas Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Jo ekranuojančios ir dielektrinės savybės dar geresnės už silicio dioksido savybes. Atliekant terminę priemaišų difuziją, silicio dioksido ekranuojančios kaukės storis turi būti 0,2–1 μm. Tam pačiam tikslui naudojant silicio nitridą, pakanka 0,08–0,2 μm sluoksnio. Be to, silicio nitridas pasižymi didesniu elektriniu atsparumu ir didesne santykinė dielektrine skvarba.

Silicio nitridas nusodinamas vykstant monosilano arba silicio halogenidų ir amoniako reakcijoms:



Pirmoji reakcija vyksta 650–750 °C temperatūroje, antroji – 1000–1200 °C temperatūroje. Silicio nitridui nusodinti naudojami epitaksijos reaktoriai arba difuzinės krosnys. Sluoksnio augimo greitis priklauso nuo darbinio dujų mišinio sudėties, dujų srauto, temperatūros ir gali siekti 0,1 μm/min. Didžiausias šio silicio nitrido sluoksnių sudarymo būdo trūkumas – mažas parametrų tikslumas, ypač kai sluoksnis sudaromas žemesnėje temperatūroje.

Kartais dielektriniams sluoksniams naudojami metalų (aliuminio, titano, tantalio, niobio) oksidai. Aliuminio oksidą 800 °C temperatūroje galima nusodinti, vykstant reakcijai:



Ant šaltų arba įkaitintų iki 100–200 °C temperatūros paviršių dielektrinius sluoksnius galima sudaryti plazminio-cheminio nusodinimo metodu. Naudojant šį metodą, reakcijai vykti reikalingą aktyvacijos energiją pradinių medžiagų molekulėms teikia plazmos jonai. Plazma gaunama lankinio išlydžio deguonies ir azoto arba argono dujose metu. Naudojant plazminį-cheminį metodą, galima sudaryti silicio oksido, nitrido, aliuminio oksido ir kitų medžiagų sluoksnius.

Oksidų sluoksniams ant šaltų pagrindų sudaryti dar galima taikyti elektrocheminę – anodavimo – technologiją. Šiuo būdu galima sudaryti aliuminio ir tantalio oksidų sluoksnius.

### 10.5.3. Dielektrinių sluoksnių parametrai

Svarbiausi dielektrinių sluoksnių parametrai – tai storis ir akytumas.

Silicio dioksido ir silicio nitrido sluoksnių storis nustatomas interferenciniais metodais. Vizualiai sluoksnio storį galima nustatyti pagal spalvą. Apšvietus skaidriu dielektriku padengtą puslaidininkinę plokštelę balta šviesa, atsispindėjusios nuo dielektrinio sluoksnio viršutinio ir apatinio paviršių šviesos bangos interferuoja. Ta pačia faze šviesos bangos sumuojasi, jei tenkinama sąlyga:

$$2sn = k\lambda; \quad (10.51)$$

čia  $s$  – sluoksnio storis,  $n$  – lūžio rodiklis,  $k$  – sveikasis skaičius ( $k = 1; 2; 3; \dots$ ),  $\lambda$  – krintančios šviesos bangos ilgis.

Taigi dėl šviesos interferencijos puslaidininkinės plokštelės paviršiaus spalva priklauso nuo dielektrinio sluoksnio storio. Literatūroje pateikiamos sluoksnio storio priklausomybės nuo spalvos lentelės. Įgudę operatoriai oksido ir nitrido sluoksnių storį pagal spalvą gali nustatyti gana tiksliai (paklaida būna ne didesnė kaip  $\pm 0,02 \mu\text{m}$ ). Sluoksniui storėjant, ta pati spalva pasikartoja (SiO<sub>2</sub> sluoksnio – kas 0,16–0,24 μm, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sluoksnio – kas 0,12–0,14 μm). Interferencijos eilė  $k$  nustatoma plokštelės su dielektriniu sluoksniu

kraštą pamerkus į esdiklį. Kai dielektriko kraštas įgyja pleišto pavidalą, suskaičiavus, kiek kartų pasikartoja stebima sluoksnio paviršiuje spalva, nustatoma  $k$  reikšmė.

Jei dielektrinio sluoksnio plotas nedidelis ir įžiūrimas tik pro mikroskopą, tai jo storis matuojamas mikroiinterferometru.

Gaminant puslaidininkinius integrinius grandynus, pavojingi dielektrinių sluoksnių defektai. Per ekranuojančių kaukių poras gali prasiskverbti priemaišos. Per izoliacinių sluoksnių poras susidaro trumpieji jungimai. Akytas apsauginis sluoksnis neapsaugo nuo aplinkos poveikio.

Dielektrinio sluoksnio akytumas kontroliuojamas elektrocheminiais metodais. Taikant vandens elektrolizės metodą, puslaidininkinė plokštelė pamerkiama į vandenį ir naudojama kaip katodas. Jei per dielektrinio sluoksnio porą prie puslaidininkio prasiskverbia vanduo, vykstant elektrolizei, išsiskiria dujinis vandenilis. Stebint plokštelę pro mikroskopą, pagal susidarančių burbuliukų skaičių galima nustatyti, kiek defektų yra ploto vienetė.

Kitas akytumo nustatymo būdas pagrįstas elektrocheminiu vario nusodinimu. Dėl elektrolizės vario atomai padengia silicį tose vietose, kur dielektriko sluoksnyje yra poros.

### 10.6. Metalizavimas

Metalizavimo procesas taikomas laidžiam sluoksniui puslaidininkinės plokštelės paviršiuje sudaryti. Tai vienas paskutiniųjų puslaidininkinės plokštelės apdorojimo procesų. Jis atliekamas suformavus reikiamas puslaidininkio sritis, sudarius plokštelių paviršiuje dielektrinį sluoksnį ir fotolitografijos būdu atvėrus dielektriniame sluoksnyje angas kontaktams. Po to, kai ant plokštelės sudaromas ištisinis metalo sluoksnis, taikant fotolitografiją, dalis šio sluoksnio nuėdinama. Taip gaunami būsimųjų lustų elementus jungiantieji laidūs takeliai, MOP darinių metaliniai sluoksniai bei kontaktinės aikštelės.

Puslaidininkinių integrinių grandynų gamyboje metalizavimui dažniausiai naudojamas aliuminis. Jis pigus, pasižymi geru laidumu, gerai sukimba su siliciu ir silicio dioksidu. Aliuminio sluoksnis atsparus aplinkos poveikiui, nes aliuminio paviršius pasidengia plonu (apie 5 nm storio) ir tankiu oksido sluoksniu, kuris saugo metalą. Aliuminio šiluminio plėtimosi koeficientas gerokai didesnis nei silicio, tačiau tai nelabai svarbu, nes aliuminis – minkšta, plastiška medžiaga.

Dažniausiai naudojami aliuminio sluoksniai, kurių storis viršija aukščiausio  $\text{SiO}_2$  laiptelio aukštį ir būna iki 1  $\mu\text{m}$ . Sluoksniui sudaryti tinka vakuuminio užgarinimo technologija. Garinimui naudojami garintuvai su varžiniais kaitinimo elementais. Aukštoje temperatūroje išgaravę aliuminio atomai nusėda ant pašildytų iki 200–400 °C temperatūros silicio plokštelių. Sluoksnio augimo greitis – apie 10–30 nm/s. Gali būti panaudotos ir kitos plonų sluoksnių sudarymo technologijos.

Po litografijos, kurią taikant sudaromi laidūs aliuminio takeliai, atliekamas metalo įdeginimas – puslaidininkinės plokštelės inertinių dujų arba azoto aplinkoje keletą minučių kaitinamos 500–550 °C temperatūroje.

Įdeginimo metu silicio dioksido ir aliuminio sąlyčio vietose silicio dioksidas reaguoja su aliuminiu ir pagerėja aliuminio sluoksnio sukibimas su padėklu. Be to, įdeginimo metu dėl silicio ir aliuminio difuzijos pagerėja kontaktų elektrinės savybės.

Aliuminis yra akceptorinė priemaiša, todėl tarp aliuminio takelių ir silicio p sričių susidaro geri ominiai kontaktai. Siekiant sudaryti ominus kontaktus tarp aliuminio takelių ir n sričių, tos sritys po būsimaisiais kontaktais, kaip jau žinome, papildomai legiruojamos donorinėmis priemaišomis, kurių koncentracija viršija maksimalų aliuminio tirpumą silicyje.

Įdeginimo metu silicio difuzija į aluminį yra spartesnė nei aliuminio difuzija į silicį. Todėl gali reikštis silicio paviršiaus erozija. Jos galima išvengti metalizacijai naudojant legiruotą siliciu aluminį. Naudojant aliuminio ir silicio lydinį, dar išvengiama aliuminio elektrodifuzijos. Elektrodifuzija pasireiškia, kai labai didelis aliuminio

laidininku tekančios srovės tankis. Tada aliuminio laidininko temperatūrai pakilus virš 150 °C, aliuminio jonai pernešami elektronų srauto kryptimi. Todėl prie neigiamojo kontakto aliuminio laidininkas gali nutrūkti.

Be paminėtųjų, yra ir kitų aliuminio, kaip metalizacijai panaudojamos medžiagos, trūkumų. Todėl laidims takeliams naudojamos ir kitos medžiagos. Didelio integracijos laipsnio mikrograndynuose pradėti naudoti laidūs vario takeliai. Aukštos kokybės kontaktams gauti naudojami laidūs takeliai, sudaryti iš kelių sluoksnių. Apatiniam arba kontaktiniam sluoksniui (pasluoksniui) naudojami metalai, kurie mažai įsiskverbia į puslaidininkį, užtikrina mažą kontakto varžą ir gerai sukimba su silicio dioksidu. Pasluoksniui naudojami titanas, chromas, vanadis, molibdenas arba volframas. Viršutinis sluoksnis daromas iš metalo, turinčio mažą savitąją varžą ir gerai besiderinančio su pasluoksniu. Jei pastaroji sąlyga netenkinama, tarp kontaktinio ir laidžiojo sluoksnių naudojamas papildomas apie 0,05 µm storio platinos, titano arba molibdeno tarp sluoksnis. Geromis savybėmis pasižymi Mo-Au, V-Al, Mo-Au, W-Au, Cr-Au, Ti-Pt-Au deriniai. Geri rezultatai taip pat gaunami naudojant PtSi-Mo-Al, PtSi-Mo-Au ir kitas sistemas, kuriose yra platinos silicido PtSi pasluoksnis.

Kartais laidžiam sluoksniui panaudojami ne metalai, o legiruotas polikristalinis silicis.

## 10.7. Litografija

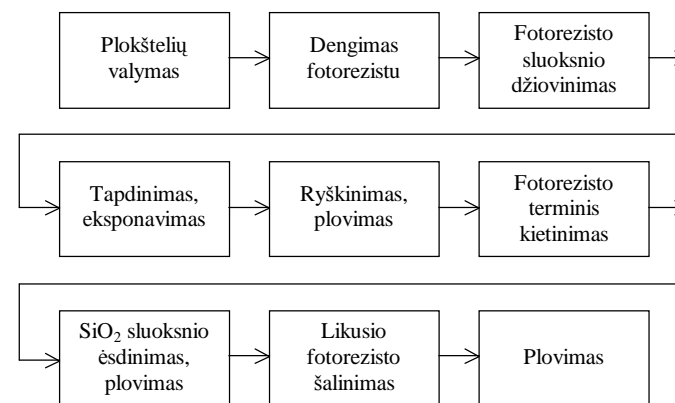
Taikant planariąją technologiją, puslaidininkis terminės priemonių difuzijos arba jonų implantavimo būdu lokaliai legiruojamas per ekranuojančios kaukės angas. Silicio dioksido ar kitos ekranuojančios medžiagos kaukė puslaidininkinės plokštelės paviršiuje sudaroma litografijos būdu. Litografijos būdu taip pat sudaroma reikiama laidaus sluoksnio konfigūracija. Kartais litografija dar taikoma selektyviam silicio išdėtinimui.

\* Litografija (gr. *lithos* – akmuo, *grapho* – rašau) – grafikos technika

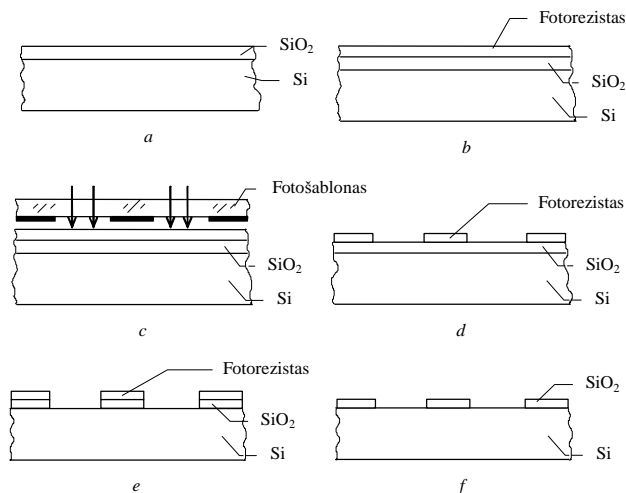
Puslaidininkinių integrinių grandynų gamyboje naudojami įvairūs litografijos būdai: fotolitografija, elektronų pluošto, jonų pluošto, Rentgeno spindulių litografija. Kai mikrograndynų integravimo laipsnis nėra labai didelis, taikoma fotolitografija.

### 10.7.1. Fotolitografijos schema

Silicio dioksido sluoksnio fotolitografijos proceso schema atvaizduota 10.18 paveiksle. Svarbiausius fotolitografijos etapus iliustruoja 10.19 paveikslas. Padengtos silicio dioksidu puslaidininkinės plokštelės (10.19 pav., *a*) paviršius nuvalomas ir padengiamas šviesai jautrios medžiagos – fotorezisto – sluoksniu (10.19 pav., *b*). Tada ant plokštelės uždedamas grupinis fotošablonas (stiklo plokštelė su daug kartų pasikartojančiu integrinio grandyno sričių atvaizdu), ir fotorezistas eksponuojamas ultravioletiniais spinduliais (10.19 pav., *c*). Apšviestas arba neapšviestas fotorezistas (tai priklauso nuo fotorezisto tipo) ryškinimo metu pašalinamas (10.19 pav., *d*). Po likusio fotorezisto kietinimo per fotorezisto



10.18 pav. Fotolitografijos proceso schema



10.19 pav. Silicio dioksido ekranuojančios kaukės sudarymas fotolitografijos būdu

sluoksnyje atidarytas angas ėsdinamos angos silicio dioksido (10.19 pav., *e*). Galiausiai fotorezisto kaukė pašalinama ir puslaidininkinės plokštelės paviršiuje lieka silicio dioksido kaukė (10.19 pav., *f*), atitinkanti piešinį fotošablone.

Perkeliant fotolitografijos būdu fotošablino piešinį ant puslaidininkinės plokštelės, gaunami to piešinio iškraipymai, ribojantys mažiausių piešinio elementų matmenis.

Fotolitografijos galimybės nusakomos skiriamąja geba, kuri išreiškiama dar nesusiliejančių linijų skaičiumi viename milimetre ir apskaičiuojama pagal formulę:

$$G = \frac{1000}{2a_{\min}}; \quad (10.52)$$

čia  $a_{\min}$  – minimalus linijos plotis (mikrometrais), kai tarpas tarp linijų lygus linijos pločiui.

Jeigu minimalus linijos plotis yra  $2\ \mu\text{m}$ , tai skiriamoji geba yra 250 lin./mm. Žinoma, skiriamąją gebą galima nusakyti ir minimaliu linijos pločiu. Fotolitografijos skiriamoji geba priklauso nuo fotorezisto savybių ir fotošablonų bei ekspozavimo, ryškinimo ir ėsdinimo paklaidų.

### 10.7.2. Fotorezistai

Fotorezistas yra organinė kompozicija, sudaryta iš šviesai jautraus polimero, tirpiklio ir priedų. Naudojami dviejų tipų fotorezistai: negatyvieji ir pozityvieji.

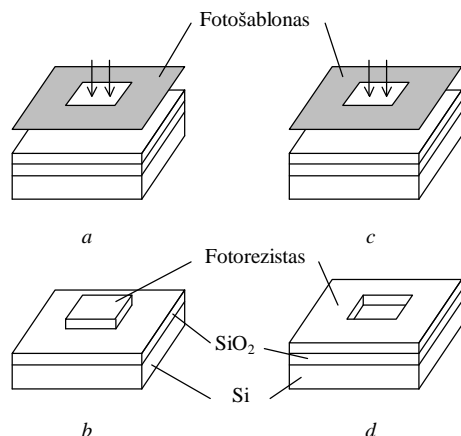
Veikiant šviesai negatyvųjį fotorezistą, jame vyksta fotopolimerizacijos procesas, kurio metu molekulės sužadinamos ir tarp jų susidaro papildomi ryšiai. Tuomet apšviestos fotorezisto sluoksnio sritys tampa chemiškai atsparesnės. Šiuo atveju ryškinant nuėsdinamos tik neapšviestos fotorezisto sluoksnio sritys, o apšviestos sritys lieka ant puslaidininkinės plokštelės (10.20 pav., *a, b*).

Šviesai veikiant pozityvųjį fotorezistą, vyksta priešingas fotopolimerizacijai fotolizės procesas. Fotolizės metu šviesa sukelia molekulių destrukciją. Susidarius paprastesnės struktūros molekulėms, fotorezistas tampa mažiau chemiškai atsparus, jo tirpumas padidėja. Todėl ryškinant nuėsdinamos apšviestos fotorezisto sritys (10.20 pav., *c, d*).

Fotorezistų savybės apibūdinamos daugeliu parametų. Svarbiausi iš jų – tai jautrumas šviesai, skiriamoji geba ir atsparumas rūgštims.

Jautrumas šviesai ir skiriamoji geba – du priešaringi parametrai. Jautrūs fotorezistai esti stambiagrūdžiai, todėl jiems būdinga prasta skiriamoji geba.

Jautrumas šviesai yra atvirkščiai proporcingas energijos kiekiui, kuris reikalingas fotorezisto savybėms pakeisti. Jis išreiškiamas formule  $S = 1/H$ ; čia  $H = Et$  – ekspozicija,  $E$  – fotorezisto



10.20 pav. Negatyviojo (a, b) ir pozityviojo (c, d) fotorezistų kaukių sudarymas

apšviestumas,  $t$  – ekspozicijos trukmė. Siekiant padidinti jautrumą, į fotorezistą dedama specialių priedų – sensibilizatorių.

Fotorezisto jautrumas šviesai priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Dauguma fotorezistų jautriausi ultravioletiniams spinduliams.

Apšviečiant fotorezistą, daugiausia šviesos energijos sugeria jo paviršinis sluoksnis. Todėl paviršinio sluoksnio savybės pakinta labiau nei gilesnių sluoksnių. Dėl šios priežasties, taip pat dėl šviesos sklaidos gaunami fotošablono piešinio iškraipymai, kurie tuo didesni, kuo storesnis fotorezisto sluoksnis. Todėl, siekiant padidinti skiriamąją gebą, reikia mažinti fotorezisto sluoksnio storį. Jis turi būti mažesnis už mažiausią piešinio matmenį. Praktikoje dažniausiai naudojami fotorezistų sluoksniai, kurių storis nuo 0,3 iki 2  $\mu\text{m}$ .

Nuo fotorezisto sluoksnio storio priklauso jo atsparumas chemikalams (ryškalams, rūgštims, šarmams ir pan.). Fotorezisto atsparumo kiekybinė charakteristika yra laikas, kurį fotorezistas

atlaiko chemikalo poveikį. Jei per fotorezisto angas dielektrikas ėsdinamas plazma, fotorezistas turi būti atsparus plazmos poveikiui.

Didesne skiriamąja geba (iki 500–1000 lin./mm) pasižymi pozityvieji fotorezistai, nes jų molekulės mažesnės. Negatyviųjų fotorezistų privalumas – paprastesnis ryškinimo procesas: neapšviestas fotorezisto sritis galima nuplauti tuo pačiu tirpikliu, kuriuo tirpinamas fotorezistas, sudarant jo sluoksnį ant puslaidininkinės plokštelės.

### 10.7.3. Svarbiausios fotolitografijos operacijos

Fotorezisto sluoksnyje neturi būti defektų. Jis turi patikimai prilipti prie plokštelės paviršiaus. Todėl fotolitografijos proceso pradžioje plokštelės rūpestingai nuvalomos. Valymo technologija priklauso nuo plokštelės paviršiuje sudaryto sluoksnio medžiagos. Siekiant nuo paviršiaus pašalinti organinius teršalus, plokštelės plaunamos karštais organiniais tirpikliais arba apdorojamos šių tirpiklių garais. Po to plokštelės plaunamos dejonizuotu vandeniu. Kartais taikomi ultragarsiniai valymo būdai. Siekiant nuo valomo paviršiaus pašalinti vandens molekules ir suteikti paviršiui hidrofobinių (vandenį atstumiančių) savybių, plokštelės apdorojamos termiškai.

Hidrofobinės savybės pageidautinos todėl, kad fotorezistai hidrofobinius paviršius gerai vilgo ir gerai prie jų prilimpa. Be to, dauguma ėsdiklių (rūgščių arba šarmų vandeniniai tirpalai) blogai vilgo hidrofobinius paviršius ir nesiskverbia po fotorezisto sluoksnio kraštu.

Fotorezisto sluoksnis turi būti ištisinis ir vienodo storio visame plokštelės paviršiuje (leistinas tik 10–20 nm storio nuokrypis). Todėl keliami griežti reikalavimai fotorezisto kokybei. Jame neturi būti stambių dalelių, tad prieš vartojimą fotorezistas filtruojamas ir centrifuguojamas. Siekiant apsaugoti plokštelės paviršių ir fotorezistą nuo dulkių, fotorezisto sluoksnis sudaromas specialioje švarioje patalpoje. Vienodo storio fotorezisto sluoksniui sudaryti naudojama

centrifuga. Silicio plokštelė su  $\text{SiO}_2$  sluoksniu prisiurbama prie centrifugos staliuko. Iš dozatoriaus ant plokštelės centrinės dalies užlašinamas fotorezisto lašas. Veikiant centrifugai, dėl išcentrinų jėgų fotorezistas ant lygaus paviršiaus pasklinda plonu vienodo storio sluoksniu. Jo perteklius nuo plokštelės nubloškiamas. Iš plono sluoksnio garuojant tirpikliui, fotorezisto klampumas didėja. Susidariusio fotorezisto sluoksnio storis priklauso nuo fotorezisto pradinio klampumo ir centrifugos sukimosi greičio.

Naudojant centrifugą, sudarytame fotorezisto sluoksnyje lieka vidinių įtempimų. Jų galima išvengti fotorezisto sluoksnį užpurškiant ant plokštelės. Šis būdas tinka ir tada, kai jau sudarytas plokštelės paviršiaus reljefas.

Fotorezisto sluoksnis džiovinamas, kad jame neliktų tirpiklio. Džiovinant termostate, tirpiklis pirmiausia išgaruoja iš fotorezisto sluoksnio paviršiaus. Tada per jį besiskverbdamos tirpiklio molekulės sukelia paviršinio sluoksnio defektus. Geresnė fotorezisto sluoksnio kokybė gaunama džiovinant infraraudonaisiais spinduliais arba naudojant mikrobanges džiovinimo krosnis. Tada energiją sugeria ir kaista plokštelė, ant kurios sudarytas fotorezisto sluoksnis, o kaistant plokštei, tirpiklis pirmiausia pasišalina iš fotorezisto sluoksnio gilumos.

Formuojant puslaidininkinių integrinių grandynų elementus, fotolitografija atliekama keletą kartų. Kiekvieno sekančio fotolitografijos proceso metu fotošablono reikia tiksliai orientuoti puslaidininkinės plokštelės su joje sudarytomis sritimis atžvilgiu. Leistinoji fotošablono ir puslaidininkinės plokštelės sutapdinimo paklaida priklauso nuo formuojamų elementų matmenų. Elementų matmenų nuokrypiai turi neviršyti  $\pm(10-25)\%$  nuo mažiausio elemento matmens. Kai mažiausias elemento matmuo  $2\text{ }\mu\text{m}$ , sutapdinimo paklaida turi būti ne didesnė kaip  $\pm(0,2-0,5)\text{ }\mu\text{m}$ .

Sutapdinimui naudojami specialūs tapdinimo ir eksponavimo įrenginiai. Tapdinama pagal fotošablono ir puslaidininkinėje plokštelėje padarytas žymes (10.21 pav.). Žymes sutapdinus, puslaidininkinė plokštelė eksponuojama ultravioletiniais spinduliais. Optinėmis sistemomis gaunamas lygiagrečių spindulių pluoštas,

vienodai apšviečiantis visą apdorojamą paviršių. Šiuolaikiniai įrenginiai leidžia tapdinimo ir eksponavimo operacijas automatizuoti.

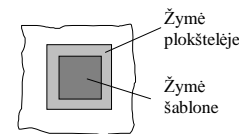
Po eksponavimo atliekamas ryškinimas. Sudėtos į kasetę plokštelės panardinamos į ryškalą. Naudojant automatizuotą ryškinimo sistemą, plokštelės apdorojamos individualiai. Tada ryškinimo technologija panaši į dengimo fotorezistu technologiją. Skirtumas tas, kad vietoj fotorezisto dozatoriumi tiekiamas ryškalas. Po ryškinimo plokštelė plaunama dejonizuotu vandeniu. Ryškinimo režimas parenkamas toks, kad būtų visiškai pašalintos nereikalingos fotorezisto sritys ir gauta kuo mažiau likusio fotorezisto sluoksnio defektų. Jei po ryškinimo aptinkamas sudarytos kaukės brokas, fotorezistas pašalinamas ir fotolitografijos procesas pradedamas iš naujo. Jei kaukė kokybiška, siekiant užbaigti fotorezisto polimerizaciją, pagerinti jo adheziją ir atsparumą šėdikliams, fotorezistas kietinamas – termiškai apdorojamas  $110-120\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūroje. Kietinimas atliekamas panašiai kaip fotorezisto sluoksnio džiovinimas, tik aukštesnėje temperatūroje.

Kietinimo operacija galutinai suformuojama fotorezisto kaukė. Po to pro fotorezisto kaukės angas selektyviai šėdinami dielektriko ar metalo sluoksniai arba silicis.

Silicio dioksido sluoksnis šėdinamas fluoro rūgšties tirpalais. Šėdinimo metu vyksta reakcija:

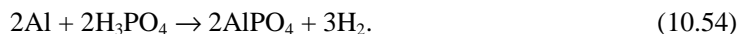


Silicio nitrido šėdinimui galima naudoti karštą fosforo rūgštį  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , tačiau jai neatsparūs negatyvieji fotorezistai. Todėl dažniau taikomas selektyvus plazminis silicio nitrido šėdinimas, arba, prieš sudarant fotorezisto sluoksnį, ant silicio nitrido užgarinamas molibdeno pasluoksnis. Atliekant fotolitografiją, pirmiausia atidaromos angos molibdene, o po to atspari molibdeno kaukė panaudojama selektyviam silicio nitrido sluoksnio šėdinimui.



10.21 pav. Tapdinimo žymės

Aliuminiui ėsdinti naudojami šarminiai arba rūgštiniai ėsdikliai. Jei kaukė sudaryta iš pozityviojo fotorezisto, aliuminį galima ėsdinti fosforo rūgštimi:



Legiruotas siliciu aliuminis ėsdinamas azoto ir fluoro rūgščių vandeniniu tirpalu.

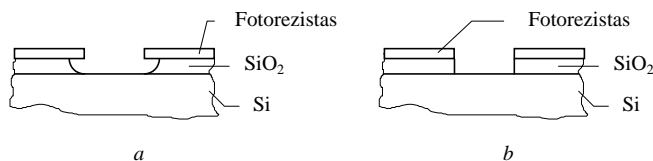
Jei kaukė sudaryta iš negatyviojo fotorezisto, aliuminio ėsdinimui naudojami natrio arba kalio šarmų tirpalai:



Silicis ėsdinamas azoto ir fluoro rūgščių tirpalu. Anizotropiniam silicio ėsdinimui naudojami ėsdikliai, kurie viena kryptimi silicį ėsdina daug greičiau negu kita.

Cheminiu būdu ėsdinant dielektriko ar metalo sluoksnį, gaunami fotošablono piešinio iškraipymai dėl ėsdiklio skverbimosi po fotorezisto sluoksniu (10.22 pav.). Šiems iškraipymams sumažinti didelės integracijos laipsnio mikrograndynų gamyboje taikomi įvairūs plazminio ėsdinimo metodai.

Taikant joninį ėsdinimą, ėsdinamos medžiagos atomus iš paviršinio sluoksnio išmuša pagreitinti inertinių dujų jonai – vyksta fizinis paviršinio sluoksnio ardymas. Taikant joninius-cheminius metodus, ėsdinimą lemia fizinis jonų poveikis ir cheminės reakcijos. Naudojant plazminį-cheminį metodą, ėsdinamo sluoksnio medžiaga reaguoja su sužadintomis dujų molekulėmis. Dujų molekulės



10.22 pav. Silicio dioksido kaukės sudarymas taikant skystą ėsdiklį (a) ir sausą ėsdinimą (b)

suzadinamos, vykstant dujiniam išlydžiui plazmoje. Vykstant reakcijai, susidaro lakūs junginiai, kurie iš reaktoriaus išsiurbiami.

Po ėsdinimo fotorezisto kaukė nebereikalinga. Ji šalinama deguonies plazma arba cheminiais metodais. Pastaruoju atveju ėsdikliai parenkami atsižvelgiant į fotorezisto tipą ir po juo esančią medžiagą. Pozityvieji fotorezistai šalinami organiniais tirpikliais, negatyvieji – virinant koncentruotoje sieros rūgštyje. Aišku, kad pastarasis ėsdiklis negali būti naudojamas po laidaus sluoksnio sudarymo. Cheminiu būdu pašalinus fotokaukę, plokštelės plaunamos dejonizuoto vandens kaskadinėse voniose.

#### 10.7.4. Fotošablonų gamyba. Projektinė fotolitografija

Puslaidininkiniam integriniam grandynui pagaminti reikia 5–12 fotošablonų komplekto. Fotošablonas – tai stiklo arba kvarco plokštelė su daug kartų pasikartojančiu pozityviuoju arba negatyviuoju (tai priklauso nuo fotorezisto tipo) mikrograndyno sričių atvaizdu.

Gaminant fotošablonus sudaromas padidinto mastelio sričių atvaizdas – originalas – ir fotografiniais būdais sumažinamas. Originalui gaminti naudojama neskaidriu sluoksniu padengta skaidri sintetinė plėvelė. Tos plėvelės neskaidriame sluoksnyje pagal automatizuoto projektavimo rezultatus koordinatografu padidintu masteliu (pvz., 500:1) išraižomas sluoksnio sričių atvaizdas. Fotografuojant ir kartu mažinant originalą redukcine kamera, pagaminamas tarpinis originalas – fotooriginalas. Po to specialiu įrenginiu – fotomultiplikatoriumi – dar kartą mažinamas ir tam tikru žingsniu eksponuojamas fotoplokštelėje tarpinio originalo vaizdas. Taip pagaminamas etaloninis fotošablonas. Etaloninio fotošablono fotosluoksnis nepakankamai atsparus mechaniniams poveikiams ir kontaktinei fotolitografijai netinka. Todėl, naudojantis grupiniu etaloniniu fotošablonu, fotografijos būdu gaminamas grupinis darbinis fotošablonas. Neskaidrus ultravioletiniams spinduliams darbinio fotošablono sluoksnis turi būti plonas ir mechaniškai atsparus. Darbinis fotošablonas gaunamas sudarant ant fotošablono emulsinės

pusės labai ploną chromo sluoksnį. Chromas, nusėdęs ant stiklo per angas fotosluoksnyje, gerai sukimba su stiklu ir ant jo pasilieka, o nusėdęs ant fotosluoksnio kartu su tuo sluoksniu pašalinamas. Labai patogu vykdyti sutapdinimą, kai darbiname fotošablone naudojamas skaidrus regimajai šviesai, bet neskaidrus ultravioletiniams spinduliams geležies ar chromo oksido sluoksnis. Tokie darbiniai fotošablonai vadinami pusiau skaidriais.

Mažinant originalą kamera, gaunami piešinio iškraipymai. Jų išvengiama iš karto gaminant fotooriginalą. Jame 5 ar 10 kartų padidintas mikrograndyno sričių atvaizdas sudaromas naudojantis pagal programą valdomu optiniu vaizdo generatoriumi. Atvaizdas formuojamas fotorinkimo būdu eksponuojant elementarias figūras (kvadratus, stačiakampius ir pan.).

Kontaktinės fotolitografijos fotošablonai yra brangūs. Dėl sąlyčio su puslaidininkine plokšte darbinuose fotošablonuose atsiranda defektų. Po 80–100 tapdinimų jie tampa netinkami. Darbiniai fotošablonai tarnauja daug ilgiau, kai vykdomas ne kontaktinis eksponavimas, bet eksponavimas išlaikant 10–20  $\mu\text{m}$  tarpelį tarp fotošablono ir plokštelės. Žinoma, pastaruoju atveju dėl šviesos difrakcijos fotolitografijos skiriamoji geba yra prastesnė.

Siekiant išvengti fotošablonų gamybos ir su jais susijusių integrinio grandyno elementų matmenų paklaidų bei kontaktinės fotolitografijos trūkumų, buvo sukurta projekcinės fotolitografijos technologija. Taikant šią technologiją, fotooriginalo vaizdas projektuojamas ir multiplikuojamas tiesiog ant fotorezistu padengtos silicio plokštelės.

Yra sukurta ir kitokių projekcinės fotolitografijos sistemų. Projekcinė litografija leidžia sudaryti elementus, kurių minimalūs matmenys – 0,8–1,5  $\mu\text{m}$ .

#### 10.7.5. Kiti litografijos metodai

Litografijos skiriamoji geba dėl difrakcijos ir kitų reiškinių priklauso nuo fotorezisto eksponavimui naudojamų spindulių bangos

ilgio. Fotolitografijos procese naudojami spinduliai, kurių bangos ilgis 200–500 nm, ir pasiekama 0,5–2  $\mu\text{m}$  skiriamoji geba. Siekiant padidinti skiriamąją gebą, naudojami dar trumpesnio ilgio ultravioletiniai spinduliai ir kitos tobulesnės litografijos technologijos.

Elektronų pluošto litografijos įrenginiuose specialus rezistas eksponuojamas sufokusuotu elektronų pluoštu. Yra įvairių elektronų pluošto litografijos sistemų. Pagal vieną iš jų eksponavimas atliekamas rastriniu metodu – skenuojant elektronų pluoštą ir pagal programą valdant šio pluošto intensyvumą. Atlikus vieno būsimąjį lusto eksponavimą, įrenginio stalas su puslaidininkine plokšte perstumiamas tam tikru žingsniu, ir eksponavimas kartojamas. Tada nereikia gaminti fotošablonų. Elektronų pluošto litografijos skiriamoji geba – apie 0,2–0,5  $\mu\text{m}$ .

Jonų pluošto litografijos principai panašūs į elektronų pluošto litografijos principus. Skirtumas tik tas, kad vietoje elektronų pluošto eksponavimui panaudojamas jonų pluoštas. Jonų sklaida fotoreziste yra mažesnė, todėl galima pasiekti didesnę skiriamąją gebą. Be to, rezistai jonų pluoštui jautresni. Dėl to sumažėja ekspozicijos trukmė ir našiau dirbama. Taikant jonų pluošto litografiją, taip pat nereikia fotošablonų. Tuo atveju, kai sufokusuotu jonų pluoštu vykdomas selektyvus silicio dioksido ėsdinimas, nereikia ir rezisto, o atliekant selektyvų jonų implantavimą, nereikia ir silicio dioksido sluoksnio. Taikant jonų pluošto litografiją, pasiekama 0,1–0,2  $\mu\text{m}$  skiriamoji geba.

Svarbu pastebėti, kad elektronų ar jonų pluošto litografiją galima taikyti fotošablonams gaminti.

Taikant rentgenolitografiją, rentgenorezistas eksponuojamas Rentgeno spinduliais, kurių ilgis 0,1–10 nm. Dažniausiai naudojamas projekcinės rentgenolitografijos metodas – eksponuojama per grupinį rentgenošablono tarp kurio ir plokštelės sudaromas nedidelis 3–10  $\mu\text{m}$  tarpelis. Atliekant rentgenolitografiją, pasiekama panaši skiriamoji geba, kaip ir jonų pluošto litografija.



### 10.8. Išvados

1. Silicio integrinių grandynų elementai formuojami silicio monokristalinėse plokštelėse planariaja technologija, taikant epitaksijos, terminės priemaišų difuzijos, joninio legiravimo, dielektrinių ir metalinių sluoksnių sudarymo, fotolitografijos ir kitus procesus.
2. Epitaksijos būdu ant silicio plokštelės galima užauginti kitokio laidumo silicio sluoksnį, pratęsiantį pagrindo kristalinę gardelę. Silicio epitaksinis sluoksnis dažniausiai sudaromas dujine epitaksija. Taikant chloridinį metodą, kaip pradinės medžiagos vartojami silicio chloridai, vandenilis ir skystos ligatūros – medžiagos, kuriose yra priemaišų atomų. Reikiamos sudėties darbinis dujų mišinys gaunamas praleidžiant vandenilį per skystą silicio tetrachloridą ir ligatūrą. Hidridinio metodo atveju silicio atomai atsiranda vykstant silano  $\text{SiH}_4$  skilimui, priemaišų atomai į silicį patenka vykstant hidridų (fosfino  $\text{PH}_3$ , diborano  $\text{B}_2\text{H}_6$ ) skilimui. Auginamo epitaksinio sluoksnio atomai išsidėsto tvarkingai todėl, kad paviršinio puslaidininkinės plokštelės sluoksnio atomai sudaro periodinį potencialinį reljefą. Nusėdę ant plokštelės atomai užima potencialinio reljefo slėnius.
3. Priemaišos į puslaidininkį įvedamos terminės priemaišų difuzijos ir joninio legiravimo metodais. Taikant terminę priemaišų difuziją, priemaišų atomai aukštoje temperatūroje į silicį skverbiasi keliais būdais: užimdami vakansijas, prisisprausdami tarp gardelės mazgų ir pasikeisdami vietomis su gretimais atomais. Difuzijos koeficientas labai priklauso nuo temperatūros. Kylant temperatūrai, difuzijos koeficientas sparčiai didėja.
4. Praktikoje terminės priemaišų difuzijos procesą dažniausiai sudaro dvi – priemaišų įterpimo ir priemaišų perskirstymo – stadijos, kurias atitinka du teoriniai modeliai: difuzija iš nesenkančio šaltinio ir difuzija iš riboto šaltinio. Vykstant difuzijai iš nesenkančio šaltinio, priemaišų koncentracija kristalo

- paviršiuje nekinta. Nuo difuzijos proceso temperatūros ir trukmės priklauso legiravimo dozė – skaičius priemaišos atomų, įsiskverbusių per vienetinį padėklo paviršiaus plotą. Vykstant difuzijai iš riboto šaltinio, priemaišos atomai per padėklo paviršių nesiskverbia, ir legiravimo dozė nekinta. Todėl prie padėklo paviršiaus priemaišos koncentracija mažėja, gilumoje – auga.
5. Terminei priemaišų difuzijai grynios medžiagos, kaip priemaišų atomų šaltiniai, praktiškai nevartojamos. Difuzantai paprastai gaunami iš kietųjų, skystųjų arba dujinių junginių, į kuriuos įeina priemaišų atomai. Atliekant fosforo ir boro difuziją į silicį, padėklų paviršiuje sudaromi fosforosilikatinio arba borosilikatinio stiklo ( $\text{SiO}_2$  legiruoto  $\text{P}_2\text{O}_5$  arba  $\text{B}_2\text{O}_3$ ) sluoksniai. Po to išsilaisvinę priemaišos atomai difunduoja į silicį. Priemaišos įvedamos 800–1000 °C, perskirstomos 1000–1200 °C temperatūroje. Kadangi difuzijos koeficientas labai priklauso nuo temperatūros, pasirinktos temperatūros sklaida turi neviršyti  $\pm(0,25-0,5)$  °C.
  6. Taikant joninio legiravimo technologiją, priemaišų atomai jonizuojami, pagreitinami aukšta įtampa ir nukreipiami į puslaidininkio plokštelę. Didelės energijos jonai į kristalą gali skverbti net normalioje temperatūroje. Siekiant apdoroti visą paviršių, jonų implantavimo įrenginiuose naudojamos elektrostatinės, mechaninės arba mišrios jonų pluošto skleidimo sistemos. Lokalios sritys sudaromos per silicio dioksido, silicio nitrido ar fotorezisto kaukių angas. Yra įrenginių, kuriuose lokalias legiruotas sritis galima sudaryti valdant jonų pluoštą ir nenaudojant ekranuojančių kaukių. Implantuotų į puslaidininkinę plokštelę priemaišų koncentracijos pasiskirstymą galima aprašyti Gauso dėsnio. Vidutinis jonų įsiskverbimo gylis priklauso nuo puslaidininkinės plokštelės medžiagos, jonų energijos ir jonų pluošto krypties. Legiravimo dozė ir maksimali priemaišų koncentracija priklauso nuo jonų pluošto srovės tankio, jonų implantacijos proceso trukmės ir jonizacijos laipsnio.
  7. Svarbų vaidmenį silicio integrinių grandynų gamyboje ir konstrukcijose atlieka ploni dielektriniai sluoksniai. Pagal paskirtį

jie skirstomi į technologinius, funkcinis ir apsauginius. Kaip dielektriniai sluoksniai panaudojami silicio dioksido, silicio nitrido ir kai kurių metalų oksidų sluoksniai. Dažniausiai naudojami amorfinio silicio dioksido sluoksniai. Juos galima sudaryti aukštoje temperatūroje oksidavimo sausu deguonimi, vandens garais, drėgnu deguonimi ir kombinuotais būdais. Gamyboje geriausiai tinka kombinuoti silicio terminio oksidavimo būdai, kai pakaitomis oksiduojama sausu ir drėgnu deguonimi. Žemesnėje temperatūroje silicio dioksido, silicio nitrido ir kitokius sluoksnius galima sudaryti nusodinimo būdais.

8. Vienas paskutiniųjų puslaidininkinės plokštelės grupinio apdorojimo procesų yra metalizavimas. Jis atliekamas suformavus reikiamas puslaidininkio sritis, sudarius plokštelės paviršiuje dielektrinį sluoksnį ir fotolitografijos būdu atvėrus šiame sluoksnyje angas kontaktams. Po to, kai ant plokštelės sudaromas ištisinis metalo sluoksnis, taikant fotolitografiją, dalis šio sluoksnio nuėdinama. Taip gaunami mikrograndyno elementus jungiantieji takeliai, MOP darinių metaliniai sluoksniai bei lustų kontaktinės aikštelės. Silicio integrinių grandynų gamyboje metalizavimui dažniausiai naudojamas aliuminis. Aliuminio sluoksnis sudaromas vakuuminio užgarinimo technologija.
9. Silicio dioksido ar kitos ekranuojančios medžiagos kaukė puslaidininkinės plokštelės paviršiuje sudaroma litografijos būdu. Litografija dar taikoma selektyviam laidaus sluoksnio ėsdinimui. Taikant fotolitografiją, silicio dioksido sluoksniu padengtas puslaidininkinės plokštelės paviršius nuvalomas ir padengiamas šviesai jautrios medžiagos – fotorezisto – sluoksniu. Tada ant plokštelės uždedamas grupinis fotošablonas, ir fotorezistas eksponuojamas ultravioletiniais spinduliais. Apšviestas arba neapšviestas fotorezistas (tai priklauso nuo fotorezisto tipo) ryškinimo metu pašalinamas. Tada per fotorezisto sluoksnyje atidarytas angas ėsdinamos angos silicio dioksido. Galiausiai fotorezisto kaukė pašalinama ir puslaidininkinės plokštelės paviršiuje lieka silicio dioksido kaukė.

10. Puslaidininkiniam mikrograndynui pagaminti reikia 5–12 fotošablonų komplekto. Fotošablonas – tai stiklo arba kvarco plokštelė su daug kartų pasikartojančiu grandyno sričių atvaizdu. Fotošablonai brangūs. Siekiant išvengti fotošablonų gamybos ir su jais susijusių grandyno elementų matmenų paklaidų, taikoma projekcinės fotolitografijos technologija. Siekiant suformuoti mažesnių matmenų elementus ir gauti aukštesnį integracijos laipsnį, taikomi tobulesni litografijos metodai – elektronų pluošto, jonų pluošto litografija ir rentgenolitografija.

### 10.9. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokiais būdais gaunamas tinkamas integrinių grandynų gamybai silicis?
2. Aptarkite silicio gryninimo metalurginių metodų esmę.
3. Kaip pagaminami monokristalinio silicio luitai?
4. Kaip gaminamos silicio plokštelės?
5. Kokia epitaksijos paskirtis? Kam reikalingas epitaksinis sluoksnis?
6. Aptarkite silicio epitaksijos būdus ir naudojamas medžiagas.
7. Aptarkite epitaksinių sluoksnių auginimo įrenginio sandarą. Kaip įrenginyje sudaromas reikiamas sudėties darbinis dujų mišinys?
8. Iš kokių etapų susideda silicio epitaksinio sluoksnio auginimo ciklas? Išvardykite ir aptarkite epitaksijos proceso stadijas.
9. Kodėl epitaksinio sluoksnio atomai išsidėsto tvarkingai? Paaiškinkite epitaksinio sluoksnio augimo mechanizmą.
10. Kas lemia epitaksinio sluoksnio augimo greitį?
11. Išvardykite ir aptarkite epitaksinio sluoksnio parametrus.
12. Kas yra difuzija? Kaip difuzijos reiškinys taikomas gaminant puslaidininkinius mikrograndynus?
13. Kaip priemaišos atomai skverbiasi į silicį?
14. Ką nusako difuzijos koeficientas? Nuo ko ir kaip jis priklauso?
15. Nuo ko priklauso besiskverbiančių į puslaidininkį priemaišų atomų srauto tankis?
16. Išveskite antrąją Fiko diferencialinę lygtį. Kam ji taikoma?
17. Aptarkite difuzijos iš nesenkančio šaltinio sąlygas ir gaunamą priemaišų profilį. Kaip jis kinta difuzijos proceso metu?

## 10. Integrinių grandynų gamybos procesai

18. Ką vadina legiravimo doze? Išveskite legiravimo dozės išraišką. Aptarkite nuo ko ir kaip ji priklauso.
19. Aptarkite terminės priemaišų difuzijos iš riboto šaltinio sąlygas, tikslą ir gaunamą priemaišų profilį. Kaip jis kinta difuzijos proceso metu?
20. Laikydami, kad priemaišos atomai difunduoja į vienalyčio puslaidininkio plokštelę iš riboto šaltinio, išveskite pn sandūros gylio išraišką.
21. Siekiant sudaryti pn sandūrą, atliekama boro difuzija į legiruotą fosforu silicio plokštelę. Pradinė fosforo koncentracija –  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Boro perskirstymas atliekamas  $1200^\circ\text{C}$  temperatūroje, boro difuzijos koeficientas  $D = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$ . Per kiek laiko galima sudaryti  $5,4 \mu\text{m}$  storio p sluoksnį, kurio paviršiuje boro koncentracija –  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ?  
Ats.: 1,08 h.
22. Aptarkite terminės priemaišų difuzijos į silicį technologijas.
23. Aptarkite aukso difuzijos į silicį ypatumus.
24. Kaip sudaromos lokaliosios difuzinės sritys?
25. Išvardykite ir aptarkite svarbiausius difuzinio sluoksnio parametrus.
26. Kaip matuojamas difuzinio sluoksnio storis?
27. Kas yra kvadrato varža? Nuo ko ji priklauso?
28. Integrinis rezistorius sudarytas atliekant bazės difuziją. Rezistoriaus ilgis –  $40 \mu\text{m}$ , plotis –  $2 \mu\text{m}$ , storis –  $3 \mu\text{m}$ . Kvadrato varža –  $200 \Omega$ . Apskaičiuokite rezistoriaus varžą.
29. Aptarkite terminės priemaišų difuzijos technologijos trūkumus.
30. Nusakykite jonų implantavimo technologijos esmę.
31. Iš ko sudarytas jonų implantavimo įrenginys? Kokias funkcijas atlieka svarbiausios jo dalys?
32. Kaip jonais apdorojamas visas puslaidininkinės plokštelės paviršius? Kaip sudaromos lokalios legiruotos sritys?
33. Nuo ko priklauso jonų įsiskverbimo gylis? Kokia yra kanalinio efekto esmė?
34. Kas būdinga priemaišų koncentracijos profiliui, sudaromam joninio legiravimo būdu?
35. Kas nulemia joninio legiravimo dozę?
36. Kodėl po joninio legiravimo puslaidininkinės plokštelės dar apdorojamos termiškai?
37. Nusakykite jonų implantavimo technologijos privalumus ir trūkumus.
38. Vienoje silicio plokštelėje pradinė donorinių priemaišų koncentracija buvo  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , kitoje –  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Jonų implantavimo būdu į plokšteles įvestų boro atomų maksimali koncentracija  $0,5 \mu\text{m}$  gylyje yra  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,

## 10. Integrinių grandynų gamybos procesai

- vidutinis kvadratinis įsiskverbimo gylio nuokrypis sudaro  $0,15 \mu\text{m}$ . Kokios struktūros susidarė plokštelėse po jonų implantavimo?
39. Kam puslaidininkinių integrinių grandynų gamyboje reikalingi dielektriniai sluoksniai? Iš kokių medžiagų jie sudaromi?
40. Kokiais būdais galima sudaryti silicio dioksido sluoksnius?
41. Kaip vyksta terminis silicio oksidavimas? Kas lemia silicio dioksido sluoksnio storį?
42. Kodėl silicio grandynų gamyboje taikomi kombinuoti terminio oksidavimo būdai? Kokia jų esmė ir privalumai?
43. Kokia yra silicio dioksido sluoksnio nusodinimo technologijos esmė? Kokie šios technologijos privalumai?
44. Kaip sudaromi silicio nitrido sluoksniai? Kokie jų privalumai?
45. Nurodykite dielektrinių sluoksnių svarbiausius parametrus. Aptarkite jų kontrolės būdus.
46. Aptarkite metalizavimui panaudojamas medžiagas ir integrinių grandynų gamyboje taikomą metalizavimo technologiją.
47. Kodėl po metalizavimo reikalingas terminis apdorojimas?
48. Nurodykite aliuminio, kaip metalizacijai panaudojamos medžiagos, trūkumus. Aptarkite, kaip jų išvengiama.
49. Nusakykite fotolitografijos paskirtį.
50. Kaip kiekybiškai nusakoma fotolitografijos kokybė? Nuo ko ji priklauso?
51. Kas yra fotorezistas? Kuo skiriasi pozityvieji ir negatyvieji fotorezistai?
52. Išvardinkite ir apibūdinkite fotorezistų parametrus.
53. Kodėl fotorezisto sluoksnis turi būti plonas? Kas riboja sluoksnio storio mažinimą?
54. Kaip plokštelių paviršiuje sudaromas kokybiškas fotorezisto sluoksnis?
55. Kam prieš fotorezisto eksponavimą reikalinga sutapdinimo operacija?
56. Kaip atliekamas fotorezisto ryškinimas ir kietinimas?
57. Kas ir kaip daroma suformavus fotorezisto kaukę?
58. Kodėl pranašesni silicio dioksido sauso ėsdinimo būdai? Kokia jų esmė?
59. Ką vadina fotošablonu? Kodėl gaminant integrinį grandyną reikalingi keli fotošablonai?
60. Išvardinkite ir apibūdinkite darbinio fotošablono gamybos etapus.
61. Kokia yra projekcinės fotolitografijos esmė? Kokie jos privalumai?
62. Apibūdinkite elektronų, jonų pluoštų litografiją ir rentgenolitografiją.

## 11. PUSLAIDININKINIŲ INTEGRINIŲ GRANDYŲ TIPAI IR ELEMENTAI

Integriniu grandynu vadinamas mikroelektronikos gaminys, sudarantis nedalomą visumą ir pasižymintis dideliu tarpusavyje sujungtų tranzistorių, diodų, rezistorių ir kitų elementų tankiu. Integriniai grandynai skirstomi į sluoksninius, hibridinius ir puslaidininkinius.

Sluoksniniame integriniame grandyne visi elementai ir jų sujungimai sudaryti iš laidžių, varžinių ir dielektrinių sluoksnių, sudarytų ant dielektrinių padėklo. Sluoksninė technologija taikoma sudaryti pasyviems elementams. Sluoksniniai integriniai grandynai būna plonasluoksniai (sluoksnio storis iki  $1\ \mu\text{m}$ ) ir storasluoksniai.

Hibridinis integrinis grandynas sudarytas iš sluoksninių elementų ir kitų komponentų. Sluoksniniai elementai naudojami laidies takeliams, kontaktinėms aikštelėms, varžiniams elementams, nedidelės talpos kondensatoriams. Kaip kiti komponentai gali būti panaudojami bekorpusiai tranzistoriai, diodai ir puslaidininkiniai integriniai grandynai.

Puslaidininkinio integrinio grandyno elementai ir juos jungiantieji laidūs takeliai sudaromi puslaidininkio monokristalo lusto tūryje (paviršiniame sluoksnyje) ir ant jo pasyvuoto paviršiaus. Puslaidininkiniuose hibridiniuose integriniuose grandynuose puslaidininkio lusto paviršiuje būna sluoksninė technologija sudarytų pasyviųjų elementų.

Integriniai grandynai yra konstrukcinės, technologinės ir mokslinės bei techninės integracijos rezultatas. Integracija – tai dalių, elementų jungimas į visumą. Konstrukcinė integracija pasireiškia tuo, kad visi elektrinės grandinės elementai integriniame grandyne sudaro nedalomą visumą. Technologinės integracijos esmę sudaro tai, kad integrinių grandynų gamyboje taikomi grupiniai gamybos metodai. Pagaliau mokslinė bei techninė integracija pasireiškia tuo, kad kuriant ir gaminant integrinius grandynus taikomos fizikos, chemijos,

metalurgijos, medžiagų mokslo, metrologijos bei kitos mokslo ir technologijų žinios, pažangiausios idėjos ir pasiekimai.

Sukūrus planariąją diskretinių tranzistorių gamybos technologiją, atsirado galimybės realizuoti grupinius tranzistorių gamybos metodus – apdorojant vieną puslaidininkinę plokštelę, gaminti didelį tranzistorių skaičių. Be to, pribrendo prielaidos minčiai apie puslaidininkinį integrinį grandyną.

Elektroninės grandinės realizavimo viename puslaidininkinio kristalo luste idėją 1959 metais nepriklausomai vienas nuo kito pasiūlė JAV mokslininkai R. Noisas (*Noyce*) ir Dž. S. Kilbis (*Kilby*). Tada dar sunku buvo suvokti šios idėjos svarbą. Ji keitė pasaulį, lėmė tolimesnę elektronikos, kompiuterijos, telekomunikacijų raidą ir sudarė prielaidas šiuolaikinės informacinės visuomenės kūrimui. 2000 metais už nuopelnus mokslui, technologijų raidai ir visuomenei Dž. S. Kilbis (už jo nuopelnus integrinio grandyno išradime) ir Ž. I. Alferovas (*Алфёров*) bei G. Kremeris (*Kroemer*) už heterosandūrų teoriją ir taikymus buvo pripažinti Nobelio premijos laureatais.

Jau 1961 metais kelios JAV firmos gamino nedidelio integracijos laipsnio puslaidininkinius mikrograndynus. Pirmieji puslaidininkiniai integriniai grandynai Lietuvoje buvo pagaminti 1968 metais.

Puslaidininkiniuose integriniuose grandynuose naudojami dvipoliai ir MOP tranzistoriai.

Dabar jau sukurtos labai sudėtingų puslaidininkinių grandynų prjektavimo ir gamybos technologijos. Taikant šiuolaikines automatizuoto projektavimo ir puslaidininkinių darinių formavimo technologijas, puslaidininkio monokristalo luste suformuojami šimtai milijonų elementų. Tobulinamos trimatės integracijos technologijos.

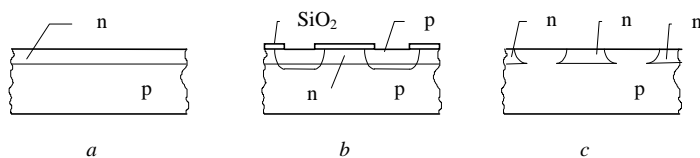
Šiame skyriuje aptarsime tik santykinai nesudėtingų puslaidininkinių integrinių grandynų sudarymo principus ir elementus.

### 11.1. Puslaidininkinių grandynų elementų izoliavimas

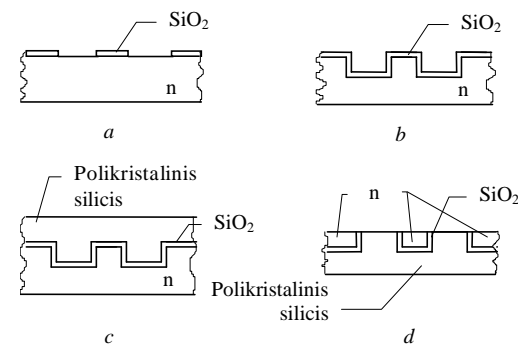
Siekiant išvengti nepageidaujamų ryšių tarp puslaidininkinio integrinio grandyno elementų, šiuos elementus reikia izoliuoti viena nuo kito. Tam tikslui naudojamos pn sandūros, dielektriniai sluoksniai arba taikomi kombinuoto izoliavimo būdai.

Izoliuotos pn sandūromis sritys puslaidininkio monokristale dažniausiai sudaromos skiriamąja priemaišų difuzija. Izoliuotų sričių sudarymo nuoseklumą iliustruoja 11.1 paveikslas. Kaip pagrindas panaudota p silicio plokštelė su ant jos užaugintu epitaksiniu sluoksniu (11.1 pav., *a*). Plokštelės paviršiuje sudarius silicio dioksido sluoksnį, atliekama izoliuotų sričių fotolitografija, ir silicio dioksidas paliekamas tik virš būsimųjų izoliuotų sričių. Per angas silicio diokside terminės difuzijos būdu įterpiami akceptorinių priemaišų atomai (11.1 pav., *b*). Kai lokalsios difuzinės sritys susilieja su p pagrindu, susidaro n izoliuotos sritys p puslaidininkyje (11.1 pav., *c*). Šios sritys izoliuotos viena nuo kitos priešpriešiais sujungtomis pn sandūromis. Tam, kad visos n sritys būtų geriau izoliuotos nuo p pagrindo, prie pagrindo prijungiama didžiausia neigiama integrinio grandyno maitinimo įtampa. Tada visos priešpriešiais sujungtos pn sandūros yra uždaros.

Panaudojamos ir kitokios izoliavimo pn sandūromis technologijos. Izoliuotas pn sandūromis sritis galima sudaryti kolektoriaus difuzijos, bazės difuzijos ir kitais būdais. Kai kuriuos iš čia paminėtų



11.1 pav. Izoliuotų pn sandūromis n sričių sudarymas

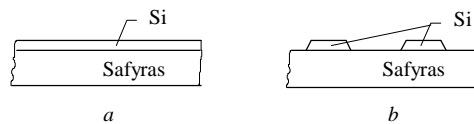


11.2 pav. Izoliuotų oksido sluoksniu n sričių sudarymas

būdų aptarsime nagrinėdami integrinius tranzistorius.

Dielektrinio izoliavimo oksido sluoksniu principą iliustruoja 11.2 paveikslas. Pirmiausia n silicio monokristalo plokštelė padengiama  $\text{SiO}_2$  sluoksniu, kuriame fotolitografijos būdu tarp būsimųjų izoliuotų sričių atidaromos angos (11.2 pav., *a*). Per jas išsodinamas silicis. Išsėdinus griovelius, silicio paviršiuje sudaromas  $\text{SiO}_2$  sluoksnis (11.2 pav., *b*). Po to ant  $\text{SiO}_2$  sluoksniu padengtos silicio plokštelės užauginamas storas (150–200  $\mu\text{m}$ ) polikristalinio silicio sluoksnis (11.2 pav., *c*), plokštelė apverčiama ir šlifuojama, kol pasiekiamas polikristalinis silicis. Taip gaunamos silicio dioksido sluoksniu izoliuotos n monokristalinio silicio sritys (11.2 pav., *d*). Naudojant dielektrinį izoliavimą, pavyksta gauti didelę izoliacijos varžą, sumažinamos parazitinės elektrinės talpos, tačiau izoliavimo technologija yra sudėtingesnė.

Siekiant sumažinti talpas tarp grandyno elementų, juos jungiančių takelių ir pagrindo, buvo sukurtos silicio darinių ant dielektriko (angl. *SOI – silicon on insulator*) technologijos. Viena jų atmaina – silicio darinių ant safyro (*SOS – silicon on sapphire*) technologija. Taikant šią technologiją, kaip pagrindas naudojama monokristalinė sintetinio safyro – dielektriko – plokštelė. Safyras yra turinti priemaišų korundo  $\text{Al}_2\text{O}_3$  atmaina. Kadangi safyro kristalinė gardelė artima silicio

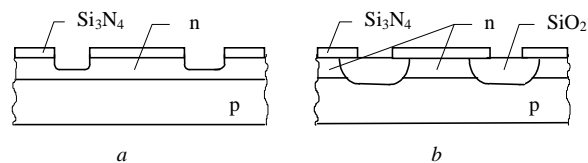


11.3 pav. Izoliuotų silicio sričių sudarymo silicio ant safyro technologija

gardelei, ant safyro padėklo galima užauginti ploną epitaksinį sluoksnį (11.3 pav., *a*). Lokaliai nuėsdinus užaugintą silicį, ant dielektrinio safyro pagrindo lieka silicio salelės (11.3 pav., *b*). Ši dielektrinio izoliavimo technologija yra paprastesnė, tačiau safyro padėklai brangūs, be to, auginant ant safyro padėklo heteroepitaksinį silicio sluoksnį susidaro gana daug jo kristalinės gardelės defektų.

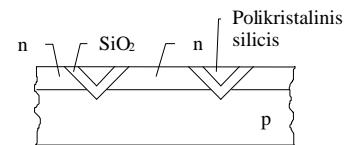
Kombinuotajai izoliacijai panaudojamos pn sandūros ir dielektriniai intarpai.

Taikant lokaliajo oksidavimo technologiją, ant p silicio pagrindo užauginamas epitaksinis n silicio sluoksnis ir jo paviršiuje sudaroma silicio nitrido kaukė. Per kaukės angas ęsdinamas silicis (11.4 pav., *a*). Kai susidaro grioveliai, kurių gylis siekia maždaug pusę epitaksinio sluoksnio storio, pradedamas terminis silicio oksidavimas. Oksidavimo metu tik apie 40 % silicio dioksido sluoksnio storio susidaro puslaidininkyje. Dėl sluoksnio augimo, siliciui jungiantis su deguonimi, po lokaliajo oksidavimo įmanoma gauti beveik plokščią darinio paviršių. Todėl ši technologija vadinama izoplanariąja.



11.4 pav. Izoliuotų sričių sudarymas lokaliajo oksidavimo būdu

Silicio ęsdinimo greitis priklauso nuo kristalografinės krypties. Panaudojant šią silicio savybę, sukurta vertikalaus anizotropinio ęsdinimo (angl. *V-ATE* – *vertical anisotropic etching*) technologija. Taikant šią technologiją, kaip pagrindas naudojama p silicio plokštelė,



11.5 pav. Izoliuotos V grioveliais *n* sritys

kurios paviršius sutampa su plokštuma (100). Užauginus n epitaksinį sluoksnį ir sudarius silicio dioksido kaukę, epitaksinis sluoksnis lokaliai ęsdinamas specialiu ęsdikliu. Kadangi [100] kryptimi ęsdinimo greitis daug didesnis nei kitomis kryptimis, susidaro V pavidalo grioveliai. Padengus paviršių dielektriniu sluoksniu (dažniausiai  $\text{SiO}_2$  arba  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), gaunamos izoliuotos sritys. Jos, kaip ir sritys, sudarytos izoplanariąja technologija, iš šonų izoliuotos dielektriku, iš apačios – pn sandūromis. Tokiai izoliacijai reikia nedaug ploto. Tačiau dėl darinio reljefiškumo sunku sudaryti kokybiškus laidžius takelius. Šio trūkumo galima išvengti taikant VIP (angl. *V-groove isolation polycrystal backfill*) technologiją. Pagal VIP technologiją, sudarius dielektrinį sluoksnį, paviršius dengiamas polikristalinio silicio sluoksniu. Po to šis sluoksnis ęsdinamas. Likus grioveliuose polikristaliniam siliciui (11.5 pav.), gaunamas daug lygesnis paviršius.

Tobulinant puslaidininkinių integrinių grandynų gamybą, sukurama vis naujesnių, tobesnių izoliavimo technologijų. Siekiant efektyviau išnaudoti lusto plotą ir pasiekti aukštesnį integracijos laipsnį, izoliavimui panaudojami statūs siauri užpildomi dielektriku grioveliai, padaromi anizotropinio ęsdinimo plazma būdu.

Gaminant dvipolius integrinius grandynus, izoliuotose srityse sudaromi grandynų elementai.

## 11.2. Dvypolių integrinių grandynų gamyba ir elementai

### 11.2.1. Dvypolių integrinių grandynų gamyba

Dvypolių integrinių grandynų gamybos paprasčiausia schema atvaizduota 11.6 paveiksle. Svarbiausieji grandynų sudarymo etapai yra šie:

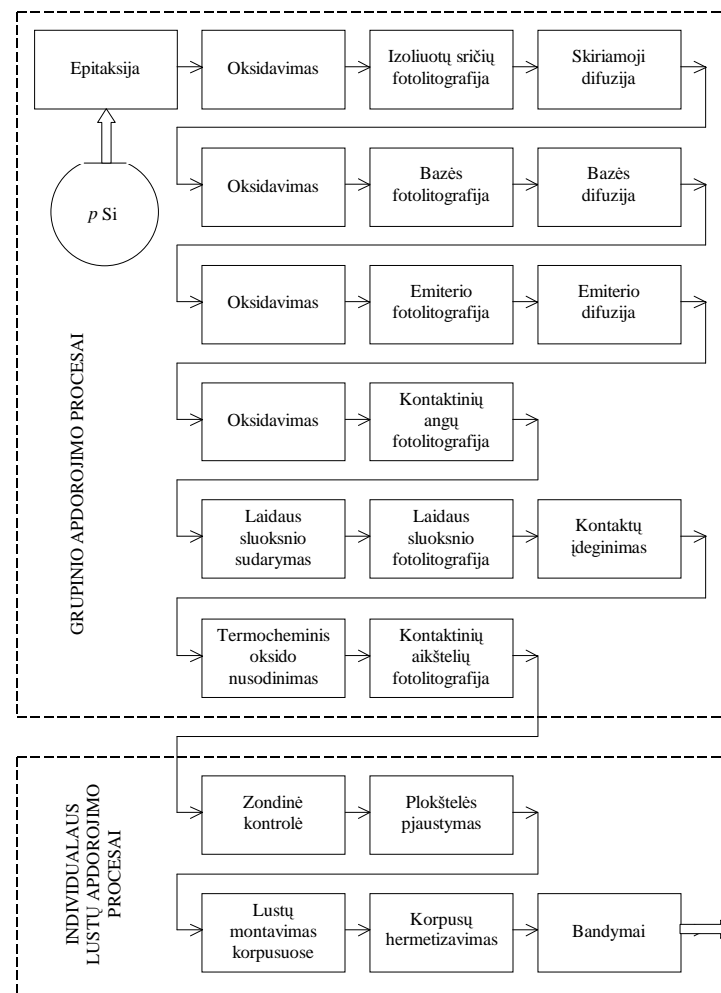
1. Ant  $p$  silicio plokštelės užauginamas  $n$  epitaksinis sluoksnis ir jo paviršiuje sudaromas silicio dioksido sluoksnis. Fotolitografijos būdu  $\text{SiO}_2$  sluoksnis paliekamas virš būsimųjų izoliuotų sričių. Skiriamąją boro difuzija sudaromos izoliuotos sritys (11.7 pav.).

2. Silicio plokštelės paviršius vėl padengiamas silicio dioksido sluoksniu. Fotolitografija  $\text{SiO}_2$  sluoksnyje atidaromos angos. Per jas į izoliuotas sritis terminė difuzija įvedama akceptorinės priemaišos – boro. Šia bazės difuzija suformuojamos  $p$  sritys (11.8 pav., *a*).

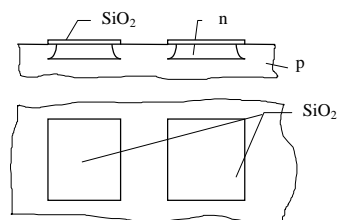
3. Bazės difuzijos priemaišų perskirstymo stadijoje atliekamas terminis oksidavimas. Fotolitografija sudaroma nauja silicio dioksido kaukė ir per šios kaukės angas atliekama donorinės priemaišos – fosforo – difuzija. Šia emiterio difuzija sudaromos  $n^+$  emiterio ir kontakto su kolektoriumi sritys (11.8 pav., *b*). Tuo baigiamas dvypolių integrinių grandynų pagrindinių elementų – tranzistorių – formavimas puslaidininkio kristalo tūryje.

4. Emiterio difuzijos proceso antrojoje stadijoje plokštelės paviršius vėl padengiamas ištisiniu  $\text{SiO}_2$  sluoksniu. Fotolitografijos būdu  $\text{SiO}_2$  sluoksnyje padaromos angos laidžių takelių kontaktams su suformuotais integrinių grandynų elementais.

5. Plokštelės paviršius padengiamas ištisiniu aliuminio sluoksniu. Fotolitografijos būdu nuėsdinus dalį aliuminio sluoksnio, ant izoliacinio silicio dioksido sluoksnio lieka laidūs takeliai – integrinių grandynų elementus jungiantieji laidininkai (11.8 pav., *c*). Kad būtų geresni laidžių takelių kontaktai su puslaidininkyje sudarytais elementais, atliekamas kontaktų įdeginimas.



11.6 pav. Dvypolių integrinių grandynų gamybos procesų schema



11.7 pav. Izoliuotos sritys silicio plokštelėje

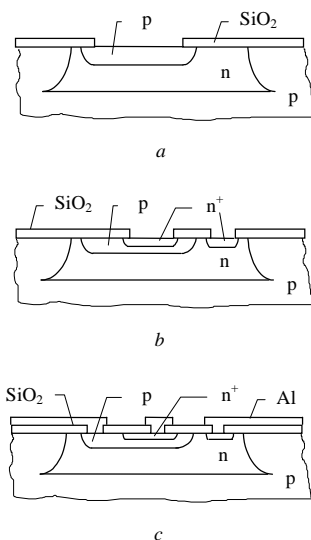
6. Plokštelės paviršius pasyvuojamas: ant jo nusodinamas ištisinis silicio dioksido sluoksnis, kuriame fotolitografija atidaromos angos į būsimųjų lustų kontaktines aikšteles.

Pasyvavimo procesu pasibaigia puslaidininkinėje plokštelėje formuojamų integrinių grandynų grupinis apdorojimas. Integrinio grandyno lusto plotas priklauso nuo elementų skaičiaus ir dažniausiai esti nuo kelių kvadratinų milimetrų iki kelių kvadratinų centimetrų. Todėl 100–300 mm skersmens puslaidininkinėje plokštelėje galima sudaryti nuo kelių dešimčių iki kelių tūkstančių grandynų. Bendra grupinio apdorojimo procesų trukmė priklauso nuo formuojamų elementų, gamybos technologijos ir gali būti šimtų valandų eilės.

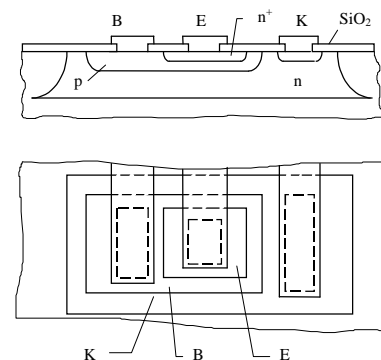
Baigus grupinį apdorojimą, pradedami individualaus kristalo lustų apdorojimo procesai. Juos aptarsime vėliau.

### 11.2.2. Dvipoliai tranzistoriai

Dvipoliuose integriniuose grandynuose dažniausiai naudojami  $n^+pn$  tranzistoriai. Jų parametrai geresni už  $pn$  tranzistorių



11.8 pav. Dvipolio integrinio tranzistoriaus formavimas

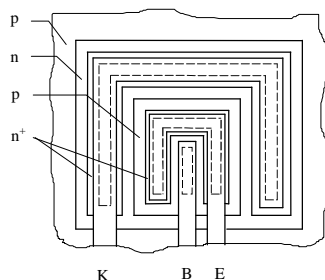


11.9 pav. Dvipolio integrinio tranzistoriaus pjūvis ir vaizdas iš viršaus

parametrus. Taip yra dėl dviejų priežasčių. Pirmiausia, fosforo tirpumas silicyje yra didesnis už boro tirpumą. Kai tirpumas didesnis, galima sudaryti didesnę priemaišų koncentraciją emiterio srityje ir gauti didesnę emiterio srovės perdavimo koeficientą. Kita priežastis ta, kad  $npn$  tranzistorių pagrindinę srovę lemia elektronai. Jų judrumas silicyje yra kelis kartus didesnis už skylių judrumą. Kai judrumas didesnis, krūvininkai greičiau įveikia bazę ir mažiau joje rekombinuoja. Tai taip pat leidžia gauti didesnę srovės perdavimo koeficientą. Be to, kai judrumas didesnis, galima gauti geresnes tranzistorių dažnines savybes ir didesnę jų veikimo spartą.

Taikant epitaksinę-difuzinę technologiją,  $n^+pn$  tranzistoriai izoliuotose srityse, kaip jau aptarėme, sudaromi dvikartės difuzijos būdu. Tranzistorių sričių forma vaizde iš viršaus (topologiniame brėžinyje) priklauso nuo tranzistoriui keliamų reikalavimų ir gali būti įvairi. Paprasčiausios konfigūracijos  $n^+pn$  tranzistorius su vienu kolektoriaus kontaktu atvaizduotas 11.9 paveiksle. Dar kartą verta pastebėti, kad kartu su emiterio  $n^+$  sritimi sudaromos  $n^+$  sritys po kolektoriaus išvadu. Taip gaunamas ominis aliuminio kontaktas su  $n$  tipo kolektoriaus sritimi.

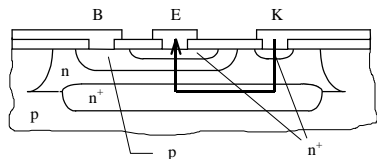




11.10 pav.  $n^+pn$  tranzistoriaus su II pavidalo emiterio ir kolektoriaus sričių išvadais vaizdas iš viršaus

būdu į plokštelę įvedama stibio arba arseno. Šių donorinių priemaišų difuzijos koeficientas yra mažas. Todėl sekančių terminų procesų – epitaksijos ir difuzijų – metu priemaišos iš  $n^+$  sluoksnio nedaug įsiskverbia į izoliuotą kolektoriaus sritį.

Pagrindinė  $n^+pn$  tranzistoriaus su paslėptuoju sluoksniu srovė didžiąją kelio dalį teka stipriai legiruotu  $n^+$  sluoksniu (11.11 pav.). Todėl kolektoriaus tūrinė varža esti nedidelė. Kartu reikšminga ir tai, kad pati kolektoriaus sandūra susidaro tarp p srities ir silpnai legiruotos n srities. Tai užtikrina nedidelę sandūros barjerinę talpą ir didesnę kolektoriaus sandūros elektrinį atsparumą.



11.11 pav.  $n^+pn$  tranzistoriaus su paslėptuoju  $n^+$  sluoksniu pjūvio vaizdas

Dažnai naudojami tranzistoriai su II formos kolektoriaus išvadu (11.10 pav.). Kai tokia išvado forma, gaunama mažesnė kolektoriaus tūrinė varža. Be to, per tokių tranzistorių gali tekėti stipresnė srovė.

Dar mažesnę kolektoriaus srities tūrinę varžą pavyksta gauti naudojant tranzistoriaus darinyje paslėptą  $n^+$  sluoksnį (11.11 pav.). Šis sluoksnis p puslaidininkinėje plokštelėje sudaromas prieš n epitaksinio sluoksnio auginimą. Lokalios terminės priemaišų difuzijos

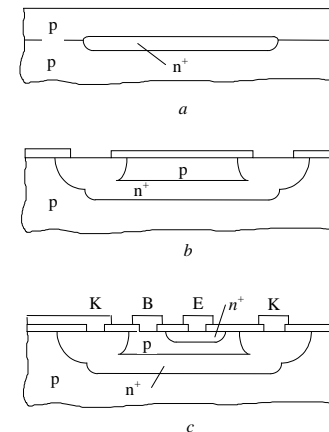
Paslėptasis  $n^+$  sluoksnis naudojamas ir taikant kolektoriaus izoliuojančios difuzijos technologiją. Taikant šią technologiją, naudojama p silicio plokš-

telė. Joje lokalsios terminės difuzijos būdu sudaromas paslėptasis  $n^+$  sluoksnis ir užauginamas plonas (1–2  $\mu\text{m}$  storio) epitaksinis p silicio sluoksnis (1.12 pav., a). Į epitaksinį sluoksnį lokalsios terminės priemaišų difuzijos būdu įvedant donorinių priemaišų sudaromos  $n^+$  sritys. Difuzija tęsiama tol, kol šios sritys susijungia su paslėptuoju  $n^+$  sluoksniu. Po šios difuzijos p silicio plokštelėje susidaro izoliuotoji  $n^+$  kolektoriaus sritis, kurioje yra p sritis – tranzistoriaus bazės sritis (11.12 pav., b).

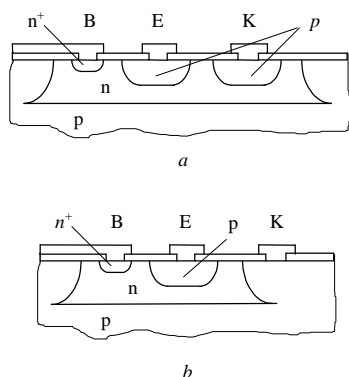
Siekiant sudaryti bazėje tokį priemaišų koncentracijos profilį, kad tranzistorius taptų dreifiniu, po kolektoriaus izoliuojančios difuzijos atliekama akceptorinių priemaišų difuzija. Šią difuziją galima vykdyti be ekranuojančios kaukės. Emiterio sritis ir laidūs takeliai sudaromi taip pat, kaip pagal anksčiau aptartą paprasčiausią epitaksinę-difuzinę technologiją. Suformuoto tranzistoriaus pjūvis atvaizduotas 11.12 paveiksle, c).

Kartais elektroninėse grandinėse greta npn tranzistorių reikalingi ir pnp tranzistoriai. Praktikoje dažniausiai naudojami vertikalios konstrukcijos (statieji) ir horizontalios konstrukcijos (šoniniai) pnp tranzistoriai. Šiems tranzistoriams sudaryti pakanka technologinių procesų, taikomų formuojant  $n^+pn$  tranzistorius.

Šoninio pnp tranzistoriaus sandara atvaizduota 11.13 paveiksle, a. Tokio tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus sritys sudaromos bazės difuzijos metu. Tranzistorius yra simetrinis – jo emiterio ir



11.12 pav.  $n^+pn$  tranzistoriaus formavimas taikant kolektoriaus izoliuojančiąją difuziją



11.13 pav. Integriniai pnp tranzistoriai

plokštelė. Visų tokių pnp tranzistorių kolektorių sritys yra bendros. Todėl stačiuosius pnp tranzistorius galima naudoti tik bendrojo kolektoriaus (pavyzdžiui, emiterinių kartotuvų) grandinėse.

Iš izoliuotoje srityje sudarytų pnp ir npn tranzistorių arba dviejų npn tranzistorių galima sudaryti sudėtinį tranzistorių, pasižymintį dideliu bazės srovės perdavimo koeficientu.

Siekiant gauti didesnę loginių grandinių veikimo spartą, reikia, kad nesusidarytų tranzistorių soties sąlygos. Soties būsenos išvengiama tranzistoriaus kolektoriaus sandūrą šuntuojant Šotkio diodu. Šotkio diodas atsiveria greičiau nei kolektoriaus sandūra ir neleidžia tranzistoriui įsisotinti. Dvipoliams Šotkio tranzistoriams sudaryti taip pat nereikia papildomų technologinių procesų – pakanka, kad bazės alumininis išvadas dalinai dengtų kolektoriaus sritį.

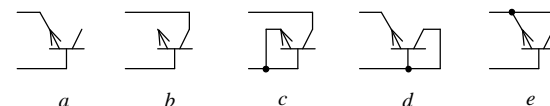
TTL skaitmeninėse grandinėse naudojami daugiaemiteriniai tranzistoriai. Daugiaemiterinio tranzistoriaus bazėje yra kelios emiterio sritys. Taigi tranzistoriaus srovę gali valdyti kelios grandinės.

kolektoriaus srityse priemaišų koncentracijos vienodos. Tranzistoriaus bazėje priemaišų koncentracija taip pat vienoda – tranzistorius yra nedreifinis. Dėl šios priežasties, o taip pat dėl to, kad bazė yra gana stora, šoniniam pnp tranzistoriui būdingas nedidelis srovės perdavimo koeficientas ir maža veikimo sparta.

Stačiojo tranzistoriaus pnp darinys (11.13 pav., b) gaunamas jau po bazės difuzijos. Tačiau šio tranzistoriaus kolektorius yra p

### 11.2.3. Integriniai diodai

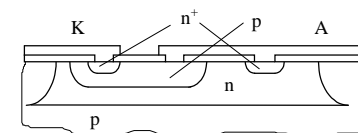
Integrinių diodų pn sandūros sudaromos formuojant dvipolių integrinių grandynų tranzistorius. Diodui galima panaudoti pn sandūrą, kuri, taikant epitaksinę-difuzinę technologiją, sudaroma bazės arba emiterio difuzija (11.8 pav., a, b). Dažniausiai integriniuose grandynuose kaip diodai naudojami tranzistoriniai dariniai (11.14 pav.).



11.14 pav. Tranzistoriniai dariniai kaip integriniai diodai

Nuo tranzistorinio darinio jungimo priklauso diodo pramušimo įtampa, atbulinė srovė ir kiti parametrai. Dažniausiai naudojamas 11.14 paveiksle, d, atvaizduotas jungimas (11.15 pav.). Tuomet integrinio diodo tiesioginė įtampa mažai priklauso nuo per jį tekančios srovės. Tokio diodo pramušimo įtampa – apie 5–8 V.

Kaip jau buvo paminėta, dvipoliuose integriniuose grandynuose naudojami ir Šotkio diodai. Maža jų išsijungimo trukmė leidžia padidinti skaitmeninių grandinių veikimo spartą.



11.15 pav. Tranzistorinio darinio, panaudoto kaip diodas, pjūvio vaizdas

## 11.2.4. Integriniai kondensatoriai

Dvipoliuose integriniuose grandynuose naudojami sandūriniai ir MOP kondensatoriai.

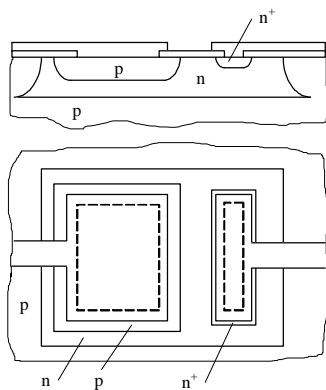
Sandūrinuose kondensatoriuose naudojama emiterio arba kolektoriaus sandūros barjerinė talpa. 11.16 paveiksle atvaizduota sandūrinio kondensatoriaus, kuriam panaudota kolektoriaus sandūros barjerinė talpa, sandara. Tokių kondensatorių lyginamoji talpa būna iki  $150\text{--}300\text{ pF/mm}^2$ , pramušimo įtampa –  $30\text{--}70\text{ V}$ . Kai panaudojama emiterio sandūros talpa, kondensatoriaus lyginamoji talpa būna didesnė ( $600\text{--}1000\text{ pF/mm}^2$ ), o pramušimo įtampa – žemesnė ( $5\text{--}8\text{ V}$ ).

Sandūriniai kondensatoriai yra poliniai, jų talpa paprastai nevirsija kelių šimtų pikofaradų, talpos nuokrypis siekia  $\pm (15\text{--}20)\%$ .

MOP kondensatoriaus sandara atvaizduota 11.17 paveiksle. MOP kondensatorius – tai plokščiasis kondensatorius, kuriame vieno laidaus elektrodo vaidmenį atlieka  $n^+$  emiterio sritis, kito – aliuminio sluoksnis. Kaip dielektrikas naudojamas plonas (iki  $50\text{--}100\text{ nm}$  storio) silicio dioksido sluoksnis.

Tokių MOP kondensatorių lyginamoji talpa būna iki  $400\text{--}600\text{ pF/mm}^2$ , talpa gali siekti  $500\text{ pF}$ , pramušimo įtampa esti iki  $30\text{--}50\text{ V}$ , elektrinė kokybė  $20\text{--}80$ .

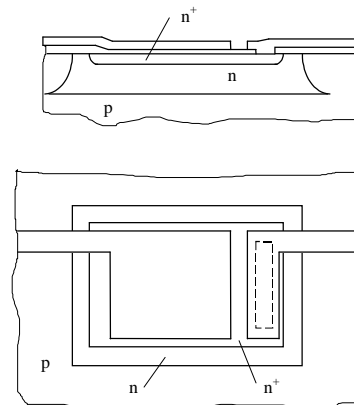
Jeigu vietoj silicio dioksido naudojamas silicio nitrido dielektrinis sluoksnis, lyginamoji talpa siekia  $800\text{--}1600\text{ pF/mm}^2$ , talpa – iki  $1000\text{ pF}$ , elektrinė kokybė esti nuo  $20$  iki  $100$ .



11.16 pav. Sandūrinis kondensatorius

MOP kondensatorių talpos sklaida irgi būna gana didelė – iki  $\pm 20\%$ , tačiau talpa beveik nepriklauso nuo įtampos.

MOP kondensatorių taikymą riboja tai, kad dvipolių integrinių grandynų su MOP kondensatoriais gamyba yra sudėtingesnė – reikia papildomos fotolitografijos ir papildomo oksidavimo plonam dielektriko sluoksniui sudaryti.

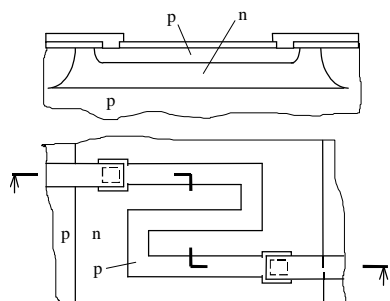


11.17 pav. MOP kondensatorius

Puslaidininkiniuose hibridiniuose grandynuose naudojami plėveliniai MDM (metalo-dielektriko-metalo) struktūros kondensatoriai. Jų elektrodai daromi iš aliuminio arba tantalo. Kaip dielektrikas naudojamas aliuminio oksidas  $\text{Al}_2\text{O}_3$  arba tantalo pentoksidas  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ , pasižymintis didesne dielektrine skvarba, tačiau prastesnėmis dažninėmis savybėmis. Plėvelinių kondensatorių privalumas – mažesnė talpos sklaida, tačiau jiems sudaryti, aišku, reikia papildomų technologinių procesų.

## 11.2.5. Integriniai rezistoriai

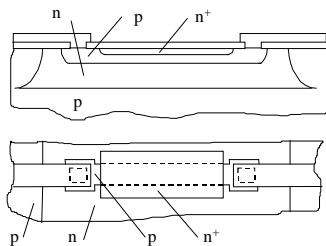
Dvipoliuose integriniuose grandynuose dažniausiai naudojami difuziniai rezistoriai. Difuziniams rezistoriams panaudojama puslaidininkio kanalo, sudaryto terminės priemonės difuzijos būdu kito laidumo tipo puslaidininkyje, varža. Vaizde iš viršaus difuziniai rezistoriai esti ištęsto stačiakampio arba meandro formos. Su kitais



11.18 pav. Difuzinis rezistorius

n izoliuotoje srityje. Siekiant geriau izoliuoti vieną rezistorių nuo kito, prie izoliuotos srities, kurioje yra rezistoriai, prijungiama didžiausia teigiama mikrograndyno maitinimo įtampa.

