

VILNIAUS PEDAGOGINIS UNIVERSITETAS
FIZIKOS IR TECHNOLOGIJOS FAKULTETAS

Puslaidininkų fizikos laboratoriniai darbai

*Audzijonis Audzijonis
Aurimas Čerškus*

VILNIUS
2003

© Algirdas Audzijonis, 2003
© Aurimas Čerškus, 2003

Turinys

PRATARMĖ	5
IVADAS	8
1. Elektronų energetinis spektras kristale	8
2. Dielektrikai, metalai, puslaidininkiai	9
3. Priemaišiniai puslaidininkiai	13
4. Elektroninės energijų juostos. Efektinė masė	15
5. Fermi pasiskirstymo funkcija. Fermi lygmuo	19
NR.1 PUSLAIDININKIŲ DRAUSTINĖS JUOSTOS PLOČIO NUSTATYMAS	22
DARBO METODIKA	23
1. 1.1 Draustinės energijos juostos pločio ε_g ir aktyvacijos energijos $\Delta\varepsilon$ nustatymas ...	23
DARBO EIGA	25
DARBO ATASKAITA	26
TEORIJA	26
1. 2.1 Puslaidininkių elektrinio laidumo mechanizmas	26
1. 2.2 Kiekybinis elektrinio laidumo aprašymas	28
1. 2.3 Elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros	30
NR.2 HOLO EFEKTO TYRIMAS	32
DARBO METODIKA	33
2. 1.1 Holo konstantos R_H , savitojo elektrinio laidumo σ , krūvininkų judrumo u ir koncentracijos n nustatymas	33
2. 1.2 Magnetovaržos tyrimas	35
2. 1.3 Magnetinės indukcijos matavimas milivėbermetru	36
DARBO EIGA	37
DARBO ATASKAITA	37
TEORIJA	38
2. 2.1 Elektrono judėjimas elektriniame ir magnetiniame laukuose	38
2. 2.2 Holo efektas	39
2. 2.3 Varžos pokytis magnetiniame lauke	43
NR.3 FOTOLAIDUMO TYRIMAS	47
DARBO METODIKA	47
3. 1.1 Gyvavimo laiko nustatymas remiantis relaksacijos grafiku. Rekombinacijos tipo nustatymas	47
3. 1.2 Gyvavimo laiko nustatymas apšviečiant medžiagą stačiakampiais impulsais	50
3. 1.3 Darbas su stendu ir oscilografu	54
DARBO EIGA	54
DARBO ATASKAITA	55
TEORIJA	56
3. 2.1 Fotolaidumas	56
3. 2.2 Krūvininkų rekombinacija	59
3. 2.3 Puslaidininkių sugerties spektras ir fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas	60
NR.4 TERMOELEKTRINIŲ REIŠKINIŲ TYRIMAS. PELTJĖ EFEKTAS	64
DARBO METODIKA	64

4. 1.1 Peltjė koeficiento nustatymas.....	64
DARBO EIGA.....	65
DARBO ATASKAITA.....	65
TEORIJA.....	66
4. 2.1 Termoelektrinių reiškinių kokybinis aprašymas ir termodinaminiai sąryšiai	66
4. 2.2 Pagrindinės formulės.....	70
NR.5 TERMOELEKTRINIŲ REIŠKINIŲ TYRIMAS. TERMOELEKTROVARA.....	72
DARBO METODIKA.....	73
5. 1.1 Termoelektrovaros matavimas kompensaciniu metodu panaudojant potenciometrą. Termoelektrovaros koeficiento nustatymas.....	73
5. 1.2 Puslaidininkio tipo nustatymas termoelektriniu metodu.....	74
DARBO EIGA.....	75
DARBO ATASKAITA.....	75
TEORIJA.....	76
5. 2.1 Metalinio termoelemento veikimo principas.....	76
5. 2.2 Puslaidininkinio termoelemento veikimo principas.....	80
NR.6 PUSLAIDININKINIO DIODO TYRIMAS.....	82
DARBO METODIKA.....	83
6. 1.1 Puslaidininkinio diodo draustinės juostos pločio ε_g nustatymas.....	83
6. 1.2 Voltamperinės charakteristikos gavimas oscilografu.....	84
DARBO EIGA.....	84
DARBO ATASKAITA.....	85
TEORIJA.....	85
6. 2.1 Kontaktiniai reiškiniai.....	85
6. 2.2 Puslaidininkio ir metalo kontaktas.....	89
6. 2.3 Lyginimas puslaidininkio ir metalo kontakte.....	91
6. 2.4 Supaprastintas diodo veikimo principas nenaudojant juostinės sandaros.....	93
6. 2.5 p-n sandūros voltamperinė charakteristika.....	94
6. 2.6 p-n sandūros aiškinimas remiantis juostine sandara.....	95
6. 2.7 Lyginimas p-n sandūroje.....	99
6. 2.8 Betės diodinė lyginimo teorija.....	102
6. 2.9 Šviesos diodas. Fotodiodas.....	103
NR.7 TRANZISTORIAUS SU BENDRA BAZE TYRIMAS.....	105
DARBO METODIKA.....	105
7. 1.1 Darbo schema.....	105
7. 1.2 Tranzistoriaus charakteristikų gavimas.....	106
DARBO EIGA.....	106
DARBO ATASKAITA.....	106
TEORIJA.....	108
7. 2.1 Tranzistoriai.....	108
7. 2.2 Tranzistorių jungimo schemas.....	110
7. 2.3 Tranzistorių darbo režimai.....	112

Pratarmė

Šioje studijų knygoje pateikti puslaidininkių fizikos kurso laboratorinių darbų aprašymai. Jie skirti VPU studentams, atliekantiems puslaidininkių fizikos laboratorinius darbus.

Įvade pateikiama trumpa teorinė dalis, kuri mūsų manymu padės geriau suprasti toliau naudojamų terminų reikšmę ir fizikinę prasmę, aprašomų reiškinių eigą.

Knygoje pateikti septinių laboratorinių darbų aprašymai. Kiekvienas darbo aprašymas susideda iš dviejų dalių: eksperimentinės ir teorinės. Eksperimentinėje dalyje suformuluojamos darbo užduotys, išvardinamos eksperimentui atlikti reikalingos priemonės, pateikiamos galutinės formulės. Be to, aptariama darbo metodika, kuri glaudžiai susiejama su eksperimento atlikimo metodiniais nurodymais, pateikiamais darbo eigos skyrelyje. Skyrelyje „Darbo ataskaita” pateikiama darbo ataskaita: surašomi duomenys, braižomi grafikai, pateikiamos darbo išvados.

Atliekamo eksperimento esmę suprasti skaitytojui padės pridedama prie aprašymo teorinė dalis. Šioje dalyje pateikiama su darbu susijusi teorija, pagrindinės formulės, jų išvedimas ir fizikinės prasmės paaiškinimas. Tikime, kad teorinės dalies medžiagos studijos padės pasiruošti laboratorinių darbų gynimui bei padės toliau savarankiškai gilinti savo žinias kieto kūno fizikoje. Su teorine dalimi susiję skyreliai „Žinoti” ir „Literatūra”.

Autoriai

Dažniau naudojami žymėjimai:

- μ – Fermi lygmens energija;
- Φ – izoterminis išlaisvinimo darbas, magnetinis srautas;
- τ – Tomsono koeficientas, dalelės gyvavimo laikas;
- ε – vienos dalelės energija;
- λ – bangos ilgis;
- Π – Peltjė koeficientas;
- σ – savitasis elektrinis laidumas;
- β – srovės stiprinimo faktorius scheme su bendru emiteriu, kvantinis našumas;
- α – termoelektrovaros koeficientas, srovės stiprinimo faktorius scheme su bendra baze;
- $\Delta\varepsilon$ – priemaišų aktyvacijos energija;
- $\Delta\varphi$ – potencialų skirtumas;
- Δr – magnetovarža;
- \mathcal{E} – elektrovara;
- E – elektrinio lauko stipris;
- G – elektrinis laidumas;
- g – lygmens kartotinumasis, krūvininkų generacijos greitis;
- I – srovės stipris, šviesos intensyvumas;
- k – Bolcmano konstanta, banginis skaičius, absorbcijos rodiklis;
- K – sugerties koeficientas;
- L – difuzinis ilgis;
- l – ilgis, laisvojo kelio ilgis;
- m – masė;
- n – elektronų koncentracija;
- p – skylių koncentracija;
- r – spindulys vektorius, rekombinacijos greitis;
- R – varža;
- T – temperatūra, periodas;
- U – įtampa;
- u – judrumas;
- v – greitis;
- $f_0(\varepsilon)$ – Fermi pasiskirstymo funkcija;

Dažniau naudojami indeksai:

- a – akceptorinis, aktyvacijos;
- at – atgalinis;
- B – bazės;
- d – donorinis;
- E – emiterio;
- g – draustinės juostos, gardelės;
- i – įėjimo;
- iš – išėjimo;
- H – Holo;
- k – kinetinis, kontaktinis;
- K – kolektoriaus;
- l – laidumo juostos;
- laid – laidumo;
- m – metalas;

n – elektronu;
 p – puslaidinīkis, potenciāls;
 p – skyļučiņ;
 s – sotiņ;
 st – stacionariņ;
 T – termo;
 v – valentiņē juostoņ;
 kr – krūviņ;

Įvadas

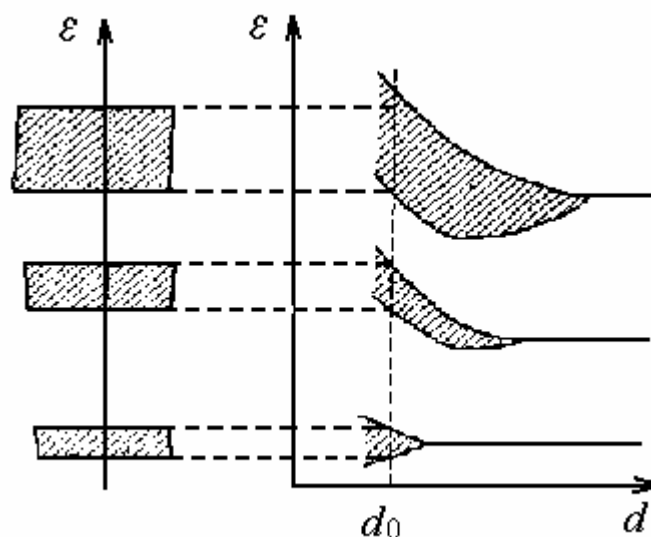
1. Elektronų energetinis spektras kristale

Yra trys agregatinės medžiagos būsenos: dujinė, skysta, kietą. Būsenos skiriasi viena nuo kitos ne tik išorinėmis savybėmis, bet ir atomų išsidėstymu medžiagoje.

Susidarant kietam kūnui, gretimi atomai taip priartėja vienas prie kito, kad išoriniai elektronų sluoksniai ne tik suartėja, susiglaudžia, bet ir persidengia. Dėl to elektronų judėjimo pobūdis labai pasikeičia: elektronas, būdamas vieno atomo tam tikrame energetiniame lygmenyje, turi galimybę pereiti neprarasdamas energijos į atitinkamą gretimo atomo lygmenį ir taip keliauti išilgai kūno.

Vietoj individualių atominių orbitų susiformuoja kolektyvinės, ir atskirų atomų posluoksniai susijungia į bendrą visam kristalui kolektyvą – juostą. Aišku, kad elektronų skaičius, kuris gali būti šiuose kristalą sudarančių atomų posluoksnuose, lieka nepakitęs. Jei izoliuotam atomui šis skaičius buvo $2g$ (s posluoksniui $g = 1$, p posluoksniui $g = 3$ ir t. t.) ir atomų skaičius kristale N , tai bendras elektronų skaičius juostoje išliks lygus $2Ng$. Tačiau elektronų energetinis spektras iš esmės pasikeičia. Jei izoliuotame atome kiekvieną posluoksnį atitinka griežtai apibrėžta energija, tai juosta susideda iš Ng orbitalių, išsidėsčiusių arti viena kitos, ir, pagal Paulio principą, vienoje iš jų gali būti tik du elektronai su priešingais sukiniiais. Vienos juostos skirtingas orbitales atitinka skirtingas elektrono slenkamojo judėjimo kristalu greitis (kinetinė energija) ir skirtinga potencinė energija, tuo ir paaiškinama skirtinga orbitalių padėtis juostoje.

Tokiu būdu izoliuoto atomo griežtai apibrėžtos energijos vertės kristale pasikeičia į energijų intervalą. Tai yra atomų energijos lygmenys kristale dėl sąveikos susijungia ir išplinta į juostą, tai esminis kristalo energijos spektro skirtumas nuo izoliuoto atomo. Be to, kiekvienas lygmuo atomams suartėjus pasilenka, kadangi dabar elektronas sąveikauja ne su vienu atomu, o su viso kristalo atomais.



1 pav. Kristalo energetinių juostų susidarymas iš atomo energetinių lygmenų: d – atstumas tarp gretimų atomų; d_0 – pusiausvyras atstumas tarp atomų kristale.

1 paveiksle pavaizduota elektrono energijos spektro priklausomybė nuo atstumo tarp atomų: dešinėje pavaizduoti trys izoliuotų atomų lygmenys, kairiau parodyta, kaip lygmenys keičiasi ir išplinta atomams artėjant. Kaip matome, atomams jungiantis į kietuosius kūnus,

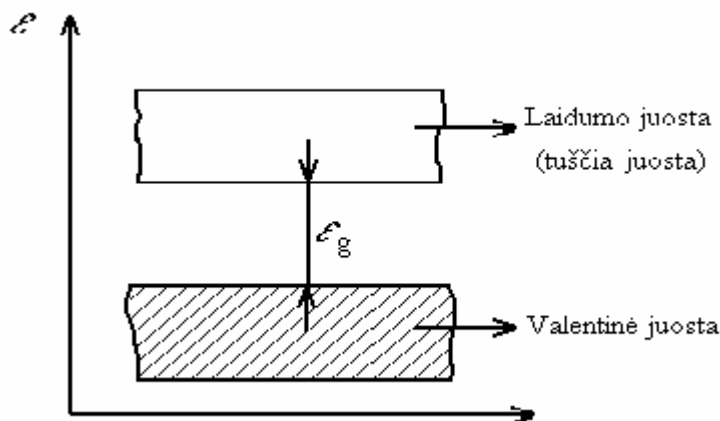
labiausiai išplinta išorinių sluoksnių energijos lygmenys ir mažiau – vidinių sluoksnių. Arčiausiai branduolio esančių sluoksnių lygmenys gali likti nepakitę. Tai suprantama. Juk kietame kūne labiausiai sąveikauja atomų išorinių sluoksnių elektronai. Kuo toliau nuo branduolio yra elektronas, tuo didesnė jo energija. Didėjant energijai, atstumas tarp gretimų atomo energijos lygmenų mažėja, o iš jų susidariusių leistinų energijos juostų plotis didėja. Todėl, didėjant energijai, tarpai tarp leistinų juostų – draustinės energijos juostos – siaurėja. Viršutinės juostos gali persipinti (žiūr. 4 pav.).

2. Dielektrikai, metalai, puslaidininkiai

Kaip žinome, vidiniai izoliuotų atomų sluoksniai pilnai užpildyti, kadangi vietų skaičius kristalo juostoje lieka tas pats, šios sąlygos turi išlikti ir atitinkamose kristalo juostose. Iš to seka svarbi išvada: vidinių sluoksnių elektronai negali pernešti elektros srovės. Iš tikrųjų kiekviename juostos energijos lygmenyje yra du elektronai judantys priešingomis kryptimis, vadinasi, bendras jų pernešamos srovės stipris lygus nuliui. Iš kitos pusės, net veikiamas lauko nė vienas elektronas negali pakeisti savo judėjimo pobūdžio, nes visi gretimi lygmenys užimti, o pagal Paulio principą kiekviename lygmenyje gali būti tik du elektronai.

Kitaip yra pačioje viršutinėje juostoje, susidariusioje iš lygmenų, kuriuose buvo valentiniai elektronai; elektrinis kristalų laidumas apibūdinamas valentinės juostos užpildymo laipsniu ir jos atstumu iki kitos tuščios juostos. Išnagrinėsime atvejus, kurie realiai egzistuoja ir nusako kietų kūnų skirstymą į dielektrikus, puslaidininkius ir metalus.

Valentinė juosta užpildyta pilnai, atstumas iki kitos tuščios juostos didelis – dielektrikai. Šiuo atveju valentinė juosta niekuo nesiskiria nuo žemiau esančių (2 pav.); neišėję už jos ribų, elektronai negali pernešti elektros srovės. Pasakymą „atstumas iki kitos juostos didelis“ reikėtų patikslinti.



2 pav. Dielektriko ir puslaidininkio energetinių juostų užpildymas

Atomų šiluminis judėjimas kietame kūne ir dujose iš esmės skiriasi: dujose atomai chaotiškai juda savo tūrio ribose, kietame kūne – svyruoja apie pusiausvyros padėtis. Kadangi atomai vienas su kitu surišti ryšio jėgomis, vieno atomo svyravimai perduodami kitam ir toliau kristalu plinta įvairiomis kryptimis, kaip tampriosios bangos. Jei kristale yra temperatūrų skirtumas, tai šios bangos perneša šilumą. Jei vienoda viso kristalo temperatūra, tai vienoda ir atomo šiluminių svyravimų vidutinė kinetinė energija, kuri pakankamai aukštose temperatūrose lygi $\frac{3}{2}kT$. Kambario temperatūroje tai būtų 0,04 eV ($1\text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ J}$). Bet dujų atomų

kinetinė energija tik vidutiniškai lygi $\frac{3}{2}kT$. Momentiniai greičiai pasiskirstę pagal Maksvelo

dėsni. Tikimybė, kad atomas turi energiją ϵ , proporcinga $e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$. Tai galioja ir šiluminiam svy-

ravimui kietame kūne; kiekvienu momentu yra atomų, kurių svyravimų amplitudė ir energija žymiai didesnė už vidutinę.

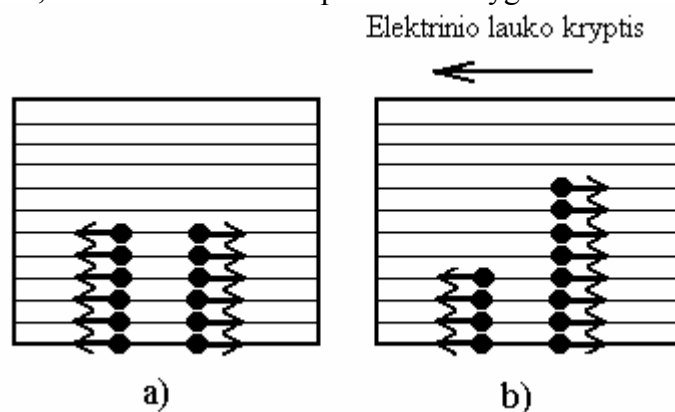
Svyruodami atomai sąveikauja ne tik su atomais, bet ir su elektronais. Svyruojantis atomas gali perduoti elektronui dalį arba visą savo energiją. Elektronų energija padidės ir jis pereis į aukštesnį energetinį lygmenį. Visa tai įmanoma, kada yra laisvas lygmuo į kurį turi pereiti elektronas po sąveikos su atomu.

Ši sąveika vadinama šiluminiu elektronu sužadimu, po kurio elektronas gali „perskoti“ iš užpildytos valentinės juostos į aukščiau esančią laisvą, kitaip dar vadinamą *laidumo juosta*, ir gali pernešti srovę. Valentinėje juostoje atsiradusi tuščia vieta, vadinama *skylute*, sudaro galimybę atsirasti estafetiniam (skyliniam) laidumo mechanizmui: koks nors elektronas užima laisvą vietą, o jo vietą užima kitas ir t. t.

Šiluminių sužadimų per sekundę skaičius P proporcingas elektronų skaičiui arti viršutinio valentinės juostos krašto C_v , laisvų vietų laidumo juostos apačioje skaičiui C_1 ir tikimybei, kad elektronas įgys energiją ε_g , reikalingą jam iš valentinės juostos pereiti per draustinę juostą (2 pav.) ir patekti į laidumo juostą. Ši tikimybė proporcinga $e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT}}$, vadina-
si $P = aC_v C_1 e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT}}$, kur a – koeficientas priklausantis nuo atomų ir elektronų susidūrimų dažnio¹.

Kuo didesnis draustinės juostos plotis, tuo mažesnė šio proceso tikimybė (o taip pat ir kristalo laidumas). Įvertis rodo, jei $\varepsilon_g > 2$ eV, tai tikimybė yra nykstamai maža visose mums pasiekiamose temperatūrose. Tokios medžiagos nepraleidžia srovės ir vadinamos *dielektrikais*. Sąlyga $\varepsilon_g = 2$ eV sąlyginė: nėra griežtos ribos tarp dielektrikų ir puslaidininkų, apie tai dar kalbėsime.

Valentinė juosta užpildyta iš dalies arba persidengia su kita laisva juosta – metalai. Žinome, kad inertinių dujų atomuose baigia pildytis išoriniai sluoksniai. Po jų periodinėje lentelėje esančiuose šarminiuose metaluose yra vienas elektronas kito sluoksnio s posluoksnyje; viso s posluoksnyje gali būti tik du elektronai, tad jis duotu atveju pusiau užpildytas. Iš to seka, kad ir kristalo valentinė juosta užpildyta iki pusės. Kadangi elektronai stengiasi užimti žemiausius lygmenis, tai apatinė pusė bus užpildyta, o viršutinė tuščia (3 pav. a). Taip yra, kai nėra elektrinio lauko ir kadangi kiekviename lygmenyje gali būti tik du elektronai su priešingų kryptų greičiais, tai suminis srovės stipris kristale lygus nuliui.

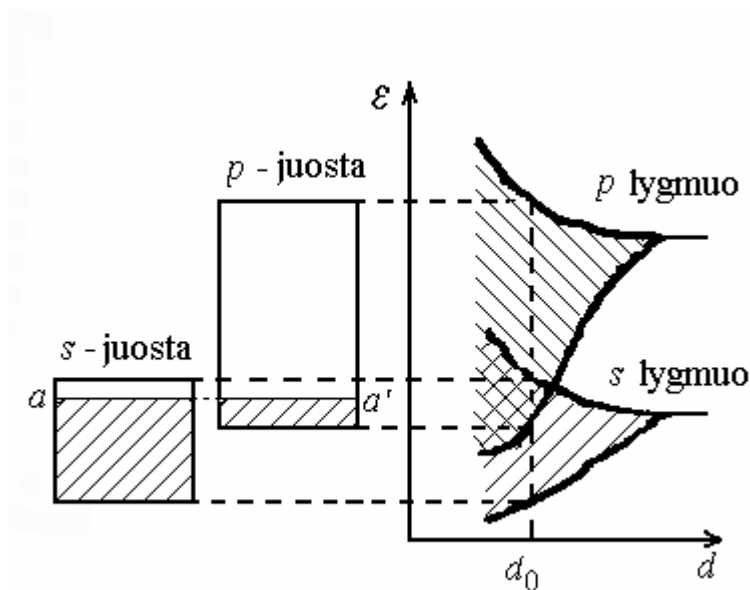


3 pav. Elektronų išsidėstymas šarminio metalo valentinėje juostoje:
a – kai nėra elektrinio lauko; b – esant elektriniam laukui.

¹ Iš 2 pav. matyti, kad labiausiai tikėtini elektronų šuoliai iš vieno aukščiausių valentinės juostos lygmenų į vieną žemiausių laidumo juostos lygmenų (kadangi tokiam šuoliui reikalinga mažiausia energija). Todėl C_v ne pilnas valentinės juostos elektronų skaičius, o elektronų skaičius jos viršutiniuose lygmenyse ir atitinkamai C_1 – laidumo juostos žemiausių lygmenų skaičius.

Jei bus potencialų skirtumas, dalis elektronų veikiami lauko pakeis greičio kryptį pereidami į juostos viršutinius lygmenis (3 pav. b), – kristale atsiranda elektros srovė. Kuo didesnis potencialų skirtumas, tuo daugiau elektronų pakeis greičio kryptį – didės elektros srovė. Toks yra šarminių metalų laidumo mechanizmas.

Žemės šarminių metalų s posluoksnyje yra du elektronai ir jis pilnai užpildytas, tačiau šių metalų gardelė tokia, kad s juosta persikloja su virš jos esančia laisva p juosta (4 pav.). Elektronai iš viršutinės s juostos dalies pereina į p juostą taip, kad abi juostos užpildomos iki vieno ir to paties energetinio lygmens (aa' žiūr. 4 pav.). Dėka atsiradusių tuščių vietų (skylučių) s juostoje ir tam tikro kiekio elektronų p juostoje, kristalas tampa elektros srovės laidininku.



4 pav. s ir p juostų persiklojimas žemės šarminiuose metaluose

Teoriškai ir bandymais įrodyta, kad visuose metaluose ir metaliniuose lydiniuose valentinė juosta užpildyta tik iš dalies arba persidengia su sekančia tuščia juosta, todėl visi metai ir lydiniai geri laidininkai.

Valentinė juosta užpildyta pilnai, bet atstumas iki kitos laisvos juostos mažas (mažiau 2 eV) – puslaidininkiai. Absoliutinio nulio temperatūroje valentinė juosta užpildyta pilnai, laidumo juosta tuščia ir elektrinis laidumas lygus nuliui. Didėjant temperatūrai, eksponentiškai didėja elektronų šiluminių šuolių skaičius, vadinasi, didėja elektronų skaičius laidumo juostoje ir skylučių – valentinėje. Aukščiau minėjome, kad šiluminių šuolių per sekundę skaičius, toliau žymėsime g_0 , auga eksponentiškai su temperatūra:

$$g_0 = \alpha e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT}}, \quad (1)$$

kur $\alpha = aC_v C_i$; iš kitos pusės, jei yra elektronų laidumo juostoje ir skylučių valentinėje, tai tuo pačiu metu vyks atvirkštinis procesas – elektronų ir skylučių rekombinacija. Rekombinacijų skaičius proporcingas „susitikimų“ skaičiui, tai yra elektronų skaičiaus n ir skylučių skaičiaus p sandaugai:

$$N_{\text{rek}} = np = \gamma^2, \quad (2)$$

nes nagrinėjamu atveju $n = p$.

Jei kristalas yra pakankamai ilgai duotoje temperatūroje, tai turi nusistovėti pusiausvyra:

$$\alpha e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT}} = \gamma^2. \quad (3)$$

Iš kur

$$n = p = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} e^{-\frac{\epsilon_g}{2kT}}. \quad (4)$$

Medžiagos elektrinio laidumo temperatūrinė priklausomybė nusakoma krūvininkų koncentracijos ir judrumo temperatūrine priklausomybe. Elektronų judrumas puslaidininkiuose, kaip ir metaluose, priklauso nuo temperatūros pagal dėsnį

$$u \sim T^{-a}, \quad (5)$$

kur metalams $0 \leq a \leq +1$ ir puslaidininkiams $-\frac{3}{2} \leq a \leq 3$. Tik metaluose laisvųjų elektronų koncentracija nekinta ir priklausomybė apibūdinama judrumu. Puslaidininkiuose laisvųjų elektronų koncentracija n labai priklauso nuo temperatūros ir lyginant su judrumo temperatūrine priklausomybe yra labai svarbi.

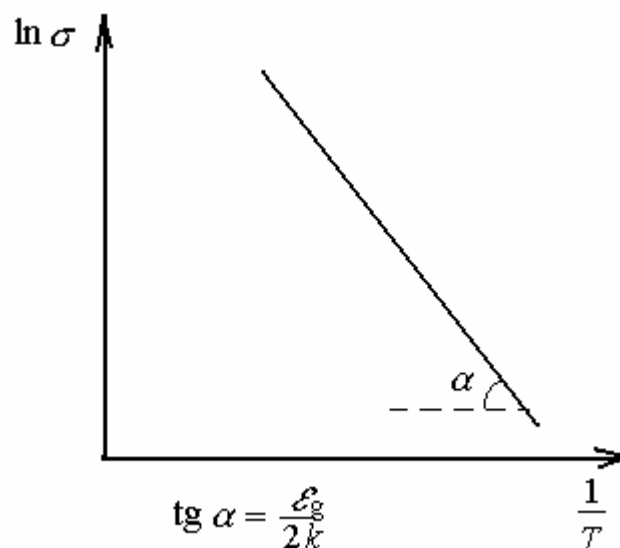
Tad pirmame artėjime galime laikyti, kad savitasis elektrinis laidumas puslaidininkiuose auga su temperatūra pagal tą patį dėsnį kaip skylių ir elektronų koncentracija:

$$\sigma \approx A e^{-\frac{\epsilon_g}{2kT}}. \quad (6)$$

Puslaidininkiai nuo metalų skiriasi tuo, kad metaluose, didėjant temperatūrai, elektrinis laidumas palyginti lėtai mažėja, o puslaidininkiuose – labai greitai auga. Jei išlogaritmuosim (6) lygtį, gausime

$$\ln \sigma = \ln A - \frac{\epsilon_g}{2k} \frac{1}{T}. \quad (7)$$

Jei ordinačių ašyje atidėsime $\ln \sigma$, o abscisių – $1/T$, tai gausime grafiką tiesę, kurios polinkis $\frac{\epsilon_g}{2k}$ (5 pav.).



5 pav. Grynojo puslaidininkio savitojo elektrinio laidumo temperatūrinė priklausomybė (pusiau logaritminėse koordinatėse)

Tokiu būdu, žinant polinkio kampą, galima rasti svarbiausią puslaidininkio charakteristiką – draustinės juostos plotį.

3. Priemaišiniai puslaidininkiai

Išnagrinėti puslaidininkiai vadinami *grynaisiais*, o jų laidumas – *savuoju laidumu*. Šis pavadinimas kilęs iš to, kad elektronų ir skylių atsiradimo mechanizmas, anksčiau išnagrinėtas, apibūdinamas savuoju kristalo energijos spektru ir niekuo nesusijęs su priemaišomis.

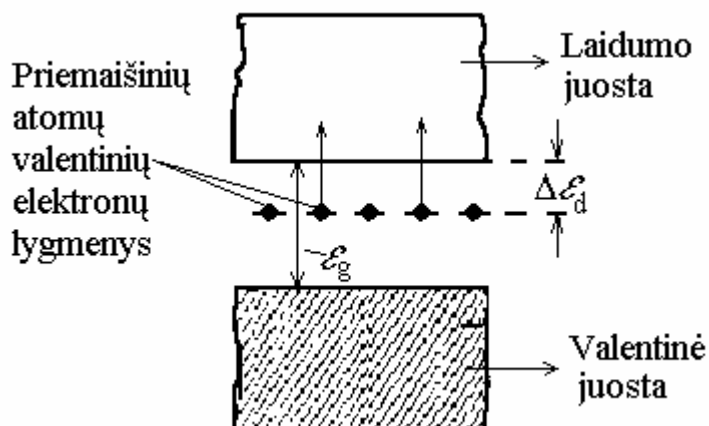
Be šių yra didelė grupė medžiagų, kuriose krūvininkų koncentracija priklauso nuo priemaišų. Šios medžiagos vadinamos *priemaišiniais puslaidininkiais*. Panagrinėkim krūvininkų atsiradimą, kai kristalo gardelėje yra kitos medžiagos atomas ir dalis šio atomo energijos lygmenų patenka į tarpą tarp valentinės ir laidumo juostų.

Energijos lygmuo, užimtas priemaišos valentiniais elektronais, atsidūrė netoli laidumo juostos apatinio krašto (6 pav. atstumu $\Delta\varepsilon_d$). Elektronas, esantis šiame lygmenyje, negali būti krūvininku, bet šiluminio sužadinimo energija, reikalinga jam pereiti į laidumo juostą, palyginus maža. Tokie šuoliai svarbūs žemose temperatūrose, kuriose šiluminio sužadinimo iš užpildytos valentinės juostos tikimybė ir savasis laidumas nykstamai maži. Elektronų, patekusių iš priemaišinių lygmenų į laidumo juostą, skaičius išreiškiamas lygtimi

$$n_d = \alpha_d e^{-\frac{\Delta\varepsilon_d}{kT}}, \quad (8)$$

kur α_d – koeficientas, proporcingas šakniai iš priemaišinių atomų koncentracijos N_d ir laisvų vietų laidumo juostos apačioje skaičiui C_1 :

$$\alpha_d \sim \sqrt{N_d C_1}. \quad (8a)$$



6 pav. Priemaišinio elektroninio puslaidininkio (n tipo) energetinis spektras

Tokių kristalų žemų temperatūrų elektriniame laidume dominuoja elektronai, perėję į laidumo juostą iš priemaišinių lygmenų (savojo laidumo elektronų ir skylių skaičius yra daug mažesnis). Toks laidumas vadinamas *priemaišiniu*, o puslaidininkis – *priemaišiniu elektroniniu* puslaidininkiu arba n tipo. Atomai, atiduodantys elektronus į laidumo juostą, vadinami *donorais*, o atitinkami energijos lygmenys – *donoriniais lygmenimis*.

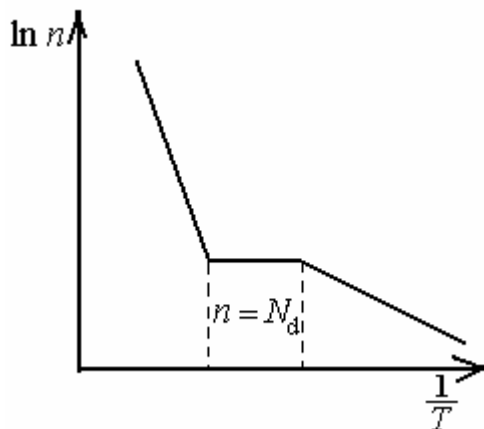
Jei išlogaritmuosim (8), tai gausim

$$\ln n_d = \ln \alpha_d - \frac{\Delta\varepsilon_d}{k} \frac{1}{T}, \quad (9)$$

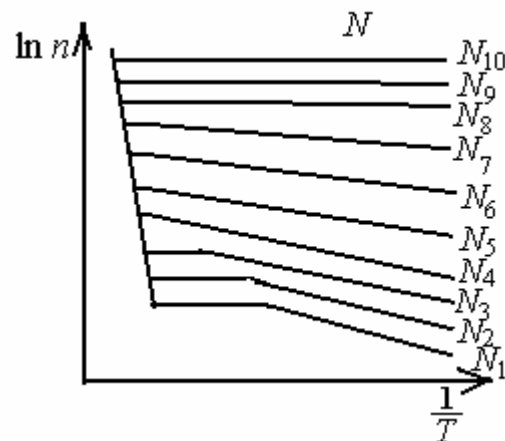
atitinkamas grafikas bus tiesė su polinkiu $\Delta\varepsilon_d/k$

(9) formulė teisinga tik tuomet, kol laidumo juostoje elektronų skaičius daug mažesnis negu bendras elektronų skaičius donoriniuose lygmenyse. Pakankamai aukštoje temperatūroje visi donorinių lygmenų elektronai pereis į laidumo juostą ir laisvųjų elektronų koncentracija

bus pastovi iki temperatūrų, kai atsiras savasis laidumas (7 pav.). Aukštose temperatūrose priemaišinis puslaidininkis tampa grynuoju.



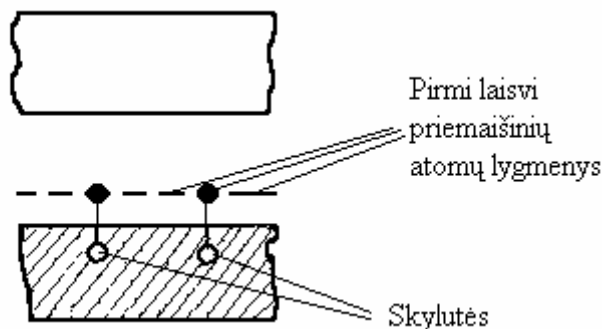
7 pav. Priemaišinio puslaidininkio elektronų koncentracijos temperatūrinė priklausomybė



8 pav. Krūvininkų koncentracijos temperatūrinė priklausomybė bandiniams, kurių priemaišų koncentracija skirtinga

8 paveiksle pavaizduota krūvininkų koncentracijos priklausomybė bandiniams, kurių priemaišų koncentracija skirtinga ($N_1 < N_2 < N_3 < \dots$). Kaip matyti iš paveikslo, esant tam tikrai priemaišų koncentracijai (kreivė N_4) horizontalioji kreivės dalis išnyksta; tai reiškia, kad elektronų šuoliai iš valentinės juostos prasidėjo anksčiau, negu baigėsi elektronai priemaišiniuose lygmenyse. Didėjant priemaišų koncentracijai, tiesės polinkis priemaišinio laidumo srityje mažėja – priemaišinių elektronų aktyvacijos energija mažėja ir, galiausiai, esant tam tikrai koncentracijai (N_8), artėja į nulį; laisvųjų elektronų koncentracija nekinta nuo žemiausių temperatūrų iki temperatūrų, kai prasideda savasis laidumas. Tokios medžiagos vadinamos pusmetaliais, žemose temperatūrose jos elgiasi kaip metalai (kadangi $n = \text{const}$, tai elektrinis laidumas mažėja didėjant temperatūrai dėl judrumo sumažėjimo), aukštose – kaip puslaidininkiai.

Priemaišinio atomo pirmas laisvas lygmuo yra truputį aukščiau valentinės juostos viršutinio krašto (9 pav.). Priemaišinių atomų valentiniai elektronai patekę tarp kristalo valentinių elektronų neįtakos laidumo. Šiuo atveju ypač svarbūs pirmi laisvi priemaišinių atomų lygmenys (9 pav.).



9 pav. Priemaišinio skylinio (p tipo) puslaidininkio energetinis spektras

Ne absoliutinio nulio temperatūroje dalis elektronų iš valentinės juostos pateks į priemaišinių atomų laisvus lygmenis, valentinėje juostoje bus tuščios vietos – skylutės – ir atsiras skylinis laidumas.

Elektriniame lauke elektronai juda nuo minuso prie pluso, skylutės juda priešinga kryptimi, tai yra elgiasi kaip teigiami krūviai. Tokiu būdu, sudėtingą estafetinį elektronų judėjimą galime nagrinėti kaip judėjimą fiktyvios teigiamos dalelės – skylutės. Atitinkamai su anksčiau minėtu, toks laidumas vadinamas *skyliniu*, o puslaidininkiai – *priemaišiniaisiais skyli-*

*n*iais (*p* tipo) puslaidininkiais. Energijos lygmenys, į kuriuos peršoka elektronai iš valentinės juostos, vadinami *akceptoriniais*; atomai, kuriems priklauso šie lygmenys – *akceptoriniai*. *p* tipo puslaidininkio skylių koncentracijos temperatūrinė priklausomybė tokia pati kaip ir *n* tipo (7 ir 8 pav.). Lygiai taip pat tam tikroje temperatūroje prasideda savasis laidumas, esant tam tikrai priemaišų koncentracijai virsta skyliniu pusmetaliu.

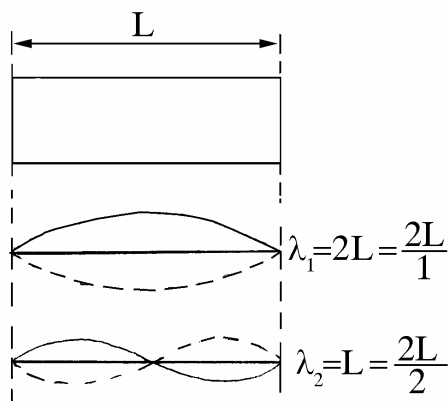
4. Elektroninės energijų juostos. Efektinė masė

Fizikoje naudojame terminą „laisvieji elektronai“, galvodami apie elektronus, kurie gali judėti veikiami elektrinio lauko, tai yra dalyvauti elektros srovės tekėjime. Tačiau to nereikia suprasti pažodžiui. Laisva dalelė iš tikro yra tokia, kuri nutolusi nuo kitų tiek, kad nejaučia jų poveikio ir, tenkindama I–ą Niutono dėsnį, yra ramybėje arba juda tiesiai ir tolygiai. Kai dalelė juda kitų dalelių lauke ir jaučia jų trauką, tai laisva mes ją vadiname tik tuomet, kai jos kinetinė energija didesnė už ryšio su dalelėmis energiją ir juda neuždara trajektorija (t. y. laikui bėgant, ji nutols bet koku atstumu nuo dalelės, kurios lauke randasi).

Gali būti, kad „labai seniai“ dalelė buvo laisva ir judėjo tiesiai ir tolygiai. Judėdama priartėjo prie kūnų ir pateko į stiprius laukus, trajektorija išsikreipė ir pakito greitis. Po kurio laiko ji išeis iš stiprių laukų veikimo sferos ir judės tiesiai ir tolygiai tuo pačiu greičiu tik kita kryptimi. Elektrono kinetinė energija tuštumoje kinta tolygiai pagal dėsnį $\epsilon_k = \frac{m_0 v^2}{2}$ ($\epsilon_k = f(v)$ grafikas yra parabolė).

Visai kitaip yra su laidumo elektronu kristale. Judėdamas jis visą laiką sąveikauja su koku nors atomu (be to ryšio energija didesnė už jo kinetinę energiją). Elektronas gali judėti nuo vieno atomo prie kito tik dėl to, kad gardelė yra simetriška ir sudaryta iš vienodų atomų, o elektrono energija nepriklauso nuo to su kuriuo atomu sąveikauja.

Dalelės pasižymi banginėmis savybėmis. Jų bangos ilgis aprašomas de Broilio lygtimi $\lambda = \frac{h}{m_0 v}$. Elektronui esančiam riboto ilgio *L* kieto kūno gabale išryškėja jo banginės savybės.



10 pav. Stovinčios bangos ilgio *L* kristale

Elektroninėms bangoms, atsispindėjus nuo kieto kūno šoninių sienų, vyksta elektroninių bangų interferencija ir gaunasi stovinčios bangos, kurios parodytos 10 pav.

L ilgio kristale susidaro bangos ilgių λ stovinčios bangos.

$$\lambda = \frac{2L}{1}, \frac{2L}{2}, \frac{2L}{3}, \dots, \frac{2L}{N}, \quad (10)$$

N – atomų skaičius. $L = Na$, kur *a* – atstumas tarp atomų.

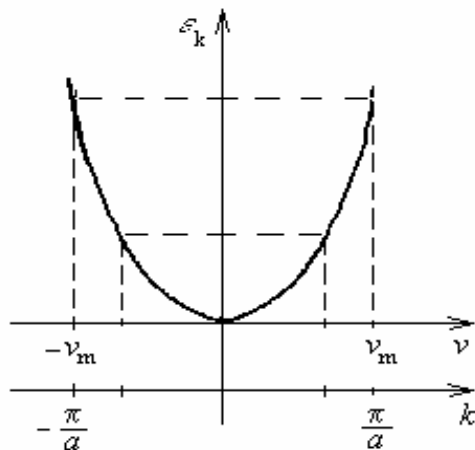
Patogumo sumetimais įvedamas fizikinis dydis *k*, kuris yra banginis skaičius:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (11)$$

L ilgio kristale susidaro stovinčios bangos, turinčios šiuos banginius skaičius ir greičius:

$$k = \frac{2\pi}{2L}, \frac{2 \times 2\pi}{2L}, \frac{3 \times 2\pi}{2L}, \dots, \frac{N \times 2\pi}{2L}, \quad k = \frac{\pi}{Na}, \frac{2\pi}{Na}, \frac{3\pi}{Na}, \dots, \frac{N\pi}{Na} = \frac{\pi}{a};$$

$$v = \frac{h}{2mL}, \frac{2h}{2mL}, \frac{3h}{2mL}, \dots, \frac{Nh}{2mL}.$$

11 pav. ε_k grafikas nuo v ir k

Trumpiausią bangos ilgį $\frac{2L}{N}$ atitinka didžiausias

k , t. y. $k_{\max} = \frac{\pi}{a}$. Nubrėžiame $\varepsilon_k = f(v)$ arba

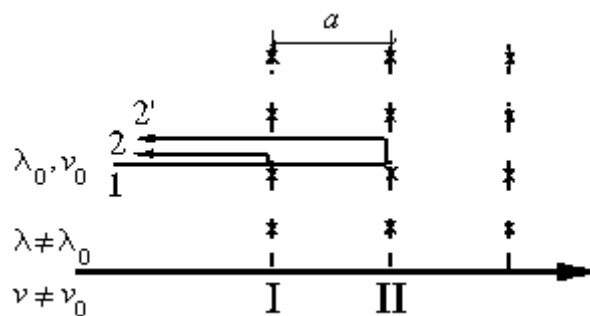
$\varepsilon_k = f(k)$ grafiką, kai elektronas yra tuščioje dėžutėje kaip kietas kūnas (11 pav.). Kietame kūne gali būti tik diskretinės elektrono kinetinės energijos ε_k ir bangos skaičiaus k vertės. Panagrinėkime, kaip pasikeičia $\varepsilon_k = f(v)$ spektras, įleidus elektroną į kietą kūną, kaip elektronas jaučia išsidėsčiusius atomus. Atomai kietame kūne išsidėsto pagal kristalografines plokštumas.

Į plokštumą krinta elektroninė banga 1 (12 pav.), atsispindėjusios bangos 2 ir 2' – koherenti-

nės, todėl tarpusavyje interferuoja. Dėl atspindžio atsiranda eigos skirtumas $\Delta = 2a$. Atspindyje šis eigos skirtumas lygus lyginiam pusbangių skaičiui (interferencijos maksimumo sąlyga):

$$\Delta = 2a = 2n \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{kai } n = 1, 2a = \lambda_0; k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{2a} = \frac{\pi}{a}.$$

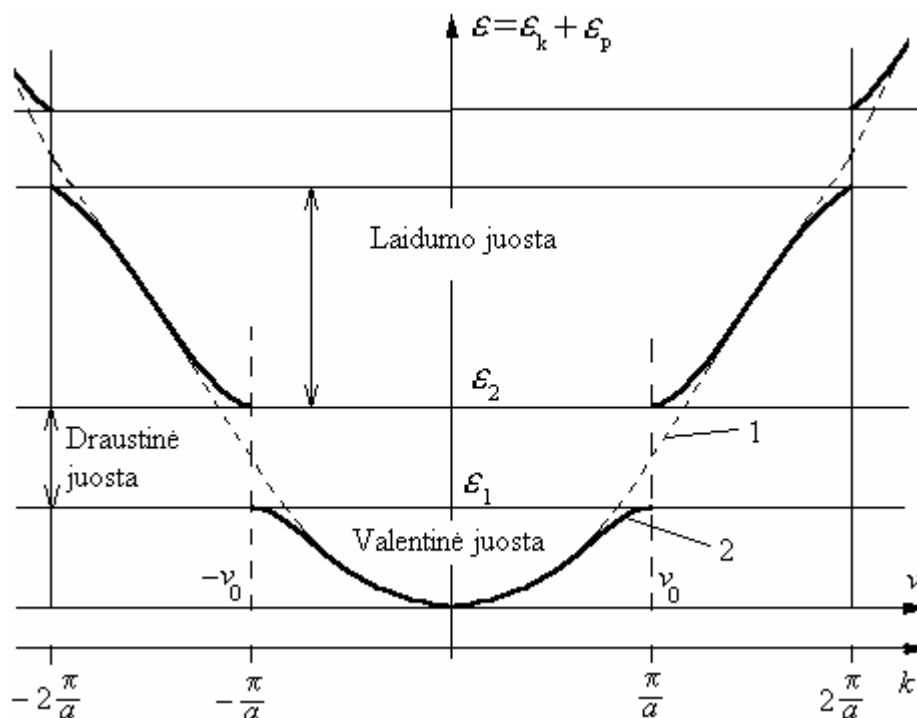


12 pav. Elektroninės bangos atspindys nuo kristalografinių plokštumų

Atspindyje bus maksimumas, kai $k = k_0$, tokiam k_0 atitinka elektrono kinetinė energija ε_{k_0} . Tokiu būdu elektronai, turintys energiją ε_{k_0} atsispindi nuo kristalografinių plokštumų, t. y. negali keliauti per visą kristalą. O elektronai, turintys kinetinę energiją $\varepsilon_k \neq \varepsilon_{k_0}$ neatsispindi nuo kristalografinių plokštumų, keliauja per visą kristalą ir gali sudaryti stovinčias bangas kristale.

Nubrėžiame grafiką, kaip kinta ε , kintant v arba k (13 pav.). 1-as grafikas $\varepsilon_k = f(v)$ parodo ε priklausomybę nuo v , kai kristale nėra kristalografinių plokštumų. 2-as grafikas $\varepsilon_k = f(k)$ parodo ε priklausomybę nuo v , kai elektronas jaučia kristalografinių plokštumų poveikį.

Elektronai, turintys greitį v_0 , t. y. kinetinę energiją $\varepsilon_{k_0} = \frac{m_0 v_0^2}{2}$ negali keliauti per visą kristalą ir atsispindi nuo kristalografinių plokštumų.



13 pav. Elektrono energijos priklausomybė nuo banginio skaičiaus: ----
laisvo elektrono ir — elektrono kristale.

Atspindžio metu elektronas keičia savo kinetinę energiją taip, kad iš vertikalios punktyrinės linijos būsenos, atitinkančios energiją $\varepsilon = \varepsilon_k + \varepsilon_p$, pereina į ištinine kreive parodytą būseną, kurioje $\varepsilon_k \neq \varepsilon_{k_0}$. Tokiu būdu visi elektronai, kurie turi suminę energiją $\varepsilon = \varepsilon_{k_0} + \varepsilon_p$ tarp verčių $\varepsilon_2 = \varepsilon_{k_0} + \varepsilon_{p_2}$ ir $\varepsilon_1 = \varepsilon_{k_0} + \varepsilon_{p_1}$ negali egzistuoti kristale.

Energijų skirtumas $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ vadinamas draustinės juostos pločiu ε_g .

Elektronai, kurie turi suminę energiją tarp ε_2 ir ε_1 negali egzistuoti kristale. Tokios energijos yra uždraustos. Suprojektuosime energijos lygmenis į energijos ašis, gausime leistinų energijų juostas. Tokiu būdu realiame kristale egzistuoja uždraustų ir leistinų energijų juostos. Absoliutinio nulio temperatūroje leistinų energijų juostos užimtos elektronų vadinamos valentinėmis juostomis, o tuščios – laidumo juostomis.

