

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkų fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 7

SAULĖS ELEMENTO CHARAKTERISTIKA

2018-02-16

Turinys

1. Darbo tikslas	2
2. Darbo užduotys	2
3. Darbo teorija	3
3.1. Puslaidininkiai.....	3
3.2. Laidininkų, puslaidininkių ir izoliatorių juostiniai modeliai	5
3.3. Elektronų statistika. Fermio funkcija	8
3.4. pn sandūra	11
3.5. Fotolaidumas	16
4. Tyrimo metodika	18
4.1. Darbo priemonės	18
4.2. Darbo užduotys	19

1. Darbo tikslas

Ištirti Saulės elementą, nustatyti jo parametrus keičiant išorines sąlygas, ir nubraižyti voltamperines charakteristikas.

2. Darbo užduotys

1. Išmatuoti šviesos intensyvumo kitimą nuo atstumo iki šviesos šaltinio.
2. Išmatuoti trumpo jungimo srovę I_s ir atviro jungimo įtampą U_0 keičiant šviesos intensyvumą.
3. Nustatyti saulės elemento voltamperines charakteristikas prie skirtingų šviesos intensyvumų.
4. Nustatyti saulės elemento voltamperines charakteristikas keičiant darbo sąlygas: pučiant vėjui, be vėjo, leidžiant šviesą pro stiklą.

3. Darbo teorija

3.1. Puslaidininkiai

Krūvininkai. Elektrinių savybių požiūriu kietosios medžiagos skirstomos į laidininkus, dielektrikus ir puslaidininkius. Laidininkų (metalų) dalis elektronų nėra tvirtai susiję su atomų branduoliais. Veikiami elektrinio lauko tokia *laisvieji krūvininkai* gali judėti ir sukelti elektros srovę. Dielektrikuose (izoliatoriuose) visi elektronai yra tvirtai susiję su atomais. Laisvųjų krūvininkų juose nėra. Todėl dielektrikai normaliomis sąlygomis elektros srovei yra nelaidūs.

Puslaidininkių, esant labai žemoms temperatūroms, visi elektronai yra susiję su atomais, todėl laisvųjų krūvininkų juose nėra. Tačiau suteikus elektronams pakankamai energijos, pavyzdžiui, šildant arba švitinant, dalis elektronų gali išsilaisvinti iš kovalentinių ryšių ir tapti laisvaisiais krūvininkais – *laidumo elektronais*. Atomas, iš kurio pasišalino elektronas, tampa nejudriu teigiamuoju jonu ir gali prisijungti gretimo atomo elektroną. Tuomet teigiamuoju jonu taps elektroną atidavęs atomas. Tokie pasikeitimai tolygūs teigiamąjį krūvį turinčios kvazidalelės – *skylės* judėjimui kristale. Taigi, puslaidininkyje galimi dviejų tipų laisvieji krūvininkai: neigiamąjį krūvį turintys laidumo elektronai ir teigiamąjį krūvį turinčios skylės. Laisvieji krūvininkai *generuojami* atplėšiant nuo atomo elektronus, suteikiant jiems pakankamai energijos.

Kartu su krūvininkų generacija puslaidininkyje visuomet vyksta priešingas procesas – krūvininkų *rekombinacija*. Kai priešingo ženklo laisvieji krūvininkai kristale suartėja tiek, kad pradeda veikti jų tarpusavio traukos jėga, laidumo elektronas užima laisvą vietą valentiniame ryšyje. Abu laisvieji krūvininkai išnyksta. Rekombinacija yra susijusi su energijos išspinduliavimu šilumos ar šviesos kvantų pavidalu. Išorinėms sąlygoms nekintant, tarp generacijos ir rekombinacijos nusistovi pusiausvyra: generacijos sparta tampa lygi rekombinacijos spartai. Kartu nusistovi pusiausvirosios *laisvųjų krūvininkų koncentracijos* – vidutiniai krūvininkų skaičiai tūrio vienetu: *laidumo elektronų koncentracija n ir skylių koncentracija p* .