Bazės sluoksnio kvadrato varža esti 100–300  $\Omega$ . Naudojant bazės difuzinį sluoksnį, galima sudaryti rezistorius, kurių varža nuo 30  $\Omega$  iki 40 k $\Omega$ . Mažos (3–100  $\Omega$ ) varžos rezistoriams naudojamas  $n^+$  difuzinis emiterio sluoksnis. Didelės varžos rezistoriams naudojamas bazės sluoksnis, esantis po emiterio sluoksniu (11.19 pav.). Tokių rezistorių varža siekia dešimtis kiloomų. Didelę varžą pavyksta gauti todėl, kad



11.19 pav. Suspaustasis rezistorius

grandyno elementais rezistoriai sujungiami laidžiais takeliais, sudarytais ant izoliacinio silicio dioksido sluoksnio.

Difuziniams rezistoriams sudaryti nereikia papildomų procesų. Dažniausiai jiems naudojami p sluoksniai (11.18 pav.), sudaromi bazės difuzijos metu. Visi rezistoriai, kuriems naudojami p sluoksniai, gali būti vienoje

bazės sluoksniu po emiterio sluoksniu būna plonas ir priemaišų koncentracija jame maža. Tokie rezistoriai vadinami suspaustaisiais (angl. – *pinch resistor*).

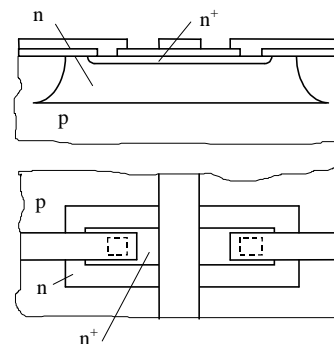
Difuzinių rezistorių varžos sklaida gana didelė – varžos nuokrypiai siekia  $\pm (15\text{--}20)\%$ . Suspaustųjų rezistorių varžos nuokrypiai dar didesni – iki  $\pm 50\%$ .

Difuzinių rezistorių naudojimą didelės integracijos grandynuose sunkina tai, kad jiems reikia daug vietos. Vienas 1 k $\Omega$  difuzinis rezistorius gali užimti tokį kristalo plotą, kurio pakaktų dešimčiai dvipolių tranzistorių. Siekiant sumažinti rezistorius, jiems naudojami didelės varžos sluoksniai, sudaromi joninio legiravimo būdu. Kai įmanoma, paprasti varžiniai elementai keičiami tranzistoriniais dariniais.

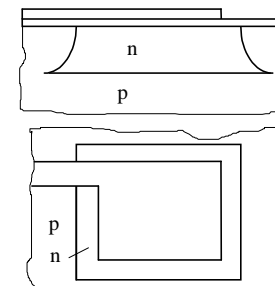
Puslaidininkiniuose hibridiniuose grandynuose naudojami nichromo arba tantalo plėveliniai rezistoriai. Plėveliniai rezistoriai tikslesni, tačiau jiems sudaryti reikalingi papildomi technologiniai procesai.

#### 11.2.6. Laidininkai ir kontaktinės aikštelės

Kaip jau ne kartą minėta, puslaidininkinio grandyno elementai dažniausiai sujungiami laidžiais aliuminio takeliais, sudarytais ant izoliacinio silicio dioksido sluoksnio. Takelių sankirtų išvengiama naudojant po silicio dioksido sluoksniu suformuotą tunelines junges (11.20 pav.). Šios jungės panašios į difuzinius rezistorius, kuriems



11.20 pav. Tunelinė jungė



11.21 pav. Kontaktinė aikštelė

panaudoti  $n^+$  sluoksniai. Jų varža esti 3–5  $\Omega$ .

Tunelinėms jungėms reikia izoliuotų sričių, kurios užima nemažai vietos. Todėl, kai sujungimų schema sudėtinga, sudaromi keli laidūs sluoksniai. Skirtingų sluoksnių laidininkams izoliuoti naudojami termocheminiu būdu nusodinti silicio arba aliuminio oksidų sluoksniai.

Kristalo luste sudarytos grandinės sujungimui su mikrograndyno korpuso išvadais naudojamos kontaktinės aikštelės, kurios sudaromos kartu su laidžiais takeliais. Atliekant sujungimus, gali būti pažeistas silicio dioksido sluoksnis. Todėl, siekiant išvengti kontaktinės aikštelės trumpojo jungimosi su grandyno pagrindu, po kontaktine aikštele sudaroma izoliuota sritis (11.21 pav.).

Izoliuota sritis nereikalinga po kontaktine aikštele, prie kurios jungiama didžiausia neigiama mikrograndyno maitinimo įtampa. Siekiant, kad grandyno elementai būtų geriau izoliuoti, ši įtampa per angą izoliaciniame silicio dioksido sluoksnyje prijungiama prie  $p$  pagrindo.

### 11.3. MOP integrinių grandynų gamyba ir elementai

#### 11.3.1. MOP integrinių grandynų gamybos schema ir elementai

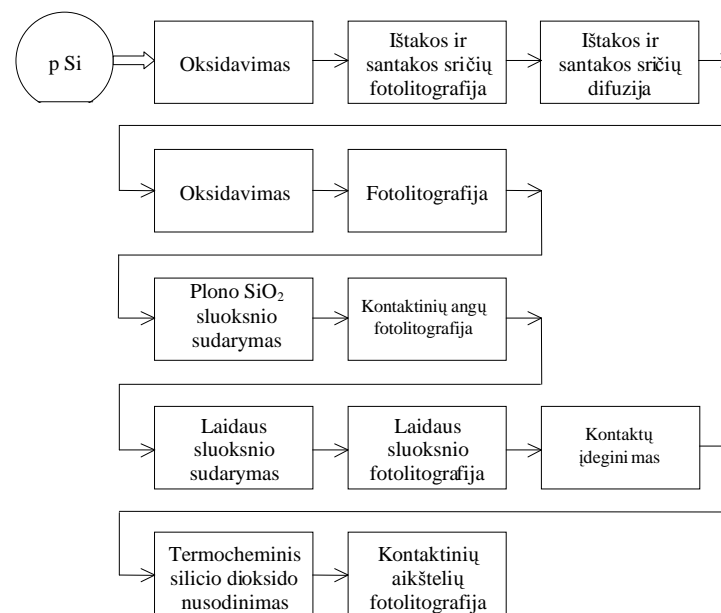
MDP tranzistoriai pranašesni už dvipolius: jie paprasčiau suformuojami, pasižymi didele įėjimo varža, mažesniais triukšmais, yra atsparesni radiacijai. MDP tranzistoriai, kaip žinome, esti dviejų tipų: su indukuotuoju kanalu ir su pradiniu kanalu. MDP integriniuose grandynuose dažniausiai panaudojami tranzistoriai su indukuotuoju kanalu, kuriuose dielektrikas po užtūra – plonas silicio dioksido sluoksnis. Dėl pastarosios priežasties šie mikrograndynai dažniausiai vadinami MOP integriniais grandynais.

Kadangi tranzistorių su  $p$  kanalais gamyba yra šiek tiek paprastesnė už tranzistorių su  $n$  kanalais gamybą, pirmiausia buvo gaminami pMOP integriniai grandynai. Vėliau juos pakeitė pranašesni

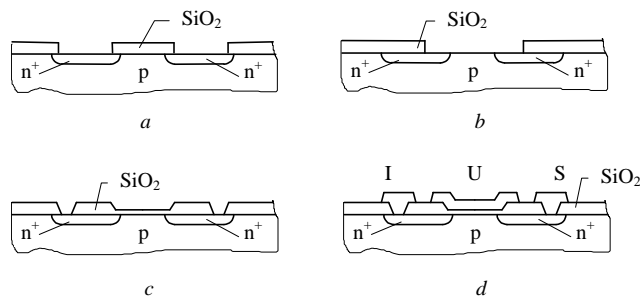
nMOP grandynai. Juose  $n$  kanalo pagrindinių krūvininkų – elektronų – judrumas didesnis. Kai didesnis judrumas, kaip žinome, galima gauti didesnę tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą, geresnes dažnines savybes ir didesnę veikimo spartą.

MOP integrinių grandynų, kuriuose panaudoti tranzistoriai su indukuotaisiais  $n$  kanalais, gamybos proceso schema atvaizduota 11.22 paveiksle. Svarbiausieji grandyno elementų formavimo etapai yra šie:

1.  $p$  silicio plokštelės paviršius padengiamas silicio dioksidu. Fotolitografijos būdu  $\text{SiO}_2$  sluoksnyje atidaromos angos. Terminės priemonės difuzijos būdu sudaromos 1–2  $\mu\text{m}$  gylio  $n^+$  ištakos ir santakos sritys (11.23 pav.,  $a$ ).



11.22 pav. Grupinio apdorojimo procesai, gaminant MOP integrinius grandynus



11.23 pav. Integrinio MOP tranzistoriaus su indukuotuoju n kanalu formavimas

2. Terminės priemonės difuzijos priemonės perskirstymo stadijoje silicio plokštelės paviršius padengiamas silicio dioksidu. Fotolitografijos būdu silicio dioksidas nušeddinamas tose vietose, kur bus sudaromas plonas dielektriko sluoksnis po užtūros elektrodu (11.23 pav., *b*).

3. Sudaromas plonas (iki 50–100 nm storio) aukštos kokybės silicio dioksido sluoksnis. Fotolitografijos būdu silicio dioksido sluoksnyje atidaromos angos būsimiesiems ištakos ir santakos išvadams (11.23 pav., *c*).

4. Plokštelės paviršius padengiamas laidžiu sluoksniu. Fotolitografijos būdu dalį metalo sluoksnio nušeddinus, sudaromi laidūs takeliai ir užtūros elektrodai (11.23 pav., *d*). Laidus sluoksnis įdeginamas.

Puslaidininkinėje plokštelėje formuojamų lustų grupinio apdorojimo pabaigoje paviršius padengiamas apsauginiu SiO<sub>2</sub> sluoksniu, kuriame atidaromos angos virš lustų kontaktinių aikštelių.

Formuojant MOP tranzistorius, sudaromi ir kiti MOP integrinių grandynų elementai. Svarbu pastebėti, kad MOP integriniuose grandynuose panaudojama nedaug elementų tipų. Kaip varžiniai elementai dažniausiai naudojami MOP tranzistorių kanalai, o šių tranzistorių užtūros sujungiamos su ištakos arba santakos elektrodais.

Tokie rezistoriai užima mažesnę plotą nei difuziniai rezistoriai. Ryšiai tarp grandyno elementų dažniausiai būna galvaniniai, todėl ryšio ir skiriamųjų kondensatorių nereikia. Kaip atminties grandinių talpiniai elementai panaudojamos talpos tarp MOP tranzistorių užtūrų ir puslaidininkinės plokštelės.

Palyginus 11.6 ir 11.22 paveikslus aišku, kad MOP integrinių grandynų gamyba yra paprastesnė nei dvipolių integrinių grandynų gamyba. Todėl, gaminant tokių pat funkcinių galimybių MOP mikrograndynus gaunama mažiau broko.

Svarbu pastebėti, kad integriniai MOP tranzistoriai yra izoliuoti vienas nuo kito priešpriešais įjungtomis pn sandūromis. Kai elementams nereikia izoliuotų sričių, daug geriau išnaudojamas lusto plotas. Kadangi MOP tranzistorius užima kelis kartus mažesnę plotą nei dvipolis tranzistorius, taikant MOP technologiją pavyksta pasiekti aukštesnę integracijos laipsnį.

Didelė MOP tranzistorių įėjimo varža ir mažesnis užimamas plotas lemia tai, kad MOP integrinių grandynų vartojamoji galia yra maža. Kadangi per MOP grandynų elementus teka silpnesnės srovės, tai elementų sujungimams galima naudoti ne tik metalinius takelius, bet ir laidininkus, sudarytus panaudojant n<sup>+</sup> sluoksnį arba polikristalinį silicį. Taigi yra didesnės galimybės atlikti reikalingus sujungimus panaudojant tik vieną metalo sluoksnį.

Dėl aptartų priežasčių dauguma šiuolaikinių integrinių grandynų yra MOP grandynai. Apskritai MOP integriniai grandynai buvo sukurti vėliau nei dvipoliai. Tai lėmė technologiniai sunkumai, kilę siekiant pašalinti nepageidaujamus paviršinius reiškinius, sumažinti paviršinių lygmenų tankį ir sudaryti ploną aukštos kokybės dielektriko sluoksnį po užtūra. Beje, ir įveikus paminėtus sunkumus, pagamintiems pagal aptartą paprasčiausią technologiją MOP integriniams grandynams būdingi svarbūs trūkumai. MOP tranzistorių veikimo spartą riboja kanalo ilgis ir parazitinės talpos, susidaranti dėl to, kad užtūros elektrodas dalinai dengia ištakos ir santakos sritis. Minimalų kanalo ilgį lemia fotolitografijos galimybės. Užtūros persidengimas su ištaka bei santaka numatomas konstruojant tranzistorių. Jeigu užtūros matmuo būtų toks pat kaip tarpas tarp ištakos ir santakos, dėl

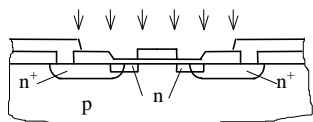
fotošablonų sutapdinimo paklaidos galėtų nesusidaryti kanalas, jungiantis ištaką su santaka, ir tranzistorius neveiktų. Be to MOP integrinių grandynų veikimo spartai neigiamai atsiliepia laidžių takelių parazitinės talpos su pagrindu – puslaidininkine plokšte.

Dar vienas paprasčiausios technologijos trūkumas susijęs su tuo, kad slenkstinė įtampa, kuriai veikiant po užtūra susidaro inversinis sluoksnis (kanalas), yra gana didelė (apie 2–4 V).

### 11.3.2. Tobulesni MOP integrinių grandynų gamybos būdai

Pirmiesiems MOP integriniams grandynams būdingi trūkumai buvo įveikti tobulinant gamybos technologijas. Apžvelgsime MOP grandynų veikimo spartos didinimo ir slenkščio įtampos mažinimo būdus.

Nagrinėdami MOP tranzistorius įsitikinome, kad jų dažninės savybės ir veikimo sparta labai priklauso nuo kanalo ilgio. Siekiant sudaryti tranzistorius su trumpesniais kanalais buvo tobulinamos litografijos technologijos. Parazitinių talpų tarp užtūros ir ištakos bei santakos išvengiama taikant savaiminio sutapdinimo technologijas. Tiksliai sutapdintą su užtūra kanalą galima sudaryti taikant jonų implantavimą. Technologijos esmę iliustruoja 11.24 paveikslas. Pirmiausia pagal aptartą technologiją (11.22 pav.) sudaromas tranzistorius, kuriame užtūros elektrodas trumpesnis už atstumą tarp ištakos ir santakos sričių. Po to į silicio plokštelę implantuojami fosforo jonai. Parenkama tokia jonų energija, kad jie neprasiskverbtų

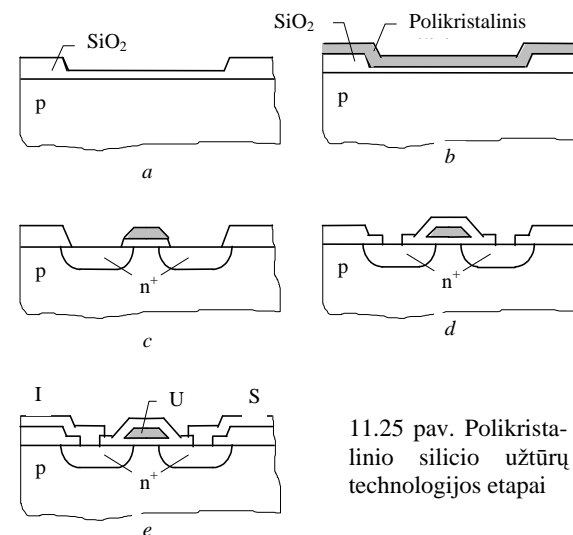


11.24 pav. Kanalo sutapdinimas su užtūra taikant jonų implantavimą

per storo dielektriko ir metalo sluoksnius, tačiau prasi-skverbtų per ploną silicio dioksido sluoksnį. Taip sudaromos n sritys (11.24 pav.) ir po užtūra lieka tiksliai su ja sutapdinta p sritis, kurioje gali būti indukuotas n kanalas.

Slenkstinę įtampą, kuriai veikiant susidaro indukuotasis kanalas, galima sumažinti parenkant užtūros ir dielektrinio sluoksnio po užtūra medžiagas. Užtūrą reikia daryti iš medžiagos, tarp kurios ir silicio susidaro mažas kontaktinis potencialų skirtumas. Šį reikalavimą geriausiai tenkina molibdenas ir polikristalinis silicis. Dielektriko sluoksniui, be silicio dioksido tinka silicio nitridas. Kartais naudojamas daugiasluoksnis dielektrikas, sudarytas iš plonų  $\text{SiO}_2$  ir  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sluoksnių. Dažniausiai MOP dariniai su maža (0,5–1,5) V slenkstinė įtampa sudaromi iš polikristalinio silicio, silicio dioksido ir silicio – taikoma polikristalinio silicio užtūrų technologija.

Legiruoto polikristalinio silicio užtūrų technologijos esmę iliustruoja 11.25 paveikslas. Sudarius ploną silicio dioksido sluoksnį (11.25 pav., a), puslaidininkinės plokštelės paviršius padengiamas polikristaliniu siliciu (11.25 pav., b). Tam dažniausiai taikomas silano pirolizės metodas. Po fotolitografijos atliekama terminė priemonių difuzija. Kai puslaidininkinė plokštelė p tipo, terminė priemonių



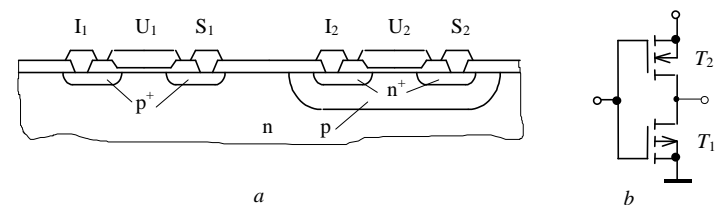
11.25 pav. Polikristalinio silicio užtūrų technologijos etapai

difuzija sudaromos  $n^+$  ištakos ir santakos sritys (11.25 pav., *c*). Kartu, siekiant sumažinti kontaktinį potencialų skirtumą, donorine priemaiša legiruojama polikristalinio silicio užtūra. Po to plokštelės paviršius vėl dengiamas  $\text{SiO}_2$  sluoksniu ir fotolitografijos būdu jame atidaromos angos kontaktams su ištakos, santakos ir polikristalinio silicio užtūros sritimis (11.25 pav., *d*). Beje, siekiant sumažinti kanalo ilgį, anga į užtūros elektrodą atidaroma ne virš kanalo, o greta jo. Todėl ši anga 11.25 paveiksle, *d*, neparodyta. Galiausiai paviršius metalizuojamas ir, taikant fotolitografiją, sudaromi laidūs takeliai (11.25 pav., *e*). Svarbu pastebėti, kad taikant šią technologiją pavyksta ne tik sumažinti slenkstinę įtampą, bet ir išvengiama užtūros ir kanalo sutapdinimo netikslumų. Dar svarbu, kad kartu su polikristalinio silicio užtūros elektrodu galima sudaryti polikristalinio silicio junges po  $\text{SiO}_2$  sluoksniu, kurios panaudojamos kaip vieno laidaus sluoksnio takeliai.

MOP integriniams grandynams sudaryti taikoma ir silicio ant safyro technologija. Pagal šią technologiją ant monokristalinio safyro pagrindo užauginamas plonas monokristalinio silicio sluoksnis. Po fotolitografijos lieka izoliuotos silicio salelės, kuriose formuojami MOP tranzistoriai. Kadangi safyras yra dielektrikas, nesusidaro parazitinės talpos tarp tranzistorių bei juos jungiančių laidžių takelių ir pagrindo, todėl grandyno veikimo sparta yra didesnė.

Svarbią MOP integrinių grandynų grupę sudaro grandynai su jungtiniais MOP tranzistoriais (11.25 pav.), dar vadinami komplementariaisiais<sup>1</sup> MOP integriniais grandynais (angl. *CMOS IC – complementary MOS integrated circuit*, rus. *КМОП ИС – комплементарная МОП интегральная схема*). Juose naudojamos nuosekliai sujungtų tranzistorių su  $n$  ir  $p$  kanalais poros (11.25 pav.). Kaip KMOP integrinio grandyno pagrindas naudojama  $n$  silicio plokštelė (11.26 pav., *a*). MOP tranzistoriai su  $p$  kanalais joje sudaromi tiesiogiai. Tranzistorius su  $n$  kanalais formuojami jiems sudarytose  $p$  difuzinėse srityse. Aišku, KMOP integrinių grandynų gamyba sudėtingesnė, jų veikimo sparta yra mažesnė, tačiau jie turi labai svarbų privalumą. Skaitmeninėse grandinėse loginio nulio arba

<sup>1</sup> Lot. *complementum* – papildymas.



11.26 pav. KMOP integrinio grandyno fragmentas (*a*) ir tranzistorių jungimo schema (*b*)

loginio vieneto būsenose vienas iš poros tranzistorių esti uždaras. Taigi per tranzistorius praktiškai neteka srovė ir nevartojama maitinimo šaltinio galia. Todėl KMOP integriniai grandynai gerai tinka portavvyviams, baterijomis maitinamiems aparatams.

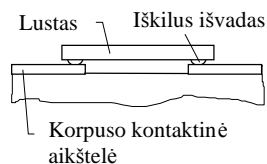
KMOP integrinių grandynų gamybai gerai tinka ir silicio darinių ant safyro technologija. Pagal ją ant safyro pagrindo užauginamas epitaksinis kompensuotojo savojo laidumo silicio sluoksnis. Po šio sluoksnio fotolitografijos ant safyro lieka silicio salelės, kuriose sudaromi skirtingų tipų tranzistoriai.

Mikroprocesorių, keitiklių ir kituose didelės integracijos grandynuose tikslinga išnaudoti dvipolių ir MOP elementų privalumus. Todėl integrinių grandynų gamybai taikoma kombinuotoji dvipolių ir MOP darinių (Bi-MOP, Bi-KMOP) technologija.

#### 11.4. Individualus lustų apdorojimas

Įdėginus kontaktus ir pasyvavus paviršių, pradedamas būsimųjų kristalo lustų individualus apdorojimas (11.6 pav.). Pirmiausia atliekama lustų kontrolė. Tam naudojamos daugelio zondų matavimo galvutės, judančios nuo vieno puslaidininkinėje plokštelėje sudaryto grandyno prie kito. Zondams prisijungus prie būsimąjo lusto kontaktinių aikštelių, matavimo aparatūra tikrinamas grandyno





11.27 pav. Bevielis montavimas apversto lusto būdu

veikimas bei jo elektriniai parametrai. Netinkami grandynai pažymimi specialiais dažais.

Po to plokštelė dalinama į atskirus lustus. Dalinama įvairiais būdais: pjaustoma deimantiniu disku, raižoma deimantiniu rėžtuku ir laužoma, raižoma lazerio spinduliu ir pan.

Po padalinimo nekokybiški, dažais pažymėti lustai atskiriami. Tinkami lustai tvirtinami korpusuose ir atliekami būtini elektriniai sujungimai. Šių operacijų technologija priklauso nuo korpuso tipo.

Korpusas turi apsaugoti lustą nuo aplinkos poveikių. Jo tipas parenkamas atsižvelgiant į numatomas mikrograndyno eksploatacijos sąlygas. Korpusai būna metalostikliniai, metalopolimeriniai, plastmasiniai ir pan.

Lusto kontaktines aikšteles reikia sujungti su mikrograndyno išvadais. Siekiant procesą automatizuoti, buvo sukurta apversto lusto bevielio montažo technologija. Taikant šią technologiją, dar nepadalinus puslaidininkinės plokštelės į lustus, kontaktinių aikštelių paviršiuje sudaromi iškilūs išvadai. Padalijus plokštelę į lustus, apversti lustai su iškiliais išvadais statomi ant iš anksto sudarytų plėvelinių kontaktinių aikštelių (11.27 pav.), o kai naudojami plastmasiniai korpusai – ant lanksčių laikmenų, ir atliekamas grupinis ultragarsinis suvirinimas.

Atlikus montажą, mikrograndynas hermetizuojamas. Patikrinus hermetiškumą, atliekami elektriniai bandymai. Mikrograndynas ženklinamas. Siekiant atskirti potencialiai nekokybiškus gaminius ir padidinti patikimumą, mikrograndynai treniruojami. Periodiškai atliekami mechaniniai, klimatiniai ir kiti mikrograndynų bandymai.

### 11.5. Integracijos laipsnis

Integrinių grandynų kūrėjai stengiasi puslaidininkinės plokštelės luste sutalpinti kuo daugiau elementų. Didėjant elementų skaičiui luste, mažėja elektroninės aparatūros tūris, masė, vartojamoji galia ir didėja patikimumas.

Mikrograndyno sudėtingumą nusako integracijos laipsnis, randamas pagal formulę

$$K = \lg M ;$$

čia  $M$  – elementų skaičius luste;  $K$  – integracijos laipsnis (apskaičiuota pagal formulę  $K$  reikšmė didinama iki artimiausio didesnio sveikąjo skaičiaus).

Taigi integrinis grandynas, kuriame 50000 elementų atitinka penktąjį integracijos laipsnį. Trečiasis – penktasis integracijos laipsnis laikomas dideliu, šeštasis ir aukštesnis – labai dideliu.

Vakarų šalyse integracijos laipsnis nustatomas remiantis ne dešimtaine, o dvejetainine skaičiavimo sistema (11.1 lentelė).

11.1 lentelė. Integrinių grandynų elementų skaičius ir integracijos laipsnis

Elementų skaičius	Integracijos laipsnis	Angliškas pavadinimas
$2^1-2^6$ (2–64)	Mažas	SSI – small scale integration
$2^6-2^{11}$ (64–2048)	Vidutinis	MSI – medium scale integration
$2^{11}-2^{16}$ (2048–65536)	Didelis	LSI – large scale integration
$2^{16}-2^{21}$ (65536–2·10 <sup>6</sup> )	Labai didelis	VLSI – very large scale integration
$> 2^{21}$ (2·10 <sup>6</sup> –10 <sup>9</sup> )	Ypač didelis	ULSI – ultra large scale integration

1964 metais G. Muras (*Moore*) pastebėjo, kad nuo 1959 metų luste sutalpinamų elementų skaičius per metus padidėdavo du kartus ir paskelbė prognozę, kad tokia tendencija bus ir ateityje. Muro taisyklė

galioja iki šių dienų. Tiesa, elemento matmenims sumažėjus iki 1  $\mu\text{m}$ , elementų skaičiaus didėjimas luste šiek tiek sulėtėjo. Pastaraisiais metais elementų skaičius luste padvigubėja maždaug per 18 mėnesių.

Integracijos laipsnis didinamas mažinant elementų matmenis ir didinant lusto matmenis. Dar 1996 metais firma *Texas Instruments* paskelbė, kad sukurta 0,18  $\mu\text{m}$  skiriamosios gebos technologija, kurią taikant, viename luste galima sudaryti 125 milijonus tranzistorių.

Taigi viena iš šiuolaikinės mikroelektronikos tendencijų susijusi su integracijos laipsnio didinimu. Tobulinant litografijos techniką, mažinant elementų matmenis, mikroelektronika transformuojasi į nanoelektroniką. Ambicingus uždavinius šiuo požiūriu užsibrėžė Europos Sąjunga, 1999 metais pradėjusi FP5 (Fifth Framework) mokslinių tyrimų programą, kurios viena svarbiausių kryptių – informacinės visuomenės techninės bazės kūrimas. Daug dėmesio skiriama mikroelektronikos ir optinės elektronikos vystymui. Užsibrėžta padidinti litografijos skiriamąją gebą (įveikti 0,1  $\mu\text{m}$  ribą, sukurti siauresnių nei 0,15  $\mu\text{m}$  laidininkų technologiją). Tai leistų sumažinti mikrograndynų elementus, padidinti jų integracijos laipsnį ir veikimo spartą. Kai kurios prognozės pateiktos 11.2 lentelėje.

11.2 lentelė. Mikrograndynų raidos prognozės

Metai	1995	1998	2001	2004	2007	2010
Atminties mikro-grandyno talpa (bitai)	64M	256M	1G	4G	16G	64G
Minimalus matmuo ( $\mu\text{m}$ )	0,35	0,25	0,18	0,13	0,1	0,07
Gamybos įrenginių kaina (bilijonai dolerių)	1					5

Tobulinant tradicinius sprendimus, neišvengiamai peržengiama riba, už kurios pasireiškia kvantiniai efektai. Todėl nagrinėjami kvantiniai informacijos apdorojimo ir komunikacijų principai.

Kartu ieškoma principų, kurie, integravus elektronikos, kvantinės mechanikos, biochemijos ir kitų mokslų žinias ir principus, leistų sukurti naujos kartos informacijos apdorojimo įtaisus, pagrįstus

procesais molekulėse ar atomuose. Panašios idėjos jau nebėra fantastinės.

Kuriantis informacinei visuomenei, didėja informacijos srautai ir jiems apdoroti reikia spartesnių elektroninių įtaisų. Taigi kita svarbi šiuolaikinės elektronikos tendencija – didinti elektroninių įtaisų veikimo spartą. Puslaidininkinių įtaisų veikimo spartos didinimo klausimus aptarsime kitame skyriuje.

## 11.6. Išvados

1. Integriniai grandynai – konstrukcinės, technologinės ir mokslinės bei techninės integracijos rezultatas. Puslaidininkinių integrinių grandynų elementai ir juos jungiantieji laidūs takeliai sudaromi puslaidininkio monokristalo tūryje ir ant jo pasyvuoto paviršiaus. Atsižvelgiant į svarbiausių elementų – tranzistorių – tipą, puslaidininkiniai integriniai grandynai skirstomi į dvipolius ir MOP integrinius grandynus.
2. Siekiant išvengti nepageidaujamų ryšių, puslaidininkinių integrinių grandynų elementai izoliuojami vienas nuo kito. Izoliuojama pn sandūromis, dielektriko sluoksniu arba taikomi kombinuotojo izoliavimo būdai. Izoliuotos pn sandūromis sritys puslaidininkio monokristale sudaromos skiriamąja priemaišų difuzija. Siekiant, kad visos izoliuojančios pn sandūros būtų uždaros, prie p pagrindo prijungiama didžiausia neigiama mikrograndyno maitinimo įtampa. Dielektrinei izoliacijai panaudojamas silicio dioksido sluoksnis. Taikant dielektrinę izoliaciją, pavyksta gauti didelę izoliacijos varžą. Siekiant sumažinti integrinio grandyno elementų ir juos jungiančių laidžių takelių parazitines talpas su puslaidininkine plokšte, taikoma silicio ant dielektriko technologija. Kombinuotajai silicio sričių izoliacijai panaudojamos pn sandūros ir dielektriniai tarpai. Taikant kombinuotosios izoliacijos technologijas, sudaromos

- silicio salelės, kurios iš apačios nuo pagrindo izoliuotos pn sandūromis, iš kraštų – dielektriko sluoksniu.
3. Dvipolių integrinių grandynų gamybos schemą lemia procesai, reikalingi tranzistoriams sudaryti. Kaip npn tranzistorių kolektorių sritys panaudojamos izoliuotosios n sritys. Taikant oksidavimo, fotolitografijos ir lokalių akceptorinių priemaišų difuzijos procesus, kolektorių srityse sudaromos p bazių sritys. Dar kartą atlikus oksidavimą, fotolitografiją ir pro sudarytas silicio dioksido kaukės angas įvedus donorinių priemaišų, sudaromos emiterių ir kitos  $n^+$  sritys. Po to formuojami jungiamieji laidininkai ir kontaktai. Tam silicio plokštelės paviršius padengiamas ištisiniu  $\text{SiO}_2$  sluoksniu, fotolitografijos būdu atidaromos angos laidžių takelių kontaktams, plokštelės paviršius padengiamas ištisiniu aliuminio sluoksniu. Fotolitografijos būdu nuėsdinus dalį aliuminio sluoksnio, ant silicio dioksido sluoksnio lieka laidūs takeliai – puslaidininkinio grandyno elementų jungiamieji laidininkai. Kad būtų geresni jungiamųjų laidininkų kontaktai su puslaidininkyje suformuotais elementais, atliekamas kontaktų įdeginimas. Pabaigoje, siekiant apsaugoti būsimuosius integrinių grandynų lustus nuo aplinkos poveikių, plokštelės paviršius pasyvuojamas – ant jo termochemiškai nusodinamas ištisinis  $\text{SiO}_2$  sluoksnis, kuriame fotolitografija atidaromos angos į kristalų kontaktines aikšteles.
  4. Dvipoliuose integriniuose grandynuose dažniausiai naudojami npn tranzistoriai todėl, kad jų parametrai geresni už pnp tranzistorių parametrus. Siekiant gauti mažesnę npn tranzistoriaus kolektoriaus tūrinę varžą, tranzistoriaus struktūroje naudojamas paslėptasis  $n^+$  sluoksnis. Paslėptojo sluoksnio panaudojimu pagrįsta ir kolektoriaus izoliuojančios difuzijos technologija. Ši technologija paprastesnė už standartinę tranzistorių sudarymo technologiją. Kadangi reikia mažiau fotolitografijos procesų, gaminant gaunama mažiau broko. Be to, geriau išnaudojamas kristalo plotas.
  5. Kartais elektroninėse grandinėse greta npn tranzistorių reikalingi ir pnp tranzistoriai. Be papildomų technologinių procesų galima

- sudaryti stačiuosius ir šoninius pnp tranzistorius. Kadangi stačiojo pnp tranzistoriaus kolektorius yra p plokštelė, jį galima naudoti tik bendrojo kolektoriaus schemoje. Šoninio pnp tranzistoriaus emiterio ir kolektoriaus sritys sudaromos bazės difuzijos metu. Tranzistorius yra simetrinis – jo emiterio ir kolektoriaus srityse priemaišų koncentracijos vienodos. Bazėje priemaišų koncentracija – tolygi. Be to, bazė būna gana stora. Todėl šoniniai tranzistoriai tinka tik žemuose dažniuose ir turi nedidelį srovės perdavimo koeficientą.
6. Integrinių diodų pn sandūros sudaromos gaminant dvipolių integrinių grandynų tranzistorius. Dažniausiai dvipoliuose integriniuose grandynuose kaip diodai panaudojami atitinkamai įjungti dvipoliai tranzistoriai.
  7. Dvipoliuose integriniuose grandynuose naudojami sandūriniai ir MOP kondensatoriai. Sandūriniams kondensatoriams panaudojama emiterio arba kolektoriaus sandūros barjerinė talpa. Sandūrinių kondensatorių lyginamoji ir maksimali talpos priklauso nuo naudojamos pn sandūros ir įtampos. MOP kondensatoriuje vieno elektrodo vaidmenį atlieka  $n^+$  sritis, kito – aliuminio sluoksnis. Kaip dielektrikas naudojamas plonas silicio dioksido sluoksnis. Plačiame įtampų ruože MOP kondensatoriaus talpa nepriklauso nuo įtampos. Didesnė lyginamoji talpa ir aukštesnė elektrinė kokybė gaunamos, kai vietoje silicio dioksido naudojamas silicio nitridas. Puslaidininkiniuose hibridiniuose integriniuose grandynuose naudojami plėveliniai MDM (metalo-dielektriko-metalo) kondensatoriai, sudaromi ant izoliacinio silicio dioksido sluoksnio.
  8. Dvipoliuose integriniuose grandynuose naudojami difuziniai rezistoriai. Difuziniame rezistoriuje panaudojama puslaidininkinio kanalo, sudaryto kito laidumo tipo puslaidininkyje, varža. Dažniausiai difuziniams rezistoriams naudojami p sluoksniai, sudaromi izoliuotoje n srityje bazės difuzijos metu. Mažos varžos rezistoriams naudojami  $n^+$  difuziniai sluoksniai, sudaromi atliekant emiterio difuziją. Didelės varžos rezistoriams galima panaudoti bazės sluoksnį, esantį po emiterio sluoksniu.

- Difuzinių rezistorių varžos nuokrypiai siekia  $\pm(15-20)\%$ . Puslaidininkiniuose hibridiniuose mikrograndynuose naudojami nichromo arba tantalio rezistoriai, sudaryti ant izoliacinio silicio dioksido sluoksnio. Jie tikslesni, tačiau jiems sudaryti reikalingi papildomi technologiniai procesai.
9. Apie tris ketvirtadalius šiuolaikinių mikrograndynų sudaro MOP integriniai grandynai. Tai lemia kai kurie svarbūs MOP integrinių grandynų privalumai: paprastesnė gamyba, aukštesnis integracijos laipsnis, didelė įėjimo varža, maža vartojamoji galia.
  10. MOP integraliniuose grandynuose dažniausiai panaudojami MOP tranzistoriai su indukuotuoju kanalu, kuriuose dielektrikas po užtūra – plonas silicio dioksido sluoksnis. Pirmiausia buvo įsisavinta pMOP integrinių grandynų gamyba. Vėliau juos pakeitė nMOP grandynai, kurių tranzistorių kanalų pagrindiniai krūvininkai – elektronai, pasižymintieji didesniu nei skylės judrumu.
  11. MOP tranzistoriams integriniuose mikrograndynuose nereikia izoliuotų sričių – jie izoliuoti vienas nuo kito priešpriešiais sujungtomis pn sandūromis. Formuojant MOP tranzistorius, sudaromi ir kiti MOP grandynų elementai. Kaip rezistoriai dažniausiai panaudojami MOP tranzistoriai (tokių rezistorių plotas daug mažesnis nei difuzinių rezistorių užimamas plotas). Ryšiai tarp MOP integrinių grandynų elementų dažniausiai būna galvaniniai, todėl ryšio ir skiriamųjų kondensatorių nereikia. Kaip atminties elementai panaudojamos talpos tarp MOP tranzistorių užtūrų ir puslaidininkinės plokštelės.
  12. Pirmųjų MOP integrinių grandynų maksimali veikimo sparta buvo mažesnė nei dvipolių. Be to, MOP tranzistorių slenkstinė įtampa, kuriai veikiant po užtūra susidaro inversinis sluoksnis – kanalas, buvo didelė. Siekiant MOP integrinių grandynų veikimo spartą padidinti, buvo trumpinami tranzistorių kanalai ir ieškoma būdų sumažinti parazitines talpas. Siekiant sumažinti talpą dėl užtūros dalinio persidengimo su kanalu, buvo sukurtos kanalo ir užtūros savaiminio sutapdinimo technologijos. Maža (0,5–1,5) V slenkstinė įtampa buvo gauta pradėjus naudoti polikristalinio silicio užtūras. Taikant legiruoto polikristalinio silicio užtūrų

- technologiją, pavyksta ne tik sumažinti slenkstinę įtampą, bet ir išvengti užtūros ir kanalo sutapdinimo netikslumų.
13. Atskirą MOP integrinių grandynų grupę sudaro komplementarieji MOP integriniai grandynai, kuriuose naudojamos nuoseklios tranzistorių poros su abiejų laidumo tipų – p ir n – kanalais. KMOP integrinių grandynų gamyba sudėtingesnė, tačiau jie turi svarbų privalumą. Bet kurioje loginės grandinės pusiausvyros būsenoje vienas iš tranzistorių yra uždaras, ir pusiausvyros būsenoje praktiškai nevartojama srovė. Todėl KMOP integrinių grandynų vartojama galia yra labai maža.
  14. Kai kurie didelės integracijos mikrograndynai gaminami pagal kombinuotąsias Bi-MOP arba Bi-KMOP technologijas. Taip išnaudojami dvipolių ir MOP elementų privalumai.
  15. Mikroelektronika vystoma keliomis kryptimis – didinamas integracijos laipsnis, didinama integrinių grandynų veikimo sparta, įsisavinamos naujos medžiagos, kuriami ir tobulinami naujai fizikiniais reiškiniais ir principais pagrįsti funkcinės elektronikos įtaisai.

### 11. 7. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kokias problemas sprendžiant atsirado mikroelektronika? Apibūdinkite sąlygas, kuriose kilo mintys apie integrinių grandynų sukūrimo galimybes.
2. Kokia yra integracijos – svarbiausio mikroelektronikos principo – esmė?
3. Apibūdinkite mikrograndynų tipus, atsižvelgdami į jų gamybos principus.
4. Kaip sudaromos dvipolių integrinių grandynų izoliuotos sritys?
5. Sudarykite ir paaiškinkite dvipolių integrinių grandynų gamybos procesų schemą.
6. Kaip sudaromi laidininkai, kuriais sujungiami kristalo tūryje sudaryti puslaidininkinio integrinio grandyno elementai?
7. Sudarykite dvipolio integrinio tranzistoriaus pjūvio vaizdą ir vaizdą iš viršaus.
8. Kodėl dvipoliuose integriniuose grandynuose dažniausiai naudojami npn tranzistoriai?

#### 11 skyrius. Puslaidininkinių integrinių grandynų tipai ir elementai

---

9. Kam integriniame tranzistoriuje naudojamas paslėptasis sluoksnis?
10. Kaip formuojami tranzistoriai, taikant kolektoriaus izoliuojančios difuzijos technologiją?
11. Kaip sudaromas šoninis pnp integrinis tranzistorius?
12. Kaip sudaromi integriniai diodai?
13. Sudarykite Šotkio tranzistoriaus pjūvio vaizdą. Apibūdinkite Šotkio tranzistoriaus privalumus.
14. Kaip sudaromi dvipolių integrinių grandynų rezistoriai?
15. Sudarykite ir aptarkite difuzinio rezistoriaus, kuriam panaudotas bazės difuzinis sluoksnis, pjūvio vaizdą ir vaizdą iš viršaus.
16. Kokius rezistorius vadina suspaustaisiais? Apibūdinkite jų privalumus ir trūkumus.
17. Apibūdinkite dvipolių integrinių grandynų kondensatorių tipus.
18. Sudarykite sandūrinio kondensatoriaus, kuriam panaudota kolektoriaus sandūra, pjūvio vaizdą ir vaizdą iš viršaus.
19. Sudarykite MOP kondensatoriaus pjūvio vaizdą ir vaizdą iš viršaus.
20. Kaip sudaromos lustų kontaktinės aikštelės?
21. Apibūdinkite MOP integrinių grandynų tipus.
22. Sudarykite integrinio MOP tranzistoriaus su indukuotuoju n kanalu pjūvio vaizdą ir vaizdą iš viršaus.
23. Sudarykite ir paaiškinkite MOP integrinių grandynų gamybos procesų schemą.
24. Apibūdinkite MOP integrinių grandynų privalumus.
25. Kokius uždavinius teko spręsti tobulinant MOP integrinius grandynus?
26. Aptarkite kanalo ir užtūros savaiminio sutapdinimo technologijų esmę.
27. Kaip gaminami MOP integriniai grandynai, kuriose panaudojamos legiruoto polikristalinio silicio užtūros?
28. Apibūdinkite legiruoto polikristalinio silicio užtūrų technologijos privalumus.
29. Kas yra KMOP integrinis grandynas? Kokie šio tipo integrinių grandynų privalumai?
30. Apibūdinkite kombinuotąsias integrinių grandynų gamybos technologijas.
31. Aptarkite integrinių grandynų surinkimo procesus.
32. Kaip nustatomas integrinio grandyno integracijos laipsnis?
33. Aptarkite integracijos laipsnio didinimo svarbą ir galimybes.

## 12. MIKROBANGŲ PUSLAIDININKINIAI ĮTAISAI

Mikrobangomis vadinamos elektromagnetinės bangos, kurių ilgis nuo 30 cm iki 1 mm, dažnis – nuo 1 iki 300 GHz. Kaip galingi aktyvieji mikrobangų diapazono įtaisai naudojami vakuuminiai elektroniniai prietaisai – klistronai, magnetronai, bėgančiosios ir atbulinės bangos lempos.

Vakuuminiai elektroniniai prietaisai buvo kuriami ir tobulinami tenkinant radiolokacijos, radionavigacijos, radijo relinių linijų poreikius. Laikui bėgant, mikrobangų taikymo sritys plėtėsi. Sparčiau informacijos apdorojimą, virpesių dažniai kompiuteriuose ir kitose informacijos apdorojimo priemonėse (jau nekalbant apie virpesių dažnių spektrus) pasiekė mikrobangų ruožą. Mikrobangų ruožo dažnių resursai pradėti naudoti ryšių sistemose – dabar praktiškai visos šiuolaikinės judriojo ryšio sistemos veikia mikrobangų diapazone.

Kadangi buvo sunku sukurti miniatiūrinius elektroninius vakuuminius prietaisus, į mikrobangų ruožą skverbėsi ir jame įsitvirtino puslaidininkiniai įtaisai. Pirmiausia kaip alternatyva vakuuminiams elektroniniams prietaisams atsirado specialūs puslaidininkiniai diodai – tuneliniai, Gano, griūtiniai-lėkio ir kiti diodai.

Tranzistorių ir mikrograndynų veikimo spartos didėjimą pirmiausia lėmė ir lemia poreikiai didinti kompiuterių ir kitos elektroninės aparatūros veikimo spartą. Tačiau didelės veikimo spartos tranzistoriams būdingi maži matmenys ir maža galia. Todėl tranzistorių ir mikrograndynų tobulinimo darbai vyksta ir kita kryptimi. Kadangi informacijai perduoti reikia pakankamai galingų aktyviųjų elementų, tobulėjant puslaidininkinėms technologijoms, sukurama vis galingesnių mikrobangų tranzistorių ir mikrograndynų, reikalingų ginkluotei, kosminei technikai, aviacijos įrenginiams, judriojo ir optinio ryšio sistemoms ir pan.

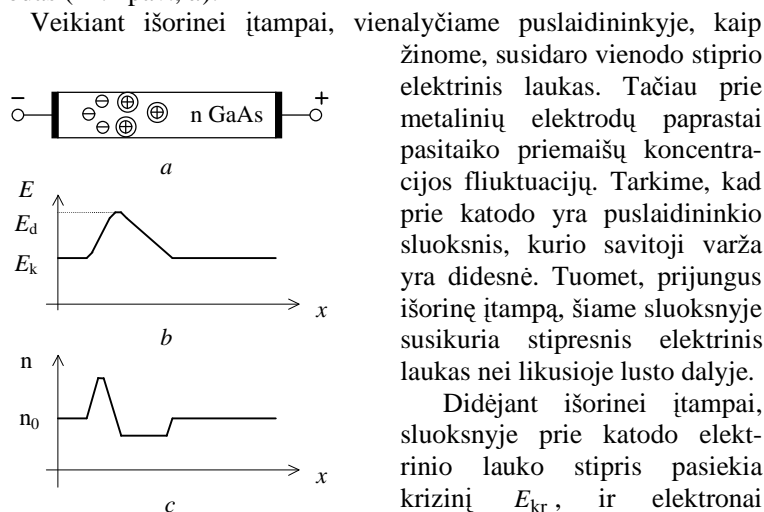
Šiame skyriuje aptarsime Gano, griūtinį-lėkio, ir kitų mikrobangų diodų sandarą, veikimą bei didelės veikimo spartos

tranzistorių ir mikrograndynų sukūrimo prielaidas ir tobulinimo principus. Kartu sieksime ir kitų tikslų – atskleisime galimybes, kurias teikia sudėtinų puslaidininkinių, heterodarinių, kvantinių reiškinių, naujų puslaidininkinių medžiagų ir technologijų panaudojimas.

## 12.1. Mikrobangų diodai

### 12.1.1. Gano diodai

Gano diodo pagrindą sudaro sudėtinio dvislėnio puslaidininkio kristalo lustas, prie kurio prijungti metaliniai elektrodai – katodas ir anodas (12.1 pav., a).

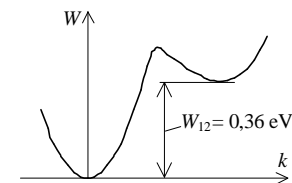


12.1 pav. Gano diodo sandara (a) ir elektrinio lauko stiprio (b) bei elektronų koncentracijos (c) pasiskirstymai susidarius elektriniam domenui

Veikiant išorinei įtampai, vienalyčiame puslaidininkyje, kaip žinome, susidaro vienodo stiprio elektrinis laukas. Tačiau prie metalinių elektrodų paprastai pasitaiko priemaišų koncentracijos fliktuacijų. Tarkime, kad prie katodo yra puslaidininkio sluoksnis, kurio savitoji varža yra didesnė. Tuomet, prijungus išorinę įtampą, šiame sluoksnyje susikuria stipresnis elektrinis laukas nei likusioje lusto dalyje.

Didėjant išorinei įtampai, sluoksnyje prie katodo elektrinio lauko stipris pasiekia krizinį  $E_{kr}$ , ir elektronai pradeda kilti į aukštesnį laidumo juostos slėnį (12.2 pav.). Elektronui pereinant į aukštesnį slėnį, kaip žinome, didėja jo efektinė masė. Sunkesnių elektronų judrumas yra ma-

žesnis, todėl, elektronams kylant į aukštesnį slėnį, sluoksnio prie katodo varža didėja. Savo ruožtu dėl to dar labiau sustiprėja elektrinis laukas, o dėl to dar daugiau elektronų pereina į aukštesnį slėnį. Taip prie katodo formuojasi stipraus elektrinio lauko sritis, vadinama *elektriniu domenu*, ir silpnescio elektrinio lauko sritis likusioje kristalo dalyje.



12.2 pav. Galio arsenido laisvojo elektrono minimalios energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus

Elektrinio lauko veikiami sunkieji elektronai juda sąlyginai mažu dreifo greičiu link anodo. Lėtus sunkiuosius elektronus pasiveja greiti lengvieji elektronai. Patekę į elektrinio domeno sritį (12.1 pav., b), jie tampa sunkiaisiais. Taip domeno užpakalinio fronto dalyje elektronų koncentracija padidėja (12.1 pav., c). Prieš domeną buvusieji greitieji elektronai tolsta nuo domeno ir artėja prie anodo. Todėl domeno priekinio fronto dalyje elektronų koncentracija sumažėja.

Susiformavus domenui ir nusistovėjus pusiausvyrai, elektronų dreifo greitis  $v_{Ed}$  domene yra lygus jų greičiui  $v_{Ek}$  kitoje lusto dalyje.

Kadangi  $v_{Ed} = m_n'' E_d$  ir  $v_{Ek} = m_n' E_k$ , tai

$$m_n'' E_d = m_n' E_k; \quad (12.1)$$

čia  $m_n'$  – greitųjų (žemesniojo slėnio) elektronų judrumas,  $m_n''$  – lėtųjų (aukštesnio slėnio) elektronų judrumas,  $E_d$  – elektrinio lauko stipris domene,  $E_k$  – elektrinio lauko stipris likusioje kristalo dalyje.

Domenas pradeda formotis, kada elektrinio lauko stipris visame luste yra artimas kriziniam lauko stipriui  $E_{kr}$ . Tada diodo srovės tankis

$$j_1 = q n_0 m_n' E_{kr}. \quad (12.2)$$

Susiformavus domenui, srovės tankis tampa

$$j_2 = q n_0 m_n' E_k. \quad (12.3)$$

Kadangi  $E_k < E_{kr}$ , tai  $j_2 < j_1$ .

Silpnesnė srovė, kurios tankis  $j_2$ , teka, kol domenas pasiekia anodą. Pasiekęs anodą, domenas nyksta, todėl elektrinio lauko stipris ir srovė luste vėl ima stiprėti. Kai elektrinio lauko stipris pasiekia krizinę vertę  $E_{kr}$ , pradeda formuotis naujas domenas ir procesas kartojasi (12.3 pav.). Srovės impulsų pasikartojimo dažnis  $f \cong 1/T$ ; čia  $T \cong L/v_{Ed}$  yra virpesių periodas, apytikriai lygus laikui, per kurį domenas įveikia nuotolį  $L$  tarp katodo ir anodo.

Stiprų elektrinį lauką nesunku sudaryti tik ploname puslaidininkio sluoksnyje. Kai  $L$  yra mažas, elektronų lėkio tarp anodo ir katodo trukmė yra maža, todėl virpesių dažnis aukštas.

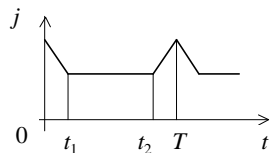
Aptarta domeninė Gano diodų veikseną nėra labai efektyvi. Gano generatorių naudingumo koeficientas esti mažas – iki 5 %.

Efektyvesnę – riboto erdvinio krūvio kaupimo – veikseną dar 1966 metais pasiūlė J. Kouplendas (*J. A. Copeland*). Literatūroje anglų kalba ši veikseną sutrumpintai žymima *LSA* (*limited space-charge accumulation*).

Riboto erdvinio krūvio kaupimas realizuojamas Gano diodą – galio arsenido ar kito dvislėnio puslaidininkio lustą – įtaisius mikrobangų rezonatoriuje. Tada diodą kartu su nuolatinio slinkio įtampa  $U_0$ , keletą kartų viršijančia krizinę įtampą  $U_{kr}$ , veikia harmoninė aukštojo dažnio įtampa  $u = U_m \sin \omega t$  (12.4 pav.).

Kai momentinė įtampa didesnė už krizinę, prie katodo pradeda formuotis domenas. Kitą periodo dalį  $t$  įtampa  $U_0 + u$  esti mažesnė už krizinę, todėl erdvinis krūvis nyksta.

Tinkamai legiravus puslaidininkį ir parinkus rezonatoriaus virpesių dažnį  $f_0$ , erdvinio krūvio pulsacijos sukelia srovės virpesius. Jų dažnį lemia rezonatoriaus dažnis  $f_0$ .



12.3 pav. Srovės tankio laiko diagrama

Kuomet per trumpą virpesių periodą domenas diode nespėja susidaryti, elektrinis laukas lieka beveik homogeniškas. Tada, veikiant stipriam elektriniam laukui, beveik visas kristalo lustas tampa neigiamos varžos elementu. Kadangi generuojamą dažnį lemia rezonatorius, diodo lustas gali būti daug (net 100 kartų) storesnis už domeninės veiksenos Gano diodą ir gali sklaidyti daug didesnę galią.

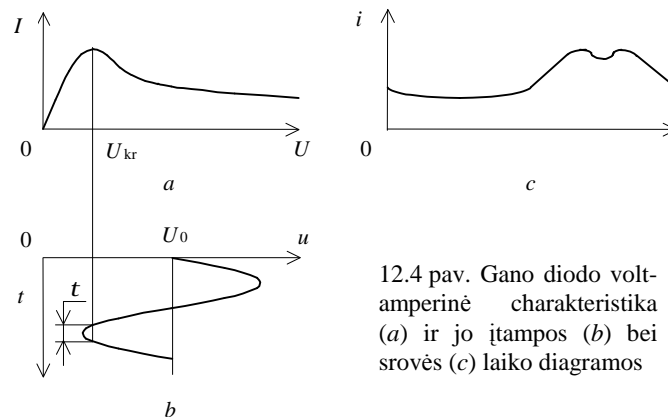
Norint sudaryti riboto erdvinio krūvio veikseną, reikia tenkinti keletą sąlygų.

Pirma. Kad domenas nespėtų susidaryti, turi būti tenkinama sąlyga

$$T < (2...3)t_r'' \quad (12.4)$$

$$t_r'' = r'' e_r \epsilon_0 = \frac{e_r \epsilon_0}{q n_0 \bar{m}} \quad (12.5)$$

čia  $t_r''$  – dielektrinės relaksacijos trukmė, kai veikia stiprus elektrinis laukas ir pasireiškia puslaidininkio neigiama diferencialinė varža,  $\epsilon_0$  – elektrinė konstanta,  $e_r$  – puslaidininkio medžiagos santykinė dielektrinė skvarba,  $n_0$  – elektronų koncentracija,  $\bar{m}$  – diferencialinis



12.4 pav. Gano diodo volt-amperinė charakteristika (a) ir jo įtampos (b) bei srovės (c) laiko diagramos



judrumas.

Antra. Per laiką  $t$ , kada diodo įtampa žemesnė už krizinę, susikūrus domeno erdvinis krūvis turi spėti visiškai išnykti. Taigi turi būti tenkinama sąlyga

$$T \gg t > r' e_r \varepsilon_0 = \frac{e_r \varepsilon_0}{q n_0 m_1}; \quad (12.6)$$

čia  $\mu_1$  – elektronų judrumas, kai  $E < E_{kr}$ .

Įvertindami (12.4)–(12.6) formules ir tai, kad  $T = 1/f$ , galime gauti tokią riboto erdvinio krūvio kaupimo veiksenos sąlygą:

$$\frac{e_r \varepsilon_0}{q m_1} \ll \frac{n_0}{f} < (2 \dots 3) \frac{e_r \varepsilon_0}{q m_1}. \quad (12.7)$$

Galio arsenido atveju (12.7) formulei galima suteikti pavidalą

$$10^4 < \frac{n_0}{f} < 2 \cdot 10^5 \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Riboto erdvinio krūvio kaupimo sąlygomis Gano generatoriui būdingas kietas susižadinimas. Dažniausiai pirmuosius mikrobangų virpesius lemia domeninė veikseną, vėliau pereinanti į riboto erdvinio krūvio kaupimo veikseną.

Kai Gano diodas veikia riboto erdvinio krūvio kaupimo sąlygomis ir  $U_0/U_{kr} = 3 \dots 4$ , Gano generatoriaus naudingumo koeficientas siekia 17 %.

Galio arsenido Gano diodai naudojami dažnių diapazone iki 100 GHz, indžio fosfido Gano diodai – diapazone iki 150–300 GHz. Centimetrinių bangų ruože Gano generatorių nenutrūkstamų virpesių galia gali siekti kelis vatus. Generatorių išėjimo galią riboja šiluminiai reiškiniai (kristalo perkaitimas). Milimetrinių bangų ruože Gano generatorių virpesių galia esti tik dešimtųjų vato dalių eilės. Galią riboja elektriniai (elektrinio pramušimo) reiškiniai.

Siekiant gauti didesnę virpesių galią, taikomas kelių Gano diodų kuriamų virpesių sumavimo principas. Dažniausiai generatoriai su Gano diodais veikia impulsiniu režimu. Kai impulsų skvarba didelė, galia impulse gali siekti kelis kilovatus.

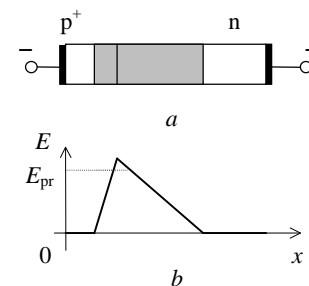
### 12.1.2. Griūtiniai lėkio diodai

Griūtinis lėkio diodas – tai puslaidininkinis diodas, kuriame griūtinis krūvininkų dauginimasis naudojamas mikrobangų virpesiams generuoti.

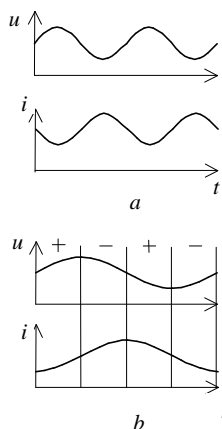
Siekdami išsiaiškinti, kaip griūtinis lėkio diodas veikia, imkime p<sup>+</sup>n darinį (12.5 pav.). Sakykime, kad veikia atgalinė įtampa ir sandūroje susikuria elektrinis laukas, kuriam veikiant, prasideda griūtinis pramušimas. Atsiradę elektronai ir skylės juda veikiami elektrinio lauko. Kadangi pn sandūra nesimetrinė, elektronų dreifo trukmė nuskurdintajame sluoksnyje viršija skylių dreifo trukmę.

Griūtinis krūvininkų dauginimasis yra inertiškas – pradėjus veikti pramušimo įtampai, srovė stiprėja palaipsniui. Be to, reikalingas tam tikras laikas, kol elektronai įveikia nuskurdintąjį sluoksnį. Dėl šių priežasčių, kai kartu su nuolatine įtampa veikia aukštojo dažnio kintamoji įtampa, per diodą tekančios srovės kintamoji dedamoji atsilieka nuo įtampos. Jeigu srovės vėlavimas  $t_v$  toks, kad  $\omega t_v = \pi$ , tai, augant įtampai, srovė silpnėja, ir atvirkščiai (12.6 pav., a). Tada diodo diferencialinė varža yra neigiama visą periodą.

Laikydami, kad  $t_v = \text{const}$ , gautume, kad, mažėjant dažniui, fazės kampas  $\omega t_v$  mažėja. Tada dalį periodo diodo diferencialinė varža yra neigiama, dalį – teigiama. Kai  $\omega t_v = \pi/2$ , ketvirtį periodo diodo diferencialinė varža yra neigiama, kitą ketvirtį – teigiama (12.6 pav., b). Dar sumažėjus dažniui, diodo diferencialinės varžos vidutinė reikšmė tampa teigiama.



12.5 pav. Griūtinio lėkio diodo darinys (a) ir jame veikiančio elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas (b)



12.6 pav. Įtampų ir srovių laiko diagramos, kai  $\omega\tau_v = \pi$  (a) ir  $\omega\tau_v = \pi/2$  (b)

diodai dažnai vadinami Rido diodais, arba IMPATT (*IMPact Avalanche Transit Time mode*) diodais (rus. – ЛПД – лавинно-пролетные диоды).

Griūtinių lėkio diodų  $p^+nin^+$ ,  $p^+pnn^+$ ,  $p^+nn^+$ ,  $p^+in^+$  dariniai gaminami iš germanio, silicio, galio arsenido, indžio fosfido. Šie diodai naudojami dažnių diapazone apytikriai nuo 1 iki 400 GHz (bangų ruože 30 cm – 0,7 mm). Augant dažniui, virpesių galia  $P_{\max}$ , kurią galima gauti naudojant griūtinių lėkio diodą, mažėja. Kai dažnis yra iki 10 GHz, nenutrūkstamų virpesių galia gali siekti 10 W. Centimetrinių bangų ruože  $P_{\max}f \approx \text{const}$ ; virpesių galią riboja šiluminiai reiškiniai. Milimetrinių bangų ruože diodo kristalas turi būti labai mažų matmenų. Dėl mažo kristalo skerspjūvio ploto yra ribota diodo srovė. Dėl mažo storio – ribota diodo įtampa. Todėl milimetriniame ruože  $P_{\max}f^2 \approx \text{const}$ , taigi  $P_{\max} \sim 1/f^2$ . Optimizavus

Augant dažniui, fazės kampas  $\omega\tau_v$  didėja. Nesunku įsitikinti, kad, fazės kampui viršijus  $3\pi/2$ , diodo diferencialinės varžos vidutinė reikšmė irgi tampa teigiama.

Elementą, turintį neigiamą diferencialinę varžą, kaip žinome, galima panaudoti virpesiams stiprinti ir generuoti. Griūtinis lėkio diodas pasižymi neigiama diferencialine varža tik tam tikrame dažnių ruože. Už šio ruožo, taigi ir statiniu atveju, neigiama diferencialinė varža nepasireiškia.

Griūtinių lėkio diodų sukūrimo galimybę 1958 metais teoriškai numatė W. T. Ridas (*Read*). Todėl griūtiniai lėkio

milimetrinio diapazono InP griūtinius lėkio diodus numatoma gauti didesnę nei 1 W 100 GHz virpesių galią ir 18 % naudingumo koeficientą. Sumuojant virpesius, įmanoma gauti šimtų vatų nenutrūkstamų virpesių galią ir kilovatų eilės galią impulse.

Griūtiniai lėkio diodai naudojami ryšių, radiolokacijos sistemose, fazinėse antenų gardelėse ir pan.

### 12.1 užduotis

Griūtinis lėkio diodas pagamintas iš silicio, kuriame maksimalus elektronų dreifo greitis –  $10^7$  cm/s. Koks turi būti elektronų lėkio srities ilgis, kad diodo darbo dažnis būtų 15 GHz?

Sprendimas

Remdamiesi sąlyga  $\omega\tau_v = \pi$  galime gauti, kad diodo darbo dažnis

$$f \approx \frac{1}{2\tau_v} = \frac{1}{2} \frac{v_E}{L}.$$

Tada elektronų lėkio srities ilgis

$$L \approx \frac{v_E}{2f} \approx \frac{10^5}{2 \cdot 15 \cdot 10^9} = \dots \approx 3,3 \text{ } \mu\text{m}.$$

1965 metais buvo pastebėta, kad galima anomali griūtinių lėkio  $p^+nn^+$  diodų veikseną, kuriai būdingas labai didelis (net iki 75 %) naudingumo koeficientas, didesnė virpesių galia (iki 1 kW impulse), tačiau žemesnis (centimetrinio diapazono) darbo dažnis. Taip veikiantieji diodai vadinami griūtiniais lėkio pagautosios plazmos arba TRAPATT (angl. – *TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit mode*) diodais.

Fizikinių procesų vyksmas griūtinuose lėkio pagautosios plazmos dioduose buvo atskleistas taikant kompiuterinio modeliavimo metodus. Diodo pn sandūroje prasidėjus smūginei puslaidininkio atomų jonizacijai ir griūtiniam pramušimui, padidėja krūvininkų koncentracija. Padidėjus krūvininkų koncentracijai, sumažėja sluoksnio, kuriame vyksta smūginė jonizacija, varža. Tuomet įtampos kritimas šiame sluoksnyje sumažėja ir didesnė diodo įtampos dalis krinta likusioje nuskurdintojo sluoksnio dalyje. Įtampos sukurtas elektrinis laukas sukelia smūginę jonizaciją. Taigi griūtiname lėkio

pagautosios plazmos diode stipraus elektrinio lauko ir smūginės jonizacijos banga sklinda nuskurdintuoju sluoksniu. Kai smūginė jonizacija apima visą  $n$  sritį, visame diode gaunama didelė krūvininkų koncentracija. Tada diodo varža sumažėja. Per diodą teka stipri srovė.

Kadangi diodas yra įjungtas į elektros grandinę, sumažėjus jo varžai ir sustiprėjus srovei, padidėja įtampos kritimas nuosekliai su diodu įjungtoje varžoje, o diodo įtampa sumažėja. Taigi gaunama, kad kurį laiką, veikiant mažai įtampai, per griūtinį lėkio pagautosios plazmos diodą teka stipri srovė. Tačiau nedidelė įtampa nebegali sukurti elektrinio lauko, kuris keltų smūginę jonizaciją. Todėl krūvininkų koncentracija  $n$  srityje mažėja, diodo varža didėja, per jį tekanti srovė silpnėja, o jo įtampa didėja.

Kadangi, stiprėjant per diodą tekančiai srovei, jo įtampa mažėja, ir atvirkščiai, griūtinis lėkio pagautosios plazmos diodas pasižymi neigiama diferencialine varža. TRAPATT veiksena skiriasi nuo IMPATT veiksenos tuo, kad smūginė puslaidininkio atomų jonizacija apima visą  $n$  sritį. Kai diodo aktyviojoje srityje susidaro plazma, sudaryta iš skylių ir neigiamų elektronų, elektrinio lauko stipris, kaip jau aptarėme, esti mažas. Todėl krūvininkai juda mažesniu greičiu negu IMPATT dioduose ir plazmos išsiurbimo iš aktyviosios srities trukmė esti palyginti didelė. Todėl TRAPATT diodų darbo dažniai žemesni nei IMPATT diodų darbo dažniai.

### 12.1.3. Injekciniai lėkio diodai

Injekciniai lėkio diodai kaip ir griūtiniai lėkio diodai pasižymi neigiama diferencialine varža todėl, kad dreifo srityje krūvininkai užtrunka, ir dėl to srovė atsilieka nuo įtampos. Injekciniuose lėkio dioduose krūvininkai dreifo srityje atsiranda ne dėl smūginės jonizacijos kaip griūtinuose lėkio dioduose, o dėl šalutinių krūvininkų injekcijos. Todėl injekciniai lėkio diodai dar vadinami BARITT (angl. – *BARrier Injected Transit Time*) diodais.

Injekciniai lėkio diodai gali būti pnp, pnvp, pnM ar MnM struktūros. Kai diodui panaudotas pnvp darinys, veikiant tiesioginei

pn sandūros įtampai, į silpnai legiruotą donorais  $v$  sluoksni įjektuojamos skylės. Po to skylės dideliu dreifo greičiu juda link kontaktinės  $p$  srities. Įrodoma, kad optimalus dreifo kampas injekciniuose lėkio dioduose yra apie  $1,5\pi$ .

Injekciniai lėkio diodai naudojami nedidelės galios generatoriuose, heterodinuose. Gera jų savybė – žemas triukšmų lygis. Šią injekcinių lėkio diodų savybę lemia tai, kad juose nėra chaotiškų smūginės jonizacijos ir griūtinio krūvininkų dauginimosi reiškinių.

## 12.2. Tranzistorių veikimo sparta ir ją ribojantys veiksniai

Tranzistoriams keliami reikalavimai priklauso nuo jų taikymo. Didelės veikimo spartos skaitmeninėms grandinėms reikalingi mažos galios spartūs tranzistoriai. Ryšių priemonėms reikalingi galingi mikrobangų tranzistoriai. Siekdami išsiaiškinti tranzistorių veikimo spartos ir galios didinimo galimybes, remdamiesi pradinėmis žiniomis apie dvipolių ir lauko tranzistorių sandarą, veikimą, ekvivalentines grandines, dažnines savybes, išsamiau panagrinėsime įvairių veiksmų įtaką tranzistorių dažninėms savybėms, veikimo spartai, galiai ir atskleisime dažninių parametrų, matmenų ir galios sąryšius.

### 12.2.1. Veiksniai, lemiantys dvipolių ir lauko tranzistorių dažninius parametrus

Įjungto pagal bendrosios bazės schemą dvipolio tranzistoriaus diferencialinis emiterio srovės perdavimo koeficientas  $a_\Sigma$  išreiškiamas formule

$$a_\Sigma = \frac{\partial I_K}{\partial I_E}; \quad (12.8)$$

čia  $\partial I_K$  – kolektoriaus (išėjimo) srovės pokytis, gaunamas emiterio (įėjimo) srovei pakitus  $\partial I_E$ .

Toliau nagrinėdami npn dvipolį tranzistorių, (12.8) formulę galime parašyti tokiu pavidalu:

$$a_{\Sigma} = \frac{\partial I_{nE}}{\partial I_E} \frac{\partial I_{nK}}{\partial I_{nE}} \frac{\partial I_K}{\partial I_{nK}} = g_E g_B g_K = a g_K; \quad (12.9)$$

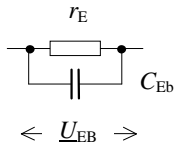
čia  $I_{nE}$  – emiterio elektroninė srovė;  $I_{nK}$  – srovės  $I_{nE}$  dedamoji, tekanti per kolektoriaus sandūrą; koeficientus  $g_E$ ,  $g_B$ ,  $g_K$  čia vadinkime emiterio, bazės ir kolektoriaus efektyvumais;  $a = \partial I_{nK} / \partial I_E = g_E g_B$ .

Siekiant gauti didesnę (artimą 1) emiterio srovės perdavimo koeficientą  $a_{\Sigma}$ , reikia didinti koeficientus  $g_E$ ,  $g_B$  ir  $g_K$ .

Emiterio srovę, kaip žinome, sudaro dvi dedamosios – elektroninė  $I_{nE}$  ir skylinė  $I_{pE}$ . Pastaroji npn tranzistoriuje yra silpna ( $I_{pE} \ll I_{nE}$ ). Atsižvelgdami į tai, emiterio efektyvumo išraišką galime taip pertvarkyti:

$$g_E = \frac{\partial I_{nE}}{\partial I_{nE} + \partial I_{pE}} = \frac{1}{1 + \partial I_{pE} / \partial I_{nE}} \cong 1 - \frac{\partial I_{pE}}{\partial I_{nE}}. \quad (12.10)$$

Siekiant, kad emiterio srovės elektroninė dedamoji būtų daug stipresnė už skylinę ir kad būtų didesnis npn tranzistoriaus emiterio efektyvumas, priemaišų koncentracija emiteryje, kaip jau žinome, parenkama daug didesnė nei bazėje ( $N_{dE} \gg N_{aB}$ ).



12.7 pav. Tranzistoriaus emiterio sandūros ekvivalentinė grandinė

Augant dažniui, emiterio efektyvumas mažėja dėl emiterio sandūros barjerinės talpos  $C_{EB}$  įtakos. 12.7 paveiksle atvaizduota tranzistoriaus emiterio sandūros ekvivalentinė grandinė. Pagal ją aukštadažnę emiterio srovę sudaro dvi dedamosios. Srovė, tekanti per emiterio sandūros barjerinę talpą, nesukelia krūvininkų injekcijos į bazę. Todėl emiterio efektyvumo priklausomybę nuo dažnio galime įvertinti koeficientu

$$\frac{K}{g_E} = \frac{g_E}{g_{E0}} = \frac{I_{Ea}}{I_E} = \frac{U_{EB} / r_E}{U_{EB} (1 / r_E + j \omega C_{EB})} = \frac{1}{1 + j \omega t_E}; \quad (12.11)$$

čia  $g_{E0}$  – emiterio efektyvumas žemų dažnių srityje;  $I_{Ea}$  – emiterio srovės  $I_E$  aktyvioji dedamoji,  $U_{EB}$  – kintamosios įtampos kritimas emiterio sandūroje,  $t_E = r_E C_{EB}$  – emiterio sandūros laiko konstanta.

Išsamesnis nagrinėjimas rodo, kad aukštų dažnių srityje emiterio efektyvumui dar turi įtakos laikas  $t_E$ , per kurį krūvininkai įveikia emiterio sandūrą. Todėl vietoje laiko konstantos  $t_E$  reikia nagrinėti laiko konstantą

$$t_{vE} = t_E + t_E. \quad (11.12)$$

Tada pagal (12.11) emiterio efektyvumą galime išreikšti formule:

$$g_E = \frac{g_{E0}}{1 + j \omega t_{vE}} = \frac{g_{E0}}{\sqrt{1 + (\omega t_{vE})^2}} e^{-j \omega t_{vE}}. \quad (12.13)$$

Bazės efektyvumą (krūvininkų pernašos per bazę koeficientą), kaip žinome, riboja tai, kad ne visi į bazę iš emiterio injekuoti krūvininkai pasiekia kolektoriaus sandūrą – dalis jų rekombinuoja bazėje. Žemų dažnių srityje bazės efektyvumas išreiškiamas formule:

$$g_{B0} = \frac{\partial I_{nK}}{\partial I_{nE}} = \frac{\partial I_{nK}}{\partial I_{nK} + \partial I_{nr}} = \dots \cong 1 - \frac{\partial I_{nr}}{\partial I_{nK}}; \quad (12.14)$$

čia  $I_{nr}$  – rekombinacinė bazės srovė.

Aišku, kad, norint padidinti bazės efektyvumą, reikia mažinti rekombinacinę srovę.

Laikydami, kad bazė plona ir kad joje vyksta krūvininkų difuzija, sprendami tolydumo lygtį, gautume, jog perteklinių elektronų koncentracija bazėje išreiškiama formule:

$$D_{nB}(x) = D_{nB}(0) \frac{\sinh[(D_B^* - x) / L_n]}{\cosh(D_B^* / L_n)}; \quad (12.15)$$

čia  $x$  – koordinatė,  $D_B^*$  – efektinis bazės storis,  $L_n$  – elektronų difuzijos nuotolis bazėje.

Taikydami (12.15) formulę, galime rasti krūvininkų koncentracijos gradientą prie emiterio bei kolektoriaus sandūrų ir srovių  $I_{nK}$  ir  $I_{nE}$  santykį. Taip samprotaudami įsitikintume, kad

$$g_{B0} = \frac{1}{\cosh(D_B^*/L_n)} \cong 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{D_B^*}{L_n} \right)^2 \cong 1 - \frac{t_B}{t_n}; \quad (12.16)$$

čia  $t_B$  – elektronų lėkio bazėje trukmė,  $t_n$  – elektronų gyvavimo trukmė.

Pagal (12.16), norint gauti didesnę bazės efektyvumą, reikia mažinti jos storį ir laiką, per kurį injektuoti į bazę krūvininkai įveikia bazę ir pasiekia kolektoriaus sandūrą. Kadangi paprastai elektronai judresni nei skylės, jų lėkio trukmė npn tranzistoriaus bazėje esti mažesnė nei skylių lėkio trukmė pnp tranzistoriaus tokio pat storio bazėje. Todėl, naudojant npn darinį, kaip jau žinome, galima pasiekti didesnę bazės efektyvumą.

Dreifiniuose tranzistoriuose, siekiant sumažinti laiką, per kurį krūvininkai įveikia bazę, bazėje sudaromas krūvininkus greitinantis elektrinis laukas. Įrodoma, kad tada bazės efektyvumas išreiškiamas formule:

$$g_{B0} \cong 1 - \frac{1}{2(h+1)} \left( \frac{D_B^*}{L_n} \right)^2; \quad (12.17)$$

čia

$$h = \frac{1}{2} \ln \frac{N_{aB}(0)}{N_{aB}(D_B^*)}, \quad (12.18)$$

$N_{aB}(0)$  ir  $N_{aB}(D_B^*)$  – akceptorinių priemaišų koncentracijos bazės kraštuose (prie emiterio ir kolektoriaus sandūrų).

Dėl to, kad injektuoti į bazę elektronai tik po laiko  $t_B$  pasiekia kolektoriaus sandūrą, kolektoriaus srovės kintamoji dedamoji atsilieka nuo emiterio srovės. Tai turi neigiamos įtakos ir tranzistoriaus dažninėms savybėms – bazės efektyvumas, augant dažniui, mažėja.

Kuo didesnė krūvininkų lėkio bazėje trukmė  $t_B$ , tuo didesnis joje susikaupia nepusiausvirųjų krūvininkų krūvis, vadinasi,

pasireiškia didesnė emiterio sandūros difuzinė talpa  $C_{Ed}$ . Emiterio difuzinė talpa  $C_{Ed}$  persikrauna per emiterio varžą  $r_E$ . Tada

$$\frac{K}{g_B} = \frac{g_{B0}}{g_{B0}} = \frac{1}{1 + j\omega r_E C_{Ed}} = \frac{1}{1 + j\omega t_B}; \quad (12.19)$$

čia  $t_B = r_E C_{Ed}$ .

Pagal (12.19)

$$g_B = \frac{g_{B0}}{1 + j\omega t_B} = \frac{g_{B0}}{\sqrt{1 + (\omega t_B)^2}} e^{-j\omega t_B}. \quad (12.20)$$

Kolektoriaus sandūroje paprastai veikia stiprus elektrinis laukas, todėl pasiekę kolektoriaus sandūrą krūvininkai įveikia kolektoriaus sandūrą gana greitai ir nuostoliai dėl rekombinacijos esti maži. Taigi kolektoriaus efektyvumas žemų dažnių srityje yra artimas 1 ( $g_{K0} \cong 1$ ). Tačiau, augant dažniui, kolektoriaus efektyvumas mažėja. To priežastis – kolektoriaus sandūros barjerinė talpa.

Pagal tranzistoriaus ekvivalentinės grandinės schemą (7.18 pav., c), kai sudarytos išėjimo kintamosios srovės trumpojo jungimo sąlygos, tranzistoriaus išėjimo grandinės perdavimo koeficientą galime išreikšti formule:

$$g_K = \frac{I_K}{I_{nK}} = \frac{I_{nK} Z_K}{r_B + r_K^*} \cdot \frac{1}{I_{nK}} = \dots = \frac{1}{1 + j\omega t_K}; \quad (12.21)$$

čia  $Z_K$  – srovės šaltinio apkrovos varža, kurią sudaro nuosekliai sujungtos varžos  $r_B$ ,  $r_K^*$  ir lygiagrečiai joms prijungta talpa  $C_K$  (varža  $r_K$  – didelė, jos įtaką čia galima paneigti);  $t_K \cong (r_B + r_K^*) C_K$ .

Išsamesnė analizė rodo, kad vietoje laiko konstantos  $t_K$  reikia nagrinėti laiko konstantą

$$t_{vK} = t_K + t_K; \quad (12.22)$$

čia  $t_K$  – laikas, per kurį krūvininkai įveikia kolektoriaus sandūrą. Kai kolektoriaus sandūroje veikia stiprus elektrinis laukas, krūvininkai juda maksimaliu dreifo greičiu  $v_{max}$ , kuris priklauso nuo tranzistoriui

panaudotos puslaidininkinės medžiagos. Įvertinant šią prielaidą įrodoma, kad

$$t_K = \frac{d_K}{2v_{\max}}; \quad (12.23)$$

čia  $d_K$  – kolektoriaus sandūros storis.

Taigi pagal (12.21) kolektoriaus efektyvumą galime išreikšti formule:

$$\underline{g}_K \equiv \frac{1}{1 + j\omega t_{vK}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega t_{vK})^2}} e^{-j\omega t_{vK}}. \quad (12.24)$$

Remdamiesi atlikta analize ir (12.9), (12.13), (12.20), (12.24) formulėmis, emiterio srovės perdavimo koeficientą galime išreikšti formule:

$$\underline{a}_\Sigma = \underline{a}\underline{g}_K = \underline{g}_E \underline{g}_B \underline{g}_K = \frac{\underline{g}_{E0}}{1 + j\omega t_{vE}} \cdot \frac{\underline{g}_{B0}}{1 + j\omega t_B} \cdot \frac{1}{1 + j\omega t_{vK}}. \quad (12.25)$$

Tranzistoriaus praleidžiamų dažnių juostoje trupmenų vardiklių menamieji dėmenys esti daug mažesni už 1, todėl

$$\underline{a}_\Sigma \approx \frac{a_0}{1 + j\omega(t_{vE} + t_B + t_{vK})} = \frac{a_0}{1 + j\omega t_\Sigma}; \quad (12.26)$$

čia  $t_\Sigma$  – vėlinimo laikas tranzistoriuje, išreiškiamas formule:

$$t_\Sigma = t_{vE} + t_B + t_{vK}. \quad (12.27)$$

(12.25) formulei galime suteikti pavidalą:

$$\underline{a}_\Sigma \approx \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_\alpha)^2}} e^{-j\omega\tau_\Sigma}; \quad (12.28)$$

čia

$$w_a = 1/t_\Sigma. \quad (12.29)$$

Taigi dvipolio tranzistoriaus dažnines savybes ir jo ribinį emiterio srovės perdavimo dažnį  $f_a = w_a/2\pi$  bei vienutinio srovės perdavimo koeficiento dažnį  $f_T \equiv f_a$  lemia krūvininkų lėkio per emiterio sandūrą, bazę, kolektoriaus sandūrą efektai ir emiterio bei kolektoriaus sandūrų barjerinių talpų persikrovimo procesai. Didžiausios įtakos

tranzistoriaus dažninėms savybėms turi krūvininkų lėkio bazėje trukmė  $t_B$  ir kolektoriaus grandinės laiko konstanta  $t_K$ .

Literatūros duomenimis aukštadažnių dvipolių tranzistorių maksimalus galios stiprinimo arba maksimalus generacijos dažnis  $f_{\max}$  (7.105) esti didesnis nei  $f_T$ . Geriausių tranzistorių  $f_{\max} > 2 f_T$ .

Įrodoma, kad planariojo dvipolio tranzistoriaus maksimalų galios stiprinimo dažnį ir konstrukcijos parametrus sieja priklausomybė:

$$f_{\max} = \frac{1}{8\pi b_E} \sqrt{\frac{a_0 D_B d_K}{t_r t_\Sigma}}; \quad (12.30)$$

čia  $b_E$  – juostelės pavidalo emiterio plotis,  $D_B$  – bazės storis,  $d_K$  – kolektoriaus sandūros storis,  $t_r$  – bazės pagrindinių krūvininkų dielektrinės relaksacijos trukmė.

Pagal (12.30) formulę dažnis  $f_{\max}$  labiausiai priklauso nuo tranzistoriaus horizontaliojo matmens – emiterio pločio  $b_E$ .

Sandauga  $t_r t_\Sigma$  yra atvirkščiai proporcinga pagrindinių ir šalutinių krūvininkų judrumų sandaugai  $m_n m_p$ . Kai priemaišų koncentracija bazėje maža, ši sandauga yra puslaidininkinės medžiagos parametras. Silicio  $m_n m_p \approx 6,5 \cdot 10^5$ , germanio –  $6,9 \cdot 10^6$ , galio arsenido –  $3,6 \cdot 10^6 \text{ cm}^4/(\text{V} \cdot \text{s})^2$ . Šie duomenys liudija, kad dvipolių tranzistorių bazėms iš paminėtų medžiagų geriausios yra germanis ir galio arsenidas.

Sumažinus silicio tranzistorių matmenis iki  $0,5 \mu\text{m}$ , dažnius  $f_T$  ir  $f_{\max}$  pavyko padidinti iki 30 GHz. Pastaruoju metu jau sukurta silicio mikrograndynų aukštesniems nei 100 GHz dažniams.

Lauko tranzistorių dažnines savybes, kaip žinome, lemia talpos tarp užtūros ir ištakos bei santakos sričių ir kanalo varža. Kai talpos dėl užtūros persidengimo su ištakos ir santakos sritimis mažos, lauko tranzistorių dažnines savybes lemia krūvininkų lėkio kanale trukmė  $t_k$ . Pagal (9.20) formulę  $f_T = 1/2\pi t_k$ . Taigi siekiant dažnį  $f_T$  padidinti, reikia trumpinti kanalą ir didinti jame krūvininkų greitį. Lauko tranzistoriaus maksimalus galios stiprinimo arba generacijos dažnis  $f_{\max}$  pagal (9.23) priklauso nuo dažnio  $f_T$ . Jau sukurti

mikrobangų integriniai grandynai su lauko tranzistoriais, kurių kanalo ilgis – 80 nm. Jų  $f_{\max} > 400$  GHz.

Taigi galima apibendrinti, kad tranzistorių dažnines savybes lemia laikas, per kurį krūvininkai įveikia tranzistoriaus darinį, ir parazitinės tranzistorių talpos.

### 12.2.2. Tranzistorių dažninių parametrų ir galios sąryšis

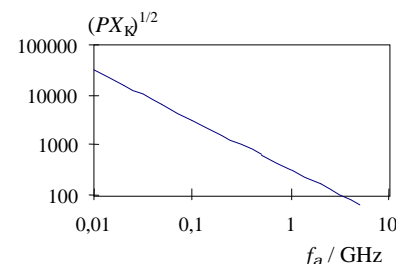
Nagrinėdami tranzistorių dažninius parametrus įsitikinome, kad jie priklauso nuo tranzistorių matmenų. Norint padidinti dvipolio tranzistoriaus vienetinio srovės perdavimo koeficiento dažnį  $f_T$ , reikia mažinti tranzistoriaus bazės storį ir kolektoriaus sandūros barjerinę talpą, kuri priklauso nuo kolektoriaus sandūros ploto. Mažėjant tranzistorių matmenims, mažėja pramušimo įtampos, leistinosios srovės ir maksimali tranzistoriaus sklaidomoji galia.

Įvertinant, kad elektrinio lauko stipris tranzistoriuje turi būti mažesnis už elektrinio lauko stiprį, kuriam veikiant prasideda pramušimas, ir kad maksimalus krūvininkų dreifo greitis puslaidininkiuose yra ribotas, įrodoma, kad

$$f_T \sqrt{P_{\max} X_K} \cong \frac{E_{\max} v_{\max}}{2\pi}; \quad (12.31)$$

čia  $f_T \cong f_a \cong 1/2\pi t_B$ ,  $t_B$  – krūvininkų lėkio bazėje trukmė,  $P_{\max}$  – maksimali tranzistoriaus sklaidomoji galia,  $X_K = 1/2\pi f_T C_K$  – kolektoriaus sandūros talpinės varžos modulis,  $E_{\max}$  – maksimalus leidžiamasis elektrinio lauko stipris (silicyje  $E_{\max} \cong 2 \cdot 10^5$  V/cm),  $v_{\max}$  – maksimalus krūvininkų dreifo greitis (silicyje maksimalus elektronų dreifo greitis yra maždaug  $10^7$  cm/s).