Elektronų judėjimą kristale apsprendžia dvi jėgos:

\vec{F} – elektrinio lauko jėga,

\vec{F}_g – jėga, kuria gardelė veikia elektroną.

Elektrono pagreitis kristale lygus visų elektroną veikiančių jėgų geometrinei sumai, padalintai iš elektrono inercinės masės m_0 .

$$\vec{a} = \frac{\vec{F} + \vec{F}_g}{m_0}, \quad (12)$$

$$m_0 = \frac{\vec{F}}{\vec{a}} + \frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}, \quad (13)$$

$$\frac{\vec{F}}{\vec{a}} = m_0 - \frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}.$$

$$\frac{\vec{F}}{\vec{a}} = m,$$

kur m – efektinė masė.
Toku būdu

$$m = m_0 - \frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}. \quad (14)$$

Iš (14) seka efektinės masės fizikinė prasmė.

Efektinė masė – fizikinis dydis, kuris įskaito elektrono inertines savybes (m_0) ir garde-
lės poveikį elektronui $\left(\frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}\right)$.

Galima įrodyti, kad

$$m \sim \frac{1}{\frac{d^2 \varepsilon}{dk^2}}, \quad (15)$$

kur $\frac{d^2 \varepsilon}{dk^2}$ nusako $\varepsilon = f(k)$ kreivės kreivumo spindulį. Apatinėje $\varepsilon = f(k)$ dalyje (13 pav.)

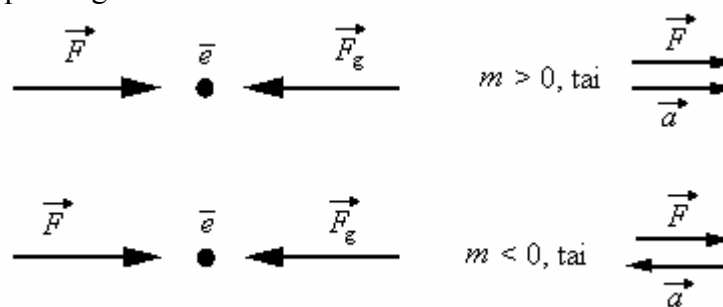
$m > 0$, o viršutinėje $\varepsilon = f(k)$ dalyje – $m < 0$. Iš (14) lygties matyti, kad $m > 0$, kai $m_0 > \frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}$;

$m < 0$, kai $m_0 < \frac{\vec{F}_g}{\vec{a}}$.

Norint išsiaiškinti teigiamos ir neigiamos efektinės masės m poveikį elektronų jude-
siams, panagrinėsime lygtį:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}.$$

- 1) jei $m > 0$, tai pagreičio ir greičio kryptys vienodos,
- 2) jei $m < 0$, tai – priešingos.



14 pav. Teigiamos ir neigiamos efektinės masės aiškinimas

Krūvininkas, kuris turi teigiamą krūvį ir teigiamą efektinę masę, vadinamas skyle.

Elektronas laidumo juostos dugne yra krūvininkas, turintis teigiamą efektinę masę ir neigiamą krūvį.

Elektronas valentinės juostos viršuje turi neigiamą efektinę masę ir neigiamą krūvį.

Kaip jau minėjome, bendras elektroninių būsenų skaičius bet kurioje juostoje $2N_g$ lygus atskirų atominių lygmenų, iš kurių susidarė, sumai. Tačiau valentinės ir laidumo juostų plotis kristaluose kinta nuo elektronvolto dalių iki kelių elektronvoltų. Kuo platesnė juosta, tuo mažesnis elektroninių būsenų tankis dG , tenkantis energijos intervalui $d\varepsilon$. Dydis

$g(\varepsilon) = dG/d\varepsilon$ vadinamas elektroninių būsenų tankiu. Pagal teoriją, arti juostos krašto $g(\varepsilon)$ apibūdinama efektine mase m ir išreiškiama per ją

$$g(\varepsilon) = 4\pi(2m)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

kur m – atitinkamai elektrono arba skylutės efektinė masė.

5. Fermi pasiskirstymo funkcija. Fermi lygmuo

Kaip buvo minėta, šarminiuose metaluose absoliutinio nulio temperatūroje visos būsenos, išsidėsčiusios žemiau juostos vidurio, užimtos, o būsenos virš juostos vidurio laisvos. Kai temperatūra nelygi nuliui, dėl susidūrimų su svyruojančiais atomais dalis elektronų pereina į viršutinę juostos pusę, o apatinėje pusėje atsiranda tuščios vietos – skylutės.

Panašiai vyksta ir grynajame puslaidininkyje: absoliutinio nulio temperatūroje visa valentinė juosta užpildyta, o laidumo tuščia; kai $T \neq 0$ K dalis elektronų pereina į laidumo juostą. Skirtumas nuo metalų tas, kad valentinė ir laidumo juostos atskirtos draustine juosta, o metaluose viršutinė ir apatinė juostų pusės betarpiškai priglundusios viena prie kitos.

Elektroniniame puslaidininkyje į laidumo juostą pereina elektronai iš donorinių lygmenų, o juose atsiranda nejudančios skylutės. Skyliniame puslaidininkyje elektronai peršoka į akceptorinius lygmenis iš valentinės juostos ir „įstringa“ ten, o valentinėje juostoje atsiranda judrios skylutės.

Daugumos reiškinų analizei neužtenka tokio kokybinio aprašymo ir net žinojimo, kiek elektronų duotoje temperatūroje yra laidumo juostoje, o būtina žinoti, kaip šie elektronai pasiskirstę pagal energijas. Tuo tikslu įvedama pasiskirstymo funkcija $f_0(\varepsilon)$ (pavadinta Fermi pasiskirstymo funkcija), apibūdinanti tikimybę, kad būsena su energija ε užimta:

$$f_0(\varepsilon) = \frac{n(\varepsilon)}{g(\varepsilon)}. \quad (16)$$

Tokiu būdu elektronų pasiskirstymas pagal energijas $n(\varepsilon)$ gali būti gautas iš (15) ir (16):

$$n(\varepsilon) = f_0(\varepsilon)g(\varepsilon). \quad (17)$$

Pasiskirstymo funkciją pateikiame be išvedimo

$$f_0(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1}, \quad (18)$$

kur μ – dydis priklausantis nuo elektronų energijos spektro medžiagoje, elektronų skaičiaus juose ir temperatūros.

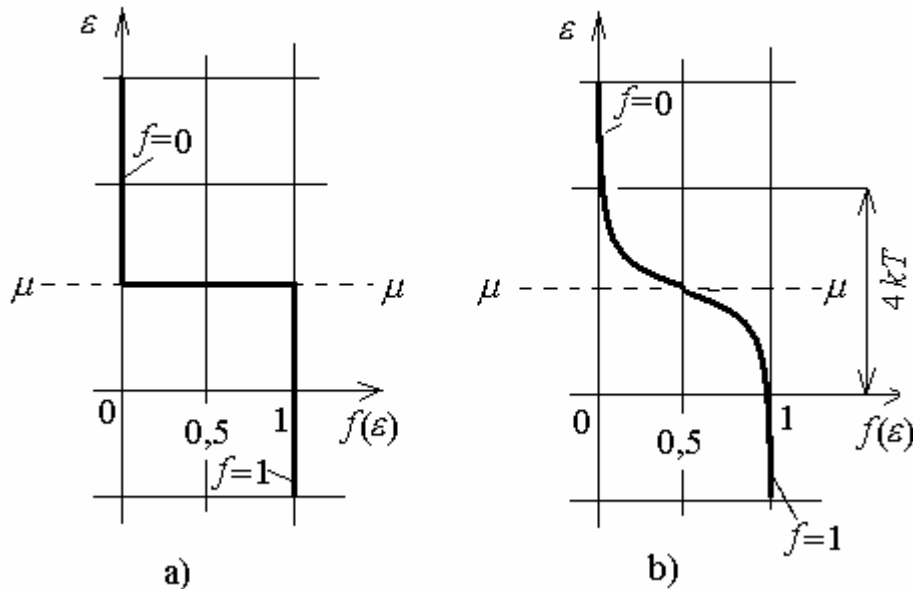
Kaip matyti iš (18) μ turi energijos dimensiją, tad energijos diagramoje μ apibūdina konkretų lygmenį, kuris vadinamas *cheminio potencialo lygmeniu* arba *Fermi lygmeniu*. Kai $T = 0$ K Fermi lygmuo atitinka lygmenį, kuriame tikimybė rasti elektroną lygi nuliui. Temperatūroje $T > 0$ K tikimybė rasti elektroną Fermi lygmenyje yra lygi $\frac{1}{2}$.

Grafiškai panagrinėkime, kaip pasiskirstymo funkcija priklauso nuo energijos ir temperatūros. Ordinačių ašyje atidėkime energiją ε , o abscisių ašyje – $f_0(\varepsilon)$ (15 pav.). Horizontalia punktyrine linija pažymėtas Fermi lygmuo.

Pirmiausia išnagrinėkime $f_0(\varepsilon)$ absoliutinio nulio temperatūroje. Kai $T \rightarrow 0$ ir $\varepsilon > \mu$ vertė $(\varepsilon - \mu)/kT \rightarrow \infty$ ir dydis $f_0(\varepsilon) \rightarrow 0$; kai $\varepsilon < \mu$ $(\varepsilon - \mu)/kT \rightarrow -\infty$ ir $f_0(\varepsilon) \rightarrow 1$; kai $\varepsilon = \mu$ $f_0(\varepsilon)$ šuoliškai pakinta nuo $f_0(\varepsilon) = 1$ iki $f_0(\varepsilon) = 0$ (15 pav. a). Tokiu būdu visos būsenos žemiau

Fermi lygmens yra užimtos, o aukščiau jo tušti. Vadinasi, šarminiuose metaluose absoliutinio nulio temperatūroje Fermi lygmuo yra valentinės juostos viduryje.

Ne absoliutinio nulio temperatūroje pagal (18) taip pat $f_0(\varepsilon) = 0$ kai $(\varepsilon - \mu)/kT \gg 0$ ir $f_0(\varepsilon) = 1$ kai $(\varepsilon - \mu)/kT \ll 0$, bet kai ε artimas μ viskas keičiasi. Dabar kai $\varepsilon = \mu$ $f_0(\varepsilon) = \frac{1}{2}$, kai $\varepsilon < \mu$ ir $\varepsilon > \mu$ galioja atitinkamai nelygybės $\frac{1}{2} < f_0(\varepsilon) < 1$ ir $0 < f_0(\varepsilon) < \frac{1}{2}$; pasiskirstymo funkcija tolygiai pereina nuo $f_0(\varepsilon) = 0$ iki $f_0(\varepsilon) = 1$; be to visa tai vyksta intervale $4kT$ eilės (15 pav. b). Kuo aukštesnė temperatūra, tuo labiau „išplaukia“ Fermi pasiskirstymo funkcija.



15 pav. Fermi pasiskirstymo funkcija esant dviems skirtingoms temperatūroms: a) $T = 0$ K; b) $T > 0$ K.

Kokybiškai tai reiškia, kad dalis elektronų pereina iš apatinės pusės į viršutinę. Kadangi visa tai vyksta energijos intervale $4kT$, kas kambario temperatūroje sudaro tik 0,1 eV, tai vidutinė visų laisvų elektronų energija metalė beveik nekinta. Tokia elektronų būseną, kai jų energija beveik nepriklauso nuo temperatūros, vadinama *išsigimusia*.

O kaip yra puslaidininkiuose? Bendras būsenų skaičius puslaidininkių laidumo juostoje lygus $2Ng$, kur N – atomų skaičius ir g – lygmens, iš kurio susidarė juosta, kartotinumumas. Kieto kūno 1 cm^3 yra $N \approx 10^{22}$ atomų, vadinasi, tokios eilės yra ir būsenų skaičius. Laisvų elektronų skaičius puslaidininkiuose kinta ribose $10^{12} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Tai reiškia, kad užimtų būsenų yra labai mažai ir visoms būsenoms įskaitant pačias žemiausias $f_0(\varepsilon) \ll 1$.

Jei $f_0(\varepsilon) \ll 1$, tai reiškia, kad $e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} \gg 1$ arba $(\varepsilon - \mu)/kT \gg 1$, t. y. Fermi lygmuo turi būti žemiau juostos dugno. Šiuo atveju visoms laidumo juostos būsenoms mes galime atmesti vieną (18) formulėje ir tuomet

$$f_0(\varepsilon) = e^{-\frac{\mu - \varepsilon}{kT}}. \quad (19)$$

Artutinė išraiška (19) vadinama Maksvelo – Bolcmano pasiskirstymu. Elektroninių dujų būseną, kurioje $f_0(\varepsilon) \ll 1$ ir aprašoma (19) formule, vadinama *neišsigimusia*. Šiuo atveju energija auga proporcingai temperatūrai.

Fermi lygmens padėties ir temperatūrinės priklausomybės tyrimas leidžia padaryti išvadas:

1. Savojo laidumo atveju cheminio potencialo lygmuo paprastai (jei elektronų ir skylių efektinės masės vienodos) yra juostos viduryje.

2. Elektroniniame puslaidininkyje absoliutinio nulio temperatūroje cheminio potencialo lygmuo yra viduryje tarp laidumo juostos dugno ir priemaišinių lygmenų, o po to pradeda kilti. Tuo metu konkuruoja du procesai: elektronų šuoliai į laidumo juostą ir jų grįžimas atgal.

Kol vyrauja pirmas procesas, elektroninių dujų tankis laidumo juostoje auga ir Fermi lygmuo kyla. Kada vyrauja antras procesas, Fermi lygmuo pradeda leistis; kai pusė priemaišinių elektronų pereina į juostą, Fermi lygmuo sutampa su priemaišiniiais lygmenimis, po to pereina juos ir artėja prie draustinės juostos vidurio – prasideda savojo laidumo sritis.

3. Analogiškai viskas vyksta ir skyliniame puslaidininkyje. $T = 0$ K temperatūroje Fermi lygmuo yra viduryje tarp viršutinio valentinės juostos krašto ir akceptorinių lygmenų, po to iš pradžių leidžiasi ir artėja prie valentinės juostos dugno, paskui pradeda kilti, pereina akceptorinius lygmenis ir artėja prie draustinės juostos vidurio.

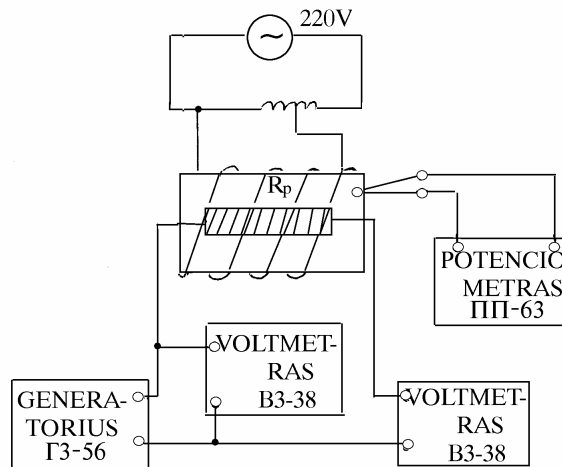
Supaprastindami laikome, kad cheminio potencialo lygmuo yra viduryje tarp priemaišinių lygmenų ir atitinkamos juostos krašto.

Nr.1 PUSLAIDININKIŲ DRAUSTINĖS JUOSTOS PLOČIO NUSTATYMAS

Darbo užduotys. Ištirti puslaidininkio elektrinio laidumo temperatūrinę priklausomybę. Nustatyti puslaidininkio draustinės juostos plotį ir priemaišinio puslaidininkio aktyvacijos energiją terminiu būdu iš grafiko $\ln G = f\left(\frac{1000}{T}\right)$.

Darbo priemonės ir medžiagos: Generatorius, kaitinimo krosnelė, voltmetrai, potenciometras, termoelementas, tiriamasis puslaidininkis.

Darbo schema:



1. 1 pav. Darbo schema

Darbo formulės:

$$I = \frac{U_v}{R_v} \quad (\text{I})$$

$$G = \frac{I}{U - U_v} \quad (\text{II})$$

$$T = \frac{\mathcal{E}}{\alpha} + T_0 \quad (\text{III})$$

$$\{\Delta\varepsilon\}_{eV} = -0,086 \frac{(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G\}_S)}{\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}} \quad (\text{IV})$$

$$\{\varepsilon_g\}_{eV} = -0,172 \frac{(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G\}_S)}{\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}} \quad (\text{V})$$

Darbo metodika

1. 1.1 Draustinės energijos juostos pločio ε_g ir aktyvacijos energijos $\Delta\varepsilon$ nustatymas

Kaip žinome puslaidininkių ir metalų elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros nevienoda. Puslaidininkių elektrinis laidumas didinant temperatūrą didėja, o metalų mažėja. Tai paaiškinama tuo, kad didėjant temperatūrai vis daugiau elektronų patenka į laidumo juostą.

Paimkime priemaišinį puslaidininkį ir jį kaitinkime iki temperatūrų, kuriose prasideda sužadimas iš priemaišinių energijos lygmenų į laidumo juostą žr. 1. 2 pav. a. Tokiu atveju

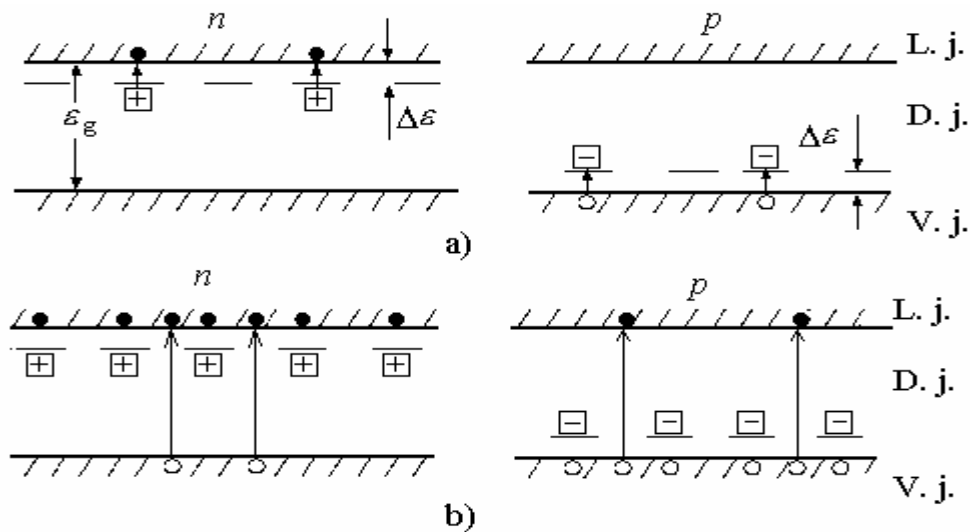
$$G = A e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}, \quad (1. 1.1)$$

kur $\Delta\varepsilon$ – aktyvacijos energija.

Dar daugiau pakaitinus bandinį, visi priemaišiniai lygmenys bus sužadinti, prasideda sužadimas iš valentinės juostos į laidumo juostą 1. 2 pav. b. Tokiu atveju

$$G = A e^{\frac{\varepsilon_g - \mu}{kT}} = A e^{\frac{\varepsilon_g}{2kT}}, \quad (1. 1.2)$$

kur ε_g – draustinės juostos plotis, μ – Fermi lygmens energija.



1. 2 pav. Elektronų perėjimas į laidumo juostą: a) iš priemaišinių energijos lygmenų; b) iš valentinės juostos.

Randame (1. 1.1) lygties natūrinį logaritmą:

$$\ln G = \ln \left(A e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \right) = \ln A - \frac{\Delta\varepsilon}{kT}. \quad (1. 1.3)$$

(1. 1.3) lygtį užrašome dviems temperatūroms ir atimame vieną iš kitos.

$$\ln G_2 - \ln G_1 = -\frac{\Delta\varepsilon}{kT_2} + \frac{\Delta\varepsilon}{kT_1}. \quad (1. 1.4)$$

Iš pastarosios lygties randame $\Delta\varepsilon$:

$$\Delta\varepsilon = -\frac{\ln G_2 - \ln G_1}{\left(\frac{1}{kT_2} - \frac{1}{kT_1}\right)}, \quad (1.1.5)$$

$$\{\Delta\varepsilon\}_J = -\frac{1000(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G_1\}_S)}{\frac{1}{k}\left(\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}\right)},$$

$$\{\Delta\varepsilon\}_{eV} = -\frac{1000k(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G_1\}_S)}{C\left(\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}\right)},$$

kur $C = 1,60219 \times 10^{-19}$ J/eV, $k = 1,3807 \times 10^{-23}$ J/K.

$$\{\Delta\varepsilon\}_{eV} = -0,086 \frac{(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G_1\}_S)}{\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}} \quad (1.1.6)$$

Laboratorijose naudojama (1.1.6) lygtis arba:

$$\{\Delta\varepsilon\}_{eV} = -0,086 \frac{\Delta(\ln\{G\}_S)}{\Delta\left(\frac{1000}{\{T\}_K}\right)}.$$

Norint apskaičiuoti $\Delta\varepsilon$, reikia eksperimentiškai išmatuoti $G = f(T)$. Nubraižyti grafiką $\ln G = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ (1.3 pav. a). Iš grafiko matome, kad:

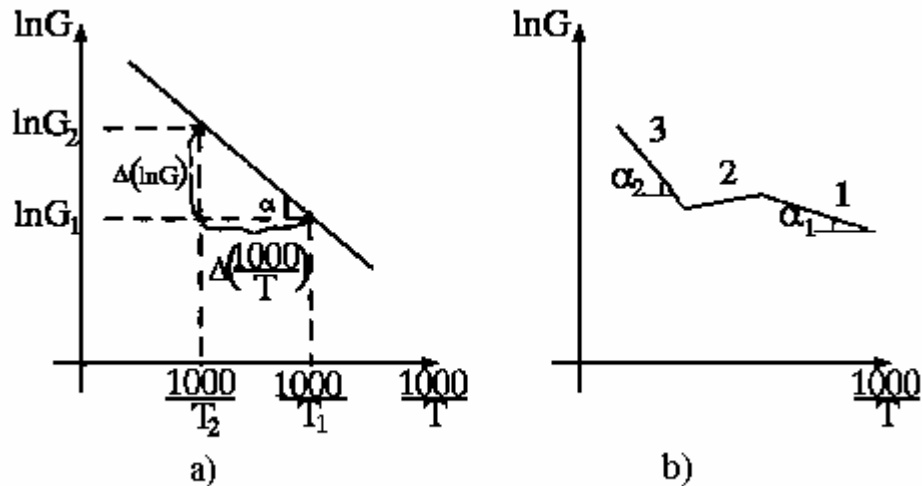
$$\frac{\Delta(\ln G)}{\Delta\left(\frac{1000}{T}\right)} = \operatorname{tg} \alpha_1.$$

Toliau didinant temperatūrą, grafikas $\ln G = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ kinta:

- 1) kai žadinami tik priemaišiniai lygmenys, $\Delta\varepsilon \sim \operatorname{tg} \alpha_1$,
- 2) kai visi priemaišiniai lygmenys tampa sužadinti, tai krūvininkų temperatūrinės priklausomybės grafikas tampa horizontalia tiese (žiūr. 7, 8 pav.), o elektrinis laidumas mažėja arba beveik nekinta, (1.3 pav. b grafiko dalis 2),
- 3) didinant temperatūrą, prasideda elektronų sužadinimas iš valentinės juostos į laidumo. Tai bus trečia kreivės dalis $\varepsilon_g \sim \operatorname{tg} \alpha_2$. Kadangi $\varepsilon_g > \Delta\varepsilon$, tai $\alpha_2 > \alpha_1$.

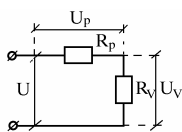
Iš (1.1.2) galime gauti lygtį draustinės juostos pločiui rasti. Ji bus analogiška (1.1.6) tik skirsis koeficientu, kuris bus du kartus didesnis.

$$\{\varepsilon_g\}_{eV} = -0,172 \frac{(\ln\{G_2\}_S - \ln\{G_1\}_S)}{\frac{1000}{\{T_2\}_K} - \frac{1000}{\{T_1\}_K}}. \quad (1.1.7)$$



1.3 pav. $\ln G = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ grafikas: a) kai žadinami tik priemaišiniai lygmenys; b) kai elektronai sužadinami iš priemaišinių lygmenų ir valentinės juostos.

Darbe puslaidininkio elektrinį laidumą $G = \frac{1}{R}$ galime rasti sužinoję puslaidininkio varžą R_p . Tam naudojame 1.4 pav. pavaizduotą schemą. Žinodami generatoriaus duodamą įtampą U ir kartu su puslaidininkiu nuosekliai prie generatoriaus prijungto voltmetro įtampą U_V galime rasti ant puslaidininkio krentančią įtampą $U_p = U - U_V$. Remiantis Omo dėsniumi



1.4 pav. Laidumo tyrimo elektrinė schema

Bandiniu tekantį srovės stiprį rasime, žinodami voltmetro elektrinę varžą R_V ,

$$G = \frac{1}{R_p} = \frac{I}{U - U_V}.$$

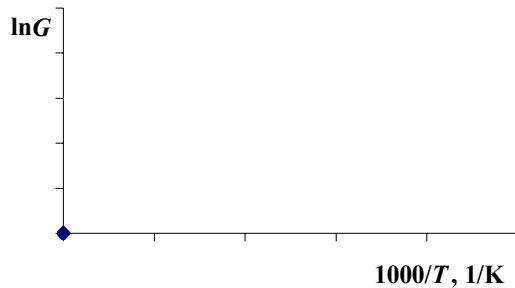
$$I = \frac{U_V}{R_V}.$$

Darbo eiga:

1. Kaitinimo krosnelė, kurios viduje randasi tiriamasis bandinys, įjungiama į tinklą. Potenciometru išmatuojama termoelektrovara ir pagal (III) nustatoma bandinio temperatūra T , o su voltmetrais nustatomos įtampos U ir U_V .
2. Žinodami voltmetro elektrinę varžą R_V nustatome srovę per bandinį pagal (I) formulę.
3. Žinant I ir $U_p = U - U_V$, pagal (II) formulę apskaičiuojamas bandinio elektrinis laidumas.
4. Nustatoma elektrinio laidumo G priklausomybė nuo temperatūros T .
5. Nubrėžiame grafiką $\ln G = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ ir iš jo pagal (IV) įvertiname aktyvacijos energiją $\Delta\varepsilon$, pagal (V) – draustinės juostos plotį ε_g .
6. Parašome išvadas.

Darbo ataskaita:

Nr.	U_V , mV	$\ln G$	\mathcal{E} , mV	$1000/T$, 1/K
1				
2				
...				



Išvados:

Žinoti:

1. Elektroninės energijos juostos.
2. Draustinės juostos fizikinė prasmė.
3. Elektronai ir skylutės. Efektinė masė.
4. Puslaidininkių elektrinis laidumas.
5. Metalų ir puslaidininkių elektrinio laidumo temperatūrinė priklausomybė.
6. Draustinės juostos pločio ir priemaišų aktyvacijos energijos nustatymas.

Literatūra:

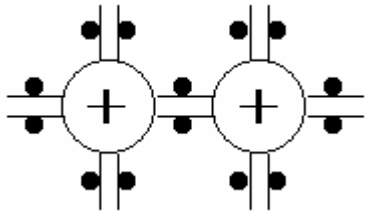
1. Л. С. Стильбанс. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. A. Tamašauskas, I. Vosylius, I. Požėla. Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris. Puslaidininkių fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. A. Poliakovas. Įminta puslaidininkio mįslė. – K.: Šviesa, 1986.
5. Н. И. Шеффер. Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

Teorija**1. 2.1 Puslaidininkių elektrinio laidumo mechanizmas**

Puslaidininkiai – tai medžiagos, kurios pagal laidumą elektros srovei yra tarpinės tarp laidininkų ir dielektrikų. Jų specifinė varža yra nuo 10^{-5} iki $10^7 \Omega \cdot m$. Tai germanis (Ge), silicis (Si), galio arsenidas (GaAs), vario oksidas (Cu_2O) ir kitos medžiagos.

Puslaidininkių laidumas elektros srovei kokybiškai skiriasi nuo metalų laidumo. Laisvųjų krūvininkų metaluose yra apie 10^{22} cm^{-3} , o puslaidininkiuose – apie 10^{12} cm^{-3} . Didėjant temperatūrai, metalų laidumas mažėja, o puslaidininkių – eksponentiškai didėja. Ir atvirkšč-

čiai – sumažinus temperatūrą iki 0 K, metalai pasidaro superlaidūs, o puslaidininkiai tampa dielektrikais.



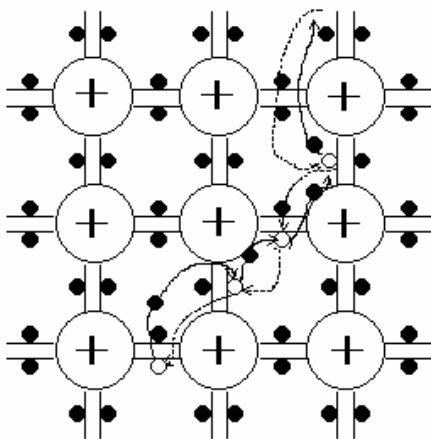
1. 5 pav. Keturvalenčio puslaidininkio kristalo schema

elektronais, visi valentiniai elektronai vienodai priklauso visiems kristalo atomams. Paveikluose tokie kristalai sąlygiškai vaizduojami kaip plokščios figūros (1. 5 pav.). Tuos ryšius sudaržius temperatūros, šviesos ar kitokiu poveikiu, puslaidininkis tampa laidus elektros srovei.

ELEKTRONINIS LAIDUMAS. Absoliutiniame nuliuose temperatūroje visi kristalo atomai susiję kovalentiniais ryšiais, kuriuose dalyvauja visi valentiniai elektronai. Jie vienodai priklauso visiems kristalo atomams ir gali pereiti iš vieno atomo į kitą. Bet kurį elektrono šuolį iš vieno atomo į kitą lydi priešingas šuolis; tiesioginis ir priešingas šuoliai vyksta vienu metu, krūviai juda nekryptingai. Superžemų temperatūrų sąlygomis puslaidininkiuose laisvųjų elektronų nebūna, todėl tokie kristalai elektrai nelaidūs. Kylant temperatūrai, elektronai įgyja papildomos energijos. Tam tikromis sąlygomis elektrono energija pasidaro didesnė už kovalentinio ryšio energiją, ir jis, nutraukęs šį ryšį, pereina į kristalo tarpmazgio erdvę – pasidaro „laisvas“, t. y. tampa neigiamu krūvininku. Toks elektronas gali laisvai judėti kristalo tarpmazgio erdvėje nepriklausomai nuo kitų elektronų judėjimo.

SKYLINIS LAIDUMAS. Laisvųjų elektronų atsiradimas, kylant temperatūrai, yra tik viena puslaidininkio laidumo priežastis. Kita priežastis – kristalo valentinių ryšių struktūros pasikeitimas dėl valentinių elektronų šuolių į tarpmazgius.

Kiekvienas elektronas, iššokęs į tarpmazgį ir tapęs laisvu elektronu, palieka kristalo valentinių ryšių sistemoje laisvą vietą – „skylutę“. Į tą laisvą vietą gali peršokti valentinis



1. 6 pav. Puslaidininkio krūvininko judėjimas

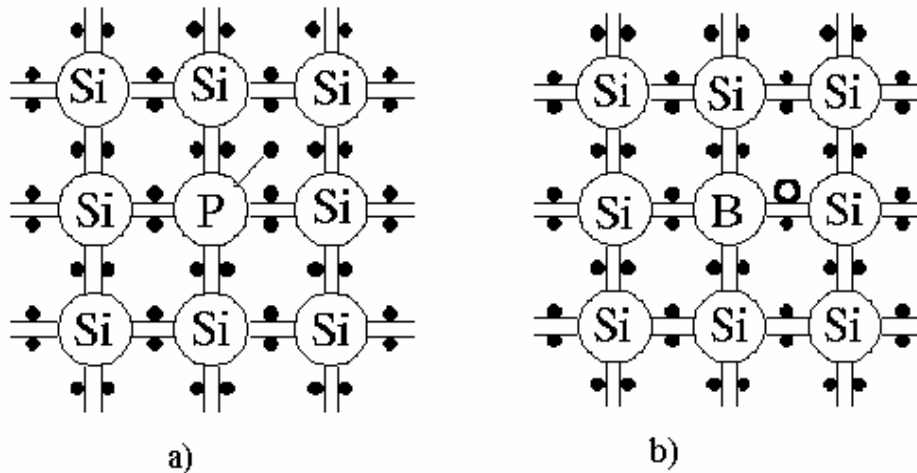
vieno atomo į kitą kristalo kovalentinių ryšių sistemoje. Toks puslaidininkių elektroninis ir skylinis laidumas vadinamas *savuoju laidumu*.

Puslaidininkių laidumas priklauso nuo priemaišų juose, taip pat nuo daugybės išorinių veiksnių: temperatūros, greitųjų dalelių srauto, šviesos srauto, magnetinio lauko, elektrinio lauko. Priemaišos padidina krūvininkų skaičių puslaidininkyje iki 10^{16} cm^{-3} . Puslaidininkiuose kristaluose valentiniai elektronai tarp gretimų atomų sudaro stiprius kovalentinius ryšius. Sudarydamas kovalentinį ryšį su greta esančiu, atomas atiduoda „bendram naudojimui“ vieną savo valentinį elektroną ir lygiai taip pat įsigyja kaimyno elektroną. Kadangi elektronai niekuo nesiskiria vienas nuo kito ir atomai gali pasikeisti

elektronas iš bet kurio gretimo atomo. Į šio elektrono vietą savo ruožtu gali pereiti kito atomo elektronas ir t. t. (1. 6 pav.) (Tamsus rutuliukas – elektronas, šviesus – skylutė.). Tokie elektronų šuoliai į likusias laisvas vietas jau nesusiję su būtiniais priešpriešiniais šuoliais (tokiais kaip pilnoje kristalo valentinių ryšių sistemoje), todėl atsiranda galimybė kryptingai pernešti krūvį kristalu. Elektronų nuoseklus šuolis į skylutes tolygus pačių skylių šuoliui priešinga kryptimi. Kiekviena skylutė turi teigiamą krūvį, kurio skaitinė vertė lygi elektrono krūviui.

Elektroninį laidumą nulemia laisvųjų elektronų judėjimas kristalo tarpmazgyje, o skylinis laidumas susijęs su elektronų šuoliais iš

PRIEMAIŠINIS PUSLAIDININKIŲ LAIDUMAS. Ypač svarbią reikšmę puslaidininkių laidumui turi priemaišos. Jos padidina laisvųjų krūvininkų skaičių kristale dešimtis ir šimtus kartų, nors jų atomų skaičius sudaro tik vieną milijoną bendrojo atomų skaičiaus dalį. Pavyzdžiui, į silicį įterpiame V grupės elemento fosforo (P) priemaišų. Tuomet fosforo atomai savo keturiais iš penkių valentinių elektronais sudaro kovalentinius ryšius su silicio atomų valentiniais elektronais. O penktasis fosforo valentinis elektronas bus silpniau pririštas prie priemaišos atomo (1.7 pav. a). Kylant temperatūrai, jis lengvai išsilaisvina. Puslaidininkiai, kurių laidumas, įterpus priemaišas, padidėja laisvųjų elektronų atsiradimo dėka, vadinami elektroninio laidumo puslaidininkiais, arba, sutrumpintai, n – tipo puslaidininkiais. Į silicio kristalą įterpus III grupės elemento, pvz. boro (B), priemaišų, trys boro atomo valentiniai elektronai sudarys kovalentines jungtis su trimis kaimyniniais Si atomais, o ketvirtoji jungtis bus nepilna (1.7 pav. b). Padidinus temperatūrą, Si atomų ryšio elektronas pereina į neužpildytą priemaišos atomo ryšį, priemaiša tampa neigiamu jonu, o toje vietoje, iš kurios išėjo elektronas atsiranda skylutė, kuri laisvai judėdama kristalu gali pernešti krūvį. Puslaidininkiai, kurių laidumas, įterpus priemaišas, padidėja skylių dėka, vadinami skylinio laidumo puslaidininkiais, arba p – tipo puslaidininkiais. Priemaišos, kurios padidina elektronų skaičių kristale, vadinamos donorinėmis, o kurios padidina skylių skaičių – akceptorinėmis. Puslaidininkinės medžiagos, kuriose yra donorinių ar akceptorinių priemaišų, vadinamos legiruotomis.



1.7 pav. Silicio kristalas: a) su fosforo (donorinėmis) priemaišomis; b) su boro (akceptorinėmis) priemaišomis.

Realiame puslaidininkyje yra ne tik pagrindiniai krūvininkai, būdingi to tipo puslaidininkiiui, bet ir šiek tiek šalutinių. Pavyzdžiui, n – tipo silicio kristale pagrindiniai krūvininkai yra elektronai, tačiau yra ir skylių, kurios atsiranda dėl medžiagos dalelių judėjimo, suirus kovalentiniams ryšiams. Šalutinių krūvininkų yra žymiai ($10^6 \div 10^{10}$ karto) mažiau nei pagrindinių. Didinant priemaišų kiekį, pagrindinių krūvininkų skaičius didėja, o šalutinių mažėja.

1. 2.2 Kiekybinis elektrinio laidumo aprašymas

Nesant elektrinio lauko laisvieji elektronai juda įvairiomis kryptimis. Veikiami elektrinio lauko E elektronai įgyja pagreitį $a = -\frac{eE}{m_n}$ ir greičio pokytį lauko kryptimi $\Delta v = a\tau_n$,

kur τ_n – laikas, kurį juda su pagreičiu a . Jei laiko τ_n niekas neribotų, tai ir elektrono greitis lauko kryptimi didėtų iki begalybės. Iš tikrųjų taip nėra. Teorija teigia, kad idealiaame periodiniame lauke, t. y. idealioje kristalinėje gardelėje su stovinčiais atomais, elektronai iš tikrųjų judėtų greitėdami labai ilgus laiko tarpus. Tačiau idealių kristalų nėra. Realiuose kristaluose visada yra periodinio potencialo pažeidimų sąlygotų atomų šiluminio svyravimo bei galimais gardelės defektais:

- taškiniais defektais: tuščiais mazgais ir atomais tarp mazgų, priemaišiniiais neutraliais ir jonizuotais atomais (kurie taip pat gali būti mazguose ir tarp jų);
- linijiniais defektais: krašto ir sraigtinėmis dislokacijomis;
- tūriniais defektais: įtrūkimais, ertmėmis;

Dėl to elektronas tik palyginti nedideliame kelio ruože l_n , vadinamame laisvojo kelio ilgiu, juda greitėdamas, po to susiduria, pakeičia greitį ir visas procesas prasideda iš naujo. Aukštesnėse temperatūrose laisvojo kelio ilgį riboja atomų šiluminiai svyravimai, žemose – priemaišos ir kiti kristalų defektai.

Žinodami laisvojo kelio ilgį l_n , laiką τ_n galime rasti pagal formulę

$$\tau_n = \frac{l_n}{v}. \quad (1.2.1)$$

Bandymais įrodyta, kad elektrono laisvojo kelio ilgis mažas $l_n < 10^{-5}$ cm, be to kryptingo greičio priedas Δv nestipriems elektriniams laukams mažas palyginti su chaotinio šiluminio judėjimo greičiu v_0 nesant elektrinio lauko. Tad (1.2.1) lygtyje vietoje v gali būti v_0 :

$$\tau_n \approx \frac{l_n}{v_0}. \quad (1.2.2)$$

Vidutinis greitis, kuriuo elektronas judės išilgai lauko,

$$\bar{v} = \frac{\overline{\Delta v}}{2} = \frac{e}{2m_n v_0} l_n E = u_n E, \quad (1.2.3)$$

kur elektronų dreifinio greičio santykis su elektrinio lauko stipriu pažymėtas raide u :

$$u_n = \frac{e}{2m_n v_0} l_n. \quad (1.2.4)$$

Šis santykis vadinamas *elektrono judrumu*. Kitaip sakant, *judrumas* – tai elektrono dreifo greitis 1 V/m stiprio elektriniame lauke. Griežtesni skaičiavimai duoda du kartus didesnę judrumo vertę

$$u_n = \frac{e}{m_n v_0} l_n = \frac{e}{m_n} \tau_n. \quad (1.2.5)$$

Jei 1 m^3 yra n laisvų elektronų ir visi jie juda lauko kryptimi \bar{v} greičiu, tai per 1 m^2 plotą per sekundę pereis visi elektronai, esantys \bar{v} ilgio gretasienio tūryje. Tokių elektronų bus $n \bar{v}$; jų perneštas krūvis vadinamas *srovės tankiu*

$$j = en\bar{v} = \frac{ne^2 \bar{l}_n}{m_n v_0} E.$$

Vadinasi, pagal Omo dėsnį diferencialinėje formoje $j = \sigma E$, medžiagos savitasis elektrinis laidumas

$$\sigma_n = \frac{j}{E} = \frac{ne^2 \bar{l}_n}{m_n v_0} = enu_n. \quad (1.2.6)$$

Visiškai analogiškai gaunamas ir skylinio puslaidininkio savitasis elektrinis laidumas ir judrumas

$$u_p = \frac{e}{2m_p v_0} l_p, \quad (1.2.7)$$

$$\sigma_p = \frac{ne^2\bar{l}_p}{m_p v_0} = epu_p. \quad (1.2.8)$$

Savojo ir mišriojo laidumo srityje elektroninis ir skylinis laidumai susideda

$$\sigma = e(nu_n + pu_p); \quad (1.2.9)$$

Kai yra kelių rūšių krūvininkų (skylučių ir elektronų) su skirtingomis masėmis ir judrumais (1.2.9) lygtis lengvai apibendrinama

$$\sigma = \sum \sigma_i = \sum en_i u_i, \quad (1.2.10)$$

kur sumuojama pagal visas nešėjų rūšis.

1.2.3 Elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros

Grynasis puslaidininkis. Gryniesiems puslaidininkiams neturi priemaišinių energijos lygmenų. Tad šiluminis atomo judėjimas sužadina elektronus tik iš valentinės juostos į laidumo ir atsiranda vienu metu du krūvininkai – elektronas ir skylutė. Savitasis elektrinis laidumas bus aprašomas lygtimi (1.2.9), o kaip jau minėjome įvade grynujų puslaidininkių koncentracija kinta pagal (4) lygtį, tad

$$\sigma \sim n \sim e^{-\frac{\epsilon_g}{2kT}}.$$

Medžiagos elektrinis laidumas $G = \frac{1}{R}$ su savituoju elektriniu laidumu $\sigma = \frac{1}{\rho}$ susijęs lygtimi

$$G = \frac{1}{R} = \frac{1}{\rho \frac{l}{S}} = \frac{S}{\rho l} = \sigma \frac{S}{l}$$

arba

$$G = A e^{-\frac{\epsilon_g}{2kT}}. \quad (1.2.11)$$

Ši lygtis ir parodo kaip grynojo puslaidininkio elektrinis laidumas priklauso nuo temperatūros. Tai 1.3 pav. b atitinka trečią grafiko dalį.

Priemaišinis puslaidininkis. Priemaišiniai energijos lygmenys randasi draustinėje juostoje. Vykstant šiluminiam atomo judėjimui, elektronas sužadinas iš priemaišinio lygmens į laidumo juostą ir atsiranda laisvas elektronas ir lokalizuota skylutė (n tipo puslaidininkis) arba iš valentinės juostos patenka į priemaišinius lygmenis ir atsiranda skylutė su lokalizuotu elektronu (p tipo puslaidininkis) (žiūr. 1.2 pav. a). Dėl šios priežasties priemaišinių puslaidininkių laidumą žemesnių temperatūrų srityje aprašo tik vienas atitinkamas (1.2.9) lygties narys

$$\sigma_n = enu_n \text{ arba } \sigma_p = enu_p.$$

Atsižvelgę į įvado (8) lygtį galime parašyti

$$G \sim \sigma \sim n \sim e^{-\frac{\Delta\epsilon}{kT}},$$

$$G = A e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}, \quad (1.2.12)$$

kur $\Delta\varepsilon$ – priemaišų aktyvacijos energija. (1.2.12) lygtis atitinka 1.3 pav. b grafiko pirmąją dalį.

Didinant temperatūrą, sužadinami visi priemaišiniai lygmenys ir medžiagos elektrinis laidumas nebedidėja, o mažėja, kol neprasideda elektronų perėjimas iš valentinės juostos į laidumo. Tai paaiškinama tuo, kad puslaidininkių elektrinis laidumas priklauso ne tik nuo krūvininkų koncentracijos, bet ir nuo jų judrumo. Pastarasis, didėjant temperatūrai, pradeda mažėti, kas ir nulemia elektrinio laidumo mažėjimą iki prasideda žadinimas iš valentinės juostos.

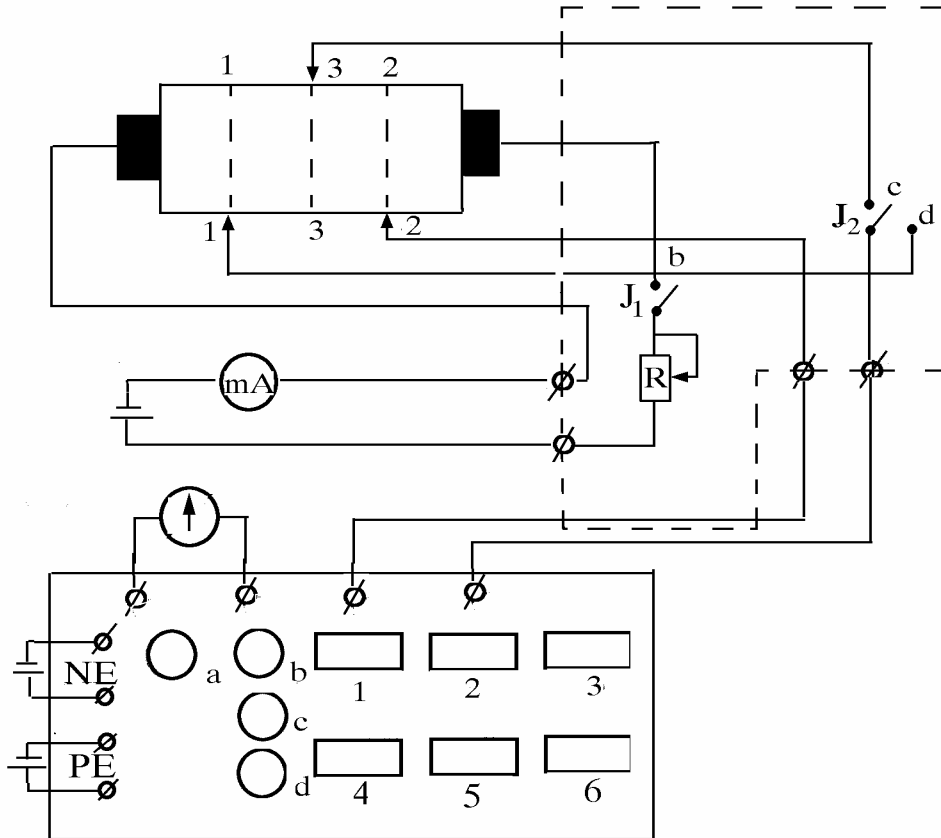
Aukštesnėse temperatūrose, kada elektronai sužadinami iš valentinės juostos į laidumo, priemaišinio puslaidininkio elektrinis laidumas aprašomas tomis pačiomis formulėmis kaip ir grynojo puslaidininkio atveju.

Nr.2 HOLO EFEKTO TYRIMAS

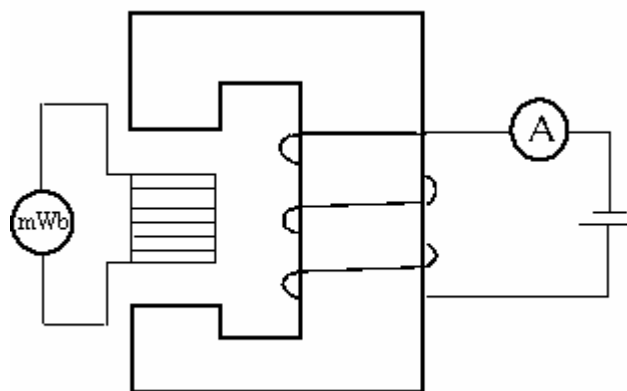
Darbo užduotys. Panaudojant Holo efektą, nustatyti Holo konstantą R_H , krūvininkų judrumą u , koncentraciją n . Išmatuoti magnetovaržą Δr .

Darbo priemonės ir medžiagos: Elektromagnetas, puslaidininkis, du nuolatinės srovės šaltiniai, miliampermetras, ampermetras, potenciometras, galvanometras, ritelė magnetinei indukcijai matuoti, milivėbermetras, valdymo stendas, kuriame įmontuoti jungikliai J_1, J_2 ir varža R , apribojanti srovę per tiriamąjį bandinį (2. 1 pav. apvesta punktyrine linija)

Darbo schema:



2. 1 pav. Prietaisų jungimo schema



2. 2 pav. Magnetinės indukcijos matavimo ir elektromagneto schema

Darbo formulės:

$$\mathcal{E}_H = U'_{2,3} - U_{2,3} \quad (\text{I})$$

$$B = \frac{|\Phi_2 - \Phi_1|}{abN} \quad (\text{II})$$

$$R_H = \frac{\mathcal{E}_H d}{IB} \quad (\text{III})$$

$$\sigma = \frac{Il}{U_{1,2}S} \quad (\text{IV})$$

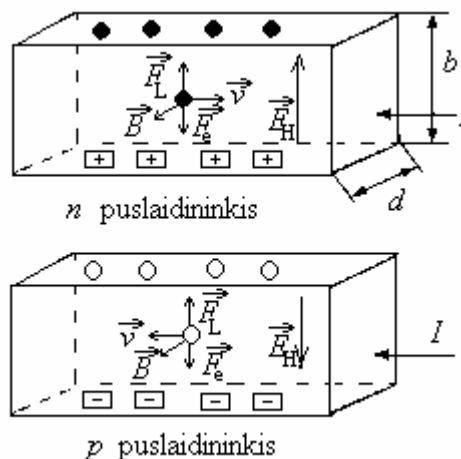
$$u = R_H \sigma \quad (\text{V})$$

$$n = \frac{\sigma}{eu} \quad (\text{VI})$$

$$\Delta r = \frac{U'_{1,2}}{I'} - \frac{U_{1,2}}{I} \quad (\text{VII})$$

Darbo metodika**2. 1.1 Holo konstantos R_H , savitojo elektrinio laidumo σ , krūvininkų judrumo u ir koncentracijos n nustatymas**

Kaip žinome iš elektros kurso magnetiniame lauke judančius krūvius veikia Lorencio jėga, dėl kurios elektringos dalelės pakeičia savo judėjimo trajektoriją.