Puslaidininkių tipai. Puslaidininkis, sudarytas tik iš vienos medžiagos atomų, vadinamas *grynuoju* arba *savojo laidumo puslaidininkiu*. Puslaidininkiniuose įtaisuose savojo laidumo puslaidininkiai naudojami retai. Dažniau naudojami *priemaišiniai puslaidininkiai*, kurių kristalų gardelės mazguose dalis atomų yra pakeisti kitos, kitokio valentingumo medžiagos, vadinamos *priemaiša*, atomais.

Kai priemaišos valentingumas yra didesnis už pagrindinio puslaidininkio valentingumą (pvz., fosforas, arsenas silicio kristale), papildomi valentiniuose ryšiuose nedalyvaujantys elektronai lengvai atitrūksta nuo savo atomų ir tampa laisvaisiais krūvininkais – laidumo elektronais. Praradęs elektroną priemaišos atomas tampa nejudriu teigiamuoju jonu. Puslaidininkiai su didesnio valentingumo priemaišomis vadinami *elektroninio laidumo* puslaidininkiais arba *N* puslaidininkiais.

Priemaišos, kurių valentingumas yra mažesnis už pagrindinio puslaidininkio valentingumą (pvz., boras, indis), prisijungia papildomą elektroną ir generuoja skylės, o pačios tampa nejudriais neigiamaisiais jonais. Puslaidininkiai su tokiomis priemaišomis vadinami *skylinio laidumo* puslaidininkiais arba *P* puslaidininkiais.

Žymint fizikinius dydžius, susijusius su priemaišiniais puslaidininkiais, dydžiai, susiję su *P* puslaidininkiu, žymimi indeksu *p*, o su *N* puslaidininkiu – indeksu *n*. Savojo laidumo puslaidininkis, kuris kartu dar vadinamas *I* puslaidininkiu, žymimas indeksu *i*.

Krūvininkų koncentracijos. Savojo laidumo puslaidininkyje laisvieji krūvininkai, elektronai ir skylės yra generuojami ir rekombinuoja tik poromis, todėl jų koncentracijos būna vienodos:

$$n_i = p_i \quad (1)$$

Priemaišiniuose puslaidininkiuose priemaišų atomai sukuria papildomų vieno tipo krūvininkų. Šie priemaišų generuoti laisvieji krūvininkai prisideda prie krūvininkų, generuotų atsipalaiduojant iš valentinių ryšių. Padidėjus vieno tipo krūvininkų koncentracijai, suintensyvėja rekombinacija. Dėl to kito tipo krūvininkų koncentracijamažėja. Pusiausvyra nusistovi naujomis sąlygomis, atitinkančiomis nevienodas krūvininkų koncentracijas: $n \neq p$. Teoriškai įrodyta, kad, įterpus į puslaidininkį priemaišų, jo krūvininkų koncentracijų sandauga np nekinta:

$$np = n_i p_i = n_n p_n = n_i^2 = p_i^2 \quad (2)$$

čia – $n_i, p_i; n_n, p_n; n_p, p_p$ elektronų ir skylių koncentracijos *I, N* ir *P* tipo puslaidininkiuose.

Priemaišiniame puslaidininkyje krūvininkų, generuotų jonizuojant priemaišų atomus, būna daug kartų daugiau negu krūvininkų, susidariusių atsipalaiduojant iš pagrindinio puslaidininkio valentinių ryšių. Todėl priemaišiniuose puslaidininkiuose skirtingų tipų krūvininkų koncentracijos yra labai nevienodos: N puslaidininkyje elektronų koncentracija yra daug kartų didesnė negu skylių, o P puslaidininkyje – atvirkščiai:

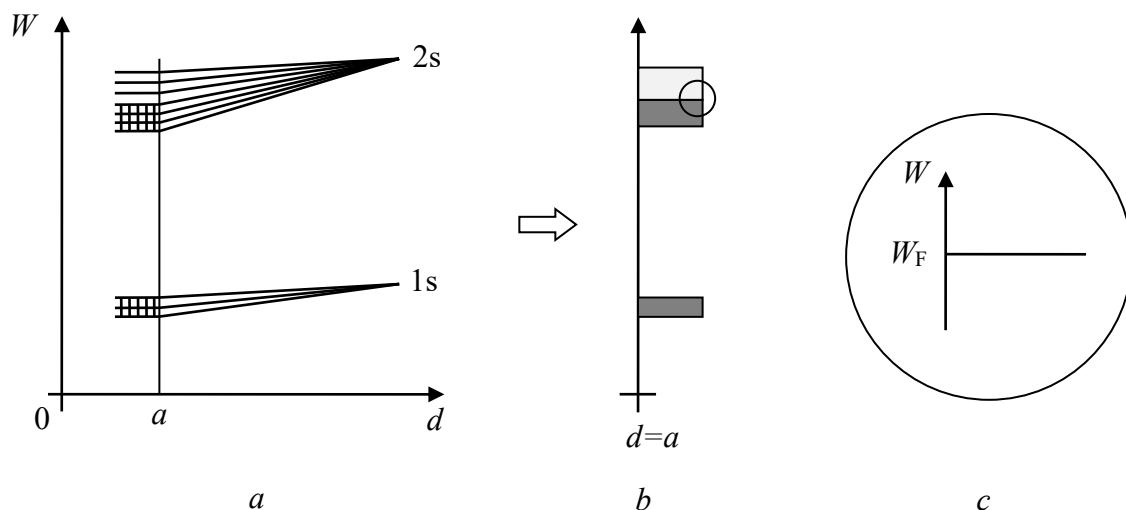
$$n_n \gg p_n \text{ ir } p_p \gg n_p \quad (3)$$

Priemaišiniame puslaidininkyje sudarantys daugumą krūvininkai vadinami *pagrindiniais*, o sudarantys mažumą – *šalutiniais*. Priemaišiniuose puslaidininkiuose pagrindinių krūvininkų koncentracijos yra artimos įterptų priemaišų koncentracijoms.

3.2. Laidininkų, puslaidininkų ir izoliatorių juostiniai modeliai

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

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



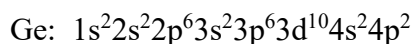
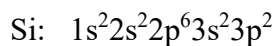
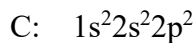
1 pav. Energijos lygmenų plitimas suartėjant atomams (a), laidininko energijos juostos, kai nuotolis tarp atomų d lygus gardelės konstantai (b) ir supaprastintas laidininko juostinis modelis (c)

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

Taigi **laidininko juostiniam modeliui būdinga tai, kad** valentinė juosta yra nevisiškai užimta elektronų arba susilieja su laisva juosta, ir todėl **virš užpildytųjų lygmenų yra neužpildytųjų energijos lygmenų**. Kadangi būtent ši aplinkybė lemia svarbiausią laidininkų savybę – elektrinį laidumą, nagrinėjant laidininkus, pakanka nagrinėti tik *1 pav., b*, apskritimo linija apvestą energijos lygmenų diagramos dalį. Ji pavaizduota *1 pav., c*. Visame pavaizduotame energijos reikšmių ruože (*1 pav., c*) yra nevaizduojami leidžiamosios energijos