Nors, išvedant (12.30) formulę, padaryta supaprastinančių nagrinėjimą prielaidų, ji leidžia suvokti, koks yra tranzistorių dažninių savybių ir galios sąryšis. 12.8 paveiksle atvaizduotas pagal (12.30) formulę sudarytas grafikas. Jis akivaizdžiai iliustruoja, kad egzistuoja fizikinės dvipolių tranzistorių praleidžiamųjų dažnių juostos ir galios didinimo ribos.



12.8 pav. Dvipolio tranzistoriaus galios ir  $f_a$  sąryšis

### 12.2 užduotis

Kokią silicio npn tranzistoriaus maksimalią sklaidomąją galią galima gauti, kai  $f_T = 4$  GHz ir kolektoriaus sandūros talpa  $C_K = 40$  pF?

Sprendimas

Pagal (1.64)

$$P = \frac{1}{2\pi f_T C_K \cdot f_a^2} \left( \frac{E_{\max} v_{\max}}{2\pi} \right)^2 = \dots = 6,2 \text{ W}.$$

Ribota yra ir mikrobangų lauko tranzistorių galia, nors yra sukurta lauko tranzistorių, kurie pranašesni už dvipolius.

Pradėjus taikyti mikrobangų tranzistorius ir integrinis grandynus ne tik karinėje technikoje, kosminėje aparatūroje, bet ir ryšių priemonėse, labai padidėjo jų paklausa. Mikrobangų tranzistoriams ir integriniam grandynams kurti ir tobulinti pasaulyje skiriamos milžiniškos lėšos. Todėl sukuriami vis tobulesnės technologijos ir gaminių. Mikrobangų galios tranzistorių galią galima apibūdinti tokiais skaičiais. Kai dažnis – 1 GHz, galingiausi tranzistoriai leidžia gauti šimtų vatų eilės virpesių galią; kai dažnis – 10 GHz, galia yra vatų eilės, kai  $f \cong 100$  GHz, rekordinė virpesių galia 1998 metais buvo per 400 mW.

Dar svarbu pridurti, kad ieškoma būdų, kurie leistų apeiti principinius sunkumus, susijusius su ribota tranzistorių galia. Pirma, stiprintuvų galia gali būti daug didesnė už tranzistorių galią –

stiprintuvų galiniuose laipsniuose naudojami lygiagrečiai įjungti tranzistoriai, kurių sustiprinti virpesiai sumuojami. Yra sukurta modulių, leidžiančių gauti 10 kW galią, kai dažnis – 10 GHz. Antra, kuriant naujos kartos telekomunikacines sistemas, siekiama mažinti galią. Tai ypač svarbu siekiant padidinti nešiojamų ir baterijomis maitinamų įtaisų ekonomiškumą.

### 12.2.3. Dvipoliai ir lauko tranzistoriai kaip loginių grandinių elementai

Tranzistoriaus veikimo sparta loginėje grandinėje priklauso nuo parazitinių talpų persikrovimo trukmės, tranzistoriui persijungiant iš vienos loginės būsenos į kitą.

Siekiant nustatyti vėlinimo trukmę  $t_v$  tranzistoriniame inverteryje, nagrinėjami nuosekliai sujungti inverteriai. Taip gaunama, kad dvipolių tranzistorių atveju

$$t_v \cong \frac{3C_E + 2C_K}{2} \frac{U_L}{I} + \frac{3t_B}{2} + \frac{r_B(C_K + C_E)}{2}; \quad (12.32)$$

čia  $C_E$  ir  $C_K$  – emiterio ir kolektoriaus sandūrų barjerinės talpos,  $U_L$  – loginių lygių skirtumas,  $I$  – srovės, tekančios per atvirą tranzistorių, stipris.

Iš (12.31) formulės matyti, kad vėlinimo trukmė  $t_v$  priklauso ne tik nuo tranzistoriaus parametrų. Ji priklauso ir nuo tranzistoriaus panaudojimo sąlygų. Beje, kuo stipresnė srovė  $I$ , tuo greičiau gali persikrauti talpos, ir vėlinimas inverteryje yra mažesnis.

Lauko tranzistorių atveju

$$t_v \cong (2...3)t_k. \quad (12.33)$$

Imkime silicio lauko tranzistorių su Šotkio barjeru. Sakykime, kad tranzistoriaus kanalo ilgis –  $1 \mu\text{m}$  ir elektronai jame juda maksimaliu dreifo greičiu ( $v_{\text{max}} \cong 10^7 \text{ cm/s}$ ). Tada pagal (9.21) ir (9.22) elektronų lėkio trukmė  $t_k$  yra apie 10 ps, tranzistoriaus  $f_T \cong 16 \text{ GHz}$ . Pagal (12.33) gauname, kad  $t_v \cong 20\text{--}30 \text{ ps}$ . Sumažinus

tranzistoriaus kanalo ilgį iki  $0,25 \mu\text{m}$ , lėkio ir vėlinimo trukmės sumažėtų 4 kartus. Panaudojus kaip puslaidininkį galio arsenidą, kuriame maksimalus krūvininkų greitis didesnis, lėkio ir vėlinimo trukmės pavyktų dar maždaug 1,5 karto sumažinti. Šie orientaciniai skaičiavimai rodo, kad dar neišnaudoti gana dideli loginių grandinių veikimo spartos didinimo rezervai, nes daugumos serijinių loginių grandinių ventilių vėlinimo trukmė yra šimtų pikosekundžių eilės.

Norint išmatuoti  $t_v$ , iš tranzistorių sudaromi žiediniai generatoriai. Jei stiprinimo koeficientas viršija 1, susižadina virpesiai. Tada, jeigu tranzistorinių pakopų skaičius  $N$  nelyginis,  $t_v$  galima rasti pagal formulę

$$t_v = \frac{T}{2} \frac{1}{N} = \frac{1}{2fN}; \quad (12.34)$$

čia  $T$  – virpesių periodas,  $f$  – dažnis.

Nuo vėlinimo trukmės inverteryje priklauso labai svarbus loginių grandinių parametras – maksimalus taktinis dažnis  $f_t$ .

Paprasčiausio loginio elemento – inverterio būsenos trukmė turi būti ne trumpesnė nei  $2t_v$ . Periodą sudaro dvi būsenos. Tai įvertindami gautume, kad  $f_t \leq 1/4t_v$ . Kai  $t_v = 25 \text{ ps}$ , pagal šią formulę gautume, kad taktinis dažnis būtų aukštas:  $f_t \leq 10 \text{ GHz}$ . Praktikoje taikomos loginės grandinės, sudarytos iš kelių elementų, todėl jose pereinamųjų procesų trukmė esti didesnė. Be to, pažymėtina, kad, nagrinėjant loginių grandinių veikimo spartą, reikia atsižvelgti į procesus jungiamuosiuose laidininkuose, kurie, kai dažnis aukštas, tampa ilgų linijų atkarpomis. Laikydami, kad dielektrikas –  $\text{SiO}_2$ , kurio santykinė dielektrinė skvarba  $\epsilon_r \cong 4$ , galime apskaičiuoti, kad 1 mm ilgio linijos vėlinimo trukmė yra maždaug 6,7 ps. Šis skaičius gana mažas, tačiau reikia nepamiršti, kad jungiamųjų linijų atkarpų apkrovos dažniausiai esti nesuderintos. Tuomet linijų atkarpos veikia kaip parazitinės talpos ir dėl pereinamųjų procesų vėlinimo trukmė esti daug didesnė už vėlinimo trukmę jungiamosios linijos atkarpoje.



Diskrečių tranzistorių persijungimo trukmę, kaip žinome, galima sumažinti padidinus veikiančias įtampas ir sroves. Tačiau tada padidėja sklaidomoji galia.

Mikrograndyno lusto sklaidomoji galia esti ribota. Todėl, padėjus galiai, kuri išsiskiria inverteryje, sumažėtų leidžiamasis elementų skaičius luste. Dėl šios priežasties greitaveikių mikrograndynų tranzistoriams keliami mažos vėlinimo trukmės  $t_v$  ir mažos galios  $P$  reikalavimai – šių dydžių sandauga  $Pt_v$  (perjungimo energija) turi būti minimali.

Pagal Muro taisyklę per 12–18 mėnesių tranzistorių skaičių integriniame grandyne pavykdavo padidinti du kartus. Panašiai kito ir grandynų sparta. Jau sukurti mikrograndynai, užtikrinantieji 40 Gb/s informacijos apdorojimo greitį. Kaip jau buvo pastebėta anksčiau, prognozuojama, kad Muro taisyklė galios ir artimiausioje ateityje. „Intel“ planuoja 2011 metais pateikti rinkai pagamintą pagal 0,07  $\mu\text{m}$  technologiją mikroprocesorių su 1 milijardu tranzistorių, kurie veiks 10 GHz dažniu.

### 12.3. Technologinės ir fizikinės tranzistorių veikimo spartos didinimo galimybės

Nagrinėdami tranzistorių dažninius parametrus ir savybes, įsitikinome, kad, norint padidinti tranzistorių veikimo spartą, reikia mažinti jų matmenis ir didinti krūvininkų judėjimo greitį. Dabar išsamiau aptarkime matmenų mažinimo ir krūvininkų dreifo greičio didinimo galimybes.

#### 12.3.1. Minimalūs tranzistorių matmenys

Taikant planariąją technologiją, tranzistorinių darinių horizontalių ir vertikalųjų matmenų mažinimo galimybės yra skirtingos.

Dvipolių tranzistorių svarbiausias vertikalusis matmuo yra bazės storis. Dar 1970 metais difuzijos technologija buvo sukurti dvipoliai

tranzistoriai, kurių bazės storis – 0,1  $\mu\text{m}$ . Dabar, taikant molekulinę epitaksiją, jonų implantavimą ir kitas šiuolaikines technologijas, įmanoma sudaryti sluoksnius, kurių storis – nanometrų eilės. Todėl principinių technologinių sunkumų sudaryti plonus legiruotus puslaidininkio sluoksnius nėra. Tačiau tranzistoriaus bazė neturi būti pernelyg plona dėl kolektoriaus sandūros susiliejo su emiterio sandūra pavojaus. Laikoma, kad dėl fizikinių apribojimų dvipolio tranzistoriaus bazė turi būti ne plonesnė nei 40 nm. Taigi bazės storio mažinimą riboja ne technologiniai, o fizikiniai veiksniai.

Horizontaliųjų matmenų (dvipolių tranzistorių emiterio srities pločio, lauko tranzistorių kanalo ilgio) mažinimo technologines ribas lemia litografija. Fotolitografijos skiriamąją gebą riboja šviesos difrakcijos reiškinys.

Litografijai naudojant ultravioletinius spindulius, tranzistorių emiterio plotį ar kanalo ilgį įmanoma sumažinti iki mikrometro dalių. Elektroninė, joninė ir rentgeno litografijos ir sausi plazminiai esdinimo metodai leidžia formuojamo lango matmenį sumažinti iki 0,1  $\mu\text{m}$ . Mažas legiruotas sritis galima sudaryti joninio legiravimo metodais. Sutapdinimo klausimai, formuojant submikroninius darinius, sprendžiami taikant savaiminio sutapdinimo (tapatinimosi) ir savaiminio formavimosi principus. Tačiau horizontaliųjų matmenų mažinimą taip pat riboja ne tik technologinės galimybės, bet ir fizikinės priežastys.

Mažėjant legiruotai puslaidininkio sričiai, didėja priemaišų koncentracijos ir legiravimo dozės fliktuacijos, todėl priemaišų atomų skaičius legiruotoje srityje neturi būti pernelyg mažas. Sakykime, kad priemaišų koncentracija silicyje yra  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Tuomet vienam priemaišų atomui tenka  $10^{-18} \text{ cm}^3$  tūris. Toks yra tūris kubo, kurio kraštinė lygi  $10^{-6} \text{ cm} = 0,01 \mu\text{m}$ . Laikydami, kad legiruotoje srityje turėtų būti bent 1000 priemaišų atomų, gautume, kad minimalus silicio legiruotos srities matmuo turėtų būti bent 0,1  $\mu\text{m}$ .

Matmenų mažinimą dar riboja pramušimo pavojai: trumpame lauko tranzistoriaus kanale gali susikurti labai stiprus elektrinis laukas net veikiant silpnai įtampai. Tačiau taip samprotaudami prieiname

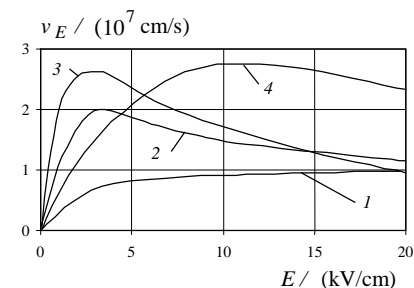
išvadą, kad ir lauko tranzistorių matmenų, lemiančių veikimo spartą, mažinimą riboja ne tiek technologiniai, kiek fizikiniai veiksniai.

Dar neseniai literatūroje buvo prognozuojama, kad integrinių grandynų lauko tranzistorių kanalai dėl technologinių ir fizikinių priežasčių bus ne trumpesni nei  $0,2\ \mu\text{m}$ . Tačiau šiuolaikinės technologijos taip sparčiai tobulėja, kad pasiekiami rezultatai, kurie aplenkia net labai optimistines prognozes. Dar 1996 metų pabaigoje firma *Texas Instruments* paskelbė, kad  $0,2\ \mu\text{m}$  riba įveikta. Firma sukūrė  $0,18\ \mu\text{m}$  užtūros ilgio technologiją, kuri leidžia puslaidininkio luste sutalpinti 100 milijonų tranzistorių. Jau pagaminami mikrobangų integriniai grandynai, kurių lauko tranzistorių kanalo ilgis – tik 80 nm.

### 12.3.2. Maksimalus krūvininkų greitis puslaidininkiuose

Puslaidininkyje krūvininkai gali pernešti krūvį difunduodami koncentracijos mažėjimo kryptimi arba dreifuodami veikiant elektriniam laukui. Difuzijos koeficientas ir judrumas, kaip žinome, tarpusavyje susieti Einšteino sąryšiais. Kita vertus, aišku, kad krūvininkai gali įgyti didesnę greitį ir greičiau įveikti tam tikrą nuotolį tuomet, kai juos veikia elektrinis laukas. Todėl dabar aptarsime, kas lemia krūvininkų dreifo greitį ir kodėl jis yra ribotas. Be to, paliesime fizikinius reiškinius, kuriuos taikant, galima sumažinti krūvininkų lėkio mikrodariniuose trukmę.

Elektriniame lauke vakuume elektroną veikia jėga  $F = qE$ , todėl jo pagreitis pastovus, o greitis – didėja. Puslaidininkyje sudarytame elektriniame lauke krūvininkai juda susidurdami su kristalinės gardelės defektais, todėl įgyja greitį, proporcingą elektrinio lauko stipriui. Kol elektrinis laukas silpnas, dreifo greitis esti daug mažesnis už šiluminio judėjimo greitį. Tada galima laikyti, kad  $\bar{v} \approx \bar{v}_T$  ir  $m(E) \approx \text{const}$ . Taigi, didėjant elektrinio lauko stipriui, krūvininkų dreifo greitis tiesiškai didėja ( $v_E = mE$ ). Stipriame elektriniame lauke sąlyga  $v_E \ll v_T$  nebetenkinama. Tuomet, didėjant elektrinio lauko

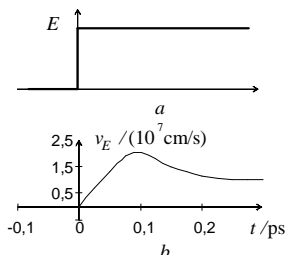


12.9 pav. Elektronų dreifo greičio priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio: 1 – Si; 2 – GaAs; 3 – GaInAs; 4 – InP

stipriui, krūvininko greitis  $\bar{v} = \bar{v}_T + \bar{v}_E$  didėja, dėl to mažėja judrumas ir dreifo greičio didėjimas sulėtėja.

Paprastuosiuose puslaidininkiuose – germanyje ir silicyje – krūvininkų dreifo greitį stipriame elektriniame lauke riboja susidūrimai su optiniais fononais. Elektronų dreifo greičio silicyje priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio atvaizduota 12.9 paveiksle 1 kreive. Skaičiavimais ir eksperimentais nustatyta, kad maksimalus elektronų dreifo greitis silicyje  $v_{E\text{max}} \approx 10^7\ \text{cm/s}$ .

Galio arsenide ir kituose dvislėniuose puslaidininkiuose maksimalų krūvininkų dreifo greitį, kaip žinome, riboja jų perėjimai į kitą laidumo juostos slėnį, kuriame judrumas mažesnis. Elektronų dreifo greičio galio arsenide priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio atvaizduota 12.9 paveiksle 2 kreive. Maksimalus elektronų dreifo greitis galio arsenide maždaug du kartus didesnis nei silicyje. Be to, svarbu pastebėti, kad 2 kreivės pradinės dalies statusas daug didesnis. Taip yra todėl, kad silpname elektriniame lauke  $v_E \approx mE$ , o elektronų judrumas galio arsenide maždaug 6 kartus didesnis nei silicyje ( $m_{n\text{GaAs}} \approx 8500\ \text{cm}^2/\text{s}$ ,  $m_{n\text{Si}} \approx 1600\ \text{cm}^2/\text{s}$ ). Dėl šių priežasčių GaAs yra tinkamesnė medžiaga didelės veikimo spartos tranzistoriams nei silicis.



12.10 pav. Elektrinio lauko šuolis (a) ir jo sukulto krūvininkų dreifo greičio kitimas (b)

Dar geresnė puslaidininkinė medžiaga – GaInAs (12.9 pav., 3 kreivė). Indžio galio arsenide krūvininkų judrumas ir maksimalus dreifo greitis dar didesni nei galio arsenide. Didžiausią dreifo greitį elektronai gali įgyti indžio fosfide (12.9 pav., 4 kreivė).

Aptartas krūvininkų dreifo greitis yra stacionarus (nuostovus) greitis, kuriuo juda krūvininkai pastovaus stiprio nuolatiniam elektriniame lauke. Dar aptarkime, kaip nusistovi stacionarus dreifo greitis po to, kai elektrinis laukas staiga įjungiamas.

Kai elektrinis laukas įjungiamas, elektroną pradeda veikti jėga  $F = qE$ . Tada elektronas įgyja pagreitį  $a = F/m$  ir laiko intervale  $t < t_r$  juda didėjančiu greičiu  $v = at = (qE/m)t$ , kol susiduria su gardelės defektu ir įgytą kryptingo judėjimo greitį praranda. Po to greitėjimo ir greičio praradimo procesai kartojasi. Taip samprotaujant tampa aišku, kad stacionarus krūvininko dreifo greitis  $v_E \equiv v_m/2$ ; čia  $v_m$  – maksimalus krūvininko greitis prieš susidūrimą su gardele.

Dreifo greitis, kaip žinome, yra vidutinis krūvininkų greitis. Staiga įjungtas elektrinis laukas greitina visus krūvininkus ir, tik išaugus krūvininko energijai, padidėja jo sąveikos su fononu tikimybė. Prasidėjus krūvininkų sklaidai, jų vidutinis greitis pradeda mažėti ir tai tęsiasi kelias pikosekundės dalis, kol nusistovi stacionarus dreifo greitis (12.10 pav.). Taigi, staiga pradėjus veikti elektriniam laukui, gaunamas krūvininkų dreifo greičio “blyksnis”. Svarbu pastebėti, kad blyksnyje krūvininkų greitis gerokai didesnis už stacionarųjį dreifo greitį. Todėl, panaudojant dreifo blyksnį, galima padidinti puslaidininkinių įtaisų veikimo spartą.

Staiga pagreitininti elektronai po to lekia iš inercijos Toks lėkis vadinamas *balistiniu*. Jis panaudojamas balistiniuose tranzistoriuose.

## 12.4. Mikrobangų tranzistoriai ir integriniai grandynai

Iki 1990–1995 metų mikrobangų tranzistorių ir mikrobangų integrinių grandynų veikimo spartos didinimą lėmė jų taikymai aviacinėje, kosminėje ir karinės paskirties aparatuose. Dar 1996 metais mokslinėje spaudoje buvo keliamas klausimas, ar mikrobangų integrinių grandynų gamybos apimtys ir kaina leis jiems išsivirti komercinėje rinkoje. Tačiau labai sparčiai tobulėjo bevielio ryšio priemonės, veikiančios mikrobangų diapazone, todėl didėjo mažagabaričių mikrobangų įtaisų poreikiai, augo jų gamyba, mažėjo kaina.

Pirmiausia buvo tobulinamos Si ir GaAs technologijos ir įtaisai. Nors darbai šiomis kryptimis tęsiasi ir dabar, milžiniškos investicijos tikslinėms programoms lėmė naujų technologijų vystymą, heterodarinį taikymą ir nemažai kokybinių pokyčių.

Aptarsime mikrobangų tranzistorių su vienalytėmis sandūromis (homostruktūrinių tranzistorių) galimybes, tranzistorių su įvairialytėmis sandūromis (heterosandūrinių tranzistorių) struktūras bei tolimesnio tranzistorių ir mikrograndynų tobulinimo idėjas.

### 12.4.1. Homostruktūriniai tranzistoriai

Homostruktūrinio tranzistoriaus sritys sudaromos vieno puslaidininkio kristale.

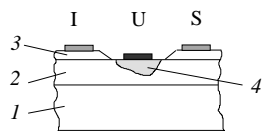
Literatūros duomenimis silicio dvipolių tranzistorių vienetinio srovės stiprinimo dažnis  $f_T$  jau pasiekė kelias dešimtis gigahercų. Norint dar labiau išplėsti dvipolių tranzistorių darbo dažnių ruožą, reikėtų panaudoti puslaidininkines medžiagas, kuriose didesnis krūvininkų difuzijos koeficientas ir krūvininkų judrumas. Tačiau iš (12.30) formulės analizės matyti, kad dvipolių tranzistorių galios stiprinimo maksimalus dažnis priklauso nuo abiejų tipų krūvininkų (elektronų ir skylių) judrumų, todėl dvipoliuose tranzistoriuose

nepavyksta iki galo išnaudoti didelio elektronų judrumo kai kuriuose puslaidininkiuose (galio arsenide elektronų judrumas –  $8500 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , tačiau skylių judrumas – tik maždaug  $450 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ). Didelį vieno tipo krūvininkų judrumą pavyksta geriau išnaudoti vienpoliuose – lauko – tranzistoriuose.

Silicio lauko tranzistoriams panaudojami MOP dariniai. Nors lauko tranzistorių statumas yra mažesnis nei dvipolių, jų įėjimo varža didesnė, o triukšmai – mažesni. Be to, lauko tranzistoriai užtikrina didesnę galios stiprintuvų tiesiškumą. Todėl silicio MOP tranzistoriai tobulėja ir geriausių tranzistorių galia, kai dažnis 1–2 GHz, pasiekė 100–150 W.

Lauko tranzistorių veikimo spartą, kaip žinome, lemia kanalo ilgis ir krūvininkų greitis kanale. Kaip jau buvo konstatuota, elektronų judrumas galio arsenide yra apie 6 kartus, o maksimalus elektronų greitis maždaug 2 kartus didesnis nei silicijoje. Todėl galio arsenidas didelės veikimo spartos tranzistoriams yra daug tinkamesnė medžiaga nei silicis.

Kadangi kyla technologinių sunkumų, sudarant ant GaAs dielektrinius sluoksnius, dažniausiai naudojami galio arsenido metalo-puslaidininkio lauko tranzistoriai su Šotkio barjeru. GaAs lauko tranzistorių gamyboje taikomos epitaksijos, joninio legiravimo ir kitos technologijos. 12.11 paveiksle atvaizduota supaprastinta epitaksinio GaAs lauko tranzistoriaus sandara. Tranzistoriaus pagrindui



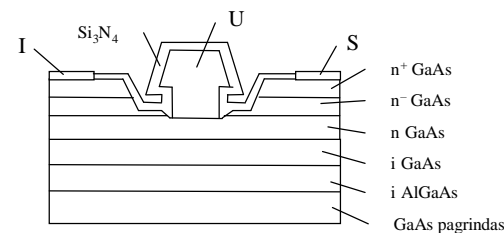
12.11 pav. Lauko tranzistoriaus sandara: 1 – grynojo GaAs pagrindas, 2 – n GaAs sluoksnis, 3 –  $n^+$  GaAs kontaktinis sluoksnis, 4 – nuskurdintasis sluoksnis

naudojamas legiruotas chromu galio arsenidas. Tada Fermio lygmuo yra arti draudžiamosios juostos vidurio ir GaAs pagrindas yra nelaidus. Ant pagrindo užauginamas plonas silpnai legiruoto GaAs sluoksnis, atliekantis tranzistoriaus n kanalo vaidmenį. Dažnai tarp pagrindo ir epitaksinio n sluoksnio dar sudaromas plonas buferinis didelės varžos GaAs

epitaksinis sluoksnis. Ištakos ir santakos elektrodams tinka Au-Ge sluoksnis. Užtūros elektrodas daromas iš aliuminio, po kuriuo susidaro Šotkio barjeras.

12.12 paveiksle atvaizduotas stiprintuvinio GaAs lauko tranzistoriaus, kurio darbo dažnis – 14 GHz, išėjimo galia – 20 W, pjūvio vaizdas. Tranzistoriui panaudotas plonas (40  $\mu\text{m}$  storio) GaAs chromu legiruotas pagrindas. Ant jo užauginti: 100 nm storio buferinis AlGaAs sluoksnis, pasižymintis didele varža; 200 nm nelegiruoto GaAs pereinamasis sluoksnis; 110 nm storio n GaAs sluoksnis, skirtas tranzistoriaus kanalui; 100 nm storio  $n^-$  GaAs sluoksnis; 100 nm storio  $n^+$  GaAs kontaktinis sluoksnis. Tranzistoriaus n kanalas legiruotas siliciu, kurio koncentracija –  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Didelė krūvininkų koncentracija kanale leidžia gauti didesnę tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą, be to, kanalu gali tekėti stipresnė srovė. Tranzistoriaus aktyviajai sričiai formuoti panaudota meza technologija. Ištakos ir santakos elektrodams panaudotas Ni-AuGe sluoksnis. Tarpas tarp ištakos ir santakos – 8  $\mu\text{m}$ . Užtūrai panaudotas Ti/Al sluoksnis. Siekiant sumažinti užtūros varžą, jai suteiktas T pavidalas. Užtūros ilgis prie kanalo – 0,5  $\mu\text{m}$ . Nuotolis tarp santakos ir ištakos parinktas daug didesnis nei užtūros ilgis siekiant padidinti leidžiamąsias tranzistoriaus įtampas. Darinio apsaugai panaudotas 200 nm storio silicio nitrido sluoksnis. Tranzistoriaus lusto matmenys – 3,4x0,6 mm.

Praktikoje GaAs metalo-puslaidininkio lauko tranzistoriai

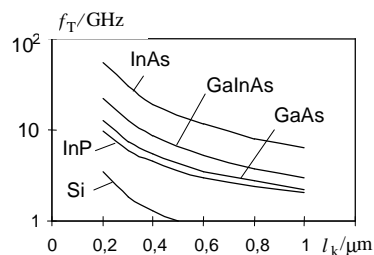


12.12 pav. GaAs MEP lauko tranzistoriaus pjūvio vaizdas

naudojami dažnių diapazone iki kelių dešimčių gigahercų. Yra sukurta plačiajuosčių stiprintuvinių ir kitokių didelės veikimo spartos mikrograndynų, kuriose panaudoti GaAs lauko tranzistoriai.

Literatūros duomenimis, naudojant submikroninę užtūrą ir išnaudojant krūvininkų dreifo greičio blyksnį, homostruktūrinių GaAs lauko tranzistorių persijungimo trukmę galima sumažinti iki keleto pikosekundžių ir gauti  $f_{\max} > 100$  GHz.

Galio arsenidas yra vienas geriausiai įsisavintų sudėtinių puslaidininkių, bet ne vienintelė perspektyvi didelės veikimo spartos tranzistoriams medžiaga. Kitomis perspektyviomis medžiagomis homostruktūriniams lauko tranzistoriams laikomos tokios medžiagos, kaip InP, GaInAs, InAs. Žinios apie potencialias homostruktūrinių lauko tranzistorių dažninių savybių gerinimo galimybes pateiktos 12.13 paveiksle, kuriame atvaizduoti dažnio  $f_T$  priklausomybės nuo užtūros ilgio grafikai. Verta pastebėti, kad, kai užtūros ilgis mažesnis nei  $0,3 \mu\text{m}$ , kreivių statusas padidėja dėl elektronų dreifo greičio blyksnio.



12.13 pav. Dažnio  $f_T$  priklausomybės nuo kanalo ilgio

Didžiausią mikrobangų tranzistorių ir integrinių grandynų veikimo spartą pavyksta gauti taikant heterosandūras.

#### 12.4.2. Heterostruktūriniai dvipoliai tranzistoriai

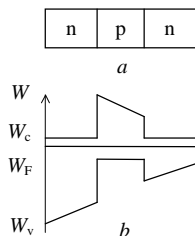
Literatūroje aprašyta gana daug heterosandūrų taikymo dvipoliuose tranzistoriuose idėjų. Aptarsime svarbiausias ir jų taikymą.

Np heterosandūrą galima panaudoti kaip efektyvų heteroemiterį.  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -GaAs heterosandūros atveju draudžiamųjų juostų pločių skirtumas esti apie 0,37 eV. Tuomet normalioje temperatūroje eksponentinis daugiklis (5.4) formulėje yra apie  $6 \cdot 10^7$ . Todėl tiesioginę srovę per Np heterosandūrą lemia potencialo barjerų krūvininkams aukščiai, o ne priemaišų koncentracijos heterosandūros srityse. Taigi didelį injekcijos koeficientą iš N srities į p sritį ir didelį emiterio efektyvumą galima gauti net, kai bazė smarkiai legiruota. O kuo didesnė priemaišų koncentracija, tuo mažesnė varža. Kai bazės varža mažesnė, gaunama mažesnė kolektoriaus laiko konstanta  $\tau_B C_K$ . Taigi, taikant Np emiterio sandūrą, įmanoma ne tik padidinti emiterio efektyvumą, bet ir sumažinti kolektoriaus laiko konstantą.

Dvipolių tranzistorių bazei, kaip žinome, keliama prieštarīgi reikalavimai. Kad būtų maža kolektoriaus laiko konstanta, bazės varža bazės srovei turi būti maža. Bazės varžą bazės srovei galima sumažinti padidinus priemaišų koncentraciją bazėje ir padidinus bazės storį. Bet kuo didesnis bazės storis, tuo didesnė krūvininkų lėkio bazėje trukmė.

Efektingai sumažinti krūvininkų lėkio bazėje trukmę įmanoma naudojant varizoninį puslaidininkį, kurio draudžiamosios juostos plotis priklauso nuo koordinatės. 12.14 paveiksle atvaizduota npn tranzistoriaus, kuriam panaudotas varizoninis puslaidininkis, energijos juostų diagrama. Dėl draudžiamosios juostos pločio kitimo bazės srityje kinta laidumo juostos dugno padėtis. Dėl šios priežasties bazėje susikuria vidinis elektrinis laukas, kurio stipris

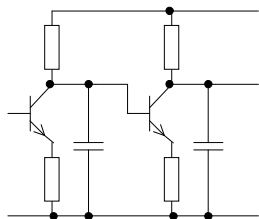
$$E \cong \frac{W_b}{qD_B}; \quad (12.35)$$



12.14 pav. Varizoninio tranzistoriaus struktūra (a) ir energijos lygmenų diagrama (b)

tranzistoriaus matmuo yra gana didelis – 2  $\mu\text{m}$  eilės. Tai svarbu todėl, kad didesni matmenys leidžia gauti didesnę galią.

Dar svarbu, kad galio arsenido tranzistoriai sudaromi ant izoliacinėmis savybėmis pasižyminčių GaAs pagrindų. Tai leidžia išvengti silicio tranzistoriams būdingų parazitinių talpų tarp kolektoriaus srities ir pagrindo. Šios talpos turi nedaug įtakos tranzistoriaus dažniniam parametrams  $f_T$  ir  $f_{\max}$ , tačiau sumažina



12.15 pav. Parazitinės talpos stiprintuvo grandinėje

čia  $W_b$  – potencialo barjero bazės srityje aukštis.

Greitinami bazės vidinio elektrinio lauko (slysdami barjeru) elektronai greitai įveikia bazę. Sumažėjus lėkio per bazę trukmei, ne tik pagerėja dvipolio tranzistoriaus dažninės savybės, bet ir sumažėja elektronų rekombinaciniai nuostoliai bazėje. Dėl to padidėja bazės efektyvumas (elektronų pernašos per bazę koeficientas).

GaAs heterosandūrinių tranzistorių dažniai  $f_T$  ir  $f_{\max}$  gali siekti dešimtis gigahercų, kai minimalus

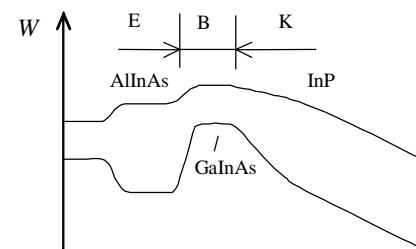
stiprintuvų ir kitų įtaisų praleidžiamų dažnių juostą ir darbo dažnių diapazoną. Tai nesunku suprasti pažvelgus į 12.15 paveikslo schemą.

Jau prieš 15 metų buvo paskelbta, kad sukurti heterostruktūriniai AlGaAs-GaAs tranzistoriai, kurių parametrai  $f_T$  ir  $f_{\max}$  viršijo 100 GHz, o bazės stiprinimo koeficientas siekė 50000. Vėliau buvo pasiekta dar geresnių rezultatų

(gauta  $f_{\max}$  arti 200 GHz). Deja, praktikoje pasiekiami parametrai esti prastesni už rekordinius.

Pastaraisiais metais daug dėmesio skiriama telekomunikacinei aparatūrai skirtiems Si-SiGe heterosandūriniams tranzistoriams ir mikrograndynams kurti ir tobulinti. Šių tranzistorių gamybai galima taikyti technologijas, kurios artimos silicio įtaisų gamybos technologijoms. Tranzistorių bazėms naudojamas varizoninis SiGe sluoksnis, pasižymintis siauresne nei Si draudžiamąja juosta. Bazę smarkiai legiravus boru, gaunama maža jos varža. Geriausių SiGe-Si tranzistorių  $f_{\max}$  jau peržengė 150 GHz.

Prognozuojama, kad naujos kartos telekomunikacinėje aparatūroje bus taikomi heterosandūriniai tranzistoriai, sudaryti ant InP pagrindo. 12.16 paveiksle atvaizduota tranzistoriaus, kuriam panaudota dviguba heterosandūra, energijos lygmenų diagrama. Tranzistoriaus emiteriui panaudotas AlInAs, kolektoriui – InP. Bazės vaidmenį atlieka GaInAs sluoksnis, kuriame didelis elektronų judrumas (12.9 pav.). Tokių tranzistorių rekordinė  $f_T$  reikšmė jau arti 300 GHz,  $f_{\max}$  – apie 500 GHz. Tikimasi pasiekti  $f_{\max} > 1$  TGz.



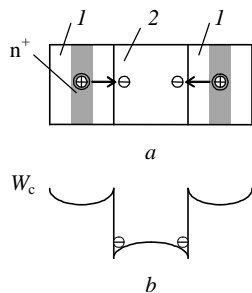
12.16 pav. Dvipolio tranzistoriaus energijos lygmenų diagrama

## 12.4.3. Heterostrukūriniai lauko tranzistoriai

Lauko tranzistoriuose heterostuktūros naudojamos, siekiant sudaryti didelio laidumo kanalą ir gauti didelį krūvininkų judrumą kanale.

Puslaidininkio elektrinis laidumas, kaip žinome, didėja didėjant priemaišų koncentracijai. Tačiau, didėjant priemaišų koncentracijai, mažėja krūvininkų judrumas. Kadangi kaip tik krūvininkų judrumas lemia krūvininkų lėkio kanale greitį ir tranzistoriaus perdavimo charakteristikos statumą, paminėtas elektrinio laidumo didinimo būdas nėra geras.

Prieštaravimą pavyksta įveikti naudojant heterosandūras. Imkime periodinę struktūrą, sudarytą iš  $n^+$  AlGaAs ir nelegiruoto GaAs sluoksnių (12.17 pav., a). Jeigu sluoksniai ploni, tai elektronai iš AlGaAs pereina į siauresnės draudžiamosios juostos GaAs (12.17 pav., b). Taip gaunami GaAs sluoksniai, kuriuose didelė elektronų koncentracija ir didelis jų judrumas.



12.17 pav. Periodinio darinio, sudaryto iš AlGaAs ir GaAs sluoksnių, fragmentas (a) ir jo energinė diagrama (b): 1 – AlGaAs sluoksniai, 2 – GaAs sluoksnis

Veikiant susikūrusiam stipriam elektriniam laukui, GaAs sluoksniuose susidaro potencialo duobės. Tada išilgai duobės elektronai gali judėti laisvai. Elektronų judėjimą skersai duobės riboja potencialo barjerai.

Jeigu potencialo duobės plotis yra tokios pat eilės kaip elektrono de Broilio bangos ilgis, būtina vertinti kvantines elektronų savybes – elektronai gali užimti tik tam tikrus energijos lygmenis (12.18 pav.). Tokios elektroninės

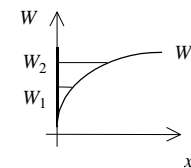
dujos aptariamame darinyje yra dviematis – 2D-dujos.

Veikiant stipriam elektriniam laukui, elektronai 2D-struktūrose, panašiai kaip ir vienalyčiuose dvislėniuose puslaidininkiuose, pereina į aukštesnį slėnį (12.17 pav., b). Todėl elektronų dreifo greičio priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio pobūdis yra toks pat kaip ir vienalyčio dvislėnio puslaidininkio atveju (12.9 pav., 2 kreivė). Tiesa, maksimalus dreifo greitis AlGaAs-GaAs darinyje esti 1,5–2 kartus mažesnis nei vienalyčiame galio arsenide.

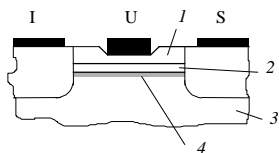
GaAs sluoksniuose esančius elektronus be kitų veiksnių veikia AlGaAs jonizuotų priemaišų sukurtas elektrinis laukas. Siekiant sumažinti dėl to atsirandančią elektronų sklaidą, heterosandūroje sudaromas silpnai legiruoto plačiajuosčio puslaidininkio tarpiklis (angl. – *spacer*). Jo storis – 2–3 nm.

Aptartą elektronų judrumo didinimo būdą dar 1980 metais net kelios firmos įdiegė mikrobangų diapazono lauko tranzistoriuose. Sukurtus tranzistorius firmos įvairiai pavadino: didelio elektronų judrumo tranzistoriais (angl.: *high electron mobility transistor* – HEMT), moduliuto legiravimo lauko tranzistoriais (*modulation doped FET* – MODFET), lauko tranzistoriais su dviematis elektrinėmis dujomis (*two-dimension electron gas FET* – TEGFET), selektyviai legiruotaisiais heterosandūriniais lauko tranzistoriais (*selectively doped heterojunction transistor* – SDHT). Pastaruoju metu literatūroje dažniausiai sutinkamas pirmasis pavadinimas.

GaAs didelio elektronų judrumo lauko tranzistoriaus sandara atvaizduota 12.19 paveiksle. Toks tranzistorius veikia panašiai kaip MDP tranzistorius. Tačiau jo kanalas pasižymi dideliu laidumu, užtūros elektrodas jame yra arti kanalo. Be to, AlGaAs sluoksnis pasižymi didesne nei SiO<sub>2</sub> dielektrine skvarba. Dėl šių priežasčių didelio elektronų judrumo lauko tranzistoriams būdingas didelis



12.18 pav. Elektronų leistiniai energijos lygmenys periodinio puslaidininkinio darinio potencialinėje duobėje



12.19 pav. Didelio elektronų judrumo tranzistoriaus sandara: 1 – n AlGaAs sluoksnis; 2 – nelegiruoto AlGaAs sluoksnis; 3 – grynojo GaAs sluoksnis; 4 – 2D kanalas

sluoksniai turi privalumų prieš homostruktūrinius silicio ir galio arsenido lauko tranzistorius, jiems būdingi ir kai kurie trūkumai: heterosandūroje laidumo juostos dugno šuolis yra nedidelis, galio arsenido šiluminis laidumas mažas ir pan. Todėl heterosandūroms ieškoma kitų medžiagų.

Heterosandūros privalumus įmanoma išnaudoti tik tuomet, jeigu ji pakankamai kokybiška – jeigu joje nedaug defektų. Bet defektų esti nedaug, jeigu heterosandūrą sudarančių medžiagų kristalinių gardelių konstantos yra artimos. Jeigu gardelių konstantos skiriasi daugiau negu dešimtąją ar net šimtąją procento dalimi, heterosandūroje atsiranda dislokacijų ir kitų defektų. Kita vertus, šiuolaikinės technologijos leidžia užauginti sluoksnius, kurių storis neviršija dešimčių gardelės periodų. Tokiuose plonuose sluoksniuose, kai gardelių konstantos skiriasi, atsiranda mechaniniai įtempimai, bet nesusidaro defektų. Tokie sluoksniai vadinami sluoksniais su įtempta kristaline gardele. Sluoksnių su įtempta kristaline gardele naudojimas išplečia puslaidininkinių partnerių ratą. Be to, mechaniniai įtempimai turi įtakos puslaidininkinių energijos juostoms, todėl atsiranda papildomų galimybių gauti pageidaujamų savybių sandūras.

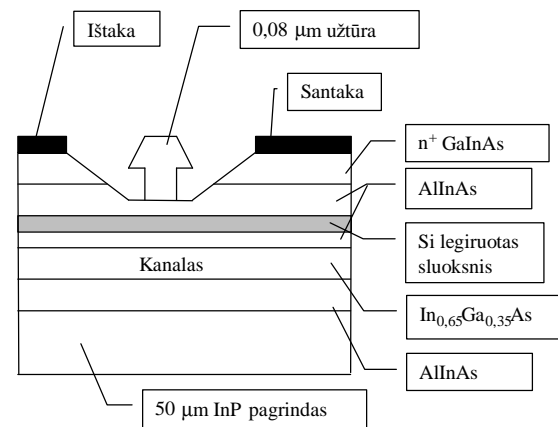
perdavimo charakteristikos statusas, kuris iš dalies lemia ir didelę veikimo spartą, nes pagal (9.20)  $f_T \sim g_m$ . Literatūros duomenimis, didelio elektronų judrumo lauko tranzistorių perdavimo charakteristikos statusas ir dažniniai parametrai 1,25–1,4 karto geresni nei atitinkami metalo-puslaidininkio lauko tranzistorių parametrai.

Nors didelio elektronų judrumo lauko tranzistoriai, kuriuose naudojami AlGaAs-GaAs

Tobulinant silicio technologijas ir silicio lauko tranzistorius, sukurta Si-SiGe heterostruktūrinių lauko tranzistorių. Paskelbta, kad panaudojus T pavidalo užtūrą, kurios ilgis –  $0,18 \mu\text{m}$ , Si-SiGe heterostruktūrinio tranzistoriaus dažnis  $f_{\text{max}}$  siekė virš 80 GHz.

Geriausiomis dažninėmis savybėmis pasižymi heterostruktūriniai lauko tranzistoriai, sudaromi ant InP pagrindo. Jiems naudojama GaInAs-AlInAs heterosandūra. Kanalo vaidmenį atlieka GaInAs sluoksnis, kuriame elektronų judrumas labai didelis – apie  $10\,000 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ .

Integrinio GaInAs-AlInAs tranzistoriaus su įtempta kristaline gardele sandara atvaizduota 12.20 paveiksle. Siekiant, kad jungiamosiose linijose nesusižadintų aukštesnio tipo bangos, panaudotas plonas ( $50 \mu\text{m}$  storio) InP pagrindas. Siekiant sumažinti kontaktų varžas, ištakos ir santakos elektrodams panaudoti Ni/Au-Ge/Ag/Au sluoksniai. Kanalui panaudotas 20 nm storio  $\text{In}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}$  sluoksnis. Tranzistoriai, kurių užtūros ilgis 80 nm, leido sukurti 2 pakopų mažais triukšmais pasižymintį mikrobangų stiprintuvą, kurio stiprinimas 7,2 dB, kai dažnis 190 GHz. Tranzistoriai, kurių užtūros



12.20 pav. InGaAs-InAlAs-InP lauko tranzistoriaus darinys



## 12. Mikrobangų puslaidininkiniai įtaisai

ilgis yra 0,15 μm, leido gauti 427 mW išėjimo galią, kai dažnis – 95 GHz.

Taigi yra sukurta daug mikrobangų tranzistorių atmainų. Jų savybės ir taikymo sritys skiriasi. Žinios apie įvairių tranzistorių tinkamumą ryšių paskirties aparatūrai pateiktos 12.1–12.3 lentelėse

12.1 lentelė. Įvairių technologijų tinkamumas korinio ryšio telefonų tiesinių galios stiprintuvų mikrograndynams

Technologija	Žema maitinimo įtampa	Tiesiškumas	Naudingumo koeficientas	Vienas maitinimo šaltinis	Ramybės srovė
GaAs MESFET	~	TM	>	TM	TM
GaAs HBT	>	~	~	~	~
GaAs HEMT	~	TM	>	TM	TM
SiGe HBT	~	>	>	~	~
InP SHBT	~	~	~	~	~
InP DHBT	~	~	~	~	~
InP HEMT	~	TM	>	TM	TM

Tinkamumo įvertinimas: ~ puikiai > vidutiniškai TM prastai

Santrumpos:

MESFET (*metal-semiconductor FET*) – metalo-puslaidininkio lauko tranzistorius

HBT (*heterojunction bipolar transistor*) – heterostrukūrinis dvipolis tranzistorius

HEMT (*high electron mobility transistor*) – heterostrukūrinis lauko tranzistorius su kanalu, kuriame didelis elektronų judrumas

SHBT (*single HBT*) – heterostrukūrinis dvipolis tranzistorius su viena heterosandūra

DHBT (*double HBT*) – heterostrukūrinis dvipolis tranzistorius su dviem heterosandūromis

## 12. Mikrobangų puslaidininkiniai įtaisai

12.2 lentelė. Įvairių technologijų tinkamumas tiesinių mikrobangų galios stiprintuvų mikrograndynams, skirtiems palydovinio ryšio ir duomenų perdavimo sistemoms

Technologija	$f_T, f_{\max}$	Tiesiškumas	Pramušimo įtampa
GaAs MESFET	TM	TM	>
GaAs HBT	TM	~	~
GaAs HEMT	~	TM	>
SiGe HBT	>	>	TM
InP SHBT	~	~	>
InP DHBT	~	~	~
InP HEMT	~	TM	TM

12.3 lentelė. Įvairių technologijų tinkamumas optoelektroniams integriniams grandynams (IG), skirtiems optinio ryšio aparatūrai, kai informacijos perdavimo greitis per 20 Gb/s

Technologija	Imtuvų IG	Moduliatorių valdymo IG
GaAs MESFET	TM	>
GaAs HBT	~	~
GaAs HEMT	>	>
SiGe HBT	>	TM
InP SHBT	~	>
InP DHBT	>	~
InP HEMT	~	TM

### 12.4.4. Kiti tranzistoriai

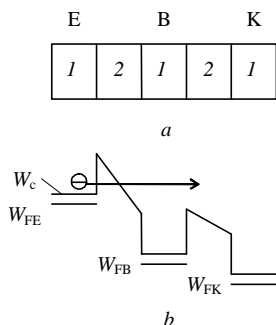
Greta aptartų tranzistorių veikimo spartos didinimo būdų yra pasiūlyta daug kitų tranzistorių tobulinimo idėjų. Tranzistoriuose panaudojami karštieji elektronai, balistinis elektronų lėkis, kvantiniai reiškiniai. Bent trumpai aptarkime balistinių, analoginių tranzistorių principus ir kvantinių reiškinų taikymą.

Krūvininkų vidutinė kinetinė energija puslaidininkyje, kaip žinome, priklauso nuo temperatūros:  $W_k = 3kT/2$ . Taigi krūvininkų vidutinės kinetinės energijos padidėjimą galima interpretuoti kaip jų temperatūros padidėjimą. Stiprūs elektriniai laukai ir karštieji elektronai naudojami praktiškai visuose didelės veikimo spartos tranzistoriuose. Dabar aptarkime karštųjų elektronų tranzistorius, kurių veikimą lemia karštųjų elektronų injekcija. Šie tranzistoriai vadinami balistiniais elektroniniais tranzistoriais (angl. – BET – *Ballistic Electron Transistor*). Balistiniai tranzistoriai, panašiai kaip dvipoliai tranzistoriai, sudaryti iš emiterio, bazės ir kolektoriaus. Juose iš emiterio į bazę injektuojami elektronai, kurių pradinis greitis didelis. Tada elektronai įveikia bazę iš inercijos – panaudojamas stipraus elektrinio lauko pagreitinėtų elektronų balistinis lėkis. Didelį pradinį greitį elektronai įgyja pereidami per potencialo barjerą emiterio sandūroje. Per balistinį tranzistorių tekančią srovę valdo bazės įtampa.

Nors balistiniai ir dvipoliai tranzistoriai, paviršutiniškai nagrinėjant, kai kuo panašūs, jie turi iš esmės skirtingų bruožų. Bene

svarbiausia tai, kad balistiniai tranzistoriai yra vienpoliai – visos balistinio tranzistoriaus sritys yra to paties laidumo tipo. Ši aplinkybė leidžia panaudoti judresnius krūvininkus ir išvengti šaltinių krūvininkų kaupimo. Be to, balistiniuose tranzistoriuose į bazę injektuojami didelės energijos krūvininkai.

Kaip pavyzdys 12.21 paveikslas, *a*, atvaizduotas heterostruktūrinio balistinio tranzistoriaus su tuneliniu emiteriu darinys. 12.21 paveikslas, *b*, vaizduoja tranzistoriaus energijos lygmenų diagramos laidumo juostos dugną, kai bazės ir kolektoriaus įtampas yra teigiamos emiterio atžvil-



12.21 pav. Heterosandūrinio balistinio tranzistoriaus su tuneliniu emiteriu sandara (*a*) ir energijos lygmenų diagrama (*b*): 1 – n GaAs sluoksnis, 2 – GaAlAs sluoksnis

giu ir kolektoriaus įtampa didesnė nei bazės.

Didėjant bazės įtampai, plonėja srityje tarp emiterio ir bazės sudarytas trikampis potencialo barjeras. Plonėjant barjerui, stiprėja per jį tekanti tunelinė srovė. Injektuoti į bazę elektronai po balistinio lėkio pasiekia kolektorių. Jei injektuotų elektronų sklaida bazėje maža, bazės srovė yra silpna.

Ploną bazę elektronai gali įveikti per keletą pikosekundės dalių ir ši aplinkybė lemia didelę potencialią balistinių tranzistorių veikimo spartą. Jeigu bazė būtų 50 nm storio, tai, taikydami formules  $t_B = D_B / v_{E\max}$  ir  $f_T = 1 / 2\pi t_B$ , gautume, kad balistinio tranzistoriaus su GaAs baze vienetinio srovės stiprinimo dažnis  $f_T$  siektų 3 THz.

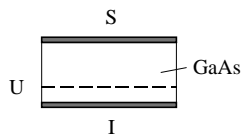
Literatūroje aprašyta daug balistinių elektroninių tranzistorių atmainų. Išsamesnes žinias apie šiuos tranzistorius skaitytojas ras specialiojoje literatūroje. Pagal veikimo principą balistinių tranzistorių grupei galima priskirti ir MOMOM (metalas-oksidas-metalas-oksidas-metalas) struktūros tranzistorius.

Mokslinėje spaudoje pranešta, kad NEC laboratorijos sukūrė MOP tranzistorių, kurio užtūros plotis – tik 8 nm. Jis pavadintas HET (*hot electron transistor*) – karštųjų elektronų tranzistoriumi. Turint tokius tranzistorius būtų įmanoma gaminti 10 terabitų talpos puslaidininkines atmintines.

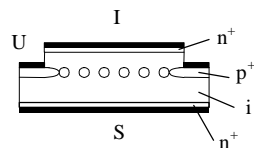
Reikšmingi karštųjų krūvininkų tyrimai atliekami ir Lietuvoje. Jie buvo pradėti Puslaidininkų fizikos institute. Čia padarytas atradimas "Elektrovaros jėgos ir elektrinio laidumo asimetrijos susidarymo reiškinys vienalyčiame izotropiniame puslaidininkyje" Jo autoriai – S. Ašmontas, J. Požėla ir K. Repšas. Išsamių žinių apie karštųjų elektronų tyrimus, taikymą ir karštųjų elektronų tranzistorius galima rasti akademiko J. Požėlos monografijose ir kituose Puslaidininkų fizikos instituto mokslininkų darbuose. Karštųjų elektronų sąlygotus reiškinis tiria ir Vilniaus universiteto mokslininkai.

Atskirą mikrobangų tranzistorių grupę sudaro analoginiai tranzistoriai.

Analoginis tranzistorius yra vertikalaus tipo lauko tranzistorius (12.22 pav.). Jo užtūra yra puslaidininkyje sudaryto tinklelio pavidalo. Galima laikyti, kad analoginis tranzistorius yra vakuuminio triodo



12.22 pav. Analoginio tranzistoriaus sandaros schema



12.23 pav. Analoginis tranzistorius su puslaidininkiniu tinkleliu

analogas. Vakuuminio triodo elektrodai – katodas, tinklelis ir anodas – yra vakuume. Tarp analoginio tranzistoriaus ištakos, užtūros ir santakos yra puslaidininkis. Didelę potencialią analoginio tranzistoriaus veikimo spartą lemia nedidelė elektronų lėkio tarp ištakos ir santakos trukmė.

Analoginio tranzistoriaus idėja buvo pasiūlyta dar 1950 metais, tačiau jos gana ilgai nepavyko realizuoti – buvo sudėtinga puslaidininkyje sudaryti tinklelį. Įveikus technologinius sunkumus, buvo sukurti analoginiai tranzistoriai su puslaidininkiniais ir metaliniais tinkleliais.

Analoginio tranzistoriaus su puslaidininkiniu tinkleliu sandara atvaizduota 12.23 paveiksle. Tranzistorius yra  $n^+in^+$  struktūros. Tinklelis yra  $p^+$  puslaidininkio juostelių pavidalo. Tokį tranzistorių galima nagrinėti kaip keletą lygiagrečiai sujungtų lauko tranzistorių.

Kadangi tarp tranzistoriaus ištakos ir santakos sričių yra grynasis puslaidininkis, potencialas tranzistoriuje yra pasiskirstęs kaip dielektrike. Todėl toks tranzistorius dar vadinamas statinės indukcijos tranzistoriumi (angl. – SIT – *static induction transistor*).

Analoginio tranzistoriaus užtūra labai trumpa. Tarpas tarp ištakos ir santakos gali būti nedidelis. Todėl tranzistoriaus potenciali veikimo sparta gali būti didelė, literatūros duomenimis dažnis  $f_T$  gali būti kelių šimtų megahercų eilės. Elementarieji tranzistoriai analoginiuose tranzistoriuose sujungti lygiagrečiai, todėl analoginiai tranzistoriai gali

būti taikomi kaip galingi jungikliai arba galingi mikrobangų diapazono tranzistoriai.

Užbaigiant mikrobangų tranzistorių aptarimą dar svarbu paminėti, kad mažėjant tranzistorių matmenims, pradeda reikštis kvantiniai efektai. Kvantinių reiškinių pažinimas leidžia juos taikyti kuriant naujų savybių įtaisus.

#### 12.4.5. Kiti mikrobangų integrinių grandynų elementai

Didėjant dažniui ir trumpėjant bangai, kinta reikalavimai grandinių elementams. Mikrobangų diapazone atsiranda naujų integracijos galimybių. Milimetrinių bangų diapazono rezonatorių ir filtrų elementų matmenys yra maži, todėl tampa įmanoma mikrogandynuose realizuoti ne tik tradicinius jų elementus, bet ir induktyvumo elementus, linijas ir net antenas. Greta planariosios technologijos vystoma trimatė integracija. Dar svarbu pastebėti, kad taikant puslaidininkines technologijas pastaruoju metu buvo sukurti ir pradėti taikyti mikrobangų įtaisuose, optinėse sistemose ir kitose srityse nauji elementai – silicio mikromechanikos įtaisai (angl. MEMS – *microelectromechanical system*). Mikrobangų integriniuose grandynuose jie gali atlikti mažų aukštos kokybės rezonatorių ir filtrų funkcijas.

### 12.5. Mikrobangų puslaidininkinių įtaisų efektyvumas

Puslaidininkiniai įtaisai jau taikomi dažnių diapazone iki 300 GHz ir optiniame diapazone. Pasaulyje daug dirbama toliau tobulinant mikrobangų puslaidininkinius įtaisus – kol kas nėra efektyvių puslaidininkinių įtaisų dažnių diapazonui nuo 300 GHz (bangos ilgis – 1 mm) iki 10 TGz (33  $\mu\text{m}$ ). Įsisavinus šį “terahercinį plyšį” telekomunikacijoms ir kitiems taikymams atsivertų didžiuliai dažnių resursai.

Tobulinant mikrobangų puslaidininkinius įtaisus, kaip jau buvo akcentuota, daug dėmesio skiriama šių įtaisų galios didinimui. Nors

sukurama vis galingesnių įtaisų, galimybės didinti galią yra ribotos dėl kelių principinių priežasčių.

Puslaidininkyje krūvininkai juda kristalinėje gardelėje. Susidurdami su gardelės defektais, krūvininkai netenka energijos, kuri virsta šiluma. Dėl šios priežasties puslaidininkinių įtaisų naudingumo koeficientas yra ribotas (geriausių įtaisų – iki 50 %). Šiuo požiūriu daug pranašesni yra mikrobangų vakuuminiai elektroniniai prietaisai (klistronai, magnetronai, bėgančiosios ir atbulinės bangos lempos), kuriuose vakuume judančių elektronų energija efektyviai transformuojama į mikrobangų virpesių energiją.

Didėjant galiai, naudingumo koeficiento didinimo problema tampa vis aštresnė ne tik energijos vartojimo ir taupymo požiūriu. Svarbu, kad įtaise išsiskirtų mažiau šilumos, nes ją reikia atiduoti aplinkai. Taigi, kuriant galingus puslaidininkinius įtaisy, tenka spręsti sunkumus, kylančius ne tik dėl to, kad dėl mažesnio naudingumo koeficiento suvartojama daugiau energijos ir įtaise išsiskiria daugiau šilumos, bet ir dėl to, kad puslaidininkinių įtaisų aušinimo klausimai sudėtingesni – jų elementų leidžiamasis perkaitimas yra daug mažesnis nei leidžiamasis vakuuminių elektroninių prietaisų perkaitimas. Siekiant padidinti leidžiamąjį perkaitimą, įsisavinamos medžiagos, pasižyminčios plačia draudžiamąja juosta. Perspektyviomis medžiagomis didelės galios mikrobangų puslaidininkiniams įtaisams laikomi junginiai SiC ir GaN. Silicio karbido draudžiamosios juostos plotis – 3,2 eV, šiluminis laidumas apie 3 kartus didesnis nei silicio ir apie 10 kartų didesnis nei galio arsenido, tačiau elektronų judrumas silicio karbide nedidelis – apie  $300\text{--}500\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ . Galio nitrido draudžiamosios juostos plotis – 3,4 eV. Elektronų judrumas AlGaIn-GaN dariniuose didesnis – apie  $1500\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ .

Taigi puslaidininkinių įtaisų veikimo spartą ir naudingumo koeficientą riboja tai, kad krūvininkai juda susidurdami su gardelės defektais. Dėl susidūrimų su gardele maksimalus krūvininkų dreifo greitis puslaidininkiuose yra tik apie  $10^5\text{ m/s}$ . Vakuume elektronų greitis gali būti artimas šviesos greičiui –  $10^8\text{ m/s}$ . Todėl fizikai ir greitaveikių elektroninių įtaisų kūrėjai vėl atsigręžia į vakuumą, kaip

elektronų judėjimo terpę. Taigi, perėmusi pažangiausias mikroelektronikos technologijas, gali atgimti vakuuminė elektronika.

Taikant mikroelektronikos technologijas jau beveik išspręstas svarbus klausimas – sukurti kristaliniai šaltieji katodai. Jau yra sukurta mikrominiatiūrinių klistronų, bėgančiosios ir atbulinės bangos lempų. Labai svarbu, kad, sumažinus tradicinių mikrobangų elektroninių prietaisų matmenis, pavyksta padidinti jų darbo dažnį. Taigi vakuuminė mikroelektronika kartu sprendžia aukštesnių dažnių įsisavinimo uždavinį. Vakuuminės mikroelektronikos įtaisai būtų atsparūs radiacijai, galėtų veikti daug platesniame temperatūrų diapazone. Ar XXI amžiuje bus vakuuminės elektronikos renesansas, parodys ateitis.

## 12.6. Išvados

1. Šiuolaikinės puslaidininkinės technologijos leidžia pagaminti didelės veikimo spartos puslaidininkinius įtaisy (specialius mikrobangų diodus, tranzistorius, integruos grandynus), kurie panaudojami dažnių diapazone net iki 300 GHz.
2. Gano diodams panaudojami dvislėniai puslaidininkiai. Gano diodų veikimas pagrįstas tuo, kad greitinami stipraus elektrinio lauko elektronai pradeda kilti į aukštesnį laidumo juostos slėnį, kuriame jų judrumas mažesnis ir diode susikuria elektrinis domenas. Domenams periodiškai atsirandant, judant ir nykstant pasiekus anodą, gaunami elektriniai virpesiai. Galima ir kita, efektyvesnė – riboto erdvinio krūvio kaupimo – Gano diodų veikseną.
3. Griūtiniuose-lėkio dioduose mikrobangų virpesiams generuoti panaudojamas griūtinis krūvininkų dauginimasis nuskurdintajame pn sandūros sluoksnyje, veikiant atgalinei įtampai. Griūtinio krūvininkų dauginimosi inertiškumas ir laikas, reikalingas, kad krūvininkai įveiktų nuskurdintąjį sluoksnį, lemia, kad per griūtinį-lėkio diodą tekanti aukšto dažnio srovė atsilieka nuo įtampos, ir dėl to mikrobangų diapazone gaunama neigiama griūtinio-lėkio

- diodo diferencialinė varža. Greta paprastų griūtinių-lėkio (IMPATT) diodų panaudojami griūtiniai-lėkio pagautosios plazmos (TRAPATT) diodai, kuriems būdingas didesnis naudingumo koeficientas.
4. Tranzistorių dažnines savybes lemia laikas, per kurį krūvininkai įveikia tranzistorių. Siekiant šį laiką sumažinti, tenka mažinti įtaisų matmenis. Kai matmenys maži, tranzistorių galia yra ribota. Todėl, kuo didesnė tranzistorių veikimo sparta, tuo mažesnė jų galia.
  5. Tranzistorių matmenis įmanoma mažinti tik iki tam tikrų ribų – jas lemia technologinės galimybės ir fizikinės priežastys.
  6. Kai matmenys riboti, vėlinimo laiką tranzistoriuje galima sumažinti didinant krūvininkų greitį. Tačiau ne tik krūvininkų judrumas, bet ir jų maksimalus greitis yra ribotas ir priklauso nuo puslaidininkio medžiagos. Silicis – ne pati tinkamiausia mikrobangų tranzistorių medžiaga. Geresnės medžiagos – galio arsenidas ir indžio fosfidas.
  7. Gana didelės mikrobangų tranzistorių tobulinimo galimybės atsiveria taikant heterosandūras. Tranzistoriuose taikomos GaAs-AlGaAs, Si-Ge heterosandūros. Prognozuojama, kad naujos kartos telekomunikacinėje aparaturoje bus naudojami heterosandūriniai tranzistoriai, gaminami taikant InP technologiją.
  8. Taikant heterosandūras ir varizoninius puslaidininkius dvipoliuose tranzistoriuose, pavyksta padidinti emiterio efektyvumą, sumažinti bazės varžą, padidinti krūvininkų greitį bazėje.
  9. Siekiant padidinti lauko tranzistorių veikimo spartą, jų kanalams naudojami heterodariniai, leidžiantieji gauti didesnę krūvininkų koncentraciją ir didesnę krūvininkų judrumą kanale. Tokie lauko tranzistoriai vadinami didelio elektronų judrumo tranzistoriais.
  10. Perspektyviais mikrobangų tranzistoriais laikomi karštųjų elektronų tranzistoriai, balistiniai elektroniniai tranzistoriai ir labai mažų matmenų tranzistoriai, kuriuose panaudojami kvantiniai reiškiniai.
  11. Mikrobangų puslaidininkinių įtaisų naudingumo koeficientas yra mažesnis nei vakuuminių elektroninių prietaisų. Tai lemia

principinės priežastys – krūvininkų judėjimo kietuosiuose kūnuose ypatumai. Santykinai nedidelis naudingumo koeficientas ir nedidelis leidžiamasis puslaidininkio perkaitimas lemia ribotą puslaidininkinių įtaisų galia.

### 12.7. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Apibūdinkite mikrobangų diapazono komponentų raidą.
2. Apibūdinkite Gano diodų sandarą. Iš kokių puslaidininkinių jie gaminami?
3. Paaiškinkite Gano diodo veikimą. Kas lemia generuojamų virpesių dažnį?
4. Kaip Gano diode sudaromos riboto krūvio kaupimo sąlygos?
5. Kas yra griūtiniai lėkio diodai?
6. Kokiomis sąlygomis pasireiškia griūtinio-lėkio diodo neigiama diferencialinė varža?
7. Kas būdinga griūtiniam lėkio pagautosios plazmos (TRAPATT) diodams?
8. Kas lemia tranzistoriaus emiterio efektyvumą? Kodėl ir kaip jis priklauso nuo dažnio?
9. Nuo ko priklauso tranzistoriaus krūvininkų pernašos per bazę koeficientas? Kodėl ir kaip jis priklauso nuo dažnio?
10. Apibūdinkite dreifinių tranzistorių privalumus.
11. Kokie veiksniai lemia dvipolio tranzistoriaus dažnines savybes ir veikimo spartą? Kurie iš jų svarbiausi?
12. Apibūdinkite dvipolio tranzistoriaus dažninių savybių priklausomybę nuo konstrukcijos.
13. Kokie reiškiniai lemia lauko tranzistorių dažnines savybes?
14. Apibūdinkite tranzistorių dažninių savybių ir galios sąryšį.
15. Kokie tranzistorių parametrai lemia loginių grandinių veikimo spartą?
16. Apibūdinkite technologines ir fizikines tranzistorių veikimo spartos didinimo galimybes.
17. Kokie puslaidininkinių parametrai lemia jų tinkamumą mikrobangų tranzistoriams?
18. Kas riboja krūvininkų judrumą ir maksimalų krūvininkų greitį puslaidininkiuose?
19. Kokiomis sąlygomis galimas krūvininkų dreifo greičio blyksnis?

## 12. Mikrobangų puslaidininkiniai įtaisai

---

20. Aptarkite potencines homostruktūrinių dvipolių ir lauko tranzistorių veikimo spartos didinimo galimybes.
21. Kokios heterosandūrų savybės leidžia pagerinti dvipolių tranzistorių parametrus?
22. Aptarkite heterosandūrų taikymą, tobulinant lauko tranzistorius.
23. Apibūdinkite didelio elektronų judrumo tranzistorių sandarą, veikimą ir savybes.
24. Kas yra karštųjų elektronų tranzistoriai?
25. Aptarkite analoginių tranzistorių sandarą, veikimą ir savybes.
26. Apibūdinkite milimetrinio diapazono integrinių grandynų ypatumus.
27. Aptarkite tranzistorių naudingumo koeficientą ir ribotos galios priežastis.

### 13. AKUSTINĖS ELEKTRONIKOS ĮTAISAI

Didėjant integrinių grandynų integracijos laipsniui, mažėja elektroninės aparatūros masė, tūris, savikaina, didėja patikimumas, plečiasi funkcinės galimybės. Kita vertus, integriniuose grandynuose dažniausiai realizuojami tik tranzistoriai, diodai, rezistoriai ir nedidelės talpos kondensatoriai.

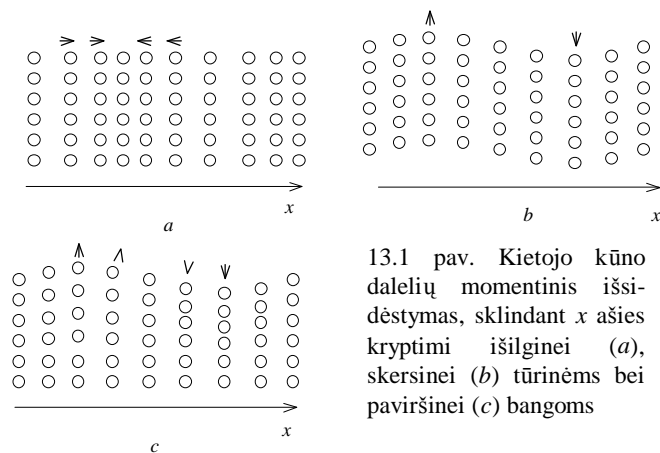
Po to, kai buvo sukurti integriniai grandynai, iškilo filtrų, vėlinimo linijų ir kitų komponentų, kuriems reikalingi induktyvumo elementai, miniatiūrizavimo problema. Sprendžiant šią problemą, buvo tobulinami aktyvieji filtrai, komutuojamos talpos filtrai, diegiami skaitmeniniai informacijos apdorojimo būdai. Be to, virpesių filtravimui ir vėlinimui buvo pradėtos taikyti paviršinės akustinės bangos ir susiformavo nauja funkcinės elektronikos kryptis – akusto elektronika.

Šiame skyriuje aptarsime, bendrąsias akustinių bangų savybes, atskleisime, kodėl jos patraukė elektronikos komponentų kūrėjų dėmesį ir apžvelgsime tūrinių ir paviršinių akustinių bangų įtaisų sandarą, veikimą, savybes ir taikymus.

#### 13.1. Akustiniai virpesiai ir bangos

Akustinė (garso) banga yra sklindantis tamprios medžiagos dalelių virpesys. Akustinių virpesių dažnių diapazonas – nuo herco dalių iki  $10^{13}$  Hz. Akustoelektroniniuose įtaisuose dažniausiai panaudojami ultragarsiniai ( $2 \cdot 10^4$ – $10^9$  Hz) ir hipergarsiniai ( $10^9$ – $10^{13}$  Hz) virpesiai.

Begalinių matmenų kietajame kūne, kaip žinome, gali skliti išilginės ir skersinės tūrinės bangos. Sklindant išilginei bangai, kietojo kūno dalelės virpa apie pusiausvirąsias padėtis kryptimi, sutampančia su bangos sklidimo kryptimi (13.1 pav., *a*), sklindant skersinei bangai, – kryptimi, statmena bangos sklidimo kryptčiai (13.1 pav., *b*).



13.1 pav. Kietojo kūno dalelių momentinis išsidėstymas, sklindant  $x$  ašies kryptimi išilginei (a), skersinei (b) tūrinėms bei paviršinei (c) bangoms

Kietojo kūno paviršiniu sluoksniu gali sklisti paviršinės bangos. Tada virpa tik paviršinio sluoksnio, kurio storis apytikriai lygus bangos ilgiui, dalelės (13.1 pav., c). Beje, paviršinės bangos taip pat būna kelių tipų. Dažniausiai panaudojamos vertikaliosios poliarizacijos Reilėjaus (*J. W. Rayleigh*) paviršinės bangos, kurias dar XIX amžiuje, tyrinėdamas Žemės drebėjimus, aptiko lordas Reilėjus. Sklindant šioms bangoms, paviršinio sluoksnio dalelės juda elipsinėmis trajektorijomis. Didžioji elipsės ašis statmena paviršiui, mažoji – lygiagreti bangos sklaidimo kryptčiai.

Siekdami išsiaiškinti akustinių bangų savybes, lėmusias akustoelektroninių komponentų kūrimą, panagrinėkime išilginius virpesius vienalyčiame strype (13.2 pav.).

Imkime strypo elementą  $dx$ . Jo masė

$$dm = rS dx; \quad (13.1)$$

čia  $S$  – skerspjūvio plotas;  $r$  – strypo medžiagos tankis.

Strypo dalelėms virpant, atsiranda tamprumo jėga  $F$ , kurios modulis proporcingas poslinkiui  $s$ . Jėga  $F$  priklauso nuo koordinatės  $x$ . Jos pokytis elemente  $dx$  apytikriai lygus

$$dF = \frac{\partial F}{\partial x} dx. \quad (13.2)$$

Jėga  $dF$  suteikia strypo elementui  $dx$  pagreitį

$$a = \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{dF}{dm} = \frac{1}{rS} \frac{\partial F}{\partial x}. \quad (13.3)$$

Strypo elemento  $dx$  pailgėjimas, veikiant jėgai  $F$ , pagal Huko (*Hooke*) dėsnį išreiškiamas formule:

$$\frac{ds}{dx} = \frac{F}{ES}; \quad (13.4)$$

čia  $E$  – tamprumo modulis.

Pagal (13.4)

$$\frac{\partial F}{\partial x} = ES \frac{\partial^2 s}{\partial x^2}. \quad (13.5)$$

Įrašę (13.5) į (13.3), gauname banginę lygtį

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{E}{r} \frac{\partial^2 s}{\partial x^2}. \quad (13.6)$$

Jos sprendinys išreiškiamas formule:

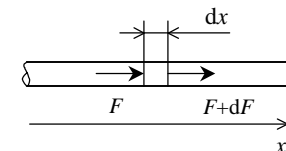
$$s(x, t) = A \exp[j\omega(t - x/v)] + B \exp[j\omega(t + x/v)]; \quad (13.7)$$

čia  $A$  ir  $B$  – integravimo konstantos,  $v$  – išilginių virpesių sklaidimo greitis, išreiškiamas formule:

$$v = \sqrt{E/r}. \quad (13.8)$$

Atsižvelgdami į tai, kad santykis  $F/S$  reiškia mechaninį įtempimą  $s$ , formulę (13.4) galime taip perrašyti:

$$\underline{s} = E \frac{\partial s}{\partial x}. \quad (13.9)$$



13.2 pav. Strypas – garsolaidis



Tuomet pagal (13.9) ir (13.7) formules

$$\underline{s}(x, t) = j \frac{W}{v} E (-\underline{A} \exp[j\omega(t - x/v)] + \underline{B} \exp[j\omega(t + x/v)]). \quad (13.10)$$

Greitis  $v$  esti apie  $10^5$  karto mažesnis už elektromagnetinių bangų sklaidimo greitį. Tai leidžia nedidelio ilgio garsolaidžiuose gauti didelį signalų vėlinimo laiką. Be to, dėl nedidelio akustinės bangos sklaidimo greičio akustinės bangos ilgis  $l = v/f$  būna mažas. Pavyzdžiui, jeigu  $v = 5000$  m/s, tai, kai virpesių dažnis  $f = 1$  MHz, akustinės bangos ilgis  $l$  yra tik 5 mm.

Dar svarbu, kad akustinių bangų sklaidimo greitis priklauso nuo bangos tipo. Įrodoma, kad skersinių bangų sklaidimo greitis išreiškiamas formule

$$v_t = \sqrt{G/r}; \quad (13.11)$$

čia  $G = E/(2(1+m))$  – šlyties modulis;  $m$  – Puasono (*Poisson*) koeficientas. Kadangi  $G < E$ , tai  $v_t < v$ .

Paviršinių Reilėjaus bangų greitis  $v_R \cong 0,9v$ .

Gautąsias  $\underline{s}(x, t)$  ir  $\underline{s}(x, t)$  išraiškas galima taikyti ir tada, kai strypo ilgis yra baigtinis.

Sakykime, kad baigtinio ilgio  $l$  strypo kairysis galas yra kietai įtvirtintas, dešinysis galas – laisvas (13.3 pav., *a*). Tada sprendiniai (13.7) ir (13.10) turi tenkinti sąlygas:

$$\underline{s}(0, t) = 0, \quad (13.12)$$

$$\underline{s}(l, t) = 0. \quad (13.13)$$

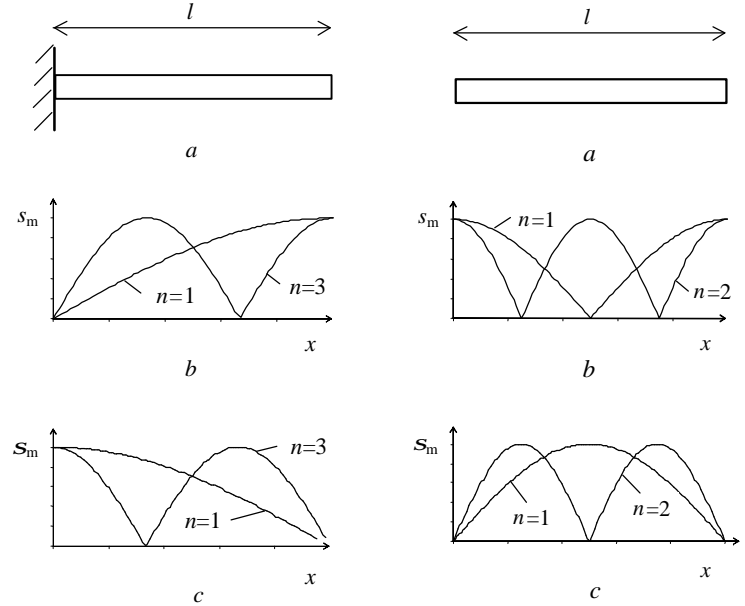
Taikydami (13.12) sąlygą, gauname, kad  $\underline{B} = -\underline{A}$ . Tuomet poslinkių ir įtempimų išraiškos tampa paprastesnės:

$$\underline{s}(x, t) = C \sin \frac{Wx}{v} e^{j\omega t}, \quad (13.14)$$

$$\underline{s}(x, t) = C \frac{W}{v} E \cos \frac{Wx}{v} e^{j\omega t}. \quad (13.15)$$

Jeigu  $C \neq 0$  ir  $\omega \neq 0$ , tai (13.13) sąlyga yra tenkinama, jeigu

$$\cos \frac{Wl}{v} = 0. \quad (13.16)$$



13.3 pav. Viename gale įtvirtinto strypo (*a*) poslinkių amplitudžių (*b*) ir įtempimų amplitudžių (*c*) pasiskirstymai

13.4 pav. Laisvojo strypo (*a*) poslinkių amplitudžių (*b*) ir įtempimų amplitudžių (*c*) pasiskirstymai

ir

$$\frac{Wl}{v} = (2n-1) \frac{\pi}{2}; \quad (13.17)$$

čia  $n$  – sveikasis skaičius ( $n = 1; 2; 3; \dots$ ).

Iš (13.17) formulės galime rasti strypo (13.3 pav., *a*) savųjų virpesių dažnius:

$$f_n = \frac{2n-1}{4} \frac{v}{l} = (2n-1) \frac{1}{4l} \sqrt{\frac{E}{r}}. \quad (13.18)$$

Žemiausias dažnis vadinamas pagrindiniu ir išreiškiamas formule:

$$f_1 = \frac{1}{4l} \sqrt{\frac{E}{r}}. \quad (13.19)$$

Savųjų virpesių dažnius atitinka bangos ilgiai

$$l_n = \frac{4}{2n-1} l. \quad (13.20)$$

Pastarąją išraišką galime taip perrašyti:

$$l = (2n-1) \frac{l_n}{4}. \quad (13.21)$$

Panašiai nagrinėdami laisvąjį strypą (13.4 pav., a), įsitikintume, kad jo savųjų virpesių dažniai išreiškiami formulėmis:

$$f_1 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{r}}, \quad (13.22)$$

$$f_n = n f_1. \quad (13.23)$$

Strypo ilgis su savųjų virpesių bangų ilgiais susietas formule:

$$l = n \frac{l_n}{2}. \quad (13.24)$$

13.3 paveiksle, b, c, atvaizduoti mechaninių poslinkių ir įtempimų amplitudžių pasiskirstymai viename gale įtvirtintame strype, sudaryti remiantis (13.14) ir (13.15) formulėmis. Analogiškai grafikais laisvajam strypui atvaizduoti 13.4 paveiksle, b, c. Iš grafikų matyti, kad, strypams virpant, kai kuriose vietose susidaro bangos mazgai, kuriuose strypo dalelės yra ramybės būsenoje ( $s_m = 0$ ). Mazgų vietose strypus galima tvirtinti. Tada tvirtinimo elementai neslopina strypų virpesių.

Iš baigtinio ilgio strypų virpesių analizės seka, kad gale įtvirtintas strypas, kurio ilgis lygus nelyginiam bangos ketvirčių skaičiui, arba laisvasis strypas, kurio ilgis lygus sveikajam pusbangių skaičiui, yra mechaniniai rezonatoriai. Kadangi akustinių bangų ilgiai kietuosiuose kūnuose esti nedideli ir pagal (13.21) ir (13.24) formules  $l < l_1$ , mechaniniai rezonatoriai yra mažų matmenų. Be to, jie pasižymi aukšta kokybe.

Rezonatoriaus kokybė, kaip žinome, išreiškiama formule

$$Q = \frac{f_r}{DF}; \quad (13.25)$$

čia  $f_r$  – rezonansinis dažnis,  $DF = f'' - f'$ ;  $f'$  ir  $f''$  – dažniai, ties kuriais priverstinių virpesių amplitudė sumažėja  $\sqrt{2}$  karto.

Elektrinių rezonatorių – LC kontūrų – kokybė būna dešimčių, daugiausia – kelių šimtų vienetų eilės. Mechaninių rezonatorių kokybė esti daug didesnė –  $10^3$ – $10^4$ , o kartais net  $10^6$ – $10^7$ .

Pažymėtina, kad kaip tik maži mechaninių rezonatorių gabaritai ir didelė kokybė atkreipė elektrinių filtrų kūrėjų dėmesį ir lėmė mechaninių rezonatorių taikymą elektrinių virpesių filtruose.

Aukštos kokybės rezonatoriams keliama griežti stabilumo reikalavimai. Rezonansinio dažnio stabilumas nusakomas temperatūrinio koeficientu, išreiškiamu formule:

$$a_f = \frac{Df_r}{f_r DT}; \quad (13.26)$$

čia  $Df_r$  – rezonansinio dažnio  $f_r$  pokytis, atitinkantis temperatūros pokytį  $DT$ .

Iš (13.19) ir (13.22) formulių matyti, kad mechaninio rezonatoriaus temperatūrinį stabilumą lemia jo matmenų ir tamprumo modulio stabilumas.

Dar svarbu, kad mechaniniams rezonatoriams būdingas didelis savųjų virpesių ir rezonansinių dažnių skaičius. Viena iš priežasčių matyti iš (13.18) ir (13.23) formulių. Antroji priežastis ta, kad akustinės bangos kietajame kūne gali sklisti keliomis kryptimis. Todėl stačiakampės plokštelės rezonansų sąlygos gali būti tenkinamos pagal ilgį, plotį ir storį. Pagaliau, trečioji priežastis ta, kad ribotų matmenų kietajame kūne gali susižadinti išilginiai, skersiniai, lenkimo, sukimo tūriniai virpesiai ir paviršinės bangos. Kadangi skirtingų bangų sklaidimo greičiai nevienodi, savųjų virpesių ir rezonansiniai dažniai taip pat nevienodi. Kai šie dažniai esti arti vienas kito, kyla sunkumų siekiant, kad susižadintų tik pageidaujamo tipo virpesiai.

Kai kurių savųjų virpesių galima išvengti parenkant rezonatoriaus formą. Tuo galime įsitikinti lygindami, pavyzdžiui, stačiakampės plokštelės ir disko, kurio storis kinta radialine kryptimi, savųjų

virpesių spektrus. Be to, nepageidaujamų rezonansų išvengiama parenkant tinkamą rezonatoriaus žadinimo būdą.

Aptarę svarbiausias akustinių bangų ir mechaninių rezonatorių savybes, apžvelgsime elektronikos įtaisus, kuriuose taikomos tūrinės ir paviršinės akustinės bangos.

### 13.2. Tūrinių akustinių bangų įtaisai

Elektroninėje aparaturoje panaudojami pjezoelektriniai ir magnetostrikciniai rezonatoriai ir keitikliai, elektromechaniniai ir pjezoelektriniai filtrai, ultragarsinės vėlinimo linijos ir kiti tūrinių akustinių bangų įtaisai.

#### 13.2.1. Elektromechaniniai rezonatoriai ir keitikliai

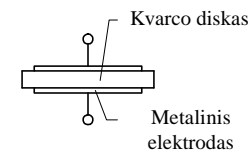
Elektromechaninio rezonatoriaus funkcinė schema atvaizduota 13.5 paveiksle.

Pjezoelektriniuose rezonatoriuose elektriniams virpesiams pakeisti į mechaninius ir mechaniniams virpesiams pakeisti į elektrinius panaudojamas pjezoelektrinis reiškiny, kurį 1880 metais atrado Žakas ir Pjeras Kiuri (*Curie*). Tiesioginis pjezoelektrinis reiškiny (gr. *piezo* – slegiu) pasireiškia tuo, kad, veikiant mechaninei jėgai, pjezoelektrikas poliarizuojasi ir ant jo sudarytuose elektroduose atsiranda elektriniai krūviai, atvirkštinis – tuo, kad elektrinis laukas sukelia pjezoelektriko deformacijas. Pjezoefektas pasireiškia kvarce, pjezokeramikoje ir kitose pjezoelektrinėse medžiagose.



13.5 pav. Elektromechaninio rezonatoriaus funkcinė schema

Imkime kvarco plokštelę, ant kurios sudaryti metaliniai elektrodai (13.6 pav.). Kvarco plokštelėje pasireiškia tiesioginis ir atvirkštinis pjezoefektai ir, be to, ta pati plokštelė yra mechaninis rezonatorius. Todėl įjungta į elektrinę grandinę kvarco plokštelė veikia kaip pjezoelektrinis rezonatorius. Jo ekvivalentinė grandinė atvaizduota 13.7 paveiksle, *a*. Joje  $L$  ir  $C$  – pjezoelektrinio rezonatoriaus ekvivalentiniai elektriniai parametrai. Varža  $r$  įvertina energijos nuostolius rezonatoriuje,  $C_0$  yra statinė talpa tarp rezonatoriaus elektrodų.

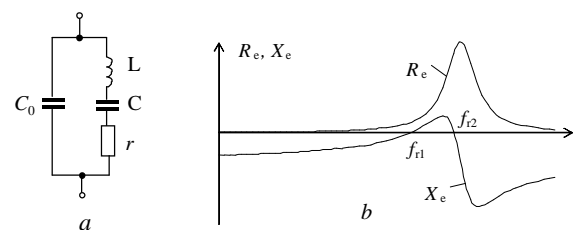


13.6 pav. Pjezoelektrinis rezonatorius

Ekvivalentinis induktyvumas  $L$  yra proporcingas pjezoelektrinio rezonatoriaus tampriai deformacijai, ekvivalentinė talpa – rezonatoriaus masei. Laisvojo stygo (13.5 pav., *a*) ekvivalentinius elektrinius parametrus galima rasti pagal formules:

$$L = \frac{2}{\pi^2} \frac{l}{SE}; \quad (13.27)$$

$$C = \frac{lSr}{2}. \quad (13.28)$$



13.7 pav. Pjezoelektrinio rezonatoriaus ekvivalentinė grandinė (*a*) ir jo pilnutinės varžos aktyviosios ir reaktyviosios dedamųjų priklausomybės nuo dažnio (*b*)

13.7 paveiksle,  $b$ , atvaizduotos pjezoelektrinio rezonatoriaus pilnutinės varžos aktyviosios ir reaktyviosios dedamųjų priklausomybės nuo dažnio. Dažniai

$$f_{r1} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (13.29)$$

ir

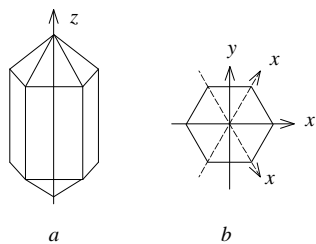
$$f_{r2} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\frac{C_0C}{C_0+C}}} = f_{r1}\sqrt{1+\frac{C}{C_0}} \quad (13.30)$$

yra pjezoelektrinio rezonatoriaus rezonansiniai dažniai. Kadangi talpa  $C$  esti daug mažesnė už statinę talpą  $C_0$ , dažniai  $f_{r1}$  ir  $f_{r2}$  yra labai artimi. Pjezokvarcinių rezonatorių atveju santykis  $(f_{r2} - f_{r1})/f_{r1}$  būna dešimtyjų procento dalių eilės (kai  $C_0/C \geq 125$  tai  $(f_{r2} - f_{r1})/f_{r1} \leq 0,4\%$ ). Svarbu taip pat pastebėti, kad dažnį  $f_{r2}$  galima šiek tiek paderinti įjungus lygiagrečiai pjezoelektriniam rezonatoriui (lygiagrečiai talpai  $C_0$ ) paderinamąjį kondensatorių.