2. 3 pav. Puslaidininkis kuriuo teka srovė magnetiniame lauke

Veikiant Lorencio jėgai, viršutinėje n puslaidininkio dalyje kaupiasi elektronai, o apatinėje – lieka teigiami priemaišiniai jonai, o p puslaidininkio viršuje – skylės, o apatinėje dalyje lieka neigiami priemaišiniai jonai (2.3 pav.). Susikaupę elektriniai krūviai priešingose bandinio pusėse sukuria Holo lauką, kurio stipris \vec{E}_H

$$E_H = vB. \quad (2.1.1)$$

E_H sukuria Holo elektrovarą

$$\mathcal{E}_H = \Delta\varphi_H = -bE_H,$$

$$\mathcal{E}_H = -bvB. \quad (2.1.2)$$

Iš elektros kurso žinome, kad $I = envS$, kur $S = bd$. Iš čia krūvininkų dreifinis greitis

$$v = \frac{I}{enS}. \quad (2.1.3)$$

(2.1.3) įstatome į (2.1.2)

$$\mathcal{E}_H = \frac{I}{en} \cdot \frac{B}{d}. \quad (2.1.4)$$

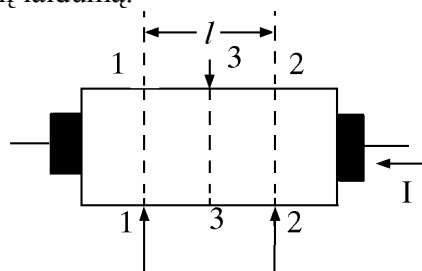
Holo konstanta žymima R_H :

$$R_H = \frac{1}{en}. \quad (2.1.5)$$

Iš (2.1.4) ir (2.1.5) lygčių gauname R_H apskaičiavimo lygtį:

$$R_H = \frac{\mathcal{E}_H d}{IB}. \quad (2.1.5a)$$

Taigi, kad išmatuoti Holo konstantą mums reikia žinoti bandinio plotį, juo tekančios srovės stiprį, magnetinę indukciją ir Holo elektrovarą. Darbe mes norime rasti ne tik Holo konstantą, bet ir krūvininkų koncentraciją ir judrumą. Tam mums reikės be Holo elektrovaros žinoti ir puslaidininkio savitąjį elektrinį laidumą.



2.4 pav. Tiriamasis bandinys su zondais

2.4 paveiksle parodytas tiriamasis bandinys su srove I , ekvipotencialiniais paviršiais (1-1, 2-2 ir 3-3) ir zondais 1, 2 ir 3. Zondai 1 ir 3 arba 2 ir 3 naudojami \mathcal{E}_H matavimui. Holo elektrovara matuojama jungiklį J_1 įjungus į padėtį b ir jungiklį J_2 įjungus į padėtį c (2.1 pav. matuojama su zondais 2 ir 3). Kadangi ekvipotencialiniai paviršiai 3-3 ir 2-2 nesutampa, tai ir nesant magnetinio lauko tarp zondų 2 ir 3 bus įtampos kritimas $U_{2,3}$. Sudarius magnetinį lauką, susikuria Holo elektrovara \mathcal{E}_H , kuri sumuodamasi su $U_{2,3}$, sukuria tarp zondų 2 ir 3 įtampą $U'_{2,3}$. Žinodami $U_{2,3}$ ir $U'_{2,3}$, rasime \mathcal{E}_H :

$$\mathcal{E}_H = U'_{2,3} - U_{2,3}.$$

Įtampas $U_{2,3}$ ir $U'_{2,3}$ matuojame kompensacijos metodu su potenciometru (žiūr. darbą Nr. 5)

Savitajam elektriniam laidumui σ nustatyti remsimės lygtimi

$$U_{1,2} = IR_{1,2} = \frac{Il}{\sigma S}, \quad (2.1.6)$$

kur $U_{1,2}$, $R_{1,2}$ – įtampa ir varža tarp zondų 1 ir 2, S – bandinio skerspjūvio plotas, o l – atstumas tarp 1 ir 2 zondų. Iš (2.1.6)

$$\sigma = \frac{Il}{U_{1,2}S}. \quad (2.1.7)$$

Įtampą $U_{1,2}$ matuojame potenciometru kompensacijos metodu, jungiklį J_2 perjungę į padėtį d . Žinodami kitus dydžius, galime apskaičiuoti savitąjį elektrinį laidumą.

(2.1.5) lygtį padauginę iš lygties $\sigma = enu$, gausime lygtį krūvininkų judrumui u

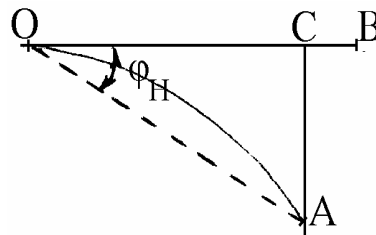
$$u = R_H \sigma. \quad (2.1.8)$$

Žinodami u ir σ , įvertiname koncentraciją n remiantis lygtimi $\sigma = enu$

$$n = \frac{\sigma}{eu}. \quad (2.1.9)$$

2.1.2 Magnetovaržos tyrimas

Veikiant magnetiniam laukui, ne tik pasikeičia elektringų dalelių trajektorija, bet ir pakinta puslaidininkio elektrinis laidumas. Tarkime, kad nėra magnetinio lauko, elektrono laisvasis kelias elektrinio lauko kryptimi yra $l = OB$. Įjungus magnetinį lauką, elektrono trajektorija nukrypsta nuo pradinės ($OA = OB$), vadinasi, per laisvojo lėkio trukmę krūvininkas elektrinio lauko kryptimi nulėks nuotolį, mažesnę už l ($l_x = OC$). Rasime tą sumažėjimą $\Delta l = l - l_x$. Silpnuosiuose magnetiniuose laukuose galime laikyti, kad nedidelė elektrono apskritiminės trajektorijos atkarpa tarp dviejų sklaidos aktų yra tiesė (2.5 pav.) OA .



2.5 pav. Vidutinio laisvojo kelio sumažėjimas silpname magnetiniame lauke; (magnetinis laukas statmenas brėžinio plokštumai)

Tada brėžinyje matome, kad

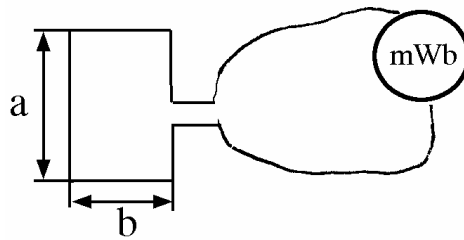
$$l_x = OC = OA \cos \varphi_H = l \cos \varphi_H. \quad (2.1.10)$$

Kadangi $l_x < l$, tai darome išvadą, kad magnetiniame lauke sumažėja dreifo greitis arba krūvininkų judrumas. Kitaip tariant, magnetiniame lauke padidėja puslaidininkių varža.

Magnetovaržą Δr įvertiname žinodami bandinio varžą ir jo varžą magnetiniame lauke. Tam mums reikia žinoti įtampą $U_{1,2}$ tarp zondų 1 ir 2 ir srovės stiprį I , kai magnetinio lauko nėra, ir įtampą $U'_{1,2}$ ir srovės stiprį I' , kai bandinys yra magnetiniame lauke.

$$\Delta r = \frac{U'_{1,2}}{I'} - \frac{U_{1,2}}{I}. \quad (2.1.11)$$

2. 1.3 Magnetinės indukcijos matavimas milivėbermetru



2. 6 pav. Ritelė magnetinei indukcijai matuoti

Magnetinė indukcija matuojama panaudojant keturkampę ritelę, kuri pavaizduota 2. 6 pav. Ritelė turi N vijų.

Milivėbermetras yra balistinis galvanometras, neturintis grąžinamosios spyruoklės. Balistinis galvanometras matuoja pratekėjusį elektros krūvį q . Norint išmatuoti B , reikia ištraukti ritelę iš tarp magneto polių. Ištraukiant ritelę, joje indukuojasi elektrovara

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (2. 1.12)$$

Srovė, tekanti per ritelę ir galvanometrą:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R}, \quad (2. 1.13)$$

kur R – ritelės ir galvanometro suminė varža. Balistinio galvanometro rodyklės atsilenkimas proporcingas pratekėjusiam krūviui

$$dq = i dt. \quad (2. 1.14)$$

Iš (2. 1.12) ir (2. 1.14) gauname, kad šis krūvis

$$dq = -\frac{d\Phi}{R},$$

$$\Delta q = -\frac{\Delta\Phi}{R}. \quad (2. 1.15)$$

Balistinio galvanometro rodyklė atsilenkia n padalų

$$n = C\Delta q, \quad (2. 1.16)$$

kur C – balistinio galvanometro konstanta. Įstatę į (2. 1.16) lygtį (2. 1.15), gausime:

$$n = C\frac{\Delta\Phi}{R}. \quad (2. 1.17)$$

Iš (2. 1.17) seka, kad žinant n , galima apskaičiuoti $\Delta\Phi$. Prietaisai, kuriuose skalė sugraduota Φ vienetais, vadinami milivėbermetrais arba vėbermetrais.

Magnetinę indukciją B matuojame panaudojant schemą pavaizduotą 2. 2 pav. Leidžiant elektromagneto apvijomis 0, 3, 5 ir 7 A sroves, matuojame magnetinį srautą Φ . Užrašome milivėbermetro parodymus Φ_1 , kai ritelė yra tarp elektromagneto polių. Ištraukus ritelę iš elektromagneto, milivėbermetras rodo Φ_2 . Magnetinis srautas Φ tarp elektromagneto polių yra lygus milivėbermetro parodymų pokyčio moduliu:

$$\Phi = |\Delta\Phi| = |\Phi_2 - \Phi_1|.$$

Magnetinė indukcija B apskaičiuojama:

$$B = \frac{\Phi}{SN} = \frac{\Phi}{abN},$$

kur a, b – ritelės matmenys, N – ritelės vijų skaičius.

Darbo eiga:

1. Sujungiame darbo schemas.
2. Jungiklį J_1 įjungiame į padėtį b ir jungiklį J_2 į padėtį c . Išmatuojame bandiniu tekantį srovės stiprį I , įtampos kritimą $U_{2,3}$ tarp zondų 2 ir 3, kai nėra magnetinio lauko.
3. Jungiklį J_2 perjungiame į padėtį d . Išmatuojame įtampą $U_{1,2}$ tarp zondų 1 ir 2.
4. Įjungiame elektromagnetą. Išmatuojame elektromagneto maitinimo srovę I_{mag} .
5. Išmatuojame įtampą $U'_{2,3}$, srovės stiprį I' , įtampą $U'_{1,2}$ esant bandiniui magnetiniame lauke.
6. Pagal (I) apskaičiuojame Holo elektrovarą.
7. Užrašome milivėbermetro parodymus Φ_1 , kai ritelė yra tarp magneto polių, ir ištraukus iš tarp magneto polių – Φ_2 .
8. Remiantis (II) lygtimi randame magnetinę indukciją, kur ritelės matmenys: $a = 3,2 \cdot 10^{-2}$ m, $b = 1,6 \cdot 10^{-2}$ m, $N = 30$.
9. Remiantis (III) lygtimi randame Holo konstantą, kur $d = 10^{-3}$ m.
10. Pagal (IV), (V), (VI) apskaičiuojame bandinio savitąjį elektrinį laidumą, krūvininkų judrumą ir koncentraciją.
11. Randame bandinio magnetovaržą remiantis (VII) lygtimi.
12. Pakartojame eksperimentą kelis kartus. Randame R_H , σ , u , n , Δr vidurkius.
13. Parašome išvadas.

Darbo ataskaita:

1 lentelė. Matavimai.

Nr.	I_{mag} , mA	$U_{2,3}$, mV	I , mA	$U_{1,2}$, mV	$U'_{2,3}$, mV	I' , mA	$U'_{1,2}$, mV	Φ_1 , mWb	Φ_2 , mWb
1									
2									
3									

2 lentelė. Skaičiavimai.

Nr.	\mathcal{E}_H , mV	B , T	R_H , m ³ /C	u , m ² /(V·s)	n , m ⁻³	σ , Ω ⁻¹ m ⁻¹	Δr , Ω
1							
2							
3							

Išvados:

Žinoti:

1. Lorencio jėga ir jos krypties nustatymas.

2. Holo elektrovaros fizikinė prasmė.
3. Holo elektrovaros ženklas n ir p puslaidininkiuose.
4. Holo konstantos fizikinė prasmė.
5. Zondų išdėstymas tiriamojo bandinio paviršiuje.
6. Savitojo elektrinio laidumo σ , judrumo u ir koncentracijos n nustatymas.
7. Magnetinės indukcijos B matavimas milivėbermetru.
8. Magnetovaržos fizikinė prasmė ir jos matavimas.
9. Elektronų judėjimas elektriniame, magnetiniame, elektriniame ir magnetiniame laukuose.

Literatūra:

1. Л. С. Стильбанс. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. А. Тамаšaускас, І. Vosylius, І. Požėla. Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. А. Juodviršis, М. Mikalkevičius, S. Vengris. Puslaidininkų fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. Н. И. Шефєр. Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

Teorija

2. 2.1 Elektronų judėjimas elektriniame ir magnetiniame laukuose

Panagrinėkime laisvo elektrono judėjimą elektriniame ir magnetiniame lauke, pirmiausia kiekviename atskirai, o po to veikiant abiems kartu.

Pastoviu elektriniame lauke elektroną veikia jėga $\vec{F} = e\vec{E}$ ir pagreitis $\vec{a}_E = \frac{e}{m}\vec{E}$.

Tokiu būdu, elektrono judėjimas aprašomas tolygiai kintamo judėjimo lygtimis $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a}_E t$ ir $\vec{r} = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a}_E t^2}{2}$. Bendru atveju, kai pradinė greičio kryptis nesutampa su elektrinio lauko kryptimi, jis juda parabole. Atskirais atvejais, jei $v_0 = 0$ arba $\vec{v}_0 \parallel \vec{E}$, ji virsta tiese.

Magnetiniame lauke elektroną veikia jėga $\vec{F}_B = e[\vec{v} \times \vec{B}]$ ir pagreitis $\vec{a}_B = \frac{e}{m}[\vec{v} \times \vec{B}]$.

Kai elektronas juda išilgai magnetinio lauko linijų ($\vec{v} \parallel \vec{B}$), tai $F_B = 0$; jei $\vec{v} \perp \vec{B}$, tai $F_B = evB$. Elektronų greitį išskaidykime į dvi dedamąsias: statmeną ir lygiagrečią magnetiniam laukui $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$. Magnetinė jėga bus lygi $F_B = ev_{\perp}B$. Ši jėga keis statmenos dedamosios kryptį (bet neveiks į v_{\parallel}) ir vers elektroną judėti sraigatine linija išilgai magnetinio lauko. Kuomet $v_{\parallel} = 0$, elektronas judės apskritimu, o judėjimas aprašomas 2.2.19 – 2.2.21 lygtimis.

O kaip yra kai elektroną veikia ir elektrinis, ir magnetinis laukai. Bendra jėga, veikianti krūvį e elektriniame lauke E ir magnetiniame lauke B , išreiškiama lygtimi

$$\vec{F}_L = \vec{F}_E + \vec{F}_B = e(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]). \quad (2. 2.1)$$

Ši lygtis buvo išvesta vokiečių fiziko Lorencio, ir jėga \vec{F}_L vadinama jo vardu.

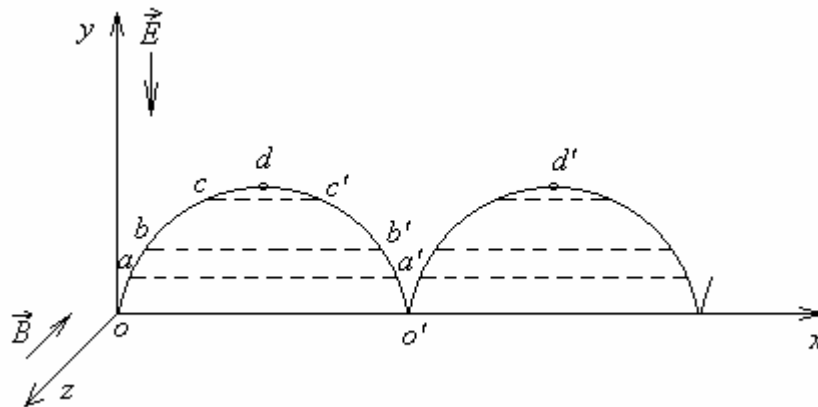
Veikiant kartu ir elektriniam, ir magnetiniam laukams elektrono greitis nebebus pastovus, ir bendru atveju jis judės sudėtingomis trajektorijomis. Panagrinėsime paprasčiausius ir svarbiausius atvejus.

Jei elektrinis ir magnetinis laukai yra lygiagretūs, tai elektronas judės kaip ir nesant elektrinio lauko – sraigtine linija, tik sukimosi greitis (v_{\perp}) liks pastovus, o slinkimo greitis (v_{\parallel}) kis. Tai yra kis sraigto žingsnis.

Jei pradinis elektrono greitis lygus nuliui arba lygiagretus magnetiniam laukui, tai ši sraigtinė linija virsta tiese.

Jei elektrinis ir magnetinis laukai yra statmeni ir pradinis greitis v_0 lygus nuliui, pradiniu momentu ir $F_B = 0$. Tarkime, kad elektrinis laukas nukreiptas priešinga y ašies kryptimi, o magnetinis – statmenas brėžinio plokštumai (2.7 pav.). Veikiant elektriniam laukui iš pradžių elektronas tolygiai greitės išilgai y ašies. Tačiau iš karto atsiranda magnetinė jėga, kuri kreips elektroną nuo pradinės judėjimo krypties.

Iš pradžių magnetinė jėga $\vec{F}_B \perp \vec{F}_E$ ir neįtakos elektrono pagreičio. Tačiau didėjant elektrono greičiui ji augs, bet išliks statmena greičiui. Dėl trajektorijos iškreivavimo, galėsime ją išskaidyti į dvi dalis, viena iš kurių $(F_B)_y = ev_x B$ sukurs pagreitį, atimamą iš elektrinio lauko pagreičio. Tad po kurio laiko greitis y ašies kryptimi pradės mažėti ir bus lygus nuliui (2.7 pav. taškas d). Nuo šio taško elektronas judės priešinga y ašies kryptimi. Kaip jau minėjome, magnetinė jėga išlieka statmena pilnutiniam elektrono greičiui $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ir negali jo pakeisti. Mažindamas vieną jo dalį atitinkamai didina kitą.



2.7 pav. Elektrono judėjimo trajektorija statmenuose elektriniame ir magnetiniame laukuose

Iš energijos tvermės dėsnio turėsime $\frac{mv^2}{2} = eEy$. O tai reiškia, kad greičiai taškuose a ir a' , b ir b' , c ir c' yra vienodi; taške o' bus lygus nuliui ir trajektorijos dalis $oabb'a'o'$ kartosis iš naujo.

Mes tarėme, kad $v_0 = 0$, jei to nebūtų, tai priklausomai nuo greičio krypties, gautume sutrumpintą arba ištemptą cikloidę.

Kaip matome iš 2.7 paveikslo elektrono laisvojo kelio ilgis yra didesnis už poslinkį x ašyje, tad ir padidėja medžiagos varža. Be to 2.10 paveiksle pavaizduotas grafikas atitinka antrąją cikloidės dalį $dc'b'a'o'$.

2.2.2 Holo efektas

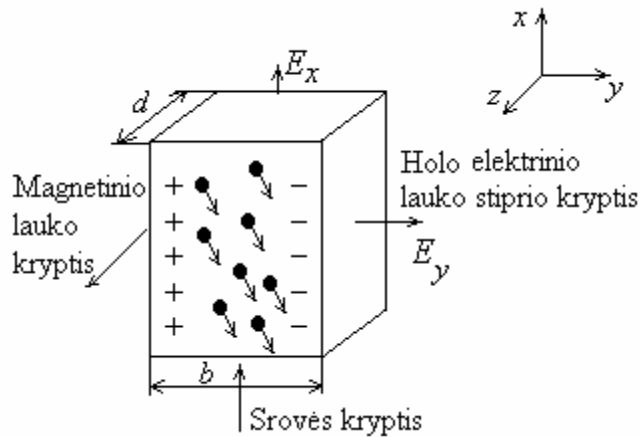
Jei laidininką ar puslaidininkį, kuriuo teka elektros srovė, įnešime į magnetinį lauką, tai jame atsiranda eilė efektų: sumažės jo elektrinis ir šiluminis laidumai, statmena magnetinio lauko ir srovės kryptimi, atsiranda potencialų ir temperatūrų skirtumai. Kiekvienas iš šių reiškinių turi savo pavadinimą, bet visi jie vadinami galvanomagnetiniais reiškiniais. Tai reiškiniai atsirandantys laidininkuose, kai tuo pačiu metu veikia ir elektrinis, ir magnetinis laukai.

Ryškiausias efektas kada elektrinis ir magnetinis laukai yra statmeni. Galvanomagnetiniai reiškiniai neaptinkami laidininkuose, kur elektros srovė pernešama jonais.

Vienas iš paprasčiausių ir labiausiai praktikoje naudojamų galvanomagnetinių reiškinų yra Holo (E. H. Hall) efektas.

Išnagrinėkim elektroninį puslaidininkį, kuriuo teka elektros srovė, esantį magnetiniame lauke statmename elektros srovės kryptiai (2. 8 pav.)

Veikiami Lorencio jėgos magnetinės komponentės $\vec{F}_B = e[\vec{v} \times \vec{B}]$ elektronai (jų judėjimas paveiksle parodytas rodyklėmis) atsilenks į bandinio šoninį kraštą; tokiu būdu viename iš kraštų kaupsis neigiamas krūvis, o priešingame – teigiamas. Dėl to atsiradęs skersinis elektrinis laukas ir skersinis potencialų skirtumas ir vadinamas *Holo efektu*.



2. 8 pav. Holo elektrovaros atsiradimo schema. Rodyklėmis pavaizduota greičio kryptis kol dar nėra nusistovėjusi stacionari būseną.

Krūvio kaupimasis tęsis tol, kol skersinis elektrinis laukas neatsvers Lorencio jėgos. Po to elektronai judės išilgai bandinio, krūvis nebesikaups ir nusistovės stacionari būseną. Skersinį holinį lauką E_y galima rasti iš elektronų veikiančių magnetinės ir elektrinės jėgų lygybės

$$ev_x B = eE_y, \quad (2. 2.2)$$

iš kur

$$E_y = v_x B \quad (2. 2.3)$$

arba, kadangi $v_x = uE_x$,

$$E_y = uBE_x. \quad (2. 2.3a)$$

Bandymuose matuojamas ne skersinis laukas, o potencialų skirtumas (įtampa)

$$U_H = E_y b \quad (2. 2.4)$$

ir ne elektronų greitis v_x , o srovės stipris I , susijęs su v_x lygtimis

$$j_x = env_x \text{ ir } I = j_x S = j_x bd, \quad (2. 2.5)$$

kur bd – bandinio skerspjūvio plotas (2. 8 pav.). Išreiškę E_y (2. 2.3) lygtyje per U_H (2. 2.4) ir v_x per I pagal (2. 2.5) gausime

$$U_H = \frac{1}{en} \frac{BI}{d} = R_H \frac{BI}{d}. \quad (2. 2.6)$$

Dydis

$$R_H = \frac{1}{en} \quad (2. 2.7)$$

vadinamas *Holo konstanta*.

Išmatavę keturis dydžius U_H , H , I ir d galime apskaičiuoti R_H :

$$R_H = \frac{U_H d}{BI}, \quad (2.2.8)$$

o žinant R_H galime iš (2.2.7) nustatyti laisvųjų elektronų koncentraciją tiriamoje medžiagoje

$$n = \frac{1}{eR_H}. \quad (2.2.9)$$

Matuojant tuo pačiu metu Holo konstantą ir savitąjį elektrinį laidumą, galime apskaičiuoti ir elektronų judrumą; priemaišiniam puslaidininkiiui $\sigma = enu$ ir sutinkant su (2.2.7)

$$R_H \sigma = u. \quad (2.2.10)$$

Aukščiau pateiktas matematinis Holo elektrovaros ir Holo konstantos išvedimas nėra griežtai tikslus. Iš tikrųjų į magnetinės jėgos išraišką įeina pilnas elektrono greitis, susidedantis iš dviejų dalių: netvarkingo šiluminio judėjimo greičio v_0 ir kryptingo priedo dėl elektrinio lauko v_d ($v = v_0 + v_d$); srovės tankio išraiškoje įeina tik dreifinis greitis elektriniame lauke. Sutapatinę išvedime v_d ir v mes nepaisėme elektronų šiluminio judėjimo ir jų pasiskirstymo pagal greičius, todėl Holo konstanta (2.2.7) nėra tiksli. Be to laikėme, kad pusiausvyroje „Holo jėga“ eE_y turi atsverti magnetinę jėgą evB : $eE_y = evB$. Iš tikrųjų tai neteisinga bent dėl dviejų priežasčių: 1) pastaroji lygybė negali būti teisinga vienu metu visiems elektronams, turintiems skirtingas greičio vertes ir kryptis; 2) iš tikrųjų pusiausvyra būna ne tada, kai susilygina kiekvieną elektroną veikiančios elektrinė ir magnetinė jėgos, o kai šonuose nustoja kauptis krūviai, t. y. kai holinio lauko sukuriama srovė kompensuoja magnetinio lauko sukurtą srovę į bandinio kraštą.

Griežtesnis išvedimas pateikiamas [1] 7 skyriuje duoda tokią vertę

$$R_H = \frac{A}{en}, \quad (2.2.11)$$

kur konstanta A priklauso nuo elektronų išsklaidymo mechanizmo, t. y. nuo laipsnio rodiklio lygtyje dėl laisvojo kelio ilgio priklausomybės nuo energijos.

Paminėsim dažniausiai praktikoje sutinkamus atvejus:

- ✓ kovalentiniuose kristaluose, išsklaidant elektronus akustiniais svyravimais, elektrono laisvojo kelio ilgis nepriklauso nuo energijos ($r = 0$) ir

$$A = \frac{3\pi}{8} \text{ ir } R_H = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{en} \approx 1,17 \frac{1}{en}; \quad (2.2.12)$$

- ✓ joninės gardelės puslaidininkiuose išsklaidant elektronus optiniais svyravimais, kai temperatūra didesnė už Debajaus, laisvojo kelio ilgis proporcingas energijai ($r = 1$) ir

$$A \approx 1,11 \text{ ir } R_H \approx 1,11 \frac{1}{en}; \quad (2.2.13)$$

- ✓ išsklaidant priemaišų jonais, laisvojo kelio ilgis proporcingas energijos kvadratui ($r = 2$) ir

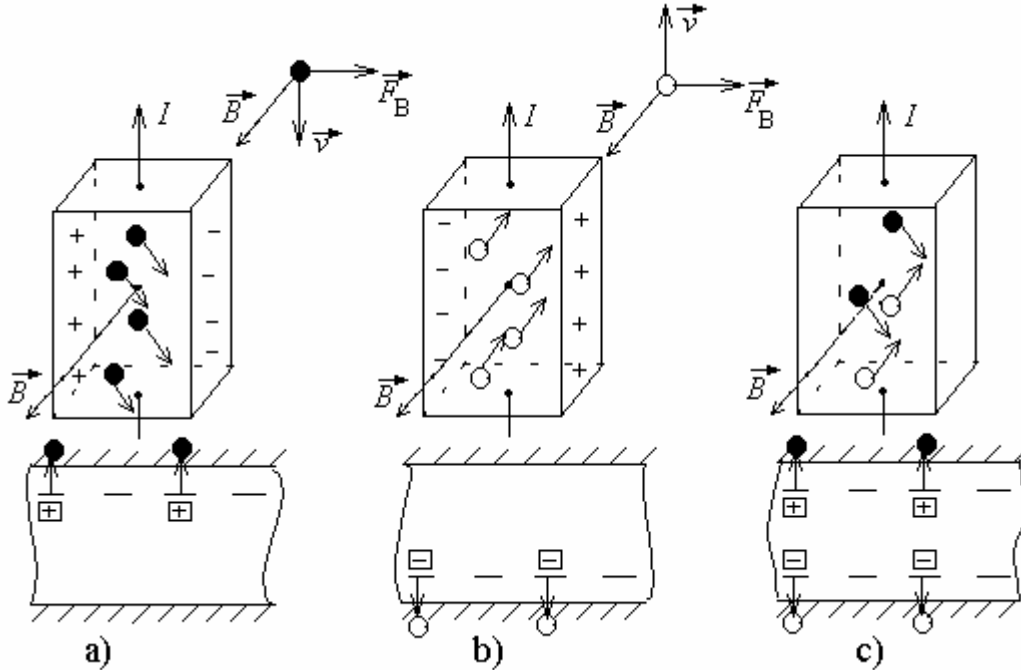
$$R_H \approx 1,93 \frac{1}{en}, \quad (2.2.14)$$

- ✓ metaluose ir stipriai išsigimusių puslaidininkių elektriniame laidume gali dalyvauti tik elektronai, esantys pačiuose viršutiniuose Fermi pasiskirstymo lyg-

menyse; energija ir greitis šių elektronų pilnai apibrėžti, ir tokiu atveju nereikia įskaityti pasiskirstymo greičiais. Atsižvelgiant į tai, anksčiau mūsų pateiktas išvedimas yra griežtai teisingas metalams ir išsigimusiems puslaidininkiams $A = 1$ ir Holo konstanta

$$R_H = \frac{1}{en}. \quad (2.2.15)$$

Mišrus laidumas. Jei laidume dalyvauja ir elektronai, ir skylutės, tai Holo efektas žymiai sudėtingesnis. Lorencio jėgos išraiškoje yra dalelės greičio ir krūvio sandauga; kadangi elektrono su skylute ir greičio ženklai (kryptis), ir krūvio ženklai priešingi, tai jėgų, veikiančių juos, kryptis bus ta pati ir jie atsilenks į tą pačią pusę (2.9 pav. a ir b).



2.9 pav. Holo elektrovaros atsiradimo schema: a) n tipo puslaidininkyje; b) p tipo puslaidininkyje; c) kompensuotame puslaidininkyje, kai $n = p$ ir $u_p = u_n$.

Jei elektronų ir skylių judrumai ir koncentracijos vienodi, tai jų krūviai bus pilnai kompensuoti ir holinis laukas lygus nuliui¹. Jei šios lygybės nėra ir vieno ženklo krūvių koncentracija ar judrumas (tarkim elektronų) didesnis už kito, tai viename krašte kaupsis neigiamas krūvis, o kitame liks nekompensuotas teigiamas. Tokiu būdu atsiranda skersinis holinis laukas, stabdantis elektronų judėjimą šia kryptimi ir greitinančio skylių judėjimą. Krūvių kaupimasis tęsis tol, kol šis laukas nesuvienodins elektronų ir skylių srautų. Šiuo atveju skaičiavimai duoda tokią Holo konstantos išraišką

$$R_H = \frac{A}{e} \frac{u_p^2 p - u_n^2 n}{(u_p p + u_n n)^2}, \quad (2.2.16)$$

kur u_p, p, u_n, n – atitinkamai skylių ir elektronų judrumai ir koncentracijos. (2.2.16) lygtyje konstanta A , kaip vieno ženklo krūvininkų atveju, nusakoma išsklaidymo mechanizmu:

$$A = \frac{3\pi}{8} \text{ atominei gardelei ir t. t.}$$

¹ Šiuo atveju magnetinio lauko poveikis tas, kad viename krašte krūvininkų koncentracija ir lokalus elektrinis laidumas padidėja, o kitame sumažėja.

Nesunku įsitikinti kad: 1) jei $n = 0$ arba $p = 0$, tai (2. 2.16) virsta (2. 2.11); 2) jei $n = p$ ir $u_n = u_p$, tai Holo konstanta ir Holo elektrovara lygios nuliui (2. 9 pav. c).

Pagal (2. 2.16) savojo laidumo srityje Holo elektrovaros ženklas atitinka krūvininkų ženklą, kurių judrumas didesnis (paprastai elektronų); todėl skyliniame puslaidininkyje Holo elektrovara, pereinant į savąjį laidumą, paprastai pereina per nulį ir keičia ženklą.

Mišraus laidumo atveju savitasis elektrinis laidumas

$$\sigma = e(u_p p + u_n n). \quad (2. 2.17)$$

Kaip matyti iš (2. 2.16) ir (2. 2.17), šiuo atveju Holo konstantos ir elektrinio laidumo matavimas neduoda pakankamai duomenų elektronų ir skylių judrumui ir koncentracijai nustatyti, nes turime dvi lygtis su keturiais nežinomaisiais. Kad išspręsti uždavinį, mums dar reikia dviejų nepriklausomų lygčių arba kitais būdais sužinoti judrumą ir koncentraciją.

2. 2.3 Varžos pokytis magnetiniame lauke

Išsiaiškinkime kokia trajektorija judės elektronas patekęs į vienalytį magnetinį lauką statmeną jo pradinio greičio kryptiai. Elektroną veiks magnetinė jėga $F_B = evB$, ir jo trajektorija išsikreips; kadangi pagreitis $a = \frac{F_B}{m}$ kiekvienu laiko momentu bus statmenas elektrono judėjimo kryptiai, greičio modulis nesikeis ($v = \text{const}$). Trajektorijos kreivumo spindulį galime surasti iš įcentrinės ir išcentrinės jėgų lygybės:

$$\frac{mv^2}{r} = evB, \quad (2. 2.18)$$

iš kur

$$r = \frac{mv}{eB}. \quad (2. 2.19)$$

Kadangi į (2. 2.19) įeinantys dydžiai pastovūs, tai ir kreivumo spindulys irgi pastovus; kitaip sakant, elektronas judės apskritimu. Elektrono apsisukimo periodas sutinkant su (2. 2.19)

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (2. 2.20)$$

ir kampinis greitis

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{eB}{m}. \quad (2. 2.21)$$

Išskiriami stiprūs ir silpni magnetiniai laukai. Silpnais vadinami tokie magnetiniai laukai, kuriuose elektrono trajektorijos kreivumo spindulys r daug didesnis už vidutinį laisvojo kelio ilgį \bar{l} :

$$r \gg \bar{l}. \quad (2. 2.22)$$

Tokiomis sąlygomis magnetinio lauko poveikis elektronui per laisvojo kelio laiką bus pakankamai silpnas: jis pasireikš tuo, kad elektrono trajektorija nežymiai išsikreips ir judėjimo kryptis atsilenks nuo pirminės mažu kampų φ (2. 10 pav.):

$$\varphi = \frac{\bar{l}}{r} \ll 1. \quad (2. 2.23)$$

Bet elektrono judrumas u išreiškiamas per laisvojo kelio ilgį formule

$$u = \frac{e \bar{l}}{m v}. \quad (2.2.24)$$

Įstatę į (2.2.23) r reikšmę iš (2.2.19) gausime

$$\varphi = \frac{e \bar{l}}{m v} B \ll 1 \quad (2.2.25)$$

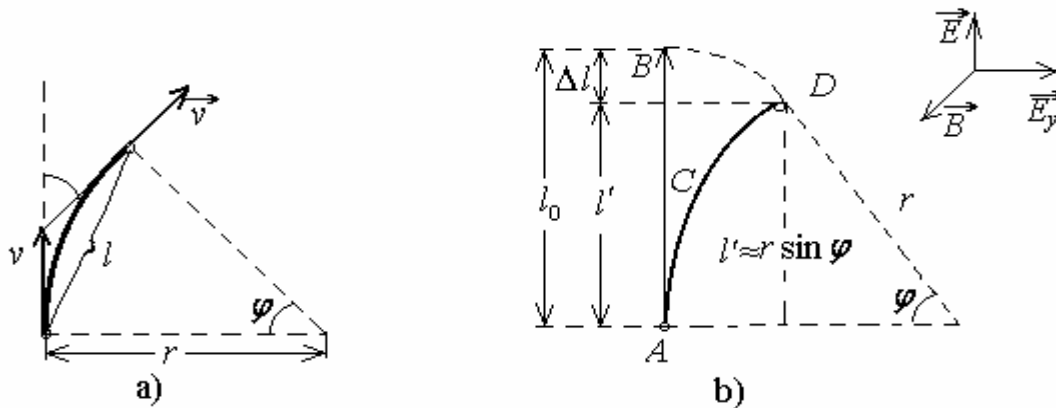
arba

$$\varphi = uB \ll 1. \quad (2.2.26)$$

Vadinasi (2.2.23) nelygybė, nusakanti silpną lauką, gali būti pakeista ekvivalenčia

$$uB \ll 1. \quad (2.2.27)$$

Paskutinė išraiška patogesnė, nes dydžiai u ir B tiesiogiai matuojami bandymuose.



2. 10 pav. Elektrono trajektorijos iškrypimas silpname magnetiniame lauke, kai elektronas įlekia statmenai magnetinėms linijoms (a) ir schema paaiškinanti efektyvaus laisvojo kelio ilgio mažėjimą silpname magnetiniame lauke (b).

Stipriais magnetiniais laukais vadiname tokius laukus, kuriuose galioja nelygybės priešingos (2.2.22) arba (2.2.27):

$$r \ll \bar{l} \quad (2.2.28)$$

arba

$$uB \gg 1. \quad (2.2.29)$$

Šiuo atveju elektrono judėjimo pobūdis iš esmės pasikeis: tarp susidūrimų jis judės ne beveik tiesia trajektorija (kaip silpnuose laukuose), o praeis keletą ciklų sraigatine linija ar dar sudėtingesne trajektorija.

Laukų skirstymas į silpnus ir stiprius nėra absoliutus: esant tam pačiam lauko stiprumui medžiagoms su mažu judrumu galios (2.2.22), o kitoms, su dideliu judrumu, (2.2.28) nelygybė. Be to, tai pačiai medžiagai aukštesiose temperatūrose duotas laukas gali būti silpnas, o žemesiose temperatūrose – stiprus.

Išnagrinėkim varžos kitimą silpnuose laukuose.

Savasis laidumas. Savojo laidumo srityje, kur skylių ir elektronų skaičių galime laikyti vienodu, $n = p$, holinis laukas atsiranda dėl jų skirtingų judrumų. Jei $u_n = u_p$, tai $E_H = 0$. Šiuo atveju Lorencio jėgos niekas nekompensuoja ir elektronai su skylutėmis atsilenkia nuo išilginio lauko krypties kampu φ (2.10 pav.)

$$\varphi = uB. \quad (2.2.30)$$

Jei nesant magnetinio lauko elektronas be susidūrimų nueidavo atstumą $AB = l_0$ elektrinio lauko E kryptimi, tai dabar nueis tokį patį atstumą lanku ACD . Vadinasi, efektyvus elektrono laisvojo kelio ilgis srovės kryptimi sumažės: tai bus $l' - ACD$ projekcija į AB .

Elektrono judrumas proporcingas keliui, nueitam elektrinio lauko kryptimi, o elektrinis laidumas proporcingas judrumui, vadinasi, tokiu būdu sumažės ir judrumas, ir elektrinis laidumas:

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta l}{l_0}. \quad (2.2.31)$$

Iš 2. 10 pav. b nesunku apskaičiuoti Δl :

$$\Delta l = l_0 - l' \approx l_0 - r \sin \varphi;$$

bet

$$r = \frac{l_0}{\varphi}; \quad \sin \varphi \approx \varphi - \frac{\varphi^3}{3}, \quad (2.2.32)$$

vadinasi,

$$\frac{\Delta l}{l_0} \approx \frac{\varphi^2}{3}$$

ir sutinkant su (2.2.31)

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx -\frac{1}{3}(uB)^2. \quad (2.2.33)$$

Pateiktame išvedime mes darėme tas pačias paklaidas kaip išvedant Holo elektrovarą, t. y. neįskaitėme elektronų greičių šiluminio pasiskirstymo. Todėl formulė (2.2.33), kaip ir formulė (2.2.5) teisinga koeficiento tikslumu. Griežtas išvedimas, įskaitant statistinį greičių pasiskirstymą, duoda sprendinį analogišką (2.2.33):

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = -C(uB)^2, \quad (2.2.34)$$

kur koeficientas C priklauso nuo elektronų išsklaidymo mechanizmo. Atominei gardelei

$C = \frac{9\pi}{16}$; joninei gardelei žemesnėje temperatūroje už Debajaus $C = 1$ ir kai temperatūra di-

desnė už Debajaus $C = \frac{27\pi}{64}$.

Taip yra savojo laidumo atveju, kai elektronų ir skylių koncentracijos vienodos, bei jų judrumai lygūs. Šios abi sąlygos (ypač antra) praktikoje labai retai pasiekiamos. Jei $n \neq p$ ir $u_n \neq u_p$, tai lygtis $\Delta\sigma/\sigma$ gaunama gana sudėtinga.

Priemaišinis laidumas. Priemaišinio laidumo atveju bandinyje atsiranda holinis potencialų skirtumas ir elektrinė jėga eE_y priešinasi Lorencio jėgos evB veikimui. Kaip jau buvo minėta anksčiau, šiuo atveju elektronui su tam tikru vidutiniu greičiu galios lygybė (2.2.2): $ev_x B = eE_y$.

Tokie elektronai judės išilgai bandinio ir, atsiradus magnetiniam laukui, efektinis laisvojo kelio ilgis nepakis. Bet elektronai su mažesniais už vidutinį greičiais bus atlenkiami į elektrinės jėgos pusę, o elektronai, kurių greičiai didesni už vidutinį, atsilenks į priešingą pusę. Ir vieniems, ir kitiems efektinis laisvojo kelio ilgis sumažės.

Vadinasi, ir šiuo atveju bandinio elektrinis laidumas sumažės, bet efektas turi būti mažesnis nei savojo laidumo srityje, kadangi holinis laukas ištiesina dalies elektronų trajektorijas.

Priemaišinių puslaidininkų elektrinio laidumo pokyčiui teorija duoda lygtį analogišką (2. 2.34):

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -C'(uB)^2, \quad (2. 2.35)$$

kur koeficientas C' taip pat priklauso nuo elektronų išsklaidymo mechanizmo: atominei gardelei $C' = \frac{\pi}{10}$; joninei gardelei žemesnėje temperatūroje už Debajaus $C' = 0$ ir kai temperatūra didesnė už Debajaus $C' = 0,96$, išsklaidant priemaišų jonais $C' = 1$. Kaip ir turi būti visais atvejais $C' < C$.

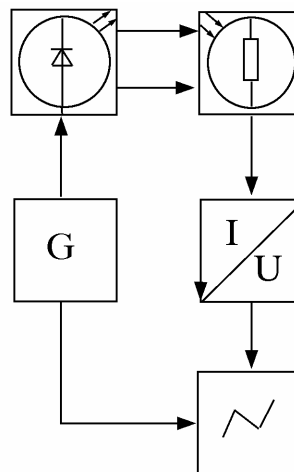
Kaip matyti iš (2. 2.34) ir (2. 2.35) varžos kitimo magnetiniame lauke matavimas leidžia betarpiškai nustatyti krūvininkų judrumą, jei žinomas jų išsklaidymo mechanizmas.

Nr.3 FOTOLAIDUMO TYRIMAS

Darbo užduotys. Ištirti puslaidininkio fotolaidumo relaksaciją, panaudojant impulsinį apšvietimą. Eksperimentiškai nustatyti relaksacijos grafiką. Apskaičiuoti momentinį gyvavimo laiką ir nubrėžti grafiką $\tau = f(t)$, nustatyti rekombinacijos pobūdį. Esant tiesinei rekombinacijai, nustatyti rekombinacijos laiką.

Darbo priemonės ir medžiagos: Oscilografas, stendas, kuriame įmontuota fotodiodų matrica, tiriamasis puslaidininkis, įtampos keitiklis.

Darbo schema:



3. 1 pav. Darbo schema

Darbo formulės:

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_n + A_p - A_0. \quad (\text{I})$$

$$\Delta\sigma_{st} = A_0. \quad (\text{II})$$

$$\tau = \frac{t_0'}{2}. \quad (\text{III})$$

Darbo metodika

3. 1.1 Gyvavimo laiko nustatymas remiantis relaksacijos grafiku. Rekombinacijos tipo nustatymas

Neapšvietus puslaidininkio, jo savitąjį elektrinį laidumą σ_0 nusako pusiausvyrinės krūvininkų koncentracijos n_0, p_0 ir jų judrumai u_n, u_p :

$$\sigma_0 = en_0u_n + ep_0u_p.$$

Apšvietus puslaidininkį, šviesos kvantai permeta elektronus iš valentinės juostos į laidumo juostą. Jeigu apšvietus nepusiausvyrinių krūvininkų koncentracija laidumo juostoje Δn , o valentinėje juostoje Δp , tai savitasis elektrinis laidumas

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)u_n + e(p_0 + \Delta p)u_p .$$

Fotolaidumas yra

$$\Delta\sigma = e\Delta n u_n + e\Delta p u_p . \quad (3.1.1)$$

Apšvietus puslaidininkį stačiakampiu intensyvumo I šviesos impulsu, fotolaidumas $\Delta\sigma$ kinta laikui bėgant. Tai vadinama fotolaidumo relaksacija.

Fotolaidumo relaksaciją aprašo kinetinė lygtis. Kadangi $\Delta\sigma \sim \Delta n$, tai fotolaidumo relaksaciją patogumo dėlei nagrinėsime kaip Δn kitimą laikui bėgant. Δn kitimą laikui bėgant sąlygoja nepusiausvyrinių krūvininkų generacijos ir rekombinacijos procesai. Generaciją ir rekombinaciją charakterizuoja generacijos ir rekombinacijos greičiai. Generacijos greitis g nusako, koks nepusiausvyrinių krūvininkų kiekis sužadinamas tūrio vienetu per 1s.

$$g = \beta k I ,$$

kur I – krintančios šviesos intensyvumas, β – kvantinis našumas, k – absorbcijos rodiklis.

Rekombinacijos greitis r nusako, koks nepusiausvyrinių krūvininkų skaičius rekombinuoja tūrio vienetu per 1s. Jis priklauso nuo rekombinacijos pobūdžio.

Tiesinės rekombinacijos atveju

$$r = -\frac{\Delta n}{\tau} .$$

Kvadratinės rekombinacijos atveju

$$r = -\frac{\Delta n^2}{\tau} ,$$

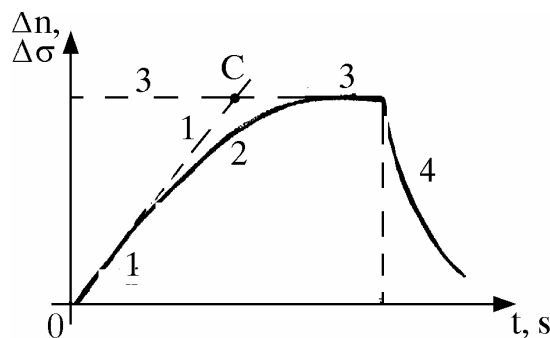
kur τ – momentinis nepusiausvyrinių krūvininkų gyvavimo laikas. Tokiu būdu kinetinė lygtis (3.2.2) arba (3.2.3)

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - r . \quad (3.1.2)$$

aprašo nepusiausvyrinių krūvininkų Δn kitimą laikui bėgant.

Grafikas $\Delta n = f(t)$ vadinamas relaksacijos grafiku (3.2 pav.). Relaksacijos grafiką pagal formą galima suskirstyti į keturias dalis: 1-oji dalis – pagrindinė grafiko dalis, kurioje Δn yra mažas. Šioje dalyje $r = -\frac{\Delta n}{\tau} = 0$, o $g = \beta k I$. Tokiu atveju (3.1.2) lygtis tampa

$$\Delta n = \beta k I t . \quad (3.1.3)$$



3.2 pav. Relaksacijos grafikas

(3.1.3) lygtis yra tiesės lygtis, kuri pavaizduota (3.2 pav.) punktyrine linija.

2-oji kreivės dalis aprašoma lygtimi:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (3.1.4)$$

3-oje kreivės dalyje

$$\beta k I - \frac{\Delta n}{\tau} = 0, \quad (3.1.5)$$

jeigu rekombinacija yra tiesinė. Iš čia

$$\Delta n = \beta k I \tau. \quad (3.1.6)$$

4-oje kreivės dalyje $I = 0$, todėl

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -r. \quad (3.1.7)$$

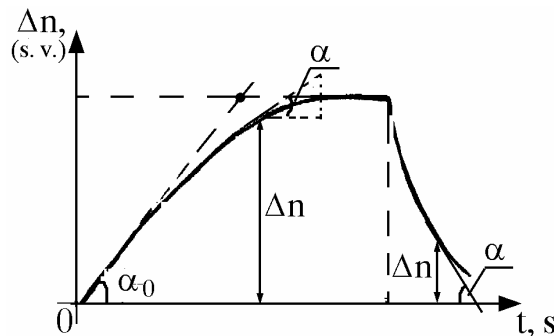
Norint ištirti fotolaidumo relaksaciją, reikia nustatyti momentinį gyvavimo laiką τ , remiantis (3.1.4) arba (3.1.7) lygtimi, ir rekombinacijos tipą. Iš (3.1.4) lygties

$$\tau = \frac{\Delta n}{\beta k I - \frac{d\Delta n}{dt}}. \quad (3.1.8)$$

Remiantis 3.3 paveikslu, τ galime rasti, žinant $\text{tg}\alpha_0$ ir $\text{tg}\alpha$ duotoje koordinačių sistemoje:

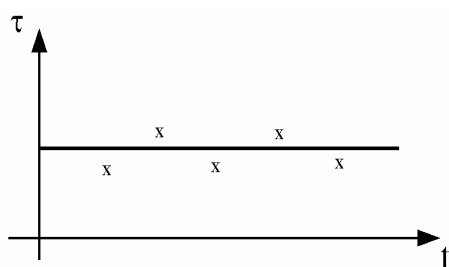
$$\tau = \frac{\Delta n}{\text{tg}\alpha_0 - \text{tg}\alpha}. \quad (3.1.9)$$

Jeigu Δn matuosime santykiniais vienetais $\text{tg}\alpha_0$ ir $\text{tg}\alpha \text{ s}^{-1}$, tai τ gausime matuojamą sekundėmis.