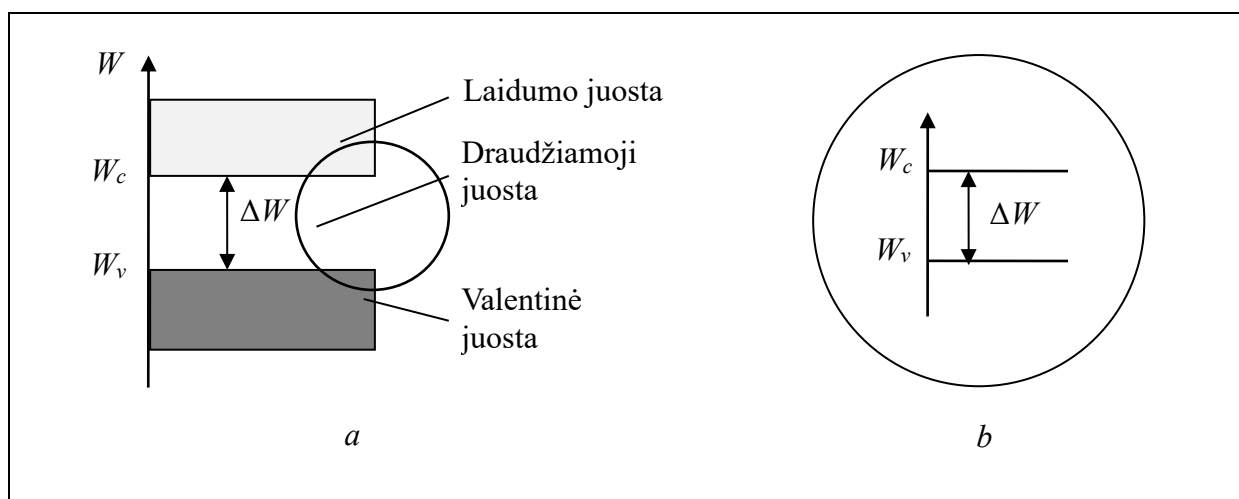
lygmenys. Iki lymens W_F leidžiamosios energijos lygmenys yra užpildyti elektronų, virš W_F yra laisvi leidžiamosios energijos lygmenys.

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



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

Susidarant deimanto tipo kristalams, atomų elektroninės struktūros persitvarko, gretimus atomus sujungia kovalentiniai ryšiai. Taip kiekvienas atomas tarsi prisijungia dar po 4 elektronus. Laisvieji *valentinės* juostos lygmenys visiškai užsipildo. Virš užpildytosios valentinės juostos yra *draudžiamoji* juosta. Virš jos – tuščia leidžiamoji energijos juosta, vadinama *laidumo* juosta (2 pav., a).



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

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

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

Iš aptariamųjų trijų medžiagų didžiausiu elektriniu laidumu normalioje (kambario) temperatūroje pasižymi germanis. Silicis mažiau laidus. Deimantas yra praktiškai nelaidus. Silicis ir germanis laikomi puslaidininkiais, deimantas dažniausiai laikomas izoliatoriumi. Tokias medžiagų savybes lemia draudžiamosios juostos plotis. Germanio draudžiamosios juostos plotis – apie 0,7eV, silicio – 1,1eV, deimanto – daugiau kaip 6eV.

Taigi **puslaidininkių ir izoliatorių juostiniai modeliai panašūs** ir skiriasi draudžiamosios juostos pločiu. Puslaidininkių elektrinį laidumą lemia apatinių laidumo juostos lymenų ir viršutinių valentinės juostos lygmenų būsenos – ar tie lygmenys užimti elektronų, ar ne. Todėl, nagrinėjant puslaidininkius, paprastai nagrinėjama tik ta energijos juostų diagramos dalis, kuri 2 pav., a, apvesta apskritimo linija. Ji pavaizduota 2 pav., b.

Aukščiausias valentinės juostos lygmuo vadinamas valentinės juostos viršumi ir žymimas W_v (indeksas v yra angliškojo termino *valence band* (valentinė juosta) pirmoji raidė). Žemiausias laidumo juosto lygmuo vadinamas laidumo juostos dugnu ir žymimas W_c (*conduction band* – laidumo juosta). Draudžiamosios juostos plotis $\Delta W = W_c - W_v$.

3.3. Elektronų statistika. Fermio funkcija

Panagrinėkime kietojo kūno elektronų statistiką – kaip elektronai užpildo leistines energijos juostas ir priemaišų lygmenis.