Pjezokvarcinių rezonatorių kokybė labai aukšta –  $10^4$ – $10^7$  vienetų.

Kvarcinės plokštelės pjezoelektriniam rezonatoriui išpjaunamos iš kvarco ( $\text{SiO}_2$ ) kristalų (13.8 pav.). Silicio ir deguonies atomų išsidėstymas kristale lemia, kad kvarco kristalų savybės  $x$ ,  $y$  ir  $z$  ašių kryptimis yra nevienodos – kristalas yra anizotropinis.

Kvarco kristalo  $z$  ašis vadinama pagrindine arba optine ašimi,  $x$  ašis – elektrine,  $y$  ašis – mechanine. Pagaminus iš kvarco kristalo plokštelę, kurios briaunos lygiagrečios ašims, dėl tiesioginio pjezoelekto krūviai



13.8 pav. Supaprastinti kvarco kristalo (a) ir jo pjūvio (b) vaizdai

susidaro plokštelės sienelėse, statmenose  $x$  ašiai, kai veikia jėga  $x$  ašies kryptimi (išilginis tiesioginis pjezoelektas) arba  $y$  ašies kryptimi (skersinis tiesioginis pjezoelektas). Veikiant jėgai  $z$  ašies kryptimi, pjezoelektas nepasireiškia.

Dėl kvarco kristalo anizotropiškumo pjezoelektrinio rezonatoriaus savybės priklauso nuo pjūvio – kvarco plokštelės orientacijos ašį atžvilgiu. Seniau kvarco plokštelės pjaudavo statmenai  $x$  ašiai. Tokio pjūvio plokštelėse stipriausiai pasireiškia pjezoelektas. Dabar dažniausiai naudojami sudėtingesnių pjūvių pjezokvarciniai rezonatoriai, pasižymintys didesniu parametų stabilumu.

Kvarciniai rezonatoriai naudojami dažnių diapazone nuo kelių šimtų hercų iki kelių dešimčių megahercų. Kuo žemesnis dažnis, tuo didesni turi būti rezonatoriaus matmenys. Žemųjų dažnių srityje panaudojami strypelių pavidalo rezonatorių lenkimo virpesiai. Vidutinėje nurodyto dažnių diapazono srityje panaudojami tempimo-gniuždymo, šlyties pagal kontūrą ir kiti virpesiai. Viršutinėje dažnių diapazono dalyje – šlyties pagal storį virpesiai.

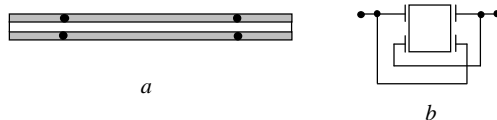
Virpesių pagal storį atveju pjezokvarcinio rezonatoriaus dažnį galima apskaičiuoti pagal formulę:

$$f_r = \frac{1,6...2,8}{s}; \quad (13.31)$$

čia  $f_r$  – rezonansinis dažnis (MHz),  $s$  – plokštelės storis (mm).

Pagal (13.31) formulę 20 MHz pjezokvarcinio rezonatoriaus plokštelės storis turi būti ne didesnis kaip 0,15 mm. Tokia plona plokštelė yra nepakankamai mechaniškai atspari. Todėl, kai dažnis 10–150 MHz, panaudojami aukštesni rezonatorių virpesių tipai ( $n = 3; 5$ ). Tada plokštelė gali būti storesnė:  $s = 3I_a/2$  arba  $s = 5I_a/2$ ; čia  $I_a$  – akustinės bangos ilgis.

Pageidaujamas kvarcinių rezonatorių virpesių tipas gaunamas tinkamai parinkus jų formą, pjūvį ir virpesių žadinimo būdą. Kvarco plokštelės tvirtinimo elementai turi užtikrinti talpos  $C_0$  stabilumą ir neslopinti rezonatoriaus virpesių. Siekiant patenkinti pastarąjį reikalavimą, rezonatoriai tvirtinami nejudamuose mazgų taškuose. Kai naudojami tempimo-gniuždymo arba šlyties pagal kontūrą virpesiai,



13.9 pav. Kvarcinis strypelis su elektrodais (a) ir jo jungimo schema (b)

rezonatoriai kabinami ant stygų, pritvirtintų prie metalizuotų paviršių centrų. Lenkimo virpesiams sužadinti ant kvarco strypelio šonų sudaromos dvi metalo sluoksnių poros (13.9 pav., a). Prie šių sluoksnių mazgų taškuose prijungiamos stygos. Jų jungimo schema atvaizduota 13.9 paveiksle, b. Veikiant išorinei įtampai, tarp vienos elektrodų poros gaunamas išilginis tempimas, tarp kitos – gniuždymas, ir rezonatorius išlinksta.

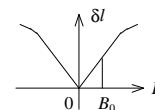
Oras trukdo rezonatorių virpesius. Todėl, siekiant gauti aukštą kokybę, pjezokvarciniai rezonatoriai įmontuojami balionuose, iš kurių ištraukiamas oras. Tačiau tada nuo rezonatoriaus sunkiau pasišalina šiluma. Todėl gaminami ir vakuuminiai, ir hermetizuotieji pjezokvarciniai rezonatoriai.

Aplamai, kaip jau buvo paminėta, pjezoelektriniai rezonatoriai gaminami ne tik iš kvarco, bet ir iš kitų pjezoelektrinių medžiagų. Pjezokeraminiai rezonatoriai gaminami iš pjezokeramikos. Pjezoeftas pjezokeramikoje pasireiškia po to, kai ji gamybos procese poliarizuojama stipriu elektriniu lauku. Pjezokeraminiai rezonatoriai yra pigesni, tačiau daugeliu atveju negali pakeisti pjezokvarcinių rezonatorių dėl žemesnės kokybės ir prastesnio stabilumo.

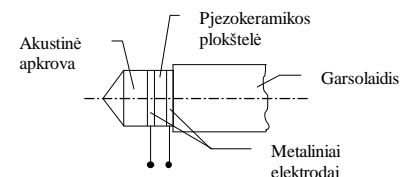
Pjezokeramika gerai tinka ultrgarsinių vėlinimo linijų ir kitų įtaisų pjezoelektriniams keitikliams (13.10 pav.). Veikiant elektriniams virpesiams, pjezoelektrinė plokštelė virpa, ir garsolaidyje susižadina akustinė banga. Analogiškas keitiklis tinka mechaniniams virpesiams pakeisti į elektrinius.

Virpesiams pakeisti taikomas ir magnetostrikcijos (lot. *strictio* – suslėgimas, įtempimas) reiškinys. Jo esmė ta, kad, didėjant magnetinei indukcijai, kinta fero-magnetikų matmenys (13.11 pav.). Magnetostrikcinėmis savybėmis pasižymi geležis, nikelis, feritai ir kitos magnetostrikcinės medžiagos.

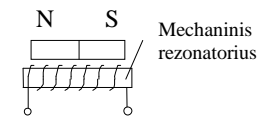
Magnetostrikcinio elektrinių virpesių keitiklio į mechaninius virpesius sandara atvaizduota 13.12 paveiksle. Keitiklio mechaninis rezonatorius gaminamas iš magnetostrikcinės medžiagos. Kadangi koordinatų pradžios aplinkoje magnetostikcinės deformacijos charakteristika (13.11 pav.) yra netiesinė, magnetostrikciniame keitiklyje naudojamas nuolatinis magnetas. Jo sukurtas nuolatinis magnetinis laukas sukuria poslinkio magnetinę indukciją  $B_0$ . Tada išnaudojama tiesinė charakteristikos dalis ir, tekant keitiklio rite kintamajai srovei, mechaninio rezonatoriaus virpesių dažnis yra lygus srovės dažniui. Jeigu nuolatinio pamagnetinimo nebūtų, dėl magnetostrikcinės deformacijos charakteristikos netiesiškumo mechaninio rezonatoriaus virpesių dažnis būtų dvigubai didesnis už srovės dažnį.



13.11 pav. Magnetostrikcinės medžiagos stygo santykinio pailgėjimo priklausomybė nuo magnetinės indukcijos



13.10 pav. Pjezoelektrinis keitiklis



13.12 pav. Magnetostrikcinis keitiklis

Virpant feromagnetinės medžiagos mechaniniam rezonatoriui, dėl deformacijų kinta jo magnetinė skvarba. Tuomet kinta nuolatinio magneto sukurtas magnetinis srautas rezonatoriuje – ritės šerdyje, ir ritėje indukuojama elektrovara. Vadinasi, 13.12 paveikslo keitiklį galima naudoti ir mechaniniams virpesiams keisti į elektrinius virpesius.

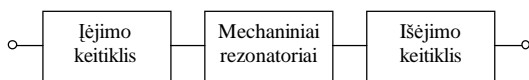
### 13.2.2. Elektromechaniniai ir pjezoelektriniai filtrai

Apžvelgsime elektromechaninių, pjezoelektrinių ir pjezo-mechaninių filtrų sandarą ir veikimą.

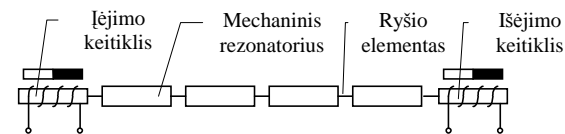
Elektromechaninio filtro struktūrinė schema atvaizduota 13.13 paveiksle. Įėjimo keitiklis elektrinius virpesius pakeičia į mechaninius. Filtro selektyvumą lemia mechaninių rezonatorių sistema. Filtruoti mechaniniai virpesiai patenka į išėjimo keitiklį ir paverčiami filtruotais elektriniais virpesiais.

Mechaninių rezonatorių sistemą sudaro keletas mechaniškai susietų rezonatorių. Nuo rezonatorių skaičiaus, rezonansinių dažnių ir ryšio stiprumo priklauso filtro dažninės charakteristikos. Projektuojant ir modeliuojant elektromechaninius filtrus, jų dažninės charakteristikos skaičiuojamos elektrinių grandinių skaičiavimo metodais, prieš tai pakeitus keitiklius, mechaninius rezonatorius ir ryšio elementus jų ekvivalentinėmis elektrinėmis grandinėmis.

13.14 paveiksle atvaizduotas elektromechaninis filtras, kuriame panaudoti magnetostrikciniai keitikliai. Mechaniniai rezonatoriai susieti vieliniais ryšio elementais. Per juos, pradėjus virpėti įėjimo keitiklio mechaniniam rezonatoriui, susižadina kitų rezonatorių



13.13 pav. Elektromechaninio filtro struktūra

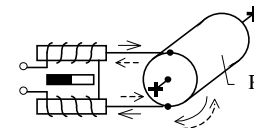


13.14 pav. Elektromechaninis filtras

išilginiai virpesiai.

Žemų dažnių diapazono elektromechaniniuose filtruose panaudojami rezonatorių lenkimo arba sukimo virpesiai. Pageidaujami virpesiai sužadinami parinkus tinkamą rezonatorių tvirtinimo būdą ir ryšio elementų prijungimo vietą.

Pavyzdžiui, sukimo virpesius galima sužadinti naudojant keitiklį, sudarytą iš dviejų magnetostrikcinių keitiklių (13.15 pav.). Magnetostrikcinių keitiklių ritės sujungiamos taip, kad jomis tekanti srovė sukurtų priešingų kryptų magnetinius laukus. Tada, tekant kintamajai srovei, magnetostrikcinių keitiklių mechaninių rezonatorių virpesių fazės yra priešingos – vienam rezonatoriui ilgėjant, kitas trumpėja ir atvirkščiai. Tokie paminėtų rezonatorių virpesiai per ryšio stygas sužadina mechaninio rezonatoriaus sukimo virpesius.

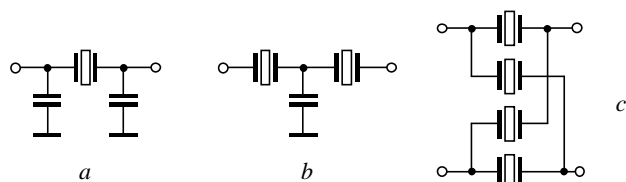


13.15 pav. Mechaninio rezonatoriaus sukimo virpesių žadinimas

Elektromechaniniai filtrai naudojami dažnių diapazone nuo 100 Hz iki 1 MHz. Jie esti kompaktiški ir gali būti didelio selektyvumo.

Pjezoelektriniuose filtruose panaudojami pjezoelektriniai rezonatoriai. Atsižvelgiant į rezonatorių tipą, pjezoelektriniai filtrai skirstomi į pjezokvarcinius ir pjezokeraminius.

Kadangi pjezokvarciniai rezonatoriai esti labai aukštos kokybės ir yra gana brangūs, jų skaičius pjezokvarciniuose filtruose būna nedidelis. Dažnai pjezokvarcinį filtrą sudaro viena ar dvi  $\Pi$ , T arba



13.16 pav. Paprasčiausi pjezokvarciniai filtrai

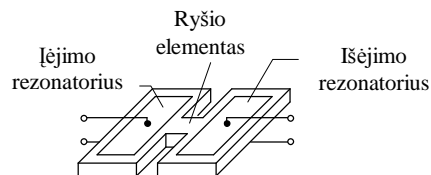
tiltelio pavidalo grandys. Kelios tokių grandžių schemos atvaizduotos 13.16 paveiksle.

Nagrinėjant filtrų elektrines savybes, pjezokvarciniai rezonatoriai pakeičiami ekvivalentinėmis elektrinėmis grandinėmis. Po to taikomi elektrinių grandinių skaičiavimo metodai.

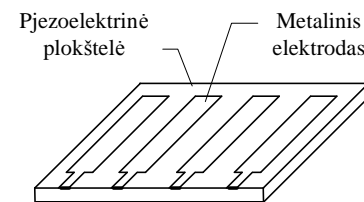
Pjezokeraminiuose filtruose naudojami lengviau pagaminami, tačiau žemesnės kokybės pjezokeraminiai rezonatoriai. Kada rezonatorių kokybė žemesnė, reikiamą filtro selektyvumą pavyksta gauti, esant didesniai rezonatorių skaičiui. Tačiau, nežiūrint to, kad taip gali būti pasiektas didelis selektyvumas, pjezokeraminiai filtrai neprilygsta pjezokvarciniams filtrams pagal temperatūrinį stabilumą ir stabilumą laike.

Pjezomechaniniai filtrai kaip ir pjezoelektriniai sudaryti iš pjezoelektrinių rezonatorių, tačiau ryšys tarp rezonatorių – ne elektrinis, o mechaninis. Paprasčiausio pjezomechaninio filtro sandara atvaizduota 13.17 paveiksle.

Kai elektriniai virpesiai sužadina pirmojo pjezoelektrinio



13.17 pav. Pjezomechaninis filtras



13.18 pav. Monolitinis pjezoelektrinis filtras

rezonatoriaus virpesius, per mechaninio ryšio elementą virpesiai persiduoda antrajam pjezoelektriniam rezonatoriui. Susižadinus antrajam rezonatoriui, filtro išėjime gaunami filtruoti elektriniai virpesiai.

Atskirą pjezomechaninių rezonatorių grupę sudaro monolitiniai pjezoelektriniai filtrai. Monolitinio pjezoelektrinio filtro sandara atvaizduota 13.18 paveiksle. Filtrą sudaro pjezoelektrinės medžiagos plokštelė, ant kurios plonasluoksne technologija sudarytos metalinių elektrodų poros. Šie elektrodai kartu su tarp jų esančia pjezoelektrine medžiaga atlieka pjezoelektrinių rezonatorių vaidmenį. Parenkamas toks rezonatorių storis  $s$ , kad būtų tenkinama sąlyga  $s = n\lambda_a / 2$ . Tarpuose tarp rezonatorių pjezoelektrinė plokštelė atlieka mechaninio ryšio elementų vaidmenį.

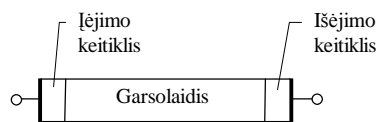
Jeigu monolitiniame pjezoelektriniame filtre yra daugiau nei du pjezoelektriniai rezonatoriai, filtro dažninės savybės priklauso ne tik nuo rezonatorių savybių ir skaičiaus bei mechaninio ryšio tarp rezonatorių stiprumo, bet ir nuo rezonatorių elektrinio jungimo.

Monolitiniai pjezoelektriniai filtrai naudojami dažnių diapazone nuo 2 iki 200 MHz. Jų praleidžiamųjų dažnių juosta sudaro 0,005–5 % nuo centrinio pralaidumo juostos dažnio.

Svarbus monolitinių pjezoelektrinių filtrų privalumas – maži matmenys. Šių filtrų korpusai panašūs į tipinius integrinių grandynų korpusus.

## 13.2.3. Ultragarsinės vėlinimo linijos

Nedidelis akustinių bangų sklaidimo greitis kietuosiuose kūnuose lėmė jų taikymą vėlinimui. Ultragarsinės vėlinimo linijos struktūrinė schema atvaizduota 13.19 paveiksle. Patekę į įėjimo keitiklį elektriniai virpesiai sužadina akustinę bangą, kuri sklinda garso-laidžiu iki išėjimo keitiklio. Pastarajame mechaniniai virpesiai pakeičiami į elektrinius – gaunami suvėlinti elektriniai virpesiai.



13.19 pav. Ultragarsinės vėlinimo linijos sandara

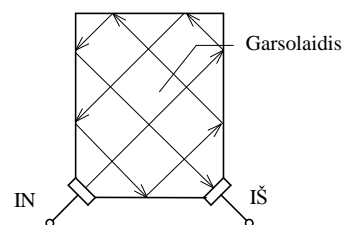
Ultragarsinės vėlinimo linijos vėlinimo trukmė  $t_v = L / v_a$  priklauso nuo

garsolaidžio ilgio  $L$  ir akustinės bangos sklaidimo greičio  $v_a$ . Linijos dažnines savybes ir slopinimą joje lemia keitikliai.

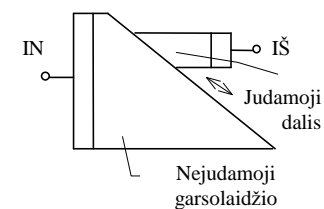
Ultragarsinių vėlinimo linijų garsolaidžiai gaminami iš lydyto kvarco, specialių stiklų, magnio lydinių ir kitų medžiagų, užtikrinančių mažą akustinės bangos slopinimą ir vėlinimo trukmės stabilumą. Virpesių pakeitimui dažniausiai naudojami pjezoelektriniai keitikliai.

Skersinių akustinių bangų sklaidimo greitis yra mažesnis nei išilginių. Todėl, panaudojant skersines bangas, pavyksta gauti reikalingą vėlinimo trukmę trumpesniuose garsolaidžiuose. Nežiūrint to, dešimčių mikrosekundžių ir didesnę vėlinimo trukmę gauti nėra parasta. Pavyzdžiui, norint gauti 1 ms vėlinimo trukmę, reikia 3–5 m ilgio garsolaidžio. Siekiant sumažinti garsolaidžio ir visos ultragarsinės vėlinimo linijos matmenis, panaudojami daugkartiniai akustinės bangos atspindžiai (13.20 pav.).

Tose vietose, kur akustinė banga atsispindi nuo garsolaidžio kraštų, pritvirtinus keitiklius, galima padaryti ultragarsinę vėlinimo liniją su atvadais. Nuosekliai keičiamos vėlinimo trukmės



13.20 pav. Daugkartiniai atspindžiai ultragarsinėje vėlinimo linijoje



13.21 pav. Ultragarsinė reguliuojama vėlinimo linija

ultragarsinės vėlinimo linijos sandara atvaizduota 13.21 paveiksle. Slenkant garsolaidžio judamąją dalį nejudamąja dalimi, kinta atstumas tarp keitiklių ir vėlinimo trukmė.

Ultragarsinės vėlinimo linijos naudojamos dažnių diapazone iki 100 MHz. Jų dažninės amplitudės charakteristikos panašios į juostinių filtrų charakteristikas. Todėl ultragarsinėmis vėlinimo linijomis betarpiškai galima vėlinti radijo impulsus, kurių dažnių spektre nėra žemadažnių dedamųjų. Jeigu reikia vėlinti impulsus ir kitus virpesius, kurių spektre vyrauja žemadažnės dedamosios, tais virpesiais moduluojamas nešlys, kurio dažnis lygus centriniam ultragarsinės vėlinimo linijos dažniui. Tada moduluotas virpesys vėlinamas ultragarsine vėlinimo linija. Po demoduliacijos gaunami virpesiai, kurių forma artima pradinei. Kadangi ultragarsinės vėlinimo linijos santykinis praleidžiamų dažnių juostos plotis yra ribotas, siekiant užtikrinti mažesnius vėlinamų virpesių formos iškraipymus, tenka didinti linijos darbo dažnį.

## 13.1 užduotis

Skersinių akustinių bangų greitis kvarciniame stikle – 3,5 km/s. Kokie būtų orientaciniai 64  $\mu$ s vėlinimo linijos (13.20 pav.) garsolaidžio matmenys? Sprendimas

Bangos kelias tarp keitiklių turi būti  $3,5 \cdot 10^3 \cdot 64 \cdot 10^{-6} = 0,224$  m. Šį kelią sudaro apytikriai 20 elementarių atkarpų. Vienos jų ilgis apie 11 mm. Tada ... apytiksliai garsolaidžio matmenys – 30x40 mm.



### 13.3. Paviršinių akustinių bangų įtaisai

Tūrinių akustinių bangų filtrų ir vėlinimo linijų rezonatorių ir garsolaidžių gamyba gana sudėtinga – reikalingas didelis mechaninio apdorojimo tikslumas. Kadangi rezonatorių ir garsolaidžių matmenys maži, net labai nedidelės absoliutinės jų gamybos paklaidos labai atsiliepia rezonatorių rezonansiniams dažniams arba vėlinimo linijų vėlinimo laikui. Tuo nesunku įsitikinti pažvelgus į rezonansinių dažnių arba vėlinimo trukmės išraiškas. Be to, tūrinių akustinių bangų filtrų ir vėlinimo linijų darbo dažnių diapazonas yra ribotas. Jo viršutinė riba – 100–200 MHz.

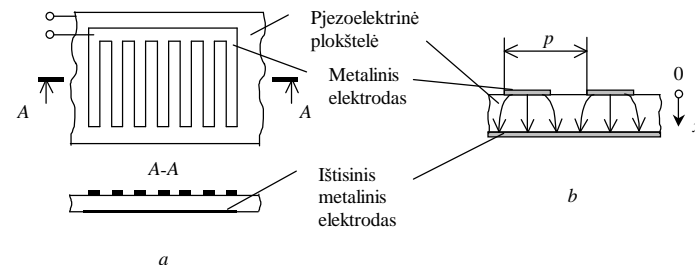
Tobulesni yra paviršinių akustinių bangų filtrai ir vėlinimo linijos. Juos galima gaminti taikant plonasluoksnes technologijas. Be to, jų dažnių diapazono viršutinė riba yra daug aukštesnė – iki keleto gigahercų.

Apžvelgsime paviršinių akustinių bangų keitiklių, rezonatorių, filtrų ir vėlinimo linijų sandarą, veikimą, savybes.

#### 13.3.1. Paviršinių akustinių bangų keitikliai ir rezonatoriai

Pirmuosiuose paviršinių akustinių bangų įtaisuose bangų sužaditimui ir jų pakeitimui į elektrinius virpesius buvo naudojami tūrinių akustinių bangų keitikliai. Kokybiškai naujas paviršinių akustinių bangų įtaisų raidos etapas prasidėjo nuo 1965 metų, kai buvo pasiūlyti ir sukurti planarieji elektrodiniai pjezoelektriniai keitikliai, sudaromi taikant integrinių grandynų technologijas.

Paprasčiausio – vienfazio – paviršinių akustinių bangų keitiklio sandara atvaizduota 13.22 paveiksle, *a*. Veikiant tarp keitiklio elektrodų elektriniam virpesiui, pjezoelektrinės medžiagos plokštelėje susikuria elektrinis laukas. Pjezoelektriko paviršiniame sluoksnyje, ant kurio sudarytas šukų pavidalo metalinis elektrodas, be normalinės elektrinio lauko dedamosios veikia tangentinė dedamoji



13.22 pav. Vienfazis paviršinių akustinių bangų keitiklis (*a*) ir jo fragmentas (*b*)

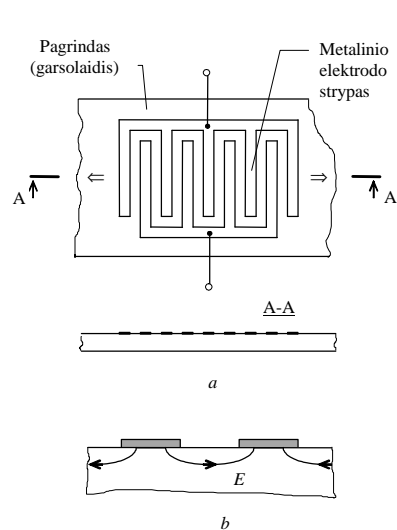
(13.22 pav., *b*), kuri koordinatės  $x$  kryptimi silpnėja. Kaip tik ši dedamoji sužadina paviršinę akustinę bangą.

Elektrinių virpesių pakeitimo į paviršinę akustinę bangą efektyvumas didžiausias, kai virpesių dažnis toks, kad tenkinama akustinio sinchronizmo sąlyga

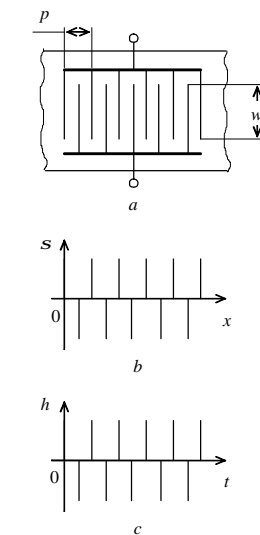
$$I_p = p. \quad (13.32)$$

Jeigu ši sąlyga tenkinama, po vienu keitiklio strypu sužadinta akustinė banga pasiekia sekantį strypą per laiką, lygų elektrinio virpesio periodui. Tada antrojo strypo įtampos sukelti mechaniniai įtempimai ta pačia faze sumuojasi su sklindančios akustinės bangos sukeltais įtempimais. Jeigu akustinio sinchronizmo sąlyga netenkinama, mechaninių virpesių fazės skiriasi ir elektrinio virpesio pakeitimo efektyvumas yra mažesnis. Taigi elektrodinis keitiklis pasižymi selektyvumu. Įrodoma, kad jo praleidžiamųjų dažnių juostos plotis atvirkščiai proporcingas keitiklio strypų skaičiui.

Svarbiausias vienfazio elektrodinio keitiklio trūkumas – prastas efektyvumas. Tai suprantama, nes pjezoelektrike normalinė elektrinio lauko dedamoji yra daug stipresnė nei tangentinė. Veikiant normalinei dedamajai, susižadina tūrinės akustinės bangos, kurios nepageidautinos, nes paviršinių akustinių bangų įtaisuose sukelia trukdžius.



13.23 pav. Dvifazis elektrodinis keitiklis (a) ir elektrinis laukas jo pjezo-elektriniame pagrinde (b)



13.24 pav. Keitiklio modelis (a), mechaniniai įtempimai (b) ir impulsinė charakteristika (c)

Daug tobulesnis yra dvifazis elektrodinis keitiklis (13.23 pav.). Didesnį šio keitiklio efektyvumą lemia paviršinis elektrinio lauko pobūdis. Ir normalinės, ir tangentinės elektrinio lauko dedamųjų stiprumas yra didžiausias paviršiniame pjezoelektriko sluoksnyje. Kuri iš šių dedamųjų žadina paviršinę akustinę bangą priklauso nuo pjezoelektriko medžiagos ir pjūvio tipo.

Panagrinėkime dvifazio elektrodinio keitiklio savybes išsamiau.

Sakykime, kad keitiklio elektrodų strypų plotis daug mažesnis už žingsnį (13.24 pav., a). Be to, priimkime, kad mechaniniai įtempimai, dėl kurių susižadina paviršinė akustinė banga, susidaro po strypais. Tada, veikiant keitiklio įėjimo elektriniam  $\delta$  impulsui, mechaniniai įtempimai po keitikliu pasiskirstę, kaip atvaizduota 13.24 paveiksle, b.

Mechaniniai įtempimai sužadina bangą, kuri sklinda garsolaidžiu. Todėl keitiklio impulsinė charakteristika yra  $\delta$  impulsų serijos pavidalo (13.24 pav., c). Ją galime išreikšti formule

$$h(t) = \sum_{n=1}^N A_n \delta[t - (n-1)t] ; \quad (13.33)$$

čia  $A_n = A(-1)^{n-1}$ ;  $A$  – amplitudinis koeficientas;  $t$  – laikas, per kurį paviršinė akustinė banga įveikia atstumą tarp gretimų strypų, lygų pusei keitiklio periodo  $p$ ;  $N$  – keitiklio strypų skaičius.

Žinodami impulsinę charakteristiką ir taikydami atvirkštinę Furje (Fourier) transformaciją, galime rasti keitiklio perdavimo funkciją:

$$\underline{K}(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(-j\omega t) dt . \quad (13.34)$$

Įrašę (13.33) į (13.34), gauname:

$$\underline{K}(j\omega) = \sum_{n=1}^N A_n \exp[-j(n-1)\omega t] . \quad (13.35)$$

Dydį  $t$  galime išreikšti formule

$$t = \frac{p}{2v_p} = \frac{1}{2f_0} ; \quad (13.36)$$

čia

$$f_0 = \frac{1}{2t} = \frac{v_p}{p} \quad (13.37)$$

yra sinchronizmo sąlygą (13.32) atitinkantis dažnis.

Atsižvelgdami, kad

$$A_n = (-1)^{n-1} A = A \exp[j\pi(n-1)] , \quad (13.38)$$

perdavimo funkcijos išraišką galime taip pertvarkyti:

$$\begin{aligned} \underline{K}(j\omega) &= \sum_{n=1}^N A_n \exp\left[-j(n-1)\pi \frac{f}{f_0}\right] = \\ &= \sum_{n=1}^N A \exp[j\pi(n-1)] \exp\left[-j(n-1)\pi \frac{f}{f_0}\right] = \end{aligned} \quad (13.39)$$

$$= \sum_{n=1}^N \exp \left[ -j(n-1)\pi \frac{f-f_0}{f_0} \right].$$

Pagal pastarąją formulę perdavimo funkcijos išraiška yra geometrinės progresijos narių suma. Progresijos pirmasis narys  $a_1 = 1$ , jos vardiklis  $q = \exp[-j\pi(f-f_0)/f_0]$ . Pasinaudoję geometrinės progresijos sumos formule, galime gauti tokią keitiklio dažninės amplitudės charakteristikos išraišką:

$$K(\omega) = \left| \frac{\sin(\pi N d_f / 2)}{\sin(\pi d_f / 2)} \right|; \quad (13.40)$$

čia  $d_f = (f - f_0)/f_0$  yra santykinis dažnio nuokrypis nuo dažnio  $f_0$ , ties kuriuo tenkinama akustinio sinchronizmo sąlyga.

Kai keitiklio strypų skaičius pakankamai didelis, dažnio  $f_0$  aplinkoje (13.40) išraiškos skaitiklis kinta daug sparčiau nei vardiklis. Jeigu tenkinama sąlyga  $d_f \ll 1$ , keitiklio dažninės amplitudės charakteristikos išraiškai galime suteikti tokį pavidalą:

$$K(\omega) = N \frac{\sin X}{X}; \quad (13.41)$$

čia

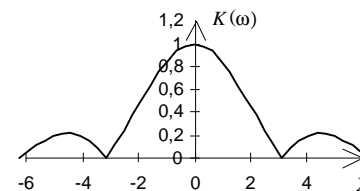
$$X = \frac{\pi N d_f}{2}. \quad (13.42)$$

Taigi keitiklio perdavimo koeficientas yra proporcingas strypų skaičiui  $N$ . Be to, dvifazis keitiklis kaip ir vienfazis yra selektyvus. Jo dažninės amplitudės charakteristikos forma atvaizduota 13.25 paveiksle.

Remiantis (13.41) ir (13.42) formulėmis nesunku įsitikinti, kad keitiklio santykinės praleidžiamųjų dažnių juostos plotį galima išreikšti formule:

$$\frac{DF}{f_0} \cong \frac{4\sqrt{2}}{\pi N} \cong \frac{2}{N}. \quad (13.43)$$

Pagal (13.43)

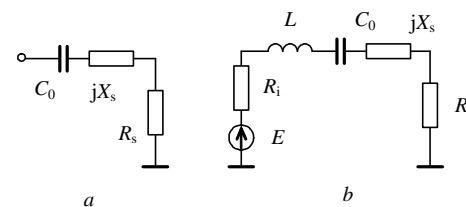


13.25 pav. Keitiklio dažninė amplitudės charakteristika

$$DF \cong \frac{2f_0}{N} = \frac{2v_p}{pN} = \frac{v_p}{L_k} = \frac{1}{t_k}; \quad (13.44)$$

čia  $L_k$  – keitiklio ilgis,  $t_k$  – paviršinės akustinės bangos sklaidimo po keitikliu trukmė (keitiklio impulsinės charakteristikos trukmė).

Paviršinių akustinių bangų keitiklis yra pjezoelektrinis keitiklis. Jį galima pakeisti 13.7 paveiksle, *a*, atvaizduota ekvivalentine grandine. Visgi, dažniau naudojama 13.26 paveiksle, *a*, atvaizduota ekvivalentinė grandinė. Joje  $C_0 = C_1 w(N-1)$  – keitiklio statinė talpa;  $C_1$  – keitiklio elektrodų poros ilgio vieneto talpa;  $w$  – keitiklio strypų apertūra (13.24 pav., *a*);  $X_s$  ir  $R_s$  – reaktyvioji ir aktyvioji



13.26 pav. Paviršinių akustinių bangų keitiklio ekvivalentinė (*a*) ir jungimo grandinės (*b*)

spinduliavimo varžos dedamosios.

Išrodoma, kad dažnio  $f_0$  aplinkoje varžos  $R_s$  ir  $X_s$  išreiškiamos formulėmis:

$$R_s = R_0(\sin X / X)^2, \quad (13.45)$$

$$X_s = R_0(\sin X - 2X) / 2X^2; \quad (13.46)$$

čia

$$R_0 = \frac{2k_m^2 N}{\pi w_0 C_0}; \quad (13.47)$$

$k_m^2$  – keitikliui panaudotos pjezoelektrinės medžiagos elektro-mechaninio ryšio koeficientas;  $w_0 = 2\pi f_0$ .

Kai  $f = f_0$ , tai pagal (13.45) ir (13.46) formules  $R_s = R_0$ ,  $X_s = 0$ , ir keitiklio įėjimo varža dėl statinės talpos  $C_0$  yra talpinio pobūdžio. Siekiant sukompensuoti talpinę varžos dedamąją, nuosekliai keitikliui jungiama induktyvumo ritė, kuri su talpa  $C_0$  sudaro virpamąjį kontūrą (13.26 pav., b). Jo rezonansinis dažnis parenkamas lygus keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostos centriniam dažniui  $f_0$ . Taigi kontūro ritės induktyvumą galima apskaičiuoti pagal formulę:

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f_0^2 C_0}. \quad (13.48)$$

Pagal (13.44) formulę keitiklio akustinė kokybė išreiškiama formule:

$$Q_a = \frac{f_0}{DF} \cong \frac{N}{2}. \quad (13.49)$$

Elektrinio virpamojo kontūro, sudaryto iš  $L$ ,  $C_0$  ir  $R_0$ , kokybė

$$Q_e = \frac{1}{w_0 C_0 R_0} \cong \frac{\pi}{2k_m^2 N}. \quad (13.50)$$

Jeigu keitiklio strypų skaičius  $N$  mažas, tai elektrinė kokybė  $Q_e$  yra aukšta, o akustinė kokybė  $Q_a$  – maža, ir keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostą lemia elektrinis kontūras. Didėjant  $N$ , kokybė  $Q_e$  mažėja, akustinė kokybė  $Q_a$  didėja. Plačiausia praleidžiamųjų dažnių

juosta gaunama, kai kokybės  $Q_e$  ir  $Q_a$  yra vienodos. Remdamiesi šia sąlyga bei (13.49) ir (13.50) formulėmis, galime rasti optimalų keitiklio strypų skaičių:

$$N_{\text{opt}} = \sqrt{\pi / k_m^2}. \quad (13.51)$$

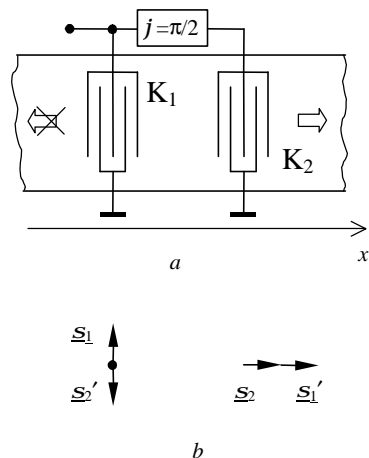
Pagal pastarąją formulę, žinodami pjezoelektrinės medžiagos elektromechaninio ryšio koeficientą, galime apskaičiuoti optimalų keitiklio elektrodų strypų skaičių. Tačiau nuo strypų skaičiaus, kaip anksčiau įsitikinome, priklauso keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostos plotis. Vadinas, pjezoelektrinę medžiagą reikia parinkti atsižvelgiant į reikalingą keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostą.

Vienfazis ir dvifazis elektrodiniai keitikliai yra simetriški, todėl sužadina dvi paviršines akustines bangas, sklindančias priešingomis kryptimis (13.23 pav., a). Akustoelektroniniuose filtruose ir vėlinimo linijose dažniausiai panaudojama tik viena banga. Kita banga nuslopinama slopintuvu. Tada pusė elektrinių virpesių energijos prarandama – virsta šiluma, ir tik dėl šios priežasties keitiklio slopinimas yra ne mažesnis nei 3 dB.

13.27 paveiksle, a, atvaizduotas vienakryptis keitiklis. Jis sudarytas iš dviejų dalių – dviejų dvifazių elektrodinių keitiklių  $K_1$  ir  $K_2$ , tarp kurių atstumas  $l = (n+1/4)I_p$ ; čia  $n$  – sveikasis skaičius. Į antrąjį dvifazį keitiklį  $K_2$  elektriniai virpesiai paduodami per fazės sukiklį.

13.27 paveiksle, b, atvaizduoti mechaninių įtempimų, susidarantių po keitikliais  $K_1$  ir  $K_2$  vektoriai. Įtempimus  $\underline{s}_1$  ir  $\underline{s}_2$  sukelia keitikliuose  $K_1$  ir  $K_2$  veikiančios įtampos  $\underline{U}_1$  ir  $\underline{U}_2$ . Kadangi įtampa  $\underline{U}_2$   $90^\circ$  kampu atsilieka nuo įtampos  $\underline{U}_1$ , fazių skirtumas tarp įtempimų  $\underline{s}_1$  ir  $\underline{s}_2$  taip pat yra  $90^\circ$ .

Vektorius  $\underline{s}_1'$  apibūdina įtempimus, kuriuos po keitikliu  $K_2$  sukelia keitiklio  $K_1$  sužadinta paviršinė akustinė banga, sklindanti  $x$  ašies kryptimi. Vektorius  $\underline{s}_1'$  atsilieka nuo  $\underline{s}_1$  kampu  $(2\pi n + \pi/2)$ , nes atstumas tarp keitiklių yra  $(n+1/4)I_p$ . Tokiu pat kampu vektorius  $\underline{s}_2'$  atsilieka nuo  $\underline{s}_2$ . Rezultatas akivaizdus – paviršinė akustinė



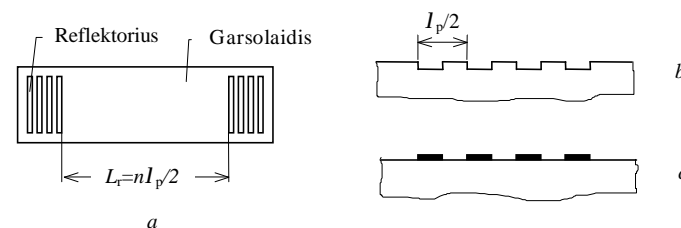
13.27 pav. Vienakryptis paviršinių akustinių bangų keitiklis (a) ir įtempimai pjzeoelektrike (b)

Aptartų paviršinių akustinių bangų keitiklių pagrindai gaminami iš kvarco, ličio niobato  $\text{LiNbO}_3$ , ličio tantalato  $\text{LiTaO}_3$ , bismuto germanato  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , pjzokeramikos ir kitų pjzeoelektrinių medžiagų. Svarbiausieji šių medžiagų parametrai – tai paviršinės akustinės bangos sklaidimo greitis, elektromechaninio ryšio koeficientas, temperatūrinis vėlinimo laiko koeficientas. Beje, paviršinių akustinių bangų garsolaidžiams tinka ir nepasižyminčios pjzeofektu medžiagos. Panaudojant tokias medžiagas, paviršinės akustinės bangos sužadinamos elektrodinius keitikius padengus pjzeoelektrinės medžiagos (pavyzdžiui cinko oksido) sluoksniu.

Paviršinių akustinių bangų rezonatorių sandara panaši į tūrinių. Tiesa, skirtingai nuo tūrinių akustinių bangų rezonatorių, kuriuose rezonansai pasireiškia dėl atspindžių nuo rezonatorių paviršių, paviršinių akustinių bangų rezonatoriuose naudojami specialūs

bangų nuo keitiklio sklinda tik  $x$  ašies kryptimi, nes  $x$  ašies kryptimi sklindantieji įtempimai, apibūdinami vektoriais  $\underline{s}_2$  ir  $\underline{s}_1'$  sumuojasi ta pačia faze. Priešinga kryptimi paviršinė akustinė banga nesklinda, nes ta kryptimi sklindančių įtempimų  $\underline{s}_1$  ir  $\underline{s}_2'$  fazės yra priešingos ir tie įtempimai vienas kitą panaikina.

Kadangi keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostos plotis atvirkščiai proporcingas impulsinės charakteristikos trukmei, tai aptartas vienakryptis keitiklis yra siaurajuostis.

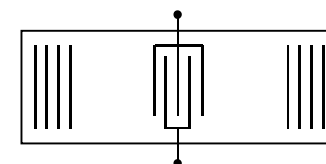


13.28 pav. Paviršinių akustinių bangų rezonatorius (a) ir reflektoriai (b, c)

reflektoriai (13.28 pav., a). Jie realizuojami kaip garsolaidžio paviršiaus netolygumai (13.28 pav., b, c).

Paviršinių akustinių bangų rezonatoriams sužadinti naudojami elektrodiniai keitikliai (13.29 pav.). Paviršinių akustinių bangų rezonatorių kokybė siekia  $(2-5) \cdot 10^4$ .

Paviršinių akustinių bangų keitikliai ir rezonatoriai naudojami dažnių diapazone nuo keleto megahercų iki keleto gigahercų. Žemesnių dažnių srityje paviršinių akustinių bangų keitiklių ir rezonatorių matmenys yra pernelyg dideli. Kai dažnis viršija 1 GHz, paviršinės akustinės bangos ilgis tampa mažesnis nei  $3 \mu\text{m}$ . Tada keitiklių elementų matmenys turi būti tiek maži, kad juos sunku realizuoti. Be to, mažėjant paviršinės akustinės bangos ilgiui, dėl garsolaidžio paviršiaus mikronelygumų didėja bangos slopinimas.



12.29 pav. Paviršinių akustinių bangų rezonatoriaus žadinimas dvifaziu keitikliu

## 13.2 užduotis

Paviršinių akustinių bangų filtro pagrindu panaudotas kvarcas. Jame paviršinės akustinės bangos greitis  $3,2 \cdot 10^3$  m/s. Elektromechaninio ryšio koeficientas  $k_m^2 \cong 2 \cdot 10^{-3}$ . Filtro darbo dažnis – 100 MHz. Raskime paviršinių akustinių bangų keitiklio strypų žingsnį, optimalų strypų skaičių, keitiklio ilgį ir orientacinį keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostos plotį.

Sprendimas

Pagal (13.37) formulę keitiklio periodas

$$p = \frac{v_p}{f_0} = \frac{3,2 \cdot 10^3}{10^8} = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 32 \mu\text{m}.$$

Taigi keitiklio strypų žingsnis turi būti 16  $\mu\text{m}$ .

Optimalų keitiklio strypų skaičių galime rasti pagal (13.51) formulę:

$$N_{\text{opt}} = \sqrt{\pi/k_m^2} = \sqrt{\pi/2 \cdot 10^{-3}} = 39,6 \cong 40.$$

Keitiklio ilgis

$$L_k \cong pN_{\text{opt}}/2 = 32 \cdot 10^{-6} \cdot 20 = \dots = 0,64 \text{ mm}.$$

$$Q_a \cong N/2 = 20$$

ir

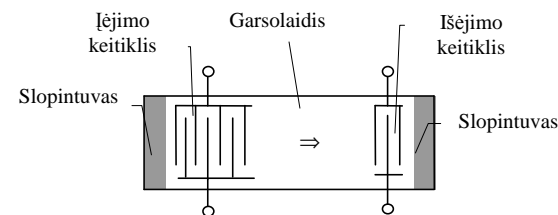
$$DF = \frac{f_0}{Q_a} = \frac{10^8}{20} = 5 \cdot 10^6 = 5 \text{ MHz}.$$

Kadangi keitiklio selektyvumui dar turi įtakos elektrinis kontūras, galime manyti, kad keitiklio praleidžiamųjų dažnių juosta būtų siauresnė nei 5 MHz.

## 13.3.2. Paviršinių akustinių bangų elektriniai filtrai

Dažniausiai paviršinių akustinių bangų elektriniai filtrai sudaromi pagal schemą įėjimo keitiklis – garsolaidis – išėjimo keitiklis (13.30 pav.).

Dvifaziame įėjimo keitiklyje, kaip žinome, susižadina dvi priešingomis kryptimis sklindančios paviršinės akustinės bangos. Į kairę nuo keitiklio sklindanti banga nereikalinga. Todėl ji nuslopinama slopintuvu. Į dešinę nuo įėjimo keitiklio sklindanti banga



13.30 pav. Paviršinių akustinių bangų elektrinis filtras

pasiekia išėjimo keitiklį, kuriame dalis šios bangos energijos virsta elektriniais virpesiais. Prasiskverbusi pro išėjimo keitiklį paviršinė akustinė banga nuslopinama slopintuvu.

Aptariamos sandaros paviršinių akustinių bangų elektrinio filtro selektyvumą lemia keitikliai. 13.30 paveiksle atvaizduoto filtro keitiklių strypų skaičius nevienodas. Kadangi įėjimo keitiklio strypų skaičius  $N_1$  daug didesnis už išėjimo keitiklio strypų skaičių  $N_2$ , filtro selektyvumą lemia įėjimo keitiklis. Taigi galime laikyti, kad filtro normuotoji dažninė amplitudės charakteristika išreiškiama formule:

$$K(w) = \left| \frac{\sin X}{X} \right|; \quad (13.52)$$

čia  $X = \pi N_1 d_f / 2$ .

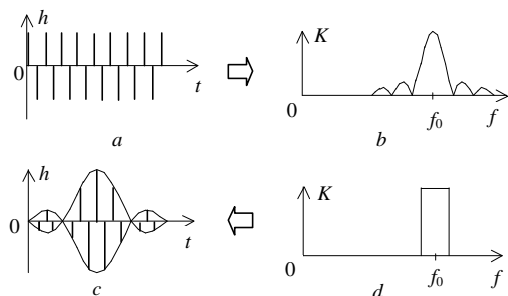
Įėjimo keitiklio impulsinė charakteristika ir ją atitinkanti dažninė amplitudės charakteristika atvaizduotos 13.31 paveiksle, *a*, *b*.

Juostinis filtras, kurio dažninė amplitudės charakteristika tokia kaip 13.31 paveiksle, *b*, nėra tobula: jo praleidžiamosios juostos ribų  $K(w) \neq 1$ , už praleidžiamosios juostos ribų  $K(w) \neq 0$ . Ideali juostinio filtro dažninė amplitudės charakteristika atvaizduota 13.31 paveiksle, *d*.

Keturpolio perdavimo funkciją ir impulsinę charakteristiką sieja ryšys:

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{K}(j\omega) \exp(j\omega t) d\omega. \quad (13.53)$$

(13.34) ir (13.53) formulės yra panašios. Todėl, jeigu impulsinę charakteristiką (13.31 pav., *a*), kurios gaubtinė yra stačiakampės formos, atitinka dažninė amplitudės charakteristika (13.31 pav., *b*), aprašoma (13.52) formule, tai stačiakampę dažninę amplitudės charakteristiką (13.31 pav., *d*) atitinka impulsinė charakteristika, kurios gaubtinės forma yra funkcijos  $|\sin(at)/(at)|$  pavidalo (13.31 pav., *c*).



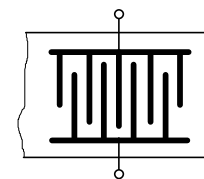
13.31 pav. Filtrų impulsinės (*a*, *c*) ir dažninės amplitudės (*b*, *d*) charakteristikos

Operacija, kuria realizuojama reikalinga impulsinės charakteristikos gaubtinės forma, vadinama svertimi (apodizacija). Juostiniuose paviršinių akustinių bangų filtruose taikoma išorinė, vidinė ir mišri keitiklių svertis. Paprasčiausiai realizuojama vidinė svertis – keitiklių strypų persidengimas keičiamas dėsnio, atitinkančiu pageidaujamą impulsinės charakteristikos gaubtinės formą (13.32 pav.).

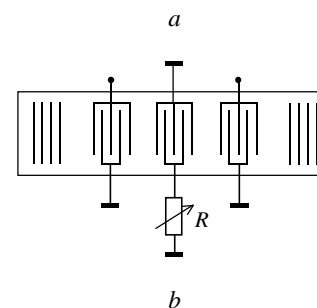
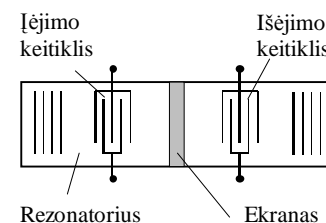
Kai reikia siauros filtro praleidžiamųjų dažnių juostos, naudojami siaurajuosčiai įėjimo ir išėjimo keitikliai. Tačiau, kai filtras padarytas pagal schemą keitiklis – garsolaidis – keitiklis, jo santykinė

praleidžiamųjų dažnių juosta esti platesnė nei 0,5 % ( $DF/f_0 \geq 0,005$ ). Kai reikia siauresnės juostos ir didesnio selektyvumo, paviršinių akustinių bangų filtruose naudojami paviršinių akustinių bangų rezonatoriai. 13.33 paveiksle, *a*, atvaizduotas filtras, kurio rezonatorių (12.28 pav., *a*) sužadina į įėjimo keitiklį patekę elektriniai virpesiai. Filto selektyvumą lemia įėjimo keitiklis, rezonatorius ir išėjimo keitiklis. Tokių filtrų kokybė gali siekti  $(2-5) \cdot 10^3$ .

Įvedus tarp įėjimo ir išėjimo keitiklių trečią keitiklį (13.33 pav., *b*), gaunamas paderinamas filtras. Paviršinės akustinės bangos sklaidimo greitis po keitikliu priklauso nuo jo apkrovos. Taigi, pakeitus apkrovos varžą  $R$ , pakinta akustinės bangos sklaidimo greitis, laikas, per kurį banga įveikia kelią tarp reflektorių ir rezonatoriaus dažnis. Kai filtras siaurajuostis, net nedidelio paderinimo galimybė yra svarbus filtro privalumas.



13.32 pav. Paviršinių akustinių bangų keitiklis



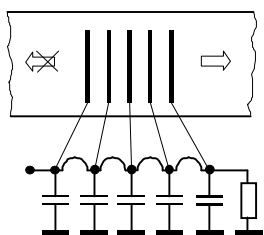
13.33 pav. Elektrinis filtras, kuriuose panaudoti paviršinių akustinių bangų rezonatoriai

## 13.3.3. Paviršinių akustinių bangų vėlinimo linijos

Paviršinių akustinių bangų vėlinimo linijų sandara panaši į filtrų – jas sudaro įėjimo keitiklis, garsolaidis ir išėjimo keitiklis. Vėlinimo laiką lemia nuotolis tarp keitiklių ir paviršinės akustinės bangos greitis garsolaidyje.

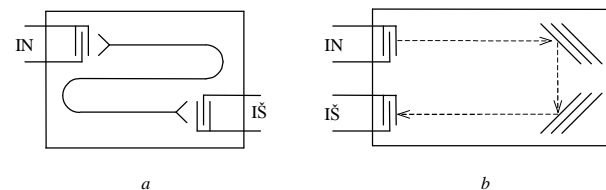
Kita vertus, būtina pastebėti, kad reikalavimai vėlinimo linijoms dažniausiai skiriasi nuo reikalavimų filtrams. Signalų apdorojimui reikalingos plačiajuostės, didelio vėlinimo laiko, dispersinės vėlinimo linijos, linijos su atvadais ir pan. Dar dažnai keliama vėlinimo laiko stabilumo, mažo slopinimo ir kiti reikalavimai.

Kaip jau žinome, vėlinimo linijos, padarytos pagal schemą keitiklis – garsolaidis – keitiklis, dažnines savybes lemia keitikliai. Parinkus tinkamą pjezoelektrinę medžiagą ir panaudojus plačiajuosčius apodizuotus keitiklius, pavyksta gauti vėlinimo linijos praleidžiamųjų dažnių juostą, kurios plotis siekia  $0,6f_0$ . Dar platesnė praleidžiamųjų dažnių juosta gaunama naudojant bėgančios bangos keitiklius. Į bėgančiosios bangos keitiklio strypus elektriniai virpesiai paduodami per elektromagnetinę vėlinimo liniją su atvadais (13.34 pav). Jeigu elektromagnetinės vėlinimo linijos grandies



13.34 pav. Plačiajuostis bėgančiosios bangos keitiklis

vėlinimo laikas lygus laikui, per kurį paviršinė akustinė banga įveikia atstumą, lygų keitiklio strypų žingsniui, tai keitiklio praleidžiamųjų dažnių juosta teoriškai gali būti tokia pat plati kaip keitiklio, kuriame tėra tik du strypai. Be to, bėgančiosios bangos keitiklis yra vienakryptis. Tačiau bėgančiosios bangos keitiklių taikymą komplikuoja tai, kad sunku pagaminti mažas elektromagnetines vėlinimo linijas,

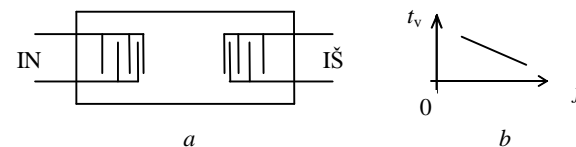


13.35 pav. Vėlinimo linijos, kuriose panaudotas paviršinės akustinės bangos bangolaidis (a) ir atspindinčios gardelės (b)

be to, jose slopinami elektriniai virpesiai ir atsiranda jų formos iškreipimų.

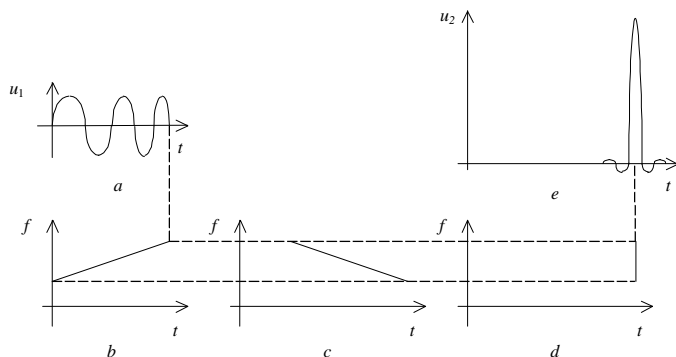
Siekiant gauti didelę akustoelektroninės vėlinimo linijos vėlinimo trukmę, reikia didinti paviršinės akustinės bangos kelią tarp įėjimo ir išėjimo keitiklių. Siekiant šį kelią padidinti, naudojami specialūs paviršinių akustinių bangų bangolaidžiai (13.35 pav., a), atspindinčios gardelės (13.35 pav., b) ir kitos priemonės.

Aptartos vėlinimo linijos yra nedispersinės – jų vėlinimo trukmė mažai priklauso nuo dažnio. 13.36 paveiksle, a, atvaizduota dispersinė vėlinimo linija. Jos keitiklių strypų žingsnis kinta. Tada žemesnių dažnių elektrinių virpesių keitimas vyksta keitiklio gale, kur strypų žingsnis didesnis, o aukštesnių dažnių virpesių keitimas – keitiklio gale, kur strypų žingsnis mažesnis. Todėl žemesnių dažnių virpesiai vėlinami daugiau nei aukštesnių (13.36 pav., b).



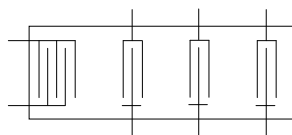
13.36 pav. Dispersinė paviršinių akustinių bangų vėlinimo linija (a) ir jos vėlinimo trukmės priklausomybė nuo dažnio (b)





13.37 pav. Dažniu moduluoto radijo impulso suspaudimas dispersinėje vėlinimo linijoje

Radiolokacijoje ir kitose srityse dispersinės vėlinimo linijos naudojamos dažnių moduluotų radijo impulsų kompresijai. 13.37 paveiksle, *a*, atvaizduotas radijo impulsas, kuriame virpesių dažnis tiesiškai didėja laike (13.37 pav., *b*). Padavus tokį radijo impulsą į dispersinę vėlinimo liniją, kurios vėlinimo laikas tiesiškai mažėja didėjant dažniui (13.37 pav., *c*), gaunama, kad linijos išėjime visų dažnių virpesiai pasirodo vienu metu (13.37 pav., *d*). Todėl linijos išėjimo signalas yra trumpo impulso pavidalo (13.37 pav., *e*). Jeigu radijo impulsas yra triukšmuose, sunku jį aptikti. Po kompresijos gautas signalas iškyla virš triukšmų.



13.38 pav. Paviršinių akustinių bangų vėlinimo linija su atvadais

Panaudojant paviršines akustines bangas, gana lengvai realizuojami vėlinimo linijų atvadais (13.38 pav.). Panašiai kaip dispersinės vėlinimo linijos, vėlinimo linijos su atvadais naudojamos

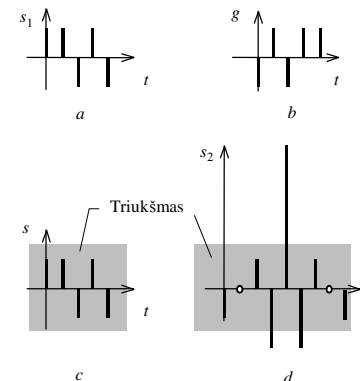
optimaliam signalų apdorojimui.

Sakykime, kad signalas yra  $\delta$  impulsų serijos pavidalo (13.39 pav., *a*). Triukšmuose skęstančiam signalui aptikti reikalingas optimalus filtras. Optimalaus filtro impulsinė charakteristika  $g(t)$  priklauso nuo signalo formos  $s(t)$ :

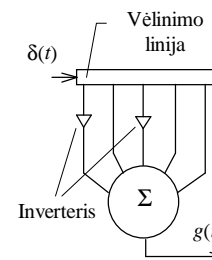
$$g(t) = As(t_0 - t). \quad (13.54)$$

Optimalaus filtro impulsinė charakteristika atvaizduota 13.39 paveiksle, *b*. Optimalus filtras yra tiesinis įtaisas. Jo atsaką (13.39 pav., *d*) galime rasti sumuodami reakcijas į kiekvieną įėjimo signalo  $\delta$  impulsą. Optimalaus filtravimo efektą iliustruoja 13.39 paveikslo, *c*, *d*, grafikai – filtro išėjime gaunamas iškilęs virš triukšmų signalas.

Optimalų filtrą, kurio impulsinė charakteristika yra  $\delta$  impulsų serijos pavidalo (13.39 pav., *b*), galima sudaryti panaudojant vėlinimo liniją su atvadais ir sumatorių (13.40 pav.). Taigi vėlinimo linijos kaip ir elektriniai filtrai reikalingos signalams apdoroti.



13.39 pav. Optimalaus filtro įėjimo signalas (*a*), impulsinė charakteristika (*b*), įėjimo signalas triukšme (*c*) ir išėjimo signalas (*d*)



13.40 pav. Optimalus filtras

### 13.4. Išvados

1. Akustinė elektronika yra viena iš funkcinės elektronikos krypčių. Funkcinės elektronikos įtaisuose informacijai apdoroti panaudojami ne tradiciniai schemotechniniai sprendimai, o nauji fizikiniai reiškiniai. Akustoelektroniniuose įtaisuose signalams apdoroti panaudojami akustiniai virpesiai ir bangos.
2. Akustinė (garso) banga yra tamprios medžiagos dalelių virpamojo judesio sklidimas. Akustinių bangų panaudojimą elektriniuose filtruose, vėlinimo linijose ir kituose akustoelektroniniuose įtaisuose lėmė santykinai nedidelis akustinių bangų sklidimo kietuosiuose kūnuose greitis, maži mechaninių rezonatorių matmenys ir aukšta jų kokybė.
3. Tūrinės akustinės bangos panaudojamos pjezoelektriniuose ir magnetostrikciniuose rezonatoriuose ir keitikliuose, elektro-mechaniniuose ir pjezoelektriniuose filtruose, ultragarsinėse vėlinimo linijose ir kituose elektroniniuose įtaisuose, taikomuose dažnių diapazone nuo šimtų hercų iki dešimčių megahercų.
4. Elektriniams virpesiams pakeisti į mechaninius ir mechaniniams virpesiams pakeisti į elektrinius dažniausiai panaudojamas pjezoelektrinis reiškinys. Pjezoeftas pasireiškia kvarce, pjezokeramikoje ir kitose pjezoelektrinėse medžiagose.
5. Pjezoelektrinis rezonatorius yra mechaninis rezonatorius, kuriame pasireiškia tiesioginis ir netiesioginis pjezoeftai. Pjezoelektrinio rezonatoriaus vaidmenį gali atlikti kvarco plokštelė, ant kurios sudaryti metaliniai elektrodai. Įjungta į elektrinę grandinę ji turi elektrinių virpesių rezonatoriaus savybes. Pjezokvarciniai rezonatoriai yra aukštos kokybės ir pasižymi dideliu stabilumu.
6. Elektromechaninis filtras yra sudarytas iš elektrinių virpesių keitiklio į mechaninius virpesius, mechaninių rezonatorių sistemos, mechaninių virpesių keitiklio į elektrinius virpesius ir rezonatorių ryšio elementų. Filtro dažnines savybes lemia mechaninių rezonatorių sistema. Pjezoelektriniuose filtruose

- panaudojami pjezokvarciniai arba pjezokeraminiai rezonatoriai, kurie yra elektrinės filtro grandinės elementai. Pjezo-mechaniniuose filtruose panaudojamas mechaninis ryšys tarp filtro pjezoelektrinių rezonatorių.
7. Atskirą pjezomechaninių filtrų grupę sudaro monolitiniai pjezoelektriniai filtrai. Jie panaudojami dažnių diapazone iki 200 MHz, gaminami plonasluoksne technologija ir yra mažų matmenų (konstrukciniu požiūriu derinasi su integriniais grandynais).
  8. Nedidelis akustinių bangų sklidimo greitis kietuosiuose kūnuose lėmė jų taikymą vėlinimo linijose. Ultragarsinė vėlinimo linija sudaroma iš įėjimo keitiklio, garsolaidžio ir išėjimo keitiklio. Vėlinimo laiką lemia garsolaidžio ilgis ir akustinės bangos sklidimo greitis. Kai reikia didelio vėlinimo laiko, siekiant sumažinti garsolaidžio matmenis, panaudojami daugkartiniai akustinės bangos atspindžiai. Ultragarsinių vėlinimo linijų dažnines savybes ir slopinimą lemia keitikliai. Kadangi ultragarsinės vėlinimo linijos praleidžia tik tam tikros dažnių juostos virpesius ir nepraleidžia žemųjų dažnių, jos betarpiškai tinka radijo impulsams vėlinti.
  9. Tūrinių akustinių bangų filtrų ir vėlinimo linijų rezonatorių ir garsolaidžių gamyba sudėtinga – reikalingas didelis mechaninio apdorojimo tikslumas. Kadangi rezonatorių ir garsolaidžių matmenys maži, net labai nedidelės absoliutinės jų gamybos paklaidos labai atsiliepia rezonatorių rezonansiniams dažniams arba vėlinimo linijų vėlinimo trukmei. Be to, tūrinių akustinių bangų filtrų ir vėlinimo linijų darbo dažnių diapazonas yra ribotas. Jo viršutinė riba – 100–200 MHz. Tobulesni yra paviršinių akustinių bangų filtrai ir vėlinimo linijos. Juos galima gaminti taikant plonasluoksnes technologijas. Be to, jų darbo dažnių diapazono viršutinė riba yra daug aukštesnė – iki keleto gigahercų.
  10. Elektriniams virpesiams pakeisti į mechaninius ir mechaniniams virpesiams pakeisti į elektrinius paviršinių akustinių bangų įtaisuose dažniausiai naudojami dvifaziai elektrodiniai

pjezoelektriniai keitikliai. Keitimas vyksta efektyviausiai, kai paviršinės akustinės bangos ilgis lygus keitiklio periodui  $p$ . Jeigu ši akustinio sinchronizmo sąlyga netenkinama, keitimo efektyvumas yra mažesnis. Todėl elektrodiniai paviršinių akustinių bangų keitikliai pasižymi selektyvumu. Keitiklio praleidžiamųjų dažnių juostos plotis yra atvirkščiai proporcingas keitiklio strypų skaičiui. Optimalus keitiklio strypų skaičius priklauso nuo pjezoelektriko savybių.

11. Paviršinių akustinių bangų filtrai dažniausiai būna padaryti pagal schemą įėjimo keitiklis – garsolaidis – išėjimo keitiklis. Filtro dažnines savybes lemia keitikliai. Parinkus tinkamą keitiklio impulsinės charakteristikos gaubtinės formą (taikant svertį), galima pagerinti selektyvumą – sumažinti slopinimą praleidžiamųjų dažnių juostoje ir padidinti slopinimą už jos ribų. Jeigu reikalingas labai didelis selektyvumas ( $DF/f_0 < 0,005$ ), akusto-elektroniniuose filtruose panaudojami paviršinių akustinių bangų rezonatoriai.
12. Paviršinių akustinių bangų vėlinimo linijos taip pat sudaromos pagal schemą įėjimo keitiklis – garsolaidis – išėjimo keitiklis. Vėlinimo linijoms keliami plačios praleidžiamųjų dažnių juostos, stabilaus vėlinimo laiko, mažo slopinimo ir kiti reikalavimai. Parinkus tinkamą pjezoelektrinę medžiagą ir panaudojus plačiąjuosčius keitikius, pavyksta gauti vėlinimo linijos praleidžiamųjų dažnių juostą, kurios plotis siekia  $0,6f_0$ . Dar platesnę juostą galima gauti naudojant bėgančiosios bangos keitikius. Siekiant gauti didelį vėlinimo laiką, didinamas paviršinės akustinės bangos kelias tarp įėjimo ir išėjimo keitiklių – panaudojami specialūs paviršinių akustinių bangų bangolaidžiai arba daugkartiniai bangų atspindžiai. Jeigu keitiklio ar atspindinčios gardelės strypų žingsnis kintamas, linijos vėlinimo laikas priklauso nuo dažnio. Dispersinės akustinių bangų vėlinimo linijos taikomos optimaliam signalų apdorojimui (silpniems moduluoto dažnio radijo impulsams aptikti triukšmuose).

### 13.5. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kas yra akustinės bangos? Aptarkite jų tipus.
2. Kas lėmė akustinių bangų taikymą elektronikos įtaisuose?
3. Išveskite banginę lygtį, kuri aprašo strype sklindančią išilginę bangą. Užrašykite šios lygties bendrąjį sprendinį.
4. Išilginių virpesių sklaidimo greitis – 5570 m/s. Raskite ultragarsinės bangos ilgį, kai dažnis – 5 MHz.
5. Išveskite laisvojo strypo savųjų virpesių dažnių ir rezonansinių ilgių išraiškas.
6. Aptarkite mechaninių rezonatorių savybes.
7. Kokio ilgio turi būti mechaninis rezonatorius, kad jo dažnis būtų 0,5 MHz?
8. Aptarkite tiesioginį ir atvirkštinį pjezoeфекtus.
9. Kaip sudarytas pjezokvarcinis rezonatorius? Kodėl jis gali atlikti elektrinio rezonatoriaus funkcijas?
10. Sudarykite pjezokvarcinio rezonatoriaus ekvivalentinės elektrinės grandinės schemą. Paaiškinkite, kaip jo varžos dedamosios priklauso nuo dažnio.
11. Kas yra magnetostrikcija? Kaip veikia magnetostrikciniai rezonatoriai ir keitikliai?
12. Aptarkite elektromechaninių filtrų sandarą ir savybes.
13. Kas būdinga pjezoelektriniams filtrams?
14. Kaip sudaryti ir veikia pjezomechaniniai filtrai?
15. Aptarkite monolitinių pjezoelektrinių filtrų sandarą, veikimą ir savybes.
16. Kaip sudarytos ir veikia ultragarsinės vėlinimo linijos? Aptarkite jų savybes ir taikymą.
17. Aptarkite tūrinių akustinių bangų įtaisų trūkumus ir paviršinių akustinių bangų įtaisų privalumus.
18. Sudarykite dvifazio elektrodinio pjezoelektrinio keitiklio eskizą ir paaiškinkite, kaip keitiklis veikia.
19. Išveskite dvifazio paviršinių akustinių bangų keitiklio dažnines amplitudės charakteristikos išraišką.
20. Nubraižykite ir paaiškinkite paviršinių akustinių bangų keitiklio ekvivalentinės elektrinės grandinės schemą.
21. Kas lemia svarbiausius dvifazio elektrodinio keitiklio matmenis?

### 13. Akustinės elektronikos įtaisai

---

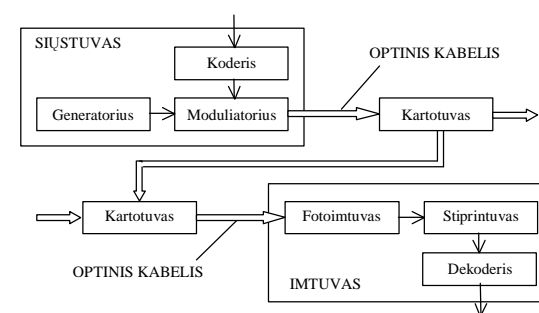
22. Nuo ko priklauso dvifazio elektrodinio pjezoelektrinio keitiklio praleidžiamųjų dažnių juosta?
23. Paviršinių akustinių bangų filtrui panaudotas kvarco pagrindas. Jame paviršinių akustinių bangų sklaidimo greitis – 3,2 km/s. Filtro darbo dažnis – 20 MHz. Raskite filtro paviršinių akustinių bangų keitiklių strypų žingsnį ir optimalų strypų skaičių.
24. Kaip galima padaryti vienkryptį paviršinių akustinių bangų keitiklį? Kokie jo privalumai?
25. Apibūdinkite paviršinių akustinių bangų rezonatoriaus sandarą.
26. Aptarkite paviršinių akustinių bangų filtrų sandarą, veikimą ir savybes.
27. Kaip gerinamas paviršinių akustinių bangų filtrų, sudarytų pagal schemą keitiklis – garsolaidis – keitiklis, selektyvumas?
28. Kokia yra paviršinių akustinių bangų vėlinimo linijų sandara?
29. Paaiškinkite dispersinės vėlinimo linijos sandarą ir veikimą.
30. Aptarkite vėlinimo linijų taikymą signalams apdoroti ir optimalaus filtravimo idėją.
31. Kodėl akustinių bangų įtaisams būdingas santykinai didelis slopinimas? Kas tai lemia ?

## 14. OPTINĖS ELEKTRONIKOS ĮTAISAI

Svarbi funkcinės elektronikos kryptis yra optinė elektronika. Jos skiriamasis bruožas tas, kad informacijai apdoroti panaudojami ne elektros krūviai (elektronai), o fotonai – optinio diapazono elektromagnetinių virpesių kvantai – ir jų sąveika su elektronais. Optinio diapazono dažnių ruožas tęsiasi nuo  $3 \cdot 10^{11}$  iki  $3 \cdot 10^{17}$  Hz, bangos ilgių ruožas – nuo 1 mm iki 1 nm.

Taigi optinė elektronika (optoelektronika) yra elektronikos ir fotonikos mokslų sintezės rezultatas. Optinės elektronikos įtaisai įsitvirtino kompaktinių plokštelių grotuvuose, kompiuterių informacijos įrašymo ir nuskaitymo įtaisuose, spausdintuvuose ir kitose šiuolaikinėse informacijos apdorojimo sistemose. Labai didelės įtakos optinės elektronikos įtaisų raidai turėjo poreikiai, iškilę kuriant ir tobulinant optinio ryšio sistemas.

Kokybiškai naujas optinių virpesių taikymo ryšių sistemose etapas prasidėjo po to, kai buvo pasiūlyta ir realizuota skaidulinių šviesolaidžių taikymo informacijai perduoti idėja. Šiuolaikinės optinio ryšio linijos struktūra atvaizduota 14.1 paveiksle. Optinėse ryšio linijose panaudojami tokie optinės elektronikos įtaisai, kaip šviesos



14.1 pav. Optinio ryšio linijos schema

diodai, lazeriniai diodai, šviesos modulatoriai, optiniai kabeliai, retransliatoriai, fotoimtuvai.

Šiame skyriuje apžvelgsime optinių skaidulų, šviesos šaltinių, fotoimtuvų ir kitų fotoelektrinių įtaisų sandarą, veikimą ir savybes.

### 14.1. Šviesolaidžiai

#### 14.1.1. Skaidulinio šviesolaidžio sandara ir parametrai

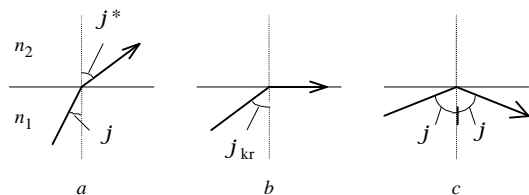
Dviejų aplinkų su skirtingais lūžio rodikliais  $n_1$  ir  $n_2$  riboje gaunamas šviesos lūžis (14.2 pav.). Kai šviesa pereina iš optiškai tankesnės medžiagos į aplinką, kurios lūžio rodiklis mažesnis ir kritimo kampas  $j$  yra mažesnis už kritinį (1.1 pav., a), lūžio kampas  $j^*$  yra didesnis už kritimo kampą. Šviesos lūžio dėsnis išreiškiamas formule

$$n_1 \sin j = n_2 \sin j^*. \quad (14.1)$$

Šviesos kritimo kampui didėjant, lūžio kampas didėja. Kai kritimo kampas pasiekia kritinį  $j_{kr}$ , lūžio kampas  $j^*$  tampa  $\pi/2$ , ir šviesa nebeprasiskverbia į aplinką, kurios lūžio rodiklis mažesnis (14.2 pav., b). Pagal (14.1)

$$\sin j_{kr} = n_2 / n_1. \quad (14.2)$$

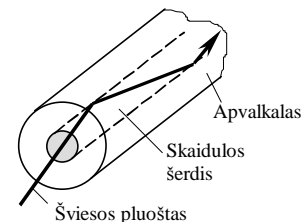
Kai  $j > j_{kr}$ , gaunamas visiškasis šviesos atspindys (14.2 pav., c).



14.2 pav. Šviesos lūžis ir atspindys dviejų aplinkų riboje

Visiškasis šviesos atspindys ir buvo pritaikytas skaiduliniuose šviesolaidžiuose.

Skaidulinius šviesolaidžius taikyti ryšiams pasiūlė K. C. Kao 1966 metais. Telekomunikacijoms skirtos optinės skaidulos yra sudarytos iš šerdies ir apvalkalo (14.3 pav.). Jos dar dengiamos vienu ar net keliais plastmasiniais apsauginiais sluoksniais, kurie padidina mechaninį atsparumą ir apsaugo nuo žalingų poveikių.



14.3 pav. Optinė skaidula

Pirmosios kartos optinio ryšio linijose buvo panaudota šviesa, kurios bangos ilgis 850 nm. Ištyrus šviesos slopinimo ir dispersijos lydyto kvarco skaidulose priežastis, pradėtos naudoti 1300 nm ir 1550 nm ilgio bangos.

Aptarkime optinių skaidulų tipus ir šviesos dispersiją bei slopinimą jose išsamiau.

#### 14.1.2. Pakopinio lūžio rodiklio skaidulos

Pagal sandarą paprasčiausios yra pakopinio lūžio rodiklio skaidulos (14.4 pav., a). Šių skaidulų šerdies ir apvalkalo lūžio rodikliai yra pastovūs, bet  $n_1 > n_2$  (14.4 pav., b).

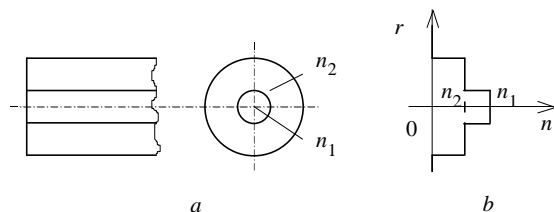
Panagrinėkime šviesos dispersiją pakopinio lūžio rodiklio skaiduloje.

Šviesos spindulių sklaidimą skaiduloje iliustruoja 14.5 paveikslas. Sakykime, kad skaidulos ilgis yra  $l$ . Tuomet  $l$  spindulys, sklindantis skaidulos ašies kryptimi, nuotolį  $l$  įveikia per laiką

$$t_1 = l / v = n_1 l / c; \quad (14.3)$$

čia  $v$  – šviesos greitis skaidulos šerdyje,  $c$  – šviesos greitis vakuume.

Labiausiai įstrižas 2 spindulys nuotolį  $l$  ašies kryptimi įveikia per laiką



14.4 pav. Pakopinio lūžio rodiklio optinė skaidula (a) ir jos lūžio rodiklio priklausomybė nuo spindulio (b)

$$t_2 = n_1 l / c \sin j_{kr} = n_1^2 l / n_2 c. \quad (14.4)$$

Tuomet kartu į skaidulos šerdį patekę spinduliai jos galą pasiekia skirtingais laiko momentais. Vėlinimo trukmės išsibarstymą – šviesos dispersiją – galima nusakyti dydžiu

$$Dt = t_2 - t_1 = \frac{n_1 l}{c} \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right) = \frac{n_1 l}{n_2 c} Dn; \quad (14.5)$$

čia  $Dn = n_1 - n_2$ .

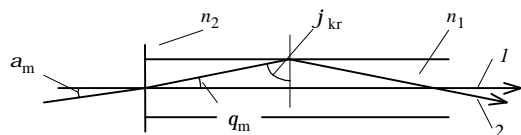
Tada

$$\frac{Dt}{l} = \frac{n_1}{n_2} \frac{Dn}{c}. \quad (14.6)$$

Irodoma, kad informacijos perdavimo greitis  $B \cong 1/Dt$ . Tada

$$Bl \cong \frac{l}{Dt} = \frac{n_2}{n_1} \frac{c}{Dn}. \quad (14.7)$$

Jeigu skaidula padaryta iš stiklo ir neturi apvalkalo, tai  $n_1 \cong 1,5$ ,



14.5 pav. Šviesos sklaidimas optinės skaidulos šerdyje

$n_2 = 1$ . Tada, atsižvelgdami, kad  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s, pagal (14.6) ir (14.7) galime gauti, kad  $Dt/l \cong 2,5$  μs/km, o  $Bl \cong 0,4$  (Mb/s)km.

Iš (14.6) ir (14.7) formulių seka, kad, didėjant apvalkalo lūžio rodikliui ir mažėjant  $Dn$ , dispersija skaiduloje mažėja, o informacijos perdavimo greitis didėja. Nesunku įsitikinti, kad paėmę  $n_1 = 1,46$  ir  $Dn = 0,02$ , gautume, kad  $Dt/l \cong 0,07$  ns/m, o  $Bl \cong 15$  (Mb/s)km. Jeigu  $Dn$  būtų 0,002, tai  $Bl$  siektų 150 (Mb/s)km.

Deja, yra priežasčių, dėl kurių  $Dn$  beatodairiškai mažinti negalima. Mat, mažėjant  $Dn$ , didėja  $j_{kr}$  ir mažėja šviesos spindulio maksimalus kritimo kampas  $a_m$  (14.5 pav.). Remdamiesi (14.1) formule ir 14.5 paveikslu, galime užrašyti, kad

$$n_a \sin a_m = n_1 \sin q_m = n_1 \cos j_{kr}; \quad (14.8)$$

čia  $n_a$  – skaidulos aplinkos (oro) lūžio rodiklis.

Kadangi  $\sin j_{kr} = n_2 / n_1$ , tai  $\cos j_{kr} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / n_1$ . Tada pagal (14.8)

$$\sin a_m = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_a}. \quad (14.9)$$

Kuo didesnis kampas  $a_m$ , tuo didesnė krintančios į skaidulos galą šviesos dalis patenka į skaidulą. Pagal (14.9) formulę, norint  $a_m$  padidinti, reikia didinti  $Dn$ . Sandauga  $n_a \sin a_m$  vadinama skaidulos skaitine apertūra. Literatūroje ji dažniausiai žymima  $NA$  (angl. – *numerical aperture*). Pagal (14.9)

$$NA = n_a \sin a_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{2n Dn}; \quad (14.10)$$

čia  $n = (n_1 + n_2) / 2$ .

Irodoma, kad jeigu  $n_a = 1$  ir šviesos šaltinio kryptingumo charakteristika išreiškiama formule  $I(q) = \cos q$ , tai į optinę skaidulą patenkanti šviesos srauto dalis išreiškiama formule

$$F / F_0 = (NA)^2. \quad (14.11)$$

Kai  $n = 1,46$  ir  $Dn/n = 1\%$ , tai  $NA \approx 0,17$ , o  $(NA)^2 \approx 0,029$ . Taigi į skaidulą gali patekti tik apie 3 % šaltinio spinduliuojamo šviesos srauto.

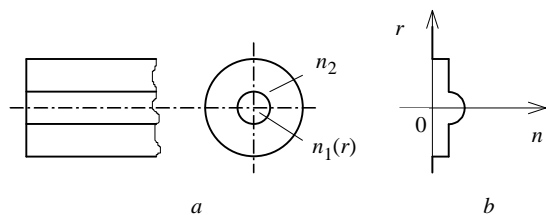
Dėl aptartų priežasčių aktualu sumažinti šviesos dispersiją optinėje skaiduloje, pernelyg nemažinant  $Dn$ .

#### 14.1.3. Gradientinio lūžio rodiklio skaidulos

Ieškant šviesos dispersijos optinėje skaiduloje mažinimo būdų pirmiausia buvo sukurtos skaidulos su gradientiniu lūžio rodiklio profiliu (14.6 pav.). Jų šerdies lūžio rodiklis laipsniškai mažėja didėjant nuotoliui nuo šerdies centro. Tipinis tokios skaidulos šerdies skersmuo – 50  $\mu\text{m}$ , visos skaidulos skersmuo – apie 125  $\mu\text{m}$ .

Šviesos spindulys gradientinio lūžio rodiklio skaidulos šerdies ašimi sklinda mažiausiu greičiu. Skaidulos galą jis pasiekia tiesiausiu keliu, kuris lygus skaidulos ilgiui. Įstriži spinduliai nueina ilgesnį kelią. Tačiau jie sklinda aplinka, kurios lūžio rodiklis mažesnis. Todėl tų spindulių greitis didesnis.

Tinkamai parinkus lūžio rodiklio profilį  $n(r)$ , galima užtikrinti periodinį spindulių fokusavimą. Įrodoma, kad meridianiniai spinduliai yra nedispersiniai, jeigu



14.6 pav. Skaidulinis šviesolaidis (a) su gradientiniu lūžio rodiklio profiliu (b)

$$n(r) = n_0 / \cosh kr \approx n_0 \left( 1 - \frac{1}{2} k^2 r^2 + \frac{5}{24} k^4 r^4 + \dots \right); \quad (14.12)$$

čia  $n_0 = n(0)$ ,  $k$  – skaidulos lūžio rodiklio parametras.

Apytikriai  $n(r)$  galima aproksimuoti parabole. Tada spindulio trajektorija yra sinusoidės pavidalo.

Dažniausia lūžio rodiklis aproksimuojamas lygtimis

$$n(r) = n_0 [1 - 2d \cdot f(r)]^{1/2}, \text{ kai } r \leq a, \quad (14.13)$$

ir

$$n(r) = n_0 [1 - 2d]^{1/2} = n_2, \text{ kai } r \geq a; \quad (14.14)$$

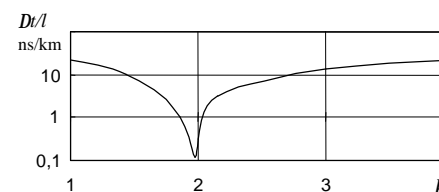
čia  $f(r) = (r/a)^k$ ;  $d = (n_0^2 - n_2^2) / 2n_0^2$ . Jeigu  $n_0 \approx n_2$ , tai  $d \approx (n_0 - n_2) / n_0$ .

Įrodoma, kad tuomet, kai  $k \approx 2(1 - d)$ , dispersija sumažėja iki

$$\frac{Dn}{l} = \frac{n_0 d^2}{8c}. \quad (14.15)$$

Palyginę (14.6) ir (14.15) formules pastebėsime, kad pastarojoje yra papildomas daugiklis  $d/8$ . Kai  $n_0 = 1,47$  ir  $n_2 = 1,45$ , tai  $d \approx 0,0135$ . Tada, jeigu  $k = 1,973$ , tai  $Dn/l \approx 110$  ps/km. Šis rezultatas beveik trimis eilėmis geresnis nei gaunamas pakopinio lūžio rodiklio skaidulos atveju.

14.7 pav. iliustruoja, kaip dispersija priklauso nuo skaidulos šerdies lūžio rodiklio parametro  $k$ . Iš grafiko matyti, kad parabolinis



14.7 pav. Dispersijos priklausomybė nuo profilio parametro  $k$



lūžio rodiklio profilis ( $k \approx 2$ ) leidžia žymiai sumažinti vėlinimo laiko dispersiją. Be to, kai  $k \approx 2$ , dispersija labai priklauso nuo  $k$ . Taigi skaidulos lūžio rodiklio profilis turi būti tikslus.

#### 14.1.4. Spinduliai ir modos

Aptartos dispersijos išraiškos yra tik orientacinės. Šviesa, kaip žinome, yra elektromagnetinės bangos. Norint gauti tikslesnius rezultatus, šviesos sklaidimą optinėje skaiduloje reikia nagrinėti kaip elektromagnetinių bangų sklaidimą dielektriniame bangolaidyje. Taip atliekama analizė rodo, kad šviesos dispersijos priežastis yra ne kas kita, kaip modų dispersija – dielektriniame bangolaidyje skirtingo tipo bangos sklinda skirtingais greičiais. Tipinėse daugiamodėse skaidulose modų skaičius gali būti didelis – iki 1000.

Nagrinėjant elektromagnetinių bangų sklaidimą begalinių matmenų dielektrinėje plokštelėje, kurios storis  $2d$ , įvedamas pagalbinis parametras

$$V = \frac{2\pi d}{l} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (14.16)$$

Jis yra atvirkščiai proporcingas bangos ilgiui  $l$ , todėl vadinamas *normuotuoju dažniu*.

Įrodoma, kad modų skaičių  $M$  galima rasti apskaičiavus santykį  $2V/\pi$  ir gautąjį rezultatą suapvalinus iki artimiausio didesnio sveikojo skaičiaus. Jeigu  $2V/\pi < 1$ , tai dielektrine plokštele gali sklisti tik viena moda.