3.3 pav. Gyvavimo laiko nustatymas remiantis relaksacijos grafiku

Apie rekombinacijos pobūdį mes sprendžiame iš grafiko $\tau = f(t)$ (3.4 pav.). Jeigu kintant



3.4 pav. τ priklausomybė nuo laiko

laikui $\tau = \text{const}$, tai rekombinacija yra tiesinė. Jeigu laikui bėgant $\tau \neq \text{const}$, tai rekombinacija netiesinė. Tiesinės rekombinacijos atveju momentinis gyvavimo laikas τ yra lygus relaksacijos laikui τ_r . Relaksacijos laikas τ_r yra laikas, per kurį $\Delta\sigma$ arba Δn pakinta $e = 2,7$ karto.

Tiesinės rekombinacijos atveju relaksacijos laiką τ_r galima rasti sukirtus 1-ją ir 3-ją relaksacijos tiesių dalis (3.2 pav.). Šių tiesių, aprašomų lygtimis (3.1.3) ir (3.1.6) susikirtimo taško C lai-

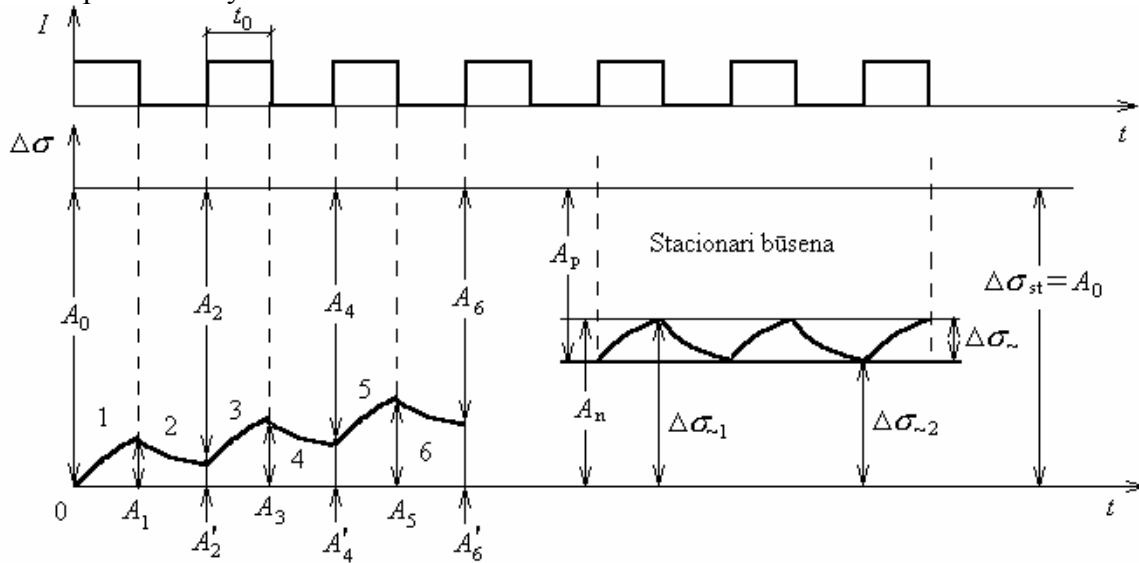
kas t yra lygus relaksacijos laikui τ_r :

$$\beta k I t = \beta k I \tau_r,$$

$$t = \tau_r.$$

3. 1.2 Gyvavimo laiko nustatymas apšviečiant medžiagą stačiakampiais impulsais

Relaksacijos laiką τ galima rasti ir kitu būdu. Pavyzdžiui, apšviečiant puslaidininkinę medžiagą stačiakampiais impulsais. 3. 5 pav. pavaizduota apšvietimo ir puslaidininkio fotolaidumo priklausomybės nuo laiko.



3. 5 pav. Apšvietimo ir puslaidininkio fotolaidumo priklausomybės nuo laiko.

Matome, kad apšvietimas yra periodiškasis. Per vieną periodą puslaidininkis laiką t_0 yra apšviestas ir tokį pat laiką nėra apšviestas. Per pirmą apšvietimo laiką fotolaidumas tenkina dėsnį:

$$\Delta\sigma_1 = A_0 \left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}} \right),$$

kur A_0 – soties būsena.

Per laiką t_0 fotolaidumas pakils iki A_1 :

$$A_1 = A_0 \left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}} \right). \tag{3. 1.10}$$

Po to apšvietimas nutraukiamas ir fotolaidumas krenta pagal dėsnį:

$$\Delta\sigma_2 = A_1 e^{-\frac{t_0}{\tau}},$$

o po laiko t_0 pakis iki

$$A'_2 = A_1 e^{-\frac{t_0}{\tau}}. \tag{3. 1.11}$$

I (3. 1.11) lygtį įstatome (3. 1.10).

$$A_2' = A_0 \left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}} \right) e^{-\frac{t_0}{\tau}}. \quad (3. 1.12)$$

Kadangi visada $e^{-\frac{t_0}{\tau}} < 1$, nes $t_0 > 0$, tai palyginę (3. 1.10) ir (3. 1.12) lygtis galime pasakyti, kad taškas 2 bus aukščiau negu taškas 0, t. y. per pirmą periodą fotolaidumas daugiau pakilo, nei nusileido.

Analogiškai bus ir antrame periode. Taškas 4 bus aukščiau nei taškas 2. Taip po kiekvieno periodo didesnis ir didesnis, kol pasieks stacionarią būseną.

Kaip matome iš 3. 5 pav., kiekviename periode A_0, A_2, A_4, A_6 vis mažės kol taps A_p . O A_1, A_3, A_5, A_7 didės ir pakils iki A_n . Tai vaizduoja lentelė:

	I periodas	II periodas	III periodas	IV periodas	Stacionarinė būseną
$\Delta\sigma$ kyla	$\Delta\sigma = A_0 f_1(t)$	$\Delta\sigma = A_2 f_1(t)$	$\Delta\sigma = A_4 f_1(t)$	$\Delta\sigma = A_6 f_1(t)$	$\Delta\sigma = A_p f_1(t)$
$\Delta\sigma$ mažėja	$\Delta\sigma = A_1 f_2(t)$	$\Delta\sigma = A_3 f_2(t)$	$\Delta\sigma = A_5 f_2(t)$	$\Delta\sigma = A_7 f_2(t)$	$\Delta\sigma = A_n f_2(t)$

Kur $f_1(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}$, $f_2(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}$.

Stacionarioje būsenoje fotolaidumas pakils pagal dėsnį (remiantis lentele)

$$\Delta\sigma_{-1} = A_p \left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}} \right),$$

o nusileis – $\Delta\sigma_{-2} = A_n e^{-\frac{t_0}{\tau}}. \quad (3. 1.13)$

A_p ir A_n parodytos 3. 5 pav.

$\Delta\sigma_{-1}$ kintantis narys bus $A_p e^{-\frac{t_0}{\tau}}$, o narys A_p liks nepakitęs. Stacionarioje būsenoje, fotolaidumas kiek padidėja, tiek ir sumažėja. Tai

$$A_p e^{-\frac{t_0}{\tau}} = A_n e^{-\frac{t_0}{\tau}},$$

iš čia

$$A_p = A_n = A. \quad (3. 1.14)$$

Pagal (3. 1.14) ir (3. 1.13) lygtis $\Delta\sigma_{-2}$ bus lygi (3. 5 pav.):

$$\Delta\sigma_{-2} = A e^{-\frac{t_0}{\tau}}.$$

Iš brėžinio matome, kad $\Delta\sigma_{-2} = A_0 - A$, tai

$$A_0 - A = A e^{-\frac{t_0}{\tau}},$$

$$A + A e^{-\frac{t_0}{\tau}} = A_0,$$

$$A = \frac{A_0}{1 + e^{-\frac{t_0}{\tau}}}. \quad (3.1.15)$$

Remiantis brėžiniu galime užrašyti:

$$2A = A_0 + \Delta\sigma_{\sim}. \quad (3.1.16)$$

Į (3.1.16) lygtį įstatome (3.1.15):

$$\frac{2A_0}{1 + e^{-\frac{t_0}{\tau}}} = A_0 + \Delta\sigma_{\sim},$$

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_0 \left(\frac{2}{1 + e^{-\frac{t_0}{\tau}}} - 1 \right),$$

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_0 \frac{e^{\frac{t_0}{2\tau}} - e^{-\frac{t_0}{2\tau}}}{e^{\frac{t_0}{2\tau}} + e^{-\frac{t_0}{2\tau}}},$$

$$\Delta\sigma_{\sim} = A_0 \operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau}.$$

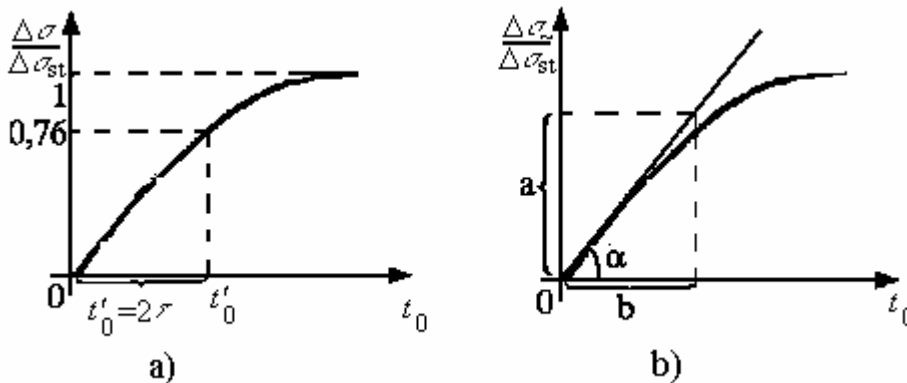
Dydis A_0 atitinka puslaidininkio sotes būseną $\Delta\sigma_{st} = A_0$, tai

$$\Delta\sigma_{\sim} = \Delta\sigma_{st} \operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau},$$

iš čia

$$\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}} = \operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau}. \quad (3.1.17)$$

Keisdami t_0 gauname $\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}}$ priklausomybės nuo laiko t_0 grafiką (3.6 pav. a).



3.6 pav. Gyvavimo laiko (a) ir kvantinio našumo (b) radimas iš grafi-

ko $\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}} = f(t_0)$

Kai $\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}} = 0,76$, turėtų būti $\operatorname{th} \frac{t_0}{2\tau} = 0,76$. Tai yra, kai argumentas bus lygus 1:

$$\frac{t_0}{2\tau} = 1, \quad \tau = \frac{t_0}{2}. \quad (3.1.18)$$

Kaip rasti τ iš grafiko, parodyta 3. 6 pav. a.

Remiantis šiuo grafiku, galėsime rasti puslaidininkinės medžiagos savybę – kvantinį našumą β , kuris parodo, kokia dalis absorbuotų fotonų generuoja laisvus krūvininkus.

Imkime laiko t_0 mažą intervalą. Kai $t_0 \ll \tau$, tai $\text{th} \frac{t_0}{2\tau} \approx \frac{t_0}{2\tau}$. Todėl remiantis (3. 1.17) lygtimi, galėsime parašyti

$$\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}} = \frac{t_0}{2\tau}. \quad (3.1.19)$$

Ši lygtis atitiks lygtį grafiko liestinės, einančios per tašką $t_0 = 0$.

Kaip žinome, šviesos sukeltas laisvų elektronų koncentracijos padaugėjimas pasieks soties būseną:

$$\Delta n_{st} = \beta k I \tau, \quad (3.1.20)$$

kur β – kvantinis našumas, k – šviesos absorbcijos rodiklis, τ – relaksacijos laikas, I – šviesos intensyvumas.

Kadangi savitasis elektronų laidumas $\sigma = eun$, tai fotolaidumas esant soties būsenai

$$\Delta\sigma_{st} = eu\Delta n_{st}. \quad (3.1.21)$$

(3. 1.20) lygtį įstatome į (3. 1.21)

$$\Delta\sigma_{st} = eu\beta k I \tau. \quad (3.1.22)$$

Į (3. 1.19) lygtį įstatome (3. 1.22):

$$\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{eu\beta k I \tau} = \frac{t_0}{2\tau},$$

iš čia $\beta = \frac{2\Delta\sigma_{\sim}}{eukIt_0}$ arba

$$\beta = \frac{2\Delta\sigma_{st}}{eukI} \cdot \frac{\Delta\sigma_{\sim}}{t_0}. \quad (3.1.23)$$

Pasižymėkime $C = \frac{2\Delta\sigma_{st}}{eukI}$.

Iš brėžinio matome, kad $\text{tg} \alpha = \frac{\Delta\sigma_{\sim}}{t_0}$, kur α – kampas tarp liestinės ir laiko ašies (3. 6 pav. b).

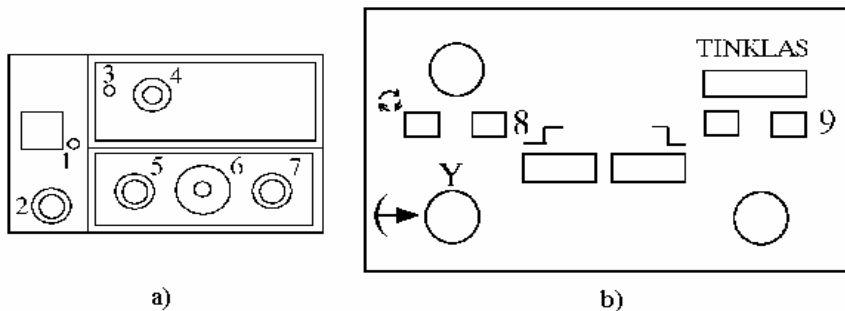
Tai (3. 1.23) lygtį galime perrašyti taip:

$$\beta = C \text{tg} \alpha, \quad (3.1.24)$$

kur pagal 3. 6 pav. b $\text{tg} \alpha = \frac{a}{b}$.

3. 1.3 Darbas su stendu ir oscilografu

Į tinklą įjungiamo oscilografą (3. 7 pav. a) ir stendą (3. 7 pav. b), kur yra fotorezistorius su visa maitinimo sistema.



3. 7 pav. Oscilografas (a) ir fotorezistoriaus relaksacijos tyrimo stendas (b): 1 – rankinio ištrynimo mygtukas, 2 – atminties įjungimo rankenėlė, 3 – mygtukas „paruošta darbui“, 4 – laiko skleidimo rankenėlė, 5, 6, 7 – trys vertikalaus stiprinimo rankenėlės, 8 – rankinio režimo įjungimo mygtukas, 9 – šviesos diodų uždegimo mygtukas.

Oscilografas paruošiamas darbui. Tam tikslui atminties rankenėlė 2 pastatoma padėtyje „atmintis“ (rus. „память“). Įjungiamo oscilografo atmintis. Prieš tai mygtuku 1 „rankinis ištrynimas“ (rus. „ручное стирание“) ištrinamas atminties turinys. O mygtuku 3 „paruošta“ (rus. „готов“) įjungiamas atminties elementas.

Oscilografo trys rankenėlės iš kairės į dešinę pastatomos (mV) tokiose padėtyse: pirmoji (5) $\times 100$ mV/pad, antroji rankenėlė susideda iš dviejų dalių. Išorinė rankenėlės dalis pastatoma ant 5 mv/pad, o vidinė sukama tol, kol kreivė yra patogiame aukštyje. Trečioji rankenėlė (7) pastatoma ant 1 mV/pad. Visos šios rankenėlės yra ant žalio skydo. O „laiko“ rankenėlė 4 (rus. „время“) pastatoma padėtyje 0,2 s. Ji yra ant mėlyno skydo.

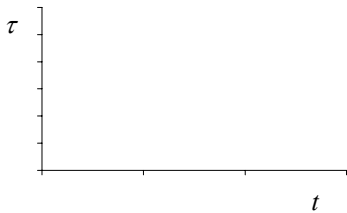
Po to pradedama dirbti su fotorezistoriaus stendu. Tam tikslui įjungiamas juodas mygtukas 8 (su simboliu ženklu „rankos plaštaka“). Šis mygtukas įjungia rankinio valdymo sistemą. Po to įjungiamas juodas mygtukas 9, kuris uždega šviesos diodus. Šviesos diodo šviesa, patekus į fotorezistorių, sukelia fotolaidumo relaksaciją. Fotolaidumo relaksacijos kreivė stebima oscilografo ekrane. Ši kreivė pernešama ant matinio balto popieriaus, o po to ant milimetrinio popieriaus. Ekrane horizontalioje ašyje 1 cm atitinka 0,2 s, jeigu „laiko“ rankenėlė pastatyta padėtyje 0,2 s. O vertikalioje ašyje $\Delta\sigma$ arba (Δn) matuojama santykiniais vienetais, t. y. milimetrais.

Darbo eiga:

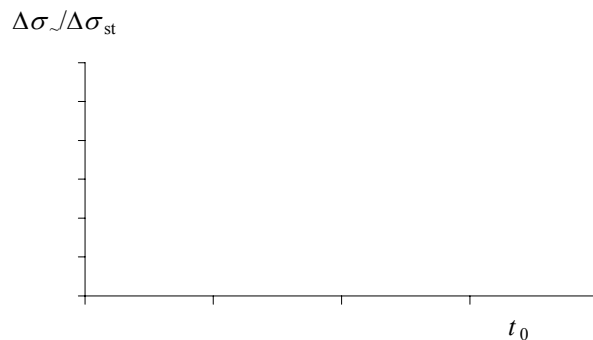
1. Nustatome atstumą A_0 oscilografo langelyje tarp tamsinio laidumo ir apšviesto elektrinio laidumo ir pasiekiamo laidumo soties būseną. Nubrėžiame relaksacijos grafiko pradinę dalį ir, esant reikalui, išotinio dalį.
2. Iš relaksacijos grafiko apskaičiuojame momentinį gyvavimo laiką τ įvairiais laiko momentais. Nubrėžiame momentinio gyvavimo laiko priklausomybę nuo laiko $\tau = f(t)$. Nustatome rekombinacijos pobūdį. Esant tiesinei rekombinacijai, nustatome relaksacijos laiką sukirdami 1–ją ir 3–ją relaksacijos grafiko dalis (žiūr. 3. 3 pav.).
3. Keičiant stačiakampio apšvietimo laiką t_0 , matuojame oscilografo langelyje matomų virpesių parametrus A_n ir A_p (žiūr. 3. 5 pav.). Eksperimentą atliekame imdami laiko tarpą t_0 nuo 0 iki tol, kol vertės A_n ir A_p stipriai nebekis.
4. Rezultatus surašome į lentelę. Remiantis brėžiniu (3. 5 pav.) pagal (I) formulę apskaičiuojame $\Delta\sigma$ ir pagal (II) formulę apskaičiuojame $\Delta\sigma_{st}$.

5. Pagal turimus duomenis nubrėžiame $\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}}$ priklausomybės nuo laiko t_0 grafiką.
6. Ties vertė $\frac{\Delta\sigma_{\sim}}{\Delta\sigma_{st}} = 0,76$ vedame tiesę, lygiagrečią laiko ašiai. Iš šios tiesės nuvedame statmenį į laiko ašį (3. 6 pav.). Iš gautos vertės t_0' apskaičiuojame relaksacijos laiką pagal (III) formulę.

Darbo ataskaita:



A_n									
A_p									
t_0									



Išvados:

Žinoti:

1. Fotolaidumo sąvoka.
2. Generacijos ir rekombinacijos greičiai.
3. Kinetinė lygtis, tiesinė ir kvadratinė rekombinacijos.
4. Momentinis gyvavimo laikas, relaksacijos laikas ir jų nustatymas iš grafiko.

Literatūra:

1. Л. С. Стильбанс. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. A. Tamašauskas, I. Vosylius, I. Požėla. Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris. Puslaidininkių fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. A. Poliakovas. Įmintą puslaidininkio mįslė. – K.: Šviesa, 1986.
5. Н. И. Шефер. Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

Teorija

3. 2.1 Fotolaidumas

Apšvietus medžiagą, joje gali vykti įvairūs reiškiniai. Vienas tokių reiškinių yra medžiagos varžos kitimas veikiant šviesai, t. y. *fotolaidumo reiškinys*. Išskiriamas normalus fotoefektas – laidumo didėjimas, ir anomalus – atvirkščias reiškinys. Anomalus fotoefektas – retas reiškinys, tad nenagrinėsime.

Iš principo elektrinio laidumo padidėjimą apšviečiant galima būtų paaiškinti ir krūvininkų judrumo padidėjimu, ir koncentracijos padidėjimu. Tačiau bandymais buvo tiesiogiai įrodyta, kad visais atvejais didėja koncentracija, o judrumas šviesinių ir tamsinių krūvininkų išlieka tas pats¹.

Yra trys būdai padidinti krūvininkų koncentraciją veikiant šviesai:

- 1) šviesos kvantai išmuša elektronus iš valentinės juostos ir perkelia į laidumo juostą (3. 8 pav. 1); tuo pačiu metu didėja ir elektronų, ir skylių skaičius;
- 2) elektronai išmušami iš valentinės juostos ir patenka į laisvus priemaišinius lygmenis; tuomet didėja skylinis laidumas (3. 8 pav. 2);
- 3) elektronas iš priemaišinių lygmenų patenka į laidumo juostą ir didėja elektroninis laidumas (3. 8 pav. 3).

Kiekvieno fotokrūvininko istoriją galime suskaidyti į keturis pagrindinius periodus:

- a) gimimas (generacija);
- b) laikas, per kurį fotokrūvininkas smūgių metu netenka perteklinės energijos ir pereina į šiluminę pusiausvyrą su gardele. Šis laikas 100 – 1000 kartų viršija „tamprios“ relaksacijos laiką, bet paprastai daug eilių mažesnis, nei gyvavimo laikas;
- c) pats ilgiausias fotokrūvininko periodas, kuriame jis susimaišęs su tamsiniais krūvininkais ir niekuo nesiskirdamas nuo jų (išskyrus kilmę) dalyvauja visuose pernešimo reiškinuose vienodai su jais. Šis periodas gali būti pertraukinėjamas trumpesniais ar ilgesniais prilipimo periodais, kas mažins efektyvų judrumą ir difuzijos koeficientą.

Reikia pabrėžti, kad visame šiame periode krūvininkų koncentracija viršija pusiausvirąją ir rekombinacija viršija šiluminę generaciją. Todėl, kai šviesos (ar kitu būdu sukelta) generacija baigsis, krūvininkų koncentracija pradės mažėti.

- d) Paskutinis ir vos ne svarbiausias momentas – fotokrūvininko „mirtis“, tai yra rekombinacija. Rekombinacija apriboja ir tuo pačiu nustato fotokrūvininkų gyvavimo laiką.

Kokybiškai išnagrinėkim fotolaidumą trečio atvejo pavyzdžiu. Tegu šviesos intensyvumas toks, kad per laiko vienetą iš donorinių atomų išplėsiama g elektronų. Tada nuo apšvietimo pradžios krūvininkų koncentracija augs pagal dėsnį

$$\frac{d \Delta n}{dt} = g, \quad (3. 2.1)$$

kur

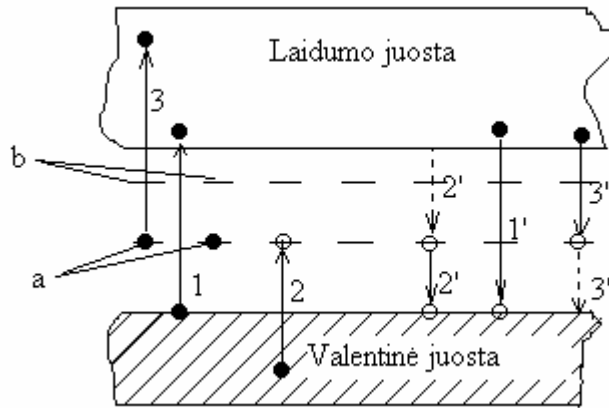
$$\Delta n = n - n_0$$

ir n_0 – pusiausvyra krūvininkų koncentracija.

¹ Šviesos išlaisvintas krūvininkas laidumo juostoje išbūna $10^{-2} - 10^{-9}$ s, o laikas tarp susidūrimų $10^{-10} - 10^{-13}$ s. Vadinasi, fotokrūvininkas juostoje patiria milijonus smūgių. Užtenka keletos dešimčių smūgių, kad elektronas įgytų energiją lygią šiluminei. Tad didžiąją dalį gyvavimo laiko fotokrūvininkas juda šiluminiu greičiu ir jo judrumas lygus šiluminių krūvininkų judrumui.

Akivaizdu, kad koncentracijos augimas negali tęstis amžinai. Iš tikrųjų, didėjant fotokrūvininkų skaičiui ir tuščių vietų priemaišiniuose lygmenyse skaičiui, didės rekombinacijos tikimybė ir po kurio laiko antrasis procesas atsvers pirmąjį. Po to šiluminių (g_0) ir šviesinių (g) šuolių skaičius per 1 s bus lygus rekombinacijos aktų skaičiui ir krūvininkų koncentracija bus stacionari (Δn_{st}).

e)



3. 8 pav. Krūvininkų generacijos ir rekombinacijos galimų kelių schema: 1– generacija didinanti elektroninį ir skylinį laidumus; 2– generacija didinanti skylinį laidumą; 3– generacija didinanti elektroninį laidumą; 1' – tiesioginė (tarpjuostinė) rekombinacija; 2' ir 3' – rekombinacija per priemaišinius centrus: 2' – elektronas iš priemaišinio centro leidžiasi į valentinę juostą, o į atsilaisvinusią vietą patenka elektronas iš laidumo juostos; 3' – tas pats vyksta atvirkštine tvarka; a – energijos lygmenys, atitinkantys nesužadintą elektrono būseną priemaišiniame centre; b – energijos lygmenys, atitinkantys sužadintą elektrono būseną priemaišiniame centre.

Pažymėkim fotokrūvininko gyvavimo laiką τ , t. y. laiką, kurį vidutiniškai šviesos sukurtas krūvininkas praleidžia laidumo juostoje. Tada rekombinuojančių per 1 s tūrio vienetą fotoelektronų skaičius bus $r = \frac{\Delta n}{\tau}$ ir (3. 2.1) lygtį, įskaitant rekombinaciją, reikia perrašyti

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (3. 2.2)$$

Stacionarioje būsenoje $\frac{d\Delta n}{dt} = 0$, gausime $\Delta n_{st} = g\tau$.

Eilėje atvejų (kai $\Delta n \gg n_0$) fotokrūvininkų gyvavimo laikas atvirkščiai proporcingas jų koncentracijai $\tau^{-1} = \gamma\Delta n$. Tada (3. 2.2) lygtis bus

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g - \gamma\Delta n^2. \quad (3. 2.3)$$

Stacionarioje būsenoje $\frac{d\Delta n}{dt} = 0$, gausime $\Delta n_{st} = \sqrt{\frac{g}{\gamma}}$, tai yra tokiu atveju stacionarus foto-
laidumas proporcingas šakniai iš šviesos intensyvumo. Pirmu atveju (3. 2.2) rekombinacija vadinama *tiesine*, o antru (3. 2.3) – *kvadratine*.

(3. 2.2) diferencialinės lygties sprendinys yra

$$\Delta n = \Delta n_{st} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (3. 2.4)$$

arba

$$n = n_0 + \Delta n_{st} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (3.2.5)$$

Kaip matyti iš (3.2.2), Δn asimptotiškai artėja prie savo stacionarios vertės Δn_{st} . Todėl dydį τ šiuo atveju vadina fotolaidumo relaksacijos laiku.

Nutraukus apšvietimą, krūvininkų generacija baigsis ir (3.2.2) lygtį reikia perrašyti į

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}; \quad (3.2.6)$$

(3.2.6) lygties sprendinys su pradinėmis sąlygomis, kai $t = 0$ ir $\Delta n = \Delta n_{st}$ bus

$$\Delta n = \Delta n_{st} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

arba

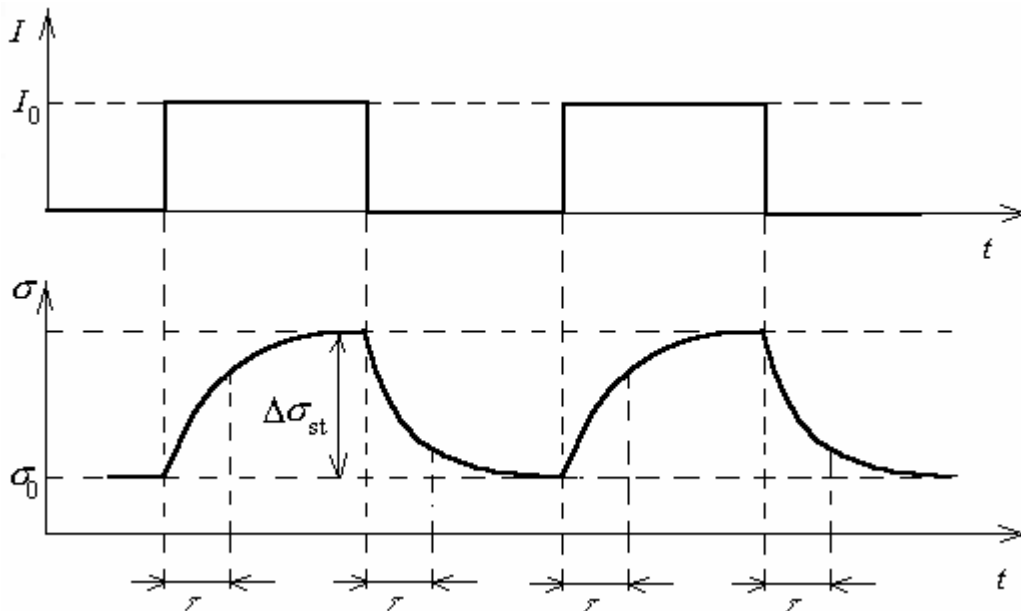
$$n = n_0 + \Delta n_{st} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (3.2.7)$$

Tai yra, nutraukus apšvietimą, krūvininkų koncentracija laidumo juostoje mažės, palaipsniui artėdama prie savo pradinės (pusiausvyros) vertės.

Tokiu būdu, sutinkant su (3.2.5) ir (3.2.7), pilna laidumo kitimo kreivė, apšvietus puslaidininkį stačiakampiais impulsais, bus tokia kaip pavaizduota 3.9 pav.

Stacionarus fotolaidumas išreiškiamas formule

$$\Delta \sigma_{st} = e \Delta n_{st} u = eug\tau. \quad (3.2.8)$$



3.9 pav. Fotolaidumo kitimas apšviečiant stačiakampiais impulsais tiesinės rekombinacijos atveju

Kvadratinės rekombinacijos atveju (3.2.3) lygties sprendinys

$$n = \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \operatorname{th} t \sqrt{g\gamma}, \quad (3.2.9)$$

¹ Ši analizė teisinga tik tuo atveju, kada τ nepriklauso nuo n .

ir išjungus šviesą

$$\frac{d \Delta n}{dt} = -\gamma \Delta n^2, \quad (3.2.10)$$

$$n = \sqrt{\frac{g}{\gamma}} \frac{1}{t \sqrt{g\gamma + 1}}. \quad (3.2.11)$$

Kaip matyti iš (3.2.9) ir (3.2.11), kvadratinės rekombinacijos atveju fotokrūvininkų koncentracija didėja ir mažėja pagal skirtingus dėsnius ir jos negalima apibūdinti pastoviu rekombinacijos laiku. Be to galima pastebėti, kad mažėjimas vyksta žymiai lėčiau nei didėjimas. Vienok ir šiuo atveju galima įvesti momentinį gyvavimo laiką, apibrėžę jį kaip dydį, atvirkštinį rekombinacijos tikimybei $\gamma \Delta n$ atskiram elektronui

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta n}, \quad (3.2.12)$$

kur γ gali priklausyti nuo laiko, fotokrūvininkų koncentracijos ir t. t. Ši išraiška teisinga bet kokiam rekombinacijos dėsniui.

Iš tikrųjų tiesinis ir kvadratinis dėsniai yra tik palyginti reti atvejai. Rekombinacijos tikimybė ir krūvininkų gyvavimo laikas priklauso nuo priemaišinių lygmenų momentinio užimtumo ir todėl, laikui bėgant, turi keistis pagal sudėtingą dėsnį.

3.2.2 Krūvininkų rekombinacija

Krūvininkų rekombinacija gali vykti dviem skirtingais keliais (žiūr. 3.8 pav.): tiesioginė (tarpjuostinė) rekombinacija (1') ir rekombinacija per priemaišų centrus (2' ir 3'). 2' atveju pirma elektronas iš priemaišinio centro patenka į valentinę juostą (šis procesas vadinamas *skylutės pagavimu*), o po to į atsilaisvinusį priemaišiniame centre lygmenį patenka elektronas iš laidumo juostos; 3' atveju pirmiausia pagaunamas elektronas, o po to – skylutė.

Krūvininkams rekombinuojant turi galioti energijos ir impulso tvermės dėsniai. Šiluminės generacijos atveju elektronai gauna energiją ir impulsą iš fonono ar kito laisvo elektrono, turinčio pakankamą kinetinę energiją (ši generacija vadinama smūgine), šviesos atveju – iš fotono. Dažnai pagrindinis vaidmuo tenka kombinuotiems procesams, kuriuose didžiąją energijos dalį elektronas gauna iš fotono, o impulso dalį – iš fonono. Krūvininkams rekombinuojant taip pat yra keletas energijos pasiskirstymo būdų.

Spindulinė rekombinacija – kada energija ir impulsas, išsilaisvinę rekombinuojant elektronui ir skylutei, išspinduliuojami šviesa. Tačiau skaičiavimai ir bandymai rodo, kad tokio proceso tikimybė didelė palyginus retais atvejais – pakankamai grynuose kristaluose ir net šiomis sąlygomis ne visuose kristaluose. Spindulinė rekombinacija atsiranda liuminescenciniuose kristaluose; su ja susijęs lazerio veikimas.

Nespindulinė rekombinacija – analogiškas procesas (elektronas betarpiškai patenka į valentinę juostą), skirtumas tas, kad išlaisvinta energija išsiskiria kaip šiluma (fononai). Tačiau ir šio proceso tikimybė maža. Esmė ta, kad vieno fonono energija neviršija kelių šimtųjų elektronvolto dalių. Jei draustinės juostos plotis vieno elektronvolto eilės ir visa energija išsiskirtų šiluma, tai reikštų, kad vienu metu atsirado keletas dešimčių fononų. Toks procesas mažai tikėtinas, kaip ir kelių dešimčių dalelių susidūrimas viename taške.

Tiesioginiai šuoliai svarbūs medžiagose su siaura draustine juosta.

Daugeliu atvejų svarbiausia yra rekombinacija per priemaišų centrus. Tai reiškia, kad laisvas elektronas pirma pagaunamas priemaišinių centrų, o po to patenka į valentinę juostą. Ši rekombinacija, lyginat su betarpiška rekombinacija, yra labiau tikėtina dėl šių priežasčių:

1. Šiuo atveju energija daloma į dvi dalis, ir kiekviename elementariame akte ji mažesnė nei tiesioginiuose perėjimuose, vadinasi, vienu metu susidaro mažiau fononų. Todėl rekombinacijai efektyviausi centrai, kurie yra arčiausiai draustinės juostos vidurio.
2. Priemaišinis centras gali pasiimti dalį ar visą elektrono (ar skylutės) energiją arba impulsą.

Šio proceso dvi stadijos – elektrono ir skylutės pagavimas – gali būti skirtingų tikimybių. Jei priemaišiniai centrai yra arčiau laidumo juostos, tai elektrono pagavimas labiau tikėtinas, ir elektronas ilgai „lauks“ savo partnerio. Šiluminė fliuktuacija gali jį užkelti atgal į laidumo juostą ir tik po daugelio procesų pasikartojimo, pagaliau, nusileis į valentinę juostą.

Tais atvejais, kai grįžimas į laidumo juostą labiau tikėtinas, negu rekombinacija, atitinkami lygmenys vadinami *elektronų (arba skylučių) prilipimo lygmenimis*. Krūvininko pagavimo tikimybė priklauso ir nuo priemaišinio atomo krūvio. Neutraliai priemaišai esant tokioms pačioms sąlygoms, šios tikimybės vienodos. Teigiamam jonui labiau tikėtinas elektrono pagavimas, neigiamam – skylutės.

Kadangi krūvinė būseną ir priemaišinių centrų užpildymo laipsnis priklauso nuo Fermi lygmens padėties, o vadinasi, ir nuo temperatūros, tai šie faktai taip pat veikia elektronų ir skylučių gyvavimo laiką.

Esant dideliame šviesos intensyvumui, skirtingų lygmenų užpildymo laipsnis, o taip pat ir krūvininkų rekombinacijos tikimybė pradeda priklausyti nuo sugertų kvantų kiekio, t. y. nuo intensyvumo ir laiko.

Gerai legiruotame puslaidininkyje, taip pat esant dideliame apšviestumui, lemiamas vaidmuo atitenka taip vadinamai smūginei rekombinacijai. Smūginės rekombinacijos metu išlaisvinta energija perduodama kitam (laisvam) elektronui.

3. 2.3 Puslaidininkių sugerties spektras ir fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas

Fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas glaudžiai susijęs su puslaidininkio sugerties spektru, kuris pavaizduotas 3. 10 pav. a. Kaip matyti iš paveikslėlio, visą spektrą galima suskaidyti į dvi dalis: savosios sugerties juostą ($c - d$), tiesiogiai susijusią su tarpzoniniais šuoliais, kur sugerties koeficientas pasiekia dideles vertes $K = 10^4 \div 10^6 \text{ cm}^{-1}$, ir skaidri sritis (dešiniau d), kurioje sugertis palyginti maža ir sąlygota priemaišų ir laisvų krūvininkų būvimo.

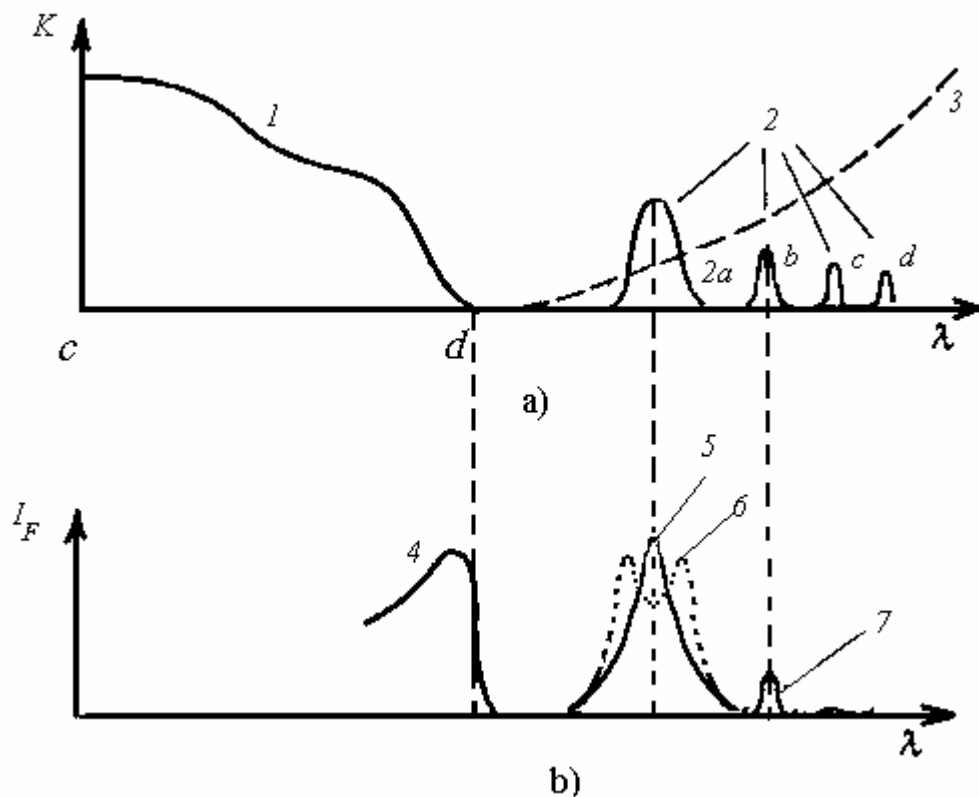
Žemose temperatūrose ir tyrinėjant didelės skiriamosios gebos spektrometrais kartais aptinkama sudėtinga savosios sugerties juostos krašto struktūra, t. y. čia atsiranda eilė daugiau ar mažiau ryškiai išskirtų diskretinių linijų. Nestechiometrinės sudėties puslaidininkiuose, o taip pat dėl priemaišų ir defektų skaidrumo juostoje atsiranda papildomos sugerties linijos (3. 10 pav. a, kreivė 2), turinčios daugiau ar mažiau išreikštą varpo formą.

Pagaliau, didelio laidumo puslaidininkiuose ir sugerties krašto smulkioji struktūra, ir priemaišinės linijos išnyksta, o tuo pat metu atsiranda didelis fonas – matoma sugertis, auganti link ilgųjų bangų (3. 10 pav. a, kreivė 3).

Fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas priklauso ir nuo to, kas yra fotoelektronų šaltinis – priemaišiniai centrai ar valentinė juosta. Priemaišinio fotoefekto atveju fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas (5 kreivė) paprastai sutampa su plačia sugerties juosta (2a kreivė). Tam tikrais atvejais, vis dėl to, sugerties juostos centre stebimas fotojautrumo sumažėjimas (6 kreivė), kuris paaiškinamas tuo, kad šioje srityje, esant didelei priemaišų koncentracijai, sugertis labai didelė ir visa šviesa sugerama puslaidininkio paviršiuje. Tuo tarpu krūvininkų rekombinacijos greitis labai didelis ir gyvavimo laikas labai mažas.

Gana aukštose temperatūrose gali būti efektyvi ir dvipakopė jonizacija – elektronas šviesos sužadintas pereina į sužadintą būseną priemaišos centre, o po to šiluminiu judėjimu

peršoka į laidumo juostą. Taip atsiranda fotojautrumo sritis (7 kreivė) sugerties juostoje (2b kreivė), atitinkančioje priemaišinių centrų sužadiniimą.



3. 10 pav. Puslaidininkio sugerties spektras (a) ir fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas (b): 1 – savosios sugerties juosta (tarpzoniniai šuoliai); 2 – priemaišinių lygmenų jonizacijos sąlygota sugertis (2 b, c, d – sugertis, sąlygota priemaišinių lygmenų sužadiniimu); 3 – sugertis laisvais elektronais; 4 – fotojautrumo spektrinis pasiskirstymas savajam fotoefektui; 5, 6, 7 – fotojautrumo kreivės priemaišiniam fotoefektui.

Tarpzoniniai šuoliai. Gryname puslaidininkyje šviesos sugertis ir fotolaidumas susiję su elektrono šuoliu iš valentinės juostos į laidumo. Juostos raudonoji riba nusakoma mažiausia energija, reikalinga tokiam šuoliui, t. y. iš pirmo žvilgsnio turi būti aprašomas lygtimi

$$h\nu_0 = \varepsilon_g. \quad (3.2.13)$$

Tačiau lygtis netiksli. Esmė ta, kad sugeriant šviesą, turi galioti ne tik energijos tvermės dėsnis, bet ir impulso tvermės dėsnis – elektronas, „sugėręs“ fotoną, gauna ne tik energija $h\nu$, bet ir impulsą $p_f = \frac{h\nu}{c}$ (kur c – šviesos greitis). Vadinasi, jei elektronas išlaisvinamas iš pačio valentinės zonos viršaus, kur jo greitis v_1 buvo lygus nuliui, tai laidumo zonoje jis turi turėti greitį v_2 , kad būtų tenkinama sąlyga

$$\frac{h\nu}{c} = mv_2. \quad (3.2.14)$$

Sąlygos (3.2.13) ir (3.2.14) negali būti patenkintos vienu metu, tad (3.2.13) lygtis turi būti pakeista tikslesne:

$$h\nu_0 = \varepsilon_g + \frac{mv_2^2}{2}. \quad (3.2.15)$$

Bendras lygčių (3. 2.13) ir (3. 2.15) sprendinys duoda teisingą sugerties juostos ribos dažnį ν_0 . Tačiau jei laikysime, kad fotono impulsas $p_f = \frac{h\nu}{c}$ palyginti mažas (nes šviesos greitis c labai didelis), tai pasirodo, kad lygtys (3. 2.13) ir (3. 2.15) duoda beveik vienodas ν_0 vertes.

Kai elektronas išplėšiamas ne iš valentinės juostos viršutinio krašto, o iš bet kokio lygmens, kuriame turėjo greitį v_1 , impulso ir energijos tvermės dėsniai bus

$$h\nu = \varepsilon_g + \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (3. 2.16)$$

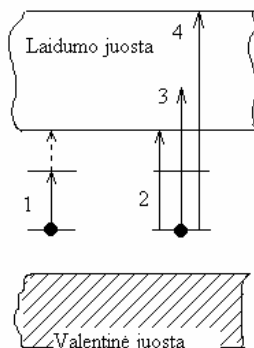
ir

$$\frac{h\nu}{c} = |m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1|.$$

Iš to kas aukščiau pasakyta seka, kad $|v_2| \approx |v_1|$. Bendru atveju, elektronas gali būti išplėštas ne tik iš valentinės juostos, bet ir gilesnių, ir gali patekti ne tik į pirmą tuščią juostą, bet ir į aukštesnes. Galimų šuolių visuma duoda fundamentinę (savąją) sugerties juostą. Elektronų skaičius valentinėje ir laidumo juostose nevienodas, taip pat skirtingos šuolių tikimybės. Todėl K vertė svyruoja sugerties juostoje. Sugerties juostos krašto šiluminis išplaukimas ir poslinkis sąlygotas draustinės juostos pločio kitimo, susijusio su šiluminiu svyravimu ir su kristalinės gardelės šiluminiu plėtimusi.

Atrodytų, kad fotojautrumas turėtų pasiskirstyti visoje savosios sugerties juostoje. Iš tikrųjų ne taip: fotoefektas paprastai stebimas tik sugeriant šviesą arti sugerties juostos krašto (žiūr. 3. 10 pav. b), kuris taip pat vadinamas raudonąja fotoefekto riba. Tai aiškinama taip. Kai $h\nu \gg \varepsilon_g$, sugerties koeficientas labai didelis ir visa šviesa praktiškai sugerama labai ploname puslaidininkio paviršiaus sluoksnyje. Dėl to fotoelektronų koncentracija (ir laisvų priemaišinių centrų, ir skylių) yra labai didelė, tad didėja rekombinacijos tikimybė ir mažėja krūvininkų gyvavimo laikas. Be to, paviršiuje visada yra daug priemaišų ir defektų, lengvinančių rekombinaciją ir sunkinančių laisvų elektronų dreifą. Dėl šių priežasčių dažnio $\nu \gg \frac{\varepsilon_g}{h}$ šviesa sugerama ploname paviršiaus sluoksnyje ir nesukelia pastebimo fotoefekto.

Tokiu būdu, raudonoji fotoefekto riba nusakoma krūvininkų generacija ($h\nu > \varepsilon_g$), o mėlynoji – judėjimo ir rekombinacijos sąlygomis. Kuo idealesnį kristalo paviršius ir pats kristalas (t. y. mažiau krūvininkų pagavimo centrų ir didesnis judrumas) ir kuo mažesnė temperatūra, tuo labiau į trumpųjų bangų pusę išplinta fotojautrumas.



3. 11 pav. Priemaišinio centro energetinis spektras

kvantu arba grįžti į normalią būseną. Linijų plotis, atitinkančių sužadintas būsenas, auga kartu su temperatūra dėl atomo šiluminio judėjimo.

Priemaišinė sugertis. 3. 11 pav. pavaizduotas donorinio priemaišinio lygmens arti laidumo zonos krašto spektras. Rodyklėmis parodyti galimi šuoliai. Tokiu būdu, priemaišinio atomo sugerties spektre yra viena plati linija (3. 10 pav. a, kreivė 2a) ir serija siaurų linijų (kreivės b, c, d), kas ir stebima eksperimente.

Plati linija atitinka atomo jonizaciją ir fotoelektrono atsiradimą, siauros linijos – atomo sužadimą, kuris vėliau gali būti jonizuotas šiluminiu judėjimu, dar vienu šviesos kvantu arba grįžti į normalią būseną. Linijų plotis, atitinkančių sužadintas būsenas, auga kartu su temperatūra dėl atomo šiluminio judėjimo.

Energijos ir impulso tvermės dėsniai priemaišinės sugerties atveju yra daug sudėtingesnės formos, nes yra „trečias kūnas“ – priemaišinis atomas.

Eksitoninė sugertis. Analogiški procesai gali vykti ir pagrindiniuose gardelės atomuose. Tokio atomo jonizacija reiškia elektrono šuolį iš valentinės juostos į laidumo bei laisvų elektronų ir skylučių atsiradimą. Gali būti ir tik sužadintas pagrindinis atomas, kai elektronas neatplėšiamas, o tik pereina į vieną iš laisvų lygmenų. Tokia būseną vadinama *eksitonine* (angl. excitation – sužadinimas). Eksitoninė būseną nuo priemaišinio atomo sužadintos būsenos skiriasi tuo, kad kristalo energija nepriklauso nuo to kuris iš atomų sužadintas. Tad sužadinta būseną (eksitoną) gali keliauti po visą kristalą. To sekoje susidaro eksitoninių būsenų zonos. Aišku, kad eksitonų judėjimas nesudaro elektros srovės, kadangi juda ne elektronas, o tik sužadinta būseną. Eksitoną galima suprasti taip pat, kaip suderintą elektrono ir skylutės judėjimą, kurie surišti Kulono jėgomis ir sukasi apie bendrą svorio centrą.

Iš impulso tvermės dėsnio seka, kad veikiant šviesai gali susidaryti tik nejudantys eksitonai, todėl eksitoninį sužadinimą atitinka plonos linijos arti sugerties juostos krašto. Didėjant temperatūrai šios linijos nyksta dėl šiluminio judėjimo.