Pirmiausia išnagrinėsime, kaip užpildomas koks nors vienas elektrono lygmuo, sakykime, turintis energiją ϵ . Jį galime įsivaizduoti kaip mažą mus dominančią sistemą, o visas kitas bandinio būsenas, jose esančius elektronus, taip pat ir visus kristalo gardelės virpėjimus – kaip termostatą.

Apskaičiuosime šio lygmens atveju didžiąją statistinę sumą. Ji yra tokia:

$$Z = 1 + e^{(\mu - \epsilon) / kT} \quad (4)$$

Ji turi tik du narius. Pirmasis atitinka lygmenį be elektrono, o antrasis – lygmenį su vienu elektronu. Kitokių variantų nėra, nes elektronai yra *fermionai* ir jų vienos būsenos gali būti ne daugiau negu vienas. Tai yra *Paulio principas*.

Normuodami Gibso faktorių matome, kad dydis

$$\frac{1}{1 + e^{(\mu - \epsilon) / kT}} \quad (5)$$

nusako tikimybę, jog šitoje būsenoje nėra nė vieno elektrono, o dydis

$$f(\varepsilon) = \frac{e^{(\mu-\varepsilon)/kT}}{1 + e^{(\mu-\varepsilon)/kT}} = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \quad (6)$$

nusako tikimybę, kad šitoje elektrono būsenoje, kurio energija yra ε , yra vienas elektronas.

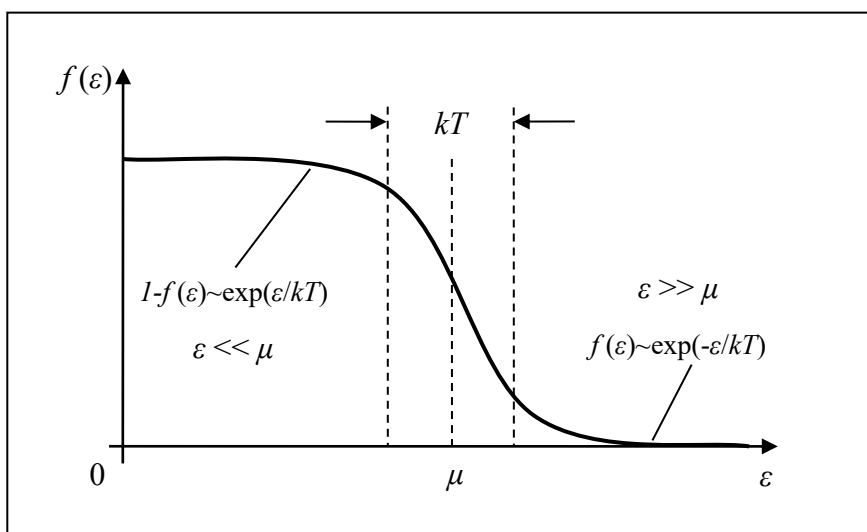
Nesunkiai galima apskaičiuoti vidutinį nagrinėjamos būsenos elektronų skaičių:

$$\bar{n} = 0 \cdot \frac{1}{1 + e^{(\mu-\varepsilon)/kT}} + 1 \cdot \frac{e^{(\mu-\varepsilon)/kT}}{1 + e^{(\mu-\varepsilon)/kT}} = f(\varepsilon) \quad (7)$$

Ši išraiška sutampa su (6). Perrašysime ją dar kartą

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \quad (8)$$

nes tai yra mums labai svarbi funkcija. Ji vadinama *Fermio pasiskirstymo funkcija*, arba tiesiog *Fermio funkcija*. Dydis μ (kartais žymimas simboliu ε_F) yra vadinamas *Fermio lygmeniu* (arba *Fermio energija*). Fermio funkcija aprašo elektronų pasiskirstymą vienelektroninėse būsenose. Ji parodyta 3 pav.