Išsamesnė elektromagnetinių bangų sklaidimo analizė rodo, kad apvalaus skerspjūvio skaiduloje, kurios skersmuo  $2a$ , o lūžio rodiklio profilis – laiptuotas, modų skaičių galima rasti pagal formulę  $M \approx V^2/2$ . Skaiduloje su gradientiniu lūžio rodiklio profiliu  $M \approx V^2/4$ . Skaidula yra vienmodė (joje sklinda tik moda  $HE_{11}$ ), jeigu  $V < 2,405$ . Pagal (14.16) ši sąlyga tenkinama, kai

$$2a < \frac{2,405l}{\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}. \quad (14.17)$$

Skaiduloje, kurios skersmuo  $2a$ , kritinis bangos ilgis išreiškiamas formule

$$l_{kr} \approx 2,6a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 2,6a \sqrt{2n \cdot Dn} \approx 3,7a \sqrt{n \cdot Dn}. \quad (14.18)$$

Aukštesnės modos negali sklisti, jeigu  $l > l_{kr}$ .

Jeigu  $l = 1,3 \mu\text{m}$ ,  $n = 1,45$  ir  $Dn = 0,004$ , tai pagal (14.17) formulę  $2a < 10 \mu\text{m}$ . Todėl vienmodžių skaidulų šerdies skersmuo esti ne didesnis nei 8–10  $\mu\text{m}$ .

Panaudojant vienmodes skaidulas išvengiama modų dispersijos. Todėl maždaug nuo 1983 metų ilgoms magistralinėms optinio ryšio linijoms panaudojamos vienmodės skaidulos.

Kadangi vienmodės skaidulos šerdies skerspjūvio plotas labai mažas, reikalingas šviesos šaltinis, kurio emisijos plotas taip pat labai mažas. Šį reikalavimą geriausiai tenkina lazeriniai diodai. Tada sužadintos modos galia gali siekti 1 mW. Kai šviesos šaltinis – šviesos diodas, kurio spinduliavimas mažiau kryptingas, į skaidulą pavyksta įvesti tik kelių mikrovatų galią.

Šviesos impulsas, sklisdamas vienmode skaidula, taip pat šiek tiek išplinta. To priežastis – *chromatinė dispersija*. Ji pasireiškia todėl, kad šaltinis spinduliuoja šviesą tam tikrame bangų ruože  $DI$ . Šviesos diodo  $DI \approx 40 \text{ nm}$ , lazerinio diodo – 2–4 nm. Kadangi skirtingų bangos ilgių šviesa sklinda skirtingu greičiu, tai šviesos vėlinimo trukmės dispersija proporcinga  $DI$  ir skaidulos ilgiui. Taigi

$$\frac{Dt}{l} = DDI; \quad (14.19)$$

čia  $D$  – proporcingumo koeficientas – *chromatinės dispersijos parametras*, matuojamas ps/(km·nm).

Yra dvi chromatinės dispersijos dedamosios: dispersija dėl skaidulos medžiagos savybių ir dispersija dėl šviesos sklaidimo skaiduloje, kaip bangolaidyje, ypatumų.

## 14.1.5. Reiškiniai skaidulos medžiagoje

Elektromagnetinių bangų sklaidimo greičiui skaidrioje medžiagoje turi įtakos bangų ir medžiagos sąveika. Kadangi ši sąveika priklauso nuo dažnio, medžiagoje pasireiškia dispersija.

Elektromagnetiniai virpesiai sužadina medžiagos molekulių, atomų ir elektronų virpesius. Virpantys krūviai spinduliuoja elektromagnetinius virpesius, kurie interferuoja su pradinėmis bangomis. Ties tam tikrais dažniais pasireiškia rezonansai.

Dėl to, kad, kintant dažniui, kinta medžiagos poliarizuotumas, kinta medžiagos dielektrinė skvarba ir lūžio rodiklis. Beje, bendru atveju lūžio rodiklis yra kompleksinis:

$$n^* = n + jn' = \frac{c}{w}(b + ja); \quad (14.20)$$

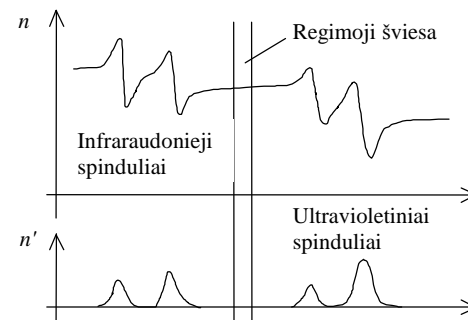
čia  $b$  – fazės koeficientas,  $a$  – slopinimo koeficientas.

Taigi realioji lūžio rodiklio dedamoji lemia šviesos greitį, menamoji – slopinimą. Dėl paminėtų rezonansinių reiškinių skaidrios medžiagos lūžio rodiklio dedamųjų  $n$  ir  $n'$  priklausomybės nuo dažnio yra tokio pobūdžio, kaip atvaizduota 14.8 paveiksle.

Tuose dažnių ruožuose, kur smarkiai kinta  $n$ , gaunamas didelis slopinimas. Kai dažnis aukštesnis už rezonansinį, kylant dažniui,  $n$  lėtai auga. Tuomet  $dn/dl$  yra mažas neigiamas dydis – ilgėjant bangai lūžio rodiklis mažėja.

Tinkamiausia medžiaga optinėms skaiduloms yra lydytas kvarcas – grynas silicio dioksidas  $\text{SiO}_2$ . Jo lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio atvaizduota 14.9 paveiksle.

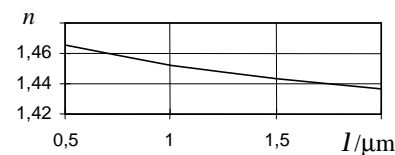
Optinėse telekomunikacijose panaudojamame bangos ilgių ruože kvarcinio stiklo lūžio rodiklis yra apie 1,45. Lūžio rodiklį galima pakeisti įvedus į kvarcinį stiklą priemaišų (14.10 pav.). Įvedus tokių priemaišų, kaip  $\text{B}_2\text{O}_3$  ar F, lūžio rodiklis sumažėja. Įvedus  $\text{GeO}_2$  ar  $\text{P}_2\text{O}_5$  bei kai kurių kitų priemaišų, lūžio rodiklis padidėja.



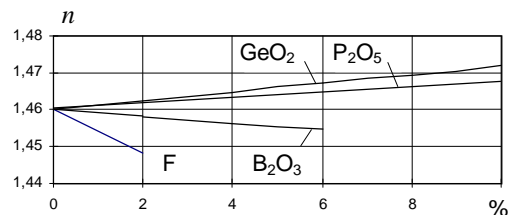
14.8 pav. Šviesos lūžio rodiklio realiosios (a) ir menamosios (b) dedamųjų priklausomybių nuo dažnio pobūdis

Eksperimentiškai nustatyta, kad geri rezultatai gaunami skaidulos šerdį legiravus germanio oksidu, o apvalkalą – fluoru.

Taigi šviesos lūžio rodiklis kvarciniame stikle priklauso nuo priemaišų koncentracijos ir šviesos bangos ilgio. Dėl lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio pasireiškia šviesos dispersija. Optikoje dispersija siejama su dydžiu  $dn/dl$ . Optinėse telekomunikacijose dėl šviesos dispersijos išplinta šviesos impulsai.



14.9 pav. Kvarcinio stiklo lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio



14.10 pav. Kvarcinio stiklo lūžio rodiklio priklausomybė nuo molinės priemaišų koncentracijos

Šviesos impulsų išplitimas proporcingas ne dydžiui  $dn/dI$ , o  $d^2n/dI^2$ . Aptarkime, kokios priežastys tai lemia.

#### 14.1.6. Vėlinimo laiko dispersija

Nagrinėjant šviesos impulsų iškraipymus, svarbus ne tiek šviesos fazinis greitis

$$v_f = w/b, \quad (14.21)$$

kiek grupinis greitis

$$v_g = \frac{dw}{db} = \frac{1}{db/dw}. \quad (14.22)$$

Grupinio greičio išraišką galime taip pertvarkyti

$$v_g = \frac{1}{\frac{d}{dw} \left( \frac{w}{v_f} \right)} = \frac{v_f}{1 - \frac{w}{v_f} \frac{dv_f}{dw}}. \quad (14.23)$$

Jeigu fazinis greitis priklauso nuo dažnio ( $dv_f/dw \neq 0$ ), tai pagal (14.23)  $v_g \neq v_f$ . Tada greta lūžio rodiklio

$$n = c/v_f \quad (14.24)$$

tenka nagrinėti lūžio rodiklį

$$N = c/v_g. \quad (14.25)$$

Grupinis šviesos bangų vėlinimo laikas išreiškiamas formule

$$t_g = \frac{Nl}{c} = \frac{l}{v_g} = \frac{l}{v_f} \left( 1 - \frac{w}{v_f} \frac{dv_f}{dw} \right). \quad (14.26)$$

Kadangi pagal (14.24) formulę  $v_f = c/n$ , tai  $dv_f = -c dn/n^2$ , ir

$$t_g = \frac{l}{c} \left( n + w \frac{dn}{dw} \right). \quad (14.27)$$

Išvestinę  $dn/dw$  galima išreikšti taip:

$$\frac{dn}{dw} = \frac{dn}{dI} \frac{dI}{dw}. \quad (14.28)$$

Kadangi  $I = c/f = 2\pi c/w$ , tai  $dI/dw = -2\pi c/w^2$ . Tada

$$t_g = \frac{l}{c} \left( n - I \frac{dn}{dI} \right). \quad (14.29)$$

Pagal pastarąją išraišką

$$\frac{dt_g}{dI} = \frac{l}{c} \left( -I \frac{d^2n}{dI^2} \right). \quad (14.30)$$

Tada

$$\frac{Dt_g}{l} \cong -\frac{I}{c} \frac{d^2n}{dI^2} dI. \quad (14.31)$$

Iš (14.19) ir (14.31) formulų palyginimo seka, kad chromatinės dispersijos parametro  $D$  dedamoji, gaunama dėl dispersijos skaidulos medžiagoje, išreiškiama formule

$$D_m = -\frac{I}{c} \frac{d^2n}{dI^2}. \quad (14.32)$$

Taigi šviesos impulsų išplitimą dėl lūžio rodiklio  $n$  priklausomybės nuo bangos ilgio  $I$  tikrai lemia ne  $dn/d\lambda$ , o antrosios eilės išvestinė  $d^2n/d\lambda^2$ .

## 14.1.7. Chromatinė dispersija

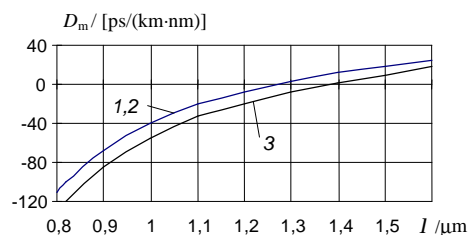
Kvarcinio stiklo parametro  $D_m$  priklausomybė nuo bangos ilgio atvaizduota 14.11 paveiksle. Pagal priklausomybės grafiką kvarcinio stiklo  $D_m = 0$ , kai  $I = I_0 \cong 1,28 \mu\text{m}$ . Legiravus kvarcinį stiklą fluoru, bangos ilgis  $I_0$ , ties kuriuo  $D_m = 0$ , nepakinta. Legiravus germanio dioksidu,  $I_0$  padidėja.

Kadangi optinė skaidula yra bangolaidis, joje šviesos dispersija, kaip jau buvo paminėta, pasireiškia dar dėl vienos priežasties – dėl to, kad, kintant bangos ilgiui, kinta santykis  $I/2a$ . Įrodoma, kad chromatinės dispersijos parametro  $D$  dedamoji  $D_w$ , atsirandanti dėl dispersijos bangolaidyje, išreiškiama formule:

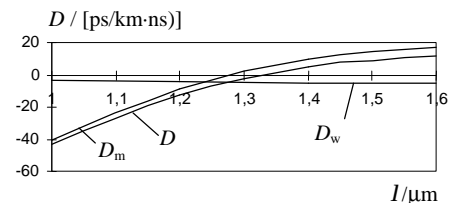
$$D_w \cong -\frac{I}{cn(2\pi a)^2} \cdot \quad (14.33)$$

Dispersijos bangolaidyje įtaką iliustruoja 14.12 paveikslo kreivės. Kadangi

$$D \cong D_m + D_w, \quad (14.34)$$



14.11 pav. Gryno kvarcinio stiklo (1 kreivė), kvarcinio stiklo, legiruoto fluoru (2 kreivė), ir kvarcinio stiklo, legiruoto  $\text{GeO}_2$  (3 kreivė), parametro  $D_m$  priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio

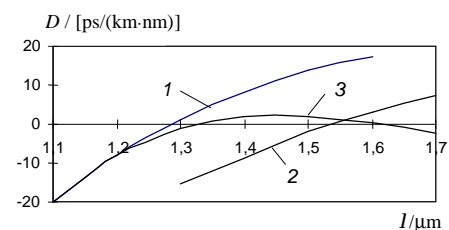


14.12 pav. Chromatinės dispersijos parametro  $D$  priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio  $I$

ir dedamoji  $D_w$  yra neigiama, dispersija yra minimali, kai  $I_0 \cong 1,3 \mu\text{m}$ .

Praktiškai pasiekama, kad 1285–1330 nm bangos ilgių ruože parametras  $D$  neviršytų 3,5 ps/(km·nm). Tada tuo atveju, kai šviesos šaltinis yra lazerinis diodas, kurio  $DI \leq 2,5 \text{ nm}$ , pagal (14.19)  $Dt/l$  neviršija 9 ps/km. Taigi, kai šviesos bangos ilgis – 1300 nm, dispersija vienmodėse skaidulose yra daug mažesnė negu daugiamodėse.

Chromatinės dispersijos parametro dedamoji  $D_w$  priklauso nuo skaidulos šerdies skersmens. Skersmeniui mažėjant, ji didėja. Tuomet bangos ilgis  $I_0$  taip pat didėja. Remiantis šia priklausomybe galima



14.13 pav. Chromatinės dispersijos parametro priklausomybės nuo  $I$ :  $I$  – kai  $D_w=0$ ; 2 – paslinktos dispersijos skaiduloje; 3 – kompensuotosios dispersijos skaiduloje

pagaminti paslinktos dispersijos skaidulas (angl. – DSF – *dispersion shifted fiber*), kurių  $D = 0$ , kai  $\lambda_0 = 1550$  nm (14.13 pav., 2 kreivė). Tai svarbu, nes, kai bangos ilgis 1550 nm, nuostoliai skaiduloje yra mažiausi.

Dispersija bangolaidyje dar priklauso nuo skaidulos lūžio rodiklio profilio. Todėl įmanoma rasti tokį lūžio rodiklio profilį ir pagaminti skaidulą, kurioje chromatinės dispersijos parametro dedamosios  $D_m$  ir  $D_w$  beveik kompensuoja viena kitą bangų ruože nuo 1300 iki 1650 nm (14.13 pav., 3 kreivė). Ruože nuo 1350 iki 1600 nm jų  $D \leq 2$  ps/(km·nm). Tokios skaidulos yra kompensuotosios dispersijos skaidulos (angl. – DFF – *dispersion flattened fiber*).

#### 14.1.8. Slopinimas

Optinių kabelių skaiduloms reikalingos medžiagos, kuriose elektromagnetinių bangų slopinimas 0,5–2  $\mu$ m ilgio bangų ruože būtų mažas.

1966 metais, kai buvo pasiūlyta optines skaidulas naudoti telekomunikacinėse sistemose, buvo tikimasi, kad slopinimą pavyks sumažinti iki 20 dB/km. Per 15 metų slopinimas buvo sumažintas iki 0,15 dB/km. Tai buvo pasiekta išsiaiškinus slopinimo priežastis ir panaudojus aukštos kokybės medžiagas.

Sklindant šviesai  $z$  ašies kryptimi, energijos  $W$  nuostoliai proporcingi  $W$  ir  $dz$ :

$$-dW = aW dz; \quad (14.35)$$

čia  $a$  – slopinimo koeficientas.

(14.35) lygties sprendinys išreiškiamas formule:

$$W(z) = W(0) \exp(-az). \quad (14.36)$$

Taigi dėl slopinimo optinėje skaiduloje šviesos impulsų energija  $z$  ašies kryptimi eksponentiškai mažėja. Slopinimą apibūdina slopinimo koeficientas  $a$ . Jo dimensija yra  $m^{-1}$  arba  $cm^{-1}$ . Tačiau praktikoje slopinimas dažniausiai nusakomas decibelais kilometrai (dB/km). 1 dB/km slopinimas gaunamas, kai  $a = 2,3 \cdot 10^{-4} m^{-1}$ .

Slopinimą lemia šviesos *absorbcija* (sugertis) ir *sklaida*.

Absorbcija pasireiškia todėl, kad šviesa sužadina medžiagos elektronus ir atomus. Jų relaksacijos metu energija virsta šiluma. Kaip jau buvo paminėta anksčiau, slopinimas smarkiai padidėja rezonansinių dažnių aplinkoje (14.8 pav.). Ultravioletinių bangų ruože rezonansiniai dažniai priklauso nuo medžiagos draudžiamosios juostos pločio – juos lemia medžiagos elektroninė struktūra. Infraraudonųjų spindulių ruože rezonansinius reiškinius lemia gardelės atomų virpesiai.

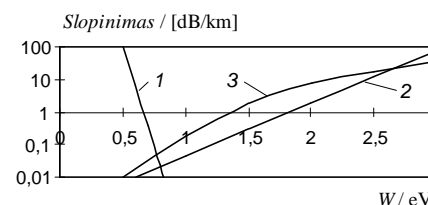
Kvarcinio stiklo rezonansiniai dažniai yra gana toli nuo optinėms telekomunikacijoms panaudojamų bangų ruožo. Nežiūrint to, kai siekiama gauti minimalų slopinimą, rezonansinių reiškinių įtaka yra esminė. Nustatyta, kad pakankamai toli nuo rezonansinių dažnių absorbcijos koeficientas eksponentiškai priklauso nuo fotono energijos:

$$a_{uv} = A_{uv} \exp(W / W_{uv}) = A_{uv} \exp(I_{uv} / I), \quad (14.37)$$

$$a_{ir} = A_{ir} \exp(-W / W_{ir}) = A_{ir} \exp(-I_{ir} / I); \quad (14.38)$$

čia  $A_{uv}$ ,  $W_{uv}$ ,  $I_{uv}$ ,  $A_{ir}$ ,  $W_{ir}$ ,  $I_{ir}$  yra medžiagos parametrai.

Slopinio kvarciniame stikle priklausomybės nuo fotono energijos grafikai, sudaryti remiantis (14.37) ir (14.38) formulėmis, pateikti 14.14 paveiksle (1 ir 2 kreivės). Pagal grafikus slopinimas



14.14 pav. Slopinio priklausomybė nuo fotono energijos:

1 – slopinimas dėl rezonansinių reiškinių infraraudonųjų spindulių ruože; 2 – slopinimas dėl rezonansinių reiškinių ultravioletinių spindulių ruože; 3 – slopinimas dėl Reilėjaus sklaidos

turėtų būti minimalus, kai fotono energija  $W_f \cong 0,8 \text{ eV}$ , o šviesos bangos ilgis  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ . Tačiau slopinimui didelės įtakos turi priemaišos. Šiuo požiūriu ypač pavojingi kai kurių metalų (vanadžio, chromo, mangano, geležies, kobalto, nikelio) jonai ir hidroksilinės grupės  $\text{OH}^-$ . Tam, kad  $1 \mu\text{m}$  bangos ilgio aplinkoje slopinimas neviršytų  $1 \text{ dB/km}$ , paminėtų metalų koncentracija kvarciniame stikle turi būti mažesnė nei  $10^{-7} \%$ . Vandens koncentracija skaidulose, kurių darbinis bangos ilgis  $1,3$  ir  $1,55 \mu\text{m}$ , turi būti ne didesnė nei  $10^{-6} \%$ . Dėl kai kurių priemaišų (pvz., vandenilio) difuzijos į optines skaidulas slopinimas gali padidėti optinių kabelių eksploatacijos metu.

Šviesos sklaida pasireiškia dėl to, kad stiklas yra amorfinė medžiaga. Jo struktūros parametrai yra išsibarstę parametrai vidutinių verčių atžvilgiu. Dėl lūžio rodiklio fliktuacijų pasireiškia taip vadinamoji Reilėjaus sklaida. Išsklaidytąją šviesą optinė skaidula išspinduliuoja.

Nustatyta, kad dėl Reilėjaus sklaidos slopinimo koeficientas sparčiai didėja trumpėjant bangai:

$$a_R = A_R / \lambda^4; \quad (14.39)$$

čia  $A_R$  – medžiagos parametras. Kvarciniame stikle slopinimas dėl Reilėjaus sklaidos yra gana didelis (14.14 pav., 3 kreivė).

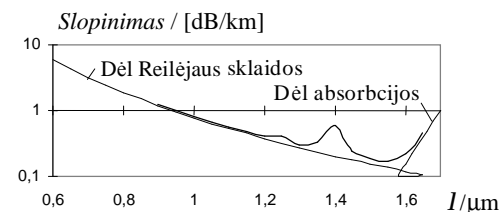
Dar tenka pastebėti, kad šviesa sklinda ne tik skaidulos šerdimi. Dalis šviesos energijos sklinda šerdies apvalkalu. Todėl griežti reikalavimai keliama ir apvalkalui.

Siekiant sumažinti dėl sklaidos kylantį spinduliavimą, skaidulos dengiamos polimero sluoksniu, kuriame išsklaidytoji šviesa sugerama.

Ypač didelę šviesos sklaidą gali sukelti didesni skaidulos netolygumai. Tokie netolygumai (skaidulos defektai) išryškėja, kai skaidula sklinda regimoji šviesa.

Nuostolių padidėjimą gali sukelti ir skaidulos lenkimas. Nuostoliai išauga dėl to, kad linkio vietoje neišlaikoma visiškojo vidaus atspindžio sąlyga ir šviesa išeina iš skaidulos šerdies.

Įvertindami visas aptartas slopinimo priežastis, slopinimo koeficientą galime išreikšti formule:



14.15 pav. Slopinimo priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio

$$a = A_{uv} \exp(I_{uv} / I) + A_{ir} \exp(-I_{ir} / I) + A_R / I^4 + A_{pr} + A_k; \quad (14.40)$$

čia  $A_{pr}$  – slopinimo koeficiento dedamoji, atsirandanti dėl priemaišų,  $A_k$  – kitos nepriklausomos nuo bangos ilgio slopinimo dedamosios.

14.15 pav. pateiktos žinios apie slopinimą vienmodėse skaidulose. Mažiausias slopinimas gaunamas, kai bangos ilgis yra  $1,55 \mu\text{m}$ . Kitas lokalusis slopinimo minimumas yra ties  $1,3 \mu\text{m}$ . Kai bangos ilgis yra  $1,24$  ir  $1,39 \mu\text{m}$  slopinimas padidėja dėl  $\text{OH}$  jonų virpesių. Jų rezonansinis bangos ilgis yra  $2,73 \mu\text{m}$ .

**Taigi mažiausia dispersija vienmodėse skaidulose gaunama, kai šviesos bangos ilgis yra  $1,3 \text{ mm}$ . Mažiausias slopinimas pasireiškia, kai bangos ilgis –  $1,55 \text{ mm}$ .**

#### 14.1.9. Netiesiniai reiškiniai

Reilėjaus sklaida yra tiesinis reiškinys – šviesos dažnis, bangos ilgis ir fotonų energija sklaidos metu nekinta. Kai galia didelė, skaidulose gali pasireikšti neelastinė sklaida ir kiti netiesiniai šviesos efektai.

Neelastinė sklaida pasireiškia dėl fotonų ir skaidulos medžiagos atomų sąveikos. Atomų virpesių energija, kaip žinome, yra kvantuota. Atomų virpesiai gali būti išilginiai ir skersiniai. Jei gretimi atomai

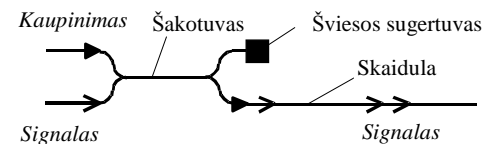
virpa tomis pačiomis kryptimis, virpesių energijos kvantas vadinamas akustiniu fononu. Sudėtingų narvelių gretimi atomai gali virpėti priešingomis kryptimis. Tokius virpesius ir bangas atitinkantis kvantas vadinamas optiniu fononu. Akustinių fononų sukelta sklaida vadinama Brijueno (*Brillouin*) sklaida, optinių fononų sklaida – Ramano (*Raman*) sklaida.

Elektromagnetinių virpesių sąveikos su medžiaga metu fotonai gali atiduoti dalį energijos atomams – sužadinti jų mechaninius virpesius. Tada fotonų energija sumažėja, šviesos bangos ilgis padidėja. D. Stoksas (*Stokes*) dar 1852 metais nustatė, kad medžiaga paprastai skleidžia spindulius, kurių bangų ilgiai didesni už žadinančių spindulių bangos ilgį.

Jeigu, vykstant šviesos ir medžiagos sąveikai, atomai dalį savo virpesių energijos atiduoda fotonams, išsklaidytosios šviesos bangos ilgis tampa mažesnis už žadinančios šviesos bangos ilgį – pasireiškia antistoksinis spinduliavimas.

Kai šviesos galia nedidelė, neelastinės sklaidos koeficientai yra maži ir vyrauja Reilėjaus sklaida. Brijueno ir Ramano sklaidas galima padidinti stimuliuojant elektromagnetiniais virpesiais, kurie sukelia Stokso spinduliavimą. Taigi galima gauti stimuliuotą Brijueno sklaidą arba stimuliuotą Ramano sklaidą. Šiuos reiškinius galima panaudoti optinių signalų stiprinimui. 14.16 paveiksle atvaizduota schema optinio stiprintuvo, kurio veikimas pagrįstas Ramano sklaida. Stiprintuve panaudotas skaidulinis šakotuvas. Į vieną jo petį nukreipiami optiniai signalai. Į kitą petį iš galingo šviesos šaltinio paduodami aukštesnio dažnio šviesos virpesiai. Patekę į optinę skaidulą, optiniai signalai stimuliuoja Stokso spinduliavimą – dėl netiesinių reiškinių aukštesnio dažnio kaupinimo virpesių energija virsta žemesnio dažnio virpesių, atitinkančių Stokso spinduliavimą, energija. Nustatyta, kad, norint lydyto kvarco skaiduloje gauti šviesos signalų, kurių  $\lambda \approx 1,55 \mu\text{m}$ , stiprinimą, kaupinimui reikia naudoti šaltinį, kurio virpesių bangos ilgis yra apie 100 nm trumpesnis.

Neelastine sklaida pagrįstų stiprintuvų praktinį taikymą sunkina tai, kad kaupinimo galia turi būti gana didelė. Nežiūrint to, pati stiprinimo galimybė yra svarbi, nes, kai skaidula perduodama didelė



14.16 pav. Skaidulinio Ramano stiprintuvo schema

galia, gali pradėti reikštis dėl spontaninės sklaidos atsirandančių triukšmų stiprinimas.

Geresni yra optiniai stiprintuvai, kuriuose panaudojamos erbiu ar neodimiu legiruotų optinių skaidulų atkarpos. Tokia atkarpa, įjungta po skaidulinio šakotuvo, veikia kaip kietojo kūno lazeris. Kaupinimo virpesiai sužadina medžiagos atomus. Atsiradus energijos lygmenų užpildymo inversijai, tampa įmanoma stimuliuotoji šviesos emisija – skaidula tampa optiniu stiprintuvu.

Kai šviesos intensyvumas labai didelis, šviesos elektrinis laukas medžiagoje sukelia dideles deformacijas ir virpančios medžiagos dalelės tampa anharmoniniais osciliatoriais. Tuomet lūžio rodiklis tampa lauko stiprumo funkcija. Dėl Kero (*Kerr*) netiesinio efekto lūžio rodiklis šiek tiek didėja didėjant galiai ir šviesos elektrinio lauko stipriui:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2. \quad (14.41)$$

Lydytame kvarce Kero efektas pasireiškia netgi silpniau negu kitose medžiagose. Tačiau, kai slopinimas mažas, santykinis šviesos sklaidimo kelias optinėje skaiduloje yra didelis. 100 km telpa apie  $10^{11}$  šviesos bangos ilgių. Todėl net nedidelė  $n_2$  reikšmė (lydytame kvarce  $n_2 \approx 0,6 \cdot 10^{-22} (\text{V/m})^{-2}$ ) turi įtakos šviesos bangos sklaidimui. Dar svarbu tai, kad, kai optinės skaidulos šerdies skersmuo yra nedidelis, joje susikuria stiprus šviesos elektrinis laukas: jei šviesos galia – 1 W ir skaidulos šerdies skerspjūvio plotas –  $50 \mu\text{m}^2$ , tai  $E \approx 3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ .

Dėl Kero netiesinio optinio efekto gali pasireikšti šviesos impulso savimoduliacija. Dėl lūžio rodiklio pokyčio gaunamas virpesių fazės

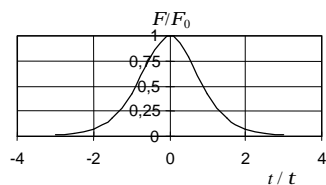
pokytis. Kai impulso pradžioje galia didėja arba, jam baigiantis, galia mažėja, dėl fazės pokyčių gaunama dažninė moduliacija. Tuomet, veikiant impulso priekiniam frontui, pasireiškia raudonasis poslinkis (dažnis sumažėja). Veikiant užpakaliniam frontui, gaunamas mėlynasis poslinkis (dažnis padidėja). Taigi, veikiant šviesos impulsui, virpesių dažnio pokytis yra teigiamas, o bangos ilgio pokytis – neigiamas. Tada, jeigu trumpesnės bangos sklinda greičiau, o ilgesnės – lėčiau, yra galima šviesos impulso kompresija.

Nagrinėdami (14.19), galime įsitikinti, kad, kai  $DI < 0$ , įmanoma gauti  $Dt < 0$ , kai  $D > 0$ . Pagal 14.12 paveikslą lydytame kvarce  $D > 0$ , kai šviesos bangos ilgis didesnis nei  $1,3 \mu\text{m}$ .

Išsamesnė analizė rodo, kad dėl netiesinių optinių reiškinių skaidulose tam tikromis sąlygomis gali sklisti solitoninės bangos – *solitonai*. Solitonu vadinama pavienė bėgančioji banga, susidariusi netiesinėje aplinkoje dėl skirtingo ilgio bangų nevienodo greičio. Sklindant solitonui, jo forma nekinta (14.17 pav.) ir yra aprašoma formule

$$F(t) = F_0 \cosh^{-2}(t/t). \quad (14.42)$$

Laiko pastovioji  $t$  priklauso nuo santykio  $D/n_2 E^2$ . Taigi, kuo didesnė impulso energija, tuo mažesnė jo trukmė.



14.17 pav. Optinio solitono forma

Sklindant solitonui, optinio impulso energija ir šviesos elektrinio lauko stipris dėl nuostolių mažėja. Todėl, siekiant, kad aplinkos netiesiškumas pasireikštų ir solitonai galėtų sklisti, optiniai impulsai turi būti periodiškai stiprinami. Tam gerai tinka optiniai stip-

rintuvai su erbiu legiruotomis optinėmis skaidulomis.

Eksperimentiškai įrodyta, kad pikosekundinės trukmės solitonai gali įveikti dešimtis tūkstančių kilometrų. Taigi, taikant solitonus, taps įmanoma perduoti informaciją dideliais nuotoliais ir milžiniškais informacijos perdavimo greičiais.

#### 14.1.10. Optiniai kabeliai. Skaidulų sujungimai, jungtys, šakotuvai

Gerų parametrų optines skaidulas pavyko pagaminti sukūrus silicio nusodinimo iš garų metodus. Šiais metodais padaromas nevienalytis kvarcinio stiklo strypas, kurio skersinis pjūvis panašus į daugelį kartų padidintą skaidulos pjūvį. Paskui iš jo traukimo būdu aukštoje ( $1900\text{--}2000^\circ\text{C}$ ) temperatūroje gaminama skaidula. Traukiama skaidula iš karto dengiama apsaugine polimerine danga. Traukimo greitis esti  $5\text{--}10 \text{ m/s}$ . Iš ruošinio per keletą valandų pagaminama  $20\text{--}30 \text{ km}$  ilgio skaidula. Tipiniai skaidulos skersiniai matmenys yra tokie: šerdies skersmuo –  $10\text{--}100 \mu\text{m}$ , apvalkalo skersmuo  $125\text{--}140 \mu\text{m}$ , padengtos apsaugine polimerine danga skaidulos skersmuo  $250\text{--}900 \mu\text{m}$ . Šiuolaikinėmis technologijomis galima pagaminti skaidulas, kurių skersmens paklaida neviršija  $0,1\%$ .

Praktikoje optinės skaidulos retai panaudojamos be papildomos apsaugos. Dažniausiai panaudojami optiniai kabeliai. Kabelio konstrukcija labai priklauso nuo jo paskirties. Bene sudėtingiausia konstrukcija pasižymi povandeninėms ryšio linijoms skirti kabeliai. Be pačių skaidulų juos sudaro elementai, apsaugantieji optines skaidulas nuo tempimo, varinių laidų poros ir keli apsaugos nuo aplinkos poveikių sluoksniai.

Optinių skaidulų ir kabelių ilgis yra ribotas. Tipinis optinio kabelio ilgis – apie  $1\text{--}2 \text{ km}$ . Todėl neįmanoma apsieiti be skaidulų sujungimų. Žinoma, optinėse linijose sujungimų skaičius turi būti minimalus, nes kiekvieno sujungimo vietoje gaunamas papildomas slopinimas dėl optinių skaidulų matmenų tolerancijų ir skaidulų sutapdinimo paklaidų.

Neardomi optinių skaidulų sujungimai sudaromi ryšio linijų instaliavimo ir aptarnavimo metu. Prieš suduriant ir sujungiant skaidulas labai svarbu tinkamai paruošti jų galus. Sujungiamų skaidulų galai turi būti švarūs, lygūs, statmeni skaidulų ašims.



Praktikoje šiuos reikalavimus pavyksta patenkinti paprastai – įbrėžta skaidula lūžta lenkiant apie šabloną ir tempiant.

Neardomi sujungimai sudaromi sulydimo arba klijavimo būdais. Dažniausiai skaidulos sujungiamos jas sulydant. Reikiama temperatūra gaunama panaudojant dujinį degiklį, lazerį arba elektros išlydį. Dabar dažniausiai naudojami automatiniai, mikroprocesoriniai sujungimo įtaisai. Po tikslaus pradinio sutapdinimo skaidulos dar tiksliau savaime susitapdina sulydimo metu dėl paviršiaus įtempimų. Paprastai laikoma, kad sujungimas kokybiškas, jeigu slopinimas sujungimo vietoje neviršija 0,1 dB. Tiesa, išmatuotas sujungimo vietoje slopinimas gali nepilnai apibūdinti sujungimo kokybę – daugiמודžių skaidulų sujungimo vietose gali atsirasti aukštesnių bangų tipų; tos bangos greičiau slopsta arba yra išspinduliuojamos, ir tikrasis slopinimas dėl skaidulų sujungimo gali būti didesnis.

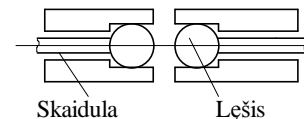
Skaidulų klijavimo technologija yra paprastesnė nei sulydimo, tačiau suklijavimo vietose slopinimas būna didesnis – apie 0,2 dB, atspindžių lygis – apie 40 dB.

Skaidulų ir kabelių neardomų sujungimų vietos patikimai apsaugomos nuo aplinkos poveikių.

Jungtys panaudojamos optinėms skaiduloms prijungti prie terminalinių įrenginių. Prie šviesos šaltinio ar detektoriaus dažniausiai būna prijungta skaidulos atkarpa („pig-tail“), kuri baigiasi jungtimi.

Optinio ryšio įtaisy gaminančios firmos yra sukūrę daug įvairios paskirties ir galimybių jungčių konstrukcijų. Detaliau jų čia nenagrinėdami pastebėsime, kad jungties konstrukciją nulemia reikalavimai skaidulų sutapdinimui. Dėl skaidulų perstūmimo, tarpo tarp skaidulų bei kampinio nesutapdinimo gaunami šviesos nuostoliai ir slopinimas.

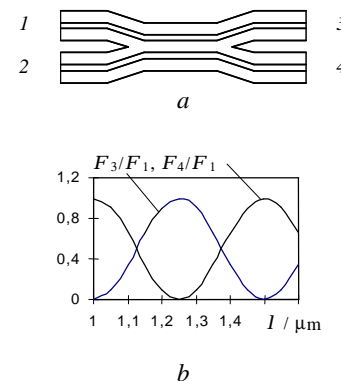
Aukštos kokybės jungtyse optinių skaidulų galai esti nupoliruoti ir užapvalinti keliasdešimt milimetrų spinduliu. Tarp preciziškai sutapdinamų skaidulų sudaromas fizinis kontaktas. Tokiose jungtyse slopinimas neviršija 0,5 dB, atspindžių lygis – 30 dB. Aišku, tokių jungčių gamyba sudėtinga. Siekiant supaprastinti gamybą ir reikalavimus skaidulų sutapdinimui, jungtyse kartais panaudojami rutuliukų pavidalo lėšiai (14.18 pav.).



14.18 pav. Supaprastinta optinių skaidulų jungties konstrukcija

Šviesos pluošto padalinimui arba pluoštų maišymui naudojami šakotuvai. Paprasčiausio skaidulinio šakotuvo konstrukcija atvaizduota 14.19 pav. Tokį šakotuvą galima padaryti susuktas skaidulas kaitinant ir tempiant. Sulydimo vietoje gaunasi surištos linijos. Šviesos galia pasidalina priklausomai nuo ryšio stiprumo ir bendros skaidulų dalies ilgio. Gaminant šakotuvą, skaidulas kaitinti ir tempti nustojama, kai gaunamas pageidaujamas galios dalinimo koeficientas.

Jeigu optinė galia pasidalina vienodai į dvi atšakas, slopinimas šakotuve yra ne mažesnis nei 3 dB. Svarbu dar tai, kad šakotuvo galios dalinimo koeficientas priklauso nuo šviesos bangos ilgio (14.19 pav., b). Pastaroji skaidulinio šakotuvo savybė leidžia atskirti ir nukreipti į skirtingus kanalus skirtingų bangos ilgių šviesos bangas.



14.19 pav. Skaidulinis šakotuvai (a) ir šviesos srautų jo 3 ir 4 išėjimuose priklausomybės nuo bangos ilgio

## 14.1 užduotis

Pakopinio lūžio rodiklio daugiamedės skaidulos šerdies medžiagos lūžio rodiklis  $-1,45$ , apvalkalo lūžio rodiklis  $-1,43$ . Skaidulos ilgis  $-0,5$  km. Raskime maksimalų informacijos perdavimo greitį, skaitinę apertūrą ir santykį  $F/F_0$ .

Sprendimas

Pagal (14.7) maksimalus informacijos perdavimo greitis

$$B = \frac{1}{l} \frac{n_2}{n_1} \frac{c}{Dn} = \frac{1}{500} \frac{1,43}{1,45} \frac{3 \cdot 10^8}{0,02} = \dots \approx 29,6 \text{ Mb/s.}$$

Skaitinė apertūra išreiškiama (14.10) formule:

$$NA = \sqrt{2nDn} = \sqrt{2 \cdot 1,44 \cdot 0,02} \approx 0,24.$$

Į skaidulą patenkančio šviesos srauto dalį  $F/F_0$  randame pagal (14.11) formulę:

$$F/F_0 = (NA)^2 = 0,24^2 \approx 0,058.$$

## 14.2 užduotis

Kiek kartų padidėtų maksimalus informacijos perdavimo greitis vietoje pakopinio lūžio rodiklio daugiamedės skaidulos (14.1 užduotis) naudojant parabolinio lūžio rodiklio skaidulą, kurios  $n_0 = 1,45$ ,  $n_2 = 1,43$ ?

Sprendimas

Pagal (14.6) ir (14.15) formules maksimalus informacijos perdavimo greitis padidėtų  $8/d$  kartų:

$$\frac{8}{d} = \frac{8n_0}{n_0 - n_2} = \frac{8 \cdot 1,45}{1,45 - 1,43} \approx 580.$$

## 14.3 užduotis

Šviesos bangos ilgis  $-1,55$   $\mu\text{m}$ . Skaidulos šerdies medžiagos lūžio rodiklis  $-1,45$ , apvalkalo lūžio rodiklis  $-1,43$ . Koks turi būti skaidulos šerdies skersmuo, kad sklistų tik viena moda?

Sprendimas

Pagal (14.17)

$$2a < \frac{2,405l}{\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{2,405 \cdot 1,55}{\pi \sqrt{1,45^2 - 1,43^2}} \approx 5 \text{ mm.}$$

## 14.2. Šviesos šaltiniai

Optinėje elektronikoje naudojami puslaidininkiniai injekciniai šviesos šaltiniai – šviesos diodai ir lazeriniai diodai. Atsižvelgiant į paskirtį, jiems keliama įvairūs reikalavimai. Aptarkime šviesos diodų ir lazerinių diodų sandarą, veikimą ir tobulinimą, siedami juos su telekomunikacijų reikmėmis.

## 14.2.1. Bendros žinios

Optinio ryšio sistemoms reikia šaltinių, kurių šviesos bangos ilgis  $0,6\text{--}1,7$   $\mu\text{m}$ . Šaltinis turi užtikrinti pakankamai didelį šviesos srautą siaurame bangų ilgių ruože. Turi būti galimybė moduluoti jo išėjimo virpesius plataus spektro signalu. Šaltinio išėjimo galia ir virpesių dažnis turi būti stabilūs. Be to, šaltinis turi būti suderintas su skaidula. Jo emisijos plotas turi būti ne didesnis už skaidulos šerdies skerspjūvio plotą. Spinduliuotės kampinis pasiskirstymas turi būti toks, kad šviesa patektų į skaidulą. Žinoma, šaltinis dar turi būti pigus, patikimas, ilgaamžis.

Šviesos diodai yra nekoherentinės šviesos šaltiniai. Jų spinduliavimo kampas gana didelis, bangos ilgių spektras – platus: per  $20$  nm, kai  $l = 850$  nm, ir per  $80$  nm, kai  $l = 1550$  nm. Spinduliuojama galia proporcinga per diodą tekančiai srovei; tik, kai galia didelė, pasireiškia įsisotinimas. Moduliacijos greitis siekia  $100$  MHz.

Lazerinių diodų veikimas sudėtingesnis. Kol srovė per lazerinį diodą silpna, lazerinio diodo spinduliuotės mechanizmas toks pat, kaip šviesos diodo: pasireiškia savaiminė (spontaninė) emisija. Kai srovė viršija tam tikrą slenkstį, šviesos generacijos mechanizmas pasikeičia, pradeda vyrauti priverstinis (stimuliuotasis) spinduliavimas. Tuomet spinduliavimas tampa labiau koherentinis, kryptingesnis, virpesių spektras įgyja vienos ar kelių linijų pobūdį. Ypač svarbu, kad lazerinių

diodų atveju didesnė galia spinduliuojama iš mažesnio ploto, o moduliacijos dažnis gali būti aukštesnis.

### 14.2.2. Injekcinė liuminescencija. Vidinis kvantinis našumas

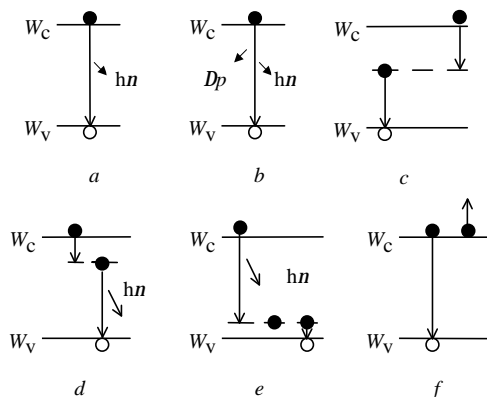
Tekant per puslaidininkinį diodą tiesioginei srovei, į pn sandūros sritį injektuojami elektronai ir skylės. Vykstant krūvininkų rekombinacijai, energija gali atsipalaiduoti šviesos kvantų pavidalu.

Puslaidininkiuose krūvininkų rekombinacija gali vykti įvairiai (14.20 pav., a–f). Šviesos šaltinių atveju svarbiausia yra spindulinė (radiacinė) rekombinacija, gaunama vykstant tiesioginiams elektronų šuoliams iš laidumo juostos į valentinę juostą (14.20 pav., a).

Jeigu rekombinacijos metu atsipalaiduojanti energija virsta vieno fotono energija, tai šviesos virpesių dažnis ir bangos ilgis yra išreiškiami formulėmis

$$n = W_f / h, \quad (14.43)$$

$$I = hc / W_f. \quad (14.44)$$



14.20 pav. Krūvininkų rekombinacijos mechanizmai

Čia  $W_f$  – fotono – rekombinacijos metu atsipalaiduojanti – energija,  $h$  – Planko konstanta,  $c$  – šviesos greitis.

Atliekant praktinius skaičiavimus, bangos ilgiui skaičiuoti tinka formulė

$$I \cong 1,24 / W_f; \quad (14.45)$$

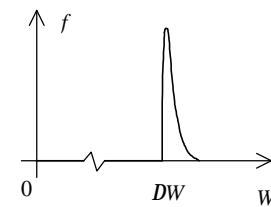
čia  $I$  – bangos ilgis mikrometrais,  $W_f$  – fotono energija elektron-voltais.

Šviesos diodo spinduliuojamų fotonų energijos pasiskirstymą galima rasti įvertinant elektronų ir skylių pasiskirstymus pagal energijas puslaidininkio laidumo ir valentinėje juostose. Elektronų, užimančio energijos lygmenį  $W_2$ , ir skylių, užimančios energijos lygmenį  $W_1$ , rekombinacijos tikimybė yra proporcinga  $n(W_2)p(W_1)$ ; čia  $n(W_2)$  – tankis tikimybės elektronui užimti energijos lygmenį  $W_2$ ,  $p(W_1)$  – tankis tikimybės, kad skylės energija lygi  $W_1$ . Tikimybė, kad energijos  $W_f$  fotonas bus išspinduliuotas, gali būti rasta integruojant sandaugą  $n(W_2)p(W_1)$  visame  $W_2$  (arba  $W_1$ ) reikšmių ruože ir laikant, kad  $W_f = W_2 - W_1$ . Taip

nagrinėjant gaunama, kad fotonų energijos yra pasiskirstę, kaip atvaizduota 14.21 paveiksle. Didžiausias fotonų emisijos intensyvumas gaunamas, kai  $W_f = DW + kT$ , o kreivės plotis 0,5 lygyje yra apie  $2,4kT$ ; čia  $DW$  – puslaidininkio draudžiamosios juostos plotis,  $k$  – Bolcmano konstanta,  $T$  – absoliučioji temperatūra.

Remdamiesi 14.21 paveikslu, galime įvertinti spinduliuojamos šviesos spektro linijos santykinį plotį:

$$g = \left| \frac{dI}{I} \right| \cong \frac{2,4kT}{W_f}. \quad (14.46)$$



14.21 pav. Fotonų energijų pasiskirstymas

Atsižvelgiant į (14.45), kai  $T = 300$  K, santykinį linijos plotį galima skaičiuoti pagal supaprastintą formulę:

$$g = |DI/I| \cong 0,05I; \quad (14.47)$$

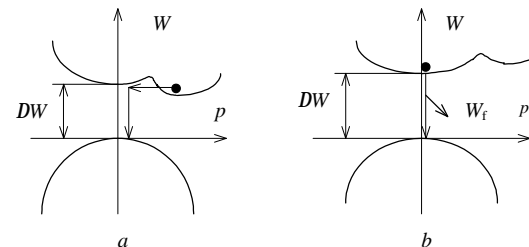
čia  $I$  – mikrometrais.

Žinios apie santykinį ir absoliutinį spektro linijų pločius ir jų priklausomybes nuo bangos ilgio pateiktos 14.1 lentelėje. Bangai

14.1 lentelė. Šviesos spektro linijos pločiai, kai  $T = 300$  K

$I / \mu\text{m}$	$g$	$DI / \text{nm}$
0,85	0,043	36
1,30	0,065	85
1,55	0,078	120

ilgėjant, santykinis ir absoliutinis spektro linijos plotis didėja. Be spindulinės rekombinacijos galimi ir kiti rekombinacijos mechanizmai. Pagal 14.20 paveikslą,  $b$ , laidumo juostos elektronas susiduria su kristaline gardele, pakinta jo impulsas, ir tik tada elektronas šoka į valentinę juostą ir rekombinuoja su skylė. Toks rekombinacijos mechanizmas būdingas siliciui ir kitiems netiesioginio tarpo puslaidininkiams, kuriuose vyrauja netiesioginiai elektronų šuoliai (14.22 pav.,  $a$ ). Tikimybė, kad tuo pat metu vyks du procesai (pakis elektrono impulsas ir jo energija) ir bus išspinduliuotas fotonas yra nedidelė. Todėl netiesioginio tarpo puslaidininkiuose vyrauja nespindulinė rekombinacija per rekombinacijos centrus (14.20 pav.,  $c$ ). Spindulinė rekombinacijos per draudžiamą juostą esančius priemaišinius lygmenis (14.20 pav.,  $d, e$ ) tikimybė apylamai yra nedidelė, nors kartais toks rekombinacijos mechanizmas panaudojamas (pavyzdžiui, GaP raudonos šviesos dioduose). Galimi dar ir kiti nespindulinės rekombinacijos mechanizmai. Pavyzdžiui, rekombinacijos metu išsiskiriančią energiją elektronas gali perduoti kitam laidumo elektronui, kurio energija padidėja (14.20 pav.,  $f$ ). Tada procese dalyvauja trys krūvininkai. Tokio vyksmo tikimybė didėja didėjant krūvininkų koncentracijai. Taigi rekombinacija pagal schemą, atvaizduotą 14.20 paveiksle,  $f$ , gali būti reikšminga tik tuomet, kai didelė krūvininkų koncentracija.



14.22 pav. Netiesioginiai ( $a$ ) ir tiesioginiai ( $b$ ) elektronų šuoliai iš laidumo į valentinę juostą

Generuojamų fotonų ir pn sandūrą kertančių krūvininkų skaičių santykis vadinamas *vidiniu kvantiniu našumu*. Dėl aptartų priežasčių netiesioginio tarpo puslaidininkų atveju vidinis kvantinis našumas esti mažas (apie  $10^{-5}$ ). Todėl injekciniais puslaidininkiniams šviesos šaltiniams tinka tik sudėtiniai tiesioginio tarpo puslaidininkiai (14.22 pav.,  $b$ ). Jų vidinis kvantinis našumas gana didelis – gali siekti 0,5.

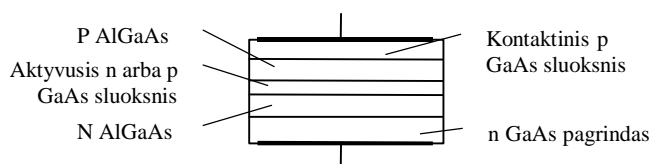
Pirmiesiems optinio ryšio sistemų šviesos šaltiniams buvo panaudotas galio arsenidas ( $DW \cong 1,42$  eV) ir galio aliuminio arsenidas  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $DW = 1,42\text{--}1,92$  eV, kai  $x = 0\text{--}0,37$ ). GaAs draudžiamosios juostos plotis atitinka  $0,85 \mu\text{m}$  šviesos bangos ilgį. Taigi  $0,85 \mu\text{m}$  ilgio šviesos panaudojimą pirmosios kartos optinio ryšio sistemose lėmė tuo metu prieinama galio arsenido technologija.

Ištyrus kvarcinio stiklo skaidulų savybes, buvo pradėti kurti šaltiniai, spinduliuojantys  $1,3$  arba  $1,55 \mu\text{m}$  bangos ilgio šviesą. Tinkamiausiomis pasirodė puslaidininkinės medžiagos, kurias galima auginti ant InP pagrindo. Jų draudžiamosios juostos plotis yra nuo  $1,35 \mu\text{m}$  (InP) iki  $0,74$  eV ( $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ). Jis atitinka bangų ilgį nuo  $1,67$  iki  $0,92 \mu\text{m}$ .

Efektyvūs puslaidininkiniai injekciniai šviesos šaltiniai buvo sukurti išnaudojant heterosandūrų savybes.

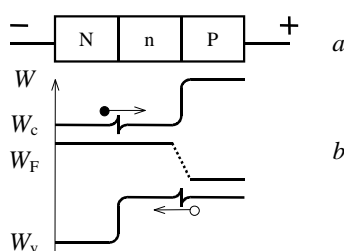
## 14.2.3. Dviguba heterosandūra

Dažniausiai puslaidininkiniai injekciniai šviesos šaltiniai yra sudaryti iš trečiosios ir penktosios grupės puslaidininkių penkių sluoksnių (14.23 pav.). Trys viduriniai sluoksniai – aktyvusis sluoksnis ir du jam gretimi platesnės draudžiamosios juostos puslaidininkio sluoksniai – sudaro dvigubą heterosandūrą.



14.23 pav. Puslaidininkinio injekcinio šviesos šaltinio sandara

14.24 paveiksle atvaizduota dvigubos NnP heterosandūros energijos juostų diagrama, veikiant tiesioginei įtampai. Iš jos matyti, kad dvigubai heterosandūrai būdingos kelios svarbios savybės.



14.24 pav. Dviguba NnP heterosandūra (a) ir jos energinė diagrama (b), veikiant tiesioginei įtampai

Krūvininkų injekcijos į siauresnės draudžiamosios juostos puslaidininkio sluoksnį efektyvumas gali būti didelis. Veikiant tiesioginei įtampai injektuoti į aktyvųjų sluoksnį krūvininkai negali įveikti antrosios heterosandūros ir yra priversti rekombinuoti aktyviajame sluoksnyje.

Be to platesnės draudžiamosios juostos puslaidininkio sluoksniai yra skaidrūs

šviesai, generuojamai siauresnės draudžiamosios juostos aktyviajame sluoksnyje. Jeigu aktyviojo sluoksnio lūžio rodiklis yra šiek tiek didesnis už jį supančių sluoksnių lūžio rodiklį, aktyvusis sluoksnis tampa optiniu bangolaidžiu.

Išrodoma, kad dvigubos heterosandūros vidinis kvantinis našumas išreiškiamas formule:

$$h_{\text{vid}} = t/t_{\text{sr}}; \quad (14.48)$$

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t_{\text{sr}}} + \frac{1}{t_{\text{nr}}} + \frac{s}{d}; \quad (14.49)$$

čia  $t$  – krūvininkų gyvavimo trukmė;  $t_{\text{sr}}$  – spindulinės rekombinacijos laiko konstanta;  $t_{\text{nr}}$  – nespindulinės rekombinacijos laiko konstanta;  $d$  – aktyviojo sluoksnio storis;  $s$  – rekombinacijos greitis dviguboje heterosandūroje.

Rekombinacijos greitis  $s$  turi būti mažas. Kad šis reikalavimas būtų tenkinamas, gardelių parametrai heterosandūrose turi mažai keistis. GaAs-AlGaAs sandūrose  $s \approx 10$  m/s.

Nuo laiko konstantos  $t$  priklauso dvigubos heterosandūros dažninės savybės. Augant moduliacijos dažniui, dvigubos heterosandūros spinduliuojamos šviesos moduliacijos gylis mažėja. Įrodoma, kad, tekant per diodą tam tikro stiprio srovei, spinduliuojama galia sumažėja 3 dB, kai dažnis tampa  $f_m = 1/2\pi t$ . Taigi šviesos diodo praleidžiamųjų dažnių juostos plotis  $DF = f_m = 1/2\pi t$ .

Norint padidinti  $DF$ , reikia mažinti krūvininkų gyvavimo trukmę  $t$ . Laiko konstantą  $t$  galima sumažinti mažinant  $t_{\text{sr}}$  ir  $t_{\text{nr}}$ . Tačiau mažindami  $t_{\text{nr}}$  sumažintume vidinį kvantinį našumą  $h_{\text{vid}}$ . Todėl reikia siekti, kad ne tik praleidžiamųjų dažnių juosta  $DF$ , bet ir sandauga  $DFh_{\text{vid}}$  būtų maksimali. Nesunku įsitikinti, kad

$$DFh_{\text{vid}} = 1/2\pi t_{\text{sr}}. \quad (14.50)$$

Taigi, kuriant didelės veikimo spartos šviesos diodus, reikia mažinti spindulinės rekombinacijos laiko konstantą  $t_{\text{sr}}$ . Šviesos diodų praleidžiamųjų dažnių juosta dažniausiai būna šimtų megahercų eilės.

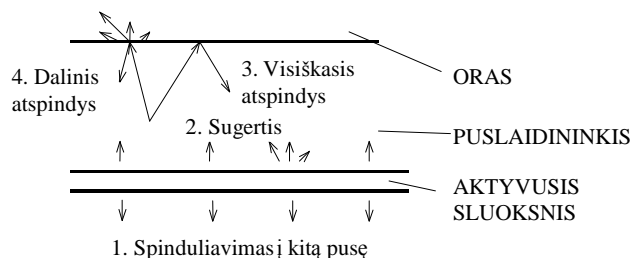
## 14.2.4. Išorinis kvantinis našumas

Didelis vidinis kvantinis našumas dar neužtikrina efektyvios šviesos šaltinio veiksenos. Šviesos šaltinio efektyvumą pilniau nusako išorinis kvantinis našumas. Išorinis kvantinis našumas – tai šaltinio spinduliuojamų fotonų skaičiaus ir krūvininkų, kertančių sandūrą, skaičiaus santykis.

Aptarkime ir įvertinkime šviesos diodų išorinį kvantinį našumą.

Aišku, išorinis kvantinis našumas yra mažesnis už vidinį. Tai lemia kelios priežastys (14.25 pav.). Pirmiausia, šviesa spinduliuojama visomis kryptimis ir tik šviesos srauto dalis, sklindanti į vieną pusę nuo aktyviojo sluoksnio, yra naudinga. Antra, kelyje tarp aktyviojo sluoksnio ir puslaidininkio kristalo paviršiaus šviesos srautas mažėja dėl šviesos sugerties. Trečia, tik šviesa, kurios kritimo kampas mažesnis nei kritinis kampas  $j_{kr}$ , gali įveikti puslaidininkio-oro ribą. Pagaliau, ketvirta, net ir dalis šviesos, kurios kritimo kampas mažesnis nei  $j_{kr}$ , atspindi.

Įrodoma, kad, jeigu šviesą visomis kryptimis spinduliuoja plonas sluoksnis, tai puslaidininkio-oro ribos kryptimi kampu  $j \leq j_{kr}$  krinta šviesos energijos dalis



14.25 pav. Šviesos nuostolių šviesos dioduose priežastys

$$s = n_a^2 / 2n_p^2; \quad (14.51)$$

čia  $n_p$  – puslaidininkio lūžio rodiklis,  $n_a$  – aplinkos lūžio rodiklis.

Jeigu puslaidininkis – GaAs, o aplinka – oras, tai  $s=0,036$ .

Dalis šviesos atspindi nuo medžiagų ribos net tuo atveju, kai šviesa krinta statmenai medžiagų ribai. Medžiagų ribą įveikia tik šviesos srauto dalis

$$t = \frac{4n_a n_p}{(n_a + n_p)^2}. \quad (14.52)$$

Tada

$$st \equiv \frac{2n_a^3}{n_p(n_a + n_p)^2}. \quad (14.53)$$

Galio arsenido ir oro riboje  $t = 0,67$  ir  $st = 0,024$ .

Puslaidininkiu sklindanti šviesa sugerama dėl fotoefekto ir kitų anksčiau aptartų reiškinių. Jeigu puslaidininkyje absorbuojama link paviršiaus sklindančios šviesos dalis  $a$ , tai, atsižvelgdami į (14.53), išorinį kvantinį našumą galime išreikšti formule

$$h \equiv h_{vid}(1-a)st \equiv h_{vid}(1-a) \frac{2n_a^3}{n_p(n_a + n_p)^2}. \quad (14.54)$$

## 14.4 užduotis

Šviesos diodui panaudotas galio arsenidas. Jo draudžiamosios juostos plotis – 1,42 eV, lūžio rodiklis – 3,7. Diodo vidinis kvantinis našumas – 0,5. Raskime diodo intensyviausiai spinduliuojamos šviesos bangos ilgį 100 °C temperatūroje ir išorinį kvantinį našumą.

Sprendimas

Atsižvelgdami, kad

$$W_f \equiv DW + kT \approx 1,42 + 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 373 / 1,6 \cdot 10^{-19} \approx 1,45 \text{ eV},$$

ir taikydami (14.45) formulę, gauname:

$$l \equiv \frac{1,24}{DW} = \frac{1,24}{1,45} \approx 0,855 \text{ } \mu\text{m}.$$

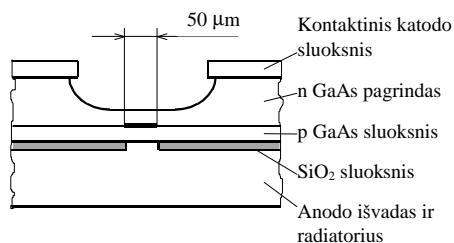
Pagal (14.54)

$$h \leq h_{\text{vid}}(1-a) \frac{2n_a^3}{n_p(n_a + n_p)^2} \approx 0,5 \cdot 1 \cdot \frac{2 \cdot 1}{3,7(1+3,7)^2} = \dots \approx 0,012.$$

#### 14.2.5. Optinio ryšio šviesos diodai

Optinio ryšio sistemų atveju svarbu, kad galimai didesnė šviesos energijos dalis  $F/F_0$  iš šviesos šaltinio patektų į optinę skaidulą. Atsižvelgiant į šį ir kitus specifinius reikalavimus, keliamus optinio ryšio sistemų šviesos šaltiniams, buvo sukurta specialių šviesos diodų konstrukcijų.

Siekiant gauti didesnę santykį  $F/F_0$ , reikia mažinti šviesos diodo emisinių paviršių. Kaip tai galima padaryti, iliustruoja 14.26 paveikslas. Diodui panaudotas n GaAs pagrindas, ant kurio užaugintas p GaAs sluoksnis. Diodas šviesą spinduliuoja per pagrindą. Ties aktyviuoju sluoksniu pagrindo storis ėsdinimo būdu sumažintas, siekiant sumažinti per pagrindą sklindančios šviesos nuostolius. Siekiant užtikrinti mažą aktyviojo sluoksnio plotą, diodo anodo kontaktas su puslaidininkiu sudarytas per mažą angą silicio dioksido sluoksnyje. Aktyvusis sluoksnis yra arti anodinio išvado, kuris kartu atlieka ir radiatoriaus vaidmenį. Todėl, tekant per diodą stipriai srovei, nuo aktyviojo sluoksnio gerai nuvedama šiluma.



14.26 pav. Šviesos diodo sandara

Tobulesniuose panašios konstrukcijos šviesos dioduose vietoje paprastų pn sandūrų panaudojamos dvigubos heterosandūros.

Irodoma, kad tuo atveju, kai skaidulos šerdies skerspjūvio plotas didesnis nei šviesos šaltinio emisinio paviršiaus plotas, šviesos energijos dalis, iš šviesos šaltinio patenkanti į optinę skaidulą, išreiškiama formule

$$F/F_0 = (n_1^2 - n_2^2)/2n_p^2; \quad (14.55)$$

čia  $n_1$  ir  $n_2$  – skaidulos šerdies ir apvalkalo lūžio rodikliai.

Atsižvelgiant į (14.55), šaltinio-skaidulos kvantinis našumas, kaip patenkančių į skaidulą fotonų skaičiaus ir kertančių sandūrą krūvininkų skaičiaus santykis, yra išreiškiamas formule

$$h_s = h_{\text{vid}} t (n_1^2 - n_2^2) / 2n_p^2. \quad (14.56)$$

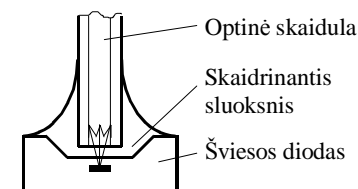
Sakykime, kad  $n_1 = 1,46$ ,  $\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 0,17$ , puslaidininkis – GaAs,  $n_p = 3,7$ ,  $h_{\text{vid}} = 0,5$ . Tada  $t = 0,81$  ir  $h_s \approx 0,00043$ .

Taigi šaltinio-skaidulos kvantinis našumas yra mažas net tuo atveju, kai šviesos šaltinio emisijos plotas mažas.

Siekiant padidinti kvantinį našumą  $h_s$ , reikia mažinti šviesos atspindžius nuo medžiagų paviršių ir didinti koeficientą  $t$ . Koeficientą  $t$  galima padidinti tarp puslaidininkio ir optinės skaidulos panaudojant skaidrinantį sluoksnį (14.27 pav.), kurio storis lygus bangos ilgio ketvirčiui, o lūžio rodiklis lygus  $\sqrt{n_1 n_p}$ . Tuo

atveju  $t$  tampa artimas 1, o  $h_s$  padidėja iki 0,00053.

Taikomos ir kitos kvantinio našumo  $h_s$  didinimo priemonės, pavyzdžiui, tarp šviesos diodų ir optinių skaidulų naudojami glaudžiantieji optiniai lęšiai.



14.27 pav. Šviesos perdavimas iš diodo į skaidulą

Dar tobulesnės konstrukcijos šviesos dioduose panaudojama heterosandūra, kurios aktyvusis sluoksnis turi juostelės, kartu atliekančios šviesolaidžio vaidmenį, pavidalą. Šviesa iš diodo spinduliuojama ne statmenai aktyviajam sluoksniui, o iš juostelės pavidalo aktyviojo sluoksnio galo.

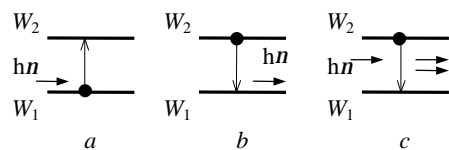
Iš aptarimo seka, kad šviesos diodų spinduliuojamos šviesos spektras yra gana platus, o kvantinis našumas – mažas. Be to, šviesos diodo su mažu šviesos emisijos plotu sklaidomoji galia yra ribota. Todėl į optinę skaidulą patenkanti iš diodo šviesos galia esti nedidelė: 100–300  $\mu\text{W}$ , kai skaidulos šerdies skersmuo 85  $\mu\text{m}$ , 20–100  $\mu\text{W}$ , kai skersmuo 50  $\mu\text{m}$ , ir tik keli mikrovatai, kai skaidula vienmodė.

Dėl aptartų šviesos diodų trūkumų šiuolaikinėse optinio ryšio sistemose kaip šviesos šaltiniai dažniausiai naudojami lazeriniai diodai.

#### 14.2.6. Fotonų ir elektronų sąveika

Panagrinėkime, kaip sąveikauja šviesos diapazono elektromagnetiniai virpesiai, kurių dažnis  $n$ , su atomu, turinčiu energijos lygmenis  $W_1$  ir  $W_2$ , tokius, kad  $W_2 - W_1 = hn$ .

Jeigu elektronas užima žemesnį energijos lygmenį  $W_1$ , tai fotonas gali perduoti energiją elektronui. Tada elektronas pakyla į aukštesnį energijos lygmenį  $W_2$  (14.28 pav., *a*). Toks procesas vadinamas *šviesos absorbcija* arba *sugertimi*.



14.28 pav. Šviesos sugertis (*a*), spontaninė emisija (*b*) ir stimuliuotoji emisija (*c*)

Jeigu elektronas pradžioje užima aukštesnį energijos lygmenį, jis gali spontaniškai – be pašalinio poveikio – nusileisti į žemesnį lygmenį (14.28 pav., *b*). Išsiskirianti energija gali būti išspinduliuota fotonu pavidalu. Fotonų energija  $hn$  padidina bendrą elektromagnetinių virpesių energiją. Šis procesas vadinamas *spontanine*, arba *savaimine emisija*. Toks elektrono šuolis nepriklauso nuo elektromagnetinių virpesių energijos. Tačiau, jeigu elektronas užima aukštesnį energijos lygmenį, elektromagnetiniai virpesiai gali stimuliuoti elektrono šuolį į žemesnį lygmenį (14.28 pav., *c*). Šis procesas – tai *stimuliuotoji*, arba *priverstinė emisija*. Išspinduliuotasis fotonas yra tiksli stimuliuojančio fotonu kopija.

Tikimybė, kad atomas, kurio elektronas užima apatinį energijos lygmenį  $W_1$ , laiko intervale  $dt$  absorbuos fotoną, kurio energija  $W_f = W_2 - W_1 = hn_{21}$ , yra proporcinga spinduliuotės spektriniam tankiui  $r(n_{21})$  ir laiko intervalui  $dt$ :

$$P_1 = B_{12} r(n_{21}) dt; \quad (14.57)$$

čia  $B_{12}$  – proporcingumo koeficientas. Spinduliuotės spektrinis tankis yra elektromagnetinės (šviesos) energijos kiekis, tenkantis tūrio vienetui ir spektrinio dažnio vienetui dažnio  $n$  aplinkoje. Spinduliuotės spektrinio tankio dimensija –  $\text{W} \cdot \text{s} / (\text{m}^3 \cdot \text{Hz})$  arba  $\text{W} \cdot \text{s}^2 / \text{m}^3$ .

Panašiai, tikimybė, kad užimantis energijos lygmenį  $W_2$  elektronas dėl stimuliuojančios spinduliuotės nusileis į lygmenį  $W_1$ , galime išreikšti formule

$$P_2 = B_{21} r(n_{21}) dt. \quad (14.58)$$

Pagaliau, tikimybė, kad elektronas iš lygmens  $W_2$  spontaniškai nusileis į lygmenį  $W_1$ , yra proporcinga  $dt$ :

$$P_3 = A_{21} dt. \quad (14.59)$$

Koeficientai  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  ir  $B_{12}$  priklauso nuo medžiagos atomų ir energijos būsenų savybių. Koeficientas  $A_{21}$  yra atvirkščiai proporcingas spontaninės emisijos procese dalyvaujančio elektrono gyvavimo trukmei būsenoje  $W_2$ :



$$A_{21} = 1/t_{sp}. \quad (14.60)$$

Medžiagoje, sudarytoje iš daugelio atomų, energijos lygmens aplinką paliekančių elektronų skaičius yra proporcingas to lygmens aplinkoje esančių elektronų skaičiui. Pusiausvyros sąlygomis elektronų, pereinančių iš  $W_2$  į  $W_1$ , skaičius turi būti lygus skaičiui elektronų, pereinančių iš  $W_1$  į  $W_2$ . Todėl

$$n_1 B_{12} r(n_{21}) = n_2 B_{21} r(n_{21}) + n_2 A_{21}; \quad (14.61)$$

čia  $n_1$  ir  $n_2$  – elektronų koncentracijos atitinkamų energijos lygmenų aplinkose.

Iš (14.61) gauname, kad

$$r(n_{21}) = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}} = \frac{A_{21}/B_{21}}{n_1 B_{12}/n_2 B_{21} - 1}. \quad (14.62)$$

Pagal Bolcmano pasiskirstymą lygmenis  $W_1$  ir  $W_2$  medžiagoje užimančių elektronų koncentracijų santykis išreiškiamas formule

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{W_2 - W_1}{kT}\right). \quad (14.63)$$

Tada pagal (14.62)

$$r(n_{21}) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{W_2 - W_1}{kT}\right) - 1}. \quad (14.64)$$

Pagal Planko (*Planck*) dėsnį absoliučiai juodo kūno spinduliuotės tankis pusiausvyros sąlygomis išreiškiamas formule:

$$r_{BB}(n) = \frac{8\pi h n^3 / c^3}{\exp(hn/kT) - 1}. \quad (14.65)$$

Iš (14.64) ir (14.65) palyginimo seka, kad pusiausvyros sąlygomis, neveikiant pašalinei šviesai,

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = 1, \quad B_{12} = B_{21} = B, \quad (14.66)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{A}{B} = \frac{8\pi h n_{21}^3}{c^3}. \quad (14.67)$$

Koeficientai  $A$  ir  $B$  vadinami Einšteino koeficientais.

#### 14.2.7. Šviesos stiprinimas

Sakykime, kad šviesos pluoštas sklinda medžiagoje  $z$  ašies kryptimi. Jeigu spektrinis šviesos energijos tankis – spinduliuotės tankis – yra  $r(n)$ , tai spektrinis galios tankis  $P(n) = cr(n)$ . Spektrinio galios tankio dimensija –  $W/(m^2 \cdot Hz)$  arba  $W \cdot s/m^2$ .

Sakykime, kad veikia šviesa ir  $r(n_{21}) \gg r_{BB}(n_{21})$ . Tuomet, jeigu  $n_1 > n_2$ , vyrauja absorbcija, stimuliuotoji emisija yra silpna ir, sklindant šviesai, jos galia mažėja.

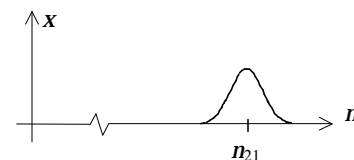
Dėl elektronų energijos neapibrėžtumo ir kitų priežasčių spinduliavimo ir absorbcijos spektrinė linija yra riboto pločio (14.29 pav.). Atvaizduota 14.29 paveiksle kreivė yra normuotoji galios spektrinio tankio funkcija, tenkinanti sąlygą

$$\int_0^{\infty} x(n) dn = 1. \quad (14.68)$$

Tada dėl spinduliuotės dažnių ruože  $dn$  atomų sužadavimo spartą, kaip absorbcijos ir stimuliuotos emisijos spartų skirtumą, atsižvelgdami į (14.61) ir (14.68) ir nevertindami spontaninės emisijos, galime išreikšti formule

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Br(n)(n_1 - n_2)x(n)dn. \quad (14.69)$$

Atomų sužadavimo sparta – tai sužadinamų tūrio vienetė per laiko vienetą medžiagos atomų skaičius. Paduginę šį atomų skaičių iš sužadinimą sukeliančio fotono energijos gausime aplinkos, kuria sklinda šviesa, sugeriamą tūrio vienetė per laiko vienetą



14.29 pav. Galios spektrinio tankio funkcija

energiją. Taigi padauginę  $\partial n / \partial t$  iš  $h n$  ir priėmę, kad  $dn = 1$ , gausime spektrinio energijos tankio  $r(n)$  pokytį per laiko vienetą:

$$\frac{\partial r(n)}{\partial t} = -B r(n) h n (n_1 - n_2) x(n). \quad (14.70)$$

Dabar nagrinėkime spinduliuotę dažnių ruože  $dn$ , šviesai įveikiant nuotolį  $dz$ . Dažnių ruože  $dn$  galios nuostolius kelyje  $dz$  galime išreikšti formule

$$dP = -\frac{\partial P(n) dn}{\partial z} dz. \quad (14.71)$$

Kadangi, kaip jau buvo pastebėta,  $P(n) = c r(n)$ , (14.71) formulę galime taip pertvarkyti

$$dP = -\frac{\partial P(n) dn}{\partial z} dz = -\frac{\partial r(n) dn}{\partial z / c} dz = -\frac{\partial r(n) dn}{\partial t} dz. \quad (14.72)$$

Supaprastinę (14.72), gauname

$$\frac{\partial P(n)}{\partial z} = \frac{\partial r(n)}{\partial t}. \quad (14.73)$$

Tada, remdamiesi (14.73) formule, atsižvelgdami į (14.70) ir sąryšį  $r(n) = P(n)/c$ , galime rašyti:

$$\frac{\partial P(n)}{\partial z} = -B \frac{P(n)}{c} h n (n_1 - n_2) x(n) = -a(n) P(n); \quad (14.74)$$

čia  $a(n)$  – šviesos slopinimo koeficientas, išreiškiamas formule

$$a(n) = \frac{B}{c} h n (n_1 - n_2) x(n). \quad (14.75)$$

Kadangi slopinimo koeficientas nepriklauso nuo  $z$ , (14.74) lygties sprendinys išreiškiamas formule:

$$P(z, n) = P(0, n) e^{-a(n)z}. \quad (14.76)$$

Išvesdami pastarąsias formules, laikėme, kad  $n_2 \ll n_1$ , ir nevertinome spontaninės emisijos. Iš tikrųjų, veikiant spinduliuotei, pasiekiamą nauja pusiausvyrą – absorbciją subalansuoja stimuliuotoji emisija ir spontaninė emisija. Spontaninės emisijos metu atsirandanti šviesa sklinda visomis kryptimis. Todėl sklindančios šviesos slopinimas yra dar didesnis nei apskaičiuotas pagal (14.76) formulę.

Taigi, **kai**  $n_1 > n_2$ , **aplinkoje sklindanti šviesa yra slopinama**.

Kita vertus, iš (14.75) formulės matyti, kad, sudarę energijos lygmenų užpildymo inversiją, arba apgrąžą, gautume, kad slopinimo koeficientas taptų neigiamas. Tada, pažymėję

$$g(n) = -a(n) = \frac{B h n (n_2 - n_1) x(n)}{c}, \quad (14.77)$$

gautume, kad

$$P(z, n) = P(0, n) e^{g(n)z}. \quad (14.78)$$

Vadinasi, **sudarius lygmenų užpildymo apgrąžą**, spinduliuotės galia eksponentiškai didėtų  $z$  kryptimi – **būtų gautas šviesos stiprinimas**.

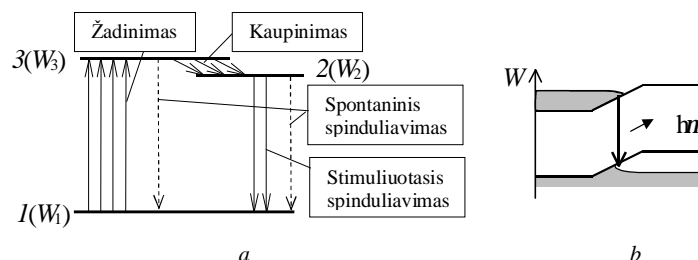
Koeficientas  $g(n)$  turi šviesos stiprinimo koeficiento prasmę. Atsižvelgdami į (14.77) (14.67) ir (14.60), galime gauti tokią koeficiento  $g(n)$  išraišką:

$$g(n) = \frac{c^2 (n_2 - n_1) x(n)}{8\pi n^2 t_{sp}}. \quad (14.79)$$

Energijos lygmenų apgrąžą galima gauti trijų lygmenų sistemoje (14.30 pav., a). Joje  $W_1$  yra nesužadinto atomo ar molekulės energija,  $W_2$  ir  $W_3$  – sužadintų būsenų energijos lygmenys.

Sakykime, kad spinduliniai šuoliai iš 3 lygmens į 1 lygmenį yra leistini, o šuoliai iš 2 lygmens į 1 lygmenį yra draudžiami – elektrono gyvavimo 2 lygmenyje trukmė yra daug ( $\sim 10^5$ ) ilgesnė nei 3 lygmenyje. Tada 2 lygmuo yra vadinamas metastabiliu.

Veikiant aptariamą kvantinę sistemą energijos  $W_3 - W_1$  intensyviu fotonų srautu, vyrauja absorbciniai elektronų šuoliai, kurių metu elektronai kyla iš 1 lygmens į 3 lygmenį. Dalis sužadintų atomų elektronų savaime arba priverstinai grįžta atgal į 1 lygmenį. Tačiau, jeigu 2 lygmuo yra arti 3 lygmens, tada didelė tikimybė, kad sužadinto atomo elektronas, atidavęs aplinkai energijos kiekį  $W_3 - W_2$ , užims metastabilų lygmenį  $W_2$ . Tada, intensyviai žadinant medžiagą, galima sudaryti 1 ir 2 lygmenų užpildymo apgrąžą – gauti  $n_2 > n_1$ .



14.30 pav. Energijos lygmenų užpildymo apgrąža ir stimuliuotas spinduliavimas trijų lygmenų sistemoje (a) ir pn sandūroje (b)

Susidarius lygmenų užpildymo apgrąžai, medžiaga sklindančios šviesos dažnio  $n = (W_2 - W_1)/h$  fotonai gali sukelti spindulinius šuolius iš  $W_2$  į  $W_1$ . Vykstant stimuliuotajai šviesos emisijai, susidaro nauji tapatūs fotonai. Atsiradus papildomų fotonų, sklindančios šviesos srautas padidėja. Didesnis fotonų skaičius dar intensyviau stimuliuoja naujus spindulinius šuolius. Taip gaunamas sklindančios šviesos stiprinimas.

Kaupinimui – energijos lygmenų užpildymo apgrąžai – gauti gali būti panaudota ne tik šviesos energija, bet ir kitos energijos rūšys. Lazeriniuose dioduose kaupinimui panaudojama elektros energija. Jeigu pn sandūra sudaryta tarp išsigimusių puslaidininkių, veikiant pakankamai didelei tiesioginei įtampai, injekcinio lazerio pn sandūros aktyviojoje srityje gali būti gauta laidumo juostos apatinės dalies ir valentinės juostos viršutinės dalies užpildymo apgrąža (14.30 pav., b). Šiuolaikiniuose lazeriniuose dioduose vietoje paprastų pn sandūrų panaudojamos dvigubos heterosandūros.

Taigi vienaip ar kitaip pasiekę lygmenų užpildymo apgrąžą galime padaryti kvantinį stiprintuvą. Dar svarbu pastebėti, kad pagal (14.77) ir (14.78) stiprinimo koeficientas yra proporcingas  $x(n)$ , vadinasi, atvirkščiai proporcingas spektrinės linijos pločiui.

#### 14.2.8. Lazerių veikimo principai

Kaip žinoma, sudarius pakankamai stiprų teigiamą grįžtamąjį ryšį, stiprintuvą galima paversti generatoriumi. Optiniuose kvantiniuose generatoriuose – lazeriuose (angl. **laser** – **light amplification by stimulated emission of radiation**) – teigiamas grįžtamasis ryšys sudaromas panaudojant du veidrodžius, kurie atspindi stiprinamą šviesą. Šie veidrodžiai dar atlieka ir kitą funkciją – jie sudaro optinį rezonatorių. Todėl, kaip ne už ilgo išitikinsime, lazerio virpesių spektrą dažnio  $n$  aplinkoje lemia paminėto rezonatoriaus savųjų virpesių dažniai.

Nusistojus pusiausvyrai, generatoriaus virpesių lygis yra toks, kad dėl stiprinimo atsiradusi galia yra lygi nuostolių galiai. Lazerių atveju į nuostolius turi būti įskaitoma ir per veidrodžius išspinduliuojamos šviesos galia. Virpesiai negali susižadinti, kol dėl energijos transformacijos lazeryje atsirandanti galia netampa didesnė už nuostolių galią. Todėl virpesiai lazeryje susižadina tik tada, kai apgrąža  $n_2 - n_1$  viršija tam tikrą slenkstį  $(n_2 - n_1)_{sl}$ .

Dėl to, kad, šviesai sklindant medžiagoje, dėl sklaidos ir kitų priežasčių pasireiškia šviesos slopinimas, į (14.78) formulę reikia įvesti slopinimo koeficientą  $a_s$ :

$$P(z) = P(0) \exp(g - a_s)z. \quad (14.80)$$

Remdamiesi (14.80) formule ir šviesos sklaidimo lazerio optiniame rezonatoriuje diagrama, atvaizduota 14.31 paveiksle, šviesos galią po atspindžių nuo dalinai skaidrių veidrodžių galime išreikšti formule

$$P_2(0) = R_1 R_2 P(2l) = P(0) R_1 R_2 \exp[(g - a_s)2l]; \quad (14.81)$$

čia  $R_1$  ir  $R_2$  – atspindžio nuo lazerio rezonatoriaus veidrodžių koeficientai.

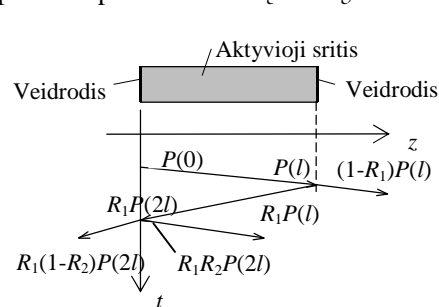
Virpesiai gali susižadinti, jeigu  $P_2(0)/P(0) > 1$  ir

$$R_1 R_2 \exp[2(g - a_s)l] > 1. \quad (14.82)$$

Remdamiesi pastarąja formule virpesių susižadinimo lazeryje sąlygą galime išreikšti taip:

$$g > a_{\Sigma} = a_s + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right); \quad (14.83)$$

čia  $a_{\Sigma}$  yra efektinio slopinimo koeficientas, įvertinantis ir nuostolius dėl šviesos išėjimo pro lazerio optinio rezonatoriaus veidrodžius. Pagal 14.31 paveikslą priimta, kad pro veidrodžius kiekviename lazerio optinio rezonatoriaus gale išspinduliuojama krintančios šviesos dalis, kuri atitinkamai lygi  $(1-R_1)$  ir  $(1-R_2)$ . Jeigu vienas veidrodžių pilnai atspindi krintančią šviesą, tai to veidrodžio  $R = 1$ , o  $1-R = 0$ .



14.31 pav. Lazerio aktyvioji sritis ir šviesos sklaidimo joje diagrama

Galios atspindžio koeficientas puslaidininkio-oro riboje yra išreikšiamas formule

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (14.84)$$

Galio arsenido atveju  $n = 3,6$ . Tada  $R = 0,32$ .

Tūriniame rezonatoriuje gali susižadinti daug virpesių tipų. Kiekvieną virpesių tipą (modą) galima apibūdinti trimis sveikaisiais skaičiais, kurie rodo elektromagnetinės energijos tankio pasiskirstymo maksimumų skaičių trimis ortogonaliomis kryptimis.

Lazerio spinduliuojamos šviesos spektrą dažniausiai nulemia išilginės modos. Taigi optiniame rezonatoriuje rezonansai gaunami,

kai tarp veidrodžių telpa sveikas šviesos pusbangių skaičius ir tenkinama sąlyga:

$$k \frac{l_k}{2} = nl; \quad (14.85)$$

čia  $l_k$  – šviesos bangos ilgis vakuume,  $l$  – rezonatoriaus ilgis,  $n$  – aktyviosios srities lūžio rodiklis,  $k$  – sveikasis skaičius.

Pagal (14.85) rezonatoriaus savųjų virpesių dažniai išreiškiami formule:

$$n_k = \frac{c}{l_k} = \frac{kc}{2nl}. \quad (14.86)$$

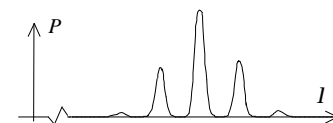
Tada nuotoliai tarp artimiausių rezonansinių dažnių ir artimiausių rezonansinių bangos ilgių išreiškiami formulėmis:

$$Dn = \frac{c}{2nl}, \quad (14.87)$$

$$Dl = l_k \frac{Dn}{n_k} = \frac{l_k^2}{2nl}. \quad (14.88)$$

Dujinio lazerio atveju, kai  $l = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $n = 1$ ,  $l = 1,5 \text{ m}$ , pagal (14.87) ir (14.88) formules  $Dn \approx 100 \text{ MHz}$ , o  $Dl \approx 0,000083 \text{ nm}$ . Pusalaidininkinio InGaAsP-InP lazerinio diodo atveju, kai  $l = 300 \mu\text{m}$ ,  $n = 4$  ir  $l = 1,55 \mu\text{m}$ , atlikę skaičiavimus, gautume, kad  $Dn \approx 125 \text{ GHz}$ , o  $Dl \approx 1 \text{ nm}$ . Taigi dėl to, kad puslaidininkiniai lazeriniai diodai yra mažų matmenų, jų generuojamos šviesos spektrinės linijos yra gana plačios (14.32 pav.).

Kita vertus, svarbu pažymėti, kad lazerinio diodo spinduliuojamos šviesos spektras esti daug siauresnis nei šviesos diodo spektras. Lazerinio diodo šviesos spektrą lemia du faktoriai – energijos juostų užpildymo ypatumai ir optinio rezonatoriaus savybės. Išsamiau šį klausimą aptarsime vėliau.