Eksitono vaidmuo fotoefekte gali būti skirtingas. Per savo gyvavimo laiką jis gali būti išardytas šiluminio judėjimo ar dar vieno kvanto ir tuo metu atsiranda du krūvininkai – elektronas ir skylutė. Judėdamas eksitoną gali susidurti su priemaišiniu atomu ir jį jonizuoti. Taip atsiranda laisvas elektronas. Rekombinuojant eksitonui, energija gali būti naudojama elektronui perkelti iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis, taip susidaro skylutė. Rekombinacijos energija gali atitekti laisvam elektronui ar gardelės svyravimams. Fotoefekto atžvilgiu ji bus naudojama veltui, tai yra mažės kvantinis našumas.

Šviesos sugertis laisvais elektronais. Stipriai legiruotuose puslaidininkiuose atsiranda papildoma sugertis sąlygota laisvaisiais elektronais. Visiškai laisvi elektronai negali sugerti energijos; veikiami elektromagnetinio lauko jie svyruoja su lauku sinchroniškai ir veikia tik lūžio rodiklį. Tačiau mes žinome, kad judantis ar svyruojantis elektronas, veikiamas elektrinio lauko, kietame kūne patiria susidūrimus. Jei šių susidūrimų dažnis didesnis už elektromagnetinių svyravimų dažnį, tai nemaža dalis energijos virsta šiluma. Tuo ir paaiškinama šviesos sugertis laisvaisiais krūvininkais ir jos augimas žemuose dažniuose. Ši sugertis nėra fotoaktyvi ir mažina kvantinį našumą.

Šviesos sugertis gardelės optiniais svyravimais. Sudėtinguose kristaluose be akustinių gardelės svyravimų yra ir optiniai. Optiniuose svyravimuose gretimi atomai svyruoja su žymiu fazės skirtumu, dėl to atsiranda kintantis dipolinis momentas ir, aišku, šviesos spinduliavimas.

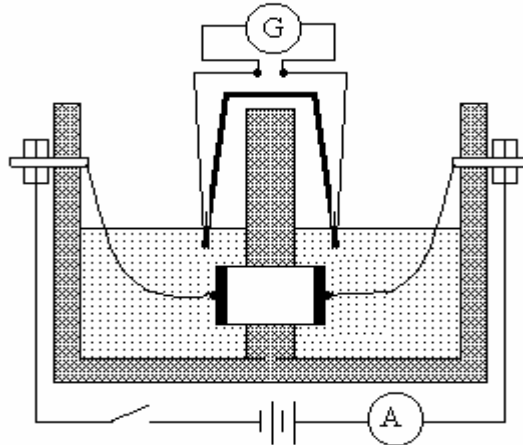
Jei tokio paties dažnio šviesa krinta į kristalą, tai bus žadinami tokie svyravimai ir sugeriama šviesa. Tokiu būdu, infraraudonoje spektro srityje atsiranda eilė sugerties juostų, savo forma analogiškų priemaišinei sugerčiai. Šviesos sugertis optiniais svyravimais taip pat mažina fotoefekto kvantinį našumą.

Nr.4 TERMOELEKTRINIŲ REIŠKINIŲ TYRIMAS. PELTJĖ EFEKTAS

Darbo užduotys. Iš Peltjė efekto nustatyti puslaidininkio bandinio laidumo tipą. Išmatuoti puslaidininkinio termoelemento Peltjė koeficientą.

Darbo priemonės ir medžiagos: Peltjė elementas, milivoltmetras (potenciometras, galvanometras), ampermetras, srovės šaltinis.

Darbo schema:



4. 1 pav. Peltjė efekto tyrimo stendas

Darbo formulės:

$$\Delta T = \frac{\mathcal{E}_T}{\alpha}. \quad (\text{I})$$

$$\Pi = \frac{mc\Delta T}{2It}. \quad (\text{II})$$

Darbo metodika

4. 1.1 Peltjė koeficiento nustatymas

Peltjė koeficiento nustatymui naudosimės 4. 1 pav. pateiktu stendu. Jį sudaro šilumai nelaidūs indas ir pertvara, dalinanti jį į dvi dalis. Pertvaroje įtaisytas puslaidininkinis termoelementas ir sujungtas su ampermetru ir srovės šaltiniu. Į kiekvieną dalį įpilame žinomo skysčio (dėl paprastumo, vienodą kiekį to paties skysčio). Tekant elektros srovei viename termoelemento kontakte išsiskiria Peltjė šiluma Q_{II} , o kitame ji bus sugeriama. Tačiau tekant elektros srovei kiekviename kontakte išsiskiria dar Džaulio šiluma Q_J , ir vienas kontaktas atiduos skysčiui šilumos kiekį $Q_J - Q_{II}$, o kitas – $Q_J + Q_{II}$. Mažiems srovės stipriams $Q_{II} > Q_J$ ¹, tad viena dalis skysčio atvės, o kita – sušils. Laikykim, kad pradinė skysčio temperatūra buvo T , ir po tam tikro laiko t išmatuotos skysčių temperatūros yra T_1 ir T_2 . Kiekvienos skysčio dalies gautą ar atiduotą šilumos kiekius galime rasti taip:

$$Q_1 = mc(T_1 - T), \quad (\text{4. 1.1a})$$

¹ Džaulio šiluma Q_J proporcinga I^2 , o Peltjė šiluma Q_{II} proporcinga I .

$$Q_2 = mc(T_2 - T), \quad (4.1.1b)$$

kur c , m – skysčio savitoji šiluminė talpa ir masė. Jei tarsime, kad $T_1 < T_2$, tai $Q_1 = Q_J - Q_{II}$, o $Q_2 = Q_J + Q_{II}$. Atėmę pastarąsias lygtis vieną iš kitos gausime

$$Q_2 - Q_1 = Q_J + Q_{II} - (Q_J - Q_{II}) = 2Q_{II}. \quad (4.1.2)$$

Iš (4.1.1a) ir (4.1.1b) lygčių turėsime

$$Q_2 - Q_1 = mc(T_2 - T) - mc(T_1 - T) = mc(T_2 - T_1). \quad (4.1.3)$$

Kaip matyti iš (4.1.2) ir (4.1.3) lygčių, matuojant skysčių temperatūrų skirtumą abiejuose skysčiuose, mums nereikia žinoti išsiskiriančios Džaulio šilumos. Tokiu būdu atliekant darbą gali būti kad ir $Q_J > Q_{II}$. Svarbu tik kad kiekviename kontakte išsiskirtų toks pats Džaulio šilumos kiekis. Sulyginę (4.1.2) ir (4.1.3) lygtis ir pasinaudoję (4.2.2) lygtimi, galime rasti Peltjė koeficientą

$$\Pi = \frac{mc(T_2 - T_1)}{2It}, \quad (4.1.4)$$

kur I – laiką t termoelementu tekančios elektros srovės stipris.

Darbe naudodami termoelementą, įvertinsime temperatūrų skirtumą $\Delta T = T_2 - T_1$ abipus termoelemento. Tuomet

$$\Pi = \frac{mc\Delta T}{2It}, \quad (4.1.4a)$$

o, remiantis darbu Nr. 5, $\Delta T = \frac{\mathcal{E}_T}{\alpha}$. Čia \mathcal{E}_T – termoelektrovara termoelemente, α – termoelemento konstanta.

Darbo eiga:

1. Sujungiame Peltjė efekto tyrimo stendą. Laiką t leidžiame tekėti elektros srovei termoelementu.
2. Išmatuojame elektros srovės stiprį, srovės tekėjimo laiką ir termoelektrovarą.
3. Randame temperatūros pokytį abipus termoelemento ir Peltjė koeficientą.
4. Iš temperatūros kitimo metalo ir puslaidininkio kontakte, remiantis teorija, nustatome bandinio laidumo tipą.
5. Parašome išvadas.

Darbo ataskaita:

t , s	α , mV/K	\mathcal{E}_T , mV	ΔT , K	I , mA	m , g	c , J/(kg·K)	Π , J/K

Išvados:

Žinoti:

1. Puslaidininkių tipai.
2. Metalų ir puslaidininkių juostinė sandara.
3. Fermi lygmuo.
4. Šilumos balanso lygtis.

5. Džaulio-Lenco šiluma.
6. Termoelektrinių reiškinių apibūdinimas.
7. Peltjė efekto aiškinimas.

Literatūra:

1. *Л. С. Стильбанс.* Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. *A. Tamašauskas, I. Vosylius, I. Požėla.* Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. *A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris.* Puslaidininkų fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. *K. Valacka.* Puslaidininkiai. – V.: Mokslo, 1990.
5. *Н. И. Шеффер.* Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

Teorija

4. 2.1 Termoelektrinių reiškinių kokybinis aprašymas ir termodinaminiai sąryšiai

Svarbiausi termoelektriniai reiškiniai yra šie: 1) termoelektrovaros (Zėbeko) reiškinys; 2) Peltjė (J. Ch. A. Peltier) efektas – šilumos išskyrimas arba sugėrimas dviejų skirtingų medžiagų kontakte, kai juo teka elektros srovė; 3) Tomsono (W. Thomson) efektas – šilumos išskyrimas arba sugėrimas vienalytėje medžiagoje, kurioje teka elektros srovė ir yra temperatūros gradientas.

Termoelektrovaros reiškinio, atrasto T. Zėbeko (T. J. Seebeck) 1821 m., esmė ta, kad elektrinėje grandinėje, sudarytoje iš nuosekliai sujungtų skirtingų medžiagų, atsiranda elektrovara (termoelektrovara), jeigu medžiagų kontaktai yra skirtingose temperatūrose. Kada tokia grandinė sudaryta iš dviejų skirtingų medžiagų, ji vadinama *termoelementu*. Eksperimentais įrodyta, kad termoelektrovara priklauso nuo karštojo (T) ir šaltojo (T_0) kontaktų temperatūrų ir nuo termoelementą sudarančių medžiagų.

Nedideliame temperatūrų intervale termoelektrovarą \mathcal{E} galime laikyti proporcinga temperatūrų skirtumui ir tam tikram koeficientui α , vadinamu termoelektrovaros koeficientu:

$$\mathcal{E} = \alpha_{1,2}(T - T_0). \quad (4. 2.1)$$

Tiksliau būtų $d\mathcal{E} = \alpha_{1,2}dT$. Koeficientą, visų pirma, apibūdina termoelementą sudarančios medžiagos, kurioms pažymėti panaudoti indeksai 1 ir 2, taip pat priklauso ir nuo temperatūrų intervalo, kuriame tiriamas ar naudojamas termoelementas; daugeliu atvejų, keičiantis temperatūrai, jis netgi keičia ženklą.

1834 m. Ž. Peltjė (J. Ch. A. Peltier) aptiko reiškinį, kuris vėliau pavadintas Peltjė efektu, ir žinant dabar jo esmę, dar galima būtų vadinti atvirkštiniu Zėbeko aptiktam termoelektriniam reiškiniui. Tai į vieną metalinio termoelemento šaką įjungtas elektros srovės šaltinis. Kas vyksta tokioje elektros srovės grandinėje?

Kai laidininkais teka elektros srovė, išsiskiria tam tikras šilumos kiekis ir dėl to laidininkai kaista. Išsiskiriantis šilumos kiekis proporcingas laidininkų varžai, jais tekančios srovės stiprio kvadratui ir laikui. Šią šilumą vadiname Džaulio šiluma. Tačiau mūsų grandinė yra sudaryta iš dviejų skirtingų laidininkų, tarp kurių yra dvi sujungimo vietos. Štai jos ir elgiasi visai ne taip, kaip visas laidininkas. Žinoma, jose, esant tam tikrai varžai, irgi išsiskiria Džaulio šiluma, tačiau ją nustelbia kiti šiose srityse vykstantys reiškiniai. Tai yra, viena sujungimo vieta vėsta, o antroji kaista, ir daugiau negu reikėtų tikėtis iš ten išsiskiriančios Džaulio šilu-

mos. Buvo pastebėta, kad pakeitus termoelemente srovės kryptį, sujungimo vietos pasikeisdavo vaidmenimis – ta, kuri anksčiau kaisdavo, pradėdavo vesti, o kita – atvirkščiai.

Šilumos kiekis Q_{II} , sugeriamas šalančiame arba išsiskiriantis kaistančiame termoelemento gale ir vadinamas *Peltjė šiluma*, yra proporcingas pratekėjusiam krūviui (srovės stipriui ir laikui), o proporcingumo koeficientas Π , vadinamas *Peltjė koeficientu*:

$$Q_{II} = \Pi It. \quad (4.2.2)$$

1856 m. V. Tomsonas (W. Thomson), pritaikęs termoelektriniams reiškiniams pirmąjį ir antrąjį termodinamikos dėsnius, išvedė sąryšį tarp termoelektrovaros koeficiento α ir Peltjė koeficiento Π :

$$\alpha = \frac{\Pi}{T}, \quad (4.2.3)$$

bei nusakė trečio reiškinio, kuris vadinamas Tomsono reiškiniumi, egzistavimą.

Tomsono reiškinio esmė: jei išilgai laidininko, kuriuo teka srovė, yra temperatūros gradientas, tai be Džaulio šilumos visame laidininko tūryje papildomai išsiskiria arba susigeria, priklausomai nuo srovės krypties, tam tikras šilumos kiekis Q_{τ} (*Tomsono šiluma*). Jis proporcingas srovės stipriui I , laikui t ir temperatūrų skirtumui $(T - T_0)$, bei koeficientui τ , priklausančiam nuo medžiagos:

$$Q_{\tau} = \tau(T - T_0)It. \quad (4.2.4)$$

Koeficientas τ vadinamas Tomsono koeficientu.

Pagal Tomsono teoriją, laidininkų poros termoelektrovaros koeficientas su Tomsono koeficientais susijęs sąryšiu:

$$\frac{d\alpha_{1,2}}{dT} = \frac{\tau_1 - \tau_2}{T}. \quad (4.2.5)$$

Čia τ_1 , τ_2 yra pirmos ir antros medžiagos Tomsono koeficientai. Abu Tomsono sąryšius (4.2.3) ir (4.2.5) patvirtina eksperimentai.

Turint bet kurio vieno iš termoelektrinių koeficientų išraišką, kitas galima gauti pasinaudojus Tomsono sąryšiais (4.2.3) ir (4.2.5).

Kokybiškai termoelektrinius reiškinis galima paaiškinti tokiu būdu. Laisvųjų neišsiggimusiu elektronų energija didėja proporcingai temperatūrai. Jei išilgai laidininko yra temperatūrų gradientas, tai elektronai karštajame gale turi didesnes energijas ir greičius, negu šaltame; puslaidininkuose laisvųjų elektronų koncentracija proporcinga temperatūrai, ir aišku karštajame gale bus didesnė, nei šaltame¹. Dėl to atsiranda elektronų srautas iš karštojo galo į šaltąjį ir šaltajame gale susikaupia neigiamas krūvis, o karštajame lieka nekompensuoti teigiami jonai. Toks krūvio kaupimasis tęsis tol, kol atsiradęs potencialų skirtumas nesudarys tokio paties elektronų srauto priešinga kryptimi ir dėl to nenusistovės pusiausvyra. Tokių potencialų grandinėje algebrinė suma sudaro vieną elektrovaros dedamąją.

Kita dedamoji yra dėl kontaktinio potencialų skirtumo temperatūrinės priklausomybės.

Jei abu termoelemento kontaktai turi vienodą temperatūrą, tai kontaktiniai potencialų skirtumai lygūs ir nukreipti priešingomis kryptimis, tad kompensuoja vienas kitą. Kada kontaktų temperatūros nėra vienodos, tai potencialų skirtumas $\Delta\phi_k$ kontakte duoda savo „kontaktinį“ indėlį termoelektrovarai, kurį būtų galima palyginti su tūrine termoelektrovara².

Dėl elektronų išsiggimimo metaluose jų greičiai labai mažai priklauso nuo temperatū-

¹ Temperatūrinė krūvininkų koncentracijos priklausomybė suteikia vienodą modulių ir priešingo ženklo indėlį tūrinei ir kontaktinei termoelektrovarai, tad pilnutinėje termoelektrovaroje grandinėje šie nariai pasinaikina.

² Termoelektrovaros skirstymas į tūrinę ir kontaktinę nėra griežtas.

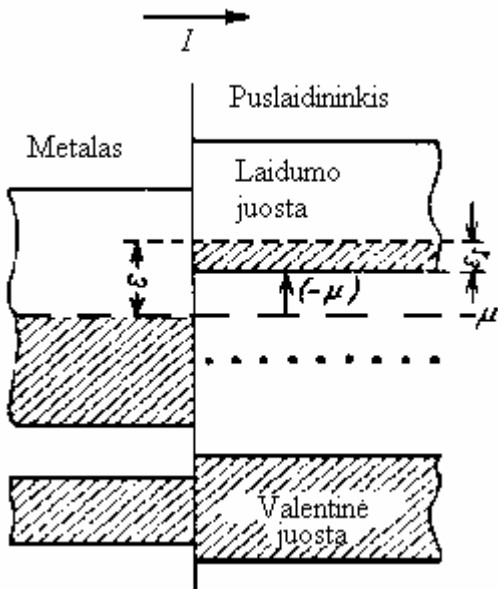
ros, cheminis potencialas ir išlaisvinimo darbas taip pat beveik nepriklauso nuo temperatūros. Tad metaluose elektrovara labai maža.

Anksčiau aprašyti procesai p tipo puslaidininkiuose vyksta analogiškai kaip ir n tipo puslaidininkiuose, tik šaltame gale kaupiasi skylutės, o karštame lieka nekompensuotas neigiamas krūvis. Todėl termoelemente, sudarytame iš p ir n tipo puslaidininkių, šakų termoelektrovara susideda.

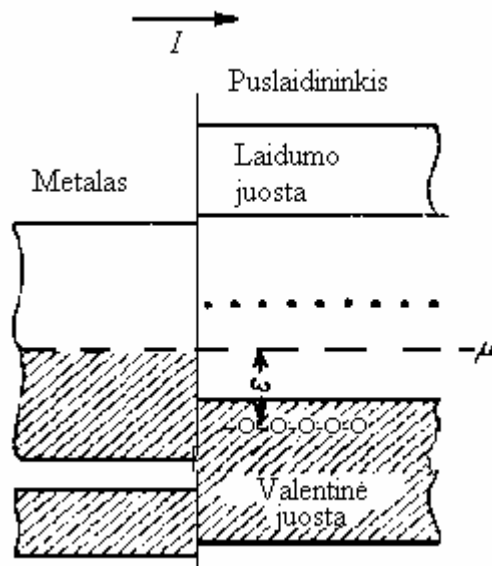
Be priemaišinių puslaidininkių, kuriuose krūvininkai yra arba tik elektronai, arba tik skylutės, yra daug medžiagų (ir puslaidininkių, ir metalų), kuriuose krūvininkais tuo pačiu metu yra ir elektronai ir skylutės. Tokiu atveju, į šaltąjį galą tuo pačiu metu difunduoja ir elektronai, ir skylutės, bei jų krūviai vienas kitą kompensuoja. Jei jų koncentracijos ir judrumai lygūs, tai elektrinis laukas nesusidaro ir termoelektrovara lygi nuliui. Jei elektronų ir skylių koncentracijos arba judrumai skirtingi, tai termoelektrovara atsiranda dėl efektų skirtumo ir jos vertė būna palyginti maža.

Jei puslaidininkiu teka elektros srovė ir yra temperatūrų gradientas, o elektros srovės kryptis atitinka elektronų judėjimą nuo karštojo galo į šaltąjį, tai, pereidami iš karštesnės srities į šaltesnę, elektronai atiduoda perteklinę energiją juos supantiems atomams, dėl ko ir kaista puslaidininkis. Tai nėra Džaulio šiluma, kuri atsiranda elektronams susiduriant su atomais ir perduodant jiems energiją eEl , įgytą elektriniame lauke E nueinant laisvojo kelio ilgį l . Priešingos krypties atveju elektronai, pereidami iš šaltesnės srities į karštesnę, didina savo energiją paimdami iš aplinkinių atomų (sugeriamo šiluma). Taip paprastai paaiškinamas Tomsono reiškinyss. Tikslesniam aprašymui reikia atsižvelgti į tai, kad pirmu atveju elektronai yra stabdomi, o antru – greitinami termoelektrovaros lauko, dėl ko pakinta Tomsono koeficiento vertė, o kartais net pasikeičia ženklas.

Peltjė efektas. Peltjė efektas atsiranda, nes kontakte esančių medžiagų laisvųjų elektronų vidutinė energija skirtinga, nors elektrocheminis potencialas vienodas. Tai puikiai matosi n tipo puslaidininkio ir metalo kontakte (4. 2 pav.). Tarkim, kad elektros srovės kryptis tokia, kad elektronai pereina iš puslaidininkio į metalą (srovės kryptis priešinga elektronų judėjimo kryptčiai).



4. 2 pav. Metalo ir n tipo puslaidininkio kontakto energetinių lygmenų schema. ε – energija, išsiskirianti kaip šiluma pereinant vienam elektronui iš puslaidininkio į metalą. Taškais pažymėti priemaišiniai lygmenys.



4. 3 pav. Metalo ir p tipo puslaidininkio kontakto energetinių lygmenų schema. Tuščiaviduriais rutuliukais parodytas vienas iš skylių užimtų lygmenų.

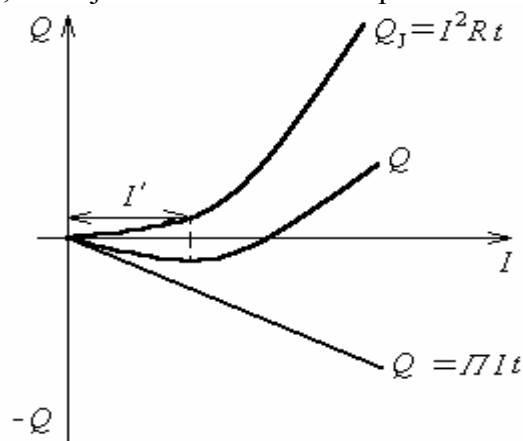
Jei elektronai, esantys priemaišiniuose lygmenyse, galėtų tiksliai taip pat judėti veikiami elektrinio lauko, kaip laidumo juostos elektronai, tai vidutinė laisvųjų elektronų energija puslaidininkyje sutaptų su Fermi lygmens energija metale. Tokiu atveju elektronų perėjimas į metalą nepažeistų šiluminės pusiausvyros, bet priemaišinių lygmenų elektronai nejudrūs, o laisvųjų elektronų laidumo juostoje energija žymiai didesnė už energiją cheminio potencialo lygmenyje. Pereidami į metalą, šie elektronai nusileidžia iki Fermi lygmens, atiduodami energiją metalo atomams smūgių metu. Tokiu būdu išsiskirianti šiluma ir yra *Peltjė šiluma*. Elektronai pereina į šiluminę pusiausvyrą po kelių dešimčių susidūrimų arti kontakto, tad ir visa Peltjė šiluma išsiskiria beveik pačiame kontakte.

Kai elektros srovės kryptis priešinga, procesas vyksta priešinga kryptimi. Į puslaidininkį iš metalo gali pereiti elektronai iš energetinių lygmenų, esančių aukščiau laidumo juostos dugno, tai yra daug aukščiau Fermi lygmens. Šiluminė pusiausvyra metale tuo metu pažeidžiama ir atsistato dėka gardelės šiluminių svyravimų energijos. Tokiu būdu sugeriamą Peltjė šilumą. Sugeriamą ar išsiskiriantį Peltjė šilumos kiekį galime rasti pagal (4. 2.2).

Tarkime turime *p* tipo puslaidininkio ir metalo kontaktą 4. 3 pav. Tegu elektros srovės kryptis būna iš metalo į puslaidininkį (srovės kryptis atitinka skylių judėjimo kryptį). Elektrinis laukas tolins nuo kontakto pagrindinius krūvininkus: metale – elektronus, puslaidininkyje – skylutes. Kad kontaktu tekėtų elektros srovė, elektronai iš puslaidininkio valentinės juostos turi pereiti į metalą. Tokiu būdu elektros srovę per kontaktą sudaro negausūs šalutiniai krūvininkai. Metalo Fermi lygmens energija didesnė negu puslaidininkio elektronų energija valentinėje juostoje ir toks perėjimas pažeidžia šiluminę pusiausvyrą, kuri atsistato dėl gardelės svyravimų. Tai yra kristalinė gardelė atiduoda dalį savo energijos elektronų ir skylių poroms sukurti. Atsiradusios krūvininkų poros elektrinio lauko yra atskiriamos ir nustumiamos tolyn nuo kontakto ir pastarasis šąla.

Pakeitus elektros srovės kryptį kontakte (iš *p* tipo puslaidininkio į metalą), elektronai metale ir skylutės puslaidininkyje judės link kontakto ir susitikusios rekombinuos. Rekombinacijos metu išsiskyrusi energija kaitins kontaktą.

Kaip jau minėjome tame pačiame kontakte išsiskiria arba sugeriamą Peltjė šilumą ir išsiskiria Džaulio – Lenco šilumą. Priklausomai nuo šių šilumų santykio šaltajame gale bendras šilumos kiekis gali būti sugeriamas (Peltjė šiluma didesnė už Džaulio – Lenco šilumą) arba išskiriamas (Džaulio – Lenco šiluma didesnė už Peltjė šilumą). Taip yra nes skirtinga šilumos kiekių priklausomybė nuo srovės stiprio (4. 4 pav.). Džaulio – Lenco šiluma proporcinga srovės stiprio kvadratui, o Peltjė šiluma tik srovės stipriui.



4. 4 pav. Peltjė šilumos Q_{II} , Džaulio – Lenco šilumos Q_J ir bendro šilumos kiekio Q priklausomybė nuo srovės stiprio šaldomame termoelemento kontakte

4. 2.2 Pagrindinės formulės

Kiekybiškai išnagrinėkim energijos balansą elektronui pereinant iš puslaidininkio į metalą. Kaip matyti iš 4. 2 pav., kiekvienas elektronas perneš perteklinę energiją susidedančią iš dviejų dalių: $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$.

1. $\varepsilon_1 = \varepsilon_j$ – kinetinei energijai laidumo juostoje. Indeksas j reiškia, kad tai energija elektrono, dalyvaujančio elektros srovėje. Svarbu paminėti, kad vidutinė vertė $\bar{\varepsilon}_j$ nelygi vidutinei šiluminei energijai: $\bar{\varepsilon}_j \neq \frac{3}{2}kT$. Taip yra nes elektronų su skirtinga energija kiekis elektros srovėje priklauso nuo sklaidos mechanizmo. Pavyzdžiui, sklaidant priemaišų jonais laisvojo kelio ilgis proporcingas greičiui ketvirtuoju laipsniu. Tai reiškia, kad duotu atveju elektros srovėje pagrindinį indėlį duos greitieji elektronai ir vidutinė energija sraute bus daug didesnė už vidutinę šiluminę energiją. Neišsigimusioms elektroninėms dujoms $\bar{\varepsilon}_j$ lygi

$$\bar{\varepsilon}_j = (r + 2)kT, \quad (4. 2.6)$$

kur r – elektrono laisvojo kelio ilgio l priklausomybės nuo energijos laipsnio rodiklis¹.

2. Antrasis narys (ε_2) energijoje, pernešamoje elektrono iš puslaidininkio į metalą, kaip matyti iš 4. 2 pav., matuojamas atstumu nuo laidumo juostos dugno iki Fermi lygmens. Jei energijos atskaitos nuliui laikysim puslaidininkio laidumo juostos dugną, tai

$$\varepsilon_2 = |\mu| = -\mu, \quad (4. 2.7)$$

nes μ tokiu atveju yra žemiau juostos dugno, ir yra neigiama, o ε_2 – teigiamas indėlis į išsiskiriančią šilumą. Tuomet, remiantis (4. 2.6) ir (4. 2.7)

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_j + (-\mu) = \bar{\varepsilon}_j - \mu \quad (4. 2.8)$$

Nusileisdamas metale iki Fermi lygmens, elektronas perduoda metalo atomui perteklinę energiją, kuri išsiskiria kaip šiluma arti kontakto.

Toks pat šilumos kiekis bus sugertas, kai bus priešinga srovės kryptis. Peltjė koeficientas, nusakantis išsiskyrusios šilumos kiekio ir kontaktu pratekėjusio krūvio santykį, bus išreiškiamas formule

$$\Pi_{pm} = \frac{\bar{\varepsilon}}{-e} = -\frac{1}{e}(\varepsilon_j - \mu). \quad (4. 2.9)$$

Indeksai „p” ir „m” nurodo medžiagas – puslaidininkis ir metalas. O pagal (4. 2.3) puslaidininkio termoelektrovaros koeficientas metalo atžvilgiu lygus

$$\alpha_{pm} = \frac{\Pi}{T} = -\frac{k}{e} \left(\frac{\bar{\varepsilon}_j}{kT} - \mu^* \right), \quad (4. 2.10)$$

kur k – Bolcmano konstanta.

Kadangi metalų termoelektrovara labai maža, tai indeksus prie α galime praleisti ir visą termoelektrovarą priskirti puslaidininkiu.

Kaip yra parodyta [1] 4 skyriuje, dydis μ neišsigimusiam elektroniniam puslaidininkiu su paprasta paraboline juosta yra

¹ Elektronų laisvojo kelio ilgio l priklausomybė nuo energijos ε bendru atveju yra $l \sim \varepsilon^r$, kur laipsnio rodiklis r priklauso nuo elektronų sklaidos mechanizmo. Sklaidant priemaišų jonais $r = 2$, o sklaidant optiniais gardelės svyravimais, kai temperatūra mažesnė už Debajaus temperatūrą, $r = 1/2$, o, kai temperatūra aukštesnė už Debajaus temp. $r = 1$. Sklaidant akustiniais svyravimais $r = 0$.

$$\mu = kT \ln \frac{h^3 n}{2(2\pi m_n kT)^{\frac{3}{2}}}. \quad (4.2.11)$$

Čia n – elektronų koncentracija, o m_n – elektrono masė. Galutinai sutvarkę, n tipo puslaidininkiui gausime

$$\alpha_n = -\frac{k}{e} \left(r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m_n kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n} \right). \quad (4.2.12)$$

(4.2.12) formulę pirmą kartą išvedė 1940 m. Pisarenko (Писаренко) ir vadinama jo vardu. Visiškai analogiška, ženklo tikslumu, yra p tipo puslaidininkio termoelektrovaros koeficiento išraiška

$$\alpha_p = \frac{k}{e} \left(r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m_p kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 p} \right), \quad (4.2.13)$$

kur p – skylių koncentracija, o m_p – skylutės masė.

Kaip jau buvo minėta, mišraus laidumo atveju, kai srovė pernešama elektronais ir skylutėmis, termoelektrovara yra žymiai mažesnė. Tokiais atvejais cheminio potencialo (Fermi) lygmuo paprastai yra apie draustinės juostos vidurį ir beveik nepasislenka kintant temperatūrai (išskyrus labai retą atvejį, kai efektinės elektronų ir skylių masės labai skiriasi), todėl kontaktinis narys termoelektrovaroje artimas nuliui. Tūrinis narys taip pat paprastai mažas; jei elektronų ir skylių judrumai ir koncentracijos vienodi, tai tūrinis laukas neatsiranda, kadangi abiejų rūšių krūvininkai difunduoja nuo karštojo galo į šaltąjį vienodai.

Jei vieno ženklo krūvininkų koncentracija ar judrumas didesnis už kito, tai jų daugiau difunduoja į šaltąjį galą, kol atsiradęs laukas nesuvienodina abiejų srautų. Tuomet termoelektrovaros koeficientas išreiškiamas taip

$$\alpha = \frac{\alpha_p u_p p - \alpha_n u_n n}{u_p p + u_n n}, \quad (4.2.14)$$

kur u_p, u_n – skylių ir elektronų judrumai, α_n, α_p – „daliniai“ termoelektrovaros koeficientai apskaičiuoti pagal (4.2.12) ir (4.2.13).

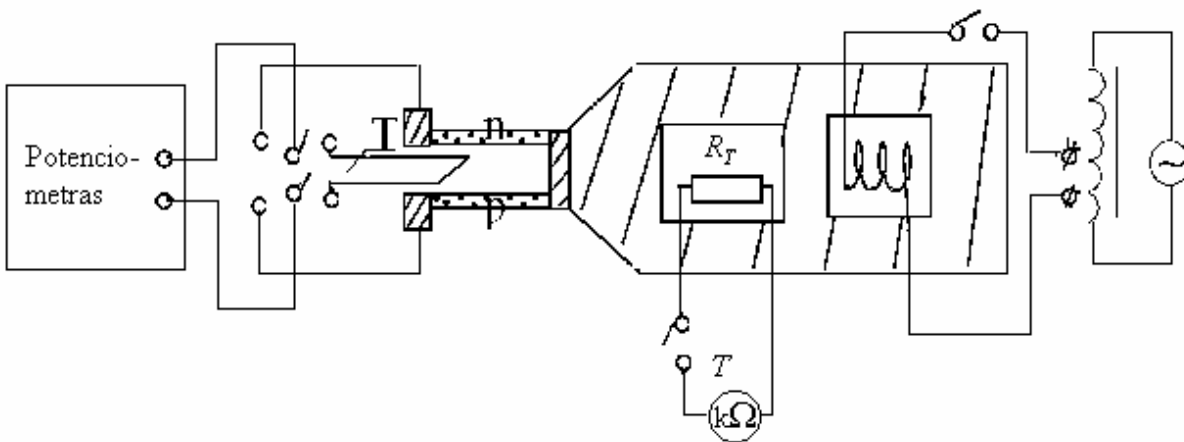
Nr.5 TERMOELEKTRINIŲ REIŠKINIŲ TYRIMAS.

TERMOELEKTROVARA

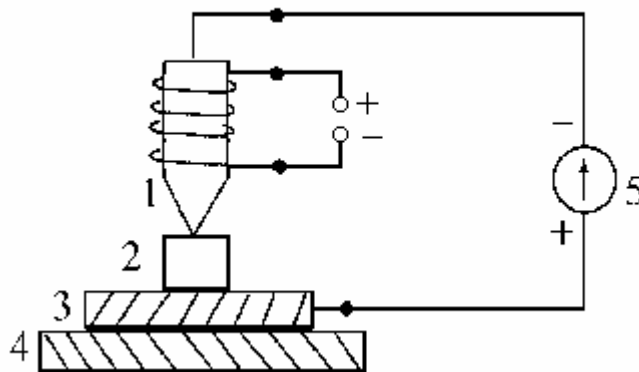
Darbo užduotys. Ištirti metalinį termoelementą, nustatant $\mathcal{E}_r = f(T)$ priklausomybę, ir apskaičiuoti termoelektrovaros koeficientą α_{met} . Ištirti puslaidininkinį termoelementą, nustatant $\mathcal{E}_r = f(T)$ priklausomybę, ir apskaičiuoti termoelektrovaros koeficientą α_{pusl} . Nustatyti nežinomo puslaidininkio tipą (n arba p) termoelektriniu metodu.

Darbo priemonės ir medžiagos: Kaitinimo krosnelės maitinimo šaltinis, potenciometras, stendas termoelektrovaros tyrimui, stendas puslaidininkio tipui nustatyti, galvanometras, ommetras

Darbo schema:



5. 1 pav. Metalinio ir puslaidininkinio termoelementų elektrovarai matuoti stendo schema



5. 2 pav. Stendo puslaidininkio tipui nustatyti schema: 1 – šildytuvas, 2 – tiriamasis puslaidininkis, 3 – aušintuvas, 4 – termoizoliacinė medžiaga, 5 – galvanometras.

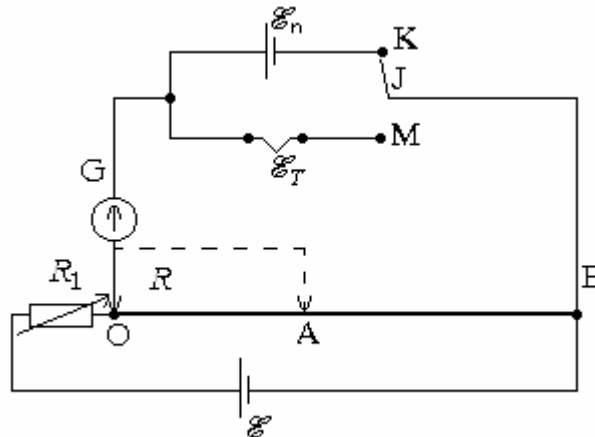
Darbo formulės:

$$\alpha = \frac{\Delta \mathcal{E}_r}{\Delta t} \quad (I)$$

Darbo metodika

5. 1.1 Termoelektrovaros matavimas kompensaciniu metodu panaudojant potenciometrą. Termoelektrovaros koeficiento nustatymas

5. 3 pav. pavaizduota supaprastinta potenciometro elektrinė schema. Matavimas potenciometru paremtas kompensacijos metodu (t. y. keičiant reochordo varžos dydį šakoje OA pasiekiamo, kad galvanometru G netekėtų srovė).



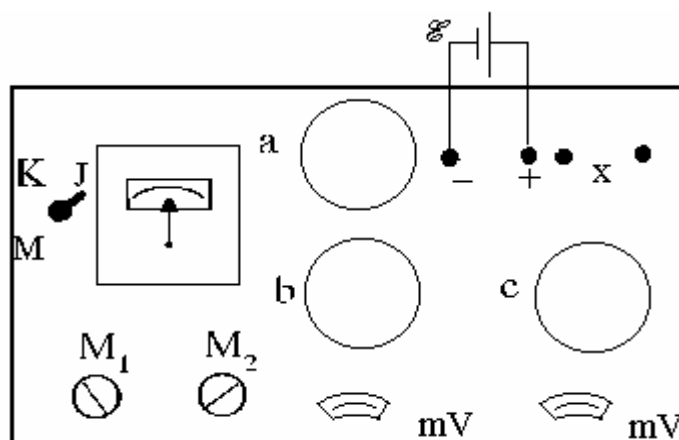
5. 3 pav. Supaprastinta potenciometro elektrinė schema

Darbas su potenciometru susideda iš dviejų etapų:

1. Potenciometro paruošimas darbui.

Pradžioje jungtuku J įjungiamas norminis elementas \mathcal{E}_n , padėtis K. Keičiant varžos R_1 dydį (5. 3 pav.) (žiūr. 5. 4 pav. reguliuojant rankenėlę a, parenkame tokią srovę, kad įtampos kritimas tarp taškų OB būtų lygus norminio elemento elektrovarai \mathcal{E}_n . Tada per galvanometrą srovė neteka. Įvyko kompensacija. Tuomet

$$U_{OB} = \mathcal{E}_n. \quad (5. 1.1)$$



5. 4 pav. Potenciometro vaizdas iš viršaus

2. Termoelektrovaros matavimas.

Perjungiamo jungiklį į padėtį M (matavimas), į schemą įjungiamas termoelementas. Slankikliu A (žiūr. 5. 4 pav. rankenėlė b ir c) surandama nauja kompen-

sacijos padėtis. Tuomet

$$U_{AB} = \mathcal{E}_T. \quad (5.1.2)$$

(5.1.2) daliname iš (5.1.1) formulės:

$$\frac{\mathcal{E}_T}{\mathcal{E}_n} = \frac{U_{AB}}{U_{OB}} = \frac{IR_{AB}}{IR_{OB}} = \frac{l_{AB}}{l_{OB}}.$$

Tokiu būdu:
$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_n \frac{l_{AB}}{l_{OB}},$$

kur l_{OB} – reochordo ilgis tarp taškų OB, l_{AB} – reochordo ilgis tarp taškų AB.

Matuodami potenciometru \mathcal{E}_T dydį sužinome sumuodami rankenėlių b ir c skalių parodymus. Kadangi per galvanometrą gali tekėti stiprios srovės ir jį sudeginti, tai pradžioje nuosekliai su galvanometru įjungiamo varža, nuspaudžiant mygtuką M_1 („apytikriai“). Sukant rankenėles b ir c, pasiekus kompensaciją, varža užtrumpinama nuspaudžiant mygtuką M_2 („tiksliai“). Dėl to padidėja galvanometro jautris, o tai padeda tiksliau nustatyti kompensacijos padėtį.

Pakaitinus vieną termoelemento galą iki temperatūros t_n , o kitas jos galas bus temperatūroje t_0 , termoelemente atsiranda termoelektrovara \mathcal{E}_T . Ji pagal (5.2.7) lygtį bus lygi

$$\mathcal{E}_T = \alpha(t_n - t_0). \quad (5.1.3)$$

Čia n – matavimo eilės numeris, α – termoelemento konstanta.

Ant milimetrinio popieriaus nubrėžę \mathcal{E}_T priklausomybę nuo įvairių t_n gausime kreivę, vadinamą termoelemento gradavimo grafiku. Iš šio grafiko galime surasti α reikšmę. Termoelemento konstantą α paskaičiuosime remiantis (5.1.3) formule.

$$\mathcal{E}_T = \alpha(t_n - t_0), \quad \mathcal{E}_{T_{n+1}} = \alpha(t_{n+1} - t_0) \text{ ir } \Delta \mathcal{E}_T = \alpha(t_{n+1} - t_n) \text{ iš čia gaunam}$$

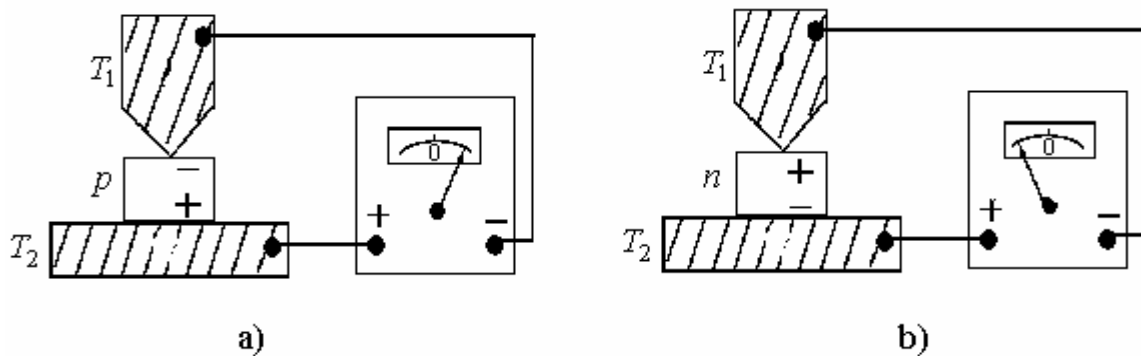
$$\alpha = \frac{\mathcal{E}_{T_{n+1}} - \mathcal{E}_T}{t_{n+1} - t_n} \text{ arba } \alpha = \frac{\Delta \mathcal{E}_T}{\Delta t}. \quad (5.1.4)$$

5.1.2 Puslaidininkio tipo nustatymas termoelektriniu metodu

Norėdami nustatyti puslaidininkio tipą, galime pasinaudoti termoelektriniu metodu, kuris pagrįstas krūvių persiskirstymu šildant vieną puslaidininkio galą. Tam naudojame 5.2 pav. pavaizduotą schemą.

Kaitinant vieną elektroninio puslaidininkio strypelio galą, iš jo į šaltąjį galą difunduoja dalis elektronų. Šaltasis puslaidininkio galas įsielektrina neigiamai, o karštasis – teigiamai, kur lieka nekompensuoti teigiami jonai (žiūr. 5.13 pav.). Jei vietoj elektroninio puslaidininkio strypelio paimsime skylinį ir jį panašiai kaitintume, tai jame vyktų visiškai analogiški reiškiniai. Tiksliai juose dalyvautų ne elektronai, o skylutės. Tuomet kaitinamasis strypelio galas įsielektrintų neigiamai, o šaltasis – teigiamai (5.12 pav.). Kaip matome, puslaidininkio strypelio šaltasis galas įsielektrina tokiu ženklu, kokie yra pagrindiniai jo krūvininkai. Nustatę tu krūvininkų ženklą, galime pasakyti kokio tipo tai puslaidininkis. Tuo tikslu naudojame galvanometrą, kurio nulinė padėtis skalės viduryje. Galvanometro gnybtai turi poliškumą

nometrą, kurio nulinė padėtis skalės viduryje. Galvanometro gnybtai turi poliškumą (vienas gnybtas neigiamas, kitas – teigiamas). Šaltąjį puslaidininkio galą (aušintuvą) prijungiame prie teigiamo galvanometro gnybto. Jei galvanometro rodyklė atsilenkia į dešinę pusę, vadinasi, galvanometrą į grandinę įjungėme teisingai – pliusas su pliusu, minusas su minusu. Tokiu atveju puslaidininkis bus p tipo (5.5 pav. a). Jei galvanometro rodyklė atsilenkia į kairę pusę, vadinasi, prie galvanometro teigiamo gnybto prijungėme minusą. Tuomet puslaidininkio tipas bus n (5.5 pav. b)



5.5 pav. Puslaidininkio tipo nustatymas su galvanometru, kurio nulis skalės viduryje

Bandymą analogiškai galime atlikti ir su paprastu galvanometru. p tipo puslaidininkiui viskas bus taip pat. n tipo puslaidininkio atveju, kad galvanometro rodyklė atsilenktų į dešinę pusę reikia šaltąjį puslaidininkio galą (aušintuvą) prijungti prie galvanometro neigiamo gnybto (t. y. priešingai negu 5.5 pav. b).

Darbo eiga:

1. Sujungiame schemą parodytą 5.1 pav.
2. Stendo jungiklį įjungiamo į padėtį P (puslaidininkis). Išmatuojame puslaidininkinio termoelemento termoelektrovaros \mathcal{E}_T priklausomybę nuo karštojo ir šaltojo galų temperatūrų skirtumo t .
3. Karštojo galo temperatūrą matuojame termorezistoriumi, matuojant jo varžą R kiloommetru. Temperatūrą apskaičiuojame pasinaudojant termorezistoriaus gradavimo grafiku $R = f(T)$. Matavimo rezultatus surašome į 1 lentelę.
4. Nubraižome grafiką $\mathcal{E}_T = f(T)$ puslaidininkiniam termoelementui. Iš jo pagal (I) randame termoelektrovaros koeficientą α_{pusl} keliose grafiko vietose. Apskaičiuojame vidurkį.
5. Stendo jungiklį perjungiamo į padėtį M (metalas). Atliekame 2, 3, 4 punktus su metaliniu termoelementu. Matavimo rezultatus surašome į 2 lentelę.
6. Sujungę 5.2 pav. pavaizduotą schemą, nustatome puslaidininkio tipą.
7. Parašome išvadas.

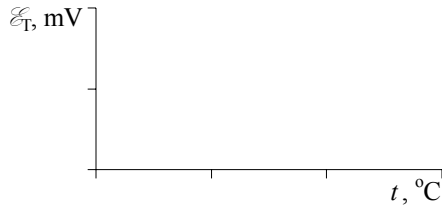
Darbo ataskaita:

1 lentelė. Puslaidininkinio termoelemento termoelektrovaros priklausomybė nuo temperatūros.

\mathcal{E}_T , mV									
R , k Ω									
t , $^{\circ}\text{C}$									

2 lentelė. Metalinio termoelemento termoelektrovaros priklausomybė nuo temperatūros.

\mathcal{E}_T , mV									
R , k Ω									
t , °C									



Išvados:

Žinoti:

1. Kontaktinio potencialų skirtumo fizikinės priežastys.
2. Metalinio termoelemento veikimo principas.
3. Tūrinės termoelektrovaros atsiradimo puslaidininkyje priežastys.
4. Puslaidininkinio termoelemento veikimo principas.
5. Metalinio termoelemento ir puslaidininkinio termoelemento termoelektrovaros koeficientų skirtumo priežastys.

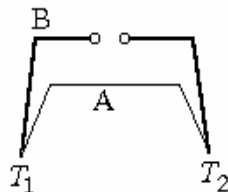
Literatūra:

1. *Л. С. Стальбанс.* Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. *А. Тамашаускас, І. Vosylius, І. Požėla.* Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. *А. Juodviršis, М. Mikalkevičius, S. Vengris.* Puslaidininkių fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. *А. Poliakovas.* Įminta puslaidininkio mįslė. – K.: Šviesa, 1986.
5. *Н. И. Шеффер.* Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.
6. *В. Javorskis А. Detlafas L. Milkovskaja.* Fizikos kursas. D.2. – V.: Mintis, 1970.

Teorija

5. 2.1 Metalinio termoelemento veikimo principas

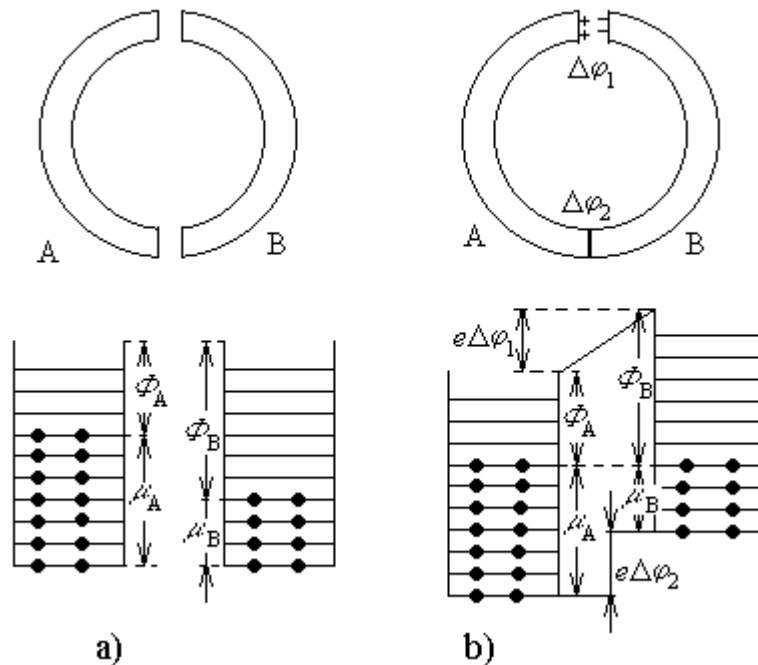
Metalinį termoelementą sudaro sulydytais galais (5. 6 pav.) dviejų skirtingų metalinių laidų grandinė.



5. 6 pav. Metalinis termoelementas sudarytas iš metalų A ir B. Sulydimo taškai yra temperatūrose T_1 ir T_2 .