3 pav. Fermio funkcija

Matome tris charakteringas šitos funkcijos sritis. Kai $\varepsilon \gg \mu$, Fermio funkcijos vardiklyje galima išmesti vieneta ir ją užrašyti paprastesniu pavidalu

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \approx e^{(\mu-\varepsilon)/kT} \sim e^{-\varepsilon/kT} = f_B(\varepsilon) \quad (9)$$

Šitoje didelių elektronų energijų srityje galime naudoti paprastesnę *Bolcmano pasiskirstymo* funkciją. Ši sritis dar vadinama neišsigimusių elektronų sritimi.

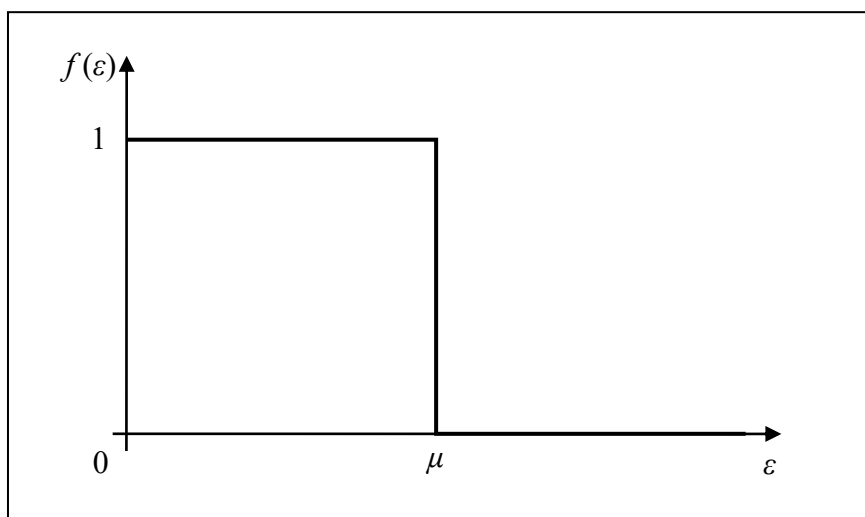
Esant labai mažai elektrono energijai, kai $\varepsilon \ll \mu$, taip pat galimas paprastesnis aprašymas. Čia Fermio funkciją galima skleisti mažos eksponentės laipsniais ir užrašyti

$$1 - f(\varepsilon) = 1 - \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/kT} + 1} \approx e^{(\varepsilon - \mu)/kT} \sim e^{\varepsilon/kT} \quad (10)$$

Matome, kad tai yra skylių Bolcmano statistikos sritis.

Na, yra dar ir trečia sritis $|\varepsilon - \mu| \ll kT$, kur skaičiuojant reikia kreipti dėmesį į elektronų išsigimimą, t.y. netinka Bolcmano pasiskirstymas.

Pažvelgę į 3 pav. matome, kad minėtoje kT pločio srityje pasiskirstymo funkcija pakinta nuo $f \approx 1$ į $f \approx 0$. Kuo mažesnė yra temperatūra, šita sritis yra siauresnė ir pasiskirstymo funkcija yra panašesnė į idealų Fermio laiptuką, kuris pavaizduotas 4 pav. Taip pasiskirsto visai išsigimę elektronai, esant $T=0$.



4 pav. Fermio laiptukas

Galima surasti ir kitos rūšies dalelių – bozonų pasiskirstymą. Pasirodo, kad jis yra labai panašus į fermionų – skiriasi tik ženklų vardiklyje. Šis bozonų pasiskirstymas aprašomas *Bozės ir Einšteino pasiskirstymo funkcija*, kuri yra tokia:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/kT} - 1} \quad (11)$$