14.32 pav. Lazerio virpesių spektro pobūdis

Dar svarbu pastebėti, kad lazerių spinduliavimas yra kryptingas. Šią lazerių savybę pirmiausia lemia tai, kad nestatmenai veidrodžiams sklindanti šviesa greitai išeina iš aktyviosios srities ir nebegali sukelti stimuliuoto spinduliavimo. Puslaidininkinių lazerinių diodų atveju reikšminga dar ir kita aplinkybė – dvigubos heterosandūros aktyvioji sritis gali veikti kaip optinis bangolaidis.

#### 14.2.9. Lazerinių diodų sandara, veikimas ir savybės

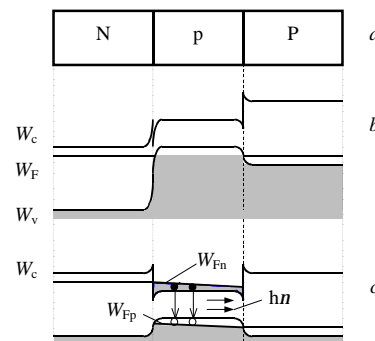
Pirmuosius mikrobangų kvantinius generatorius – mazerius – beveik vienu metu 1954 metais sukūrė JAV fizikai C. Taunsas (C. H. Townes) su bendradarbiais ir rusų fizikai N. Basovas (Басов) ir A. Prochorovas (Прохоров). Juose aktyvioji medžiaga buvo amoniako dujos. Pirmasis kietojo kūno lazeris buvo sukurtas JAV 1960 metais rubino kristalo pagrindu. 1962 metais buvo pagaminti pirmieji puslaidininkiniai lazeriai.

Puslaidininkiniuose injekciniuose lazeriuose lygmenų užpildymo apgrąža buvo gauta veikiant didelei tiesioginei įtampai, viršijančiai  $DW/q$ . Normalioje temperatūroje lazerio slenkstinės srovės tankis buvo 300–500 A/mm<sup>2</sup>, todėl lazeriniai diodai galėjo veikti tik impulsiniu režimu ir buvo trumpaamžiai.

1968–70 metais buvo sukurta AlGaAs auginimo ant GaAs technologija. Sukūrus ir panaudojus dvigubas heterosandūras, 1970 metais slenkstinės srovės tankį pavyko sumažinti iki 16 A/mm<sup>2</sup>, o dar vėliau – iki 5 A/mm<sup>2</sup>. Sumažėjus sklaidomajai galiai, atsirado galimybės gauti nenutrūkstamus lazerinių diodų virpesius normaliose sąlygose.

1–1,6 μm ruožo lazeriniuose dioduose naudojamos dvigubos heterosandūros, sudarytos iš InGaAsP ir InP (14.33 pav.).

Heterosandūros p sluoksnis – stipriai legiruotas. Jame, kaip išsigimusiame puslaidininkyje, valentinės juostos viršutiniai lygmenys neužimti elektronų (14.33 pav., b). Veikiant tiesioginei įtampai, elektronai iš N srities injektuojami į p sluoksnį, kuriame susidaro



14.33 pav. Lazerinio diodo dviguba NpP heterosandūra (a) ir jos energijos lygmenų diagramos, kai neveikia (b) ir veikia (c) išorinė įtampa

lygmenų užpildymo apgrąža (14.33 pav., c) ir susikuria sąlygos stimuliuotai šviesos emisijai.

Pagal 14.33 paveikslą, c, heterosandūros aktyviajame p sluoksnyje gali būti generuojama šviesa, kurios dažnis  $n$  yra ruože

$$\frac{DW}{h} < n < \frac{W_{Fn} - W_{Fp}}{h}; \quad (14.89)$$

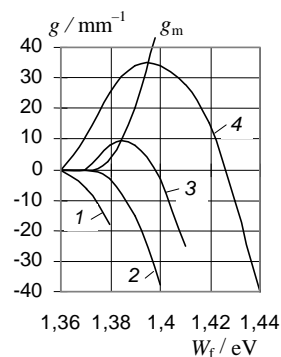
čia  $W_{Fn}$  ir  $W_{Fp}$  – Fermio kvazilygmenys, atitinkantys nepusiausvirąsias krūvininkų (elektronų laidumo juostoje ir skylių valentinėje juostoje) koncentracijas.

Kai  $hn < DW$ , terpė yra skaidri. Kai  $hn > W_{Fn} - W_{Fp}$ , ji ne stiprina, o slopina šviesą.

Didėjant kaupinimui, nuotolis  $W_{Fn} - W_{Fp}$  tarp Fermio lygmenų didėja, todėl kinta lazerio generuojamos šviesos dažnis ir plėtėja generuojamų virpesių spektras.

Įrodoma, kad lazeriniame diode šviesos stiprinimo koeficientą lemia efektnis srovės tankis

$$j_{ef} = \frac{h_{vid} j}{2d}; \quad (14.90)$$



14.34 pav. Šviesos stiprinimo koeficiento  $g$  ir maksimalaus stiprinimo koeficiento  $g_m$  galio arsenide priklausomybės nuo fotono energijos ir efektyviojo srovės tankio  $j_{ef}$ , kai  $T = 300$  K:  $1 - j_{ef}=0$ ;  $2 - 30$ ;  $3 - 60$ ;  $4 - 120$  A/(mm<sup>2</sup>·μm)

Iš kreivių nagrinėjimo seka, kad šviesos stiprinimas yra galimas tik efektiniam srovės tankiui viršijus slenkstį  $(j_{ef})_0$ . Didėjant efektiniam srovės tankiui, auga maksimalus stiprinimas ir fotonų energijos ruožas, kuriame stiprinimo koeficientas  $g > 0$ . Kadangi fotono energija nulemia šviesos dažnį ir bangos ilgį, tai dar kartą prieiname išvadą, kad, stiprėjant kaupinimui, turėtų platėti lazerinio diodo generuojamos šviesos spektro linija. Vėliau šią išvadą patikslinsime.

Kai  $j_{ef} > (j_{ef})_0$ , maksimalus stiprinimo koeficientas  $g_m$  beveik tiesiškai didėja, didėjant efektiniam srovės tankiui  $j_{ef}$ , todėl galime taikyti aproksimaciją

$$g_m = S [j_{ef} - (j_{ef})_0]; \quad (14.91)$$

čia  $S$  – proporcingumo koeficientas.

čia  $j$  – srovės tankis aktyviajame sluoksnyje,  $2d$  – aktyviojo sluoksnio storis.

Stiprinimo koeficiento  $g$  ir maksimalaus stiprinimo koeficiento  $g_m$  priklausomybių nuo efektyviojo srovės tankio pobūdį iliustruoja 14.34 paveikslo kreivės. Grafike abscisių ašies kryptimi atidėtos fotonų energijos vertės, ordinačių ašyje – stiprinimo ir slopinimo koeficiento vertės. Efektyvus srovės tankis yra kreivių  $g(W_f)$  parametras.

Iš kreivių nagrinėjimo seka, kad šviesos

Kaip jau buvo pastebėta, lazerinio diodo aktyvusis sluoksnis gali veikti kaip šviesolaidis. Tačiau šis sluoksnis yra plonas, todėl aktyviuoju sluoksniu sklindanti šviesa prasiskverbia į aktyvųjį sluoksnį supančiuosius sluoksnius. Įrodoma, kad aktyviuoju sluoksniu sklinda šviesos galios dalis, išreiškiama formule

$$G \cong \frac{2V^2}{1 + 2V^2}; \quad (14.92)$$

čia  $V$  – normuotasis dažnis, išreiškiamas (14.16) formule.

Kaip ir normuotasis dažnis  $V$ , koeficientas  $G$  priklauso nuo aktyviojo sluoksnio storio. Priklausomybės pobūdis atvaizduotas 14.35 paveiksle.

Kadangi lazeryje šviesos emisiją stimuliuoja tik šviesos galios dalis, sklindanti aktyviajame sluoksnyje, tai (14.83) formulėje vietoje stiprinimo koeficiento  $g$  reikia nagrinėti sandaugą  $Gg_m$ . Tuomet, atsižvelgdami į (14.91), virpesių susižadinimo lazeryje sąlygą (14.83) galime perrašyti taip:

$$GS[j_{ef} - (j_{ef})_0] > a_s + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (14.93)$$

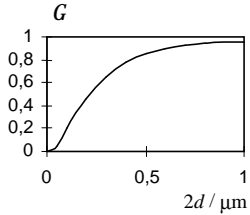
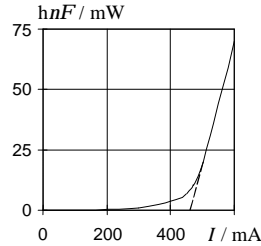
Dabar, remdamiesi (14.90) ir (14.93) formulėmis, galime rasti slenkstinį srovės tankį  $j_{sl}$ :

$$j_{sl} = \frac{2d}{h_{vid}} j_{ef} \cong \frac{2d}{h_{vid}} \left[ (j_{ef})_0 + \frac{1}{GS} \left( a_s + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right]. \quad (14.94)$$

Slenkstinis srovės tankis yra vienas svarbiausių lazerinio diodo parametrų. Kuo jis mažesnis, tuo geresnis lazerinis diodas. Iš (14.94) seka, kad slenkstinį srovės tankį galima sumažinti mažinant lazerinio diodo aktyviosios srities storį  $2d$  ir efektinį slopinimą  $a_s$ .

Lazerinio diodo spinduliuojamų fotonų srautas apytikriai lygus virš slenkščio injektuotų elektronų skaičiui, padaugintam iš išorinio kvantinio našumo  $h$ . Taigi  $F = 0$ , kai  $I < I_{sl}$ , ir

$$F \cong h \frac{I - I_{sl}}{q}, \text{ kai } I > I_{sl}; \quad (14.95)$$

14.35 pav. Koeficiento  $G$  priklausomybė nuo aktyviosios srities storio

14.36 pav. Lazerinio diodo liuksamperinės charakteristikos pobūdis

čia  $I$  – lazerinio diodo srovė;  $I_{sl}$  – lazerinio diodo srovės, atitinkančios slenkstinę srovės tankį, stipris.

Lazerinio diodo spinduliuojamos šviesos galia

$$P_o = hnF \approx h \frac{I - I_{sl}}{q} hn. \quad (14.96)$$

14.36 paveiksle atvaizduota lazerinio diodo liuksamperinė charakteristika. Kol srovės stipris mažesnis nei  $I_{sl}$ , lazerinis diodas veikia kaip šviesos diodas. Srovės stipriui viršijus  $I_{sl}$ , prasideda stimuliuotoji šviesos emisija. Lazerio veiką atitinkanti charakteristikos dalis praktiškai yra tiesinė. Taigi (14.95) ir (14.96) formulės gana gerai aproksimuoja lazerinių diodų liuksamperines charakteristikas.

Lazerinio diodo naudingumo koeficientas yra lygus galios  $P_o$  santykiui su diodo maitinimui suvartojama elektrine galia  $UI$ :

$$h_D = \frac{P_o}{UI} \approx h \left( 1 - \frac{I_{sl}}{I} \right) \frac{hn}{qU}. \quad (14.97)$$

Jeigu  $I \gg I_{sl}$  ir  $qU \approx hn$  tai  $h_D \approx h$ . Taigi lazerinio diodo naudingumo koeficientą lemia išorinis kvantinis našumas  $h$ .

Kitokio pavidalo lazerinio diodo naudingumo koeficiento išraišką galime išvesti dauginami stimuliuotos emisijos kvantinį našumą  $h_{st}$

iš diodo spinduliuojamos galios ir jame išsiskiriančios šviesos galios santykio  $z$ . Pastarąjį santykį gana lengvai galime rasti įvertindami, kad nuostoviosios veikos sąlygomis (14.83) formulėje vietoje nelygybės ženklo galima rašyti lygybės ženklą ir kad  $g = Gg_m$ . Tuomet

$$Gg_m = a_s + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (14.98)$$

Diode generuojamos šviesos dalis, proporcinga  $a_s$ , virsta šiluma. Dalis, proporcinga  $(Gg_m - a_s)$  yra išspinduliuojama. Todėl

$$z \approx \frac{Gg_m - a_s}{Gg_m}. \quad (14.99)$$

Atsižvelgdami, kad dažniausiai vienas lazerinio diodo rezonatoriaus veidrodys pilnai atspindi šviesą ir  $R_1 = 1$ , o  $R_2 = R$ , pagal (14.98) ir (14.99) formules galime gauti:

$$z \approx \frac{1}{1 + 2a_s l / \ln R}. \quad (14.100)$$

Tada lazerinio diodo naudingumo koeficientas

$$h_D \approx h_{st} z \approx \frac{h_{st}}{1 + 2a_s l / \ln R}. \quad (14.101)$$

Taigi lazerinio diodo naudingumo koeficientą galima padidinti didinant stimuliuotos šviesos emisijos kvantinį našumą  $h_{st}$  ir mažinant slopinimo koeficientą  $a_s$ . Taikydami (14.97) ir (14.101) formules, galime įsitikinti, kad lazerinio diodo naudingumo koeficientas gali būti didelis – apie 40%. Rekordinė  $h_D$  reikšmė siekia 65 %.

#### 14.5 užduotis

GaAs lazerinio diodo rezonatoriaus ilgis – 0,5 mm. Jo spinduliuojamų virpesių spektro linijos plotis – apie 1,5 nm. Koks diodo spinduliuojamų virpesių spektro pobūdis?

Pagal (14.45)

$$l \approx \frac{1,24}{DW} = 1,24 / 1,42 \approx 0,87 \mu\text{m}.$$

#### 14. Optinės elektronikos įtaisai

Pagal (14.88) formulę nuotolis tarp diodo optinio rezonatoriaus gretimų rezonansinių dažnių

$$Dl \cong \frac{l^2}{2nl} = \frac{0,87^2}{2 \cdot 3,7 \cdot 500} \cong 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{m} = 0,2 \text{ nm}.$$

Taigi lazerio virpesių spektro pobūdis bus toks kaip 14.32 paveiksle. Liniją sudarys 7–8 intensyvumo pikai.

##### 14.6 užduotis

Lazerinio diodo aktyviosios srities ilgis  $l = 0,3 \text{ mm}$ , storis –  $2 \mu\text{m}$ , lūžio rodiklis  $n = 3,6$ , spinduliuojamos šviesos bangos ilgis –  $0,85 \mu\text{m}$ , slopinimo koeficientas  $g = 3,5 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$ . Raskime šviesos stiprinimo koeficientą, kuris būtinas, kad susižadintų virpesiai. Kaip šis stiprinimo koeficientas pasikeistų, jeigu vienas veidrodis pilnai atspindėtų šviesą?

Sprendimas

Žinodami lūžio rodiklį, galime rasti atspindžio koeficientą:

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \left( \frac{3,6-1}{3,6+1} \right)^2 = \dots \cong 0,32.$$

Tada pagal (14.83)

$$g_{\min} = a_s + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) = 3,5 \cdot 10^3 + \frac{1}{2 \cdot 0,3 \cdot 10^{-3}} \ln \frac{1}{0,32^2} = \dots \cong 7,3 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}.$$

Kartodami skaičiavimą, kai  $R_2 = 1$ , gautume, kad  $g_{\min} \cong 5,4 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$ .

##### 14.7 užduotis

GaAs lazerinio diodo aktyviosios srities storis –  $0,5 \mu\text{m}$ , plotis –  $20 \mu\text{m}$ , ilgis –  $0,4 \text{ mm}$ , vidinis kvantinis našumas –  $0,5$ . Raskime koks srovės stipris būtinas, kad susidarytų lazerio veikos sąlygos.

Sprendimas

Taikydami (14.91) formulę ir pasinaudoję 14.34 paveikslo kreivėmis (kai  $j_{\text{ef}1} = 60 \text{ A}/(\text{mm}^2 \cdot \mu\text{m})$ ,  $g_{\text{m}1} \cong 10 \text{ mm}^{-1}$ ; kai  $j_{\text{ef}1} = 120 \text{ A}/(\text{mm}^2 \cdot \mu\text{m})$ ,  $g_{\text{m}1} \cong 35 \text{ mm}^{-1}$ ), galime rasti, kad  $(j_{\text{ef}})_0 \cong 36 \text{ A}/(\text{mm}^2 \cdot \mu\text{m})$ .

Tada pagal (14.90) slenkstinis srovės tankis

#### 14. Optinės elektronikos įtaisai

$$j_0 = \frac{2d}{h} (j_{\text{ef}})_0 = \frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{0,5} 36 \cdot 10^{12} \cong 36 \cdot 10^6 \text{ A}/\text{m}^2.$$

Pagal užduoties sąlygą diodo skerspjūvio plotas yra  $0,008 \text{ mm}^2$ . Tada slenkstinis srovės stipris

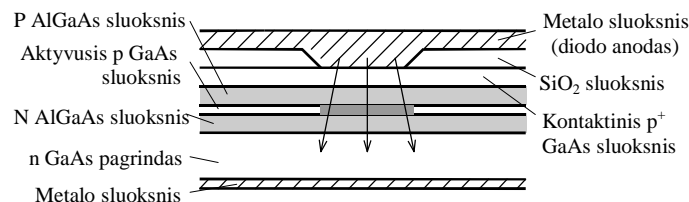
$$I_0 = j_0 S = 36 \cdot 10^6 \cdot 8 \cdot 10^{-9} = 288 \cdot 10^{-3} \text{ A} = 288 \text{ mA}.$$

##### 14.2.10. Optinio ryšio sistemų lazeriniai diodai

Lazeriniai diodai reikalavimus, keliamus optinio ryšio šviesos šaltiniams, tenkina daug geriau nei šviesos diodai. Bent stambiu planu aptarkime šiuolaikinių lazerinių diodų bendruosius bruožus. Kaip jau žinome, juose panaudojamos heterosandūros. Jų aktyvioji sritis esti juostelės pavidalo.

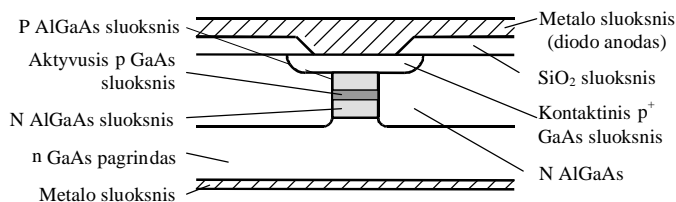
14.37 paveiksle atvaizduotas lazerinis diodas, kuriame panaudota AlGaAs-GaAs-AlGaAs dviguba heterosandūra. Jo aktyvioji sritis yra heterosandūros p GaAs sluoksnio dalis, per kurią tekančios srovės tankis didesnis už slenkstinį. Aktyviosios srities plotį nulemia SiO<sub>2</sub> sluoksnyje atidarytos angos plotis.

14.38 paveikslo lazeriniame diode panaudota paslėptoji heterosandūra. Tokia sandūrą galima sudaryti meza technologija nuėsdinus dalį jau sudarytų sluoksnių ir ant ėsinto paviršiaus užauginus N AlGaAs sluoksnį. Taip padarytame lazeriniame diode



14.37 pav. AlGaAs-GaAs lazerinio diodo skersinio pjūvio vaizdas





14.38 pav. Lazerinis diodas su paslėptąja heterosandūra

aktyviosios srities plotis yra griežčiau apibrėžtas. Jau vien dėl to diodas veikia stabiliau. Kitas svarbus darinio privalumas susijęs su tuo, kad ne tik aktyviojo sluoksnio viršuje ir apačioje, bet ir jo šonuose yra galio aluminio arsenidas – medžiaga su mažesniu lūžio rodikliu. Todėl aktyvusis sluoksnis, kaip optinis bangolaidis, geriau nukreipia šviesą ir mažiau jos be naudos prarandama.

Iš esmės panašūs yra ir InGaAsP-InP lazerinių diodų dariniai.

Siekiant padidinti efektyvumą, pagal (14.90) reikia mažinti aktyviojo sluoksnio storį. Tačiau, kai storis tampa mažesnis nei 10 nm, aktyvusis sluoksnis įgyja kvantinės duobės savybes. Tam tikrų privalumų turi lazeriai (angl. – MQW – *multiple quantum-well lasers*), kuriuose panaudojamos kelios pasikartojančių plonų sluoksnių pavidalo kvantinės duobės.

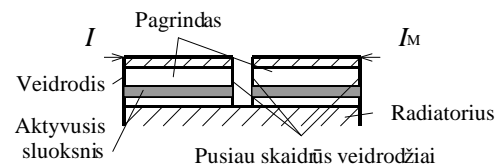
Optinio ryšio sistemoms skirti lazeriniai diodai dar turi tenkinti reikalavimus, kylančius dėl šviesos sklaidimo optinėse skaidulose ypatumų. Kai slopinimas skaiduloje nedidelis, optinių impulsų išskrypimus, kaip išsiaiškinome, lemia dispersija. Siekiant sumažinti dispersiją ir padidinti nuotolį tarp retransliatorių, reikia mažinti šviesos šaltinio spektro linijos plotį. Jis turi būti ne didesnis nei 0,05 nm. Dar griežtesni reikalavimai keliama tuo atveju, kai panaudojamas dažninis tankinimas. Kai šviesos bangos ilgis 1,55  $\mu\text{m}$  ir taikoma homodininė arba heterodininė detekcija, lazerinio diodo optinės linijos plotis turi būti apie  $10^{-3}$  nm – trimis eilėmis mažesnis nei daugiamodžio lazerinio diodo optinės linijos plotis.

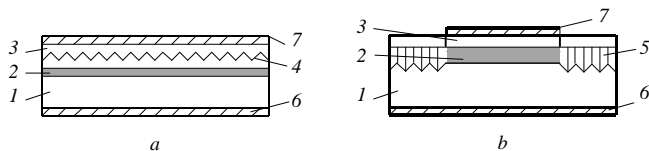
Nagrinėdami lazerinių diodų generuojamos šviesos spektrą konstatavome, kad, didėjant kaupimui, spektro plotis didėja. Šį teiginį būtina patikslinti. Mat, didėjant kaupimui, pagal 14.34 paveikslą pirmiausia didėja tam tikro dažnio šviesos stiprinimas. Todėl, stiprėjant per lazerinį diodą tekančiai srovei, sparčiai didėja centrinių modų (14.32 pav.) virpesių lygis. Iškilus šiems virpesiams, lazerinio diodo spinduliuojamos šviesos efektyvus spektro linijos plotis net sumažėja.

Efektyviausiai lazerio optinės linijos plotį galima sumažinti taikant vienos išilginės modos selekciją. Tam vienmodžiuose lazeriuose taikomas selektyvus grįžtamasis ryšys.

$C^3$  (angl. – *cleaved-coupled cavity*) lazeriuose modos selekcijai panaudojama rezonansinė sistema, sudaryta iš dviejų susietų optinių rezonatorių (14.39 pav.). Tokioje rezonansinėje sistemoje bendro rezonanso sąlyga tenkinama tik vienam dažniui. Pažymėtina ir tai, kad moduliuojanti srovė  $I_M$  teka tik viena darinio dalimi. Tuomet kita dalis, per kurią teka pastovaus stiprio srovė  $I$ , gali atlikti virpesių dažnį stabilizuojantį vaidmenį.

Geresnė modų selekcija galima taikant selektyviai atspindinčias šviesą gardeles (14.40 pav.). Periodinės struktūros gardelėje atspindėtos bangos sumuojasi ta pačia faze, jeigu gardelės periodas  $L = i\lambda / 2$ ; čia  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis medžiagoje,  $i$  – sveikasis skaičius. 14.40 paveiksle, a, atvaizduotas paskirstyto grįžtamojo ryšio lazeris (angl. DFB – *distributed feedback laser*), kuriame gardelė sudaryta virš viso aktyviojo sluoksnio. Gardelė sudaroma selektyviai išsintetizuojant sudaryto puslaidininkinio sluoksnio paviršių. Reikalinga kaukė sudaroma elektroninės litografijos ar

14.39 pav.  $C^3$  lazerinio diodo supaprastintas išilginio pjūvio vaizdas



14.40 pav. Lazerinių diodų, kuriuose panaudotos selektyviai atspindinčios gardelės, supaprastinti išilginiai pjūviai: 1 – N InP pagrindas; 2 – InGaAsP aktyvusis sluoksnis; 3 – P InP sluoksnis; 4 – gardelė; 5 – paskirstytasis Brego reflektorius; 6, 7 – metalo sluoksniai

holografijos būdu. 14.40 paveiksle, *b*, atvaizduotas lazeris su paskirstytaisiais Brego reflektoriais (angl. DBR – *distributed Bragg reflection laser*). Jų vaidmenį atlieka tam tikro ilgio šviesos bangas dalinai atspindinčios periodinės sluoksnių su skirtingais lūžio rodikliais sistemos, sudarytos už aktyviojo sluoksnio ribų – jo galuose.

Paskirstyto grįžtamojo ryšio nenutrūkstamų virpesių lazerio spektro linijos plotis gali būti tik 10–50 MHz. Dar mažesnį spektro linijos plotį galima gauti panaudojant MQW-DFB lazerius.

#### 14.2.11. Moduliacijos būdai

Lazerinių diodų šviesą galima moduluoti signalais, kurių dažnis siekia iki 10 GHz, labai paprastai – moduluojančiu signalu keičiant per diodą tekančią srovę.

Dažniausiai taikoma amplitudės impulsinė moduliacija. Siekiant sumažinti moduluojančio srovės impulso amplitudę, gali būti sudaromas srovės slinkis, artimas slenksčio srovei (14.41 pav.).

Pradėjus veikti moduluojančiam impulsui ir sustiprėjus per lazerinį diodą tekančiai srovei, pradeda didėti krūvininkų koncentracija aktyviajame lazerinio diodo sluoksnyje. Dar po tam tikro laiko prasideda stimuliuotoji šviesos emisija.

Dėl paminėtų vėlavimų atsiranda rezonansiniai reiškiniai ir gaunami atvaizduoti optinio impulso “skambesiai”. Be to, padidėjus krūvininkų koncentracijai, šiek tiek sumažėja medžiagos lūžio

rodiklis, pakinta šviesos greitis optiniame rezonatoriuje ir dėl to pasireiškia parazitinė dažnio moduliacija (angl. – *chirp*).

Koherentinėse sistemose galima taikyti amplitudės, dažnio ir fazės moduliacijas. Elektrooptinis fazės moduliatorius gali būti padarytas panaudojant Pokelso (*F. Pockels*) tiesinį elektrooptinį efektą. Jis pasireiškia tuo, kad šviesos lūžio rodiklis ličio niobate ir kai kuriose kitose pjezoelektrinėse medžiagose tiesiškai kinta stiprėjant elektriniam laukui.

Paprasčiausio fazės moduliatoriaus sandara atvaizduota 14.42 paveiksle. Kai šviesa sklinda moduliatoriaus šviesolaidžiu, gaunamas fazės pokytis

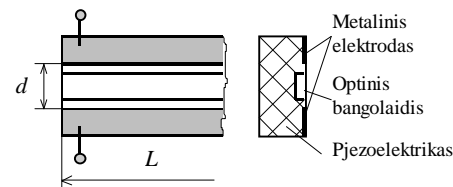
$$Dj = n(E)k_0L = 2\pi n(E)L/I_0; \quad (14.102)$$

čia  $k_0$  – bangos skaičius;  $I_0$  – šviesos bangos ilgis vakuume.

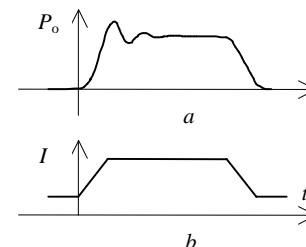
Išrodoma, kad  $j$  išraiškai galima suteikti pavidalą:

$$j = j_0 - \pi \frac{U}{U_\pi}; \quad (14.103)$$

čia  $U_\pi$  – taip vadinama pusbangės įtampa. Jei  $U = U_\pi$ , tai  $Dj = \pi$ .



14.42 pav. Elektrooptinis šviesos fazės moduliatorius



14.41 pav. Šviesos impulsas (*a*), gautas keičiant per lazerinį diodą tekančią srovę (*b*)

Pusbangės įtampa priklauso nuo pjzoelektrinės medžiagos savybių ir modulatoriaus matmenų, pirmiausia nuo santykio  $d/L$ .

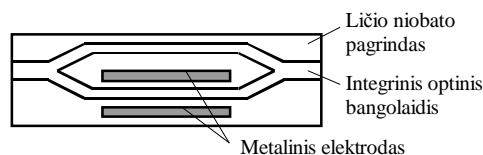
Modulatoriaus (14.42 pav.) spartą riboja talpės tarp modulatoriaus elektrodų persikrovimo procesai ir laikas, per kurį šviesa įveikia modulatoriaus celę. Modulatoriaus praleidžiamųjų dažnių juostą galima išplėsti modulatoriaus elektrodus panaudojus kaip perdavimo linijos, kuria sklinda moduliuojantieji signalai, laidininkus. Jeigu elektromagnetinės ir šviesos bangų greičiai suderinti, modulatoriaus praleidžiamųjų dažnių juosta gali būti iki keleto gigahercų.

Panaudotas interferometre šviesos fazės modulatorius leidžia moduluoti galią. Kaip išorinis amplitudės modulatorius panaudojamas Macho-Zenderio (*Mach-Zehnder*) interferometras (14.43 pav.). Jeigu optiniame bangolaidyje sklindančios šviesos pluoštelis padalinamas lygiai per pusę, tai šviesos galia  $P_o$  interferometro išėjime yra susieta su galia  $P_{in}$  įėjime formule:

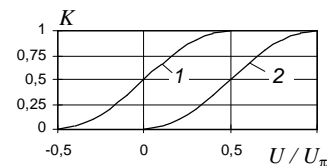
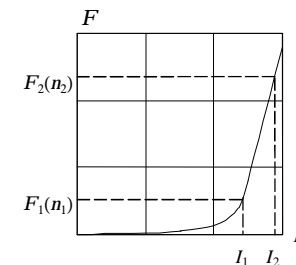
$$P_o = \frac{1}{2} P_{in} + \frac{1}{2} P_{in} \cos j = P_{in} \cos^2 \frac{j}{2}. \quad (14.104)$$

Pagal (14.103) ir (14.104) modulatoriaus perdavimo koeficientas priklauso nuo įtampas  $U$  ir išreiškiamas formule:

$$K = \frac{P_o}{P_{in}} = \cos^2 \left( \frac{j_0}{2} - \frac{\pi U}{2 U_\pi} \right). \quad (14.105)$$



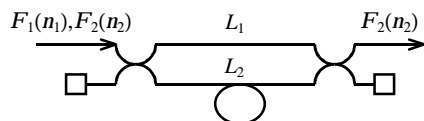
14.43 pav. Macho-Zenderio interferometras

14.44 pav. Macho-Zenderio interferometro, kaip galios modulatoriaus, charakteristikos, kai  $j_0 = \pi/2$  (1 kreivė) ir  $j_0 = \pi$  (2 kreivė)

14.45 pav. Lazerinio diodo liuksamperinė charakteristika

Koeficiento  $K$  priklausomybės nuo įtampas  $U$  pobūdį iliustruoja 14.44 paveikslas. Kai  $j_0 = \pi/2$  ir įtampa  $U$  silpna, modulatoriaus perdavimo charakteristika yra beveik tiesinė. Taigi, parinę  $j_0 = \pi/2$ , Macho-Zenderio interferometrą galime taikyti kaip tiesinį galios moduliatorių. Parinę  $j_0 = \pi$ , gautume, kad  $K=0$ , kai  $U=0$ , ir  $K=1$ , kai  $U=U_\pi$ . Taigi Macho-Zenderio interferometras atliktų valdomo šviesos ventilio vaidmenį – nepraleistų šviesos, kai  $U=0$ , ir praleistų, kai  $U=U_\pi$ .

Kaip jau buvo pastebėta, kintant per lazerinį diodą tekančiai srovei, kinta ne tik šviesos stiprinimo koeficientas, bet ir fotonų energija (14.34 pav.). Dėl šios priežasties, pakitus per lazerinį diodą tekančiai srovei, pakinta ne tik diodo spinduliuojamos šviesos srautas  $F$ , bet ir šviesos virpesių dažnis  $n$  (14.45 pav.). Tuomet gilesnė šviesos galios moduliaciją galima gauti panaudojant pasyvųjį Macho-Zenderio interferometrą, kurio schema atvaizduota 14.46 paveiksle. Interferometre panaudoti skaiduliniai šakotuvai. Interferometro petyse skaidulos yra nevienodo ilgio. Sakysime, kad šviesos vėlinimo trukmių skirtumas yra  $Dt$ . Tada interferometras visiškai nepraleis dažnio  $n_1$  šviesos ir pilnai praleis dažnio  $n_2$  šviesą, jeigu bus tenkinamos sąlygos  $2\pi n_1 Dt = \pi$  ir  $2\pi n_2 Dt = 2\pi$ .



14.46 pav. Pasyviojo Macho-Zenderio interferometro panaudojimas šviesos galios moduliacijai pagilinti

Panaudojant pasyvųjį Macho-Zenderio interferometrą (14.46 pav.), galima gauti didelį šviesos galios moduliacijos gylį esant mažesnei moduluojančios srovės impulsų amplitudei.

### 14.3. Puslaidininkiniai fotoelektriniai įtaisai

Šviesos signalams paversti elektriniais signalais taikomi fotoelektriniai įtaisai. Čia apžvelgsime tik puslaidininkinius fotoelektrinius įtaisus. Kaip puslaidininkiniai fotoelektriniai įtaisai naudojami fotorezistoriai, fotodiodai, fotovoltiniai elementai, fototranzistoriai, fototiristoriai. Daugumos puslaidininkinių fotoelektrinių įtaisų veikimas, kaip jau žinome, pagrįstas vidiniu fotoefektu, kuris pasireiškia tada, kai fotonų energijos didesnės už puslaidininkio draudžiamosios juostos plotį. Kai  $h\nu \geq DW$  ir  $I \leq I_{\max} = hc/DW$ , sugėręs šviesos kvantą elektronas gali pakilti iš valentinės į laidumo juostą, palikdamas valentinėje juostoje skylę. Taigi dėl vidinio fotoefekto puslaidininkyje padidėja krūvininkų koncentracija.

Puslaidininkinių fotoelektrinių įtaisų spektrines savybes, kaip žinome, nulemia puslaidininkio draudžiamosios juostos plotis ir priemonės.

#### 14.3.1. Fotorezistoriai

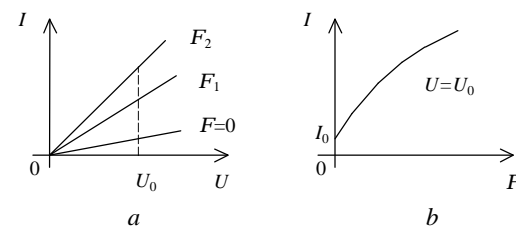
Fotorezistoriai veikia dėl fotolaidumo reiškinio monokristalinio arba polikristalinio puslaidininkio plokštelėse, taip pat sudarytuose ant dielektrinio pagrindo polikristaliniuose puslaidininkio sluoksniuose.

Neapšviesto fotorezistoriaus tamsinė varža yra didelė. Veikiant šviesai, padidėja krūvininkų koncentracija, ir fotorezistoriaus varža sumažėja. 14.47 paveiksle, *a* atvaizduota fotorezistoriaus voltamperinių charakteristikų šeima. Dažniausiai voltamperinės charakteristikos yra tiesinės. Jų parametras – šviesos srautas  $F$ . Per neapšviestą fotorezistorių teka tamsinė srovė. Didėjant šviesos srautui  $F$ , srovė stiprėja. Srovės  $I$  ir tamsinės srovės  $I_0$  skirtumas yra fotosrovė.

Fotorezistoriaus srovės priklausomybė nuo šviesos srauto yra netiesinė (14.47 pav., *b*). Taip yra todėl, kad didėjant šviesos srautui, didėja krūvininkų koncentracija ir didėja jų rekombinacijos tikimybė.

Svarbus fotorezistoriaus parametras yra lyginamasis fotojautris  $S = I_f / (FU)$ ; čia  $I_f$  – fotosrovės stipris, veikiant šviesos srautui  $F$  ir fotorezistoriaus įtampai  $U$ . Dėl reiškinų, aptartų nagrinėjant fotolaidumą, fotojautris priklauso nuo šviesos bangos ilgio.

Fotorezistoriai taikomi nuolatinės ir kintamosios srovės grandinėse. Jų trūkumas – didelis inertiškumas.

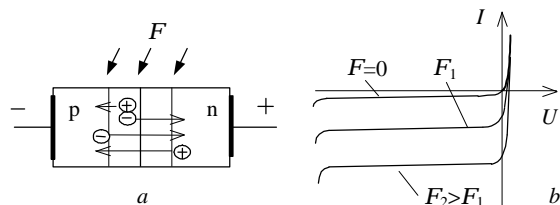


14.47 pav. Fotorezistoriaus voltamperinės charakteristikos (*a*) ir liuksamperinė charakteristika (*b*)

## 14.3.2. Fotodiodai

Fotodiodai į elektrinę grandinę jungiami atgaline kryptimi. Šviesos srautas valdo atgalinę diodo srovę.

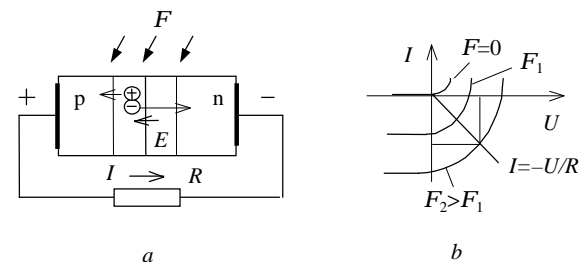
Apšvietus fotodiodo pn sandūrą, fotonai gali žadinti savuosius krūvininkus (14.48 pav., *a*). Didėjant krūvininkų koncentracijai nuskurdintajame sluoksnyje ir šalutinių krūvininkų koncentracijai pn sandūros aplinkoje, stiprėja per pn sandūrą tekanti atgalinė srovė (14.48 pav., *b*).

14.48 pav. Fotodiodas (*a*) ir jo voltamperinės charakteristikos (*b*)

Dideliu jautrumu šviesai, mažu inertiškumu ir geromis dažninėmis savybėmis pasižymi pin ir Šotkio fotodiodai. Griūtiniuose fotodioduose, veikiant šviesai, prasideda griūtinis pramušimas, taigi gaunamas fotosrovės stiprinimas.

## 14.3.3. Fotovoltiniai elementai

Jeigu prie fotodiodo neprijungta išorinė įtampa, tai dėl šviesos atsiradusius pn sandūroje krūvininkus veikia pn sandūros vidinis elektrinis laukas. Veikiamos elektrinio lauko skylės patenka į p sritį, elektronai – į n sritį. Taip p sritis įsikrauna teigiamai, n sritis – neigiamai. Tarp p ir n sričių išvadų atsiranda potencialų skirtumas –

14.49 pav. Puslaidininkinis fotovoltinis elementas (*a*) ir jo voltamperinių charakteristikų šeima (*b*)

fotoįtampa. Šis reiškinys vadinamas fotovoltiniu reiškiniu. Taigi šviesos diodas gali veikti kaip fotovoltinis elementas. Prijungus prie fotovoltinio elemento apkrovą (14.49 pav., *a*), grandinėje teka srovė.

Fotoįtampa priklauso nuo apkrovos varžos. 14.49 paveiksle, *b*, atvaizduota fotovoltinio elemento voltamperinių charakteristikų šeima. Charakteristikų susikirtimo su įtampų ašimi taškai atitinka fotovoltinio elemento tuščiąją veiką, susikirtimo su srovių ašimi taškai – trumpojo jungimo sąlygas. Norint rasti fotoįtampą ir srovę, kai fotovoltinio elemento apkrovos varža  $R$ , charakteristikų šeimoje reikia nubrėžti apkrovos tiesę  $U = -RI$ . Pagal šios tiesės ir fotovoltinio elemento voltamperinių charakteristikų susikirtimo taškus galima rasti fotoįtampos ir srovės priklausomybes nuo šviesos srauto  $F$ . Maksimali fotoįtampa neviršija  $DW/q$ .

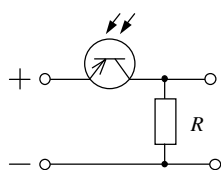
Taigi fotovoltiniai elementai keičia šviesos energiją į elektros energiją. Vieni pirmųjų – seleniniai – fotovoltiniai elementai buvo pritaikyti fotometrijoje. Dabar dažniausiai naudojami silicio fotovoltiniai elementai. Jų fotoįtampa siekia 0,5–0,7 V. Iš fotovoltinių elementų sudaromos saulės baterijos. Jos yra patikimos, ilgaamžės ir gamina elektros energiją, neteršdamos aplinkos. Kosminei aparatūrai maitinti naudojamos saulės baterijos, kurių plotas – dešimtys kvadratinėjų metrų, srovė – šimtai amperų, įtampa – dešimtys voltų, galia – dešimtys kilovatų, naudingumo koeficientas – iki 20 %.

Panašiai kaip fotovoltiniai elementai veikia atominiai elementai, transformuojantys radioaktyviosios spinduliuotės energiją į elektros energiją.

#### 14.3.4. Fototranzistoriai ir fototiristoriai

Fototranzistoriaus sandara tokia, kad šviesa gali veikti bazę (14.50 pav.).

Kai šviesa neveikia, teka silpna fototranzistoriaus srovė. Veikiant šviesai, bazėje žadinami papildomi krūvininkai. pnp tranzistoriaus bazėje atsiradusios skylės difunduoja link kolektoriaus sandūros. Srovė per kolektoriaus sandūrą sustiprėja. Bazėje atsiradę nepusiausvirieji elektronai juda link emiterio sandūros. Emiterio sandūroje jie sutinka potencialo barjerą. Neįveikę barjero elektronai sukuria neigiamą erdvinį krūvį, kuris traukia emiterio skyles. Veikiant elektronų ir skylių sukurtam elektriniam laukui, sumažėja emiterio sandūros potencialo barjero aukštis ir sustiprėja per sandūrą tekanti skylių difuzinė srovė. Šios srovės sukeltas tranzistoriaus srovės pokytis esti daug didesnis už srovės pokytį dėl vidinio fotoefekto. Taigi fototranzistoriuje gaunamas fotosrovės stiprinimas. Todėl fototranzistorių fotojautris yra daug didesnis nei fotodiodų. Tačiau bazėje krūvininkai užtrunka. Todėl fototranzistoriai yra inertiškesni nei fotodiodai.



14.50 pav. Paprasčiausia elektrinės grandinė su fototranzistoriumi

Fototiristorius panašus į paprastą pnpn dinistorių. Šviesa padidina krūvininkų koncentracijas fototiristoriaus bazėje ir atlieka tokį pat vaidmenį kaip tiristoriaus valdymo srovė.

#### 14.3.5. Optinio ryšio fotodetektoriai

Optinio ryšio sistemose moduluota šviesa, optine skaidula pasiekusi imtuvą, patenka į fotodetektorių. Fotodetektoriams keliami didelės veikimo spartos ir didelio kvantinio našumo reikalavimai. Dažniausiai kaip fotodetektoriai panaudojami puslaidininkiniai fotodiodai.

Fotodiodo kvantinis našumas atitinka tikimybę, kad fotonas sukurs fotosrovės elektroną. Jį galime rasti kaip fotosrovę sudarančių elektronų skaičiaus ir šviesos srauto fotonų skaičiaus santykį:

$$h = \frac{I_f / q}{P / W_f} = \frac{I_f}{P} \frac{hc}{qI} = g \frac{hc}{qI}; \quad (14.106)$$

čia  $I_f$  – fotosrovės stipris,  $P$  – optinė galia,  $W_f$  – fotono energija,  $g$  – jautris (angl. – *responsivity*).

Pagal (14.106) jautris išreiškiamas formule:

$$g = \frac{I_f}{P} = h \frac{qI}{hc}. \quad (14.107)$$

Pastarajai formulei galime suteikti pavidalą:

$$g = h \frac{1}{1,24}; \quad (14.108)$$

čia  $g$  išreikštas A/W,  $I$  –  $\mu\text{m}$ .

Taigi, kai šviesos bangos ilgis parinktas, jautrį nulemia kvantinis našumas.

Jeigu puslaidininkio elektronai absorbuoja šviesą, spinduliuotės galia šviesos sklaidimo kryptimi sparčiai mažėja:

$$P(x) = P(0) \exp(-ax); \quad (14.109)$$

čia  $P(0)$  – šviesos galios tankis puslaidininkio kristalo paviršiuje,  $a$  – slopinimo koeficientas.

Nagrinėdami šviesos prasiskverbimą į fotodiodą, jos sklaidimą iki aktyviojo sluoksnio ir absorbciją aktyviajame sluoksnyje (14.51 pav.), galime gauti tokią absorbuojamos šviesos galios išraišką:

$$P = P_0(1 - R)[\exp(-ax_1) - \exp(-ax_2)]; \quad (14.110)$$

čia  $P_0$  – krintančios į fotodiodo paviršių šviesos galia,  $R$  – šviesos atspindžio nuo puslaidininkio paviršiaus koeficientas,  $x_1$  ir  $x_2$  – aktyviojo sluoksnio koordinatės.

Pagal (14.110)

$$h = P/P_0 = (1 - R)\exp(-ax_1)[1 - \exp(a(x_1 - x_2))]. \quad (14.111)$$

Taigi, norint padidinti kvantinį našumą, reikia mažinti šviesos atspindžio koeficientą  $R$ , mažinti  $x_1$  ir didinti  $x_2$ .

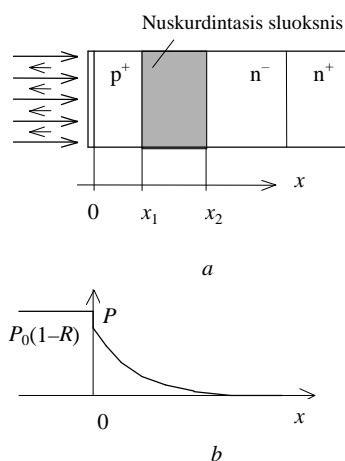
Atspindžio koeficientas  $R$  sumažėja puslaidininkio paviršių padengus skaidrinančiu sluoksniu.

Pagal (14.111) fotodiodo pn sandūra turi būti galimai arčiau paviršiaus, o jos nuskurdintojo sluoksnio storis turi būti pakankamai didelis – turi būti tenkinamos sąlygos  $x_1 \ll 1/a \ll (x_2 - x_1)$ . Kita

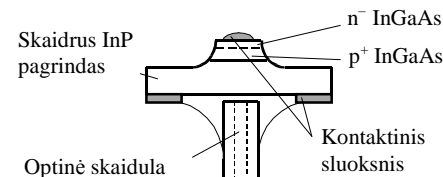
vertus, nuskurdintajame sluoksnyje atsiradę krūvininkai turi spėti jį palikti nerekombinuodami. Tam krūvininkų gyvavimo trukmė turi būti daug ilgesnė už laiką, per kurį krūvininkai įveikia nuskurdintąjį sluoksnį.

Medžiagos optinio ryšio sistemų fotodiodams parenkamos atsižvelgiant į šviesos bangos ilgį.

Kai bangos ilgis trumpesnis nei  $1\ \mu\text{m}$ , geriausiai tinka silicio pin fotodiodai. Jų epitaksiniam  $n^-$  sluoksnyje (14.51 pav., a) priemaišų koncentracija esti tokia maža, kad, veikiant darbo įtampai, nuskurdintasis sluoksnis išsiplėčia iki  $n^+$  pagrindo. Todėl panaudojant pin darinį gaunamas didelis kvantinis



14.51 pav. Supaprastintas fotodiodo pjūvis (a) ir šviesos galios pasiskirstymas (b)



14.52 pav. Heterosandūrinis fotodiodas

našumas ir maža diodo barjerinė talpa.

Kai šviesos bangos ilgis yra iki  $1,8\ \mu\text{m}$ , tinka germanio fotodetektoriai. Dėl technologinių priežasčių juose naudojami  $p^+n$  arba  $n^+p$  dariniai.

Kai šviesos bangos ilgis  $1,3$  ar  $1,55\ \mu\text{m}$ , už germanio fotodiodus pranašesni heterosandūriniai InGaAs-InP pin fotodiodai. Heterosandūrinių fotodiodų paviršinis sluoksnis daromas iš platesnės draudžiamosios juostos puslaidininkio – InP. Jis skaidrus šviesai, todėl gali būti pakankamai storas. Tai leidžia sumažinti krūvininkų paviršinę rekombinaciją, dėl kurios sumažėja kvantinis našumas. Šviesa efektyviai sugerama pn sandūroje, sudarytoje siauresnės draudžiamosios juostos InGaAs (jo  $DW \approx 0,75\ \text{eV}$ ) sluoksnyje. Viena supaprastinta heterosandūrinio fotodiodo konstrukcija atvaizduota 14.52 paveiksle

Heterosandūrinių fotodiodų grupei priklauso ir Šotkio fotodiodai. Kaip ir kitiems Šotkio diodams, Šotkio fotodiodams būdinga didelė veikimo sparta. Jų darbo dažnių juosta gali būti net platesnė nei  $100\ \text{GHz}$ .

Atskirą fotodiodų grupę sudaro griūtiniai fotodiodai. Juose dažniausiai naudojami  $n^+p\pi p^+$  dariniai (čia  $\pi$  žymi silpnai legiruotą p laidumo puslaidininkio sluoksnį). Tokiuose fotodioduose šviesa sukelia krūvininkų generaciją  $n^+p$  sandūroje. Veikiant elektriniam laukui, patekę į  $\pi$  sluoksnį elektronai yra greitinami. Įgiję kinetinę energiją, kuri didesnė už puslaidininkio draudžiamosios juostos plotį,

elektronas gali jonizuoti puslaidininkio atomą. Atsiradus daugiau krūvininkų, sustiprėja per fotodiodą tekanti srovė.

Žinoma, griūtiniame fotodiode stiprinama ne tik fotosrovė, bet ir savieji triukšmai. Be to, atsiranda papildomų triukšmų dėl krūvininkų dauginimosi proceso atsitiktinio pobūdžio.

Dar svarbu, kad dėl krūvininkų dauginimosi proceso inertiškumo griūtinių fotodiodų veikimo sparta dažniausiai esti mažesnė nei paprastų fotodiodų, kuriuose smūginės jonizacijos nėra.

#### 14.4. Kiti optinės elektronikos įtaisai

##### 14.4.1. Optiniai retransliatoriai

Kadangi šviesolaidžiuose pasireiškia nuostoliai ir dispersija, tolimojo ryšio optinėse linijose kas 30–100 km statomi kartotuvai, arba retransliatoriai.

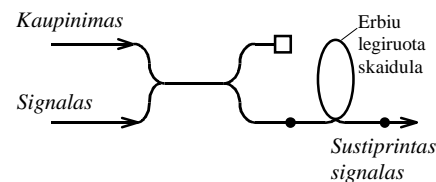
Retransliatoriuje optiniai signalai patenka į fotodetektorių ir yra paverčiami į elektrinius impulsus. Atstačius elektrinių impulsų amplitudę ir formą, jais vėl moduluojami optiniai virpesiai. Tokie retransliatoriai yra sudėtingi ir brangūs.

Jei dispersija nedidelė, tolimojo ryšio linijose galima naudoti optinius stiprintuvus. Kai šviesos bangos ilgis 1530 nm, tinka erbiu legiruotų lydyto kvarco skaidulų stiprintuvai (14.53 pav.).

Erbiu legiruotos skaidulos atkarpa veikia kaip optinis stiprintuvas. Kaupinimui gali būti panaudotas lazerinis diodas, kurio  $\lambda = 1480$  nm arba 980 nm. Kai kaupinimo galia yra apie 100 mW ir erbiu legiruotos skaidulos ilgis 10–20 m, gaunamas apie 20 dB stiprinimas.

Kai  $\lambda = 1300$  nm, skaiduliniam stiprintuvui galima naudoti cirkonio-bario-lantano-aliuminio-natrio-fluorido stiklo (ZBLAN) skaidulą, legiruotą neodimiu.

Skaiduliniai stiprintuvai taip pat tinka siūstuvų galiai padidinti ir optiniams signalams sustiprinti imtuvų įėjime.



14.53 pav. Optinis stiprintuvas

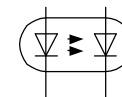
Praktikoje skaidulinių stiprintuvų taikymą retransliacijai sunkina optinių impulsų iškraipymai dėl dispersijos. Kartu čia tenka priminti, kad dispersijos įmanoma išvengti solitoninėse ryšio linijose, kurios tikriausiai bus panaudotos naujų kartų optinio ryšio sistemose.

##### 14.4.2. Optronai

Optronais vadinami optinės elektronikos įtaisai, sudaryti iš šviesos spindulio, optinio kanalo ir fotoimtuvo (14.54 pav.). Spindulio vaidmenį paprastai atlieka šviesos diodas, elektrinį įėjimo signalą paverčiantis šviesos signalu. Fotoimtuve šviesos virpesiai vėl paverčiami elektriniu signalu. Fotoimtuvo vaidmenį gali atlikti fotorezistorius, fotodiodas, fototransistorius ar fototiristorius.

Optronuose spindulio yra elektriškai izoliuotas nuo fotoimtuvo. Optiniu kanalu informacija perduodama viena kryptimi. Todėl opronuose praktiškai nepasireiškia grįžtamasis ryšys, ir išėjimo grandinė neturi įtakos įėjimo grandinei.

Siekiant padidinti opronų jautrumą jų korpusuose įtaisomi stiprintuvai. Optinis ryšys tarp elementų naudojamas ir opto-elektroniniuose integriniuose grandynuose.



14.54. pav. Optronas



### 14.5. Išvados

1. Optinio ryšio sistemose naudojamos kvarcinio stiklo optinės skaidulos. Skaidula sudaryta iš optiškai tankesnės šerdies ir apvalkalo. Šviesa sklinda šerdimi, atspindėdama nuo apvalkalo. Siekiant sumažinti optine skaidula sklindančių šviesos impulsų iškraipymus, reikia mažinti šviesos dispersiją ir slopinimą.
2. Šviesos dispersiją pavyksta sumažinti parenkant lūžio rodiklio profilį. Parabolinio lūžio rodiklio skaidulose dispersija daug mažesnė nei pakopinio lūžio rodiklio skaidulose. Kai skaidulos šerdies skersmuo santykinai didelis, skaiduloje susižadina įvairaus tipo bangos, ir dispersija pasireiškia dėl skirtingų modų greičių. Dispersija yra maža, kai skaidulos šerdies skersmuo mažas ir skaidula yra vienmodė.
3. Vienmodėse skaidulose šviesos dispersiją lemia chromatinė dispersija, pasireiškianti dėl skaidulos medžiagos savybių ir modos sklaidimo skaiduloje kaip bangolaidyje ypatumų. Kvarcinio stiklo skaidulose šviesos impulsai dėl dispersijos mažiausiai iškraipomi, kai šviesos bangos ilgis yra 1,3  $\mu\text{m}$ .
4. Šviesos slopinimas skaiduloje gaunamas dėl šviesos absorbcijos ir sklaidos. Kad slopinimas būtų mažas, skaidulos medžiagoje turi būti mažai priemaišų, dėl kurių, veikiant šviesai, atsiranda rezonansiniai reiškiniai. Be to, turi būti mažos lūžio rodiklio fliuktuacijos. Mažiausias slopinimas vienmodėse kvarcinio stiklo skaidulose gaunamas, kai šviesos bangos ilgis yra apie 1,55  $\mu\text{m}$ .
5. Pirmosios kartos optinio ryšio sistemose buvo naudojama šviesa, kurios bangos ilgis 0,85  $\mu\text{m}$ . Tokį pasirinkimą lėmė prieinami, kuriant įrangą, GaAs šviesos šaltiniai. Ištyrus šviesos dispersijos ir slopinimo priežastis, pradėta naudoti 1,3 ir 1,55  $\mu\text{m}$  bangos ilgių šviesa. Yra sukurtos paslinktosios ir kompensuotosios dispersijos skaidulos, kuriose ne tik slopinimas, bet ir dispersija maža, kai šviesos bangos ilgis 1,55  $\mu\text{m}$ .

6. Dėl netiesinių optinių reiškinų tam tikromis sąlygomis optinėse skaidulose gali sklisti solitoninės bangos ir galima šviesos impulso kompresija. Eksperimentiškai įrodyta, kad pikosekundinės trukmės solitonai gali įveikti dešimtis tūkstančių kilometrų. Taikant solitonus pavyktų perduoti informaciją dideliais nuotoliais ir milžinišku informacijos perdavimo greičiu.
7. Optinio ryšio sistemose naudojami puslaidininkiniai injekciniai šviesos šaltiniai – šviesos ir lazeriniai diodai. Šviesa gaunama vykstant krūvininkų rekombinacijai – tiesioginio tarpo puslaidininkiuose, elektronams šokant iš laidumo juostos į valentinę juostą, energija atsipalaiduoja šviesos kvantų pavidalu. Šviesos bangos ilgį lemia puslaidininkio draudžiamosios juostos plotis. Tobuli šviesos ir lazeriniai diodai buvo sukurti panaudojant heterosandūras.
8. Šviesos diodai yra nekoherentinės šviesos šaltiniai. Jų spinduliavimo kampas gana didelis, bangos ilgių spektras – platus, kvantinis našumas – žemas. Iš šviesos diodo į optinę skaidulą patenka tik nedidelė spinduliuojamos šviesos dalis.
9. Sudarius energijos lygmenų užpildymo inversiją, fotonai gali stimuliuoti krūvininkų rekombinaciją. Vykstant stimuliuotajai šviesos emisijai, atsiranda nauji tapatūs fotonai. Taigi galimas šviesos stiprinimas. Sudarius pakankamai stiprų grįžtamąjį ryšį, stiprintuvą galima paversti generatoriumi. Lazeriniuose dioduose teigiamas grįžtamasis ryšys gaunamas lazerio aktyviosios srities galuose panaudojant du šviesą atspindinčius veidrodžius.
10. Lazerinių diodų veidrodžiai sudaro optinį rezonatorių. Lazerio generuojamos šviesos intensyvumas yra didžiausias ties rezonatoriaus savaisiais dažniais. Taigi lazerinio diodo šviesos spektrą lemia puslaidininkio energijos juostų užpildymo ypatumai ir optinio rezonatoriaus savybės. Lazerinio diodo šviesos spektras esti daug siauresnis nei šviesos diodo. Lazerio aktyvioji sritis esti juostelės pavidalo. Nestatmenai veidrodžiams sklindanti šviesa išeina iš aktyviosios srities ir nebegali sukelti stimuliuotojo spinduliavimo. Todėl lazerių spinduliavimas yra kryptingas.

11. Lazeryje virpesiai susižadina, kai dėl energijos transformacijos atsirandančios šviesos galia tampa didesnė už nuostolių galią. Todėl, kol per lazerinį diodą teka silpna srovė, jis veikia kaip šviesos diodas. Lazeriui būdinga veika prasideda, kai srovės stipris ir lygmenų apgražos lygis viršija tam tikrą slenkstį. Kuo silpnesnė slenkstinė srovė, tuo didesnis lazerinio diodo naudingumo koeficientas. Yra lazerinių diodų, kurių naudingumo koeficientas siekia 65 %.
12. Optinio ryšio sistemoms reikia lazerinių diodų, kurių spektro linijos plotis labai mažas. Efektyviausiai optinės linijos plotį galima sumažinti taikant vienos išilginės modos selekciją.
13. Lazerinių diodų šviesos intensyvumą galima moduluoti keičiant per diodą tekančią srovę. Kaip išoriniai amplitudės modulatoriai naudojami Macho-Zenderio interferometrai.
14. Puslaidininkiniuose fotoelektriniuose prietaisuose šviesa sukelia vidinį fotoefektą. Fotodetektorių vaidmenį gali atlikti fotorezistoriai, fotodiodai, fototranzistoriai, fototiristoriai. Puslaidininkiniai fotovoltiniai elementai transformuoja šviesos energiją į elektros energiją ir yra taikomi saulės baterijose.
15. Optinio ryšio sistemoms reikia fotodetektorių, pasižyminčių dideliu kvantiniu našumu ir didele veikimo sparta. Šiuos reikalavimus geriausiai tenkina fotodiodai. Medžiaga fotodiodams parenkama atsižvelgiant į šviesos bangos ilgį. Kai bangos ilgis 1,3 ir 1,55  $\mu\text{m}$ , geriausiai tinka heterosandūriniai InGaAs-InP pin fotodiodai.

#### 14.6. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Apibūdinkite optinio ryšio linijos sandarą.
2. Iš ko sudarytas skaidulinis šviesolaidis? Kaip jis veikia?
3. Apibūdinkite pakopinio lūžio rodiklio skaidulos savybes.
4. Pakopinio lūžio rodiklio skaidulos šerdies ir apvalkalo lūžio rodikliai – 1,45 ir 1,4. Apskaičiuokite  $j_{kr}$ ,  $a_m$  ir  $NA$ . Pakartokite skaičiavimus,

- kai apvalkalo lūžio rodiklis – 1,43. Palyginkite ir pakomentuokite skaičiavimų rezultatus.
5. Kas yra parabolinio lūžio rodiklio skaidulos? Kokie jų privalumai?
6. Kokiomis sąlygomis skaidula sklinda tik viena moda?
7. Aptarkite šviesos dispersijos vienmodėje skaiduloje priežastis.
8. Nuo ko priklauso chromatinė dispersija? Kaip ją galima sumažinti?
9. Kokios yra šviesos slopinimo vienmodėje skaiduloje priežastys?
10. Kodėl optiniams ryšiams naudojama tik tam tikro bangos ilgio šviesa? Koks bangos ilgis yra optimalus?
11. Aptarkite netiesinių optinių reiškinių esmę.
12. Kas yra solitonai?
13. Kaip optinės skaidulos gaminamos?
14. Aptarkite optinių skaidulų sujungimo būdus.
15. Kaip padaromi ir veikia skaiduliniai šakotuvai?
16. Aptarkite kokiomis sąlygomis puslaidininkiuose gaunama spindulinė rekombinacija.
17. Kas lemia puslaidininkinių injekcinių šaltinių šviesos spektrą?
18. Šviesos diodui panaudotas galio arsenidas, kurio draudžiamosios juostos plotis  $DW = 1,42 \text{ eV}$ . Raskite šviesos diodo intensyviausiai spinduliuojamos šviesos bangos ilgį ir šviesos linijos santykinį plotį  $0^\circ\text{C}$  ir  $100^\circ\text{C}$  temperatūrose. Palyginkite šviesos bangos ilgio pokytį, temperatūrai kylant nuo 0 iki  $100^\circ\text{C}$ , ir šviesos spektrinės linijos santykinį plotį. Įvertinkite maksimalaus intensyvumo virpesių dažnio absoliutinį pokytį.
19. Kas yra vidinis kvantinis našumas? Nuo ko jis priklauso?
20. Aptarkite, kokius privalumus teikia dvigubos heterosandūros taikymas šviesos ir lazeriniuose dioduose.
21. Heterosandūrai panaudotas n GaAs, kurio draudžiamosios juostos plotis – 1,42 eV, elektroninis giminingumas – 4,05 eV, ir p AlGaAs, kurio draudžiamosios juostos plotis – 1,79 eV ir elektroninis giminingumas – 3,68 eV. Sudarykite heterosandūros energijos lygmenų diagramą ir apibūdinkite heterosandūros savybes.
22. Sudarykite dvigubos AlGaAs-GaAs-AlGaAs NpP heterosandūros juostinį modelį, kai neveikia išorinė įtampa. Kokio poliškumo įtampa šiai heterosandūrai būtų tiesioginė? Kaip pasikeistų heterosandūros energinė diagrama, veikiant tiesioginei įtampai?
23. Dvigubos heterosandūros aktyviojo sluoksnio storis – 0,5  $\mu\text{m}$ , spindulinės rekombinacijos laiko pastovioji – 10 ns, nespindulinės rekombinacijos laiko pastovioji – 30 ns, rekombinacijos greitis hetero-

#### 14. Optinės elektronikos įtaisai

---

- sandūroje – 10 m/s. Raskite heterosandūros kvantinį našumą. Įvertinkite pasiekiamą moduliacijos spartą.
24. Kas yra išorinis kvantinis našumas? Kodėl jis mažesnis už vidinį?
  25. Aptarkite šviesos diodų kaip optinio ryšio šviesos šaltinių savybes.
  26. Kokiomis sąlygomis galimas šviesos stiprinimas?
  27. Kokia lazerinio diodo sandara? Kaip jis veikia?
  28. Aptarkite virpesių lazeriniame diode susižadinimo sąlygas.
  29. Aptarkite lazerinio diodo spinduliuojamos šviesos spektro ypatumus.
  30. Lazerinio diodo  $l = 1,3 \mu\text{m}$ . Jo rezonatorius yra stačiakampio gretasienio formos,  $l = 150 \mu\text{m}$ ,  $w = 20 \mu\text{m}$ ,  $2d = 1 \mu\text{m}$ . Diodui panaudota medžiaga, kurios lūžio rodiklis – 4. Apskaičiuokite diodo išilginės modos numerį. Raskite, kiek skiriasi gretimų modų bangos ilgiai.
  31. Kodėl lazerinio diodo spinduliavimas yra kryptingas?
  32. Kaip lazerinio diodo veikia kinta, stiprėjant per jį tekančiai srovei?
  33. Nuo ko ir kaip priklauso lazerinio diodo slenkstinis srovės tankis?
  34. Lazeriniam diodui panaudota AlGaAs-GaAs heterosandūra, kurios  $h_{\text{vid}} = 0,8$ ,  $G = 0,8$ ,  $2d = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $l = 0,4 \text{ mm}$ ,  $b = 10 \mu\text{m}$ ,  $R_1 = 1$ ,  $R_2 = 0,33$ ,  $a = 1 \text{ mm}^{-1}$ ,  $(j_{\text{ef}})_0 = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ A/m}^3$ ,  $S = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{A}$ . Raskite slenkstinį srovės tankį ir stiprį.
  35. Kaip didinamas lazerinių diodų naudingumo koeficientas?
  36. Kokie reikalavimai keliami optinio ryšio sistemų lazeriniams diodams?
  37. Kokiais būdais mažinamas lazerinio diodo optinės linijos plotis?
  38. Kaip moduluojamas lazerinio diodo virpesių intensyvumas?
  39. Aptarkite elektrooptinio šviesos virpesių fazės modulatoriaus sandarą ir veikimą.
  40. Kokia Macho-Zenderio interferometro sandara? Kaip jis veikia ir kokia funkcija gali atlikti?
  41. Kaip veikia fotodiodas?
  42. Kokia fotovoltinio elemento sandara? Kaip jis veikia?
  43. Aptarkite fototranzistoriaus sandarą, veikimą, savybes.
  44. Kokie reikalavimai keliami optinio ryšio sistemų fotodetektoriams?
  45. Kodėl optinių impulsų detekcijai geriausiai tinka fotodiodai?
  46. Aptarkite optinio ryšio sistemų fotodiodus.
  47. Kaip optinio ryšio sistemose atliekama retransliacija?
  48. Apibūdinkite optronų sandarą, veikimą, savybes.

## 15. INFORMACIJOS ATVAIZDAVIMO ĮTAISAI

Elektronine aparatūra apdorota informacija turi būti pateikiama žmogui patogia forma. Daugiausia (per 80 %) informacijos žmogus priima regos organais. Todėl labai svarbią elektroninių įtaisų grupę sudaro informacijos vizualizavimo – atvaizdavimo matoma forma – įtaisai.

Atsižvelgiant į konkrečias sąlygas panaudojami labai įvairūs informacijos atvaizdavimo įtaisai. Jų plotas esti nuo kelių kvadratinų milimetrų iki kelių kvadratinų metrų. Šiame skyriuje apžvelgsime informacijos atvaizdavimo įtaisy, taikomus elektroninėje aparaturoje.

Siuolaikinė informacijos atvaizdavimo įtaisų karta buvo sukurta pradėjus taikyti skaitmeninius informacijos apdorojimo metodus. Kuriant naujus informacijos atvaizdavimo įtaisy buvo pritaikyti įvairūs fizikiniai-cheminiai reiškiniai – rekombinacinė liuminescencija, katodinė liuminescencija, elektroluminescencija, optiniai reiškiniai skystuosiuose kristaluose ir pan. Įvairių reiškinų taikymą lėmė informacijos atvaizdavimo įtaisams keliami įvairūs, dažnai prieštaringi reikalavimai.

Informacijos atvaizdavimo įtaisai turi būti patikimi, jautrūs valdymo signalams, vartoti nedaug energijos. Dažnai svarbu, kad informacija būtų matoma ir teisingai nuskaityta įvairaus apšviestumo sąlygomis. Pagal informacines galimybes informacijos atvaizdavimo įtaisai skirstomi į skaitmeninius-raidinius indikatorius (rodytuvus) ir displėjus (vaizduoklius).

Atsižvelgiant į šviesinės savybes, elektroniniai informacijos atvaizdavimo įtaisai skirstomi į pasyviuosius ir aktyviuosius. Pasyvieji įtaisai tik atspindi arba moduliuoja šviesą. Šių įtaisų grupei priklauso skystakristaliai, elektrolitiniai, elektroforeziniai indikatoriai. Aktyvieji informacijos atvaizdavimo įtaisai – puslaidininkiniai, vakuuminiai liuminescenciniai, dujinio išlydžio, elektroluminescenciniai, vakuuminiai kaitinimo ir kiti įtaisai – patys skleidžia šviesą.

Pasyvieji informacijos atvaizdavimo įtaisai geri tuo, kad vartoja nedaug energijos. Svarbiausias jų trūkumas yra tas, kad vaizduojamoji informacija matoma tik šviesoje. Aktyviųjų informacijos atvaizdavimo įtaisų teikiama informacija matoma tiek šviesoje, tiek tamsoje, tačiau jie vartoja daugiau energijos.

Dauguma aktyviųjų informacijos atvaizdavimo įtaisų skleidžia šviesą dėl liuminescencijos. Liuminescencija yra švytėjimas, kurį sukelia nešiluminis energijos šaltinis. Fotoliuminescencija pasireiškia po fotonų absorbcijos. Katodinę liuminescenciją sukelia bombarduojančių elektronų srautas. Elektroliuminescencija pasireiškia veikiant elektriniam laukui.

Nepriklausomai nuo priežasties liuminescencija gaunama atsilaiduojant energijai, kai sužadinti elektronai grįžta iš aukštesnių energijos lygmenų į žemesnius lygmenis. Trumpai trunkanti liuminescencija vadinama fluorescencija. Ilgos trukmės liuminescencija vadinama fosforescencija. Fosforescencija pasireiškia, kai sužadinti elektronai gali nusileisti į arti laidumo juostos dugno esančius energijos lygmenis (spąstus), kuriuose užtrunka ilgiau nei  $10^{-4}$  s. Turinčios tokių lygmenų medžiagos seniau buvo vadinamos fosforais, liuminoformais, dabar jas siūloma vadinti švytalais. Siekiant padidinti švytėjimo trukmę, panaudojamos priemonės, sukuriančios paminėtus lygmenis.

Dar neseniai didžiausių galimybių informacijos atvaizdavimo priemonės buvo elektroniniai vamzdžiai.

### 15.1. Elektroniniai vamzdžiai

Elektroninį vamzdį sudaro keturios svarbiausios dalys: stiklinis arba metalinis-stiklinis balionas, iš kurio išsiurbtas oras, elektronų prožektorius ir fokusavimo bei kreipimo sistemos. Baliono priekinė dalis iš vidaus padengiama švytalu ir atlieka vamzdžio ekrano funkciją.

Aptarsime elektronų pluošto formavimo, fokusavimo, kreipimo, vaizdo ekrane sudarymo principus, o taip pat oscilografų elektroninių vamzdžių ir kineskopų sandarą, veikimą ir bendrąsias savybes.

#### 15.1.1. Elektronų prožektorius

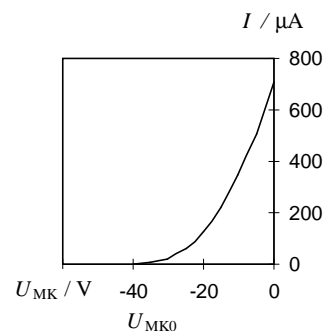
Elektronų prožektorius formuoja siaurą didelio greičio elektronų pluoštą. Elektronai išlekia iš tiesioginio ar netiesioginio kaitinimo katodo. Dažniausiai naudojami netiesiogiai kaitinami katodai. Siekiant sumažinti elektronų išlaisvinimo darbą ir pagerinti termoelektroninės emisijos sąlygas, katodai dengiami specialiais oksidų sluoksniais. Netiesioginiam kaitinimui naudojamas kaitinimo siūlas.

Katodą gaubia cilindrinio dangtelio formos valdantysis elektrodas, arba modulatorius. Elektronai į vamzdžio elektroninę-optinę sistemą patenka pro modulatoriaus centre padarytą skylutę. Modulatoriaus įtampa valdo formuojamo elektronų pluošto intensyvumą ir srovę. Šios srovės priklausomybė nuo įtamos tarp modulatoriaus ir katodo vadinama elektronų pluošto moduliavimo charakteristika. Jos pobūdis atvaizduotas 15.1 paveiksle. Didėjant neigiamai įtampai, modulatorius praleidžia vis mažiau elektronų. Dėl to silpnėja elektronų pluošto srovė. Užtvarinė įtampa  $U_{MK0}$  visai uždaro elektronų prožektorių – elektronų pluošto srovė nebeteke.

Išlėkę iš modulatoriaus elektronai patenka į greitinimo ir fokusavimo sistemą. Elektrinio lauko greitinamų elektronų potencinė energija virsta jų kinetine energija. Taigi elektronų greitį galime rasti iš lygties

$$qU_0 = \frac{mv_0^2}{2}; \quad (15.1)$$

čia  $U_0$  – greitinimo įtampa (katodo atžvilgiu),  $v_0$  – elektrono



15.1 pav. Elektroninio vamzdžio elektronų pluošto moduliavimo charakteristika

įgytas greitis elektroninės-optinės sistemos išilginės ašies kryptimi.

Pagal (15.1)

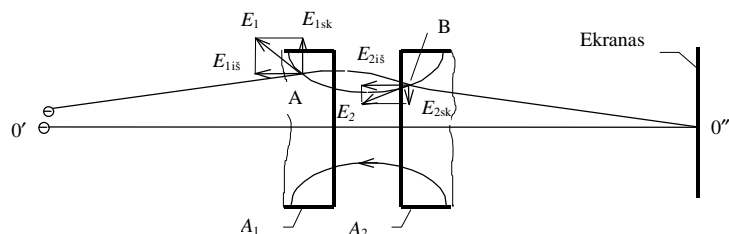
$$v_0 = \sqrt{\frac{2qU_0}{m}} \approx 0,59 \cdot 10^6 \sqrt{U_0} . \quad (15.2)$$

### 15.1.2. Fokusavimo principai

Fokusavimo metu elektronų pluoštas glaudinamas, siekiant, kad išlėkę iš katodo elektronai būtų nukreipti į tą patį vamzdžio ekrano tašką. Elektroniniuose vamzdžiuose taikomas elektrostatinis ir magnetinis fokusavimas.

Elektrostatiniam elektronų pluošto fokusavimui tarp modulatoriaus ir anodo, o taip pat tarp kitų elektronų patrankos elektrodų sudaromi elektrostatiniai lęšiai. 15.2 paveiksle atvaizduota elektronų prožektoriaus dalis – tuščiavidurių cilindrų formos pirmasis ir antrasis anodai. Sakysime, kad pirmojo anodo  $A_1$  įtampa yra keli šimtai voltų, o antrojo anodo  $A_2$  įtampa – keli kilovoltai katodo atžvilgiu. Tuomet tarp anodų susidaro nevienalytis elektrinis laukas. Jis greitina elektronus ir fokusuoja elektronų pluoštą.

Sakysime, kad elektronas elektronų prožektoriuje lekia kryptimi, kuri nesutampa su vamzdžio elektroninės-optinės sistemos ašimi  $O'O''$ . Tada taške A (15.2 pav.) elektroną veikia elektrinis laukas, kurio



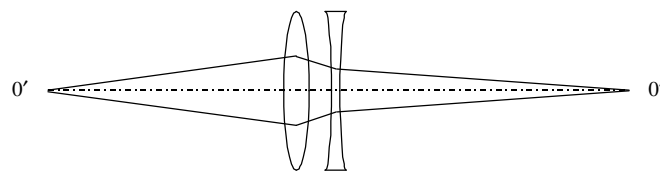
15.2 pav. Elektronų prožektoriaus fragmento išilginis pjūvis

stiprio vektorių  $E_1$  galima išskaidyti į dvi dedamąsias – išilginę dedamąją  $E_{1is}$  ir skersinę dedamąją  $E_{1sk}$ . Išilginė elektrinio lauko dedamoji greitina elektroną. Veikiant elektroną skersinei dedamajai, susikuria jėga  $F_{1sk} = -qE_{1sk}$ . Ši jėga spaudžia elektroną link elektroninės-optinės ašies  $O'O''$  – atlieka fokusuojantį vaidmenį.

Išlekiantį iš nevienalyčio elektrinio lauko elektroną (taške B) veikia elektrinis laukas, kurio stiprio vektorių  $E_2$  taip pat galima išskaidyti į dvi dedamąsias  $E_{2is}$  ir  $E_{2sk}$ . Kaip ir taške A, išilginė dedamoji  $E_{2is}$  greitina elektroną. Dedamosios  $E_{2sk}$  kryptis yra priešinga dedamosios  $E_{1sk}$  kryptiai. Todėl dedamoji  $E_{2sk}$  atlieka defokusuojantį vaidmenį. Kartu reikia pastebėti, kad skersinė elektrinio lauko dedamoji  $E_{2sk}$  taške B yra silpnesnė nei  $E_{1sk}$  taške A. Be to, taške B elektrono išilginis greitis yra didesnis nei taške A. Todėl vyrauja fokusuojantis nevienalyčio elektrinio lauko vaidmuo.

Jei elektronas lekia elektronine-optine ašimi  $O'O''$ , nevienalytis elektrinis laukas jo judėjimo krypties nekeičia, tik greitina elektroną vamzdžio ekrano kryptimi.

Aptartęs elektrostatinės elektronų greitinimo ir fokusavimo sistemos veikimas analogiškas 15.3 paveiksle atvaizduotos optinės sistemos veikimui. Optinė sistema sudaryta iš glaudžiamojo ir sklaidomojo lęšių. Glaudžiamojo lęšio optinė galia didesnė už sklaidomojo lęšio galią. Tokia optinė sistema taškinio šviesos šaltinio spindulius gali surinkti į vieną tašką. Panašiai elektrostatinė fokusavimo sistema iš taškinio katodo išlėkusius elektronus gali nukreipti į vieną tašką vamzdžio ekrane.



15.3 pav. Ekvivalentinė optinė sistema

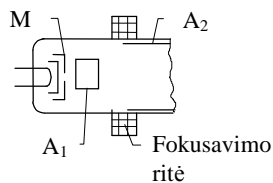
Taško, kuriame elektronų pluoštas geriausiai suglaudinas, nuotolį nuo elektroninio-optinio lęšio galima keisti keičiant fokusavimo sistemos elektrodo (dažnai pirmojo anodo) įtampą. Ši įtampa parenkama tokia, kad elektronų pluoštas būtų geriausiai sufokusuotas vamzdžio ekrano plokštumoje.

Elektronų pluoštą galima fokusuoti ir magnetiniu lauku. Paprasčiausia magnetinė fokusavimo sistema atvaizduota 15.4 paveiksle. Tekant fokusavimo rite nuolatinei srovei, elektroninio vamzdžio viduje susikuria simetriškas elektroninei-optinei ašiai nevienalytis magnetinis laukas (15.5 pav.).

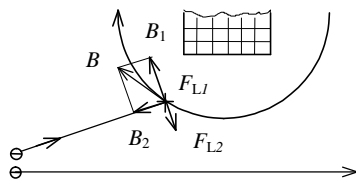
Jeigu elektronas juda vamzdžio elektronine-optine ašimi, išilginis magnetinis laukas jo neveikia.

Jeigu elektronas lekia kryptimi, nesutampanti su elektronine-optine ašimi, jis patenka į magnetinį lauką, kurio indukcijos vektorių  $B$  galima išskaidyti į dedamąsias  $B_1$  ir  $B_2$  (15.5 pav.). Dedamosios  $B_1$  kryptis statmena, o dedamosios  $B_2$  kryptis – priešinga elektrono judėjimo kryptčiai.

Judant elektronui skersiniame magnetiniame lauke, kaip žinome, susikuria Lorencio jėga  $\vec{F}_{L1} = -q[\vec{v}_0 \times \vec{B}_1]$ . Ši jėga yra statmena elektrono greičio ir magnetinės indukcijos vektorių kryptims ir nagrinėjamu atveju nukreipta į 15.5 paveikslą plokštumą. Veikiant jėgai  $F_{L1}$ , elektronas įgyja greitį  $v_1$ , kurio kryptis sutampa su jėgos



15.4 pav. Elektroninio vamzdžio su magnetine fokusavimo sistema elektroninio prožektoriaus dalis



15.5 pav. Magnetinis elektronų pluošto fokusavimas

$F_{L1}$  kryptimi.

Įgijusį greitį  $v_1$  elektroną pradeda veikti magnetinio lauko dedamoji  $B_2$  – atsiranda Lorencio jėga  $\vec{F}_{L2} = -q[\vec{v}_1 \times \vec{B}_2]$ , statmena vektorių  $\vec{v}_1$  ir  $\vec{B}_2$  kryptims. Ši jėga kreipia elektroną link elektroninio vamzdžio elektroninės-optinės ašies (15.5 pav.).

Kadangi jėgos  $\vec{F}_{L1}$  ir  $\vec{F}_{L2}$  veikia kartu, magnetinėje fokusavimo sistemoje elektronas juda spirale, artėdamas prie vamzdžio elektroninės-optinės ašies. Taigi simetriškas vamzdžio elektroninės-optinės ašies atžvilgiu magnetinis laukas glaudžia pluošto elektronus prie elektroninės-optinės ašies – fokusuoja elektronų pluoštą. Ekraną plokštumoje pluoštas sufokusuojamas parenkant fokusavimo srovę.

### 15.1.3. Elektrostatinis elektronų pluošto kreipimas

Paprasčiausia elektrostatinė elektronų pluošto kreipimo sistema sudaryta iš dviejų plokštelių (15.6 pav.). Kreipimo įtampa sukuria tarp plokštelių elektrinį lauką, kuris veikia lekiančius tarp plokštelių elektronus ir kreipia elektronų pluoštą.

Nuo kreipimo sistemos priklauso vienas svarbiausių elektroninio vamzdžio parametrų – jautris, išreiškiamas formule:

$$S = \frac{H}{U}; \quad (15.3)$$

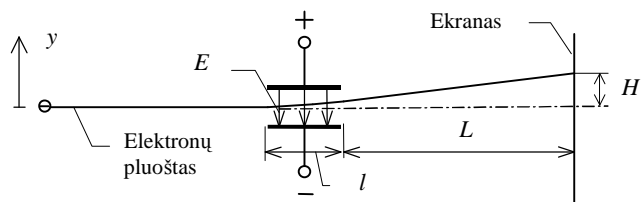
čia  $H$  – elektronų pluošto nuokrypis ekrane, veikiant kreipimo įtampai  $U$ .

Pasinaudodami 15.6 paveikslu, išveskime jautrio išraišką.

Jeigu tarpas tarp kreipimo sistemos plokštelių yra  $d$ , tai, veikiant kreipimo įtampai  $U$ , susikuria elektrinis laukas, kurio stipris

$$E = \frac{U}{d}. \quad (15.4)$$

Elektrinis laukas veikia elektroną jėga  $F = qE$  ir suteikia jam skersinį pagreitį  $a = F/m$ ; čia  $m$  – elektrono masė. Atsižvelgdami,



15.6 pav. Elektrostatinis elektronų pluošto kreipimas

kad skersinis pagreitis yra skersinio poslinkio  $y$  antrojo laipsnio išvestinė pagal laiką, galime rašyti:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{q}{m} E. \quad (15.5)$$

Integruodami (15.5), gauname skersinio greičio ir skersinio poslinkio išraiškas:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{qE}{m} t + C_1; \quad (15.6)$$

$$y = \frac{qE}{m} \frac{t^2}{2} + C_1 t + C_2; \quad (15.7)$$

čia  $C_1$  ir  $C_2$  – integravimo konstantos.

Sakykime, kad elektronas įlekia į kreipimo sistemą laiko momentu  $t=0$  kryptimi, sutampančia su vamzdžio elektronine-optine ašimi ( $y=0$ ) ir jo pradinis greitis  $y$  ašies kryptimi lygus nuliui. Tada  $C_1=0$  ir  $C_2=0$ .

Jeigu elektronas kreipimo sistemą pralekia per laiką  $t_1$ , tai sistemos išėjime elektrono skersinis greitis  $v$  ir poslinkis  $h$  išreiškiami formulėmis:

$$v = \frac{qE}{m} t_1, \quad (15.8)$$

$$h = \frac{qE}{m} \frac{t_1^2}{2}. \quad (15.9)$$

Atsižvelgdami į (15.8), (15.9) ir 15.6 paveikslą, galime užrašyti tokią elektronų pluošto poslinkio vamzdžio ekrane išraišką:

$$H = vt_2 + h = \frac{qE}{m} \left( t_1 t_2 + \frac{t_1^2}{2} \right); \quad (15.10)$$

čia  $t_2$  – laikas, per kurį išlėkęs iš kreipimo sistemos elektronas pasiekia ekraną.

Jeigu elektrono išilginis greitis yra  $v_0$ , tai  $t_1 = l/v_0$  ir  $t_2 = L/v_0$ ; čia  $l$  – kreipimo plokštelių ilgis,  $L$  – ekrano nuotolis nuo kreipimo sistemos galo (15.6 pav.). Atsižvelgdami į tai, (15.10) formulę galime taip perrašyti:

$$H = \frac{qE}{m} \frac{l(L+l/2)}{v_0^2}. \quad (15.11)$$

Elektrono išilginį greitį lemia jo greitinimo įtampa  $U_0$ . Tada pagal (15.1), (15.3), (15.4) ir (15.11) elektroninio vamzdžio su elektrostatine kreipimo sistema jautris išreiškiamas formule:

$$S = \frac{l(L+l/2)}{2dU_0}. \quad (15.12)$$

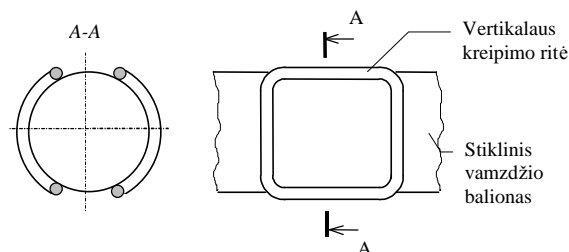
Taigi elektroninio vamzdžio su elektrostatine kreipimo sistema jautris yra tiesiai proporcingas kreipimo plokštelių ilgiui  $l$ , ekrano nuotoliui nuo kreipimo sistemos centro  $(L+l/2)$  ir atvirkščiai proporcingas tarpui tarp plokštelių  $d$  ir elektronų greitinimo įtampai  $U_0$ .

#### 15.1.4. Magnetinis elektronų pluošto kreipimas

Kineskopuose elektronų pluoštą kreipia skersinis magnetinis laukas. 15.7 paveiksle atvaizduota elektronų pluošto vertikalaus kreipimo sistema, sudaryta iš dviejų ričių.

Tekant magnetinės kreipimo sistemos ritėmis srovei, vamzdžio viduje susikuria skersinis magnetinis laukas (15.8 pav.). Lekiantį šiame lauke elektroną veikia Lorencio jėga  $F = qv_0 B$ ; čia  $v_0$  – elektrono greitis;  $B$  – magnetinio lauko indukcija kreipimo sistemoje.