Metaluose A ir B yra skirtingos elektronų koncentracijos $n_A \neq n_B$. Be to, šių metalų elektronų išlaisvinimo darbai Φ_A ir Φ_B yra skirtingi. Dėl tų priežasčių iš metalo A į metalą B, ir atvirkščiai, iš metalo B į metalą A susidaro skirtingi laisvųjų elektronų srautai.

Panagrinėkim pirmą atvejį. Tarkime, kad viename taške suglaudžiame du metalus, kurių išlaisvinimo darbai skaičiuojami nuo Fermi lygmenų μ_A ir μ_B yra Φ_A ir Φ_B . Tuomet atsiranda galimybė keistis elektronais tarpusavyje. Tikimybė, kad elektrono šiluminio judėjimo energijos užteks atlikti išlaisvinimo darbą ir palikti metalą, proporcinga $e \frac{\phi}{kT}$. Laikykime, kad $\Phi_A < \Phi_B$, tai dėl darbų skirtumo srautas iš metalo A į B yra didesnis už srautą iš metalo B į A. Todėl metale A padidėja teigiamų nekompensuotų jonų skaičius, o metale B padidėja laisvųjų elektronų skaičius (vienas įsielektina teigiamai, o kitas – neigiamai). Tarp metalų atsiranda potencialų skirtumas ir metalo A energijos lygmenys nusileidžia, o metalo B – pakyla (5.7 pav.). Kad elektronas iš teigiamai įelektrinto metalo lygmens pereitų į atitinkamą neigiamai įelektrinto metalo lygmenį, reikia atlikti papildomą darbą prieš elektrinio lauko jėgas. Šis darbas virsta elektrono potencine energija. Lygmenys slinks tol kol nenusistovės pusiausvyra tarp laidininkų elektroninių dujų. (To sąlyga būtų elektronų cheminių potencialų lygybė arba Fermi lygmenys turi būti vienoje tiesėje 5.7 pav. b).



5.7 pav. Metalinio termoelemento kontaktas temperatūroje T_1 , kai $\Phi_A < \Phi_B$

Nusistovėjusią dinaminę pusiausvyrą tarp elektronų srautų atitiks tam tikras potencialų skirtumas tarp laisvų besiliečiančių metalų galų. Jis vadinamas *išoriniu kontaktiniu potencialų skirtumu*. Jo dydis priklauso nuo išlaisvinimo darbų

$$\Delta\varphi_1 = \frac{1}{e}(\Phi_B - \Phi_A). \quad (5.2.1)$$

Skirtingoms metalų poroms $\Delta\varphi_1$ vertė gali būti nuo kelių voltų iki kelių dešimtujų voltų dalių. Išorinis potencialų skirtumas nuo temperatūros nepriklauso, nes išlaisvinimo darbas nepriklauso nuo temperatūros.

Susilyginus Fermi lygmenims, elektronų esančių juose kinetinės energijos, skaičiuojamos nuo valentinės juostos dugno, skiriasi dydžiu $\mu_A - \mu_B$. Todėl į metalą su mažesne Fermi energija bus nukreiptas difuzinis elektronų srautas sąlygojantis *vidinio kontaktinio po-*

tencialų skirtumo atsiradimą metalų kontakto riboje. Pusiausvyros atveju vidinis kontaktinis potencialų skirtumas bus toks, kad jam nugalėti atliekamas darbas bus lygus Fermi lygmens elektronų kinetinių energijų skirtumui.

$$\Delta\varphi_2 = \frac{1}{e}(\mu_A - \mu_B). \quad (5.2.2)$$

Fermi lygmens energija apibūdinama laidumo elektronų koncentracija ($\mu = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$ [1]

4.62 formulė). Tad vidinis kontaktinis potencialų skirtumas atsiranda dėl susiliečiančių medžiagų krūvininkų koncentracijų skirtumo. Klasikinėje elektroninėje teorijoje kontaktinis potencialų skirtumas $\Delta\varphi_{AB}$, susidaręs dviejų metalų riboje dėl elektronų difuzinio perėjimo, išreiškiamas formule

$$\Delta\varphi_{AB} = \varphi_A - \varphi_B = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}. \quad (5.2.3)$$

Šios formulės išvedimas paaiškintas [6] 130 – 138 pusl. Norint gauti tikslesnę išraišką, reikia į (5.2.2) įstatyti temperatūrinę Fermi energijos priklausomybę

$$\mu_T = \mu \left(1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\mu} \right)^2 \right),$$

kur μ – Fermi energija absoliutinio nulio temperatūroje. Tada

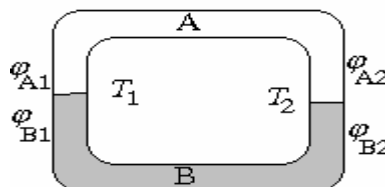
$$\Delta\varphi_2 = \frac{1}{e} \left[(\mu_1 - \mu_2) + \frac{\pi^2}{12} (kT)^2 \left(\frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \right) \right]. \quad (5.2.4)$$

Bendru atveju, priklausomai nuo santykio tarp išlaisvinimo darbų ir laidumo elektronų koncentracijų, išorinio ir vidinio kontaktinių potencialų skirtumų kryptys gali sutapti arba būti priešingos. Bendras kontaktinis potencialų skirtumas bus jų algebrinė suma

$$\Delta\varphi_k = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2.$$

Visa tai ką minėjome aukščiau tinka ir kontaktams metalas – puslaidininkis, puslaidininkis – puslaidininkis. Tokie patys procesai vyksta ir antrame kontakte.

Uždaroje grandinėje išorinis kontaktinis potencialų skirtumas neatsiranda. Tokiu atveju kontaktinių potencialų šuolių suma nusakoma vidiniais kontaktiniais potencialų skirtumais. Ji lygi nuliui, jei kontaktų temperatūra vienoda.



5. 8 pav. Ev skaičiavimas termoelemento grandinėje

Mūsų atveju, metalinis termoelementas turi du kontaktus ir yra įjungtas į grandinę. Tai yra sudaro uždara grandinę (5. 8 pav.). Elektrovara lygi pašalinių jėgų atlikto darbo A_p perkeliant krūvį q uždara grandine, santykiui su perkeltu krūviu q .

$$\mathcal{E} = \frac{A_p}{q}. \quad (5.2.5)$$

Termoelementui $A_p = A_{p1} + A_{p2}$, kur A_{p1} , A_{p2} – pašalinių jėgų darbas perkeltant krūvį pirmu ir antru kontaktu.

$$A_{p1} = q(\varphi_{A1} - \varphi_{B1}), A_{p2} = q(\varphi_{B2} - \varphi_{A2}).$$

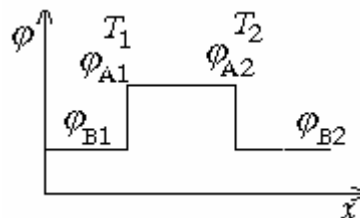
$$\mathcal{E} = \frac{A_{p1} + A_{p2}}{q} = \frac{q(\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + q(\varphi_{B2} - \varphi_{A2})}{q} = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}). \quad (5.2.5a)$$

Elektrovara \mathcal{E} , kurią sukūrė temperatūrų skirtumas, vadinama **termoelektrovara** ir žymima \mathcal{E}_T .

$$\mathcal{E}_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}). \quad (5.2.6)$$

Kontaktų srityje gaunami potencialų šuoliai, tai yra staigūs potencialų pokyčiai (5.9 pav.). Termoelektrovara yra potencialų šuolių algebrinė suma. \mathcal{E}_T , kai $T_1 = T_2$

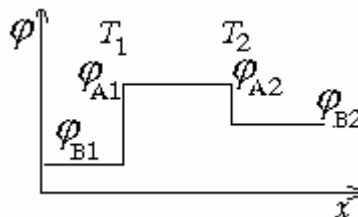
$$\mathcal{E}_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}) = 0. \quad (5.2.6a)$$



5.9 pav. Metalinio termoelemento $\varphi = f(x)$ grafikas, kai $T_1 = T_2$.
Koordinatė x skaičiuojama išilgai termoelemento.

Kai kontaktų temperatūros skirtingos $T_1 \neq T_2$, gauname kitokį potencialo φ kitimo grafiką einant išilgai termoelemento (5.10 pav. x ašies).

$$\mathcal{E}_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}) \neq 0. \quad (5.2.6b)$$



5.10 pav. Metalinio termoelemento $\varphi = f(x)$ grafikas, kai $T_1 \neq T_2$

Tiriamajoje grandinėje veikia termoelektrovara, lygi visų vidinių kontaktinių potencialų skirtumų sumai.

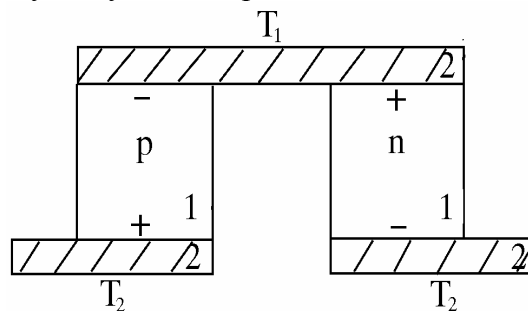
Uždaroje grandinėje, sudarytoje iš kelių metalinių laidininkų, kai visi kontaktai yra vienodos temperatūros, negali atsirasti termoelektrovara tik dėl vieno kontaktinių potencialo šuolių. Ką kita gausime, jei sulydymo vietų temperatūros T_1 ir T_2 bus skirtingos. Tuomet iš (5.2.3) ir (5.2.6) lygčių turime:

$$\mathcal{E}_T = \frac{k}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} (T_A - T_B) = \alpha (T_A - T_B). \quad (5.2.7)$$

Čia $\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}$. Dydis α yra konstanta, apibūdinanti dviejų turimų metalų kontakto savybes. Ji vadinama **termoelektrovaros konstanta**. Termoelektrovaros konstanta taip pat apibūdina gradavimo grafiko palinkimo kampą $\alpha = \frac{\Delta \mathcal{E}_T}{\Delta T}$. Metaliniam termoelementui $\alpha = \text{const}$ (gradavimo grafikas yra tiesė) ir tik esant dideliems temperatūrų pokyčiams atsiranda nežymus α koeficiento pokytis.

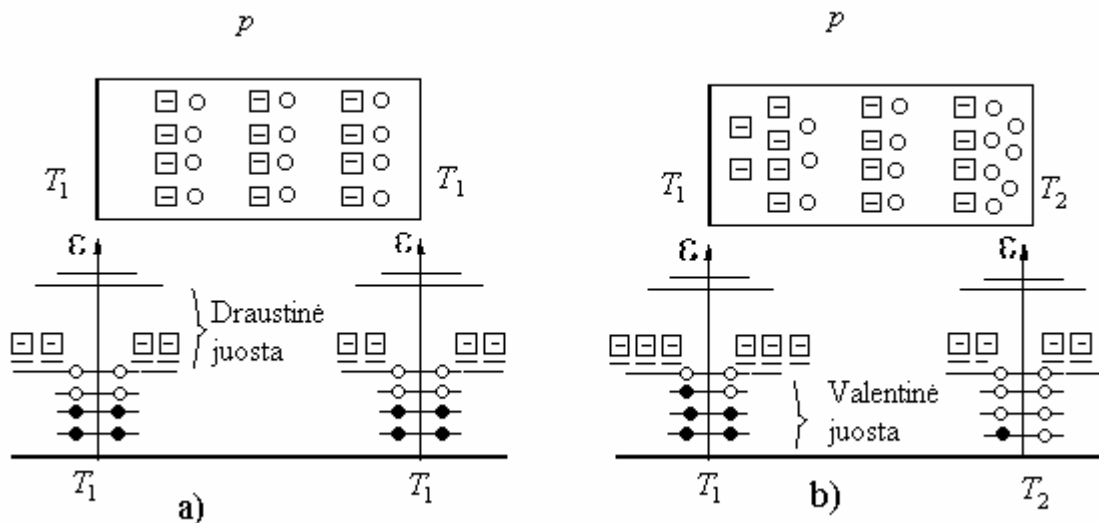
5.2.2 Puslaidininkinio termoelemento veikimo principas

Termoelementą sudaro keli skirtingų tipų puslaidininkiai, sujungti nuosekliai. p tipo puslaidininkio krūvininkai yra skylutės, n tipo – elektronai.



5. 11 pav. Termoelementas: 1 – puslaidininkis, 2 – metalas.

Kai p tipo puslaidininkio abiejų galų temperatūros vienodos, skylių koncentracijos ir greičiai abiejuose galuose vienodi, kuomet temperatūros nevienodos, tai skylių šiluminio judėjimo greičiai galuose skiriasi, be to didėjant temperatūrai didėja ir krūvininkų koncentracija. Abi šios priežastys iššaukia skylių srautą iš karštojo galo į šaltąjį. Tokiu būdu šaltame gale kaupiasi skylės, o karštame gale lieka nekompensuoti neigiami priemaišiniai jonai (5. 12 pav.) ir skiriasi karštame ir šaltame galuose ne tik greičiai, bet ir koncentracijos.



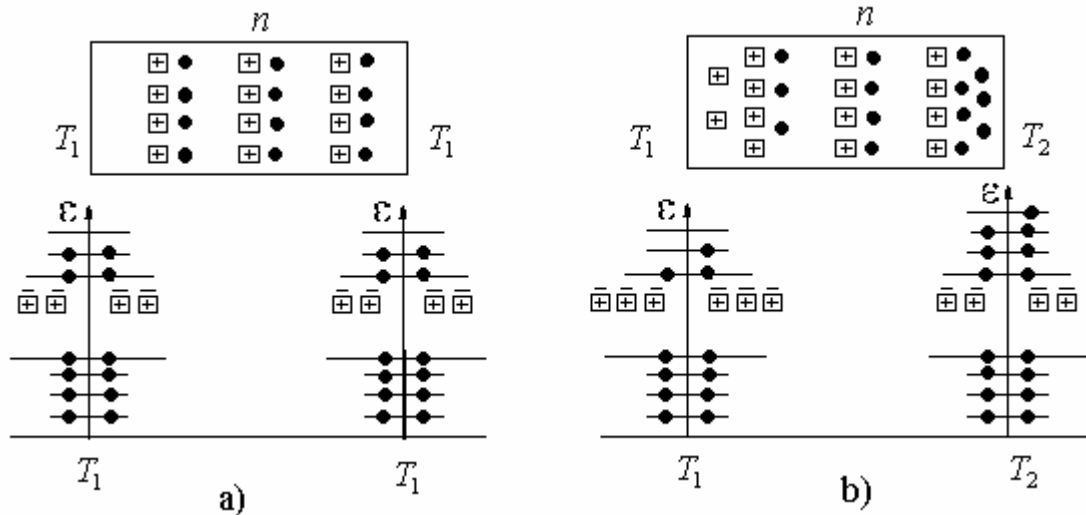
5. 12 pav. Skylių ir nekompensuotų neigiamų priemaišinių jonų pasiskirstymas: a) kai abiejų galų temperatūros vienodos, b) kai $T_1 > T_2$.

Kai n tipo puslaidininkio abiejų galų temperatūros vienodos, elektronų koncentracijos ir šiluminiai greičiai abiejuose galuose vienodi. Kai temperatūros nevienodos, tai elektronų

koncentracijos ir greičiai galuose skiriasi: karštame gale koncentracija ir greitis bus didesni, šaltame – mažesni. Daugiau elektronų pereis iš karštojo į šaltąjį galą. Tokiu būdu šaltame gale kaupiasi elektronai, o karštame gale lieka nekompensuoti teigiami priemaišiniai jonai (5. 13 pav.). Susikaupę galuose teigiami ir neigiami krūviai sukuria tūrinę termoelectrovarą \mathcal{E} ir potencialų skirtumą $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = -\int_0^l E_{kr} dl.$$

Kur E_{kr} – krūvių sukurto elektrinio lauko stipris puslaidininkio viduje, l – puslaidininkio ilgis.



5. 13 pav. Elektronų ir teigiamų priemaišinių jonų pasiskirstymas: a) kai abiejų galų temperatūros vienodos, b) kai $T_1 > T_2$.

Iš 5. 12 ir 5. 13 pav. galime padaryti išvadą: **n ar p tipo puslaidininkio šaltojo galo ženklas nusako puslaidininkio tipą.** Jei šaltojo galo ženklas neigiamas, tai puslaidininkis bus n tipo, o jei teigiamas – p tipo.

Paėmę du tokius strypelius ir jų vienus galus sujungę, o kitus palikę laisvus (5. 11 pav.) ir gauname nesudėtingą termoelementą. Šildant strypelių sujungimo vietą, juose generuojamos termoelectrovaros susideda. Pagal (5. 2.6) termoelemento termoelectrovara

$$\mathcal{E}_T = \Delta\varphi_p + \Delta\varphi_n. \tag{5. 2.8}$$

Čia indeksai p ir n nurodo puslaidininkinių strypelių tipus. Teisinga ir (5. 2.7) formulė tik reikia statyti puslaidininkio termoelectrovaros koeficientą α_{pusl} .

Puslaidininkio termoelemento $\mathcal{E}_T(\text{pusl})$ yra žymiai didesnė už metalinio termoelemento $\mathcal{E}_T(\text{met})$ dėl sekančių priežasčių:

1. Puslaidininkio tūriniai potencialų skirtumai $\Delta\varphi_p$ ir $\Delta\varphi_n$ didesni už kontaktinius potencialų skirtumus.
2. Metalų tūriniai potencialų skirtumai lygūs 0, nes metaluose elektronų koncentracija nepriklauso nuo temperatūros.
3. Puslaidininkinių kontaktiniai potencialų skirtumai didesni už metalų kontaktinius potencialų skirtumus, nes metaluose Fermi energija mažai priklauso nuo temperatūros.
4. Puslaidininkiniame termoelemente, kuriame n ir p tipo puslaidininkiai sujungti nuosekliai, tūriniai potencialų skirtumai $\Delta\varphi_p$ ir $\Delta\varphi_n$ algebriskai sumuojant turi vienodus ženklus.

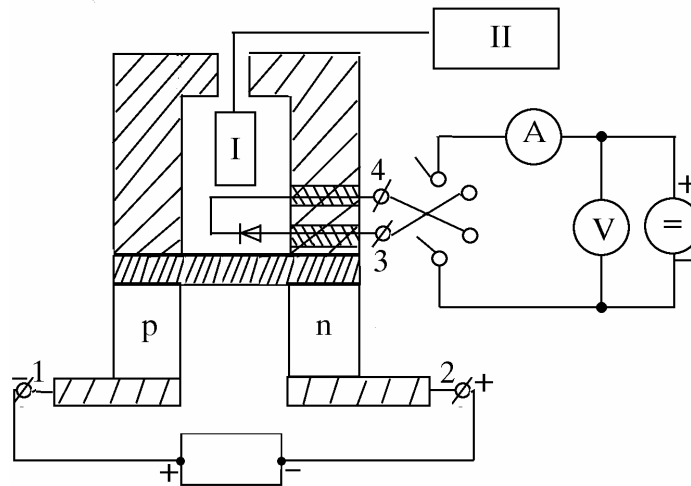
Nr.6 PUSLAIDININKINIO DIODO TYRIMAS

Darbo užduotys. Išmatuoti paprasto diodo voltamperinę charakteristiką, esant skirtingoms aplinkos temperatūroms. Apskaičiuoti diodo n - p sandūros (Ge) medžiagos draustinės juostos plotį ε_g (eV). Gauti paprastų diodų, stabilitrono, šviesos diodo ir fotodiodo voltamperinių charakteristikų oscilogramas.

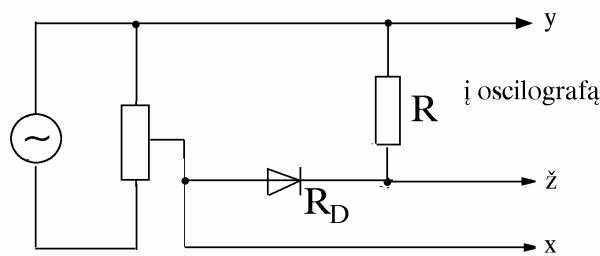
Darbo priemonės ir medžiagos: 1. Diodo voltamperinių charakteristikų tyrimui, esant įvairioms aplinkos temperatūroms ir ε_g apskaičiavimui: elektroninis termometras I-II; diodas; termogeneratorius; voltmestas; ampermetras; schemas maitinimo šaltinis; termogeneratoriaus maitinimo šaltinis.

2. Diodų, stabilitrono, šviesos diodo ir fotodiodo voltamperinių charakteristikų gavimui oscilografu: diodai; stabilitronas; šviesos diodas; fotodiodas; reostatai; oscilografas; kintamos srovės šaltinis.

Darbo schema:



6. 1 pav. Diodo voltamperinių charakteristikų tyrimo schema, esant skirtingoms aplinkos temperatūroms T_1 ir T_2



6. 2 pav. Diodų, stabilitrono, šviesos diodo ir fotodiodo voltamperinių charakteristikų tyrimo schema

Darbo formulės:

$$\varepsilon_g = \frac{\ln \frac{I_{s1}}{I_{s2}} - \frac{3}{2} \ln \frac{T_1}{T_2} - \left(\frac{\Delta \varphi_k}{kT_2} - \frac{\Delta \varphi_k}{kT_1} \right)}{\frac{1}{kT_2} - \frac{1}{kT_1}}. \quad (I)$$

Darbo metodika

6. 1.1 Puslaidininkinio diodo draustinės juostos pločio ε_g nustatymas

Kai galioja difuzinė diodo lyginimo teorija¹, tai diodo soties srovė, esant temperatūrai T_1 :

$$I_{s1} = \frac{eD_p p_n}{L_p} = \frac{eD_p p}{L_p e^{\frac{\Delta\varphi_k}{kT_1}}} = \frac{eD_p}{L_p} B e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_1}} e^{-\frac{\varepsilon_g - \mu_1}{kT_1}}. \quad (6.1.1)$$

Esant diodo temperatūrai T_2 :

$$I_{s2} = \frac{eD_p}{L_p} B e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_2}} e^{-\frac{\varepsilon_g - \mu_2}{kT_2}}, \quad (6.1.2)$$

kur $B = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT_1}{h^3} \right)^{\frac{3}{2}}$, o $p_n = p e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT}}$. Čia D_p – skylių difuzijos koeficientas;

p – skylių koncentracija p puslaidininkyje;

L_p – skylių difuzijos ilgis n srityje;

μ_1, μ_2 – Fermi energija esant temperatūrai T_1 ir T_2 ;

I_{s1}, I_{s2} – diodo atbulinės įsotinio srovės;

$\Delta\varphi_k$ – kontaktinis potencialų skirtumas tarp n ir p puslaidininkių.

Iš (6. 1.1) ir (6. 1.2) lygčių gauname santykį:

$$\frac{I_{s1}}{I_{s2}} = \frac{T_1^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_1}} e^{-\frac{\varepsilon_g - \mu_1}{kT_1}}}{T_2^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_2}} e^{-\frac{\varepsilon_g - \mu_2}{kT_2}}}. \quad (6.1.3)$$

Kadangi santykis $\frac{\mu}{kT}$ mažai priklauso nuo temperatūros, tai esant mažiems temperatūrų pokyčiams jis mažai pakinta, tuomet $\frac{I_{s1}}{I_{s2}}$ lygus:

$$\frac{I_{s1}}{I_{s2}} = \frac{T_1^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_1}} e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT_1}}}{T_2^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta\varphi_k}{kT_2}} e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT_2}}}. \quad (6.1.4)$$

Iš čia:

$$\ln \frac{I_{s1}}{I_{s2}} = \left(\frac{\Delta\varphi_k}{kT_2} - \frac{\Delta\varphi_k}{kT_1} \right) + \frac{3}{2} \ln \frac{T_1}{T_2} + \left(\frac{\varepsilon_g}{kT_2} - \frac{\varepsilon_g}{kT_1} \right),$$

¹Laisvojo kelio ilgis l mažesnis už užtvartinio sluoksnio storį d .

$$\varepsilon_g = \frac{\ln \frac{I_{s1}}{I_{s2}} - \frac{3}{2} \ln \frac{T_1}{T_2} - \left(\frac{\Delta\varphi_k}{kT_2} - \frac{\Delta\varphi_k}{kT_1} \right)}{\left(\frac{1}{kT_2} - \frac{1}{kT_1} \right)}. \quad (6.1.5)$$

Į (6.1.5) lygtį statomos tokios I_{s1} ir I_{s2} vertės, kurios gaunamos esant vienodoms įtampų U vertėms.

6.1.2 Voltamperinės charakteristikos gavimas oscilografu

Norėdami gauti oscilografu voltamperinę charakteristiką, naudojame 6.2 pav. schemą. Panagrinėkime jos veikimą. Diodo varžoje R_D gaunamas kintamos įtampos kritimas $U_D = I_D R_D$. Įtampa U_D paduodama į oscilografo gnybtus X, \check{Z} (įtampa atidedama x ašyje). Diodu tekanti srovės stipri I_D matuojame etaloninėje varžoje R , nes, kaip žinome, nuoseklaus jungimo atveju srovės stipris vienodas kiekvienoje varžoje. Oscilografo įėjimo varža tarp gnybtų Y ir \check{Z} turi būti didelė palyginus su R , kad prijungus oscilografo gnybtus nepakistų varža R tekantis srovės stipris. Tokiu būdu, įtampos kritimas rezistoriuje R

$$U_R = I_D R$$

ir proporcingas I_D .

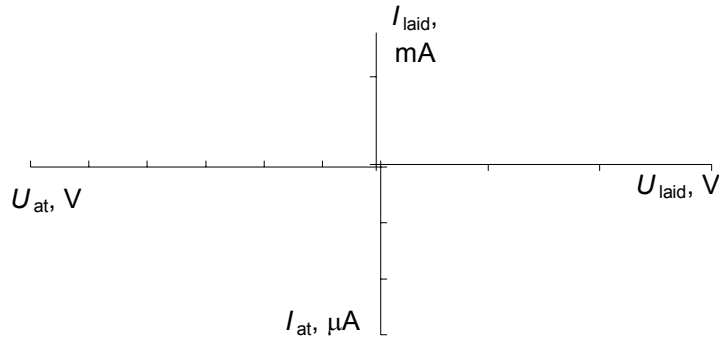
Įtampa U_R (proporcinga I_D) paduodama į oscilografo gnybtus Y ir \check{Z} (srovės stipris atidedamas y ašyje). Oscilografo ekrane gauname voltamperinę charakteristiką $I_D = f(U_D)$.

Darbo eiga:

1. Sujungiamo darbo schemą (6.1 pav.). Maitinimo šaltinyje nustatome maksimalų srovės stiprį 100 mA ir maksimalią įtampą apie 2 V.
2. Keisdami reostatu įtampą, išmatuojame srovės stiprio I priklausomybę nuo įtampos U laidumo ir užtvarine kryptimi. Matavimo rezultatus surašome į lentelę ir, jais remiantis, nubrėžiame diodo voltamperinę charakteristiką.
3. Užtvarine kryptimi voltamperinę charakteristiką išmatuojame, esant dviems skirtingoms aplinkos temperatūroms T_1 ir T_2 . Temperatūra matuojama naudojant termometrą, sudarytą iš dviejų dalių: iš temperatūrai jautraus elemento I ir registravimo prietaiso II. Elementas I įstatomas į puslaidininkinio kaitintuvo (šaldytuvo) vidų ir užkemšamas vata.
4. ε_g apskaičiuojamas remiantis (I) formule, kur $\Delta\varphi_k = 0,3$ eV, k – Bolcmano konstanta ($k = 8,61 \times 10^{-5}$ eV/K), I_{s1} , I_{s2} – diodo atbulinės išotinio srovės, esant aplinkos temperatūroms T_1 ir T_2 . Atbulinių srovių vertės matuojamos esant vienodoms įtampoms U .
5. Sujungiamo voltamperinės charakteristikos nustatymo schemą, parodytą 6.2 pav. Oscilografo ekrane gauname kelių skirtingų diodų voltamperines charakteristikas. Šias charakteristikas nubraižome ant milimetrinio popieriaus.
6. Analogiškai gauname stabilitrone, šviesos diodo ir fotodiodo voltamperines charakteristikas. Jas taip pat nubraižome ant milimetrinio popieriaus ir gautus rezultatus pridedame prie darbo ataskaitos.
7. Parašome išvadas.

Darbo ataskaita:

Nr.	T_1				T_2			
	$U_{\text{laid}}, \text{V}$	$I_{\text{laid}}, \text{mA}$	U_{at}, V	$I_{\text{at}}, \mu\text{A}$	$U_{\text{laid}}, \text{V}$	$I_{\text{laid}}, \text{mA}$	U_{at}, V	$I_{\text{at}}, \mu\text{A}$
1								
2								
...								



Išvados:

Žinoti:

1. Dviejų medžiagų kontaktas.
2. Užtvarinis sluoksnis.
3. Išaiškinti paprasto diodo voltamperinę charakteristiką.
4. Stabilitrono veikimo principas.
5. Foto ir šviesos diodų veikimo principas.
6. Voltamperinės charakteristikos nustatymas oscilografu.
7. p - n sandūros elektrinė talpa.
8. Diodinė ir difuzinė lyginimo teorijos.

Literatūra:

1. *Л. С. Стильбанс.* Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
2. *А. Тамаšauskas, I. Vosylius, I. Požėla.* Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
3. *А. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris.* Puslaidininkių fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
4. *А. Поликовас.* Įmintą puslaidininkio mįslė. – К.: Швiesa, 1986.
5. *Н. И. Шеффер.* Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

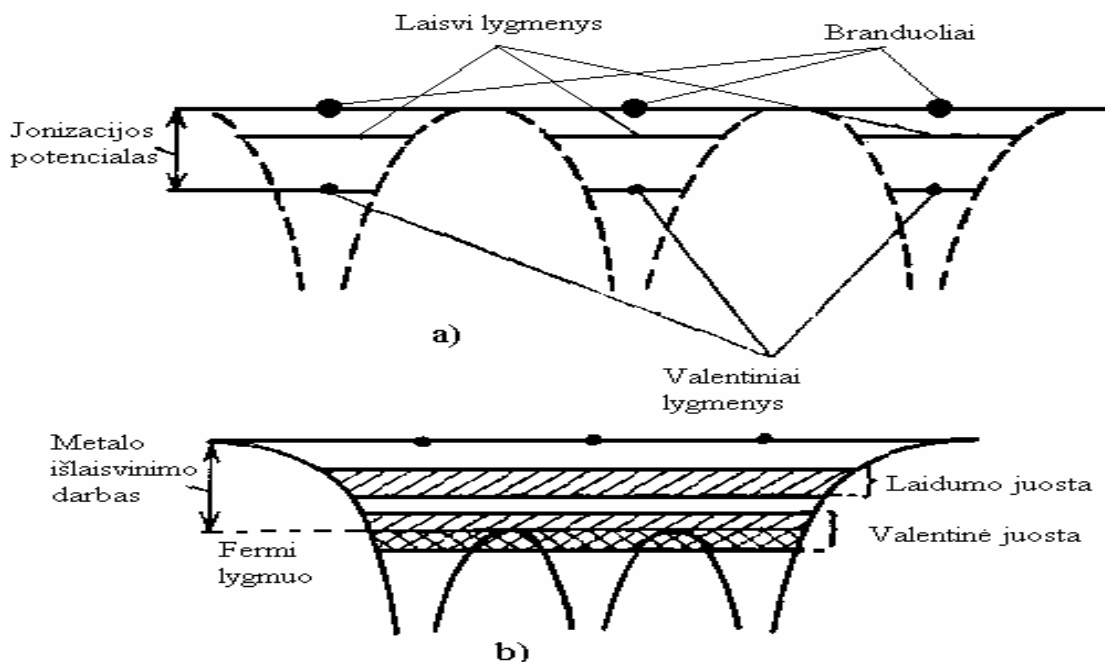
Teorija**6. 2.1 Kontaktiniai reiškiniai**

Išlaisvinimo darbas. Tam, kad iš izoliuoto atomo išplėšti valentinį elektroną reikia atlikti darbą, t. y. suteikti elektronui energijos, reikalingos nugalėti traukos jėgas. Dujoms ši energija, išreikšta elektronvoltais, vadinama jonizacijos potencialu. Kietam kūnui atitinkamą prasmę turi *išlaisvinimo darbas*.

6.3 pav. a schematiškai pavaizduoti trijų izoliuotų vienvalečių metalo atomų energetiniai spektrai. Punktyrine linija pažymėta elektrono potencinė energija branduolio elektriniame lauke, išsivienijus horizontaliomis linijomis – valentinio elektrono energetiniai lygmenys ir sekantis po jų laisvas lygmuo. Rodykle parodytas jonizacijos potencialas.

6.3 pav. b pavaizduota kaip pasikeičia elektrono spektras metalė. Šiuo atveju energetiniai barjerai tarp gretimų atomų tiek sumažėjo, kad valentiniai elektronai gali laisvai keliauti išilgai viso kristalo; iš valentinių lygmenų formuojasi pusiau užpildyta valentinė juosta, iš laisvų lygmenų – sekanti po jos laidumo juosta. Vienok, kaip matyti iš paveikslo, potencialo eiga metalo paviršiuje išlieka artima kaip izoliuotame atome. Kad išplėsti valentinį elektroną iš metalo, būtina atlikti darbą (paveiksle parodytas rodykle). Šis darbas ir vadinamas *išlaisvinimo darbu*.

Tai labai schematiškas paaiškinimas. Iš tikrųjų, į išlaisvinimo darbą įeina eilė papildomų komponentų: išplėsiama elektrono sąveikos energija su visais kristalo atomais (ši sąveika sukelia atomų lygmenų poslinkį ir skilimą), sąveikos energija su kitais laisvais elektronais, paviršiaus būsenos ir kita. Mums svarbiausia, kad dėl to metalo paviršiuje elektronui susidaro potencialinis barjeras, kurį įveikti reikia atlikti darbą.



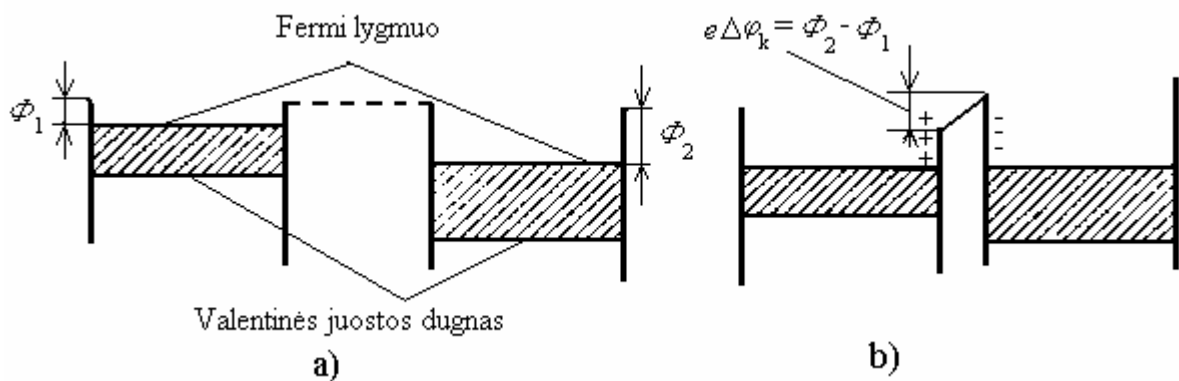
6.3 pav. Išlaisvinimo darbo atsiradimo schema: a) elektrono energijos spektras izoliuotuose atomuose; b) elektrono energijos spektras kristale.

Taigi, pagal 6.3 pav. b, išlaisvinimo darbu vadiname mažiausią energiją, reikalingą elektrono išlaisvinimui iš metalo ir matuojamą atstumu nuo viršutinio lygmens užimto elektronais (Fermi lygmens) iki elektrono potencialo tuštumoje. Tačiau šis apibrėžimas bus griežtas tik absoliutinio nulio temperatūroje. Kitoje temperatūroje bus elektronų virš Fermi lygmens, ir toks išlaisvinimo darbo apibrėžimas bus netikslus. Bet jei mes pašalinsime keletą elektronų iš lygmenų žemiau Fermi lygmens, tai elektronų pusiausvyra metalė bus pažeista: prasidės perėjimai iš aukštesnių lygmenų į atsilaisvintus ir metalas išils dėl išsiskyrusios energijos. Todėl šiuo atveju atlikto darbo negalime laikyti išsilaisvinimo darbu, nes dalis jo virsta šiluma. Jei pašalintume elektroną iš lygmens virš Fermi lygmens, procesas bus atvirkščias: elektronai labiau pereis iš apačios į viršų negu iš viršaus į apačią, ir atstatant pusiausvyrą metalas atvės. Tokiu būdu atliktas darbas bus mažesnis už išlaisvinimo darbą, nes elektronui išplėsti sunaudojama dalis vidinės energijos.

Atsižvelgiant į aukščiau paminėtą, ne tik absoliutinio nulio, bet ir kitoje temperatūroje, išlaisvinimo darbą skaičiuojame nuo Fermi lygmens ir vadiname *izoterminiu išlaisvinimo darbu* Φ .

Dar sudėtingiau nustatyti išlaisvinimo darbą puslaidininkiuose: skirtingi darbai išplėšiant elektroną iš laidumo juostos, valentinės juostos ir priemaišinių lygmenų. Tačiau ir čia galima parodyti, kad jei išplėšiamas elektronas iš lygmens virš Fermi lygmens, tai medžiaga atšals; išplėšiant iš žemiau Fermi lygmens – ji šils. Ir tik jei vienu metu išplėšime vienus ir kitus elektronus, be to su proporcija, kad jų energija vidutiniškai būtų lygi Fermi energijai, temperatūra liks nepakitusi. Tad ir puslaidininkyje izoterminį išlaisvinimo darbą skaičiuojame nuo Fermi lygmens, nors čia daugeliu atvejų nėra nei vieno elektrono, kadangi jis paprastai būna draustinėje juostoje.

Kontaktinis potencialų skirtumas. Pažiūrėkim, kas nutiks suartinus du skirtingus metalus. Visada yra kažkiek elektronų, kurių energijos pakanka, kad paliktų metalą; kuo mažesnis išlaisvinimo darbas tuo jų daugiau. Tad suartinus metalus, prasidės elektronų mainai tarp jų. Tarsime, kad pirmojo metalo išlaisvinimo darbas mažesnis ($\Phi_1 < \Phi_2$ 6.4 pav. a).¹ Tada elektros srovė iš kairės į dešinę $I_{s1} = A e^{-\Phi_1/kT}$ bus didesnė, negu priešingos krypties $I_{s2} = A e^{-\Phi_2/kT}$. Antrojo metalo paviršius įsielektrins neigiamai, o pirmojo paviršiuje liks nekompensuotas teigiamas krūvis. Šis procesas tęsis iki tarpe atsiradęs potencialų skirtumas nekompensuos išlaisvinimo darbų skirtumo $e\Delta\phi_k = \Phi_2 - \Phi_1$ (6.4 pav. b)



6.4 pav. Kontaktinio potencialų skirtumo atsiradimo schema

Įvertinkim elektronų kiekį, kuris turi pereiti iš vieno metalo į kitą, kad sukurtų kontaktinį potencialų skirtumą $\Delta\phi_k$. Tarkim kad potencialų skirtumas $\Delta\phi_k = 1$ V ir tarpas tarp metalų $d = 10^{-7}$ cm. Tada elektrinio lauko stipris $E = 10^7$ V/cm ir paviršinis krūvio tankis, reikalingas sukurti tokį lauką tarpe, $q = E/4\pi$. Iš to seka, kad elektronų kiekis, kuris turi pereiti iš 1 cm^2 pirmojo metalo į antrąjį, kad sukurti šį lauką, bus

$$n = \frac{q}{e} = \frac{E}{4\pi e} \approx 10^{12}. \quad (6.2.1)$$

Atomų skaičius metalo paviršiuje $\sim 10^{15}$, vadinasi, pirmajame metale tik apytiksliai 1 % paviršinių atomų bus jonizuoti, o antrajame toks pats kiekis gaus perteklinį krūvį. Po viso to Fermi lygmenys susilygins. Tuo tarpu elektros srovė iš dešinės į kairę liks nepakitusi, o elektronų srautas iš kairės į dešinę sumažės, kadangi, kad pereiti iš pirmojo metalo į antrąjį, elektronui reikia nugalėti ne tik išlaisvinimo darbą Φ_1 , bet ir potencialų skirtumą tarpe $\Delta\phi_k$:

$$I_{s1} = A e^{-\frac{e\Delta\phi_k + \Phi_1}{kT}} = I_{s2}, \quad (6.2.2)$$

¹ Dėl paprastumo čia potencialo šuolis parodytas vertikalus. Laidumo zona nepavaizduota.

Ir rezultate srovė $I = I_{s1} - I_{s2} = 0$.

Kas atsitiks, jei prie kontakto pridėsime potencialų skirtumą U nuo pašalinio šaltinio.

Lyginimas dviejų metalų kontakte. Išnagrinėkim du atvejus: pirmas, kai išorinis potencialų skirtumas U susideda su kontaktiniu (6. 5 pav. b) ir pilnas įtampos kritimas tarp lygus jų sumai $U_1 = \Delta\phi_k + U$, ir antras, kada išorinis potencialų skirtumas pridėtas priešingai (6. 5 pav. c)¹ $U_2 = \Delta\phi_k - U$. Kaip matyti iš paveikslo abiem atvejais elektros srovė iš dešinės į kairę išliks nepakitusi $I_2 = I_s$, o srovė iš kairės į dešinę pirmu atveju sumažės:

$$I_1 = A e \frac{\phi_1 + e(\Delta\phi_k + U)}{kT} = I_s e \frac{eU}{kT}, \quad (6. 2.3)$$

o antru atveju – padidės:

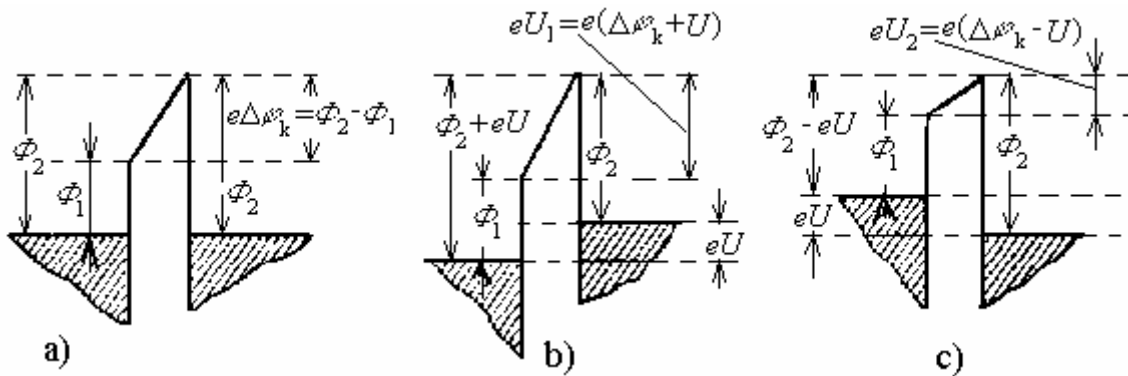
$$I_1 = A e \frac{\phi_1 + e(\Delta\phi_k - U)}{kT} = I_s e \frac{eU}{kT}. \quad (6. 2.4)$$

Bendra srovė pirmu atveju bus nukreipta iš dešinės į kairę:

$$I = I_1 - I_2 = I_s \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}} \right), \quad (6. 2.5)$$

o antru atveju – iš kairės į dešinę:

$$I = I_2 - I_1 = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6. 2.6)$$



6. 5 pav. Dviejų metalų kontaktas: a) nesant išorinės įtampos; b) kai įtampa pridėta užvarine kryptimi $eU_1 = e\Delta\phi_k + eU$; c) kai įtampa pridėta laidumo kryptimi $eU_2 = e\Delta\phi_k - eU$.

(6. 2.5) ir (6. 2.6) galima apibendrinti, jei srovę ir įtampą laikysime teigiama, kai jie nukreipti iš kairės į dešinę, ir neigiama – priešingos krypties. Tada abiem atvejams

$$I = I_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6. 2.7)$$

Kaip matyti iš (6. 2.7) kontaktas pasižymi lyginamosiomis savybėmis: kai U teigiamas ženklas srovė eksponentiškai auga, kai neigiamas – asimptotiškai artėja prie I_s .

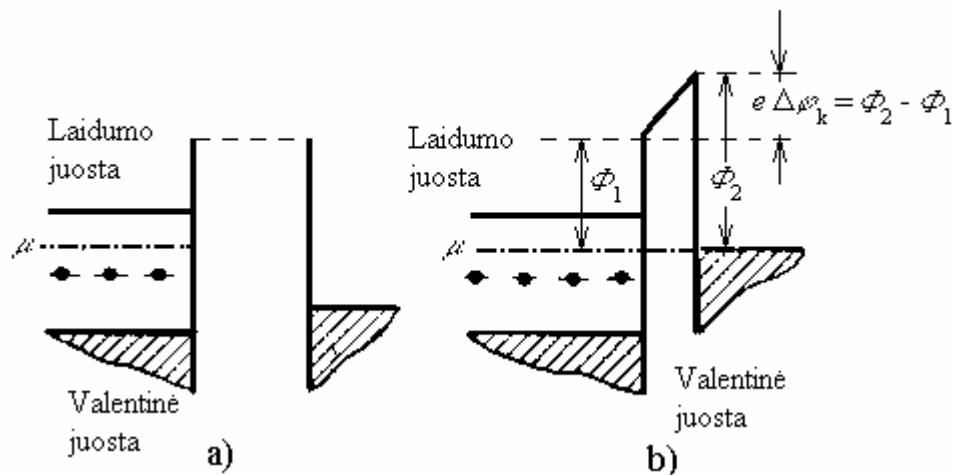
Gauta formulė kokybiškai aprašo lyginimą metalo ir puslaidininkio kontakte ir dviejų puslaidininkių kontakte.

¹ Paskutiniu atveju laikysime, kad $U < \Delta\phi_k$.

Vienintelis atvejis, kada anksčiau nepasitvirtindavo praktiškai, tai kuriam ją išvedėme: dviejų metalų kontaktas įprastomis sąlygomis nepasižymi lyginamosiomis savybėmis. Taip yra nes tarpas tarp dviejų metalų tampa labai plonas ir skaidrus tuneliniam efektui; šiomis sąlygomis kontakto varža maža ir vienoda abiejų kryptių srovėms. Jei tarp metalų patalpinsime ploną dielektriką ir taip padidinsime tarpo plotį, tai nebebus tunelinio efekto ir aukščiau pateiktos išvados bus teisingos.

6. 2.2 Puslaidininkio ir metalo kontaktas

Panagrinėkime elektroninio puslaidininkio ir metalo kontaktą, be to tarkime, kad puslaidininkio išlaisvinimo darbas mažesnis už metalo (6. 6 pav. a). Šiuo atveju iš pradžių elektronų srautas iš puslaidininkio bus didesnis, negu iš metalo, ir metalas įsielektrins neigiamai, o puslaidininkis – teigiamai. Procesas tęsis tol, kol atsiradęs potencialų skirtumas nekompensuos išlaisvinimo darbų skirtumo. Schematiškai tai vyks kaip dviejų metalų kontakte (6. 6 pav. b).



6. 6 pav. Elektroninio puslaidininkio ir metalo kontaktas: a – energijos lygmenys prieš pusiausvyrą; b – potencialo pasiskirstymas pusiausvyroje neįskaitant tūrinio krūvio.

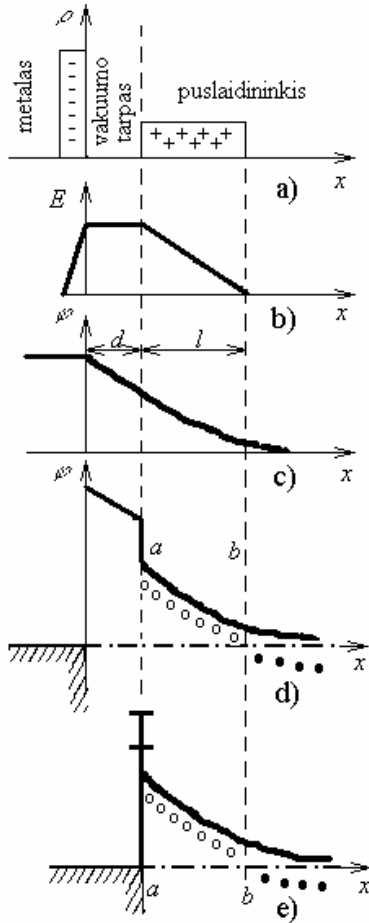
Esminis skirtumas nuo dviejų metalų kontakto atsiranda, nes laisvųjų elektronų kiekis puslaidininkyje (net jei įskaityti visus elektronus lokalizuotus donoruose) daug mažesnis negu metalė, ir to pasėkoje elektronais nuskurdintas sluoksnis puslaidininkyje daug kartų storesnis.

Pavyzdžiui, kontaktinis potencialų skirtumas $\Delta\phi_k = 1$ V ir tarpas tarp metalo ir puslaidininkio $d = 10^{-7}$ cm. Tada, pakartojus tuos pačius skaičiavimus, gausime, kad iš puslaidininkio į metalą perėjusių elektronų skaičius – $5 \cdot 10^{12}$. Tarkim donorų skaičius tūrio vienetė $5 \cdot 10^{16}$. Tada, kad sukurti tokį krūvį, reikia jonizuoti visus donorus dideliame atstume nuo paviršiaus ($d_1 = 10^{-4}$ cm), 1000 kartų didesniame negu tarpo storis. Vadinasi, puslaidininkyje atsiranda nemažas tūrinio krūvio sluoksnis, kuriame krūvio tankis pastovus. Šioje dalyje elektrinis laukas augs tiesiškai, o potencialas – kvadratiškai (6. 7 pav.). Pagrindinis potencialo kritimas, tokiu būdu, bus susitelkęs ne tarpe, o tūrinio krūvio sluoksnyje. Atsižvelgiant į tai, kad tarpas skaidrus tuneliniam efektui, mes toliau puslaidininkio ir metalo kontaktą vaizduosim kaip 6. 7 pav. Šiame paveiksle sluoksnis $a - b$ tiek nutolęs nuo Fermi lygmens, kad jame beveik nėra laisvųjų elektronų. Šis sluoksnis, turintis labai didelę varžą, vadinamas *užtvartiniu sluoksniu*.