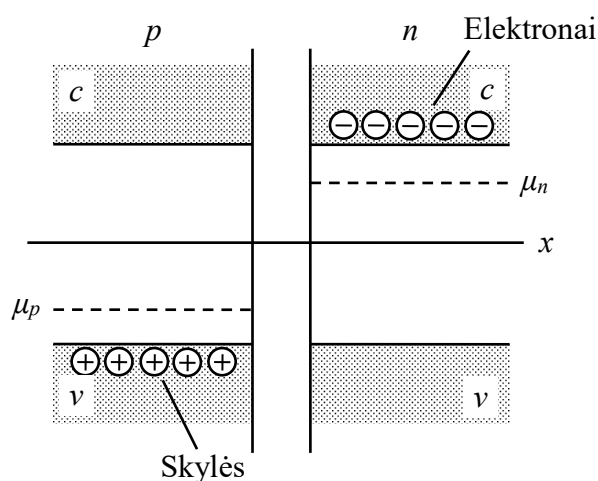
Apibendrinami galime pasakyti, kad remiantis šiais dviem (fermionų ir bozonų) pasiskirstymais ir elementariųjų kristalo sužadinių dispersijos dėsniais galima aprašyti labai

daug reiškinų, vykstančių netoli termodinaminės pusiausvyros esančiuose kietojo kūno bandiniuose.

3.4. *pn sandūra*

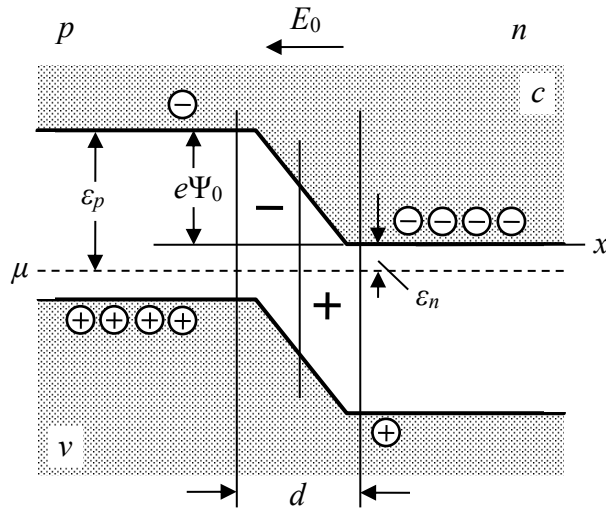
Mes jau žinome, kad legiruodami grynąjį puslaidininkį sekliomis priemaisomis galime gauti medžiagą, kurioje dominuoja vienos rūšies krūvinninkai – neigiami elektronai arba teigiamos skylės. Tokie puslaidininkiai atitinkamai yra vadinami *n* arba *p* puslaidininkiais. Suglaudus du tokius skirtingo laidumo puslaidininkius, gaunama struktūra, vadinama *pn* sandūra.

Panagrinėsime tokios *pn* sandūros elektrines savybes. Pažvelkime į 6 pav. Čia greta pavaizduoti abu *n* ir *p* puslaidininkiai. Kairiojoje pusėje matome *p* puslaidininkį, kurio valentinėje juostoje yra skylių, dešiniojoje yra *n* puslaidininkis su elektronais laidumo juostoje. Brūkšninėmis linijomis pažymėti jų Fermio lygmenys yra skirtingai išdėstyti energijos juostų atžvilgiu. Kadangi kontakto tarp jų nėra, tai jie nebūtinai turi sutapti.



6 pav. *Du skirtingo tipo puslaidininkiai*

Šituos du puslaidininkius suglaudę, gauname naują sistemą. Iš esmės turėtume pradėti iš naujo spręsti visas iki šiol nagrinėtas lygtis. Tačiau to daryti nebūtina. Visų pirma, pasirodo, kad *x* ašies (statmenos puslaidininkius skiriančiai plokštumai) kryptimi atsiradę elektriniai laukai yra gana silpni ir mes galime sėkmingai taikyti visus anksčiau aptartus dalelių ir jų dispersijos dėsnius. Todėl tas pačias vienalyčiame puslaidininkyje surastas energijos juostas vaizduosime kiekviename *x* ašies taške. O atsiradusius elektrinius laukus aprašysime elektriniu potencialu, kurį vaizduodami pridėsime prie minėtų energijos juostų, atitinkamai jas pastumdami aukštyn ar žemyn.