15.7 pav. Magnetinė vertikalaus kreipimo sistema

Žinodami elektroną veikiančią jėgą ir taikydami tokią pat metodiką kaip elektrosstatinės kreipimo sistemos atveju, galime išvesti tokią elektronų pluošto nuokrypio vamzdžio ekrane išraišką:

$$H = \frac{qB}{mv_0} l(L + l/2). \quad (15.13)$$

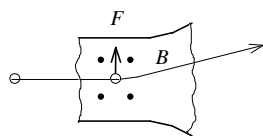
Tada, atsižvelgdami, kad ričių sukurto magnetinio lauko indukcija proporcinga kreipimo ampervijų skaičiui  $NI$  ir elektrono greitis proporcingas  $\sqrt{U_0}$ , galime rašyti, kad

$$H \sim (NI) \frac{l(L + l/2)}{\sqrt{U_0}}. \quad (15.14)$$

Pagal šią formulę elektroninio vamzdžio su magnetine kreipimo sistema jautris išreiškiamas formule:

$$S = \frac{H}{(NI)} = k \frac{l(L + l/2)}{\sqrt{U_0}}; \quad (15.15)$$

čia  $k$  – proporcingumo koeficientas.



15.8 pav. Magnetinis elektronų pluošto kreipimas

Išvestoji jautrio išraiška panaši į (15.12), tačiau svarbu pastebėti, kad vamzdžio su magnetine kreipimo sistema jautris atvirkščiai proporcingas ne  $U_0$ , o  $\sqrt{U_0}$ . Tai reiškia, kad vamzdžio su magnetine kreipimo sistema jautris mažiau priklauso nuo elektronų greitinimo

įtampos. Tada didelį vamzdžio jautrį ir didelį elektronų pluošto kreipimo kampą galima gauti net esant didelei elektronų greitinimo įtampai, užtikrinančiai didelį vamzdžio ekrano švytėjimo skaištį.

Magnetinės kreipimo sistemos turi ir svarbių trūkumų. Pirmiausia, jos vartoja gana daug energijos. Be to, jų dažninės savybės daug prastesnės nei elektrosstatinių kreipimo sistemų dažninės savybės. Tai lemia rezonansiniai reiškiniai kreipimo sistemų ritėse, kurios esti gana didelio induktyvumo ir dar turi savąją parazitinę talpą.

#### 15.1.5. Katodoluminescencija

Elektronų pluošto elektronai pasiekia vamzdžio ekraną ir bombarduoja švytalą, kuriuo padengtas ekrano vidinis paviršius.

Dalis (apie 10 %) elektronų nuo ekrano atsispindi. Likusieji elektronai skverbiasi į švytalą, jonizuodami švytalo atomus. Atsiradusių laisvųjų antrinių elektronų energijos taip pat gali būti pakankamai didelės ir jie gali dalyvauti jonizacijos procesuose.

Kadangi elektronai juda susidurdami su atomais, jų energija mažėja, ir įsiskverbimo gylis yra nedidelis. Eksperimentiškai nustatyta, kad įsiskverbimo gylis  $r$  priklausomybę nuo elektrono energijos  $W_e$  galima išreikšti formule:

$$r = kW_e^b; \quad (15.16)$$

čia  $k$  ir  $b$  – medžiagos parametrai ( $b \approx 1,7$ ).

Sužadintiems elektronams grįžtant į normalias būsenas, vyksta šviesos emisija. Jeigu elektronų greitinimo įtampa nedidelė, sužadinami tik švytalo paviršinio sluoksnio, kuriame didelė neliuminescencinių rekombinacijos centrų koncentracija, atomai. Didėjant greitinimo įtampai ir elektronų įsiskverbimo gyliui, katodoluminescencijos efektyvumas didėja.

Siekiant surinkti atsispindėjusius nuo ekrano ir išmuštus iš švytalo antrinius elektronus, vamzdžio baliono vidinis paviršius dengiamas laidžiu akvadago (grafito ir vandens suspensijos) sluoksniu, kuris sujungiamas su elektronų prožektoriaus anodu. Kad ant ekrano

nesikauptų neigiamas krūvis, kiekvienas ekraną bombarduojantis elektronų pluošto elektronas turi išmušti iš švytalo vidutiniškai po vieną elektroną – antrinės emisijos koeficientas turi būti artimas 1.

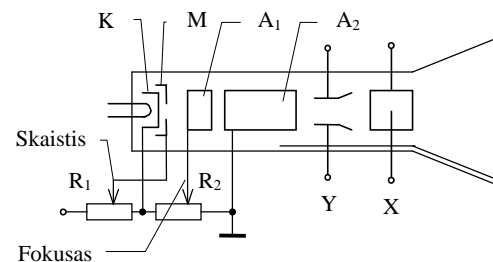
Dažnai elektroninių vamzdžių ekranų švytalo sluoksnis dar dengiamas plonu aliuminio sluoksniu, kuris sujungiamas su anodu. Šis sluoksnis neleidžia ant ekrano kauptis nepageidaujamiems krūviams. Nuo šio sluoksnio atsispindėjusi šviesa padidina ekrano švytėjimo skaistį. Elektronų pluošto elektronai ploną aliuminio sluoksnį nesunkiai įveikia. Tačiau šis sluoksnis sulaiko pagreitintus neigiamus jonus, kurių atsiranda balione dėl likusių dujų jonizacijos, ir apsaugo nuo jų švytalą – santykinai didelės masės jonai jį palaipsniui ardytų.

#### 15.1.6. Oscilografų elektroniniai vamzdžiai

Šie vamzdžiai naudojami oscilografiniuose prietaisuose, skirtuose stebėti ir registruoti elektrinių virpesių laiko diagramas ir matuoti virpesių parametrus.

Dažniausiai oscilografų elektroniniuose vamzdžiuose taikomas elektrostatis elektronų pluošto fokusavimas ir kreipimas. Nesudėtingo elektroninio vamzdžio sandara atvaizduota 15.9 paveiksle. Vamzdžio elektroninį prožektorį sudaro kaitinimo siūlo kaitinamas katodas K, modulatorius M, pirmasis anodas  $A_1$  ir antrasis anodas  $A_2$ . Elektronų pluošto kreipimui naudojamos dvi kreipimo plokštelių poros, kreipiančios pluoštą ekrane koordinatų  $x$  ir  $y$  kryptimis.

Tiriamoji įtampa prijungiama prie vertikalaus kreipimo, arba Y, plokštelių. Jos nuolatinė dedamoji esti nedidelė. Tai nulemia vamzdžio maitinimo grandinės parinkimą. Kadangi antrojo anodo įtampa turi būti artima Y plokštelių įtampai, vamzdžio maitinimui naudojamas aukštos neigiamos įtampos šaltinis. Paprasčiausia oscilografų vamzdžio maitinimo grandinė atvaizduota 15.9 paveiksle. Pagal 15.9 paveikslą antrasis anodas sujungtas su korpusu. Potenciometras  $R_1$  skirtas valdyti modulatoriaus-katodo įtampą ir

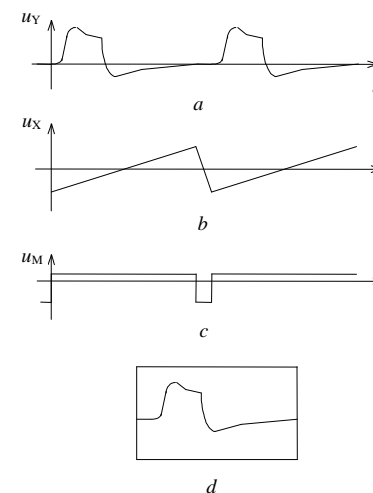


15.9 pav. Oscilografų elektroninis vamzdis

vaizdo ekrane švytėjimo skaistį. Potenciometru  $R_2$  galima derinti elektronų pluošto fokusavimą.

Tiriant periodinius elektrinius virpesius, tarp horizontalaus kreipimo X plokštelių sudaroma pjūklo formos skleidimo įtampa. Kai pjūklo periodas  $T_X$  yra kartotinis tiriamojo virpesio periodui  $T_Y$ , oscilografų vamzdžio ekrane gaunama tiriamojo signalo laikinė diagrama (15.10 pav.).

Veikiant kylančiai pjūklo įtampai, elektronų pluoštas ekrane juda abscisų ašies kryptimi. Mažėjant pjūklo įtampai, elektronų pluoštas grįžtų atgal į ekrano pradžią. Siekiant, kad grįžimas būtų



15.10 pav. Tiriamųjų virpesių (a), skleidimo įtampos (b), atgalinės eigos temdymo impulsų (c) laikinės diagramos ir vaizdas ekrane (d)

nematomas, mažėjant pjūklo įtampai, į moduliatorių nukreipiamas neigiamas temdymo impulsas (15.10 pav., *c*), uždantis elektronų prožektorių.

Šiuolaikinių elektroninių oscilografų ekranuose greta tiriamųjų signalų gali būti atvaizduojama raidinė-skaitmeninė informacija apie signalų parametrus. Kai vaizduojamos raidinės-skaitmeninės informacijos apimtis nedidelė, raidiniai-skaitmeniniai simboliai gali būti sudaromi formuojant horizontalaus ir vertikalų kreipimo įtampas, atitinkančias tam tikras simbolių vietas ekrane, ir panaudojant simbolių generatorius, kurie formuoja įtampas  $u_X(t)$  ir  $u_Y(t)$ , kurioms veikiant, elektronų pluoštas juda taip, kad ekrane gaunamas reikiamo simbolio vaizdas.

Tobulinant oscilografų elektroninius vamzdžius, siekiama didinti jų jautrumą, darbinę ekrano dalį, skiriamąją gebą, praleidžiamųjų dažnių juostą ir mažinti vamzdžių matmenis ir masę.

Pagal (15.12) oscilografinio vamzdžio jautrį galima padidinti didinant plokštelių ilgį  $l$ , didinant ekrano nuotolį  $L$  ir mažinant tarpą  $d$  tarp kreipimo plokštelių bei greitinimo įtampą  $U_0$ . Tačiau jautrio didinimo galimybės yra ribotos, nes, keičiant nurodytomis kryptimis  $l$ ,  $L$ ,  $d$  ir  $U_0$ , nepageidaujamai kinta kiti elektroninio vamzdžio parametrai. Didinant  $L$ , didėja vamzdžio ilgis. Mažinant  $U_0$ , kyla elektronų pluošto fokusavimo sunkumų. Be to, mažėjant elektronų pluošto elektronų energijai, mažėja vaizdo ekrane švytėjimo skaitis. Mažinant  $d$  ir didinant  $L$ , mažėja maksimalus elektronų pluošto kreipimo kampas ir dėl to mažėja ekrano darbinė dalis.

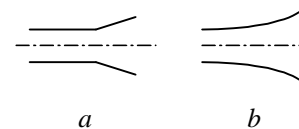
Remiantis 15.6 paveikslu nesunku įsitikinti, kad vamzdžio ekrano darbinio lauko vertikalus matmuo  $A$  išreiškiamas formule:

$$A \leq 2H_{\max} = \frac{L + l/2}{l/2} d; \quad (15.17)$$

čia  $H_{\max}$  – maksimalus elektronų pluošto nuokrypis ekrane.

Siekiant gauti galimai didesnę oscilografinio vamzdžio jautrį ir galimai didesnę ekrano darbinį lauką, naudojamos kreipimo plokštelės, kurių forma atvaizduota 15.11 paveiksle.

Kai kada, siekiant padidinti jautrį ir ekrano darbinį lauką, taikomas papildomas elektronų pluošto kreipimas. Papildomam kreipimui gauti srityje tarp kreipimo plokštelių ir ekrano sudaromas sklaidomasis elektroninis lęšis.



15.11 pav. Kreipimo plokštelės

Tokio sprendimo trūkumas tas,

kad, taikant papildomą elektronų kreipimą, dažniausiai pablogėja elektronų pluošto fokusavimas ir padidėja elektronų pluošto pėdsako ekrane skersmuo. Padidėjus pėdsako skersmeniui ir linijos pločiui, sumažėja vamzdžio skiriamoji geba, išreiškiama linijų skaičiumi ekrano ilgio vienetu arba darbinėje ekrano dalyje.

Šiuolaikinių elektroninių vamzdžių jautris siekia 10 mm/V. Jautrio didinimą riboja ir tai, kad, didėjant kreipimo plokštelių ilgiui ir mažėjant greitinimo įtampai, siaurėja vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juosta.

Praleidžiamųjų dažnių juostą lemia du svarbūs veiksniai: rezonansiniai reiškiniai ir kreipiančiojo elektrinio lauko kitimas elektrono lėkio kreipimo sistemoje metu.

Rezonansinių reiškinų priežastis ta, kad kreipimo plokštelės sudaro kondensatorių, o jungiamieji laidai, kuriais kreipimo plokštelės sujungiamos su virpesių šaltiniu, turi induktyvumą. Dėl rezonansinių reiškinų  $LC$  kontūre (15.12 pav.), kylant dažniui, įtampa tarp plokštelių vis labiau skiriasi nuo įėjimo įtampos. Kuo mažesnis tarpas tarp plokštelių ir kuo didesnis jų ilgis, tuo didesnė talpa, tuo žemesnis  $LC$  kontūro rezonansinis dažnis ir siauresnė vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juosta.

Be to, kai didesnis plokštelių ilgis, elektronų lėkio kreipimo sistemoje trukmė  $t_1$  yra didesnė.

Didėjant kreipimo įtampos dažniui, mažėja virpesių periodas ir per laiką  $t_1$  kreipimo įtampa



15.12 pav. Kreipimo sistemos ekvivalentinė grandinė

vis daugiau pasikeičia. Kai harmoninės įtampos periodas tampa artimas  $t_1$ , tarp kreipimo plokštelių skriejantį elektroną iš pradžių veikia vieno, paskui – kito poliškumo įtampa. Dėl šios priežasties, kylant dažniui, oscilografinio vamzdžio jautris mažėja. Įrodoma, kad, atsižvelgiant į elektronų lėkio trukmę  $t_1$ , vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juosta išreiškiama formule:

$$DF \equiv \frac{0,44}{t_1}. \quad (15.18)$$

Oscilografų elektroninių vamzdžių su elektrostatinėmis, arba kondensatorinėmis, kreipimo sistemomis praleidžiamųjų dažnių juostos plotis dažniausiai neviršija kelių dešimčių megahercų. Norint gauti didelį oscilografinių vamzdžių jautrį ir platesnę praleidžiamųjų dažnių juostą, naudojamos elektrodinaminės, arba bėgančiosios bangos, kreipimo sistemos. Tokia sistema be papildomų laidų – aukštadažnėmis jungtimis – įjungiama į plačiajuostį signalinį traktą. Tiriamasis virpesys joje sukuria elektromagnetinę bangą, kuri sklinda išilgai elektrodinaminės sistemos greičiu, kuris lygus lekiančio sistemoje elektrono greičiui. Taip elektrono lėkio išvengiama, ir oscilografinio vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juosta yra plati. Daug darbų, kuriant bėgančiosios bangos kreipimo sistemas, atlikta VGTU Elektronikos fakultete. Čia sukurta didelio jautrio kreipimo sistemų, kurių praleidžiamųjų dažnių juostos plotis siekia 10 GHz.

Plačiajuosčiai elektroniniai vamzdžiai taikomi labai spartiems periodiniams ir vienkartiniais procesams tirti. Tiriant tokius procesus, naudojamos greitos skleistinės. Kuo greitesnė skleistinė, tuo mažiau elektronų bombarduoja ekrano švytalą, ir gaunamas nepakankamas jo švytėjimo skaistis. Švytėjimo skaistį ir rašymo oscilografinio vamzdžio ekrane greitį galima padidinti naudojant papildomą elektronų greitintimą vamzdžio dalyje tarp kreipimo sistemų ir ekrano. Tačiau taip sprendžiant klausimą, gaunamas mažesnis vamzdžio jautrumas.

Efektyviausiai rašymo greitį galima padidinti prieš ekraną įtaisius mikrokanalinę plokštelę. Tokioje plokštelėje yra labai daug mažų skylių, kurių kryptis nesutampa su elektronų pluošto kryptimi. Skylių sienelės padengtos medžiaga, pasižyminti didesniu už

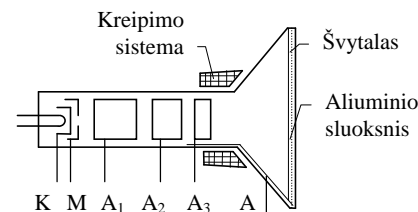
vienetą elektronų antrinės emisijos koeficientu. Sudarius tarp skylutės galų įtampą, skylutė atlieka elektronų dauginuvo vaidmenį. Kai pluošto elektronas pataiko į skylutės sienelę, išmušamas keletas antrinių elektronų. Veikianti tarp skylutės galų įtampa juos greitina. Pagreitinti elektronai išmuša naujus elektronus. Taip pasiekama, kad registruojamą vamzdžio liuminoforo švytėjimą sukelia net pavieniai pluošto elektronai. Yra superplačiajuosčių elektroninių vamzdžių, kurių rašymo greitis viršija šviesos greitį.

#### 15.1.7. Kineskopai

Kineskopai (gr. *kinesis* – judėjimas, *skopeo* – žiūriu, stebiu) – tai elektroniniai vamzdžiai, galintieji elektrinius signalus paversti judamais vaizdais. Kineskopai, kaip žinome, naudojami televizoriuose, kompiuterių displejuose, matavimo prietaisuose, įvairiuose monitoriuose.

Dažniausiai kineskopuose naudojamas elektrostatinis elektronų pluošto fokusavimas ir magnetinis kreipimas. Nespaltoto vaizdo kineskopo sandara atvaizduota 15.13 paveiksle. Tekant kreipimo sistemos ritėmis pjūklo formos srovėms, gaunamas elektronų pluošto horizontalus kreipimas – eilučių skleistinė ir vertikalus kreipimas – kadrų skleistinė. Kadangi grįžtant elektronų pluoštui elektronų projektorius uždarymas temdymo impulsais, kineskopo ekrane gaunamas šviesių eilučių laukas – televizinis rastras.

Vienas užbaigtas televizinio vaizdo atkūrimo ciklas vadinamas kadru. Pagal Lietuvoje galiojantį standartą per sekundę atkuriami 25 kadrai. Kadrai sudaro 625 eilutės. Siekiant sumažinti atkuriamo



15.13 pav. Kineskopo sandara

vaizdo mirgėjimą, naudojamas pakaitinis eilučių skleidimas. Pirmojo puskadrio metu elektronų pluoštas kineskopo ekrane brėžia nelygines eilutes, antrojo puskadrio metu – lygines eilutes, patenkančias į pirmojo puskadrio eilučių tarpus. Kiekviename kadre elektronų pluoštas du kartus grįžta iš ekrano apačios į viršų. Kiekvieną kartą grįžimas trunka 25 eilučių periodus. Todėl televizinį rastrą sudaro 575 eilutės.

Viena svarbiausių kineskopo charakteristikų yra moduliavimo charakteristika. Televizijos imtuvuose į moduliatoriaus elektrodą nukreipiamas televizinio vaizdo signalas. Jis valdo elektronų pluošto srovę, nuo kurios priklauso elektronų bombarduojamo kineskopo ekrano taško švytėjimo skaitis. Taigi vaizdas kineskopo ekrane susidaro iš skirtingu intensyvumu švytinčių televizinio rastro taškų.

Siekiant sumažinti elektronų prožektoriaus uždarymo įtampą (padidinti kineskopo jautrį) ir pagerinti elektronų pluošto fokusavimą, kineskopuose dažniausiai naudojami sudėtingesni elektronų prožektoriai (15.13 pav.), sudaryti iš kelių elektroninių-optinių lęšių.

Daliai švytalo skleidžiamos šviesos patekus į vamzdžio vidų ir atsispindėjus nuo baliono stiklo sienelių, būtų apšviečiamas ekranas ir sumažėtų vaizdo ekrane kontrastingumas. Siekiant to išvengti, švytalas, kaip jau buvo paminėta anksčiau, dengiamas plonu aliuminio sluoksniu. Kontrastingumas sumažėja ir dėl išorinio apšvietimo, jeigu šviesa atsispindi nuo vidinės ekrano stiklo sienelės. Todėl ekranams naudojamas patamsintas stiklas.

Kineskopų ekranuose nepavyksta sudaryti idealaus vakuumo. Todėl elektronų prožektoriuje greitinami ne tik elektronai, bet ir jonai. Neigiamų deguonies jonų šaltinis kineskopuose yra aktyvuotasis oksidinis katodas. Didelės masės jonų kreipimo kampas magnetinėje kreipimo sistemoje esti mažesnis nei elektronų. Todėl jonai bombarduoja centrinę ekrano dalį ir gali sugadinti švytalą. Siekiant išvengti tokios nepageidaujamos jonų įtakos, senesnės kartos kineskopų elektroniniuose prožektoriuose būdavo įtaisomos jonų gaudyklės, veikiančios masių separatoriaus principu. Šiuolaikiniuose kineskopuose švytalą nuo jonų apsaugo jį dengiantis aliuminio sluoksnis.

Tai, kad vaizdo signalas paduodamas į moduliatorių, nulemia kineskopo maitinimo schemą. Kineskopuose elektronų greitinimui naudojama teigiama anodų įtampa.

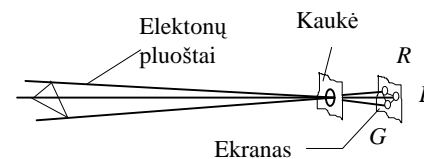
#### 15.1.8. Spalvotieji kineskopai

Spalvoto vaizdo kineskopų ekranams naudojami raudona, žalia ir mėlyna spalvomis švytintys švytalai. Reikiama ekrano elemento spalva gaunama sumaišius atitinkamomis porcijomis trijų paminėtų spalvų šviesą.

Spalvotame kineskope naudojami trys elektronų prožektoriai, į kurių moduliatorius nukreipiami pagrindinių spalvų vaizdo signalai. Todėl kiekvieno prožektoriaus elektronų pluoštas moduliuojamas atitinkamos spalvos signalu.

Prieš spalvotojo vaizdo kineskopo ekraną įtaisoma metalinė kaukė, kurioje padaryta daug (šimtai tūkstančių) skylių. Kineskopo ekranas yra mozaikos, sudarytos iš raudona (*R – red*), žalia (*G – green*) ir mėlyna (*B – blue*) spalvomis švytinčių švytalo grūdelių, pavidalo. Prieš kiekvieną kaukės skylutę yra trimis spalvomis švytinčių grūdelių grupė – triada. Elektronų prožektoriai įtaisomi taip, kad jų elektronai bombarduotų atitinkamos spalvos švytalo grūdėlį (15.14 pav.).

Švytalo grūdeliai ant ekrano sudaromi fotolitografijos būdu.



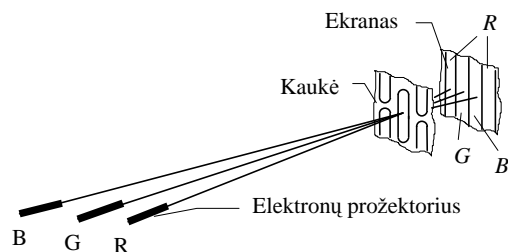
15.14 pav. Spalvotojo kineskopo fragmentas

Dėl kineskopo ir kreipimo sistemos gamybos ir surinkimo netikslumų elektronų pluoštai nesusikerta viename taške (nesusiveda). Šiam trūkumui pašalinti naudojami statinio ir dinaminio suvedimo įtaisai. Statiniam suvedimui naudojami nuolatiniai magnetai, sukuriantieji skersinius magnetinius laukus. Jais galima pasiekti, kad elektronų puoštai susikirtų vienoje kaukės skylutėje ekrano centre. Kaip dinaminio suvedimo įtaisai naudojami elektromagnetai, kuriais teka kadrų ir eilučių dažnio srovės. Dinaminio suvedimo įtaisais siekiama elektronų pluoštų suvedimo periferinėse ekrano dalyse.

Aptarti kineskopai su šešėlinėmis kaukėmis turi trūkumų. Jų kaukės skylių bendras plotas sudaro tik keliolika procentų kaukės paviršiaus ploto. Todėl daug elektronų sulaiko kaukė, ir jie nepasiekia švytalo. Tada, norint gauti pakankamą ekrano švytėjimo skaitį tenka didinti greitinimo įtampą ir elektronų pluoštų srovių stiprius.

Šiuolaikiniuose spalvotojo vaizdo kineskopuose elektronų prožektoriai esti vienoje plokštumoje (15.15 pav.). Tokių kineskopų kaukių skylės gali būti pailgų plyšių pavidalo. Tokios kaukės praleidžia daugiau elektronų. Be to, kai prožektoriai vienoje plokštumoje, supaprastėja elektronų pluoštų suvedimas. *Trinitron* kineskopuose naudojamas vienas elektronų prožektorius su trimis katodomoduliatoriaus mazgais. Kaukė yra vertikalių vielų sistemos pavidalo.

Ypač sudėtingi reikalavimai keliama kompiuterių displėjų kineskopams.



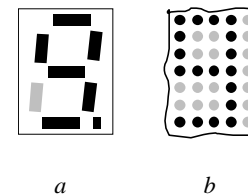
15.15 pav. Planariosios optikos spalvotojo kineskopo fragmentas

## 15.2. Plokštieji indikatoriai ir displėjai

Elektroniniai vamzdžiai užima didelį tūrį. Jų stikliniai balionai lengvai pažeidžiami. Jų maitinimui reikia aukštų įtampų. Jie netinka nešiojamiems aparatams. Todėl buvo bandomi įvairūs keliai, siekiant sukurti plokščius, ekonomiškus skaitmeninius-raidinius indikatorius ir displėjus, kurie galėtų pakeisti turinčius nemažai trūkumų, bet pasižyminčius didelėmis informacijos atvaizdavimo galimybėmis vamzdžius.

Taikant skaitmeninius-raidinius informacijos atvaizdavimo įtaisus, raidžių ir skaitmenų simboliai sudaromi iš segmentų arba taškų (15.16 pav.). Dar yra skalių pavidalo ir kitokių specialių simbolių indikatorių. Didžiausias informacijos atvaizdavimo galimybės, žinoma, teikia displėjai, kurių ekranai yra sudarytos iš didelio taškų skaičiaus matricos. Taškai yra vaizdo elementai (angl. – *picture element, pixel, pel*). Taigi vienas svarbiausių grafinio displėjaus kokybės rodiklių yra vaizdo taškų skaičius  $x$  ir  $y$  ašių kryptimis.

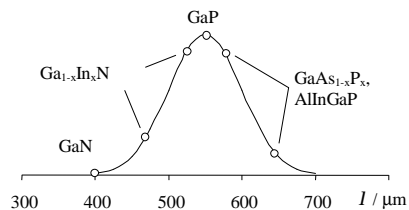
Apžvelkime plokščiuosius indikatorius ir displėjus, klasifikuodami juos pagal fizikinius reiškinius, taikomus informacijai atvaizduoti.



15.16 pav. Segmentinių (a) ir matricinių (b) raidinių-skaitmeninių indikatorių šriftai

### 15.2.1. Puslaidininkiniai indikatoriai

Puslaidininkiniuose indikatoriuose naudojami šviesos diodai. Kai matmenys maži, indikatorių segmentų pn sandūros sudaromos



15.17 pav. Žmogaus akies jautrumo šviesai kreivė ir šviesos diodų medžiagos

optinės vaizdo didinimo priemonės – lęšiai, prizmės, reflektoriai.

Puslaidininkinių indikatorių skleidžiamos šviesos spalva priklauso nuo pn sandūrai panaudoto puslaidininkio draudžiamosios juostos pločio. 15.17 paveiksle atvaizduota žmogaus akies spektrinio jautrumo charakteristika ir nurodytos kai kurios šviesos diodams naudojamos medžiagos. Čia verta pastebėti, kad labai didelės įtakos puslaidininkinių indikatorių ir displėjų raidai turėjo GaN šviesos diodų sukūrimas. GaN šviesos diodų skleidžiamus ultravioletinius-violetinius spindulius galima panaudoti švytalo sužadinimui ir tokiu būdu gauti pageidaujamą šviesos spalvą arba net baltos spalvos šviesą.

Puslaidininkiniams indikatoriams būdingos nedidelės darbo įtampos. Jų valdymui tinka nesudėtingos grandinės. Jie pasižymi didele veikimo sparta. Juos galima naudoti plačiame temperatūrų diapazone. Jų švytėjimo skaitis gali būti gana didelis. Todėl šie indikatoriai, panašiai kaip kaitinamieji siūliniai indikatoriai, tinka informacijai atvaizduoti įvairaus apšviestumo sąlygomis. Pastaraisiais metais, sukūrus naujų puslaidininkinių medžiagų technologijas, taikant optinius lęšius ir kitas priemones, pavyko padidinti šviesos diodų naudingumo koeficientą. Todėl jie pradėti taikyti net didelių matmenų indikatoriuose ir displėjuose.

viename kristale. Didelių matmenų indikatorių konstrukcijos – hibridinės. Jų segmentams naudojami atskiri lustai.

Gaminami viena-skilčiai ir daugiaskilčiai puslaidininkiniai indikatoriai. Kartais, taupant medžiagas ir siekiant sumažinti vartojamą galią, puslaidininkiniuose indikatoriuose naudojamos

### 15.2.2. Vakuuminiai liuminescenciniai indikatoriai

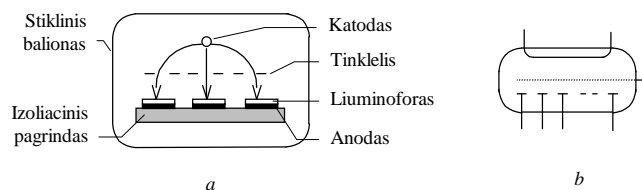
Segmentinio vakuuminio liuminescencinio indikatoriaus sandara atvaizduota 15.18 paveiksle.

Katodas – plona (5–60 μm storio) volframo vielėle atlieka elektronų šaltinio vaidmenį. Siekiant sumažinti katodo temperatūrą ir padidinti termoelektroninę emisiją, katodo paviršius dengiamas žemės šarminių metalų (bario, kalcio, stroncio) oksidų sluoksniu.

Kai anodo potencialas teigiamas katodo atžvilgiu, elektronai bombarduoja anodą dengiantį liuminoforą, sužadina jo paviršinio sluoksnio atomus ir sukelia katodoliuminescenciją. Anodą pasiekiančių elektronų skaičius priklauso ir nuo tinkelio potencialo. Veikiant neigiamai įtampai, tinkelis elektronų nepraleidžia, ir jie anodą nepasiekia. Taigi vakuuminį liuminescencinį indikatorių galima valdyti signalais, nukreipiamais į tinkelį ir anodus.

Siekiant, kad ant stiklinio baliono paviršiaus nesikaupytų elektronų krūvis, baliono vidinis paviršius dengiamas plonu laidžiu sluoksniu.

Katodoliuminescencija prasideda, kai elektronų energijos viršija tam tikrą vertę. Panaudojus žemos įtampos švytalus (pavyzdžiui, cinko sulfidą ZnS), elektronai įgyja pakankamą energiją, kai juos greitina tik kelių voltų įtampa.



15.18 pav. Vakuuminio liuminescencinio indikatoriaus sandara (a) ir grafinis ženklas (b)

Vakuuminiai liuminescenciniai indikatoriai turi nemažą gerų savybių. Jų švytėjimo skaitis gana didelis, todėl informacija neblogai matoma net šviesoje. Jiems reikalingos nedidelės (10–20 V) darbo įtampos, todėl valdymui tinka integriniai grandynai. Pagaliau, nors ir būdami aktyviaisiais įtaisais, jie vartoja santykinai nedaug energijos.

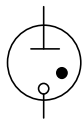
Dėl paminėtų privalumų vakuuminiai liuminescenciniai informacijos atvaizdavimo įtaisai taikomi įvairios paskirties elektroninėje aparaturoje. Naudojami skalių pavidalo, vienaskilčiai ir daugiaskilčiai segmentiniai, mnemonikos bei matriciniai įvairių spalvų vienspalviai ir daugiaspalviai vakuuminiai liuminescenciniai indikatoriai ir displejai.

### 15.2.3. Dujinio išlydžio indikatoriai ir displejai

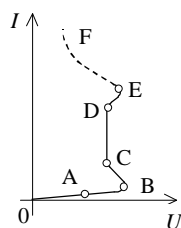
Dujinio išlydžio informacijos atvaizdavimo įtaisai priklauso joninių įtaisų grupei.

Paprasčiausias joninis įtaisas (15.19 pav.) sudarytas iš šaltojo katodo ir anodo, esančių balione, pripildytame nedidelio slėgio ( $1\text{--}10^4\text{ Pa}$ ) inertinių dujų. 15.20 paveiksle atvaizduota tokio įtaiso voltamperinė charakteristika – anodo srovės priklausomybė nuo veikiančios tarp anodo ir katodo įtampos.

Kai anodo įtampa nedidelė, vyksta tylusis nesavaiminis išlydis



15.19 pav. Neoninė lemputė – paprasčiausias dujinio išlydžio įtaisas



15.20 pav. Dviejų elektrodų dujinio išlydžio įtaiso voltamperinė charakteristika

ir dujomis teka silpna srovė (charakteristikos dalis OA). Šią srovę kuria laisvieji elektronai, atsirandantieji dėl to, kad dujas šiek tiek jonizuoja šviesa, natūrali radiacija ir kiti veiksniai. Padidėjus anodo įtampai (charakteristikos dalis AB) elektronai tiek pagreitinami, kad prasideda smūginė jonizacija – elektronai, susidurdami su dujų atomais, pajėgia juos jonizuoti. Dėl to didėja krūvininkų koncentracija ir stiprėja srovė.

Veikiant uždegimo įtampai (voltamperinės charakteristikos taškas B), smūginė jonizacija tampa tokia intensyvi, kad išlydis gali vykti savaime, neveikiant išoriniams jonizuojantiems veiksniams.

Vykstant smūginei jonizacijai, atsiranda teigiamų jonų. Bombarduodami katodą, didelės masės jonai išmuša iš jo papildomų elektronų. Didėjant elektronų koncentracijai dujose, dujų varža mažėja (charakteristikos dalis BC), ir tylusis savaiminis išlydis pereina į rusenantį išlydį (charakteristikos dalis CD). Jei grandinėje nėra srovės stiprų ribojančių elementų, rusenantis išlydis gali pereiti į lankinį išlydį (charakteristikos dalis EF).

Vykstant rusenančiam išlydžiui, prie anodo susidaro dujų plazmos stulpas, sudarytas iš neutralių atomų ir didelės koncentracijos įvairiaženklių krūvio elektringųjų dalelių. Dėl didelės teigiamųjų jonų ir elektronų koncentracijos šio stulpo varža esti maža, ir jame krinta nedidelė tarp anodo ir katodo veikiančios įtampos dalis. Beveik visa įtampa krinta sluoksnyje prie katodo. Čia stiprus elektrinis laukas greitina bombarduojančius katodą teigiamus jonus ir šių jonų išmuštus iš katodo elektronus. Pastarieji sužadina inertinių dujų atomus arba juos jonizuoja.

Grįždami į normalią būseną, sužadinti dujų atomai spinduliuoja šviesą. Be to, šviesa spinduliuojama dėl teigiamų jonų ir elektronų rekombinacijos. Šis katodinis dujų švytėjimas ir taikomas dujinio išlydžio, arba plazminiuose, informacijos atvaizdavimo įtaisuose.

Spinduliuojamos šviesos virpesių dažnis ir spalva priklauso nuo panaudotų dujų ir priemaišų. Čia svarbu pastebėti, kad be regimojo spektro šviesos (dažniausiai – oranžinės ir rausvos spalvos) spinduliuojami ir ultravioletiniai spinduliai. Ši aplinkybė leido,



panaudojant mėlynos, žalios ir raudonos spalvų švytalus, sukurti spalvotojo vaizdo įtaisus.

Rusenančio išlydžio įtampa  $U_1$  yra mažesnė nei uždegimo įtampa  $U_2$ . Panaudojant šią dujinio išlydžio voltamperinės charakteristikos ypatybę, galima padaryti dujinio išlydžio įtaisą su atmintimi. Tokio įtaiso maitinimo įtampa  $U_0$  parenkama tokia, kad būtų tenkinamos nelygybės  $U_1 < U_0 < U_2$ . Padavus valdymo impulsą  $U$ , kai  $U_0 + U > U_2$ , prasideda išlydis. Jis tęsiasi ir nustojus veikti valdymo įtampai. Veikiant įtampai  $U_0$ , išlydį galima nutraukti tik padavus neigiamą gesinimo įtampos impulsą.

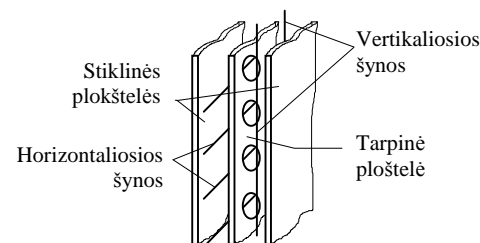
Indikatorinių lempų pavidalo dujinio išlydžio indikatoriai buvo vieni iš pirmųjų elektroninės aparatūros skaitmeninių indikatorių. Skaitmeniui atvaizduoti skirtą lempą sudaro dešimt vienas už kito išdėstytų arabiškų skaitmenų formos katodų ir tinklelio pavidalo anodas, įtaisyti stikliniame balione, pripildytame neono dujų. Prijungus tarp kurio nors katodo ir anodo įtampą, prasideda rusenantis išlydis. Dujos aplink katodą pradeda švytėti, ir stebėtojas pro tinklelio pavidalo anodą mato atitinkamą skaitmenį.

Vėliau buvo sukurti paprastos konstrukcijos plokštieji daugiaskilčiai segmentinio tipo dujinio išlydžio skaitmeniniai indikatoriai, tačiau jų darbo įtampa gana aukšta (170–200 V).

Dabar informacijos atvaizdavimo įtaisų konkurencinėje kovoje dalyvauja matriciniai dujinio išlydžio, arba plazminiai, displėjai.

Nuolatinės įtampos matricinio dujinio išlydžio įtaiso sandara atvaizduota 15.21 paveiksle. Veikiant tarp tam tikrų vertikaliųjų ir horizontaliųjų šynų maitinimo ir uždegimo įtampoms, šių šynų susikirtimo vietose pro mozaikinės plokštelės skylutes prasideda išlydis. Stebėtojas mato švytinčius taškus, iš kurių sudaromas reikalingas vaizdas. Taško švytėjimo skaitis beveik tiesiai proporcingas dujinio išlydžio srovei.

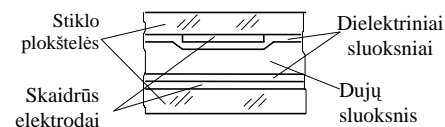
Nuolatinės įtampos dujinio išlydžio įtaisuose nuosekliai valdymo šynoms reikia įjungti srovę ribojančius rezistorius. Be to, vykstant dujiniam išlydžiui, jonai bombarduoja katodą ir jį ardo. Todėl perspektyvesni yra kintamosios įtampos plazminiai informacijos



15.21 pav. Nuolatinės įtampos plazminio informacijos atvaizdavimo įtaiso sandara

atvaizdavimo įtaisai. Tokio indikatoriaus ląstelės sandara atvaizduota 15.22 paveiksle. Indikatoriaus šynos padengtos dielektriko sluoksniais. Jis apsaugo šynas nuo erozijos. Be to, dėl dielektrinių sluoksnių ląstelėje susidaro du nuosekliai įjungti kondensatoriai, ribojantys per ląstelę tekančios kintamosios aukštadažnės srovės stiprį.

Spalvotas vaizdas gaunamas panaudojant dujinio išlydžio ląstelių triadas su raudonos, žalios ir mėlynos spalvos švytalais. Vykstant dujiniam išlydžiui, dujų spinduliuojami ultravioletiniai spinduliai žadina ląstelės švytalą. Maišant raudoną, žalią ir mėlyną spalvas, kaip ir spalvotuose kineskopuose, pavyksta gauti tūkstančius atspalvių. Kadangi sunku padaryti labai mažas dujinio išlydžio ląsteles, vaizdo elementai esti kelių dešimtųjų milimetro dalių eilės. Todėl plazminiai ekranai tinka dideliems demonstraciniams displėjams. Jų darbo įtampa gana aukšta (100–200 V), tačiau daug mažesnė nei kineskopų.



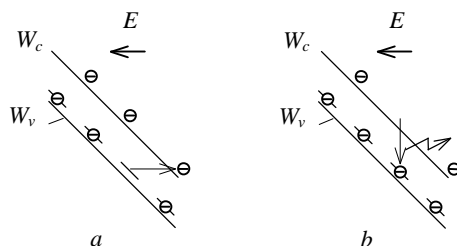
15.22 pav. Kintamosios įtampos plazminio informacijos atvaizdavimo įtaiso ląstelė

## 15.2.4. Elektroluminescenciniai indikatoriai ir displėjai

Elektroluminescencinio informacijos atvaizdavimo įtaiso sandara panaši į plazminio, tik vietoje dujų sluoksnio tarp elektrodų yra elektroluminescencinės medžiagos (pavyzdžiui, legiruoto cinko sulfido) sluoksnis. Kai tarp elektrodų sudaroma pakankamai didelė įtampa (dažniausiai – 150–200 V), elektroluminescencinė medžiaga pradeda skleisti šviesą.

Kaip gaunama elektroluminescencija, iliustruoja 15.23 paveikslas. Veikiant elektriniam laukui, švytalo medžiagos energijos lygmenys išlinksta (15.23 pav., *a*) ir, kai elektrinio lauko stipris pasiekia  $10^5$ – $10^6$  V/cm, prasideda priemaišų elektrostatinė jonizacija, kuri gali sukelti ir smūginę jonizaciją. Padidėjus krūvininkų koncentracijai, tampa intensyvesnė jų rekombinacija. Grįžtant elektronams į žemesnius lygmenis (15.23 pav., *b*), išsilaisvina energija. Dalis šios energijos įgyja šviesos kvantų pavidalą. Spinduliuojamos šviesos spalvą nulemia elektroluminofo medžiaga ir priemaišos.

Pagal elektroluminofo sluoksnio sudarymo būdą ir struktūrą elektroluminescenciniai informacijos atvaizdavimo įtaisai skirstomi į miltelinius ir plėvelinius. Gaminant miltelinį įtaisą, ant stiklo

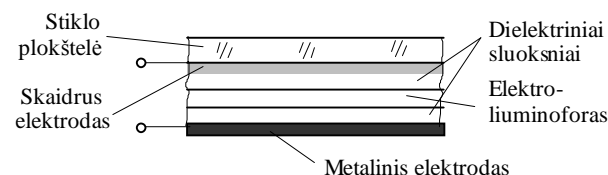


15.23 pav. Elektrinio lauko žadinama liuminescencija

plokštelės užnešamas skaidrus alavo dioksido ar kitos medžiagos elektrodas. Ant jo užpurškiamas 25–100  $\mu\text{m}$  elektroluminofo grūdelių ir rišamosios medžiagos sluoksnis. Ant viršaus sudaromas reikiamos formos metalinis elektrodas. Veikiant tarp paminėtų elektrodų nuolatinei arba kintamajai įtampai, elektroluminofo pradeda švytėti. Dažniausiai maitinimui naudojama 50–2000 Hz 50–100 V įtampa. Augant įtampai ir didėjant dažniui, švytėjimo skaitis didėja.

Tobulesni yra plėveliniai elektroluminescenciniai įtaisai. Plėvelinio įtaiso ląstelės sandara atvaizduota 15.24 paveiksle. Plonas (apie 1  $\mu\text{m}$ ) elektroluminofo sluoksnis sudaromas užgarinimo būdu. Indikatorinė ląstelė yra savotiškas kondensatorius, todėl ji gali skleisti šviesą veikiant kintamajai 20–100 V įtampai.

Elektroluminescenciniai informacijos atvaizdavimo įtaisai yra mažos masės, ploni, gali veikti plačiame temperatūrų diapazone, vartoja santykinai nedaug energijos, pasižymi didele veikimo sparta, dideliu švytėjimo skaisčiu, leidžia gauti didelio kontrastingumo vaizdą, todėl gali būti taikomi, kai informacija turi būti matoma tiek tamsoje, tiek gana didelio apšviestumo sąlygomis. Dėl gerų savybių elektroluminescenciniai displėjai taikomi ne tik buitinėje aparatūroje, biuro įrangoje, bet ir aviacinėje bei kosminėje aparatūroje. Visgi, jų taikymą dažnai riboja gana didelė maitinimo įtampa.



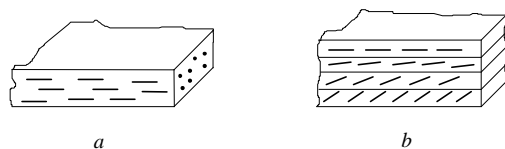
15.24 pav. Plėvelinio elektroluminescencinio indikatoriaus ląstelės sandara

## 15.2.5. Skystakristaliai indikatoriai ir displejai

Skystakristalių informacijos atvaizdavimo įtaisų veikimas pagrįstas skystųjų kristalų savybėmis ir optiniais reiškiniais tuose kristaluose.

Skystaisiais kristalais vadinamos sudarytos iš pailgų molekulių medžiagos, tam tikrame temperatūrų diapazone pasižyminčios ir skysčiams būdingu takumu, ir kristalams būdinga molekulių išsidėstymo tvarka. Skystieji kristalai skirstomi į smektinius ir nematinius. Smektinių skystųjų kristalų molekulių ilgosios ašys išsidėsto lygiagrečiai, o molekulių masės centrai yra beveik vienoje plokštumoje. Nematinių skystųjų kristalų (gr. *nema* – siūlas) molekulių išsidėsto lygiagrečiai, tačiau molekulių masės centrai – netvarkingai (15.25 pav., *a*). Atskirą nematikų grupę sudaro cholesteriniai skystieji kristalai. Cholesterinių skystųjų kristalų pailgos molekulės sudaro sluoksnius ir yra šiek tiek išlinkę. Kiekviename gretimame sluoksnyje molekulės yra nedideliu kampu pasisukusios (15.25 pav., *b*). Dėl šios priežasties, kai sluoksnių daug, molekulės išsidėsto spirale.

Dėl paminėtų savybių skystieji kristalai pasižymi elektrinių, optinių ir kitų savybių anizotropiškumu – tos savybės priklauso nuo krypties. Skystojo kristalo dielektrinė skvarba  $\epsilon_{||}$  molekulių ašies kryptimi ir skvarba  $\epsilon_{\perp}$  statmena kryptimi yra nevienodos. Jeigu  $\epsilon_{||} > \epsilon_{\perp}$ , elektriniame lauke molekulės orientuojasi elektrinio lauko linijų



15.25 pav. Molekulių išsidėstymas nematiniame (*a*) ir cholesteriniame skystuosiuose kristaluose (*b*)

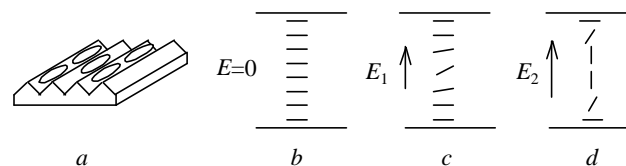
kryptimi.

Kai tūris didelis, skystajame kristale susidaro domenai. Domene molekulės orientuojasi tvarkingai, tačiau domenai – netvarkingai, panašiai kaip kristalitai polikristale. Orientavus molekules elektriniu lauku, galima gauti skystąjį monokristalą. Tačiau tarpmolekulinės sąveikos jėgos skystuosiuose kristaluose yra silpnos. Todėl, pakilus temperatūrai, tvarkingas molekulių išsidėstymas sutrinka, skystasis kristalas praranda jam būdingas savybes ir virsta skysčiu.

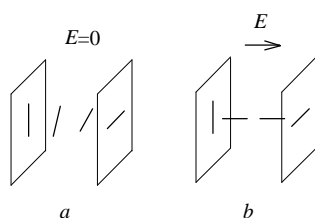
Kai skystojo kristalo sluoksnis plonas, apdorojus plokštelių, tarp kurių yra skystasis kristalas paviršių (padarius paviršiuje nedidelius griovelius), neveikiant elektriniam laukui, molekulės orientuojasi griovelių kryptimi (15.26 pav., *a, b*). Sudarius statmena kryptimi elektrinį lauką, molekulės pasisuka lauko linijų kryptimi (15.26 pav., *c, d*).

Indikatoriniuose įtaisuose skystieji kristalai pradėti taikyti nuo 1968 metų. Pirmieji skystakristaliai indikatoriai buvo kuriami panaudojant šviesos elektrohidrodinaminės sklaidos reiškinį. Vėliau buvo sukurti tobulesni skystakristaliai indikatoriai, kuriuose buvo panaudotas šviesos poliarizacijos plokštumos sukimo cholesteriniuose skystuosiuose kristaluose reiškinys.

Apdorojus plokštelių, tarp kurių yra skystojo kristalo sluoksnis, paviršius, galima pasiekti, kad molekulės skystojo kristalo sluoksnyje pasisuktų  $90^\circ$  kampu (15.27 pav., *a*). Tokiame skystojo kristalo sluoksnyje šviesos poliarizacijos plokštuma pasukama  $90^\circ$  kampu. Jeigu sudaromas statmenas sluoksniui elektrinis laukas, skystojo kristalo molekulės orientuojasi lauko kryptimi (15.27 pav., *b*) ir



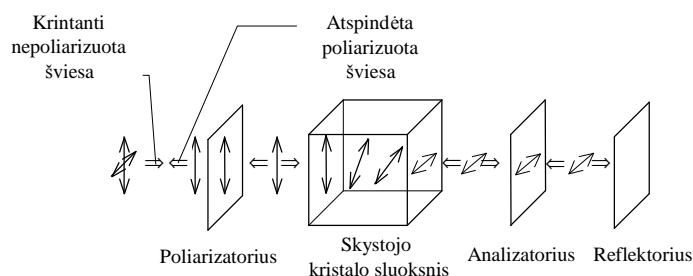
15.26 pav. Elektrinio lauko įtaka skystojo kristalo molekulių išsidėstymui



15.27 pav. Skystojo kristalo molekulių išsidėstymas, kai neveikia (a) ir veikia (b) elektrinis laukas

toriaus. Poliarizatorius poliarizuoja šviesą. Skystasis kristalas poliarizacijos plokštumą pasuka statmena kryptimi. Taip poliarizuotą šviesą analizatoriaus plokštelė praleidžia. Ji atsispindi nuo reflektoriaus ir grįžta.

Jei tarp elektrodų prijungiama pakankama įtampa, skystasis kristalas poliarizacijos plokštumos nebesuka, analizatoriaus plokštelė šviesą sugeria ir indikatorinė ląstelė patamsėja. Taigi skystakristaliuose indikatoriuose indikatorinė ląstelė atlieka šviesos ventilio funkcijas.



15.28 pav. Skystakristalės indikatorinės ląstelės sandara ir veikimas

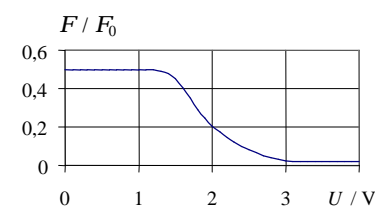
Skystakristaliuose displėjuose (angl. LCD – *Liquid Crystal Display*) vietoje reflektoriaus įtaiso šviesos šaltinis. Tada indikatorinė skystojo kristalo ląstelė valdo per ją pereinančios šviesos srautą. Valdymas pagrįstas tuo, kad šviesos poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas, taigi ir praleidžiamas šviesos srautas priklauso nuo

elektrinio lauko stiprio ir veikiančios tarp elektrodų įtamos. Ląstelės praleidžiamos šviesos srauto dalies priklausomybės nuo įtamos pobūdis atvaizduotas 15.29 paveiksle. Ląstelė praleidžia ne daugiau kaip 50 % nepoliarizuotos šviesos srauto – pusę šviesos sulaiko poliarizatorius.

Taigi įtampa tarp elektrodų gali valdyti praleidžiamos šviesos srautą. Pagal ląstelės pralaidumo priklausomybės nuo įtamos charakteristiką galima spręsti ne tik apie indikatorinės ląstelės jautrį, reikalingas maitinimo ir valdymo įtampas, bet ir apie pasiekiamą vaizdo kontrastingumą.

Šviesą skleidžia ne ekrano paviršius, o už jo esantis šviesos šaltinis. Indikatorinė ląstelė valdo statmeną ekranui šviesos srautą. Todėl nuo ląstelės skersinių matmenų ir skystakristalio ekrano storio priklauso vaizdo matymo kampas. Matomumo riba laikomas kampas, už kurio vaizdo kontrastingumas sumažėja dešimt kartų.

Siekiant išvengti elektrocheminių procesų ir padidinti skystakristalių informacijos atvaizdavimo įtaisų eksploatacijos trukmę, ląstelės valdomos kintamąja 30–100 Hz įtampa. Kadangi pakanka kelių voltų įtamos (15.29 pav.) ir per ląstelę teka tik labai silpna srovė, skystakristaliai informacijos atvaizdavimo įtaisai vartoja nedaug energijos.



15.29 pav. Indikatorinės ląstelės praleidžiamos šviesos srauto dalies priklausomybė nuo įtamos

Nespalvotame ekrane vaizdą sudaro tiek taškų, kiek yra ląstelių. Spalvotame ekrane vieną vaizdo tašką kuria trys ląstelės su raudonos, žalios ir mėlynos spalvų filtrais.

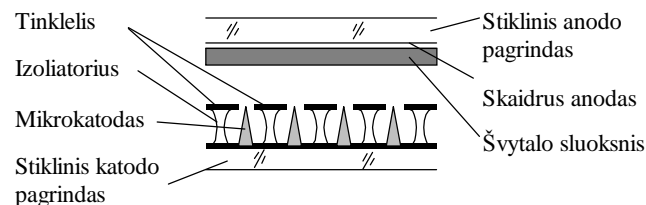
Dėl didelių potencialių informacijos atvaizdavimo galimybių, plokščios konstrukcijos, mažų maitinimo ir valdymo įtampų, mažos vartojamos galios, ilgaamžiškumo ir kitų gerų savybių skystakristaliai indikatoriai ir displejai konkurencinėje informacijos atvaizdavimo įtaisų kovoje laimi vis naujas pozicijas. Kita vertus, nevalia nepastebėti svarbių jų trūkumų: jiems būdinga nedidelė veikimo sparta, mažas apžvalgos kampas, siauresnis nei kitų įtaisų darbo temperatūrų diapazonas.

Dėl svarbių privalumų skystakristaliai displejai sparčiai tobulinami. Aktyviosios matricos skystakristaliai displejuose (angl. *Active Matrix LCD* arba TFT LCD – *Thin Film Transistor LCD*), kiekvieną ląstelę valdo atskiras plonasluoksnis tranzistorius. Šie displejai mažiau inertiški, pasižymi didesniu kontrastingumu (iki 500:1), didesniu apžvalgos kampu, tačiau jų gamyba sudėtinga: spalvotam ekranui su 1024×768 vaizdo elementais reikia 1024×768×3=2359296 tranzistorių.

#### 15.2.6. Plokštieji elektrovakuuminiai šaltųjų katodų displejai

Elektrovakuuminis šaltųjų katodų displejus (angl. FED – *Field Emission Display*) sudarytas iš dviejų stiklinių plokštelių, tarp kurių sudarytas gilus vakuumas (15.30 pav.). Indikatorinę ląstelę sudaro daug miniatiūrinių šaltųjų katodų, tinklelis ir anodas, ant kurio sudarytas raudonos, žalios arba mėlynos spalvos liuminofo sluoksnis.

Miniatiūriniai katodai (maždaug 200 nm kiekvienas) yra kūgių pavidalo. Veikiant anodo įtampai, prie smailių kūgių viršūnių susikuria stiprus elektrinis laukas ir prasideda šaltoji elektronų emisija. Pagreitinti anodo įtampos elektronai bombarduoja liuminoforą ir sukelia jo švytėjimą. Elektronų srautą ir liuminofo švytėjimo intensyvumą valdo tinklelio-katodo įtampa. Liuminofo švytėjimo intensyvumą dar galima valdyti keičiant jo žadinimo trukmę.



15.30 pav. Elektrovakuuminio šaltųjų katodų displejaus indikatorinės ląstelės fragmentas

Taigi indikatorinę ląstelę sudaro tarsi daugybė (šimtai ar net tūkstančiai) paprastos sandaros elektroninių vamzdelių arba vakuuminių liuminescencinių ląstelių. Displejuose katodai sudaromi ant vienos krypties šynų, tinklelių vaidmenį atlieka kitos krypties šynos su skylutėmis. Gaminant plokščiuosius šaltųjų katodų displejus taikomos mikroelektronikos ir spalvotųjų displejų gamybos technologijos.

Plokštieji šaltųjų katodų ekranai yra ploni (be korpuso storis tik apie 2–3 mm), patikimi (pakanka, kad veiktų nors 80 % katodų). Jiems maitinti pakanka dešimčių voltų eilės įtampų. Literatūros duomenimis, jie bus ekonomiškesni net už skystakristalius displejus (atsižvelgiant į tai, kad aktyviesiems skystakristaliams displejams reikalingi šviesos šaltiniai – liuminescencinės lempos). Prognozuojama, kad, turėdami geriausias kineskopų ir skystakristalių displejų savybes, plokštieji šaltųjų katodų displejai gali net nurungti skystakristalius displejus.

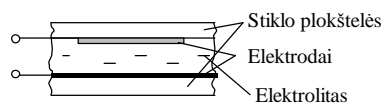
## 15.2.7. Kiti indikatoriai ir švieslentės

Kaip jau buvo anksčiau paminėta, informacijai atvaizduoti panaudojami labai įvairūs fizikiniai ir cheminiai reiškiniai.

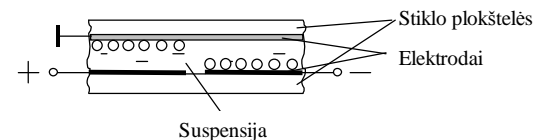
Cheminiai procesai vyksta elektrochromatinuose ir elektrolitiniuose indikatoriuose. Elektrolitinės indikatorinės ląstelės sandara atvaizduota 15.31 paveiksle. Ant vienos stiklo plokštelės sudarytas skaidrus elektrodas. Kita stiklo plokštelė padengta sidabro sluoksniu. Tarpas tarp plokštelių su elektrodais užpildytas sidabro ir natrio jodidų vandeniniu tirpalu. Veikiant 1–1,5 V valdymo įtampai, vyksta elektrolizė, ir skaidrus elektrodas pasidengia sidabro sluoksniu.

Elektrolitiniai indikatoriai yra inertiški, tačiau turi atmintį – atvaizduota informacija matoma ir nustojus veikti įtampai. Norint užrašytą informaciją nutrinti, reikia prijungti priešingo poliškumo įtampą. Panašiai veikia bei panašiomis savybėmis pasižymi ir elektrochromatiniai indikatoriai.

Elektroforeziniuose indikatoriuose ir švieslentėse panaudojamas elektroforezės – elektringųjų dalelių judėjimo elektriniame lauke – reiškinys. Elektroforezinėse indikatorinėse ląstelėse tarp plokštelių, ant kurių sudaryti elektrodai, yra elektringųjų pigmentinių dalelių suspensija (15.32 pav.). Suspensija yra dispersinė sistema, kurią sudaro skystyje pasiskirstę kietosios dalelės. Sakykime, kad pigmentinės dalelės turi teigiamą krūvį, yra baltos spalvos, o skystis yra tamsus. Tada, veikiant įtampai, dalelės priartėja prie neigiamųjų elektrodų. Skaidrus elektrodas, priartėjus dalelėms, pašviesėja tamsaus skysčio fone.



15.31 pav. Elektrolitinio indikatoriaus ląstelė



15.32 pav. Elektroforezinio įtaiso ląstelė

Mažagabaritiniuose elektromechaniniuose indikatoriniuose įtaisuose informacijai atvaizduoti naudojami maži (apie 10 μm skersmens) įmagnetinti rutuliukai, galintys laisvai sukotis skaidriose kapsulėse. Pusė kiekvieno rutuliuko paviršiaus padengiama vienos spalvos danga, kita pusė – kitos spalvos danga. Keičiant išorinį magnetinį lauką, galima valdyti rutuliukų padėtį. Toks informacijos atvaizdavimo principas panaudotas vienoje iš “elektroninio popieriaus” technologijų.

Kitos “elektroninio popieriaus” technologijos kuriamos taikant šviesą skleidžiančius polimerus.

## 15.3. Išvados

1. Pradėjus taikyti skaitmeninius informacijos apdorojimo metodus buvo sukurta nauja informacijos vizualizavimo priemonių karta. Kartu tobulėjo senesnės kartos informacijos atvaizdavimo priemonės, ypač elektroniniai vamzdžiai.
2. Dažniausiai elektroninį vamzdį sudaro stiklinis balionas, elektronų prožektorius, kreipimo sistemos ir liuminoforų padengtas ekranas.
3. Paprasčiausią elektronų prožektorių sudaro katodas, modulatorius, pirmasis ir antrasis anodai. Modulatoriaus įtampa valdo elektronų pluošto srovę. Po to elektronai greitunami ir fokusuojami – formuojamas elektronų pluoštas. Elektronai fokusuojami nevienalyčiame simetriškame vamzdžio elektrodinėi-optinei ašiai elektriniame ar magnetiniame lauke.

- Fokusavimo sistema išlėkčius iš katodo elektronus nukreipia į vieną tašką vamzdžio ekrane.
4. Elektronų pluošto kreipimui taip pat panaudojamas elektrinis arba magnetinis laukas. Paprasčiausia elektrostatinė elektronų pluošto kreipimo sistema sudaryta iš dviejų plokštelių. Elektrostatinų kreipimo sistemų privalumas – geros dažninės savybės. Magnetinė kreipimo sistema sudaroma iš dviejų ričių, kuriose tekanti srovė sukuria skersinį magnetinį lauką. Kadangi vamzdžio su magnetine kreipimo sistema jautris mažiau priklauso nuo greitinimo įtampos, didelį vamzdžio jautrį ir didelį elektronų pluošto kreipimo kampą galima gauti net esant didelei elektronų greitinimo įtampai, užtikrinančiai didelį vamzdžio ekrano švytėjimo skaitį.
  5. Oscilografų elektroniniuose vamzdžiuose dažniausiai naudojamos elektrosstatinės elektronų pluošto fokusavimo ir kreipimo sistemos. Svarbiausi oscilografinio vamzdžio parametrai – tai jautris, praleidžiamųjų dažnių juosta (arba pereinamosios charakteristikos kilimo trukmė), skiriamoji geba, darbinės ekrano dalies plotas ir užrašymo greitis.
  6. Kineskopuose dažniausiai panaudojamas elektrosstatinis elektronų pluošto fokusavimas ir magnetinis kreipimas. Tekant horizontalaus ir vertikalios kreipimo sistemų ritėmis pjūklo formos srovėms, ekrane gaunamas televizinis rastras. Vaizdo signalas nukreipiamas į modulatoriaus elektrodą. Jis valdo elektronų pluošto srovę.
  7. Spalvotojo vaizdo kineskope yra trys elektronų prožektoriai. Kineskopo ekranas yra mozaikos, sudarytos iš raudona, žalia ir mėlyna spalva švytinčių liuminofo grūdelių, pavidalo. Prožektoriai įtaisomi taip, kad prožektoriaus pluoštas per kaukę bombarduotų tik vienos spalvos liuminofo grūdelius. Reikiama ekrano elemento spalva gaunama susimaišius atitinkamomis proporcijomis trimis paminėtomis spalvoms.
  8. Elektroniniai vamzdžiai yra didelių matmenų, trapūs. Jų maitinimui reikia aukštų įtampų. Siekiant išvengti elektroniniams vamzdžiams būdingų trūkumų buvo kuriami plokšti indikatoriai ir

- displėjai. Kuriant naujus informacijos atvaizdavimo įtaisus, buvo pritaikyti įvairūs fizikiniai-cheminiai reiškiniai – rekombinacinė liuminescencija, katodinė liuminescencija, optiniai reiškiniai skystuosiuose kristaluose ir pan.
9. Puslaidininkiniams indikatoriams ir displėjams panaudojami šviesos diodai.
  10. Vakuuminio liuminescencinio indikatoriaus ląstelė sudaryta iš katodo, tinkelio ir padengto liuminofo anodo. Kai anodo potencialas teigiamas katodo atžvilgiu, elektronai bombarduoja anodą dengiantį liuminoforą, sužadina jo atomus ir sukelia katodoliuminescenciją. Vakuuminiai liuminescenciniai įtaisai turi gerų savybių: reikalingos nedidelės darbo įtampos, vartoja nedaug energijos, leidžia gauti gana didelį švytėjimo skaitį.
  11. Paprasčiausias dujinio išlydžio, arba plazminis, indikatorius sudarytas iš katodo ir anodo, įmontuotų stikliniame balione, pripildytame nedidelio slėgio inertinių dujų. Veikiant tarp anodo ir katodo maždaug 100 V įtampai, dujose vyksta rusenantis išlydis, ir dujų sluoksnis prie katodo švyti. Plazminių displėjų anodai ir katodai yra skirtingose plokštumose statmenai išdėstytų šynų pavidalo. Vaizdas sudaromas iš švytinčių taškų, vykstant dujiniam išlydžiui šynų susikirtimų vietose. Plazminių displėjų informacinės galimybės – gana didelės. Jų trūkumas – gana aukšta darbo įtampa.
  12. Elektroliuminescenciniai informacijos atvaizdavimo įtaisai pagal sandarą panašūs į plazminius, tik erdvėje tarp šynų plokštumų juose yra ne dujų, o elektroliuminofo sluoksnis. Elektroliuminescenciniai displėjai turi svarbių privalumų: yra ploni, vartoja gana nedaug energijos, maksimalus švytėjimo skaitis gali būti gana didelis.
  13. Skystakristalių informacijos atvaizdavimo įtaisų veikimas pagrįstas skystųjų kristalų savybėmis ir optiniais reiškiniais šiuose kristaluose. Skystakristaliuose informacijos atvaizdavimo įtaisuose panaudojamas šviesos poliarizacijos plokštumos sukimo cholesteriniuose skystuosiuose kristaluose reiškinys. Indikatorinė ląstelė sudaroma iš poliarizatoriaus, stiklo plokštelių su skaidriais

elektrodais, tarp kurių yra skystojo kristalo sluoksnis, ir analizatoriaus. Kai valdymo įtampa neveikia, skystasis kristalas šviesos poliarizacijos plokštumą pasuka  $90^\circ$  kampą. Veikiant valdymo įtampai, pasikeičia skystojo kristalo molekulių orientacija, ir skystasis kristalas šviesos poliarizacijos plokštumos nebesuka. Parinkus atitinkamą analizatoriaus orientaciją, indikatorius ląstelė praleidžia šviesą, kai valdymo įtampa neveikia, ir nepraleidžia šviesos veikiant valdymo įtampai. Skystakristalių įtaisų darbo įtampa – nedidelė, jie vartoja nedaug energijos. Spalvotojo vaizdo skystakristaliuose displėjuose panaudojamos peršviečiamų skystųjų kristalų ląstelių triados ir spalvoti šviesos filtrai. Reikiama vaizdo elemento spalva, kaip ir spalvotojo vaizdo kineskopuose, gaunama maišant mėlynos, žalios ir raudonos šviesos spalvas.

14. Perspektyviais laikomi plokštieji elektrovakuuminiai šaltųjų katodų displėjai. Jų indikatorinę ląstelę sudaro daug miniatiūrinių šaltųjų katodų, tinklelis ir anodas, ant kurio užneštas raudonos, žalios ar mėlynos spalvos liuminoforų sluoksnis.

#### 15.4. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Kaip veikia elektrostatinė elektronų pluošto fokusavimo sistema?
2. Kaip veikia magnetinė fokusavimo sistema?
3. Išveskite elektroninio vamzdžio su elektrostatine kreipimo sistema jautrio išraišką.
4. Elektroninio vamzdžio vertikalios kreipimo sistema sudaryta iš dviejų lygiagrečių plokštelių. Jų ilgis – 15 mm, tarpas tarp plokštelių – 5 mm. Į kreipimo sistemą elektronai patenka pagreitinti 1,5 kV įtampa. Ekrano nuotolis nuo kreipimo sistemos centro – 150 mm. Apskaičiuokite vamzdžio jautrį ir ekrano darbinės dalies aukštį.
5. Aptarkite magnetinės kreipimo sistemos sandarą ir veikimą.
6. Kas lemia vamzdžio su magnetine kreipimo sistema jautrį?
7. Palyginkite elektrostatinę ir magnetinę kreipimo sistemų savybes.

8. Kokia yra paprasčiausio oscilografinio vamzdžio sandara? Kaip jo ekrane gaunamas tiriamojo signalo vaizdas?
9. Įvertindami elektronų lėkio trukmę elektrostatinėje kreipimo sistemoje, išveskite vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juostos išraišką.
10. Pagreitinti 1,5 kV įtampa elektronai patenka į kreipimo sistemą, kurios plokštelių ilgis – 15 mm. Koks gali būti maksimalus vamzdžio praleidžiamųjų dažnių juostos plotis?
11. Aptarkite oscilografinių vamzdžių parametrus ir jų gerinimo būdus.
12. Apibūdinkite paprasčiausio kineskopo sandarą. Kaip jis veikia?
13. Kaip kineskopo ekrane gaunamas spalvotas vaizdas?
14. Aptarkite puslaidininkinių indikatorių sandarą ir savybes.
15. Kaip veikia elektroluminescenciniai indikatoriai?
16. Paaiškinkite rusenančio išlydžio mechanizmą ir taikymą informacijos atvaizdavimo įtaisuose.
17. Paaiškinkite plazminių displėjų sandarą ir veikimą.
18. Apibūdinkite skystųjų kristalų sandarą, tipus ir savybes.
19. Paaiškinkite šviesos poliarizacijos plokštumos sukimo skystuosiuose kristaluose mechanizmą.
20. Paaiškinkite skystojo kristalo indikatorius sandarą ir veikimą.
21. Kaip veikia spalvotojo vaizdo skystakristaliai displėjai?
22. Apibūdinkite elektrovakuuminių šaltųjų katodų displėjus.



## 16. KRŪVIO SĄSAJOS ĮTAISAI

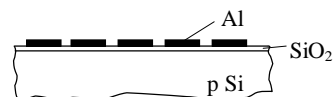
Nagrinėdami akustinės, optinės elektronikos ir informacijos atvaizdavimo įtaisyse, jau galėjome įsitikinti, kad funkcinės elektronikos įtaisai sudaryti ne iš tradicinių elektronikos elementų. Juose panaudojami naujai atskleisti reiškiniai ir netradiciniai sprendimai.

Svarbią funkcinės elektronikos įtaisų grupę sudaro krūvio sąsajos įtaisai (angl. *CCD – charge coupled devices*). Krūvio sąsajos įtaisą sudaro ant puslaidininkinio pagrindo arti vienas kito suformuoti MOP dariniai (16.1 pav.). Įtaisų veikimas pagrįstas tuo, kad puslaidininkio paviršiniame sluoksnyje po MOP darinio dielektriniu sluoksniu galima sudaryti šalutinių krūvininkų krūvį. Keičiant metalinių elektrodų potencialus, krūvį galima perstumti reikiama kryptimi.

Krūvio sąsajos įtaisų negalima sudaryti iš diskrečiųjų elementų, nes juose ląstelių pagrindas turi būti bendras. Krūvio sąsajos įtaisai gaminami panašiai kaip MOP integriniai grandynai. Pagal veikimą ir taikymus juos galime laikyti funkcinės elektronikos gaminiais.

### 16.1. Procesai krūvio sąsajos įtaise

Krūvio sąsajos įtaiso metaliniai elektrodai vadinami užtūromis. Prijungus prie užtūrų pakankamai dideles įtampas pagrindo atžvilgiu, puslaidininkyje po užtūromis gali susidaryti gilios nuskurdintosios sritys. Kadangi tarpai tarp užtūrų maži, nuskurdintosios sritys susilieja į bendrą nuskurdintąjį sluoksnį. Kai įtampos didesnės nei slenkstinė įtampa, po tam tikro laiko susidarytų inversiniai sluoksniai, tačiau šiek



16.1 pav. Krūvio sąsajos įtaiso fragmentas

ties vėliau įsitikinsime, kad inversiniai sluoksniai krūvio sąsajos įtaisuose nepageidautini.

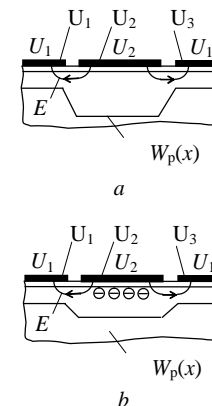
Sakykime, kad pagrindui panaudotas p puslaidininkis. Prie užtūrų prijungtos teigiamos įtampos pagrindo atžvilgiu. Jeigu užtūrų įtampos vienodos (sakykime  $U_1$ ), nuskurdintojo sluoksnio storis yra vienodas. Tačiau jeigu veikia didesnė užtūros įtampa  $U_2 > U_1$ , nuskurdintojo sluoksnio storis yra didesnis. Taigi, jeigu užtūrų įtampos nevienodos, susidaro nuskurdintojo sluoksnio dugno reljefas (16.2 pav., a). Geometrinį nuskurdintojo sluoksnio reljefą atitinka potencialo reljefas – po elektrodais, kurių įtampos didesnės, susidaro elektronų potencinės energijos duobės.

Sakykime, kad pirmosios ir trečiosios užtūrų įtampos yra  $U_1$ , o antrosios užtūros įtampa yra  $U_2 > U_1$ . Tada tarp antrosios ir jai gretimų užtūrų susikuria elektrinis laukas, kuris neleidžia elektronams išeiti iš potencinės duobės po antrąja užtūra. Todėl, jeigu po antrąja užtūra kažkaip būtų sudarytas elektronų krūvio telkinys, tai jis galėtų būti saugomas santykinai ilgą laiką, nes nuskurdintajame sluoksnyje beveik nėra skylių ir elektronai negali rekombinuoti.

Bendras neigiamas krūvis po dielektriniu sluoksniu priklauso nuo įtampos. Todėl, atsiradus elektronų krūvio telkiniui, akceptorinės priemonės jonų krūvis sumažėja ir sumažėja nuskurdintojo sluoksnio storis ir potencinės duobės gylis. Tai iliustruoja 16.2 paveikslas, b.

Remdamiesi krūvio ir įtampos sąryšiu, galime rasti maksimalų elektronų telkinio krūvį, kurį sudarius, nuskurdintojo sluoksnio duobė išnyktų:

$$Q = (U_2 - U_1)C_0bl; \quad (16.1)$$



16.2 pav. Nuskurdintojo sluoksnio reljefas krūvio sąsajos įtaise

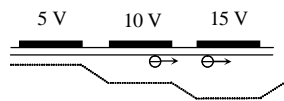
čia  $C_0$  – santykinė (pločio vieneto) talpa;  $b$  ir  $l$  – užtūros plotis ir ilgis.

Kai elektronų telkinys saugomas po užtūra, visgi atsiranda papildomų krūvininkų dėl šiluminės generacijos. Todėl didėja krūviai po visomis užtūromis ir jų fone saugomas krūvio telkinys tarsi nyksta. Be to dalis telkinio elektronų rekombinuoja. Todėl krūvio telkinio saugojimo trukmė yra ribota – iki dešimčių milisekundžių. Dėl pastarosios priežasties krūvio sąryšio įtaisuose panaudojamos *nestacionariosios* MOP darinio savybės, o pats krūvio sąryšio įtaisas yra *dinaminio* tipo įtaisas. Jame, periodiškai keičiant užtūrų įtampas, krūvių telkiniai perstumiami išilgai MOP darinių grandinės.

Sakykime, kad pradinio momentu pirmosios ir trečiosios užtūrų įtampos buvo  $U_1 = 5$  V, antrosios užtūros įtampa buvo  $U_2 = 10$  V ir po ja buvo sudarytas elektronų krūvio telkinys. Tada prie trečiosios užtūros prijungus įrašymo įtampą  $U_3 = 15$  V (16.3 pav.), po ja susidaro gilesnis nuskurdintasis sluoksnis (gilesnė potencinės energijos duobė), ir elektronai, veikiami elektrinio lauko, kuris susidaro tarp trečiosios ir antrosios užtūros, pasislenka po trečiąja užtūra. Jeigu po to antrosios užtūros įtampa sumažėja iki 5 V, o trečiosios užtūros – iki 10 V, elektronų telkinys lieka po trečiąja užtūra.

Žinoma, iš po antrosios užtūros po trečiąja užtūra pasislenka ne visi elektronai. Dėl to gaunami elektronų telkinio nuostoliai. Nuostoliai atsiranda dėl keleto priežasčių. Pirmiausia, jeigu trečiosios užtūros 15 V įtampa veikia labai trumpai, ne visi elektronai spėja pereiti iš po antrosios užtūros po trečiąja. Antra, dalis elektronų lieka įstrigę paviršiniuose spąstuose po antrąja užtūra. Siekiant nuostolius

sumažinti, reikia didinti įrašymo trukmę. Minimali įrašymo trukmė esti dešimčių nanosekundžių eilės. Ji tuo mažesnė, kuo mažesnis tarpas tarp užtūrų, kuo didesnė įrašymo įtampa ir kuo didesnis krūvininkų judrumas.



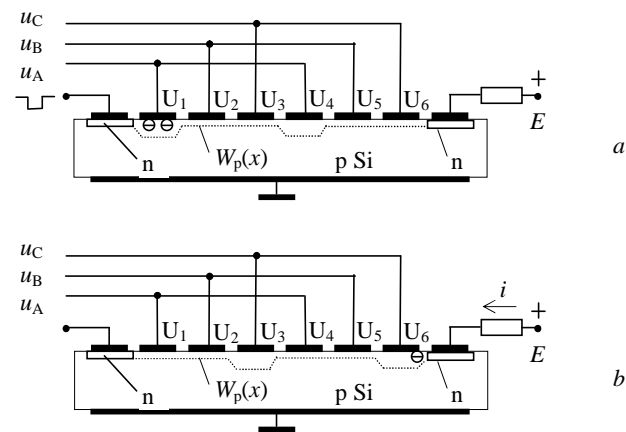
16.3 pav. Krūvio telkinio perstūmimas

## 16.2. Trifazis krūvio sąsajos įtaisas

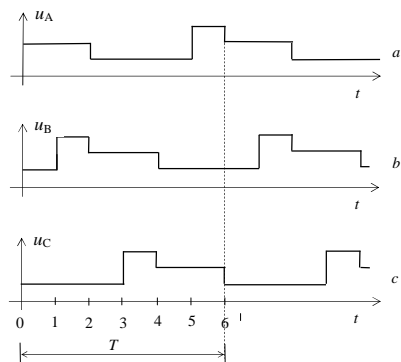
Išsamiau aptarkime, kaip sudaromas krūvio telkinys, kaip jis perstumiamas ir kaip nuskaitoma informacija apie šį telkinį. Nagrinėkime krūvio sąsajos įtaisą, kurio MOP darinių grandinės periodą sudaro trys MOP ląstelės ir panaudojama trijų fazių valdymo schema (16.4 pav.).

Įtaiso įėjime yra pn sandūra. Sakykime, kad pradinio laiko intervalu veikia teigiama užtūros  $U_1$  įtampa ir neigiamas įėjimo impulsas. Tada elektronai iš n srities injektuojami po pirmąja užtūra ir po ja susidaro elektronų krūvio telkinys (16.4 pav., a).

Jeigu po to užtūrų įtampos kinta taip, kaip atvaizduota 16.5 paveiksle, krūvio telkinys juda krūvio sąsajos įtaisu nuo jo įėjimo link išėjimo. Pirmojo takto metu (16.5 paveiksle tarp laiko momentų 0 ir 1), krūvio telkinys saugomas po užtūra  $U_1$  (16.6 pav., a). Antrojo



16.4 pav. Trifazis krūvio sąsajos įtaisas



16.5 pav. Valdymo įtampų diagramos

takto metu (laiko intervale 1–2) padidėja užtūros  $U_2$  įtampa ir krūvio telkinys pasislenka po šia užtūra (16.6 pav., *b*). Trečiojo takto metu (intervale 2–3) krūvio telkinys saugomas po užtūra  $U_2$  (16.6 pav., *c*).

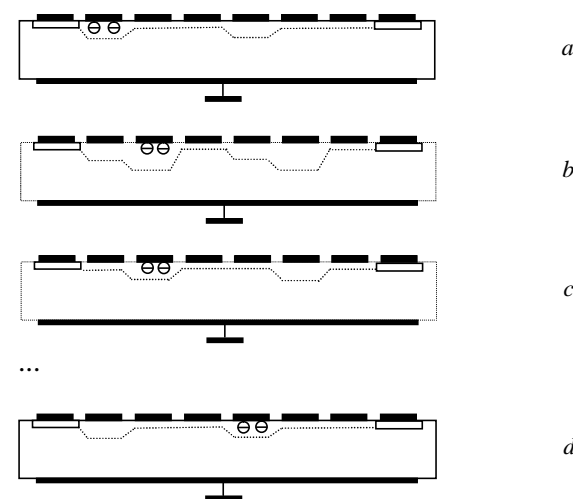
Pasibaigus valdymo įtampų  $u_A, u_B, u_C$  periodui (praėjus šešiams taktams), krūvio telkinys atsiduria po užtūra  $U_4$  – tampa perstumtas per krūvio pernašos įtaiso erdvinį periodą (16.6 pav., *g*).

Kai elektronų krūvio telkinys pasiekia paskutinę užtūrą (16.4 paveiksle –  $U_6$ ), jis atsiduria prie pn sandūros. Kadangi prie šios sandūros  $n$  srities prijungta atgalinė įtampa (16.4 pav., *b*), išėjimo grandinėje gaunamas srovės impulsas. Taip pasibaigia krūvio pernaša krūvio sąsajos įtaise. Beje, čia aptarėme vieno krūvio telkinio pernašą. Be abejonės, krūvio sankaupos į krūvio sąsajos įtaisą gali būti įvedamos periodiškai, kas periodas  $T$ .

Iš aptarimo bei 16.5 ir 16.6 paveikslų seka, kad krūvio perstūmimas po gretima užtūra užtrunka laiką  $T/3$ . Todėl krūvio pernaša krūvio sąsajos įtaise užtrunka laiką

$$t_v = \frac{(N-1)T}{3} = \frac{N-1}{3f}; \quad (16.2)$$

čia  $N$  – MOP ląstelių skaičius,  $f = 1/T$ .



16.6 pav. Krūvio telkinio judėjimas krūvio sąsajos įtaise

Dažnį  $f$  ir įtaiso veikimo spartą galima padidinti mažinant krūvio telkinio saugojimo laiką. Jeigu saugojimo trukmė  $t_s$  būtų daug mažesnė nei įrašymo trukmė  $t_r$ , įtaiso veikimo sparta būtų didžiausia:

$$f_{\max} \cong \frac{1}{3t_r}. \quad (16.3)$$

Įrašymo trukmės mažinimo galimybes jau aptarėme. Mažėjant įrašymo trukmei didėja krūvio nuostoliai  $e = DQ/Q$  ir mažėja krūvio pernašos iš vienos MOP ląstelės į kitą efektyvumo koeficientas  $h = 1 - e$ . Kai krūvio sąsajos įtaisas sudarytas iš  $N$  MOP ląstelių, atsižvelgdami, kad  $e \ll 1$ , gauname, kad krūvio sąsajos įtaise krūvio pernašos efektyvumo koeficientas yra

$$h_{\Sigma} \cong 1 - Ne. \quad (16.3)$$

Siekiant sumažinti krūvio nuostolius ir padidinti krūvio pernašos efektyvumą, po metaliniais elektrodais įvedamas foninis krūvis,

užpildantis paviršinius spąstus. Be to krūvio pernašai gali būti panaudojamas giliau nuo paviršiaus suformuotas paslėptasis sluoksnis, kuriame nedaug paviršinių lygmenų. Didesnis krūvininkų judrumas tokiame sluoksnyje leidžia gauti didesnę veikimo spartą.

Kai  $e \cong 10^{-6}$ , pakankamai didelį krūvio pernašos efektyvumą ( $h_{\Sigma} \geq 0,9$ ) galima gauti, kai įtaisas sudarytas iš tūkstančių MOP ląstelių.

Minimalų dažnį lemia maksimali saugojimo trukmė. Kai  $t_s \gg t_r$ ,

$$f_{\min} \cong \frac{1}{3t_s}. \quad (16.4)$$

Kaip jau buvo aptarta, saugojimo trukmė yra ribota dėl krūvininkų rekombinacijos ir parazitinio krūvio susidarymo, vykstant krūvininkų generacijai. Minimalus dažnis  $f_{\min}$  gali būti dešimčių hercų eilės.

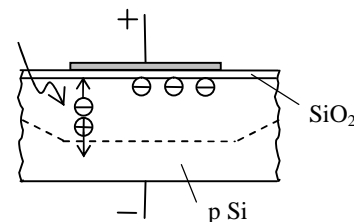
Pažymėtinas dar vienas svarbus geras krūvio sąsajos įtaisų bruožas – jie vartoja nedaug energijos. Krūvio saugojimo metu srovė užtūros grandine neteka. Ji teka tik įrašymo metu, kai persikrauna MOP darinių talpos.

### 16.3. Tobulesni krūvio sąsajos įtaisai ir jų taikymas

Aptarėme klasikinio krūvio sąsajos įtaiso sandarą ir veikimą. Jam būdinga tai, kad periode yra trys MOP ląstelės. Tada laidininkams, kuriais perduodami valdymo signalai, reikia trijų metalizacijos sluoksnių.

Siekiant padidinti puslaidininkinio lusto paviršiaus panaudojimo efektyvumą, supaprastinti krūvio sąsajos įtaiso gamybą, sumažinti gamybinį broką ir padidinti patikimumą, buvo sukurti dvifaziai krūvio sąsajos įtaisai. Jų periodą sudaro dvi MOP ląstelės, todėl tampa paprastesnės valdymo grandinės.

Aplamai pirmieji krūvio sąsajos įtaisai buvo sukurti 1970 metais *Bell* laboratorijose. Pirmiausia buvo bandyta juos taikyti kaip postūmio registrus atminties įtaisuose ir kaip analoginių ar



16.7 pav. MOP darinys kaip fotodetektorius

skaitmeninių signalų vėlinimo įtaisus. Laikui bėgant, atskleidė naujos taikymo galimybės. Krūvio sąsajos įtaisai įsitvirtino kaip televizinių kamerų, skaitmeninių fotoaparatus ir astronominių prietaisų fotoelektriniai įtaisai – vaizdų keitikliai į elektrinius signalus.

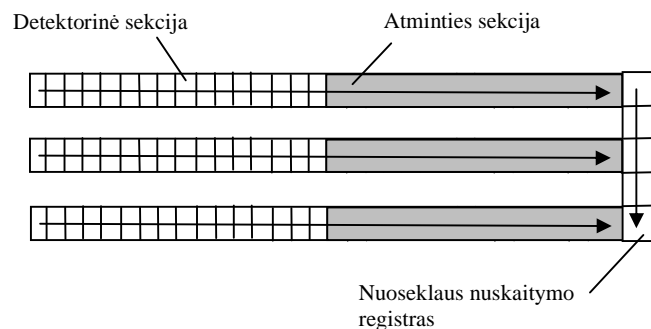
Vaizdo jutiklio veikimą iliustruoja 16.7 paveikslas.

Veikiant šviesai, nuskurdintajame sluoksnyje dėl vidinio fotoefekto atsiranda fotoelektronų ir fotoskylių. Teigiamas užtūros potencialas krūvininkus veikia nevienodai – skyles stumia iš nuskurdintojo sluoksnio į p pagrindą, elektronus traukia prie paviršiaus. Elektronai patenka į potencinę duobę. Jų krūvis yra proporcingas šviesos srautui ir ekspozavimo trukmei.

Kad šviesa galėtų prasiskverbti į puslaidininkį, naudojami skaidrūs (polikristalinio silicio) elektrodai. Siekiant padidinti kvantinį našumą, naudojamos skaidrinančios dangos. Galimas ir kitoks sprendimas: suploninus puslaidininkinę plokštelę, fotodetektorius galima apšviesti iš kitos pusės (pagal 16.7 paveikslą – iš apačios).

Krūvio sąsajos vaizdo keitikliai esti dvimačių matricų pavidalo. Jie leidžia nuskaityti 10 milijonų ar net daugiau vaizdo taškų. Taikomi įvairūs informacijos nuskaitymo būdai. Viena iš jų iliustruoja 16.8 paveikslas. Krūvio sąsajos įtaiso matrica sudaryta iš dviejų dalių. Ekspozicijos metu šviesa veikia detektorinę sekciją. Po to joje susidarę krūvių telkiniai perstumiami į atminties sekciją, iš kurios patenka į nuoseklaus nuskaitymo registrą. Kol vyksta nuskaitymas, detektorinėje sekcijoje susidaro nauji krūvio telkiniai.