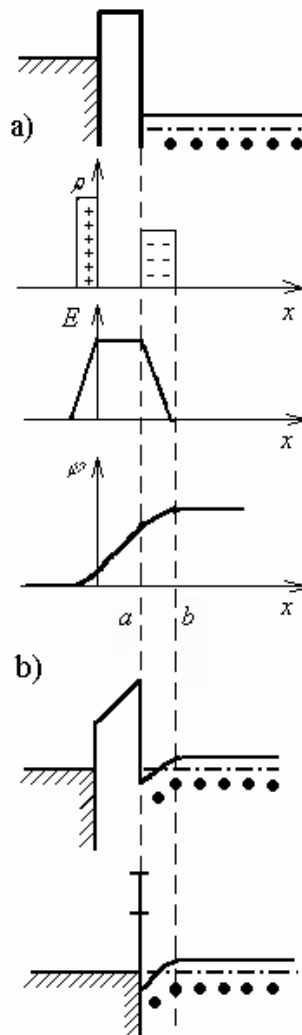
Tuo atveju, kai puslaidininkio išlaisvinimo darbas didesnis negu metalo išlaisvinimo darbas, elektroni pereina iš metalo į puslaidininkį ir kontakte susidaro sluoksnis $a - b$ (6. 8 pav.), praturtintas krūvininkais, – *antiužtvartinis sluoksnis*. Potencialo eiga tokiam atvejui

pavaizduota 6. 8 pav. Antiužtvarinis sluoksnis nepasižymi lyginamosiomis savybėmis ir jo nenagrinėsime. Skylinio puslaidininkio ir metalo kontakte užtvarinis sluoksnis susidaro, kai puslaidininkio išlaisvinimo darbas didesnis negu metalo, ir antiužtvarinis – priešingai.

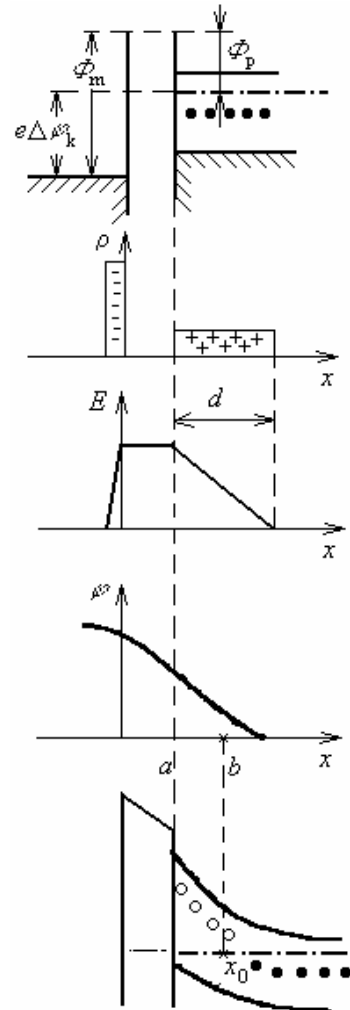
Visuose aukščiau išnagrinėtuose atvejuose užtvarinis sluoksnis susidarė dėl elektronų (arba skylių) perėjimo į metalą. Tokie užtvariniai sluoksniai vadinami *fiziniais*. Kartais dėl cheminės puslaidininkio ir metalo sąveikos arba specialaus puslaidininkio paviršiaus apdirbimo kontakte susidaro naujos medžiagos (dielektriko) sluoksnis. Tokie užtvariniai sluoksniai vadinami *cheminiais*.



6. 7 pav. Elektroninio puslaidininkio ir metalo kontaktas (įskaitant tūrinį krūvį): a – krūvio pasiskirstymas; b – elektrinio lauko kitimas; c – potencialo kitimas (neatsižvelgiant į potencialo šuolius puslaidininkio ir metalo paviršiuje); d – potencialo kitimas įskaitant potencialo šuolį puslaidininkio ir metalo kontakte; e – suprastinta juostinė kontakto schema (neįskaitant vakuuminio tarpo).



6. 8 pav. Antiužtvarinis sluoksnis metalo – puslaidininkio kontakte: a – iki pusiausvyros nusistovėjimo; b – po pusiausvyros nusistovėjimo.



6. 9 pav. p-n sandūros susidarymas metalo – puslaidininkio kontakte

Panagrinėkime užtvarinį sluoksnį elektroninio puslaidininkio ir metalo kontakte, bet tarsime, kad išlaisvinimo darbų skirtumas didesnis už puslaidininkio draustinės juostos plotį (6. 9 pav.). Šiomis sąlygomis riboje su metalu susidaro skylinio puslaidininkio sluoksnis (a – b sluoksnis 6. 9 pav.) su labai maža varža. Tam tikrame atstume nuo ribos puslaidininkis tampa elektroniniu, taške x_0 yra perėjimas nuo skylinio prie elektroninio puslaidininkio – taip

vadinama *p-n* sandūra. Šiuo atveju lyginimas vyksta ne puslaidininkio su metalu riboje, o *p-n* sandūroje.

6. 2.3 Lyginimas puslaidininkio ir metalo kontakte

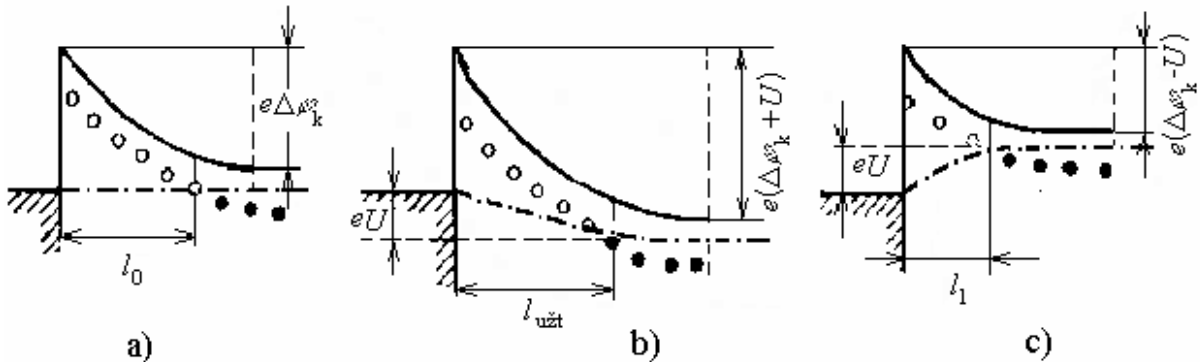
Srovės tekėjimas per lyginantį kontaktą iš esmės priklauso nuo to, ar patiria elektronai smūgius pereidami per užtvarinį sluoksnį, ar ne. Pirmas atvejis realizuojamas kada elektrono laisvojo kelio ilgis l mažesnis už užtvarinio sluoksnio storį d , antrasis atvejis – priešingai.

Sutinkant su tuo, egzistuoja dvi lyginimo teorijos: *difuzinė*, kai laisvojo kelio ilgis daug mažesnis už užtvarinio sluoksnio storį ($l \ll d$) ir jį pereidami elektronai patiria smūgius; *diodinė*, kai laisvojo kelio ilgis daug didesnis už užtvarinio sluoksnio storį ($l \gg d$) ir jį pereidami elektronai nepatiria smūgių.

Pirmiausia panagrinėkim ploną užtvarinį sluoksnį $d \ll l$. Šiuo atveju srovės tekėjimo per užtvarinį sluoksnį mechanizmas nesiskiria nuo tekėjimo per vakuomo tarpelį tarp dviejų metalų¹. Tad lyginimo teorija, kaip ir nagrinėtame dviejų metalų kontakte.

Įveskime pažymėjimus: I_1 – elektros srovės stipris iš dešinės į kairę (iš puslaidininkio į metalą); I_2 – elektros srovės stipris iš kairės į dešinę (iš metalo į puslaidininkį). Kai nėra išorinio potencialų skirtumo, abi srovės vienodos ($I_{s1} = I_{s2} = I_s$) ir bendra srovė $I = I_{s1} - I_{s2} = 0$ (6. 10 pav. a).

Taip pat išnagrinėkime du atvejus: pirmas, kai išorinis potencialų skirtumas susideda su kontaktiniu (6. 10 pav. b), ir antras, kai išorinis potencialų skirtumas priešingos krypties (6. 10 pav. c). Kaip matyti iš paveikslo, srovės stipris iš metalo į puslaidininkį nesikeičia $I_{s2} = I$, kadangi nekinta metale barjero aukštis nuo Fermi lygmens.



6. 10 pav. Lyginimas metalo ir puslaidininkio kontakte

Elektronams, pereinantiems iš puslaidininkio į metalą, barjeras pirmu atveju padidėja: $U_1 = \Delta\phi_k + U$, ir srovė

$$I_1 = I_s e^{\frac{eU}{kT}}, \tag{6. 2.8}$$

antru atveju barjero aukštis sumažėja ir srovė

$$I_1 = I_s e^{\frac{eU}{kT}}. \tag{6. 2.9}$$

Pakartoję tuos pačius išvedimus, kuriuos darėme nagrinėdami dviejų metalų kontaktą, gausime išraišką kontakto voltamperinei charakteristikai, analogišką (6. 2.7). Pagal diodinę teoriją, soties elektros srovės stipris aprašoma lygtimi

¹ Skirtumas tas, kad metalo ir puslaidininkio atveju užtvarinis sluoksnis pakankamai storas, kad nebūtų tunelinio efekto

$$I_s = \frac{1}{4} en_0 v_0 = \frac{1}{4} env_0 e^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}}, \quad (6.2.10)$$

kur n – krūvininkų koncentracija puslaidininkio tūryje; v_0 – jų vidutinis šiluminis greitis; $e\Delta\phi_k$ – potencialinio barjero aukštis; $n_0 = ne^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}}$ – elektronų koncentracija arti paviršiaus. Tokiu būdu

$$I = \frac{1}{4} env_0 e^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6.2.11)$$

Storų sluoksnių atveju, kada elektrono laisvojo kelio ilgis mažesnis už sluoksnio storį d ($l \ll d$), (6.2.7) lygtis išlieka teisinga. Vienok, srovės tekėjimo mechanizmas yra kitoks ir soties srovės stiprio lygtis bus kitokia. Šiuo atveju elektronai užtvariniame sluoksnyje patiria daugybę smūgių ir bendras elektros srovės stipris susideda iš dviejų dalių. Elektrinio lauko užtvariniame sluoksnyje sukurto srovės stiprio, kuris „veja“ elektronus nuo kontakto, ir difuzinės srovės stiprio, atsirandančio dėl krūvininkų koncentracijos gradiento. Kadangi krūvininkų koncentracija arti kontakto mažesnė, negu puslaidininkio tūryje, tai difuzija sukuria priešingos krypties srovę.

Difuzinė elektronų srovė pagal teoriją

$$I_d = -eD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (6.2.12)$$

kur D_n – elektronų difuzijos koeficientas, susijęs su judrumu Einšteino sąryšiu

$$eD_n = kTu_n. \quad (6.2.13)$$

Esant elektriniam laukui ir koncentracijos gradientui, pilnutinis elektros srovės stipris susideda iš dreifinio ir difuzinio:

$$I_n = I_0 + I_d = e \left(Enu_n - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right)^1. \quad (6.2.14)$$

Kai nėra išorinio elektrinio lauko dreifinis ir difuzinis srovės stipriai lygūs ir suminis srovės stipris lygus nuliui. Jei kontakte yra išorinis potencialų skirtumas U užtvarine kryptimi, t. y. išorinis laukas susideda su kontaktiniu, tai ominis srovės stipris padidėja ir, tada būna daug didesnis už difuzinį, srovės stipris per kontaktą

$$I = I_s = en_0 \bar{u}_n E = en_0 \bar{u}_n \frac{\Delta\phi_k + U}{d}, \quad (6.2.15)$$

kur d – užtvarinio sluoksnio storis.

Priešingu atveju (kai elektriniai laukai yra priešingų kryptių), dreifinis srovės stipris sumažėja ir difuzinės ir dreifinės srovių stiprių skirtumas eksponentiškai didėja. Ir šiuo atveju, kai $l \ll d$, voltamperinė charakteristika išlieka ta pati (6.2.7) tik

$$I_s = en_0 \bar{u}_n E = en_0 \bar{u}_n \frac{\Delta\phi_k \mp U}{d}. \quad (6.2.16)$$

Atsižvelgiant, kad sandauga $\bar{u}_n E = v_d$ lygi elektronų dreifiniam greičiui užtvarinio sluoksnio elektriniame lauke, galime (6.2.16) užrašyti kaip (6.2.10) su $\frac{1}{4}$ koeficiento tikslumu:

$$I_s = en_0 v_d. \quad (6.2.17)$$

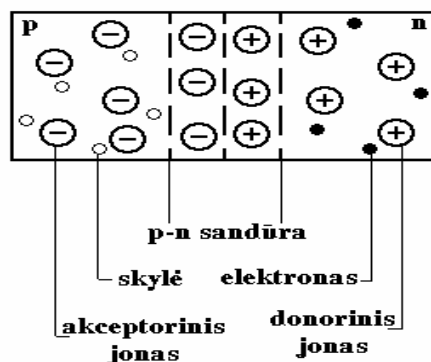
¹ Skylinės srovės stiprio I_p išraiška analogiška (6.2.13).

- Tačiau kokybinis ir kiekybinis (6. 2.10) ir (6. 2.17) lygčių skirtumas yra tas, kad
- esant visoms galimoms elektrinio lauko stiprio vėrtėms (iki tų, kuriose įvyksta pramušimas), elektronų dreifinis greitis mažesnis už šiluminį. Tad storo užtvarinio sluoksnio sotes srovės stipris mažesnis negu plono;
 - iš kitos pusės, sutinkant su (6. 2.16) ir (6. 2.17) storo užtvarinio sluoksnio sotes srovės stipris priklauso nuo pridėtos įtampos ir didėja užtvarinei kryptčiai.

6. 2.4 Supaprastintas diodo veikimo principas nenaudojant juostinės sandaros

Į dvi gretimas kristalinio puslaidininkio sritis galima įterpti priemaišų taip, kad vienoje būtų elektroninis laidumas (n –tipo), o kitoje – skylinis (p –tipo). Tarp šių sričių susidaro pereinamoji zona, vadinama p - n sandūra. Norint gauti gerai kontroliuojamą ir pastovių savybių p - n sandūrą, reikia sukurti ją kaip vidinę skiriamąją ribą, kurioje vieno tipo puslaidininkis tolygiai pereitų į kito tipo puslaidininkį.

Elektroninė skylinė sandūra susidaro dėl to, kad elektroninėje ir skylinėje srityse to paties tipo krūvininkų koncentracijos yra skirtingos. Kadangi elektronų koncentracija n srityje didesnė nei p srityje, o skylių koncentracija p srityje didesnė nei n srityje, tai šių sričių riboje esti krūvininkų koncentracijos gradientas, kuris sukelia difuzinę elektronų srovę iš n srities į p sritį ir difuzinę skylių srovę iš p srities į n sritį. Be srovės, kurią sukelia judėdami pagrindiniai krūvininkai, per puslaidininkių n ir p sričių ribą gali tekėti ir nepagrindinių krūvininkų srovė (elektronų iš p srities į n sritį ir skylių iš n srities į p sritį). Kadangi pagrindinių ir nepagrindinių krūvininkų koncentracijos labai skiriasi, tai pagrindinių krūvininkų kuriama srovė yra daug stipresnė už nepagrindinių krūvininkų srovę. Difuzinės srovės per p - n sandūrą neišlygina abiejų puslaidininkių sričių krūvininkų koncentracijų. Elektronams išėjus iš n dalies, šalia kontakto esančioje srityje jų koncentracija sumažėja ir ten lieka nesukompensuotas teigiamas donorinių priemaišų jonų krūvis. Taip ir p srityje, difundavus skylėms, srityje prie kontakto jų koncentracija sumažėja ir čia lieka nesukompensuotas neigiamas akceptorinių priemaišų jonų krūvis. Taip n ir p sričių pakraščiuose lieka du priešingo ženklo krūvių sluoksniai, kurie sudaro erdvinį krūvį. Šių erdvinio krūvio sritis ir yra p - n sandūra (6. 11 pav.). Erdviniai krūviai sandūroje sukuria elektrinį lauką, kurio kryptis yra iš teigiamų donorų jonų į neigiamą krūvio akceptorijų jonus. Tas laukas stabdo pagrindinius krūvininkus ir greitina nepagrindinius. Todėl bet kokį elektroną iš elektroninės srities patekusį į elektrinį lauką, šis laukas stengiasi gražinti atgal. Taip pat ir skyles, iš p srities patekusias į p - n sandūros elektrinį lauką, šis laukas stengiasi gražinti atgal į p sritį, o nepagrindiniai krūvininkai, chaotiškai judėdami gali patekti į p - n sandūros sritį ir tuomet p - n sandūros elektrinis laukas permeta juos į kitą sritį ir sukuria laidumo srovę.

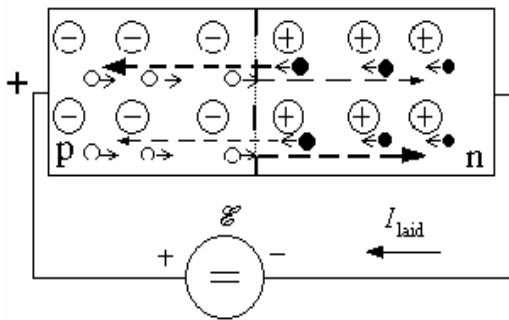


6. 11 pav. Puslaidininkio kristalo p - n sandūra

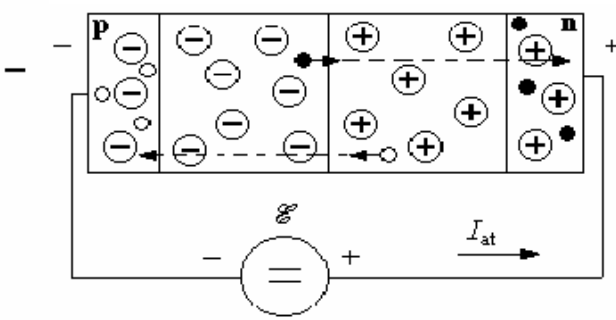
p - n sandūroje nusistovi dinaminė pusiausvyra, krūvininkų srautai abejomis kryptimis susilygina, t.y. elektros srovė neteka.

Prie p ir n tipo puslaidininkių prijungus išorinę įtampą, pakinta sandūros elektrinis laukas, sutrinka buvusi srautų pusiausvyra. Išnagrinėkime atvejį, kai prie n srities prijungiamas neigiamas, o prie p srities – teigiamas potencialas. Tada išorinės įtampos p - n sandūroje sukurto lauko kryptis bus priešinga savojo p - n sandūros lauko kryptčiai. Suminis elektrinis laukas p - n sandūroje sumažės. Dėl to padidės difuzinė srovė, kurios nesukompensuos laidumo srovė. Per p - n sandūrą tekės elektros srovė. Šios krypties srovė vadinama tiesiogine srove ir žymima I_{laid} , o taip prijungta įtampa – tiesiogine įtampa ir žymima U_{laid} (6. 12 pav.).

Prijungus prie n srities teigiamą potencialą, o prie p srities – neigiamą, šaltinio kuriamo lauko kryptis sutampa su p - n sandūros vidinio lauko kryptimi, suminis laukas p - n sandūroje sustiprėja, dėl to sumažėja difuzinė srovė, o laidumo srovė išlieka tokia pati. Pagrindiniai krūvininkai tik pasislenka išorinių elektrodų kryptimi, todėl sandūros zona prasiplečia, sandūra lyg pastorėja. Šalutiniai krūvininkai juda link priešingo poliškumo elektrodų. Kadangi šalutinių krūvininkų yra labai mažai, tai ir jų srovė taip pat yra labai silpna. Šios krypties srovė ir įtampa yra vadinamos atgalinėmis ir žymimos I_{at} ir U_{at} (6. 13 pav.).



6. 12 pav. Krūvininkų judėjimas, veikiant išorinei ev tiesiogine kryptimi



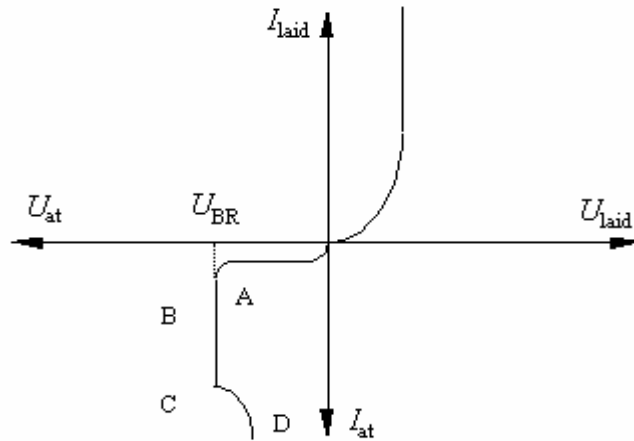
6. 13 pav. Krūvininkų judėjimas, veikiant ev atgaline kryptimi

6. 2.5 p - n sandūros voltamperinė charakteristika

Didinant tiesioginę įtampą U_{laid} , srovė neteka, kol jos sukurtas elektrinis laukas yra mažesnis už p - n sandūros vidinį elektrinį lauką. Kai įtampos U_{laid} sukurtas elektrinis laukas pasidaro didesnis už p - n sandūros vidinį lauką, pradeda tekėti srovė I_{laid} , kuri stiprėja pagal eksponentinį dėsnį.

Didinant atgalinę įtampą U_{at} , atgalinės srovės stipris I_{at} pradžioje labai priklauso nuo U_{at} didumo, bet ji yra palyginti maža, nes šalutinių krūvininkų yra palyginti nedaug. Toliau didinant įtampą U_{at} (iki taško A, 6. 14 pav.), atgalinė srovė I_{at} beveik nedidėja.

Tai vadinamoji atgalinė soties srovė. Dar padidinus atgalinę įtampą iki vertės U_{BR} , elektronai laisvojo prabėgimo kelyje įgyja tokią energiją, kurios pakanka išlaisvinti kitą ryšio elektroną, krūvininkų skaičius auga, didėja atbulinė srovė, prasideda p - n sandūros elektrinis pramušimas (charakteristikos dalis BC). Jam būdinga tai, kad sandūros varža labai sumažėja, todėl net ir dėl nedidelio atgalinės įtampos prieaugio atgalinė srovė labai padidėja. Nors elektrinio pramušimo sąlygomis atgalinė srovė yra stipresnė už normalaus režimo leistiną atgalinę srovę, p - n sandūroje neįvyksta jokių puslaidininkių struktūrinių pakitimų. Dar padidinus atbulinę įtampą, įgreitinti elektronai ne tik sukuria naujus krūvininkus, bet dar kaitina kristalinę gardelę, t.y. išsiskiria Džaulio-Lenco šiluma, dėl ko gali įvykti struktūriniai pakitimai (charakteristikos dalis CD). Tai vadinamas *šiluminis pramušimas*, po kurio puslaidininkinis elementas jau pasidaro netinkamas vartoti.



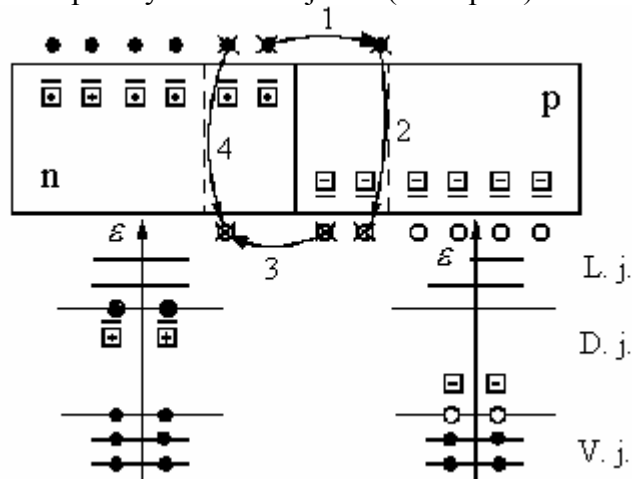
6. 14 pav. $p-n$ sandūros voltamperinė charakteristika

Pagrindinių ir ypač šalutinių krūvininkų skaičius priklauso nuo puslaidininkio temperatūros (padidėjus temperatūrai $10\text{ }^{\circ}\text{C}$, šalutinių krūvininkų skaičius padidėja dvigubai). Todėl $p-n$ sandūros voltamperinė charakteristika kylant temperatūrai šiek tiek pakinta. Pavyzdžiui, esant tai pačiai įtampai aukštesnėje temperatūroje $p-n$ sandūra teka didesnė tiesioginė ir atgalinė srovė. Kad puslaidininkinių elementų darbo režimas būtų pakankamai stabilus, nurodomos jų leistinos temperatūros.

Jei $p-n$ sandūra būtų ideali, tiesiogine kryptimi ji praleistų srovę ir įtampos kritimas joje būtų lygus nuliui. Atgaline kryptimi ja srovė netekėtų, nesvarbu kokio didumo įtampa U_{at} .

6. 2.6 $p-n$ sandūros aiškinimas remiantis juostine sandara

Esant sandūrai, elektronas iš n puslaidininkio pereina į p puslaidininkį – 1 perėjimas (6. 15 pav. Perėjęs elektronas klaidžioja, sutinka skylę ir rekombinuoja – 2 perėjimas. Dėl to neliko elektrono ir skylės. Tokiu būdu dėl 1-o perėjimo liko nekompensuotas teigiamas jonas n puslaidininkyje, o dėl 2-o perėjimo – neigiamas jonas p puslaidininkyje. Analogiškai iš p puslaidininkio į n puslaidininkį pereina skylė – 3 perėjimas. Dėl šio perėjimo p puslaidininkyje liko nekompensuotas neigiamas jonas. Perėjusi skylė klaidžioja, sutinka elektroną ir rekombinuoja – 4 perėjimas. Dėl šio perėjimo n puslaidininkyje atsiranda nekompensuotas teigiamas jonas. $p-n$ sandūroje dėl elektronų ir skylių perėjimo susikuria nekompensuoti teigiami ir neigiami jonai. $p-n$ sandūros sritis, kur yra susikaupę nekompensuoti teigiami ir neigiami jonai, apribota vertikaliomis punktyrinėmis linijomis (6. 15 pav.).

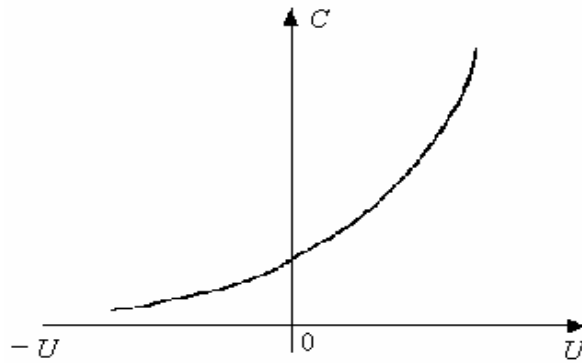


6. 15 pav. $p-n$ sandūros aiškinimas remiantis juostine sandara

Ta n - p sandūros sritis, kurioje yra daug nekompensuotų teigiamų ir neigiamų jonų ir kurioje labai mažai laisvų krūvininkų (nubraukti), vadinama užtvariniu sluoksniu.

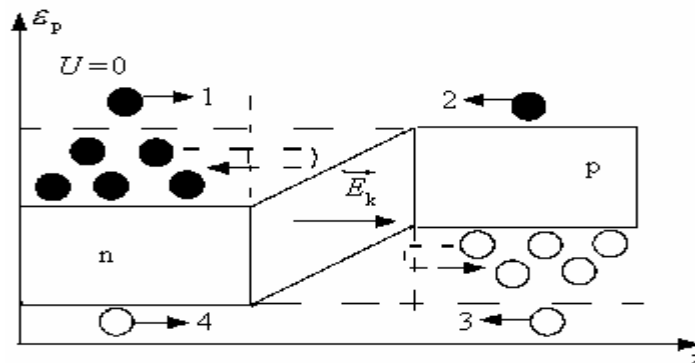
Kadangi užtvariniame sluoksnyje nėra laisvų krūvininkų, tai p puslaidininkio elektrinė varža didelė, o tolimesnių sričių elektrinė varža maža. Ryškiau pasireiškia neigiama įtampa. Kaip ir kondensatoriuose, užtvarinio sluoksnio talpa priklauso nuo p - n sandūros pločio, nusukdintojo sluoksnio dielektrinės skvarbos ir storio. Daugeliu atvejų p - n sandūros plotas yra mažas, tačiau dėl mažo užtvarinio sluoksnio storio ši talpa gali būti labai didelė. Keičiant p - n sandūros storį, galima keisti užtvarinio sluoksnio talpą nuo vieneto iki dešimčių tūkstančių pikofaradų kvadratiniam metrui. Svarbiausia užtvarinio sluoksnio talpos ypatybė yra jos priklausomybė nuo įtampos dydžio.

Didėjant neigiamai įtampai, užtvarinio sluoksnio storis didėja, todėl mažėja talpa C . Kaip užtvarinio sluoksnio talpa priklauso nuo teigiamos įtampos, galime pasiekti pagal 6. 16 pav. p - n sandūroje susikaupę teigiami ir neigiami jonai sukuria kontaktinį elektrinį lauką E_k . Toliau už užtvarinio sluoksnio potencialas turi nesikeisti, nes $E_k = 0$. Kontaktinis elektrinis laukas veikia tik užtvarinio sluoksnio sritį tarp punktyrinių linijų.



6. 16 pav. p - n sandūros talpos priklausomybė nuo įtampos

Elektronas, esantis žemiau punktyrinės linijos (6. 17 pav.), juda link užtvarinio sluoksnio pastoviu greičiu ir patekęs į jį yra stabdomas kontaktinio elektrinio lauko E_k . Jis negali pasiekti p puslaidininkio, nes E_k jį galutinai sustabdo ir grąžina atgal. Jo judėjimas parodytas 6. 17 pav. punktyrine rodykle. Panašiai yra su skylė, kuri yra virš punktyrinės linijos. Ji elektrinio lauko E_k yra grąžinama atgal. Toje srityje, kur veikia E_k , turi keistis potencialas ir potencialinė energija $\varepsilon_p = e\varphi$.



6. 17 pav. Krūvininkų potencialinės energijos kitimas išilgai sandūros

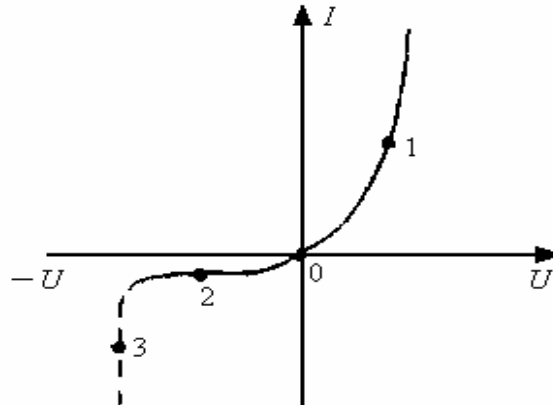
n puslaidininkio elektronui, esančiam virš pagalbinės punktyrinės linijos, niekas netrukdo pereiti iš n puslaidininkio į p puslaidininkį. 1 rodyklės ilgis 6. 17 pav. yra proporcingas praėjusių elektronų skaičiui per laiko vienetą iš n puslaidininkio į p puslaidininkį.

p puslaidininkyje elektronas, kuris yra laidumo juostoje, gali pereiti iš p puslaidininkio į n puslaidininkį. Tokį elektroną kontaktinis laukas E_k pagreitina. 2 rodyklės ilgis proporcingas praėjusių elektronų skaičiui per laiko vienetą iš p puslaidininkio į n puslaidininkį.

Analogiškai yra su skylėmis valentinėje juostoje. 3 rodyklės ilgis proporcingas perėjusių skylių skaičiui per laiko vienetą iš p puslaidininkio į n puslaidininkį. 4 rodyklės ilgis proporcingas perėjusių skylių skaičiui per laiko vienetą iš n puslaidininkio į p puslaidininkį.

Esant termodinaminei pusiausvyrai, srautas 1 lygus srautui 2, o srautas 4 lygus srautui 3. Tokiu būdu, esant termodinaminei pusiausvyrai, per p - n sandūrą elektros srovė neteka, nes srautai kompensuoja vienas kitą.

6. 17 paveikslas p - n sandūros voltamperinėje charakteristikoje 6. 18 pav. atitinka tašką 0.



6. 18 pav. p - n sandūros voltamperinė charakteristika

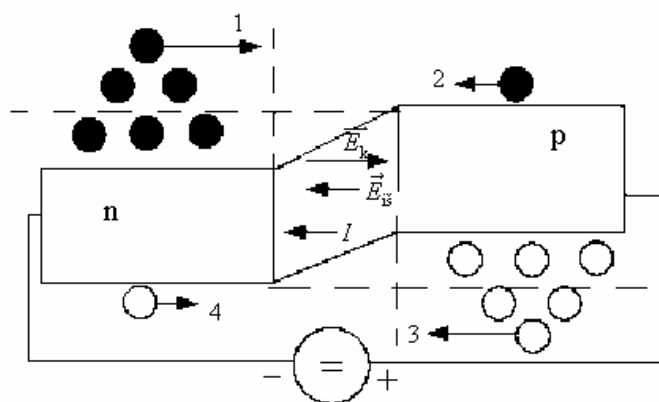
Diodo voltamperinės charakteristikos aiškinimas. Prie p - n sandūros prijungiamo teigiamą įtampą (prie n puslaidininkio – išorinio šaltinio „-“, o prie p puslaidininkio – „+“) (6. 19 pav.).

Užtvartiname sluoksnyje veikia kontaktinio elektrinio lauko stipris \vec{E}_k ir išorinio lauko stipris \vec{E}_{is} :

$$\vec{E} = \vec{E}_k + \vec{E}_{is},$$

$$E = E_k - E_{is}.$$

kur E – suminis elektrinio lauko stipris.



6. 19 pav. Juostinė sandara, veikiant išorinei ev tiesiogine kryptimi ($U > 0$)

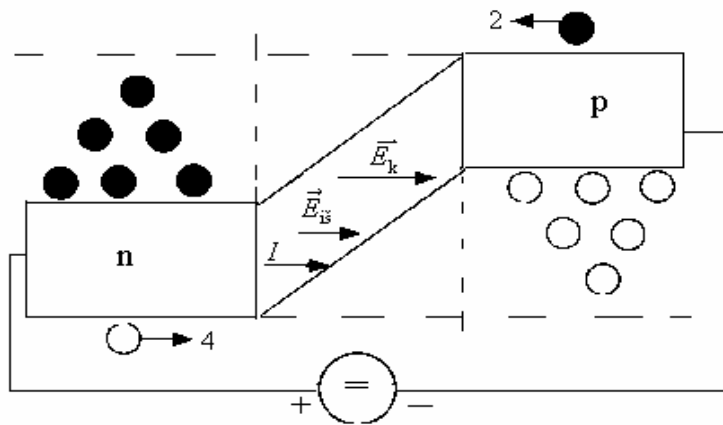
Kadangi $E < E_k$, gauname užtvartinio sluoksniu potencialinio barjero sumažėjimą 6. 19 pav. Rodyklės 1 ir 2, 3 ir 4 yra skirtingo ilgio, tai p - n sandūra teka srovė I (atitinka tašką 1, 6. 18 pav.). Srovės tekėjimo kryptis, kai $U > 0$, vadinama tiesiogine (laidumo) kryptimi. Di-

dinant įtampą, elektronų skaičius virš pagalbinės punktyrinės linijos eksponentiškai auga. Analogiškai auga skylių skaičius žemiau pagalbinės punktyrinės linijos. Kylant įtampai, 1 ir 3 rodyklių ilgiai didėja, o 2 ir 4 rodyklių ilgiai nuo įtampos dydžio nepriklauso. Dėl tos pačios priežasties $I = f(U)$ turi eksponentinę formą, kai $U > 0$.

Prie $p-n$ sandūros prijungiame neigiamą įtampą. Prie n puslaidininkio – išorinio šaltinio „+“, o prie p puslaidininkio – „-“, t.y. $U < 0$ (6. 20 pav.).

$$\vec{E} = \vec{E}_k + \vec{E}_{is},$$

$$E = E_k + E_{is}.$$

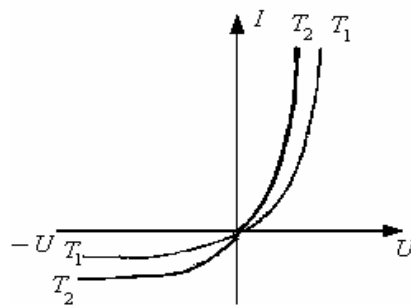


6. 20 pav. Juostinė sandara, veikiant ev atgaline kryptimi ($U < 0$)

Kadangi $E > E_k$, gauname užtvarinio sluoksnio potencialinio barjero išplitimą, palyginus su 6. 17 pav.

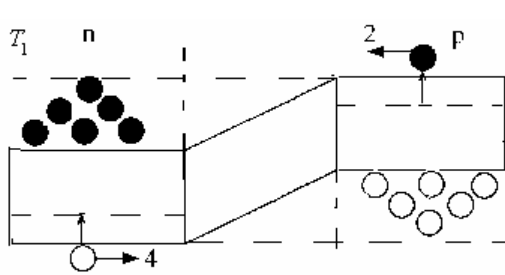
Per $p-n$ sandūrą teka srovė. Ją sukuria 2 ir 4 rodyklės. Jų ilgiai maži, todėl srovė maža, atitinka tašką 2 (6. 18 pav.). Srovės kryptis, kuri parodyta 6. 20 pav., kai $U < 0$, vadinama užtvarine kryptimi. Didinant įtampą, 2 ir 4 rodyklių ilgiai nekinta. Todėl voltamperinėje charakteristikoje užtvarinė kryptis yra horizontali – soties srovė.

Esant įvairioms aplinkos temperatūroms T_1 ir T_2 , diodų voltamperinės charakteristikos pavaizduotos 6. 21 pav.

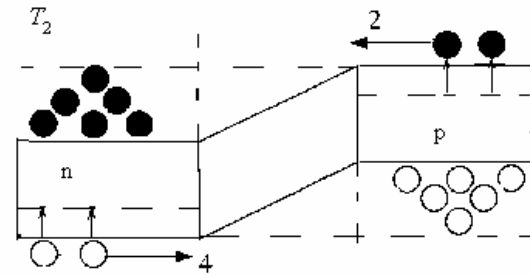


6. 21 pav. Diodų voltamperinės charakteristikos, esant skirtingoms aplinkos temperatūroms

Iš 6. 22 ir 6. 23 pav. matyti, kodėl prie skirtingų temperatūrų T_1 ir T_2 voltamperinės charakteristikos skiriasi. Paveikslėliuose pavaizduoti priemaišiniai lygmenys (brūkšneliais).



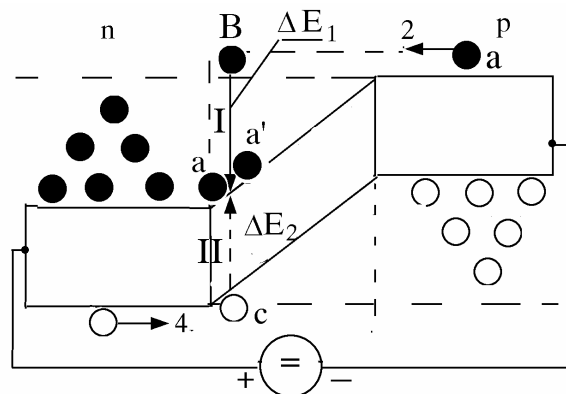
6. 22 pav. Juostinė sandara temperatūroje T_1



6. 23 pav. Juostinė sandara temperatūroje T_2

Skirtingose temperatūrose T_1 ir T_2 puslaidininkiniame diode sužadinamas skirtingas krūvininkų kiekis. Esant temperatūrai T_1 , srovė I_1 , tekanti per $p-n$ sandūrą, proporcinga 6. 22 paveiksle rodyklių 2+4 ilgiui, o temperatūroje T_2 – I_2 proporcinga 6. 23 paveikslo 2+4 ilgiui. Tokiu būdu $I = f(T)$ 6. 21 pav.

Panagrinėsime 6. 18 pav. parodytos 3-os dalies voltamperinės charakteristikos atsiradimo priežastis.



6. 24 pav. Stabilitronas

Pakankamai padidinus neigiamą įtampą a elektronas 6. 24 pav. įgauna didelį greitį. Taške B susiduria su neutraliu atomu. Dėl smūginės jonizacijos iš neutralaus atomo išmušamas papildomas elektronas a' su energija ΔE_2 ir atsiranda skylė c (6. 24 pav. II perėjimas). Todėl elektronas a netenka savo energijos dydžiu ΔE_1 ir nukrenta į laidumo juostos dugną (6. 24 pav. I perėjimas). Smūginė jonizacija galima tuomet, kai $\Delta E_1 \geq \Delta E_2$. Dėl smūginės jonizacijos padidėja krūvininkų (elektronų ir skylių) koncentracija laidumo ir valentinėje juostose, o tai sukelia srovės stiprio išaugimą. Taip atsiranda $p-n$ sandūros voltamperinės charakteristikos 3-oji dalis 3. Dėl smūginės jonizacijos voltamperinė charakteristika 3-oje dalyje labai priklauso nuo įtamos.

Puslaidininkinis diodas yra prietaisas, veikiantis 1 ir 2 voltamperinės charakteristikos dalyje (6. 18 pav.). Žymėjimas: \triangleleft .

Prietaisas, veikiantis 3 voltamperinės charakteristikos dalyje, vadinamas stabilitronu. Žymėjimas: \triangleleft .

6. 2.7 Lyginimas $p-n$ sandūroje

Įsivaizduokime, kad kažkokiame puslaidininkio taške ar plokštumoje kokiu tai būdu susidaro perteklinė, lyginant su pusiausvyra, krūvininkų koncentracija Δn_0 . Tada pertekliniai krūvininkai difunduos gilyn ir, tolstant nuo šio taško, jų koncentracija dėl rekombinacijos mažės pagal eksponentinį dėsnį

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L}}; \quad (6.2.18)$$

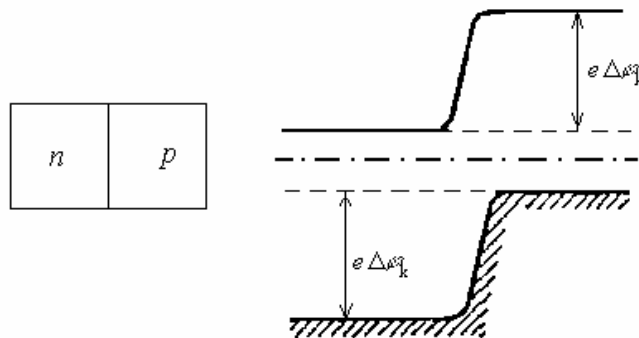
kur L – difuzinis ilgis, t. y. atstumas, kuriame nepusiausvira krūvininkų koncentracija sumažėja e kartų.

Pagal teoriją, difuzinis ilgis išreiškiamas per difuzijos koeficientą ir krūvininkų gyvavimo laiką τ :

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (6.2.19)$$

Kad palengvinti analizę, tarkime, kadangi Fermi lygmuo užtvariniame sluoksnyje nutolęs nuo laidumo ir valentinės juostų, tai elektronų ir skylių koncentracija jame (užtvariniame sluoksnyje) žymiai mažesnė, nei visame puslaidininkio tūryje. Todėl laikysime, kad jis sudaro pagrindinį pasipriešinimą srovei, o įtampos kritimą puslaidininkio sluoksnyje galima atmesti.

Toliau tarkim, kad elektronų ir skylių difuzinis ilgis daug didesnis už užtvarinio sluoksniu storį, ir kad rekombinacija jame, o taip pat paviršinė rekombinacija p ir n sričių riboje nėra svarbi. Šiomis sąlygomis galima suprastinti p - n sandūros juostinę struktūrą ir paizduoti ją, kaip parodyta 6. 25 pav. (t. y. suspausti tūrinio krūvio sritį į vertikalią liniją).

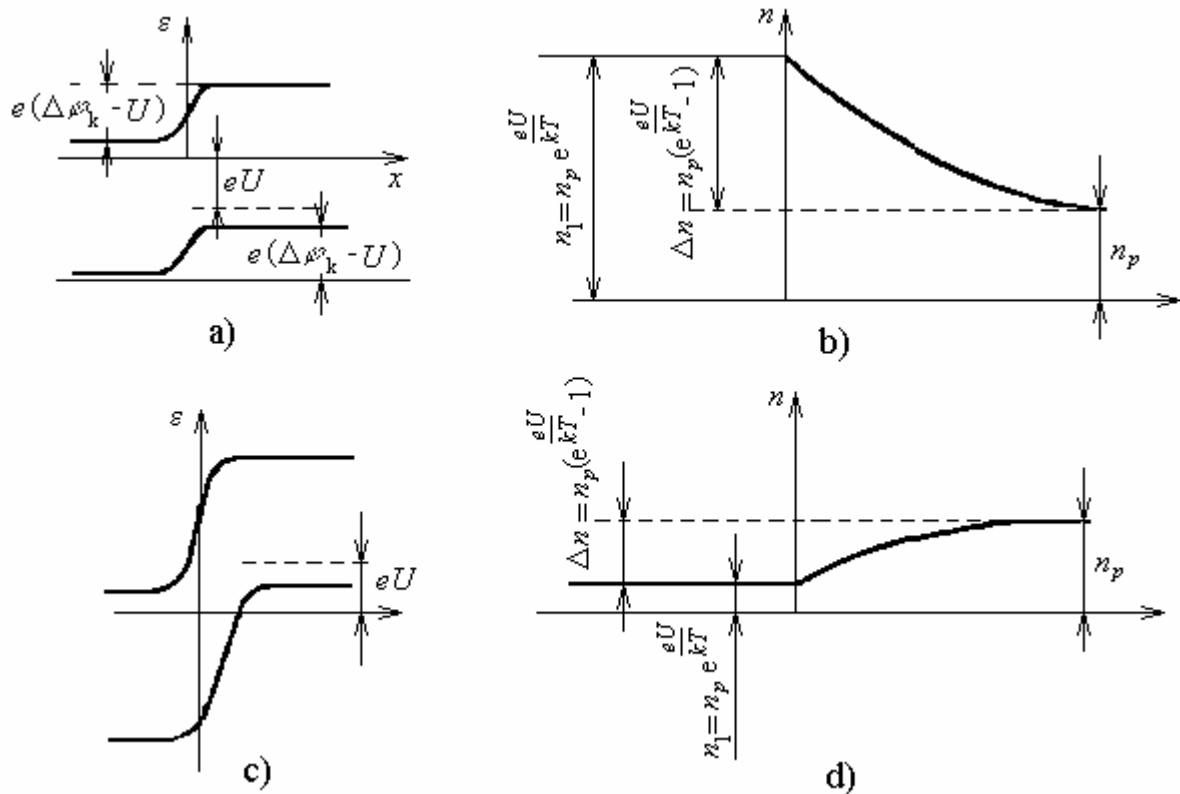


6. 25 pav. Suprastinta p - n sandūros juostinė struktūra

Tarkime, kad prie p - n sandūros pridėta įtampa U laidumo kryptimi, t. y. išorinė įtampa atimama iš kontaktinio potencialų skirtumo ir įtampos kritimas jame $eU = e(\Delta\phi_k - U)$ (6. 26 pav. a)

Kaip matyti iš 6. 26 pav. a ir b elektronų skaičius (n_p) p srities laidumo juostoje išliks toks pats, o tai reiškia nepakis elektros srovė iš dešinės į kairę. Elektronų skaičius n_1 n srityje, kurių energija pakankama, kad pereitų į p sritį, padidės (nes sumažės barjero aukštis):

$$n_1 = n_p e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (6.2.20)$$


 6. 26 pav. Lyginimas p - n sandūroje

Dėl to, elektroninė pusiausvyra p ir n sričių riboje bus pažeista. Dėl koncentracijos gradiento laidumo zonoje atsiras difuzinė srovė iš kairės į dešinę, elektronai difunduos į p sritį ir ten palaipsniui rekombinuos su skylutėmis. Sutinkant su (6. 2.18) perteklinė elektronų koncentracija p srityje mažės pagal dėsnį

$$\Delta n(x) = (n_1 - n_p) e^{-\frac{x}{L_n}} = n_p \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}} \quad (6. 2.21)$$

(6. 2.21) išraiška mums leidžia apskaičiuoti difuzinę elektroninę srovę

$$I_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x} = e \frac{D_n n_p}{L_n} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6. 2.22)$$

Tai ir bus pilna elektroninė srovė p srityje arti p - n sandūros. Analogiškai galima apskaičiuoti skylinę srovę n srityje:

$$I_p = e \frac{D_p p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6. 2.23)$$

Tuomet pilna srovė per p - n sandūrą bus

$$I = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (6. 2.24)$$

¹ Nepagrindinių krūvininkų koncentracijos padidėjimas, kai pridėta įtampa laidumo kryptimi, vadinamas in

Pakankamame atstume nuo ribos elektronų ir skylių koncentracijos pasiekia pusiausvyros vertes, t. y. $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} = 0$, ir visa srovė tampa dreifine

$$I = eE(u_n n + u_p p). \quad (6.2.25)$$

Tačiau, n srityje $n_n \gg p_n$ ir $I = eE u_n n_n$; p srityje, atvirkščiai, $I = eE u_p p_n$. Kyla klausimas: kokių būdu dreifinė srovė virsta difuzine p - n sandūros srityje? Kokybiškai paaiškinama taip. Elektroninė dreifinė srovė n srityje, artėjant prie difuzinio atstumo iki p - n sandūros, pradeda mažėti dėl rekombinacijos su injektuotomis į n sritį skylutėmis ir iki tūrinio krūvio srities jau pasiekia jos dalį $I_1 = I - I_p$; ši elektroninės srovės dalis injektuojama difuzinės srovės pavidalu į p sritį ir ten rekombinuojama su ateinančia prie ribos dreifine skyline srove. Analogiškus samprotavimus galime padaryti ir skylinei srovei p srityje.