Spalvotojo vaizdo elementui nuskaityti naudojama vaizdo keitiklio elementų triada. Į triados jutiklius (fotodetektorius) šviesa patenka per skirtingų spalvų šviesos filtrus.



16.8 pav. Krūvių nuskaitymo schema

#### 16.4. Išvados

1. Svarbią funkcinės elektronikos įtaisų grupę sudaro krūvio sąsajos įtaisai. Krūvio sąsajos įtaisą sudaro ant puslaidininkio pagrindo arti vienas kito suformuoti MOP kondensatoriai. Įtaisų veikimas pagrįstas tuo, kad puslaidininkio paviršiniame sluoksnyje po MOP darinio dielektriniu sluoksniu galima sudaryti šalutinių krūvininkų krūvį.
2. Krūvio sąsajos įtaisuose panaudojamos nestacionariosios MOP darinio savybės, o pats krūvio sąsajos įtaisas yra dinaminio tipo įtaisas. Jame periodiškai keičiant užtūrų įtampas, krūvių telkiniai perstumiami išilgai MOP darinių grandinės.
3. Krūvio sąsajos įtaisai įsitvirtino kaip televizinių kamerų, skaitmeninių fotoaparatus ir kitų prietaisų fotoelektriniai įtaisai – vaizdų keitikliai į elektrinius signalus.

#### 16.5. Kontroliniai klausimai ir užduotys

1. Paaiškinkite krūvio sąsajos įtaiso sandarą ir veikimą.
2. Kodėl sakoma, kad krūvio sąsajos įtaisai yra dinaminio tipo įtaisai?
3. Apibūdinkite krūvio perstumimo procesą.
4. Aptarkite trifazio krūvio sąsajos įtaiso sandarą ir veikimą.
5. Kokie reiškiniai lemia krūvio sąsajos įtaisų veikimo spartą?
6. Aptarkite krūvio sąsajos įtaisų taikymus.

CCD\_200308 2003.08.22 12:07

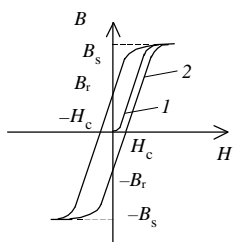
## 17. MAGNETOELEKTRONIKOS ĮTAISAI

Svarbi elektronikos šaka yra magnetoelektronika. Panaudojant magnetinius reiškinius, yra sukurta ir taikoma daug elektronikos įtaisų. Kaip didelės talpos informacijos bitų saugyklos naudojamos magnetinės juostos ir magnetiniai diskai. Alternatyva elektroninėms laisvosios kreipties atmintinėms, kuriose skaitmeninė informacija saugoma elektros krūvių pavidalu, yra magnetinės atmintinės, kuriose informacijos bitai įrašomi atitinkamai įmagnetinant mažas plonų magnetinės medžiagos sluoksnių sritis. Taigi magnetoelektronika tiria ir taiko reiškinius, kuriuos lemia ne elektronų krūviai, o medžiagų magnetinės savybės. Pastaruoju metu daug dėmesio skiriama magnetoelektronikos kryptims, kuri pradėta vadinti spinelektronika (angl. – *Spin Electronics, Spintronics*) Ji pagrįsta tuo, kad informacijai apdoroti panaudojami elektronų sukiniai.

Trumpai apžvelgsime magnetoelektronikos principus ir įtaisus.

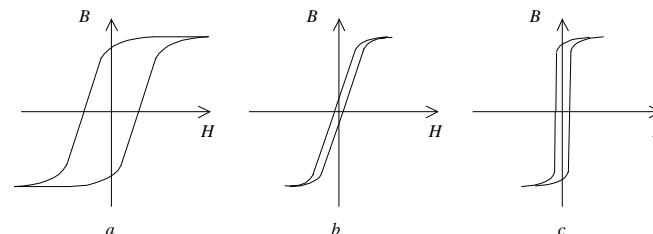
### 17.1. Bendros žinios

Magnetinę medžiagą cikliška magnetinant, magnetinės



17.1 pav. Magnetinės medžiagos pradinio įmagnetinimo kreivė 1 ir histerezės kilpa 2

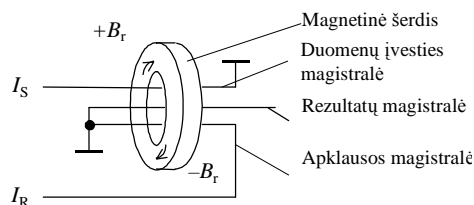
indukcijos  $B$  priklausomybė nuo magnetinio lauko stiprumo  $H$ , kaip žinome, yra magnetinės histerezės kilpos pavidalo (17.1 pav.). Didžiausia magnetinė indukcija magnetinėje medžiagoje vadinama soties indukcija  $B_s$ . Pašalinus išorinį magnetinį lauką, medžiagoje lieka liekamoji indukcija  $B_r$ . Ją galima panaikinti sukūrus magnetinį lauką, kurio stipris  $H_c$  vadinamas koercine jėga.



17.2 pav. Kietamagnetės (a) ir minkštamagnečių (b, c) medžiagų histerezės kilpos

Pagal histerezės kilpos formą magnetinės medžiagos skirstomos į kietamagnetes ir minkštamagnetes (17.2 pav.). Kietamagnečių medžiagų histerezės kilpa yra plati, koercinė jėga – didelė. Kietamagnetės medžiagos naudojamos nuolatiniams magnetams. Minkštamagnečių medžiagų histerezės kilpa yra siaura. Pasižyminčios maža liekamąja indukcija minkštamagnetės medžiagos naudojamos magnetolaidžiams. Minkštamagnetės medžiagos su stačiakampe histerezės kilpa (17.2 pav., c) tinka atminties elementams.

Senesnės kartos kompiuteriuose buvo naudojami magnetinių šerdžių pavidalo atminties elementai (17.3 pav.). Jų veikimas pagrįstas tuo, kad feromagnetinė šerdis gali būti įmagnetinta dviem kryptimis. Pratekėjus srovės impulsui  $I_s$  (angl. *S – set*), šerdyje lieka magnetinė indukcija  $+B_r$ , kurios kryptis sutampa su laikrodžio rodyklės judėjimo kryptimi. Pratekėjus srovės impulsui  $I_R$  (angl. *R – reset*), liekamosios magnetinės indukcijos kryptis yra priešinga –  $(-B_r)$ . Šios dvi skirtingos magnetinės šerdies įmagnetėjimo kryptys ( $-B_r$  ir  $+B_r$ ) atitinka dvejetainės skaičiavimo sistemos 0 ir 1. Šerdyje įrašyta informacija lieka net išjungus maitinimą. Siekiant nuskaityti informaciją, apklausos magistrale paleidžiamas apklausos impulsas. Jeigu buvo įrašytas 1, veikiant apklausos impulsui, šerdis persimagnetina, ir rezultatų magistralėje indukuojama elektrovara – atsiranda 1 nuskaitymo impulsas.



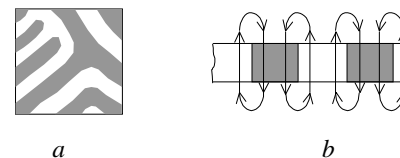
17.3 pav. Magnetinės atminties elementas

Tobulinant magnetines atmintines, buvo sukurti tobulesni magnetinės atminties elementai (transfliuksoriai, biaksai), feritinės linuotės ir magnetiniai integriniai grandynai, kuriuose informacijai saugoti ir apdoroti taikyti cilindriniai magnetiniai domenai.

## 17.2. Cilindriniai magnetiniai domenai

Cilindriniai magnetiniai domenai gali susidaryti plonuose anizotropinių feritų sluoksniuose.

Jeigu iš ortoferito kristalo (gr. *orthos* – tiesus, taisyklingas) išpjaunama plona (0,05 mm storio) plokštelė statmenai lengviausio įmagnetėjimo ašiai, tai toje plokštelėje susidaro magnetinių domenų labirintai. Jie atvaizduoti 17.4 paveiksle, *a*. Čia šviesių sričių įmagnetėjimas yra vienos krypties, tamsių – kitos krypties (17.4 pav., *b*). Sudarius statmeną plokštei magnetinį lauką, domenai, kuriuose įmagnetėjimo kryptis sutampa su išorinio magnetinio lauko  $H_e$  kryptimi, padidėja. Magnetiniai domenai, kuriuose įmagnetėjimo kryptis priešinga išorinio magnetinio lauko kryptčiai, – sumažėja. Didėjant išorinio magnetinio lauko stipriui, magnetinių domenų labirintai sutrūkinėja. Veikiant krizinio stiprio  $H_1$  magnetiniam laukui, kai kuriose plokštelės vietose lieka nedidelės priešinga kryptimi įmagnetintos salelės – cilindriniai magnetiniai domenai (17.5 pav.). Dar didėjant išorinio magnetinio lauko stipriui, cilindrinio

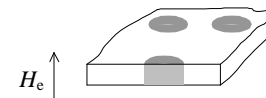
17.4 pav. Magnetinių domenų labirintų plonoje ortoferito plokštelėje vaizdas iš viršaus (*a*) ir plokštelės pjūvio fragmentas (*b*)

magnetinio domeno skersmuo mažėja. Veikiant stipriam magnetiniam laukui  $H_2$ , cilindriniai magnetiniai domenai išnyksta – įvyksta domenų anihiliacija (lot. *annihilatio* – išnykimas), arba kolapsas (lot. *collapsus* – nusilpęs, subliūškęs, astronomijoje – labai staigus žvaigždės traukimas). Taigi cilindriniai magnetiniai domenai egzistuoti tik tam tikro stiprio magnetiniame lauke ( $H_1 < H_e < H_2$ ).

Magnetiniuose integriniuose grandynuose cilindriniai magnetiniai domenai sudaromi feritgranatų epitaksiniuose sluoksniuose, užauginamuose ant nemagnetinių granatų (granatai yra silikatinių mineralų grupė) pagrindų. Juose cilindrinį magnetinių domenų skersmuo esti nuo 1 iki 5  $\mu\text{m}$ .

Magnetiniai integriniai grandynai buvo kuriami darbui komplekse su puslaidininkiniais. Informacijai pervesti iš vieno grandynų į kitus buvo sukurti cilindrinį magnetinių domenų generatoriai ir detektoriai. Kaip ir kitose skaitmeninėse sistemose, magnetinių integrinių grandynų informaciniuose kanaluose taikoma dvejetainė sistema. Jeigu tam tikroje informacinio kanalo vietoje yra cilindrinis magnetinis domenas, laikoma, kad toje vietoje įrašytas 1, jei nėra – 0.

Cilindriniams magnetiniams domenams aptikti taikomi indukciniai metodai, Holo keitikliai, magneto-



17.5 pav. Ortoferito plokštelės su cilindriniais magnetiniais domenais fragmentas

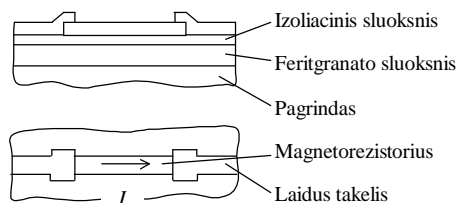
rezistoriai, o taip pat magnetooptiniai metodai.

Indukciniai metodai pagrįsti elektromagnetinės indukcijos reiškiniu. Jais galima aptikti judančius cilindrinis magnetinius domenų, sukuriančius kintamuosius magnetinius srautus, kurie laidininkuose indukuoja elektrovą. Indukcinių metodų taikymą sunkina mažas indukcinų detektorių jautrumas. Holo keitiklių taikymą riboja jų miniatiūrizavimo sunkumai. Todėl integriniuose grandynuose su cilindriniais magnetiniais domenais dažniausiai naudojami magnetorezistoriniai detektoriai.

Magnetorezistorinio detektoriaus (17.6 pav.) plonasluoksnis varžinis elementas gali būti pagamintas iš permalojaus. Jo lengviausio įmagnetėjimo ašis sutampa su srovės kryptimi. Išilginis magnetinis laukas netrukdo elektronams dreifuoti, todėl, veikiant tokiam laukui, magnetorezistoriaus varža yra minimali.

Priartėjęs prie magnetorezistoriaus, cilindrinis magnetinis domenas varžiniame elemente sukuria statmeną elektronų dreifo kryptį magnetinį lauką. Tada elektronus pradeda veikti Lorencio jėga, keičianti jų judėjimo kryptį. Pablogėjus elektronų dreifo sąlygoms, varžinio elemento varža padidėja. Dėl to padidėja įtampos kritimas magnetorezistoriuje. Taigi, praeinant pro magnetorezistorinį detektorių cilindriniam magnetiniam domenui, šio detektoriaus išėjime gaunamas 1 nuskaitymo impulsas.

Taikant magnetooptinius Faradėjaus (*Faraday*) ir Kero (*Kerr*) efektus, cilindrinis magnetinius domenų galima vizualizuoti.



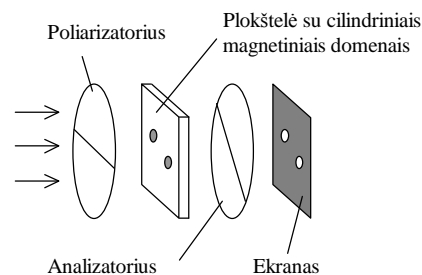
17.6 pav. Magnetorezistorinis cilindrinų magnetinių domenų detektorius

Faradėjaus efekto esmė ta, kad, sklindant šviesai skaidria įmagnetinta medžiaga, sukama šviesos poliarizacijos plokštuma. Sukimo kryptis priklauso nuo įmagnetėjimo šviesos sklaidimo kryptimi.

Cilindrinų magnetinių domenų vizualizavimo principą iliustruoja 17.7 paveikslas. Po poliarizatoriaus gaunama poliarizuota šviesa. Plokštelės su cilindriniais magnetiniais domenais įmagnetėjimo kryptis nevienoda. Todėl šviesos poliarizacijos plokštuma cilindrinuose magnetiniuose domenuose ir kitose plokštelės dalyse sukama nevienodai. Jeigu analizatoriaus plokštelė orientuota taip, kad praleistų šviesą, sklindusią cilindriniais magnetiniais domenais, ekrane gaunami šviesūs domenų atvaizdai.

Cilindrinų magnetinių domenų atmintinėse įrašyta informacija lieka išsijungus maitinimui. Magnetinės atmintinės atsparios radiacijai. Kadangi cilindrinų magnetinių domenų matmenys maži, buvo sukurta gana talpių integrinių grandynų magnetinėms atmintinėms. Kūrėjai prognozavo geras cilindrinų magnetinių domenų įtaisų perspektyvas. Tačiau šiuos įtaisus konkurencinėje kovoje nurungė sparčiai tobulėję puslaidininkiniai integriniai grandynai ir puslaidininkinės atmintinės.

Puslaidininkinėse atmintinėse įrašyta informacija, kaip žinome, saugoma talpiniuose elementuose elektrinių krūvių pavidalu. Dėl



17.7 pav. Cilindrinų magnetinių domenų vizualizavimo būdas



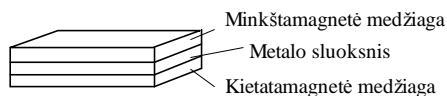
nuotėkių elektriniai krūviai mažėja. Todėl informaciją reikia periodiškai atnaujinti. Atnaujinimui reikalinga energija. Išsijungus maitinimui, informacija prarandama.

Dėl nurodytų ir kitų puslaidininkinių atmintinių trūkumų buvo ieškoma tobulesnių atmintinių. Nenutrūko ir magnetinių atmintinių tobulinimo darbai. Pastaruoju metu vėl prognozuojama, kad po kelerių metų kompiuteriuose prarastas pozicijas užims naujos kartos magnetinės atmintinės, sukurtos taikant reiškinius, aptiktus plonuose magnetinių medžiagų sluoksniuose.

### 17.3. Naujų reiškinių ir nanotechnologijų taikymas

Nagrinėjame laidininką, sudarytą iš trijų plonų sluoksnių (17.8 pav.). Apatinis sluoksnis padarytas iš kietamagnetės medžiagos (NiFeCo), kurios permagnetinimui reikia stipraus magnetinio lauko. Viduriniam sluoksniui panaudota nemagnetinė medžiaga. Viršutinis sluoksnis padarytas iš minkštamagnetės medžiagos (NiFe). Tokio laidininko elektrinė varža priklauso nuo magnetinių sluoksnių įmagnetėjimo kryptių. Sakykime, kad magnetiniai sluoksniai gali būti permagnetinami išilginės krypties magnetiniu lauku. Tada, jeigu magnetinių sluoksnių įmagnetėjimo kryptys vienodos, laidininko elektrinė varža yra santykinai nedidelė. Pakeitus magnetinio lauko kryptį minkštamagnetės medžiagos sluoksnyje, dėl magnetovaržinio reiškinio varža padidėja.

Kai darinio (17.8 pav.) storis mažas (apie 20 nm), tekant srovei, elektronai juda atsispindėdami nuo darinio paviršių. Pusė elektronų



17.8 pav. Magnetorezistoriaus varžinis elementas

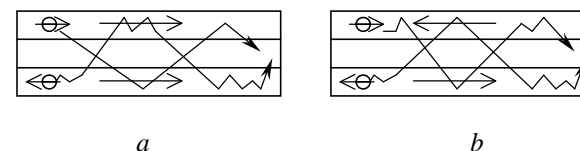
turi vienos krypties sukinius, kitos pusės sukiniai yra priešingos krypties. Jeigu elektrono sukinio kryptis sutampa su magnetinio lauko kryptimi, lauko įtaka elektrono judėjimui yra nedidelė. Tačiau jeigu elektrono sukinio kryptis yra priešinga magnetinio lauko kryptčiai, dėl elektrono ir lauko sąveikos kinta elektrono judėjimo kryptis, ir magnetinėje medžiagoje pasireiškia papildoma elektronų sklaida.

Kai magnetinių sluoksnių įmagnetėjimo kryptys vienodos, tekant srovei, pusė elektronų abiejuose magnetiniuose sluoksniuose juda gana lengvai. Turintieji priešingos krypties sukinius elektronai magnetiniuose sluoksniuose juda dažnai susidurdami su gardele (17.9 pav., a). Tada laidumą lemia mažiau sklaidomi elektronai, ir laidininko varža yra santykinai maža.

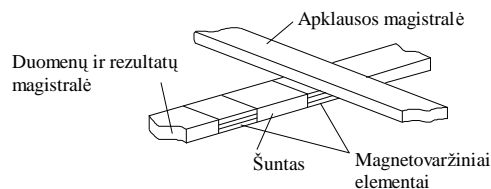
Kai magnetinių sluoksnių įmagnetėjimo kryptys priešingos, visų elektronų dreifo sąlygos pablogėja – viename sluoksnyje daugiau sklaidomi elektronai su vienos krypties sukiniais, kitame sluoksnyje – elektronai su kitos krypties sukiniais (17.9 pav., b). Dėl to laidininko varža padidėja. Varžos pokytis priklauso nuo panaudotų medžiagų ir gali būti gana didelis – iki 5–80 %. Todėl reiškinys buvo pavadintas milžiniškos magnetovaržos reiškiniu (angl. *GMR – Giant Magneto-resistance*).

Milžiniškos magnetovaržos reiškinys panaudojamas kompiuterių standžiųjų diskų magnetinėse galvutėse. Be to, jį bandoma taikyti kuriant mikrograndynus laisvosios kreipties atmintinėms. Tokią atmintinę sudaro dviejų kryptių magistralės (17.10 pav.), kurių susikirtimo vietos atlieka atminties narvelių funkcijas.

Sakykime, kad, įrašant 1, magistralėmis pratekėjo srovės impulsai



17.9 pav. Elektronų judėjimas trislauksniame darinyje



17.10 pav. Laisvosios kreipties magnetinės atmintinės narvelis

ir, veikiant srovių sukurtiems magnetiniams laukams, abiejuose atminties narvelio magnetiniuose sluoksniuose buvo sukurti tos pačios krypties magnetiniai laukai. Tada, norint nuskaityti įrašytą informaciją, apklausos magistrale praleidžiamas srovės impulsas, kuris magnetinius sluoksnius permagnetina priešinga kryptimi. Pradėjus veikti impulsui, srovė stiprėja, kartu stiprėja jos kuriamas magnetinis laukas, ir pirmiausia persimagnetina minkštamagnetės medžiagos sluoksnis. Rezultatų magistralės atminties narvelio magnetovarža padidėja. Dar stiprėjant srovei, persimagnetina ir kietamagnetės medžiagos sluoksnis, ir narvelio magnetovarža sumažėja. Taigi dėl magnetovaržos kitimo rezultatų magistralėje gaunamas impulsas. Jeigu pradžioje magnetiniai sluoksniai būtų buvę įmagnetinti priešinga kryptimi, veikiant apklausos impulsui, sluoksniai nepersimagnetintų ir, skaitymo metu rezultatų magistralėje impulsas neatsirastų.

Taikant milžiniškos magnetovaržos reiškinį yra sukurta magnetinių laisvosios kreipties atmintinių (angl. *MRAM* – *Magnetic Random Access Memory*), kurių ląstelių žingsnis – 0,3  $\mu\text{m}$ . Pranešama, kad sukurti būdai žingsnį sumažinti iki 0,1  $\mu\text{m}$ .

Dar geresnių rezultatų tikimasi taikant prieš keletą metų aptiktas magnetinių tunelių sandūrų (angl. *MTJ* – *Magnetic Tunnel Junction*) savybes. Magnetinė tunelinė sandūra sudaryta iš dviejų magnetinės medžiagos sluoksnių, tarp kurių yra plonas dielektriko (2 nm aliuminio oksido) sluoksnis. Per tokią sandūrą (statmenai sluoksniams) tekančios tunelinės srovės stipris priklauso nuo

sluoksnių įmagnetėjimo krypties. *IBM* firma tikisi, kad kompiuteriuose magnetinių tunelių sandūrų atmintinės kartu su holografinėmis atmintinėmis bus naudojamos jau 2003 metais.

Yra ir kitų dar neišnaudotų magnetoelektronikos rezervų. Pasirodo, elektriniame lauke galima sudaryti ploną polimerinį sluoksnį, kuriame polistirolo ir polimetilmetakrilato molekulės orientuojasi statmenai pagrindui. Po to, veikiant ultravioletiniais spinduliais arba elektronų pluoštu polimetilmetakrilato molekulės galima pašalinti. Gautas poras užpildžius kobaltu, gaunami apie 25 nm žingsniu išsidėstę nanolaidininkai, kurių skersmuo apie 15 nm, ilgis – apie 500 nm. Sluoksnis pasižymi didele koercine jėga ir gali būti panaudotas kaip terpė (magnetinis sluoksnis) informacijai įrašyti. Prognozuojama, kad informacijos tankis gali siekti 1,2 terabitų kvadratiniam colyje.

Taigi ne tik puslaidininkinės elektronikos, bet ir kitų elektronikos krypčių raidą lemia fundamentiniai tyrimai ir naujos molekulinio lygio nanotechnologijos.

#### 17.4. Išvados

1. Magnetinės medžiagos gali būti įmagnetintos priešingomis kryptimis ir tinka dvejetaini informacijai įrašyti ir saugoti. Yra sukurta integrinių grandynų, kuriuose informacijai saugoti ir apdoroti panaudojami cilindriniai magnetiniai domenai.
2. Naujos kartos magnetinėse laisvosios kreipties atmintinėse numatoma taikyti milžiniškos magnetovaržos elementus ir magnetines tunelines sandūras. Kuriant magnetoelektronikos įtaisyms jau taikomos nanotechnologijos.

### **17.5. Kontroliniai klausimai ir užduotys**

1. Apibūdinkite kietamagnetes ir minkštamagnetes medžiagas ir jų taikymus.
2. Aptarkite dvejetainės informacijos įrašymo magnetinėje šerdyje ir skaitymo principus.
3. Kas yra cilindriniai magnetiniai domenai? Kaip jie sudaromi?
4. Kaip veikia cilindrinų magnetinių domenų detektoriai?
5. Kaip cilindriniai magnetiniai domenai vizualizuojami?
6. Apibūdinkite milžiniškos magnetovaržos reiškinio sąlygas ir esmę.
7. Aptarkite milžiniškos magnetovaržos taikymo magnetinėse atmintinėse principus.
8. Kas yra magnetinės tunelinės sandūros? Kam jos tinka?

---

## 1 priedas. ELEKTRONŲ SAVYBĖS

Mikrodalelių (elementariųjų dalelių, atomų) judėjimo dėsningumus ir savybes nagrinėja kvantinė mechanika. Mažiausio energijos kiekio – kvanto – sąvoką 1900 metais įvedė M. Plankas (*Planck*). Kvantinę mechaniką kūrė ir svarbiausias jos idėjas paskelbė N. Boras (*Bohr*), V. Heizenbergas (*Heisenberg*), P. Dirakas (*Dirac*), E. Šrėdingeris (*Schrödinger*), V. Paulis (*Paul*) ir kiti garsūs XX amžiaus pirmosios pusės mokslininkai. Kvantinė mechanika padeda giliau pažinti atomų struktūrą, cheminių ryšių prigimtį, periodinę cheminių elementų sistemą, elementariųjų dalelių savybes. Kadangi makroskopinių kūnų savybes lemia juos sudarančių dalelių judėjimas ir sąveika, tai kvantinė mechanika padeda išsiaiškinti, kas lemia metalų ir puslaidininkių laidumą, kai kurių kietųjų kūnų superlaidumą, magnetines ir kitas savybes.

Šis priedas skirtas norintiems prisiminti elektronų savybes, judėjimo dėsningumus ir būsenas. Pateikiamos žinios, reikalingos nagrinėjant puslaidininkių fizikos klausimus.

### P1.1. Korpuskulinis-banginis dvilypumas. De Broilio lygtys

Šviesos prigimtis, kaip žinome, yra dvilypė. Difrakcijos ir interferencijos reiškiniuose atsiskleidžia šviesos banginės savybės. Nagrinėjant šiuos reiškinius, laikoma, kad šviesa – tai elektromagnetinės bangos, kurių ilgis –  $\lambda$ , o dažnis –  $\nu$ . Šiuos dydžius sieja formulė

$$\lambda = c / \nu ; \quad (\text{P1.1})$$

čia  $c$  – šviesos greitis.

Fotoefekto ir Komptono (*Compton*) efekto bandymuose išryškėja šviesos korpuskulinės (kvantinės) savybės. Tuos efektus pavyksta paprastai paaiškinti, laikant, kad šviesa – tai dalelių – fotonų srautas. Fotono energija išreiškiama formule

$$W = h\nu = \hbar\omega; \quad (P1.2)$$

čia  $h$  – Planko konstanta,  $\hbar = h/2\pi$ ;  $\omega$  – kampinis dažnis.

Pagal A.Einšteiną (*Einstein*) pilnutinė energija

$$W = mc^2.$$

Taikydami šią formulę fotonui, galime rasti fotono impulsą:

$$p = mc = W/c = h\nu/c = \hbar/\lambda. \quad (P1.3)$$

Korpuskulinė ir banginė šviesos teorijos ne prieštarauja viena kitai, o, priešingai, papildo viena kitą.

1924 metais prancūzų fizikas L. de Broilis (*de Broglie*) padarė išvadą, kad dvilypė, korpuskulinė ir banginė, prigimtis būdinga ne tik šviesai, bet ir kiekvienai materialiai dalelei. De Broilis pasiūlė hipotezę, kad mikrodalelę, kurios masė  $m$ , energija  $W$  ir impulsas  $p$ , atitinka banga, kurios dažnis ir bangos ilgis, kaip ir šviesos atveju, išreiškiami formulėmis:

$$\nu = W/h, \quad (P1.4)$$

$$\lambda = h/p. \quad (P1.5)$$

Šios lygtys vadinamos de Broilio lygtimis.

De Broilio hipotezę patvirtino 1927 metais atlikti K. Devisono (*Davison*) ir L. Džemerio (*Gemer*) bandymai.

Mikrodaleles atitinkančios bangos dabar vadinamos de Broilio bangomis. De Broilio bangos nėra elektromagnetinės bangos. Jos yra tikimybinių pobūdžio: de Broilio bangos amplitudės modulio kvadratas yra proporcingas tankiui tikimybės aptikti mikrodalelę nagrinėjamo laiko momentu nagrinėjamame erdvės taške.

## P1.2. Heizenbergio neapibrėžtumo sąryšiai

Klasikinėje mechanikoje dalelės būseną kiekvienu laiko momentu gali būti tiksliai apibūdinama trimis koordinatėmis  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ir trimis judesio kiekio (impulso) dedamosiomis  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$ . Kvantinėje mechanikoje dėl mikrodalelės korpuskulinio-banginio dvilypumo jos būsenos tiksliai apibūdinti koordinatėmis ir impulso dedamosiomis negalima. Tuo galime įsitikinti taip samprotaudami. Jeigu mikro-

dalelės impulsas tiksliai žinomas, tai pagal (P1.5) formulę tą mikrodalelę atitinka ilgio  $\lambda$  banga, tai yra monochromatinė, harmoninė banga. Bet harmoninė banga tiek laike, tiek erdvėje egzistuoja nuo  $-\infty$  iki  $+\infty$ . Vadinasi, jeigu vienareikšmiškai žinome mikrodalelės impulsą, tai nieko negalime pasakyti apie dalelės koordinatę: tikimybė rasti dalelę įvairiuose erdvės taškuose yra vienoda.

Įrodoma, kad nagrinėjamo laiko momentu įmanoma rasti tik mikrodalelės impulso ir koordinatės intervalus. Kiekybinį ryšį tarp šių intervalų galima nustatyti tokiu loginiu eksperimentu. Mikrodalelės padėtį erdvėje galima nustatyti, išmušus iš jos bent vieną fotoną. Išmušant fotoną, mikrodalelės impulsas sumažėja dydžiu

$$\Delta p = p_f = h/\lambda_f. \quad (P1.6)$$

Dėl bangų difrakcijos mikrodalelės koordinatės nustatymo paklaida  $\Delta x$  esti ne mažesnė už fotoną atitinkančios bangos ilgį  $\lambda_f$ :

$$\Delta x \geq \lambda_f. \quad (P1.7)$$

Sudauginę (P1.6) ir (P1.7) išraiškas, gauname:

$$\Delta x \Delta p \geq h. \quad (P1.8)$$

Pastarąją nelygybę aprašomą koordinatės ir impulso neapibrėžtumo sąryšį 1927 metais nustatė V.Heizenbergas.

Jeigu mikrodalelė juda trimatėje erdvėje, galioja šios nelygybės:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h,$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq h, \quad (P1.9)$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq h.$$

Atsižvelgus į tai, kad ryšys tarp impulso  $p$  ir kinetinės energijos  $W_k$  išreiškiamas formule  $p^2 = 2mW_k$ , (P1.8) nelygybę galima pertvarkyti šitaip:

$$\Delta W \Delta t \geq h; \quad (P1.10)$$

čia  $\Delta t$  – laikas, kurį mikrodalelės energija yra intervale tarp  $W$  ir  $W + \Delta W$ .

Koordinatės ir impulso bei energijos ir laiko neapibrėžtumai yra principiniai. Jų nepavyksta išvengti, tobulinant matavimo aparatūrą.

Kadangi  $p = mv$ , pagal (P1.8) formulę

$$\Delta x \Delta v \geq h/m. \quad (P1.11)$$

Iš šios išraiškos matyti, kad, didėjant dalelės masei, jos koordinatės  $x$  ir greičio  $v$  neapibrėžtumai mažėja. Todėl, kai kūnai makroskopiniai, neapibrėžtumo sąryšiai neriboja koordinatės, greičio ir impulso sąvokų vartojimo. Klasikinių dalelių kvantinės savybės nepasireiškia, ir joms taikomi klasikiniai būsenų aprašymo būdai.

### P1.3. Šrėdingerio lygtis ir jos sprendimas

Klasikinėje mechanikoje dalelių judėjimo uždavinius, galima spręsti remiantis Niutono (*Newton*) lygtimis: jeigu žinoma dalelės masė, ją veikianti jėga ir pradinės sąlygos – dalelės koordinatė ir greičio pradinės reikšmės, galima nustatyti dalelės būsenos parametrus (koordinatę ir greitį), bėgant laikui.

Nagrinėjant neapibrėžtumo sąryšius, aiškėja, kad mikrodalelės koordinatės ir impulso neįmanoma vienareikšmiškai nustatyti, todėl šie dydžiai netinka apibūdinti mikrodalelės būsenai. Kita vertus, mikrodalelei būdingos bangos savybės. Todėl, norint apibūdinti mikrodalelės būseną, mikrodalelę tenka nagrinėti kaip bangą – ieškoti ją atitinkančios banginės funkcijos.

Mikrodalelę atitinkančią banginę funkciją galima rasti sprendžiant lygtį, kurią 1926 metais sudarė E. Šrėdingeris. Dabar ji vadinama bendrąja Šrėdingerio lygtimi ir yra tokio pavidalo:

$$-\hbar \frac{\partial \underline{Y}(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \underline{Y}(x, y, z, t) - W_p(x, y, z, t) \underline{Y}(x, y, z, t); \quad (P1.12)$$

čia  $m$  – mikrodalelės masė,  $W_p$  – mikrodalelės potencinė energija,  $\hbar = \sqrt{-1}$  – menamasis vienetas,  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$  – Laplaso (*Laplace*) operatorius,  $\underline{Y} = \underline{Y}(x, y, z)$  – ieškomoji banginė funkcija, aprašanti mikrodalelę kaip de Broilio bangą.

1926 metais M. Bornas (*Born*) atskleidė banginės funkcijos fizikinę prasmę. Jos modulio kvadratas  $|\underline{Y}|^2$  proporcingas tankiui

tikimybės rasti mikrodalelę nagrinėjamame erdvės taške laiko momentu  $t$ . Tikimybė rasti mikrodalelę tūryje  $V$  išreiškiama formule

$$P = \int_V |\underline{Y}|^2 dV. \quad (P1.13)$$

Tarę, kad mikrodalelė egzistuoja vienmatėje erdvėje, galime užrašyti:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\underline{Y}(x)|^2 dx = 1. \quad (P1.14)$$

Pastaroji išraiška vadinama normavimo sąlyga. Ją tenkinanti banginė funkcija vadinama normuotąja bangine funkcija.

Pažymėtina, kad pats Šrėdingerio lygties pavidalas vaizdžiai atspindi mikrodalelės korpuskulinį-banginį dualizmą. Lygtyje yra banginė funkcija, aprašanti mikrodalelę kaip bangą. Be to, į lygtį įeina mikrodalelės masė ir jos potencinė energija. Elektrono atveju  $W_p$  – tai elektriniame lauke esančio taškinio krūvio potencinė energija.

Dažnai mikrodalelės potencinė energija nepriklauso nuo laiko ir yra tik koordinatė funkcija. Tai atitinka tam tikrą stacionarią mikrodalelės būseną, pavyzdžiui, atomo elektrono judėjimą stacionaria orbita.

Jei mikrodalelės potencinė energija nekinta bėgant laikui, t.y.  $W_p = W_p(x, y, z)$ , tai Šrėdingerio lygtis sprendžiama kintamųjų atskyrimo metodu: banginė funkcija išreiškiama dviejų funkcijų, kurių viena priklauso tik nuo koordinatė, kita – tik nuo laiko, sandauga:

$$\underline{Y}(x, y, z, t) = \underline{Y}(x, y, z) \underline{j}(t). \quad (P1.15)$$

Toliau, kad būtų paprasčiau nagrinėti, spręsimė vienmatį uždavinį: laikysime, kad dalelė juda tiesia trajektorija, sutampančia su  $x$  ašimi. Tada

$$\underline{Y}(x, t) = \underline{Y}(x) \underline{j}(t). \quad (P1.16)$$

Irašę (P1.16) į (P1.12), gauname:

$$-\hbar \underline{Y}(x) \frac{d\underline{j}(t)}{dt} = \frac{\hbar^2}{2m} \underline{j}(t) \frac{d^2 \underline{Y}(x)}{dx^2} - W_p(x) \underline{j}(t). \quad (P1.17)$$

Padaliję kiekvieną lygties (P1.17) narį iš sandaugos  $\underline{y}(x)\underline{j}(t)$ , gauname:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\underline{y}(x)} \frac{d^2 \underline{y}(x)}{dx^2} - W_p = -j\hbar \frac{1}{\underline{j}(t)} \frac{d\underline{j}(t)}{dt}. \quad (\text{P1.18})$$

Kairioji lygties pusė yra tik koordinatės  $x$  funkcija, dešinioji – tik laiko  $t$  funkcija. Su bet kuriomis  $x$  ir  $t$  reikšmėmis lygybė gali galioti tik tuomet, kai abi lygties pusės lygios pastoviam dydžiui. Pažymėkime jį  $-W$ . Tada vietoje (P1.18) lygties galime užrašyti lygčių sistemą:

$$\frac{d^2 \underline{y}(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [W - W_p(x)] \underline{y}(x) = 0. \quad (\text{P1.19})$$

$$\frac{d\underline{j}(t)}{dt} = -j \frac{W}{\hbar} \underline{j}(t). \quad (\text{P1.20})$$

Iš (P1.19) lygties matyti, kad dydis  $W$  turi energijos dimensiją. Įrodoma, kad jis – mikrodalelės pilnutinė energija.

Funkcija  $\underline{y}(x)$  priklauso tik nuo koordinatės, turi banginės funkcijos amplitudės prasmę ir rodo, kaip banginės funkcijos amplitudė priklauso nuo koordinatės. (P1.19) lygtis vadinama stacionariąja Šredingerio lygtimi. Antrosios lygties (P1.20) sprendinys aprašo banginės funkcijos kitimą bėgant laikui:

$$\underline{j}(t) = C \exp\left(-j \frac{W}{\hbar} t\right) = C e^{-j\omega t}; \quad (\text{P1.21})$$

čia  $C$  – konstanta,  $\omega = 2\pi n = W/\hbar$  – kampinis dažnis.

Gautoji funkcijos  $\underline{j}(t)$  išraiška liudija, kad tais atvejais, kai mikrodalelės energija pastovi, banginė funkcija kinta harmoniniu dėsniu.

Toliau šiame priede, spręsimė Šredingerio lygtį ir nagrinėsime įvairiomis sąlygomis egzistuojančių mikrodalelių savybes.

#### P1.4. Laisvosios mikrodalelės savybės

Mikrodalelė yra laisva, jeigu jos neveikia išorinės jėgos. Tada dalelės potencinė energija lygi nuliui, pilnutinė energija  $W$  lygi jos kinetinei energijai  $W_k$ , ir dalelė juda pastoviu greičiu.

Tarę, kad mikrodalelės greičio vektoriaus kryptis sutampa su  $x$  ašimi, raskime mikrodalelę atitinkančią banginę funkciją ir pasiaiškinkime, kaip, žinodami banginę funkciją, galime atskleisti dalelės savybes.

Kai  $W_p = 0$ , stacionarioji Šredingerio lygtis užrašoma paprasčiau:

$$\frac{d^2 \underline{y}(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \underline{y}(x) = 0. \quad (\text{P1.22})$$

Dalelės kinetinę energiją galima išreikšti formule

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m\lambda^2}. \quad (\text{P1.23})$$

Įrašę (P1.23) į (P1.22), gauname:

$$\frac{d^2 \underline{y}(x)}{dx^2} + k^2 \underline{y}(x) = 0; \quad (\text{P1.24})$$

čia  $k = 2\pi/\lambda = p/\hbar = w/c$  – bangos skaičius.

Antrosios eilės diferencialinės lygties (P1.24) daliniai sprendiniai išreiškiami formulėmis:

$$\underline{y}_1(x) = \underline{A}_1 e^{jkx}, \quad (\text{P1.25})$$

$$\underline{y}_2(x) = \underline{A}_2 e^{-jkx}; \quad (\text{P1.26})$$

čia  $\underline{A}_1$  ir  $\underline{A}_2$  – konstantos.

Bendrasis Šredingerio lygties (P1.19) sprendinys yra šių dalinių sprendinių suma:

$$\underline{y}(x) = \underline{y}_1(x) + \underline{y}_2(x) = \underline{A}_1 e^{jkx} + \underline{A}_2 e^{-jkx}. \quad (\text{P1.27})$$

Tada pagal (P1.16), (P1.21) ir (P1.27) bendrasis Šredingerio lygties (P1.12) sprendinys yra toks:

$$\underline{Y}(x, t) = \underline{Y}(x) \underline{j}(t) = \underline{A} \exp[j(kx - \omega t)] + \underline{B}[-j(kx + \omega t)]; \quad (\text{P1.28})$$

čia  $\underline{A}$  ir  $\underline{B}$  – konstantos.

Pastarasis sprendinys reiškia dviejų plokščiųjų monochromatinių bangų superpoziciją. Pirmasis dėmuo aprašo krintančiąją bangą, sklindančią teigiama  $x$  ašies kryptimi, antrasis dėmuo – atspindėtąją bangą, sklindančią priešinga kryptimi.  $\underline{A}$  ir  $\underline{B}$  yra tų bangų kompleksinės amplitudės.

Jeigu laisvoji mikrodalėlė juda  $x$  ašies kryptimi, ją atitinka krintančioji banga, atspindėtos bangos nėra ( $\underline{B} = 0$ ). Tada  $\underline{Y}(x, t) = \underline{A} \exp[j(kx - \omega t)]$  ir

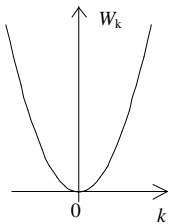
$$|\underline{Y}|^2 = \underline{Y} \cdot \underline{Y}^* = |\underline{A}|^2; \quad (\text{P1.29})$$

čia  $\underline{Y}^*$  – jungtinė  $\underline{Y}$  kompleksinė funkcija.

Pastaroji išraiška liudija, kad dalelės buvimo taške tikimybės tankis nepriklauso nei nuo to taško koordinatės nei nuo laiko. Tai reiškia, kad bet kuriuo laiko momentu laisvąją mikrodalėlę vienodai tikėtina aptikti bet kurioje erdvės vietoje.

Mikrodalėlės kinetinės energijos išraiškai (P1.23) galima suteikti pavidalą:

$$W_k = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{4\pi^2}{l^2} = \frac{\hbar^2}{2m} k^2. \quad (\text{P1.30})$$



P1.1 pav. Laisvosios mikrodalėlės kinetinės energijos priklausomybė nuo bangos skaičiaus

Vadinasi, mikrodalėlės kinetinė energija tiesiai proporcinga ją atitinkančios bangos skaičiaus kvadratui. Energijos  $W_k$  priklausomybės nuo  $k$  grafikas yra kvadratinės parabolės pavidalo (P1.1 pav.).

Sprendami Šrėdingerio lygtį, bangos skaičiaus  $k$  neribojome. Vadinasi, laisvosios mikrodalėlės energija gali būti lygi 0 arba įgyti bet kokią teigiamą reikšmę. Kitaip tariant,

### laisvosios mikrodalėlės energijos spektras yra ištisinis.

Banginės funkcijos išraiškoje (P1.28) eksponentinės funkcijos argumentas  $(kx - \omega t)$  aprašo krintančiosios bangos fazę. Pareikalavę, kad fazė būtų pastovi, tai yra

$$kx - \omega t = \text{const}, \quad (\text{P1.31})$$

iš pastarosios formulės galime gauti bangos fazės sklidimo greičio – fazinio greičio – išraišką:

$$v_f = dx/dt = \omega/k. \quad (\text{P1.32})$$

Toliau, pasinaudoję (P1.2), (P1.30) formulėmis ir bangos skaičiaus išraiška  $k = 2\pi/l$ , galime gauti:

$$v_f = \frac{h}{2m l} = \frac{p}{2m} = \frac{v}{2}. \quad (\text{P1.33})$$

Iš pastarosios formulės matyti, kad mikrodalėlę atitinkančios de Broilio bangos fazinis greitis kinta, kintant bangos ilgiui – pasireiškia greičio dispersija.

Banga gali pernešti energiją. Energijos pernešimo greitį apibūdina bangos grupinis greitis, išreiškiamas formule

$$v_g = d\omega/dk.$$

Remdamiesi (P1.2), (P1.30) formulėmis ir bangos skaičiaus išraiška, galime įrodyti, kad

$$v_g = v.$$

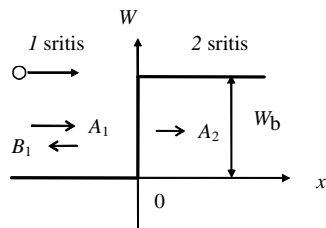
Taigi mikrodalėlę atitinkančios de Broilio bangos grupinis greitis lygus tiesiog tos mikrodalėlės judėjimo greičiui.

### P1.5. Mikrodalėlė ir barjeras. Tunelinis reiškiny

Naudodamiesi Šrėdingerio lygtimi, panagrinėkime, kas atsitinka, kai judanti tam tikra kryptimi mikrodalėlė sutinka potencialo barjerą. Klausimas svarbus todėl, kad mikrodalelių kelyje barjerų pasitaiko dažnai: termoelektrinės emisijos metu potencialo barjerą turi įveikti išlekiantieji iš katodo elektronai; tekant srovei, krūvininkai sutinka potencialo barjerus, įveikdami metalų, metalo ir puslaidininkio sandūras bei pn sandūras.



Kad uždavinys būtų paprastesnis, nagrinėkime mikrodalelę, judančią vienmatėje erdvėje  $x$  ašies kryptimi. Laikykime, kad mikrodalelė sutinka staigų baigtinio aukščio, begalinio storio barjerą (P1.2 pav.).



P1.2 pav. Potencialo barjeras

1 srityje ( $x < 0$ ) dalelės potencinė energija lygi nuliui. Taške  $x = 0$  dalelė turi įveikti stabdančio lauko sukurtą barjerą. 2 srityje dalelės potencinė energija tampa  $W_p = W_b$ ; čia  $W_b$  – barjero aukštis. Spręsdami Šrėdingerio lygtį, rasime tikimybę, kad dalelė barjerą įveiks.

1 srityje  $W_p = 0$ , tad stacionarioji Šrėdingerio lygtis (P1.19), kaip ir laisvosios mikrodalelės atveju, yra paprastesnio pavidalo:

$$\frac{d^2 \underline{y}_1(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W \underline{y}_1(x) = 0; \quad (P1.34)$$

čia  $\underline{y}_1(x)$  – dalelę 1 srityje aprašanti banginė funkcija.

(P1.34) lygtis analogiška jau aptartai (P1.22) lygčiai. Jos sprendinys išreiškiamas formule:

$$\underline{y}_1(x) = \underline{A}_1 e^{ik_1 x} + \underline{B}_1 e^{-ik_1 x}; \quad (P1.35)$$

čia

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{\sqrt{2mW}}{\hbar} \quad (P1.36)$$

yra mikrodalelę atitinkančios bangos skaičius 1 srityje.

2 srityje  $W_p(x) = W_b = \text{const}$ , todėl stacionariąją Šrėdingerio lygtį ir jos sprendinį galime užrašyti tokiomis formulėmis:

$$\frac{d^2 \underline{y}_2(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - W_b) \underline{y}_2(x) = 0, \quad (P1.37)$$

$$\underline{y}_2(x) = \underline{A}_2 e^{ik_2 x} + \underline{B}_2 e^{-ik_2 x}; \quad (P1.38)$$

čia

$$k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{\sqrt{2m(W - W_b)}}{\hbar} \quad (P1.39)$$

yra bangos skaičius 2 srityje.

Sprendinio (P1.35) pirmasis dėmuo atitinka krintančiąją 1 srityje bangą, kurios amplitudė  $\underline{A}_1$ . Antrasis dėmuo atitinka atspindėtąją bangą, kurios amplitudė  $\underline{B}_1$ . Kaip jau buvo minėta, de Broilio bangos amplitudės modulio kvadratas apibūdina dalelės buvimo nagrinėjamame taške tikimybės tankį. Todėl santykis

$$\frac{|\underline{B}_1|^2}{|\underline{A}_1|^2} = R \quad (P1.40)$$

nusako dalelės atspindžio nuo barjero tikimybę ir vadinamas *atspindžio koeficientu*.

Sprendinio (P1.38) pirmasis dėmuo aprašo 2 srityje  $x$  ašies kryptimi sklindančią bangą. Reiškiny

$$\frac{I_1 |\underline{A}_2|^2}{I_2 |\underline{A}_1|^2} = D \quad (P1.41)$$

aprašo tikimybę, kad dalelė barjerą įveiks, ir vadinamas barjero *skaidrumo koeficientu*.

Dalelė barjerą įveikia arba nuo jo atspindi. Todėl

$$R + D = 1.$$

Jeigu barjeras be galo platus, 2 srityje atspindėtos bangos nėra. Todėl  $\underline{B}_2 = 0$ .

Dalelės buvimo taške  $x = 0$  tikimybės tankis turi būti vienodas nesvarbu iš kurios pusės prie to taško priartėjama. Todėl turi būti tenkinamos šios laukų sudūrimo taške  $x = 0$  sąlygos:

$$\begin{aligned} \underline{y}_1(0) &= \underline{y}_2(0), \\ \underline{y}_1'(0) &= \underline{y}_2'(0). \end{aligned} \quad (P1.42)$$

Pasinaudoję (P1.42), (P1.35) ir (P1.38), gauname:

$$\begin{cases} \underline{A}_1 + \underline{B}_1 = \underline{A}_2, \\ k_1 \underline{A}_1 - k_1 \underline{B}_1 = k_2 \underline{A}_2. \end{cases} \quad (\text{P1.43})$$

Iš čia

$$\underline{B}_1 = \underline{A}_1 \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2},$$

$$R = \frac{|\underline{B}_1|^2}{|\underline{A}_1|^2} = \frac{|k_1 - k_2|^2}{|k_1 + k_2|^2}. \quad (\text{P1.44})$$

Jeigu mikrodalelės energija  $W$  didesnė už barjero aukštį  $W_b$ , tai laikoma, kad barjeras yra žemas. Tada bangos skaičius  $k_2$  yra realusis, už  $k_1$  mažesnis dydis, ir dalelės atspindžio nuo barjero koeficientas išreiškiamas formule

$$R = \left( \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2. \quad (\text{P1.45})$$

Jeigu  $W_p \neq 0$ , tai pagal (P1.36), (P1.39) ir (P1.44) gauname, kad  $R > 0$ . Vadinasi, mikrodalelė gali atsispindėti netgi nuo žemo potencialo barjero. Šia prasme mikrodalelės savybės iš esmės skiriasi nuo klasikinės dalelės savybių: klasikinė dalelė žemą barjerą visada įveikia.

Barjero aukščiui didėjant, mikrodalelės atspindžio koeficientas  $R$  didėja. Kai barjero aukštis  $W_b$  pasiekia  $W$ , bangos skaičius  $k_2$  sumažėja iki 0, o mikrodalelės atspindžio nuo barjero tikimybė padidėja iki 1.

Kai barjeras aukštas ( $W_b > W$ ), bangos skaičius  $k_2$  yra menamas dydis:

$$k_2 = jk_2^* = j \frac{\sqrt{2m(W_b - W)}}{\hbar}; \quad (\text{P1.46})$$

čia  $k_2^*$  – realusis dydis.

Tada pagal (P1.44) atspindžio koeficientas lygus 1. Stacionariosios Šrėdingerio lygties sprendinys 2 srityje išreiškiamas formule:

$$\underline{y}_2(x) = \underline{A}_2 e^{-k_2^* x}.$$

Tuomet

$$|\underline{y}_2|^2 = |\underline{A}_2|^2 e^{-2k_2^* x}. \quad (\text{P1.47})$$

Iš pastarosios išraiškos matyti, kad 2 srityje banga ne sklinda, o eksponentiškai gęsta. Tačiau tikimybės tankis rasti dalelę 2 srityje nelygus 0. Vadinasi, prieš atsispindėdama nuo aukšto barjero mikrodalelė, kaip de Broilio banga, išsiskverbia į barjero sritį.

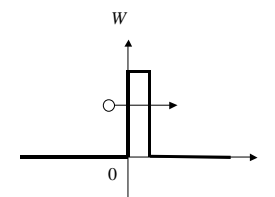
Jeigu mikrodalelė gali išsiskverbti į barjero sritį, tai ji gali įveikti aukštą ploną potencialo barjerą (P1.3 pav.). Mikrodalelei nepakanka energijos, kad ji peršoktų per barjerą. Mikrodalelė tarsi pramuša ploname barjere tunelį ir per jį prasiskverbia. Todėl reikšiny, kai mikrodalelė įveikia aukštą, bet ploną potencialo barjerą vadinamas *tuneliniu reiškiniu*.

Remiantis išraiška (P1.47), galima įrodyti, kad aukšto plono stačiakampio barjero skaidrumo koeficientas – tikimybė, kad mikrodalelė prasiskverbs per barjerą, išreiškiamas formule:

$$D = D_0 \exp(-2a\sqrt{2m(W_b - W)}/\hbar);$$

čia  $D_0$  – artimas 1 koeficientas.

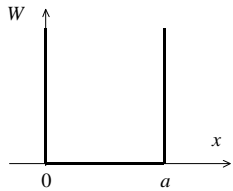
Klasikinė dalelė per aukštą barjerą neprasiskverbia.



P1.3 pav. Mikrodalelė ir aukštas plonas barjeras

## P1.6. Mikrodalelė potencialo duobėje

Išnagrinėkime potencialo duobėje esančios mikrodalelės savybes. Paprasčiausiu tokios duobės pavyzdžiu gali būti metalo dulkelė. Elektronai iš tokios dulkelės negali laisvai ištrūkti: išeinantį iš



P1.4 pav. Potencialo duobė

dulkelės elektroną veikia joje liekantis teigiamas krūvis, ir elektronas turi nugalėti potencialo barjerą.

Siekime išsiaiškinti tai, kas svarbiausia, taikydami paprasčiausią modelį. Sakykime, kad mikrodalė yra vienmatėje duobėje, duobė yra be galo gili ir jos dugnas sutampa su  $x$  ašimi (P1.4 pav.).

Potencialo duobėje (kai  $0 < x < a$ ) dalelės potencinė energija lygi nuliui. Tada stacionarioji Šrėdingerio lygtis (P1.19) ir jos sprendinys išreiškiami formulėmis:

$$\frac{d^2 \underline{y}(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \underline{y}(x) = 0, \quad (\text{P1.48})$$

$$\underline{y}(x) = \underline{A} e^{jkx} + \underline{B} e^{-jkx}; \quad (\text{P1.49})$$

čia

$$k = \frac{2\pi}{l} = \frac{\sqrt{2mW}}{\hbar}. \quad (\text{P1.50})$$

Dalėlė negali įveikti be galo aukštų potencialo barjerų, kai  $x = 0$  ir  $x = a$ . Todėl turi būti tenkinamos kraštinės sąlygos:

$$\underline{y}(0) = 0,$$

$$\underline{y}(a) = 0.$$

Pritaikę pirmąją iš šių sąlygų, gausime:

$$\underline{A} + \underline{B} = 0,$$

$$\underline{B} = -\underline{A}.$$

Tada

$$\underline{y}(x) = 2j\underline{A} \sin kx = \underline{C} \sin kx; \quad (\text{P1.51})$$

čia  $\underline{C}$  – pastovus koeficientas.

Pareikalavę, kad banginė funkcija tenkintų antrąją kraštinę sąlygą, gauname:

$$\underline{y}(a) = \underline{C} \sin ka = 0.$$

Jeigu duobėje dalelė yra, tai  $\underline{C} \neq 0$ . Tada  $\sin ka = 0$ . Pastaroji sąlyga tenkinama, kai  $ka = n\pi$ ; čia  $n = 1; 2; 3; \dots$  Taigi potencialo duobėje esančią mikrodalėlę atitinka de Broilio banga, kurios bangos skaičiaus  $k$  reikšmės gali būti tik tam tikros, kvantuotos:

$$k = \frac{n\pi}{a}; \quad (\text{P1.52})$$

čia  $n$  – sveikasis skaičius, vadinamas *kvantiniu skaičiumi*.

Žinodami kvantinių skaičių, taikydami (P1.50), galime apskaičiuoti energiją:

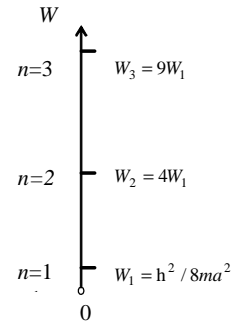
$$W = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{\hbar^2}{8ma^2} n^2. \quad (\text{P1.53})$$

Vadinasi, potencialo duobėje mikrodalėlė įgyja tam tikras kvantuotas energijos reikšmes – **mikrodalėlės energijos spektras yra diskretinis** (P1.5 pav.). Jį sudaro tik tam tikri leidžiamosios energijos lygmenys. Potencialo duobėje esančios mikrodalėlės pilnutinė energija negali būti lygi 0. Tarp leidžiamųjų energijos lygmenų yra draudžiamosios energijos ruožai. Skirtumas tarp dviejų gretimų leidžiamųjų –  $(n+1)$ -ojo ir  $n$ -ojo energijos lygmenų išreiškiamas formule:

$$DW = W_{n+1} - W_n = \frac{\hbar^2}{8ma^2} (2n+1). \quad (\text{P1.54})$$

Iš pastarosios išraiškos seka, kad tada, kai duobės plotis didesnis arba didesnė dalelės masė, nuotolis tarp leidžiamųjų energijos lygmenų yra mažesnis. Jeigu  $ma^2$  reikšmė didesnė, spektras yra tankesnis. Kai  $ma^2 \rightarrow \infty$ , spektras tampa ištisinis.

Mikrodalėlės kvantinės savybės mažiau pasireiškia ir didėjant kvantiniui skaičiui  $n$ . Tuo galima įsitikinti nagrinėjant tarpo tarp gretimų energijos lygmenų  $DW$  ir  $n$ -ojo lygmens energijos  $W_n$  santykį:



P1.5 pav. Potencialo duobėje esančios mikrodalėlės energijos spektras

$$\frac{DW}{W_n} = \frac{2n+1}{n^2}.$$

Kai  $n \gg 1$ , tai  $DW/W_n \approx 2/n$ . Vadinasi, didėjant  $n$ , energijos lygmenys santykinai suartėja.

Taigi, sprenddami Šrėdingerio lygtį, gavome svarbių išvadų apie potencialo duobėje esančios mikrodalelės energiją. Įrašę gautą banginio skaičiaus išraišką (P1.52) į (P1.51), pagal (P1.16) gauname tokią mikrodalelės banginę funkciją:

$$Y(x,t) = Y(x)j(x) = C \sin \frac{n\pi}{a} x \exp(-j\omega t). \quad (P1.55)$$

Tada tankis tikimybės rasti mikrodalelę įvairiuose duobės taškuose išreiškiamas formule:

$$|Y(x,t)|^2 = |Y(x)|^2 = |C|^2 \sin^2 \frac{n\pi}{a} x. \quad (P1.56)$$

Iš pastarosios formulės matyti, kad tikimybės tankis priklauso nuo koordinatės  $x$  ir kvantinio skaičiaus  $n$ .

### P1.7. Elektronas vandeniliškajame atome

Vandeniliškajame atome apie branduolį, kurio krūvis  $Zq = Z|e|$  skrieja vienas elektronas. Elektroną veikia Kulono (*Coulomb*) jėga. Elektrono potencinė energija

$$W_p = -\frac{Zq^2}{4\pi\epsilon_0 r};$$

čia  $\epsilon_0$  – elektrinė konstanta,  $r$  – elektrono atstumas nuo branduolio.

Potencinės energijos priklausomybės nuo  $r$  pobūdis parodytas P1.6 paveiksle. Grafike matyti, kad be galo nutolusio nuo branduolio (laisvojo) elektrono potencinė energija lygi nuliui. Mažėjant atstumui  $r$ , elektrono potencinė energija mažėja. Elektronas vandeniliškajame atome yra tarsi potencialo duobėje. Ta duobė – trimatė.

Norint nustatyti galimas elektrono būsenas, reikia spręsti Šrėdingerio lygtį. Kadangi laukas, kuriame juda elektronas yra

simetriškas centro atžvilgiu, tai lygtį tikslingiausia spręsti, naudojantis sferinėmis koordinatėmis. Lygtis taip pat sprendžiama kintamųjų atskyrimo metodu. Dabar lygties sprendimą praleisime ir aptarsime svarbiausius sprendimo rezultatus.

Kadangi elektronas juda trimatėje erdvėje, tai jo būsenai aprašyti reikia trijų kvantinių skaičių.

Pirmasis iš jų vadinamas *pagrindiniu* kvantiniu skaičiumi  $n$ . Jo reikšmės:  $n=1; 2; 3; \dots$

Žinant pagrindinį kvantinį skaičių, galima rasti pilnutinę elektrono energiją:

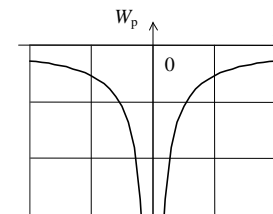
$$W_n = -\frac{Z^2 m q^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} = -Z^2 \frac{Rch}{n^2}; \quad (P1.57)$$

čia  $R$  – Rydbergo (*Rydberg*) konstanta.

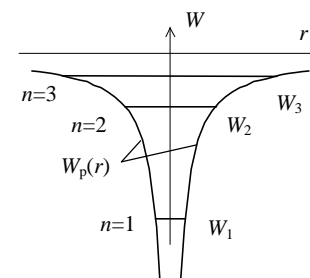
Pagal (P1.57) elektronas atome gali užimti tam tikrus energijos lygmenis (P1.7 pav.).

Kai  $n=1$ , sakoma, kad elektronas ir visas atomas yra pagrindinėje būsenoje. Vandenilio atomo atveju (kai  $Z=1$ ), atlikę skaičiavimus, gautume, kad  $W_1 \approx -13,6 \text{ eV}$ .

Antrasis kvantinis skaičius vadinamas *orbitiniu* kvantiniu skaičiumi. Esant



P1.6 pav. Vandeniliškojo atomo elektrono potencinės energijos priklausomybė nuo jo atstumo nuo branduolio



P1.7 pav. Vandeniliškojo atomo elektrono energijos lygmenys

tam tikram  $n$ , orbitinio kvantinio skaičiaus  $l$  reikšmės gali būti 0; 1; ...;  $(n-1)$ . Atomo fizikoje būsenas, atitinkančias įvairias orbitinio kvantinio skaičiaus reikšmes, priimta žymėti šitaip:  $l = 0$  –  $s$ -būseną,  $l = 1$  –  $p$ -būseną;  $l = 2$  –  $d$ -būseną;  $l = 3$  –  $f$ -būseną ir t.t. Nurodyti žymenys kilę iš angliškų žodžių (*sharp, principal, diffuse, fundamental*).

Orbitinis kvantinis skaičius apibūdina elektrono – dalelės, turinčios masę  $m$  ir skriejančios orbita – mechaninio judesio kiekio momentą. Kvantinėje mechanikoje kaip ir klasikinėje mechanikoje judesio kiekio momentas yra vektorinis dydis, išreiškiamas formule

$$\vec{L} = m\vec{r} \times \vec{v};$$

čia  $m$  – masė,  $\vec{r}$  – orbitos spindulys vektorius,  $\vec{v}$  – greitis.

Elektrono judesio kiekio momento modulis išreiškiamas formule

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

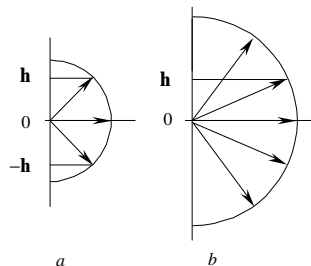
Trečiasis kvantinis skaičius – tai magnetinis kvantinis skaičius  $m_l$ . Jo reikšmės gali būti:  $-l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (l-1), l$ .

Magnetinis kvantinis skaičius nusako elektrono – dalelės, turinčios krūvį  $e = -q$  ir skriejančios orbita – magnetinį momentą ir judesio kiekio momento orientaciją išorinio magnetinio lauko atžvilgiu. Įrodoma, kad elektrono judesio kiekio momento projekcija išorinio magnetinio lauko kryptyje gali būti

$$L_H = m_l \hbar.$$

Vektorius  $L_H$  gali būti orientuotas erdvėje  $(2l+1)$  kryptimis (P1.8 pav.).

1921 metais O. Šterno (*Stern*) ir V. Gerlacho (*Gerlach*) atlikti bandymai parodė, kad elektrono būsenai atome nusakyti trijų kvantinių skaičių nepakanka, nes elektrono matmenys nėra be galo maži. 1925 metais S. Gaudsmitas (*Gaudsmith*) ir H. Ulenbekas



P1.8 pav. Elektronų judesio kiekio momentų kryptys

(*Ulenback*) pareiškė, kad elektronas greta judesio kiekio momento turi dar ir savąjį judesio kiekio momentą, vadinamą *sukiniu* (spinu).

Elektrono sukiny s gali būti dviejų krypčių. Jo projekcija išorinio magnetinio lauko kryptyje išreiškiama formule:

$$L_{sH} = m_s \hbar;$$

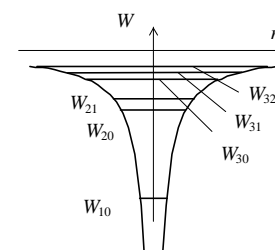
čia  $m_s$  – sukinio kvantinis skaičius. Jo galimos reikšmės:  $-1/2$  ir  $1/2$ .

Taigi elektrono būseną vandeniliškajame atome galima nusakyti keturiais kvantiniais skaičiais:  $n, l, m_l$  ir  $m_s$ .

### P1.8. Elektronai daugiaelektroniniuose atomuose

Daugiaelektroniniame atome kiekvieną elektroną veikia ne tik branduolio krūvis, bet ir kitų atomo elektronų krūvis. Išsprendus Šrėdingerio lygtį, gaunama, kad daugiaelektroninio atomo elektrono būsenai nusakyti irgi reikia keturių kvantinių skaičių, tačiau elektrono energija priklauso ne tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus  $n$ , bet ir nuo orbitinio kvantinio skaičiaus  $l$ :  $W_{nl} = W(n, l)$ . Tai reiškia, kad dėl elektronų sąveikos daugiaelektroniniuose atomuose energijos lygmenys, būdingi vandeniliškiems atomams, suskyla ir atsiranda daugiau leidžiamosios energijos lygmenų (P1.9 pav.).

Daugiaelektroninių atomų atveju galima tokia kvantinių skaičių interpretacija. Pagrindinis kvantinis skaičius  $n$  lemia elektrono orbitos matmenis ir elektronų sluoksnio numerį. Orbitinis kvantinis skaičius  $l$  apibūdina elektronų debesies formą. Kiekvieną  $l$  reikšmę atitinka tam tikras pasluoksnis. Kadangi  $l$  gali įgyti reikšmes nuo 0



P1.9 pav. Daugiaelektroninio atomo elektronų energijos lygmenys

iki  $(n-1)$ , sluoksnyje yra  $n$  pasluoksnių. Magnetinis skaičius  $m_l$  nusako orbitos erdvinę orientaciją išorinio magnetinio lauko atžvilgiu. Kiekviename pasluoksnyje yra  $(2l+1)$  įvairiai orientuotų orbitų. Pagaliau sukinio kvantinis skaičius  $m_s$  nusako tam tikra orbita skriejančio elektrono sukinio orientaciją.

Nesužadintuose atomuose elektronai užima žemutinius energijos lygmenis. Elektronams užimant energijos lygmenis galioja draudimo principas, kurį 1925 metais suformulavo V. Paulis. Anot jo, atome gali būti ne daugiau kaip vienas keturių kvantinių skaičių rinkinio ( $n$ ,  $l$ ,  $m_l$ ,  $m_s$ ) nulemtos būsenos elektronas. Tai reiškia, kad kiekvienoje atomo nuostoviojoje orbitoje gali būti ne daugiau kaip du elektronai su priešingų krypčių sukiniais. P1.1 lentelėje pateiktos formulės, pagal kurias galima rasti maksimalų elektronų skaičių būsenose, apibūdinamose įvairiais kvantinių skaičių rinkiniais.

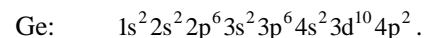
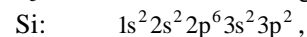
P1.1. lentelė. Maksimalus elektronų skaičius kvantinėse būsenose

Kvantiniai skaičiai	Elektronų skaičius
$n, l, m_l, m_s$	1
$n, l, m_l$	2
$n, l$	$2(2l+1)$
$n$	$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$

P1.2 lentelėje pateiktos žinios apie elektronų išsidėstymą nesužadintų germanio ir silicio atomų elektronų sluoksniuose ir pasluoksniuose.

Aiškinantis, kaip daugiaelektroninių atomų elektronai užima elektronų sluoksnius ir pasluoksnius, be to, kas buvo paminėta, reikia atsižvelgti dar į vieną aplinkybę. Jos esmė ta, kad aukštesnių sluoksnių apatinių pasluoksnių energijos lygmenys gali būti žemiau energijos lygmenų, atitinkančių apatinių sluoksnių viršutinius pasluoksnius.

Išrodoma, kad nagrinėjant energijos lygmenų išsidėstymą, reikia nagrinėti ne pagrindinio kvantinio skaičiaus  $n$ , o sumos  $(n+l)$  reikšmes. Jeigu  $(n+l)$  reikšmės vienodos, žemiau yra lygmuo, atitinkantis mažesnę  $n$  reikšmę. Tai įvertindami silicio ir germanio atomų elektronines struktūras galime taip užrašyti:



Remiantis elektronų būsenų daugiaelektroniniuose atomuose analize, galima geriau suprasti periodinę cheminių elementų sistemą. Elementų viršutinių elektronų pasluoksnių sandaros periodinis pasikartojimas lemia elementų cheminių savybių pasikartojimą. Taigi elementų cheminės savybės priklauso nuo viršutinio pasluoksniu elektronų – valentinių elektronų – skaičiaus.

## 2 priedas. PASISKIRSTYMO FUNKCIJOS

Klasikinių dalelių ir neišsigimusių sistemų elektronų pasiskirstymą aprašo Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymo funkcija. Išsigimusių sistemų elektronų pasiskirstymas išreiškiamas Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija. Šiame priede išvesime šių funkcijų išraiškas.

### P2.1. Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymas

Nagrinėkime dalelių, kurių energijos  $W_1$  ir  $W_2$ , sąveiką. Susidūrę dalelės gali įgyti energijas  $W_3$  ir  $W_4$ .

Dalelių susidūrimų skaičius proporcingas jų skaičiui būsenose  $W_1$  ir  $W_2$ :

$$N_1 = Cf(W_1)f(W_2); \quad (P2.1)$$

čia  $f(W_1)$  ir  $f(W_2)$  – pasiskirstymo funkcijos reikšmės.

Dar kartą susidūrę dalelės gali grįžti į pradines būsenas  $W_1$  ir  $W_2$ . Tokių susidūrimų skaičius proporcingas  $f(W_3)f(W_4)$ :

$$N_2 = Cf(W_3)f(W_4). \quad (P2.2)$$

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis dalelių pasiskirstymas nesikeičia (kiek dalelių pereina iš būsenų  $W_1$  ir  $W_2$  į būsenas  $W_3$  ir  $W_4$ , tiek jų grįžta į pradines būsenas). Todėl  $N_1 = N_2$  ir

$$f(W_1)f(W_2) = f(W_3)f(W_4). \quad (P2.3)$$

Dalelėms pereinant iš vienos būsenų į kitas, galioja energijos tvermės dėsnis:

$$W_1 + W_2 = W_3 + W_4. \quad (P2.4)$$

Pagal (P2.3) ir (P2.4)

$$f(W_1)f(W_2) = f(W_3)f(W_1 + W_2 - W_3). \quad (P2.5)$$

Logaritmuodami išraišką, gauname:

$$\ln f(W_1) + \ln f(W_2) = \ln f(W_3) + \ln f(W_1 + W_2 - W_3). \quad (P2.6)$$

Diferencijuodami (P2.6) pagal  $W_1$ , gauname:

$$\frac{1}{f(W_1)} \frac{df(W_1)}{dW_1} = \frac{1}{f(W_1 + W_2 - W_3)} \frac{df(W_1 + W_2 - W_3)}{dW_1}. \quad (P2.7)$$

Kadangi

$$dW_1 = d(W_1 + W_2 - W_3),$$

tai

$$\frac{1}{f(W_1)} \frac{df(W_1)}{dW_1} = \frac{1}{f(W_1 + W_2 - W_3)} \frac{df(W_1 + W_2 - W_3)}{d(W_1 + W_2 - W_3)}. \quad (P2.8)$$

Diferencijuodami (P2.5) pagal  $W_2$ , galime gauti:

$$\frac{1}{f(W_2)} \frac{df(W_2)}{dW_2} = \frac{1}{f(W_1 + W_2 - W_3)} \frac{df(W_1 + W_2 - W_3)}{d(W_1 + W_2 - W_3)}. \quad (P2.9)$$

Pagal (P2.8) ir (P2.9)

$$\frac{1}{f(W_1)} \frac{df(W_1)}{dW_1} = \frac{1}{f(W_2)} \frac{df(W_2)}{dW_2}. \quad (P2.10)$$

(P2.10) lygties kairioji pusė priklauso tik nuo  $W_1$ , dešinioji pusė – tik nuo  $W_2$ . Lygybė gali būti tenkinama, kai

$$\frac{1}{f(W)} \frac{df(W)}{dW} = -b; \quad (P2.11)$$

čia  $b$  – nepriklausantis nuo energijos dydis.

(P2.11) lygties sprendinys išreiškiamas formule:

$$f(W) = Ae^{-bW}. \quad (P2.12)$$

Taikydami (P2.12) formulę laisvosioms dalelėms, suradę jų kinetinės energijos pasiskirstymo funkciją ir pasirėmę sąlygomis

$$\int_0^{\infty} f(W_k) dW_k = 1 \quad (P2.13)$$

ir

$$\int_0^{\infty} W_k f(W_k) dW_k = \frac{3kT}{2}, \quad (\text{P2.14})$$

galime gauti, kad  $b = 1/kT$ .

Tada

$$f(W) = f_B(W) = A e^{-W/kT}. \quad (\text{P2.15})$$

Gautoji formulė aprašo Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymą.

## P2.2. Fermio ir Dirako pasiskirstymas

Nagrinėdami neišsigimusių dalelių sistemą, laikėme, kad dalelių susidūrimų skaičius nepriklauso nuo būsenų, į kurias dalelės pereina, būklės. Dabar nagrinėkime išsigimusios sistemos dalelių sąveiką. Kai sistemoje yra daug dalelių, tai būsenos, kurių energijos  $W_3$  ir  $W_4$  gali būti užimtos. Tada dalelių, susidūrimas, po kurio jos įgytų energijas  $W_3$  ir  $W_4$ , yra negalimas.

Tikimybė, kad būsena laisva lygi  $(1 - f_F(W))$ . Tada skaičiai dalelių, pereinančių iš būsenų  $W_1$  ir  $W_2$  į būsenas  $W_3$  ir  $W_4$  ir atgal, išreiškiami formulėmis:

$$N_1 = C f_F(W_1) f_F(W_2) [1 - f_F(W_3)] [1 - f_F(W_4)], \quad (\text{P2.16})$$

$$N_2 = C f_F(W_3) f_F(W_4) [1 - f_F(W_1)] [1 - f_F(W_2)]. \quad (\text{P2.17})$$

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis galioja lygybė  $N_1 = N_2$ .

Taigi

$$\begin{aligned} f_F(W_1) f_F(W_2) [1 - f_F(W_3)] [1 - f_F(W_4)] &= \\ &= f_F(W_3) f_F(W_4) [1 - f_F(W_1)] [1 - f_F(W_2)] \end{aligned} \quad (\text{P2.17})$$

Padalinę abi lygties puses iš  $f_F(W_1) f_F(W_2) f_F(W_3) f_F(W_4)$ , gautume:

$$\left[ \frac{1}{f_F(W_1)} - 1 \right] \left[ \frac{1}{f_F(W_2)} - 1 \right] = \left[ \frac{1}{f_F(W_3)} - 1 \right] \left[ \frac{1}{f_F(W_4)} - 1 \right]. \quad (\text{P2.18})$$

Šiai formulei galima suteikti pavidalą, analogišką (P2.3). Taigi galima pasinaudoti (P2.11) formule, kuri dabar įgyja pavidalą:

$$\left[ \frac{1}{f_F(W)} - 1 \right]^{-1} \frac{d}{dW} \left[ \frac{1}{f_F(W)} - 1 \right] = g. \quad (\text{P2.19})$$

Integruodami (P2.19) gautume:

$$\frac{1}{f_F(W)} - 1 = B e^{gW}. \quad (\text{P2.20})$$

Tada

$$f_F(W) = \frac{1}{B e^{gW} + 1}. \quad (\text{P2.21})$$

Kai dalelių sistema neišsigimusi, funkcijos reikšmė turi būti daug mažesnė už 1. Be to, pasiskirstymo funkcija turi įgyti Maksvelo ir Bolcmano pasiskirstymo funkcijos pavidalą:

$$f_F(W) \cong \frac{1}{B} e^{-gW} = f_B(W). \quad (\text{P2.22})$$

Taigi  $g = 1/kT$  ir

$$f_F(W) = \frac{1}{B e^{W/kT} + 1}. \quad (\text{P2.23})$$

Dydis  $B$  šioje formulėje yra dalelių sistemos parametras. Sakykime, kad  $B = e^{-W_F/kT}$ . Tada

$$f_F(W) = \frac{1}{e^{(W-W_F)/kT} + 1}; \quad (\text{P2.24})$$

čia  $W_F$  – dalelių sistemos parametras, kuris, kaip žinome, vadinamas Fermio energijos lygmeniu.



### 3 priedas. DECIBELAI

Elektronikoje galių santykiai dažnai apibūdinami nesisteminiais vienetais – *belais* ir *decibelais*. Vienetai taip pavadinti pagerbiant vieną iš telefono išradėjų A. G. Belą (*Alexander Graham Bell*).

Belai skaičiuojami pagal formulę:

$$A = \lg \frac{P_2}{P_1}; \quad (\text{P3.1})$$

čia  $P_1$  ir  $P_2$  – galios vertės, kurias norima palyginti.

Jeigu galių santykis lygus 10, tai  $A = 1$  B.

Praktikoje belas yra pernelyg didelis vienetas, todėl dažniau santykiai nusakomi decibelais. Decibelas yra dešimtoji belo dalis. Decibelai skaičiuojami pagal formulę:

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} \text{ (dB)}. \quad (\text{P3.2})$$

Taigi, galių santykį, kuris lygus 10, atitinka 10 dB. Kai galių santykis lygus 100, tai  $A = 20$  dB. Jeigu  $P_2 > P_1$ , tai  $A > 0$ . Jeigu  $P_2 < P_1$ , tai  $A < 0$ .

Kai žinome decibelus, galių santykį galime rasti pagal formulę:

$$\frac{P_2}{P_1} = 10^{A/10}. \quad (\text{P3.3})$$

Kartais galia lyginama su 1 W, 1mW ar 1μW:

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{1 \text{ W}_1} \text{ [dBW]}, \quad (\text{P3.4})$$

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{1 \text{ mW}} \text{ [dBm]}, \quad (\text{P3.5})$$

$$A = 10 \lg \frac{P_2}{1 \mu \text{W}} \text{ [dBμ]}, \quad (\text{P3.6})$$

$$A \text{ [dBW]} = -30 + A \text{ [dBm]} = -60 + A \text{ [dBμ]}. \quad (\text{P3.7})$$

Dažnai lengviau pavyksta išmatuoti įtampą, o ne galią. Tada bendroji decibelų išraiška (P3.2) įgyja pavidalą:

$$A = 10 \lg \frac{U_2^2/R_2}{U_1^2/R_1} = 10 \left( 2 \lg \frac{U_2}{U_1} + \lg \frac{R_1}{R_2} \right) = 20 \lg \frac{U_2}{U_1} + \lg \frac{R_1}{R_2}; \quad (\text{P3.8})$$

čia  $R_1$  ir  $R_2$  – varžos kuriose, veikiant įtampoms  $U_1$  ir  $U_2$  išsiskiria galios  $P_1$  ir  $P_2$ .

Jeigu varžos  $R_1$  ir  $R_2$  vienodos, (P3.8) formulė tampa paprastesnė:

$$A = 20 \lg \frac{U_2}{U_1}. \quad (\text{P3.9})$$

Tada, jeigu žinome decibelus, įtampų santykį galime rasti pagal formulę:

$$\frac{U_2}{U_1} = 10^{A/20}. \quad (\text{P3.10})$$

Kartais įtampa lyginama su 1 V arba 1 μV. Tada santykiui išreikšti decibelais taikomos formulės:

$$A = 20 \lg \frac{U_2}{1 \text{ V}} \text{ [dBV]}, \quad (\text{P3.11})$$

$$A = 20 \lg \frac{U_2}{1 \mu \text{V}} \text{ [dBμV]}. \quad (\text{P3.12})$$

$$A \text{ [dBV]} = -60 + A \text{ [dBmV]} = -120 + A \text{ [dBμV]}. \quad (\text{P3.13})$$

Decibelų ir galių bei įtampų santykius iliustruoja lentelėje pateikti skaičiai.

$A / \text{dB}$	$P_2 / P_1$	$U_2 / U_1$	$A / \text{dB}$	$P_2 / P_1$	$U_2 / U_1$
0	1	1	0	1	1
1	1,259	1,122	-1	0,795	0,891
3	1,995	1,413	-3	0,501	0,708
6	3,891	1,995	-6	0,2512	0,501
10	10	3,162	-10	0,100	0,316
20	100	10	-20	0,010	0,100
30	1000	31,62	-30	0,001	0,0316

**4 priedas. Puslaidininkių parametrai 300 K temperatūroje**

	Ge	Si	GaAs
Atomo numeris	32	14	31; 33
Atominė masė	72,6	28,1	144,6
Gardelės konstanta (nm)	0,566	0,543	0,565
Atomų tankis (1/cm <sup>3</sup> )	$4,4 \cdot 10^{22}$	$5 \cdot 10^{22}$	
Tankis (g/cm <sup>-3</sup> )	5,33	2,33	5,32
Lydymosi temperatūra (°C)	937	1417	1238
Draudžiamosios juostos plotis (eV)	0,67	1,1	1,4
Santykinė dielektrinė skvarba	16	11,8	13
$n_i$ (1/cm <sup>3</sup> )	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^6$
Elektronų judrumas (cm <sup>2</sup> /(V·s))	3800	1400	8500
Skylių judrumas (cm <sup>2</sup> /(V·s))	1800	500	450

**5 priedas. Fizikinės konstantos ir kitos žinios**

Šviesos greitis vakuume	$2,998 \cdot 10^8$ m/s
Elektrono krūvis	$-1,602 \cdot 10^{-19}$ C
Elektrono masė	$9,110 \cdot 10^{-31}$ kg
Elektrono krūvio ir masės santykis	$-1,759 \cdot 10^{11}$ C/kg
Protono masė	$1,673 \cdot 10^{-27}$ kg
Magnetinė konstanta	$1,257 \cdot 10^{-6}$ H/m
Elektrinė konstanta	$8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m
Planko konstanta	$6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s
Avogadro skaičius	$6,022 \cdot 10^{26}$ 1/kmol
Bolcmano konstanta	$1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K
Rydbergo konstanta	$1,097 \cdot 10^7$ 1/m
Atominis masės vienetas	$1,661 \cdot 10^{-27}$ kg
1 eV	$1,602 \cdot 10^{-19}$ J
$kT$ , kai $T = 293$ K (20 °C)	0,02525 eV
$kT$ , kai $T = 300$ K (27 °C)	0,02585 eV

---

**6 priedas. Matavimo vienetų daugikliai ir priešdėliai**

Daugiklis	Priešdėlis	Priešdėlio žymuo
$10^{18}$	eksa	E
$10^{15}$	peta	P
$10^{12}$	tera	T
$10^9$	giga	G
$10^6$	mega	M
$10^3$	kilo	k
$10^2$	hekto	h
$10^1$	deka	da
$10^{-1}$	deci	d
$10^{-2}$	centi	c
$10^{-3}$	mili	m
$10^{-6}$	mikro	$\mu$
$10^{-9}$	nano	n
$10^{-12}$	piko	p
$10^{-15}$	femto	f
$10^{-18}$	ato	a

---

## Literatūra

1. A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris. Puslaidininkinės fizikos pagrindai. – V.: Mokslas, 1985. – 352 p.
2. A. Kvedaravičius, R. Navickas. Silicio integrinių schemų gamybos vadovas. – V.: Mokslas, 1989. – 320 p.
3. A. Lašas ir kt. Pramoninė elektronika. Puslaidininkiniai prietaisai ir stiprintuvai. – V.: Mokslas, 1988. – 254 p.
4. A. Marcinkevičius. Integrinių grandynų technologiniai procesai. – V.: Technika, 1999. – 158 p.
5. S. Masiokas. Elektrotechnika. – V.: Mokslas, 1989. – 424 p.
6. S. Štaras, R. Kirvaitis. Mikroelektronikos pagrindai. V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995. – 292 p.
7. S. Štaras. Elektronikos pagrindai: Akustoelektronika. V.: Technika, 1991. – 54 p.
8. S. Štaras. Elektronikos pagrindai: Informacijos atvaizdavimo prietaisai. Elektroniniai vamzdžiai. V.: Technika, 1993. – 40 p.
9. S. Štaras. Elektronikos pagrindai: Santrauka. Kontroliniai klausimai. Uždaviniai. V.: Technika, 1998. – 80 p.
10. S. Štaras. Optinio ryšio sistemų elementai. V.: Technika, 1998. – 72 p.
11. A. Tamašauskas. Fizika. – V.: Mokslas, 1989. – 193 p.
12. A. Tamašauskas, J. Vosylius. Fizika. – V.: Mokslas, 1990. – 148 p.
13. A. Tamašauskas, J. Vosylius, Č. Radvilavičius. Fizika. – V.: Mokslas, 1992. – 180 p.
14. A. Tamašauskas, J. Vosylius, I. Požėla. Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995. – 176 p.
15. A. Žukauskas, M. S. Shur, R. Gaška. Introduction to solid-state lighting. New York: Wiley, 2002. 207 p.
16. J. Allison. Electronic Engineering: Semiconductors and Devices. McGraw-Hill Company, 1990. – 376 p.
17. A. Bar-Lev. Semiconductors and Electron Devices. Prentice Hall International (UK) Ltd, 1993. – 469 p.
18. R. Boylestad, L. Nashelsky. Electronic Devices and Circuit Theory. Prentice Hall International, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1992. – 916 p.
19. G. Einarsson. Principles of Lightwave Communications. John Wiley & Sons, 1996. – 355 p.
20. S. R. Fleeman. Electronic Devices: Discrete and Integrated. Prentice Hall. Englewood Cliffs, New Jersey, 1990. – 939 p.
21. J. Gowar. Optical Communication Systems. Prentice Hall, 1993. – 696 p.
22. N. M. Horenstein. Microelectronic Circuits & Devices. Prentice Hall International, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1990. – 902 p.
23. Kanaan Kano. Semiconductor Devices. Prentice Hall, New Jersey, 1998. – 480 p.
24. S. O. Kasap. Principles of Electrical Engineering Materials and Devices. McGraw-Hill, 1997. – 690 p.
25. S. Y. Liao. Microwave Devices & Circuits. Prentice Hall, 1990. – 542 p.
26. D. J. H. Maclellan. Optical Line Systems. Transmission Aspects. John Wiley & Sons, 1996. – 618 p.
27. J. Millman, A. Grabel. Microelectronics. McGraw-Hill Book Company, 1987. – 1001 p.
28. G. Parker. Introductory Semiconductor Device Physics. Prentice Hall International (UK) Limited, 1994. – 296 p.
29. M. Slater. Microprocessor-based Design. Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1989. – 600 p.
30. S. M. Sze. Semiconductor Devices. Physics and Technology. John Wiley & Sons, 1985. – 524 p.
31. J. Wilson, J. Hawkes. Optoelectronics. Prentice Hall Europe, 1998. – 560 p.
32. Электронные. квантовые приборы и микроэлектроника / Ю. Л. Бобровский и др.; Под ред. проф. Н. Д. Федорова. – М.: Радио и связь, 1998. – 560 с.
33. Ю. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.