Panagrinėkime kas vyksta, kai prie p - n sandūros pridedama įtampa užtvarine kryptimi (6.26 pav. c ir d). Šiuo atveju (kaip ir laidumo kryptimi) elektronų koncentracija n_p p puslaidininkio laidumo juostoje toli nuo p - n sandūros išlieka nepakitusi, o n srityje elektronų koncentracija n_1 su energija, pakankama pereiti į p sritį, sumažės:

$$n_1 = n_p e^{-\frac{eU}{kT}}.$$

Šiuo atveju elektronai ištraukiami iš p srities į n sritį, riboje atsiranda koncentracijos gradientas ir difuzinė srovė priešinga kryptimi

$$I = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}} \right). \quad (6.2.26)$$

Išlaikant anksčiau minėtus srovės poliškumo žymėjimus, galima (6.2.24) ir (6.2.26) formules sujungti į vieną, kaip tai darėme dviejų metalų kontakto atveju.

6.2.8 Betės diodinė lyginimo teorija

Kuomet laisvojo kelio ilgis didesnis už užtvarinio sluoksnio storį, tai elektronai pastarąjį pralekia kaip vakuomo tarpelį diode. Iš čia ir kilo teorijos pavadinimas.

Jei x ašis nukreipta statmenai puslaidininkio paviršiui, tai pro užtvarinį sluoksnį per 1 s pereis visi elektronai esantys arti kontakto (atstume v_x) ir turintys pakankamą kinetinę energiją, kad pereiti potencialinį barjerą

$$\frac{mv_x^2}{2} = \frac{p_x^2}{2m} \geq e(\Delta\phi_k + U), \quad (6.2.27)$$

arba

$$p > \sqrt{2e(\Delta\phi_k + U)m}. \quad (6.2.28)$$

Srovės stipris iš puslaidininkio į metalą, sukuriama tokių elektronų, bus

$$I_1 = \frac{2e}{h^3} \int f v_x dg = \frac{2}{h^3} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p_y^2}{2mkT}} dp_y \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p_z^2}{2mkT}} dp_z \int_{p_x = \sqrt{2e(\Delta\phi_k + U)}}^{\infty} v_x e^{-\frac{p_x^2}{2mkT}} dp_x. \quad (6.2.29)$$

(6.2.29) lygties integralas yra

$$I_1 = \frac{1}{4} n v_0 e e^{-\frac{e(\Delta\phi_k + U)}{kT}}, \quad (6.2.30)$$

kur v_0 – vidutinis šiluminis greitis lygus

$$v_0 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}.$$

Srovės, tekančios iš metalo į puslaidininkį, stipris nepriklauso nuo pridėtos įtampos, vadinasi jis turi būti lygus srovės stipriui tekančiam iš puslaidininkio, kai $U = 0$ (tuomet suminis srovės stipris lygus nuliui):

$$I_2 = I_1(0) = \frac{1}{4} n v_0 e e^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}}. \quad (6.2.31)$$

Tokiu būdu suminis srovės stipris

$$I = I_2 - I_1 = \frac{1}{4} e n v_0 e^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU}{kT}} \right). \quad (6.2.32)$$

Ir taip, plono užtvarinio sluoksnio voltamperinės charakteristikos skirtumai yra:

1) soties srovės stipris

$$I_s = \frac{1}{4} e n v_0 e^{-\frac{e\Delta\phi_k}{kT}} \quad (6.2.33)$$

nepriklauso nuo pridėtos įtampos. Tuo tarpu, kai storame sluoksnyje jis didėja užtvarine kryptimi ir mažėja laidumo;

2) soties srovės stipris užtvariniame sluoksnyje didesnis tiek kartų, kiek krūvininkų šiluminis greitis v_0 didesnis už jų dreifinį greitį v_d .

Abi šios savybės yra plono užtvarinio sluoksnio ypatumai. Jų trūkumas yra tas, kad jie neišlaiko neigiamos įtampos dėl elektrostatinės jonizacijos.

6.2.9 Šviesos diodas. Fotodiodas


Šviesos diodas. p - n sandūra yra naudojama ir šviesos dioduose. Šviesos diodo veikimas pagrįstas spinduliuojančia rekombinacija.

Jos metu su skyje susijungiančio elektrono energija virsta fotono energija. Šiuo atveju rekombinacijos aktas būna panašus į sužadinto atomo grįžimą į pagrindinę būseną (iš sužadintos orbitos elektronas pereina į pagrindinę orbitą). Tarpjuostinės rekombinacijos metu išspinduliuoto fotono energija pagal energijos tvermės dėsnį lygi:

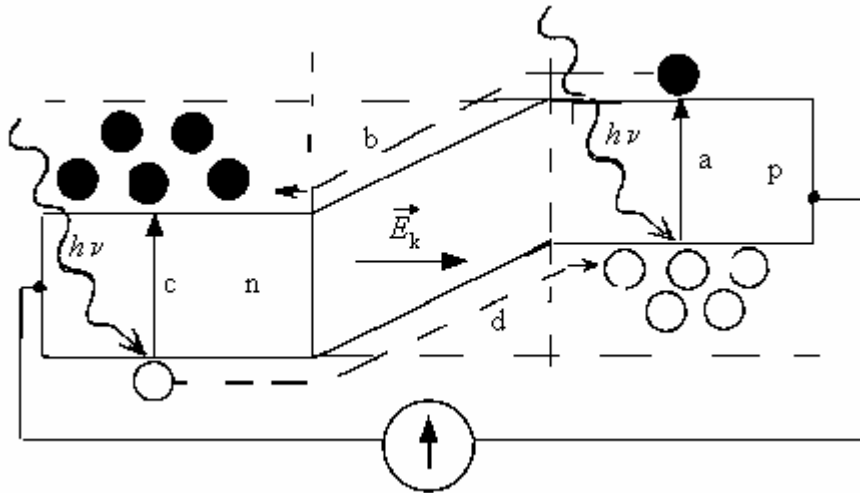
$$h\nu = \varepsilon_i - \varepsilon_v = \varepsilon_g,$$

čia: ε_i – dar nerekombinavusio elektrono energija (prie laidumo juostos dugno); ε_v – rekombinavusio elektrono energija (prie valentinės juostos viršaus); ε_g – draustinės juostos plotis.

Spinduliuojančioji rekombinacija labiausiai susijusi su tiesioginiais elektronų šuoliais tarp juostų. Tačiau šitaip peršokti elektronai gali tik labai grynuose puslaidininkių kristaluose, kurių draustinės energijos juosta siaura (pvz.: In, Sb). Elektronų gyvavimo trukmė yra maža palyginti su spinduliuojančia rekombinacija. Todėl praktiškai visi elektronai rekombinuoja

išspinduliuodami fotoną. Šviesos diodo žymėjimas: 

Fotodiodas. Puslaidininkiu absorbuojant fotonus, išlaisvinami elektronai arba skylės, kurie pereina *p-n* sandūrą veikiant kontaktiniam laukui (6. 27 pav.).

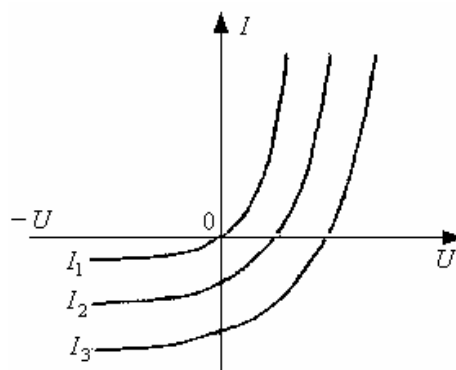


6. 27 pav. Fotodiodas

Pavyzdžiui, absorbavus *p* srityje fotoną, elektronas pereis į laidumo zoną – rodyklė a. Artėjant prie potencialinio barjero, elektroną veiks elektrostatinis laukas ir elektronas judės į *n* sluoksnį, tuo pačiu dalyvaudamas srovės sukūrimo išorinėje grandinėje – rodyklė b. *n* srityje su skylėmis vyksta atvirkštinis procesas. Jį parodo rodyklės c ir d. Srovė, kuri atsirado apšviestus diodą, vadinama fotosrove.

Tokiu būdu *p-n* sandūra veikia kaip energijos generatorius, kurią užregistruoja galvanometras. Diodai, kurių srovė proporcinga apšviestumui, vadinami fotodiodais. Jų voltamperinės charakteristikos panašios į paprasto diodo. (6. 28 pav.).

Fotodiodo žymėjimas: 



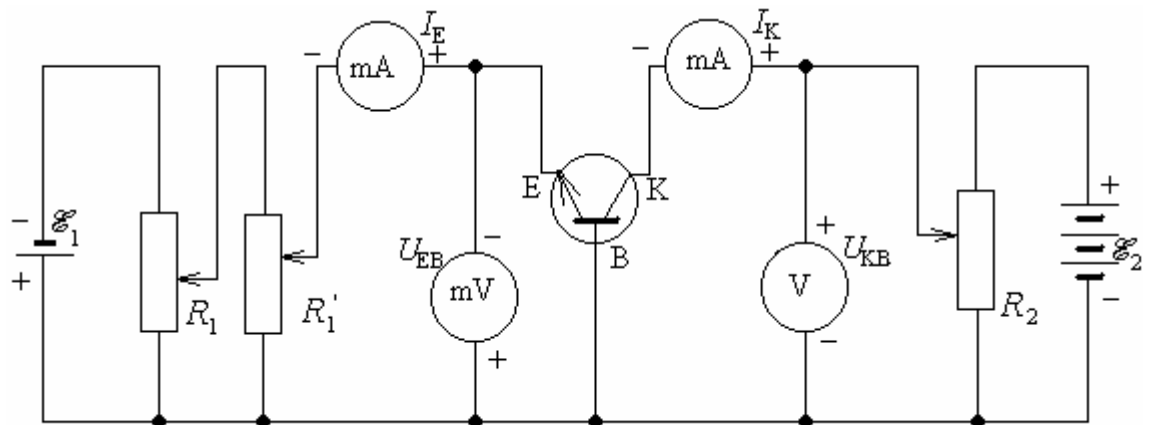
6. 28 pav. Fotodiodo voltamperinės charakteristikos: I_1, I_2, I_3 – atitinka skirtingą šviesos srauto intensyvumą.

Nr.7 TRANZISTORIAUS SU BENDRA BAZE TYRIMAS

Darbo užduotys. Ištirti tranzistoriaus su bendra baze charakteristikas ir apskaičiuoti jo srovės stiprinimo faktorių.

Darbo priemonės ir medžiagos: Du įtampos šaltiniai, du miliampermetrai, kiloominis reostatas, kelių omų reostatas, tranzistorių stendas.

Darbo schema:



7. 1 pav. $n-p-n$ tranzistoriaus su bendra baze tyrimo elektrinė schema

Darbo formulės:

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E}. \quad (I)$$

Darbo metodika

7. 1.1 Darbo schema

Tranzistoriaus su bendra baze charakteristikų tyrimo schema pavaizduota 7. 1 pav. (šaltinių poliškumas parodytas $n-p-n$ tipo tranzistoriaus atveju). Parenkant schemas elementus, būtina žinoti tiriamo tranzistoriaus leistinas įtampas ir srovės stiprius. Juos galime rasti lentelėse.

Schemoje turime du šaltinius leidžiančius keisti įtampas emiterio ir kolektoriaus sandūrose. Tyrinėjant mažo galingumo tranzistorius, šaltiniu \mathcal{E}_1 gali būti sausas elementas arba kelių voltų akumuliatorius, o \mathcal{E}_2 šaltiniu – baterija arba 20 – 30 V lygintuvas. Reostatai R_1 ir R_1' – mažiausiai, kelių dešimčių omų varžos. Įjungus du reostatus, galime tolygiai keisti emiterio – bazės įtampą. Reostatas R_2 – didelės varžos (kiloomų eilės). Matavimo prietaisai turi matuoti nuolatinę įtampą ir srovės stiprį. Įjungiant į grandinę, reikia nepamiršti išlaikyti poliškumą ir, kad nebūtų viršijamos prietaisų matavimo ribos.

Sujungus ir patikrinus grandinę, ją reikia išbandyti. Tam reostatu R_2 nustatoma kolektoriaus – bazės įtampa U_{KB} lygi 50 – 60 % didžiausios galimos tiriamojo tranzistoriaus įtampos. Esant pastoviai šiai įtampai, keičiama įtampa U_{EB} (su reostatais R_1 ir R_1') ir stebimas miliampermetras, matuojantis emiterio srovės stiprį, kuris turi kisti ribose, pakankamose tranzistoriaus įėjimo charakteristikos nustatymui.

Po to patikrinama galimybė tirti tranzistoriaus išėjimo charakteristiką, nustatant reostatų R_1 ir R_1' slankiklius ties viduriu, įsidėmimas emiterio srovės stipris I_E ir nekeičiamas. Keičiant įtampą U_{KB} , stebimas kolektoriaus srovės stipris I_K .

7. 1.2 Tranzistoriaus charakteristikų gavimas

Tranzistoriaus įėjimo charakteristikos $I_E = f(U_{EB})$, kai $U_{KB} = \text{const}$, gaunamos trims skirtingoms kolektoriaus – bazės įtampoms U_{KB} , besiskiriančioms tarpusavyje 30 – 50 %. Įtampų U_{KB} , U_{KB}' ir U_{KB}'' vertės priklauso nuo tiriamo tranzistoriaus. Pavyzdžiui, mažos galios tranzistoriams (tipo ГТ109А, kur $U_{KB \text{ max}} = 15 \text{ V}$) jos galėtų būti 3, 6 ir 10 V. Įtampa tarp emiterio ir bazės U_{EB} keičiama nuo 0 V, kas keliasdešimt milivoltų (mažos galios tranz.), neviršijant didžiausios leistinos įtampos $U_{EB \text{ max}}$.

Išėjimo charakteristikos $I_K = f(U_{KB})$, kai $I_E = \text{const}$, gaunamos keturioms skirtingoms emiterio srovės stiprio vertėms I_E, I_E', I_E'' ir I_E''' , kurios nustatomos potenciometrais R_1 ir R_1' ir matavimo metu nekeičiamos. (Emiterio grandinėje vietoje šaltinio \mathcal{E}_1 ir potenciometrų R_1 ir R_1' galime naudoti srovės šaltinį, kuriuo nustatytume norimą srovės stiprį grandinėje). Emiterio srovės stiprio vertės taip pat priklauso nuo tiriamo tranzistoriaus. Pavyzdžiui, mažos galios tranzistoriams (tipo ГТ109А, kur $I_{K \text{ max}} = 20 \text{ mA}$) I_E, I_E', I_E'' ir I_E''' vertės galėtų būti atitinkamai 0, 5, 10, 15 mA. Įtampa tarp kolektoriaus ir bazės U_{KB} keičiama reostatu R_2 nuo 0 V, kas 2 – 3 V (mažos galios tranz.), neviršijant didžiausios leistinos įtampos $U_{KB \text{ max}}$.

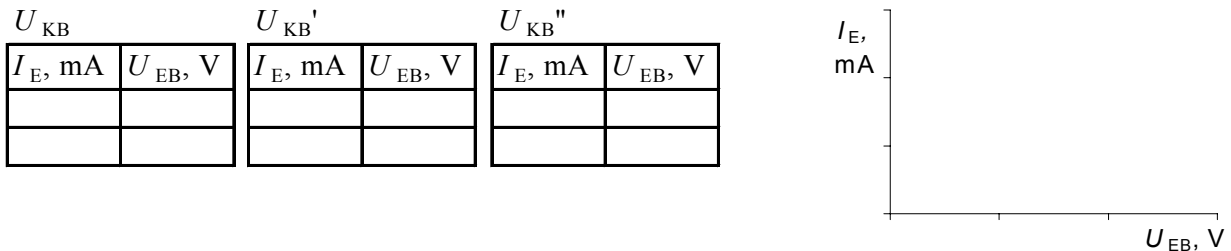
Tranzistoriaus charakteristiką $I_K = f(I_E)$ gauname, kai $U_{KB} = \text{const}$. Tai yra keisdami emiterio srovės stiprį stebime, kaip keičiasi kolektoriaus srovės stipris. Iš šios charakteristikos galime nustatyti srovės stiprinimo faktorių suradę srovių pokyčių santykį $\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E}$.

Darbo eiga:

1. Schemos surinkimas ir išbandymas.
2. Ištiriame tranzistoriaus emiterio charakteristiką $I_E = f(U_{EB})$, kai $U_{KB} = \text{const}$, trims skirtingoms kolektoriaus įtampos vertėms.
3. Ištiriame tranzistoriaus kolektoriaus charakteristiką $I_K = f(U_{KB})$, kai $I_E = \text{const}$, keturioms skirtingoms emiterio srovės stiprio vertėms.
4. Ištiriame tranzistoriaus $I_K = f(I_E)$ charakteristiką, kai $U_{KB} = \text{const}$. Apskaičiuojame srovės stiprinimo faktorių schemoje su bendra baze α .
5. Parašome išvadas.

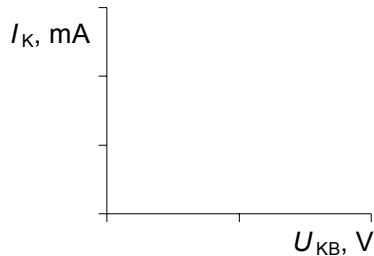
Darbo ataskaita:

Tranzistoriaus emiterio charakteristika $I_E = f(U_{EB})$, kai $U_{KB} = \text{const}$



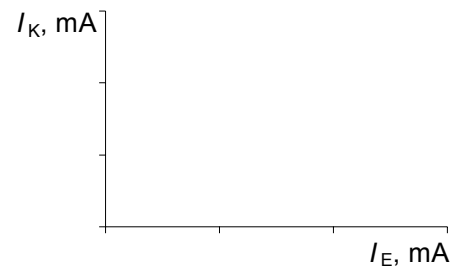
Tranzistoriaus kolektoriaus charakteristika $I_K = f(U_{KB})$, kai $I_E = \text{const}$

Nr.	I_E		I_E'		I_E''		I_E'''	
	I_K, mA	U_{KB}, V	I_K, mA	U_{KB}, V	I_K, mA	U_{KB}, V	I_K, mA	U_{KB}, V
1								
2								
...								



Tranzistoriaus charakteristika $I_K = f(I_E)$, kai $U_{KB} = \text{const}$

I_E, mA	$\Delta I_E, \text{mA}$	I_K, mA	$\Delta I_K, \text{mA}$	α	α_{vid}
	-		-	-	



Išvados:

Žinoti:

1. Dvipolio tranzistoriaus veikimo principas. Užtveriamojo sluoksnio aiškinimas.
2. Emiterio, kolektoriaus ir bazės srovių susidarymas.
3. Emiterio voltamperinės charakteristikos ($I_E = f(U_{EB})$, kai $U_{KB} = \text{const}$) ir kolektoriaus voltamperinės charakteristikos ($I_K = f(U_{KB})$, kai $I_E = \text{const}$) aiškinimas.
4. Tranzistoriaus su bendra baze ir bendru emitieriu schemų veikimo principas.
5. Tranzistorių naudojimo galimybės.

Literatūra:

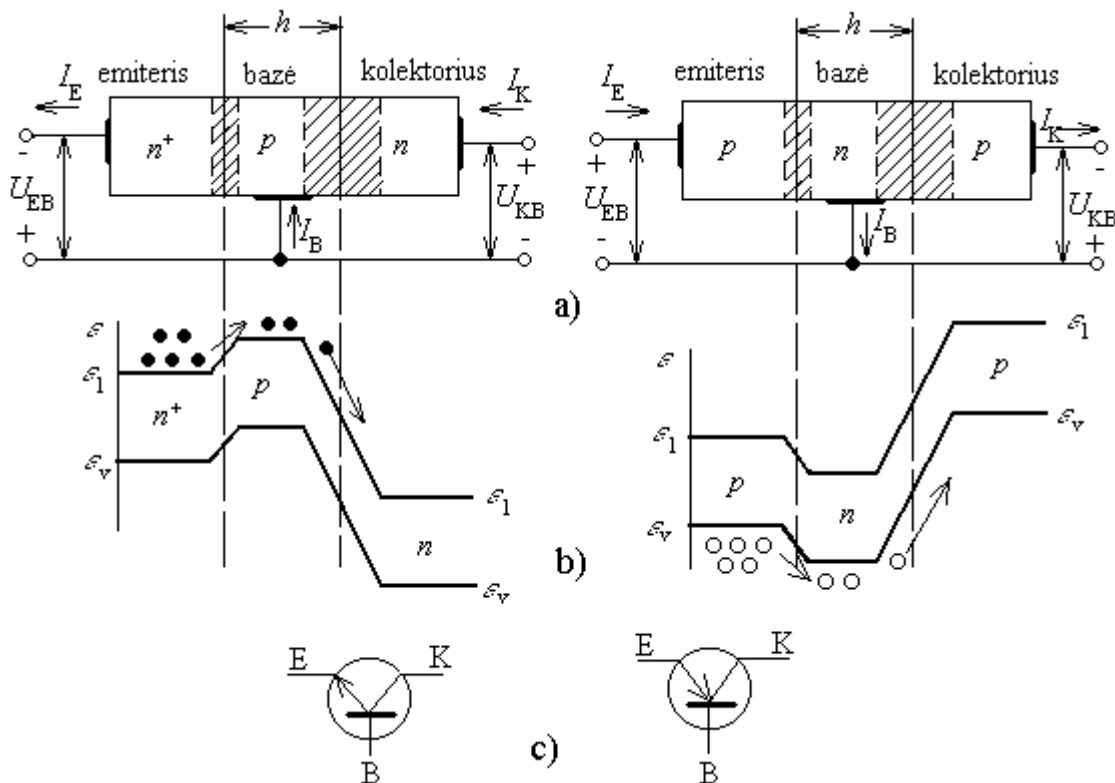
1. Ю. И. Горбунов И. Я. Козырь. Полупроводниковые приборы и интегральные микросхемы. – М.: Высшая школа, 1989.
2. Л. С. Стельбанс. Физика полупроводников. – М.: Советское радио, 1967.
3. А. Тамаšauskas, I. Vosylius, I. Požėla. Fizika. – V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995.
4. А. Juodviršis, М. Mikalkevičius, S. Vengris. Puslaidininkų fizikos pagrindai. – V.: Mokslo, 1985.
5. А. Poliakovas. Įminta puslaidininkio mįslė. – K.: Šviesa, 1986.
6. Н. И. Шефер. Практикум по физике полупроводников. – Оренбург, 1970.

Teorija

7.2.1 Tranzistoriai

Pirmąjį tranzistorių 1948 metais sukūrė žymūs to meto mokslininkai V. Šoklis, D. Bardinas ir V. Bratenas. Vėliau (1956 m.) jiems už šį išradimą buvo paskirta Nobelio premija. Tranzistoriaus pavadinimas kilo sujungus du angliškus žodžius: *transform* – keisti ir *resistor* – rezistorius. Ilgainiui jis tobulėjo ir dabar kokių tik nėra tranzistorių! Pagal veikimo principą, konstrukciją bei paskirtį – tai dvipoliai ir vienpoliai – lauko, taškiniai ir planariniai, dreifiniai ir griūtiniai, impulsiniai, aukštadažniai, ketursluoksniai, plėveliniai, siūliniai ir dar kitokie. O kiek atmainų yra kiekvienoje iš rūšių, nekalbant jau apie formų ir parametrų įvairovę. Pasiaiškinkime kaip veikia labiausiai paplitę plokštiniai dvipoliai tranzistoriai.

7.2 pav. pavaizduota tokio tranzistoriaus struktūra ir viena galimų jungimo schemų. Dvipoliuose tranzistoriuose, kurie vadinami tiesiog tranzistoriais, elektros srovę per $p-n$ sandūrą sąlygoja kryptingas abiejų rūšių krūvininkų judėjimas – elektronų ir skylių inekcija ir ekstrakcija. Dvi $p-n$ sandūros, esančios pagrindiniais tranzistoriaus elementais, susidaro trijų puslaidininkių, su skirtingais laidumais, ribose. Priklausomai nuo šių sričių eiliškumo tranzistoriai būna $n-p-n$ ir $p-n-p$ tipų. Kadangi technikoje daugiausiai naudojami $n-p-n$ tipo, juos ir panagrinėkime.



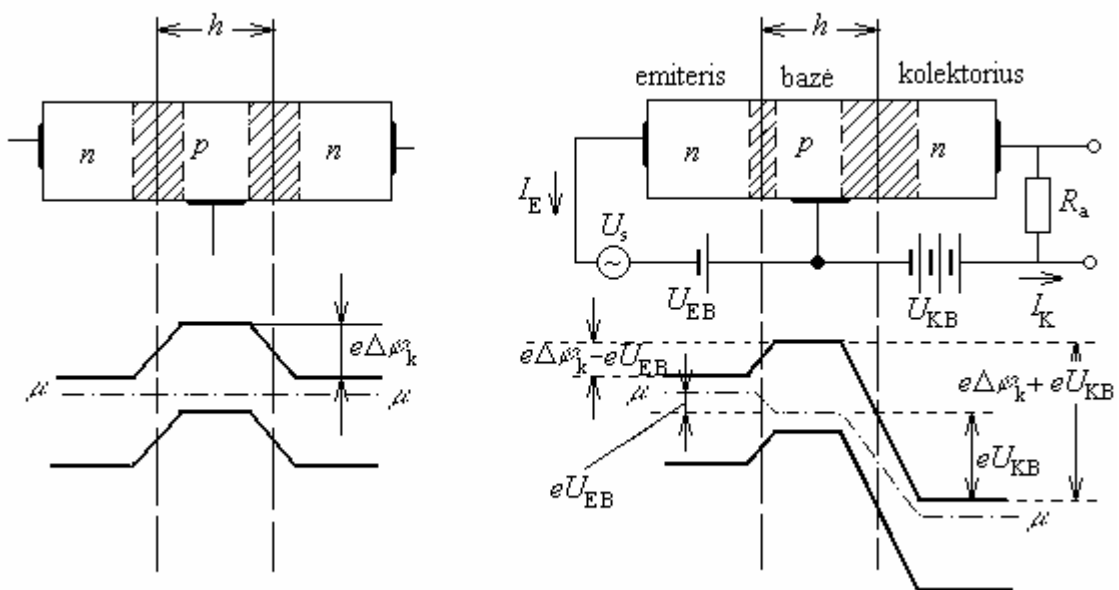
7.2 pav. Dvipolių $n-p-n$ ir $p-n-p$ tranzistorių struktūra (a), juostinė energetinė diagrama (b) ir grafinis žymėjimas (c)

Vieną kraštinę stipriai legiruotą sluoksnį (n^+ tipo) vadiname *emiteriu*, kitą kraštinę sluoksnį (n tipo) – *kolektoriumi*, o vidurinę sluoksnį (p tipo) – *bazę*. Ribos tarp emiterio ir bazės ir tarp bazės ir kolektoriaus vadinamos atitinkamai *emiterio* ir *kolektoriaus sandūromis*. Į bazę vyksta inekcija nepagrindinių bazėi krūvininkų iš emiterio. Kolektoriaus paskirtis – krūvininkų ekstrakcija iš bazės. Emiterio, bazės ir kolektoriaus sritys turi nelyginamuosius metalinius kontaktus.

Emiterio sandūrai įtampa paprastai pridedama tiesiogine kryptimi, o kolektoriaus – atbuline. Toks tranzistoriaus įjungimas vadinamas *normaliu* arba *tiesioginiu*. Egzistuoja ir *inversinis* arba *atvirkštinis* būdas, kuriame emiterio sandūrai įtampa jungiama atbuline kryptimi, o kolektoriaus – tiesiogine.

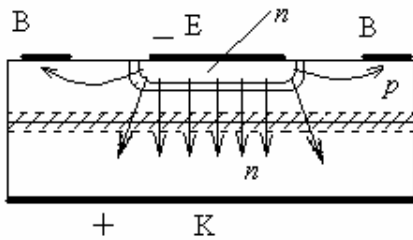
Mes nagrinėsime normalų tranzistoriaus jungimą. Nedidelė išorinė įtampa U_{EB} , pridėta prie emiterio p - n sandūros, sumažina dydžiu eU_{EB} potencialinį barjerą elektronams, judantiems iš emiterio į bazę (7.3 pav.). Dėka to emiterio grandinėje atsiranda srovė I_E , sąlygota pagrinde elektronų injekcija iš emiterio į bazę, kur jie yra pertekliniai šalutiniai krūvininkai. (Priešpriešinio skylių srauto neįskaitome, kadangi gaminant tranzistorius patenkinama sąlyga $p_p \ll n_n$). Jų likimas labai įvairus. Vieni jų rekombinuoja su pagrindiniais bazės krūvininkais (skylutėmis). Antri pasiekia bazės elektrodą ir išlekia į išorinę grandinę. Ir vieni, ir kiti nieko gero neduoda. Tačiau dauguma elektronų pasiekia kolektoriaus p - n sandūrą.

Kolektoriaus p - n sandūra įjungta užtvarine kryptimi. Aukšta išorinė įtampa U_{KB} padidina potencialinį barjerą elektronams, pereinantiems iš kolektoriaus į bazę, dydžiu eU_{KB} . Tad kolektoriaus srovė, būdama priešinga šalutinių krūvininkų srove, praktiškai lygi nuliui. Viskas keičiasi, kai į bazę injektuoti elektronai pasiekia kolektoriaus sandūrą. Čia jie veikiami kolektoriaus lauko leidžiasi žemyn ir pasiekia trečią sritį – kolektorių (7.3 pav.). Aišku, kad pastarieji elektronai atlieka naudingą darbą ir sukuria srovę kolektoriaus grandinėje. Tad, konstruojant tranzistorius, stengiamasi rasti optimaliausias struktūras, kad būtų galima kiek galint sumažinti nuostolius dėl elektronų nutekėjimo į bazės elektrodą (elektronų rekombinacija bazėje irgi sustiprina bazės srovę). Tuo tikslu bazę stengiamasi daryti kiek galima siauresnę, kad daugiau elektronų pasiektų kolektoriaus sandūrą. Be to, bazės elektrodą siekiama nutolinti nuo emiterio sandūros, o kolektoriaus sandūra daroma kiek galint didesnio ploto, kad į ją patektų kuo daugiau elektronų.



7.3 pav. Plokštinis dvipolis n - p - n tranzistorius įtampos stiprintuvo scheme: a) $U_{EB} = U_{KB} = 0$; b) $U_{EB} \neq U_{KB} \neq 0$.

Kaip tai padaroma, galima suvokti panagrinėjus konstrukciją, pateiktą 7.4 paveiksle. Be to, visa bazės sritis akceptorinėmis priemaisomis legiruojuama gerokai mažiau negu emiterio sritis donorinėmis priemaisomis. Dėl to sumažėja nenaudinga skylių injekcija iš bazės į emiterį. Tai pasiekama, kai $p_B \ll n_E$, t. y. kai skylių koncentracija bazėje yra daug mažesnė už elektronų koncentraciją emiteryje. Tada skylių injekcijos galime nepaisyti.



7. 4 pav. Planarinio tranzistoriaus kristalo ir elektrodu konstrukcija

lės įtampos šaltinis yra pakankamas, kad sumažintų emiterio barjero aukštį ir jo varža būtų maža. Į grandinę įjungto signalo U_s srovės virpesiai sukelia atitinkamus į bazę injektuojamų elektronų srauto pokyčius, o šie – atitinkamus srovės pokyčius kolektoriaus grandinėje, ir kiekvienu laiko momentu $I_K \approx I_E$.

Kolektoriaus sandūros varža yra labai didelė. Todėl kolektoriaus grandinėje galime jungti didelės varžos apkrovos rezistorių ir nesibaiminti, kad jis pakeis kolektoriaus sandūros darbo sąlygas. Tada įtampos kritimas apkrovos rezistoriuje $I_K \cdot R_a$ galės būti daug kartų didesnis už įtampos kritimą įėjime $I_E \cdot R_i$ minėto papildomo šaltinio vidinėje varžoje R_i , kuri būna paprastai maža. Žinant, jog $I_E \approx I_K$, o $R_i \ll R_a$, kitaip ir negali būti. Taigi turime įtampos, kartu ir galios, stiprinimą. Galia stiprinama vartojant kolektoriaus grandinės maitinimo šaltinio energiją. Įtampos stiprinimo faktorius priklauso nuo to, kiek kartų R_a didesnė už R_i .

Pagrindinės tranzistoriaus savybės nusakomos bazėje vykstančiais procesais. Priklausomai nuo krūvininkų pernešimo per bazę mechanizmo skiriami *difuziniai* tranzistoriai, kuriuose krūvininkai nuo emiterio iki kolektoriaus pagrindine pernešami *difuzija*, ir *dreifiniai*, kuriuose krūvininkai dėl dreifo greitinančiame bazės elektriniame lauke. Bazėje greitinantis elektrinis laukas atsiranda, jeigu draustinės energijos juosta pakankamai plati, o krūvininkai – labai judrūs. Bedreifinių tranzistorių darbinis dažnis neviršija 100 MHz, kai dreifiniai dirba daug didesniuose.

Pagal *p-n* sandūrų gavimą tranzistoriai skirstomi į lydytus, difuzinius, planarinius ir kitus. Nuo darbo temperatūros priklauso iš kokios puslaidininkinės medžiagos bus pagamintas. Kambario temperatūroje gerai dirba germanio tranzistoriai. Aukštesnėje temperatūroje – silicis, galio arsenidas, dar aukštesnėje – silicio karbidas. Didesnės galios tranzistoriams įtaisomi aušintuvai, apsaugantys juos nuo perkaitimo.

Išnagrinėjome dvipolio *n-p-n* tranzistoriaus sandarą ir veikimo principą. Visai panašiai veikia ir *p-n-p* tranzistoriai. Jie irgi sudaromi iš trijų sričių *p*, *n* ir vėl *p*. Viena *p* sritis yra emiteris, kita – kolektorius. Bazė yra *n* sritis (7. 2 pav.).

Jungiant tokį tranzistorių, pakeičiamas tik grandinių poliškumas. Emiteriui tenka teigiamas įtampos polius, o kolektoriui – neigiamas. Toliau procesai vyksta analogiškai kaip ir *n-p-n* tranzistoriuje, tik su vienu nedideliu skirtumu. Į bazę, kuri šį kartą yra *n* puslaidininkis, iš emiterio injektuojami šalutiniai krūvininkai yra skylutės. Visi kiti procesai vyksta panašiai.

7. 2.2 Tranzistorių jungimo schemas

Įjungiant tranzistorių į elektrinę grandinę, vienas iš elektrodų (bazė, emiteris arba kolektorius) visada būna bendras įėjimo ir išėjimo grandinėms. Pagal tai skiriamos trys tranzistoriaus jungimo schemas: su bendra baze (BB), bendru emiteriu (BE) ir bendru kolektoriumi (BK).

Jungiant pagal schemą BB (7. 3 pav., 7. 5 pav. a), bendras yra bazės elektrodas, t. y. emiterio ir kolektoriaus įtampos U_{EB} ir U_{KB} duodamos bazės atžvilgiu. Tokia schema turi ma-

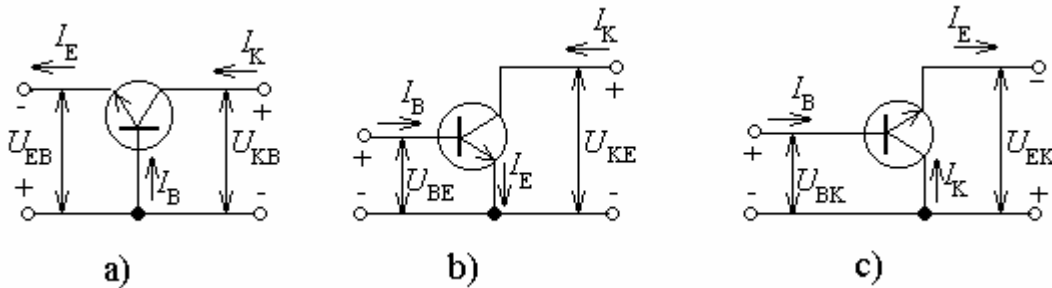
Pritaikius visas šias priemones, beveik visi injektuoti į bazę elektronai pasiekia kolektorių ir $I_K \approx I_E$, t. y. kolektoriaus srovė apytiksliai lygi emiterio srovei, o bazės srovė I_B yra labai silpna. Tad išeina, jog esant šitaip įjungtam tranzistoriui, negalima stiprinti srovės virpesių. Bet užtat galima smarkiai stiprinti įtampos pokyčius. Ir štai kodėl. Emiterio grandinėje įjungtas nedidelės

žą įėjimo ir didelę išėjimo varžą. (Jos veikimo principą išnagrinėjome aukščiau). Tranzistoriaus srovės susijusios sąryšiu:

$$I_E = I_K + I_B. \quad (7.2.1)$$

Paprastai stengiamasi sumažinti bazės srovę I_B , mažinant rekombinaciją joje, kas didina kolektoriaus srovę I_K . Pagrindinis dvipolių tranzistorių, įjungtų pagal schemą BB, yra srovės stiprinimo faktorius schemoje su bendra baze

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E}. \quad (7.2.2)$$



7.5 pav. Dvipolio tranzistoriaus jungimo schemas: a) – BB; b) – BE; c) – BK.

Tranzistoriaus srovės stiprinimo faktorius yra lygus išėjimo grandinės srovės stiprio pokyčio santykiui su įėjimo grandinės srovės stiprio pokyčiu. Kaip žinome $I_K \sim I_E$, tai ir $\Delta I_K \sim \Delta I_E$.

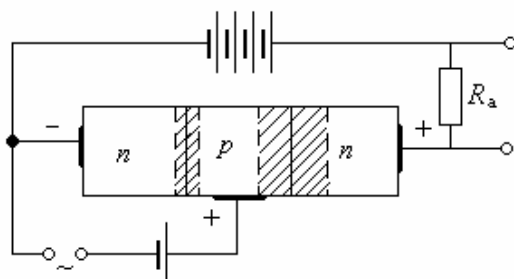
Kadangi $I_K < I_E$, tai įjungus tranzistorių pagal schemą BB visada $\alpha < 1$ ir daugumai šio tipo tranzistorių jis yra apie 0,95 – 0,99. Todėl schemą BB naudoja tik įtampos stiprinimui.

Jungiant pagal schemą BE (7.5 pav. b), bendras įėjimo ir išėjimo grandinėms yra emiterio elektrodas. Tokioje schemoje tranzistorius turi daug didesnę įėjimo ir daug mažesnę išėjimo varžas, negu tranzistorius schemoje BB.

Schema BE pasižymi srovės ir įtampos stiprinimu, kas nusako platų tokio tranzistorių jungimo panaudojimą. Srovės stiprinimo faktorius β nusakomas išėjimo srovės stiprio I_K ir įėjimo srovės stiprio I_B santykiu:

$$\beta = \frac{I_K}{I_B} = \frac{I_K}{I_E - I_K} = \frac{I_K / I_E}{1 - \frac{I_K}{I_E}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (7.2.3)$$

Panagrinėkime kaip veikia tokia schema. Emiterio – kolektoriaus grandinėje matome



7.6 pav. Plokštūninis dvipolis tranzistorius srovės stiprintuvo schemoje

yra įjungtas didesnės įtampos srovės šaltinis ir apkrovos rezistorius (7.6 pav.). Beveik visa šaltinio įtampa pasiskirsto tarp kolektoriaus *p-n* sandūros ir apkrovos rezistoriaus. Emiterio sandūrai, įjungtai laidžiaja kryptimi, tenka labai maža įtampa, nes sandūros varža šiomis sąlygomis yra labai maža. Tad emiterio – kolektoriaus grandinėje tekančios srovės stiprį nulems šaltinių krūvininkų šiluminės generacijos bazėje sparta. Ši srovė – tai soties srovė, ir ji, kaip visuomet, yra silpna (bazės – emiterio grandinė dar neįjungta).

O dabar sujungiame bazės – emiterio grandinę. Staiga pasikeičia darbo sąlygos emiterio sandūroje. Sumažėjus energijos juostų išlinkiui, iš emiterio į bazę ima veržtis elektronai. Čia jie elgiasi panašiai kaip ir aukščiau išnagrinėtu atveju. Dauguma jų difunduodami pasiekia kolektoriaus sandūrą ir atsiduria kolektoriuje, sukurdami kolektoriaus grandinėje stipresnę srovę. Labai nedidelė elektronų dalis rekombinuoja su pagrindiniais bazės krūvininkais – skylutėmis. Nusistovėjus pusiausvyrai, rekombinavusias skylutes papildys naujos – injektuojamos iš bazės elektrodo. Ši injekcija labai svarbi, tad apie ją – truputį plačiau.

Sujungus bazės – emiterio grandinę, teigiamas bazės elektrodas stengiasi iš bazės išsiurbti elektronus. Bet pradiniu laiko momentu laisvų elektronų ten nėra (žiūr. juostinę schemą). Žinome, jog nagrinėjamoje schemoje bazė yra p tipo, tad jos laidumo juosta tuščia. Tada minėtasis elektrodas siurbis elektronus iš valentinės juostos, o tai yra ne kas kita kaip papildomų skylių įvedimas. Štai šios papildomos skylutės sudaro tą nepusiausvirą krūvį, kuris mažina juostų išlinkį emiterio $n-p$ sandūroje. Kas bus toliau, jau žinome. Sumažėjus barjerui, iš emiterio į bazę patekę elektronai stengsis tokias nepusiausviras skylutes likviduoti. Vys rekombinacija. Tačiau tam reikės labai nedaug elektronų. Likusieji pateks į kolektoriaus grandinę. Štai ir turime, kad injektavus į bazę vieną skylutę, sudaromos sąlygos šimtams elektronų patekti iš emiterio per bazę į kolektoriaus sritį. Kitaip tariant, nedideli srovės pokyčiai emiterio – bazės grandinėje sukelia stiprius srovės pokyčius kolektoriaus grandinėje. Tokiu būdu ir stiprinama srovė.

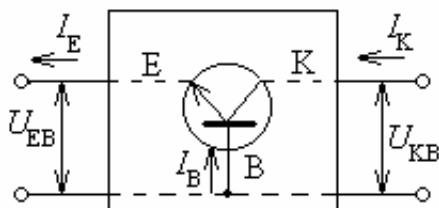
Jungiant tranzistorių pagal schemą BK (7. 5 pav. c), bendras yra kolektoriaus elektrodas. Tokia schema turi didelę įėjimo ir mažą išėjimo varžas. Tranzistoriaus srovės stiprinimo faktorius schemoje BK panašiai toks pats, kaip ir schemoje BE, o įtampos stiprinimo faktorius – apie vienetą. Kadangi tiesiogiai įjungta emiterio sandūra schemoje BK turi nedidelę varžą, įtampos kritimas joje nepriklauso nuo bazės srovės stiprio. Todėl išėjimo įtampa emiteriye kaip ir pakartoja įėjimo signalo įtampos kitimus bazėje. Schema BK naudojama gauti emiterinius kartotojus, turinčius didelę įėjimo ir mažą išėjimo varžas, ir skirtus elektrinių grandinių suderinimui. Tranzistoriaus srovės stiprinimo faktorius schemoje BK lygus

$$\beta = \frac{I_E}{I_B} = \frac{1}{1 - \alpha}. \quad (7. 2.4)$$

Fizikiniai procesai, vykstantys tranzistoriuje, skirtingai negu jų charakteristikos ir parametrai nepriklauso nuo jungimo schemos. Taip srovės, įtampos ar galios stiprinimą galima keisti plačiame intervale, parinkus atitinkamą jungimo schemą ir išorinės grandinės parametrus.

7. 2.3 Tranzistorių darbo režimai

Tam, kad nustatyti pagal kurią nors schemą įjungto tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo įtampų ir srovių tarpusavio ryšius, galime jį pavaizduoti kaip keturpolį (7. 7 pav.). Toks keturpolis apibūdinamas įėjimo ir išėjimo įtampų U_i , U_{is} ir srovių I_i , I_{is} priklausomybe.



7. 7 pav. Dvipolis tranzistorius kaip keturpolis

Tranzistorius, įjungtas pagal schemą BB, apibūdinamas *įėjimo įtampa tarp išorinių emiterio ir bazės kontaktų* $U_i = U_{EB}$;

įėjimo srovės stipriu emiterio grandinėje $I_i = I_E$;

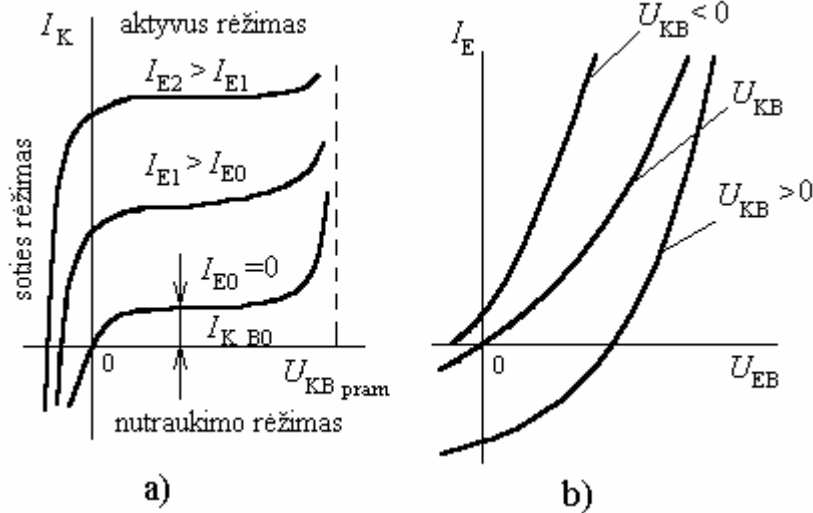
išėjimo srovės stipriu kolektoriaus grandinėje $I_{is} = I_K$;

išėjimo įtampa tarp išorinių kolektoriaus ir bazės kontaktų $U_{is} = U_{KB}$.

Priklausomybes tarp šių srovių ir įtampų ga-

lime nustatyti eksperimentiškai. Nustatę šias priklausomybes nuolatinėms srovėms ir įtampoms bei pateikę jas grafiškai, gausime tranzistoriaus voltamperinių charakteristikų šeimą. Labiausiai tipiškos tranzistoriaus kolektoriaus (išėjimo) ir emiterio (įėjimo) charakteristikos.

Išėjimo charakteristikos (7.8 pav. a) parodo kolektoriaus srovės stiprio I_K priklausomybę nuo įtampos U_{KB} , esant skirtingiems emiterio srovės stipriams I_E , t. y. $I_K = f(U_{KB}, I_E)$. Įėjimo charakteristikos (7.8 pav. b) parodo emiterio srovės stiprio I_E priklausomybę nuo įtampos U_{EB} , esant skirtingoms kolektoriaus ir bazės įtampoms U_{KB} , t. y. $I_E = f(U_{EB}, U_{KB})$.



7.8 pav. Tranzistoriaus išėjimo (a) ir įėjimo (b) voltamperinių charakteristikų šeima

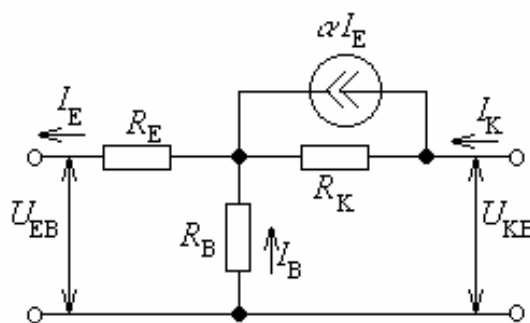
Priklausomai nuo įtampos poliškumo emiterio ir kolektoriaus sandūrose skiriami tokie tranzistoriaus darbo režimai (7.8 pav. a).

Aktyviame režime, kuriame $U_{KB} \geq 0$, $U_{EB} \leq 0$ (arba $I_E < 0$), tranzistorius veikia kaip galios stiprintuvas.

Soties režime, kuriame $U_{KB} < 0$, $U_{EB} < 0$ (arba $I_E < 0$), kolektoriaus sandūra įjungta tiesiogiai ir injektuojami šalutiniai krūvininkai į bazę, kas didina jo persijungimo laiką, bloginant greitai veikiančias schemas.

Nutraukimo režime, kuriame $U_{KB} > 0$, $U_{EB} > 0$ (arba $I_E > 0$), kolektoriaus srovės stipris mažas ir nepriklauso nuo įtampos jame, tai neleidžia naudoti tranzistoriaus kaip stiprintuvo.

Be to, tranzistorius gali dirbti *inversiniame aktyviame režime*, kuriame emiterio sandūra naudojama vietoje kolektoriaus ir atvirkščiai. Tuomet emiterio sandūra įjungta užtvarine kryptimi ($U_{EB} > 0$), o kolektoriaus – tiesiogiai ($U_{KB} < 0$). Šiam režimui būdingas mažas srovės stiprinimo faktorius (inversinis).



7.9 pav. Suprastinta ekvivalentinė T formos dvipolio tranzistoriaus schema

kolektoriaus srovės stiprį $I_K = \alpha I_E$, nepriklausantį nuo apkrovos varžos.

Tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje emiterio ir kolektoriaus varžos ir srovės stiprinimo faktorius schemoje su bendra baze apskaičiuojami pagal formules:

$$R_E = \frac{\Delta U_{EB}}{\Delta I_E}, \text{ kai } U_{KB} = \text{const}; \quad (7.2.5)$$

$$R_K = \frac{\Delta U_{KB}}{\Delta I_K}, \text{ kai } I_E = \text{const}; \quad (7.2.6)$$

$$\alpha = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E}, \text{ kai } U_{KB} = \text{const}, \quad (7.2.7)$$

kur ΔI_E , ΔI_K ir ΔU_{EB} , ΔU_{KB} – emiterio ir kolektoriaus srovės stiprių ir įtampų pokytis emiterio ir kolektoriaus sandūrose.

Bazės varža R_B priklauso nuo jos konfigūracijos ir geometrinių matmenų, medžiagos savybių ir tranzistoriaus darbo režimo.

Esant didelėms atvirkštinėms įtampoms, pridedamoms prie kolektoriaus sandūros, kolektoriaus srovės stipris staigiai padidėja dėl lavininio pagrindinių krūvininkų daugėjimo tūrinio krūvio srityje. Prie $U_{KB \text{ pram}}$ įvyksta kolektoriaus sandūros pramušimas ir tranzistorius išeina iš normalaus darbo režimo.