7 pav. Juostinė pn sandūros schema

Norėdami apskaičiuoti elektrinį potencialą, susidariusį suglaudus puslaidininkius, ir elektronų bei skylių tankius, turėtume išspręsti Puasono lygtį ir rasti elektronų bei skylių Fermio pasiskirstymo funkcijas (kuriose minėtas potencialas yra pridėtas prie energijos juostų). To mes nedarysime, tačiau aptarsime kokybinį vaizdą, parodytą 7 pav.

Dabar abu puslaidininkiai yra termodinaminėje pusiausvyroje. Todėl yra charakterizuojami vienu bendru Fermio lygmeniu μ . Taip pat reikia pastebėti, kad suglaudus skirtingus puslaidininkius dalis elektronų ir skylių patenka iš vieno puslaidininkio į kitą. Todėl yra pažeidžiamas elektrinis neutralumas, puslaidininkiai įsielektrina. Visa tai vyksta nedidelėje d pločio *barjerinėje srityje*. Toli nuo barjero puslaidininkių savybės lieka nepakitusios. Dėl puslaidininkių įsielektrinimo atsiranda vidinis barjerinis laukas E_0 ir barjerinis potencialas Ψ_0 . Tas barjerinis potencialas sustabdo tolesnę krūvininkų tekėjimą, taip pat jo dėka išsilygina abiejų puslaidininkių Fermio lygmenys. Barjeriniame sluoksnyje elektronai rekombinuoja su skylėmis ir todėl čia susidaro *nuskurdintas sluoksnis*.

Rasime kai kurios paprastas ryšius, kurie mums vėliau pasitarnaus skaičiuojant voltamperinę pn sandūros charakteristiką. Elektronų tankis priklauso nuo atstumo tarp Fermio lygmens ir laidumo juostos dugno. Tie atstumai 7 pav. pažymėti simboliais ε_n ir ε_p . Kadangi energijas atskaitome nuo laidumo juostos dugno n srityje, tai $\varepsilon_n = -\mu$ ir čia elektronų tankis yra:

$$n_n = n_{c0} e^{-\varepsilon_n/kT} = n_{c0} e^{\mu/kT} \quad (12)$$

Elektronai n srityje yra vadinami *pagrindiniais* krūvininkais. Tuo tarpu p srityje elektronai yra *nepagrindiniai* krūvininkai. Šitoje srityje (kaip matyti iš 7 pav.) $\varepsilon_p = e\Psi_0 - \mu$ ir elektronų tankis yra

$$n_p = n_{c0} e^{-\varepsilon_p/kT} = n_{c0} e^{(\mu - e\Psi_0)/kT} \quad (13)$$

Abiejų koncentracijų santykis

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{e\Psi_0/kT} \quad (14)$$

leidžia nustatyti barjerinį potencialą

$$\Psi_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (15)$$

Šis dydis dar vadinamas *kontaktiniu* dviejų medžiagų potencialu, o konstanta kT/e – terminė įtampa.

Kaip jau minėta, 7 pav. pavaizduota pn sandūra yra termodinaminėje pusiausvyroje. Nors medžiagos yra skirtingos ir tarp jų atsirado potencinis barjeras, bet jokia srovė neteka. Tačiau niekas mums nedraudžia šitą nulinę per kontaktą tekančią (reikėtų sakyti netekančią) srovę įsivaizduoti sudėtą iš kelių dalių. Viena srovės dalis yra elektroninė, o kita – skylinė. Beje, tegul kiekviena iš jų irgi susideda iš dviejų komponentų. Tai yra srovės, tekančios iš kairės į dešinę ir atvirkščiai.

Elektronų srovė, tekanti iš kairės į dešinę, yra proporcinga elektronų tankiui p srityje. Todėl ją užrašysime tokiu būdu:

$$I_e^{(\rightarrow)} = I_{e0} e^{-\varepsilon_p/kT} \quad (16)$$

Čia atskirai išskyrėme tik eksponentę. Visos kitos konstantos, kurios yra tos pačios abiem srovės komponentėms (pvz., n_{c0} , vidutinis elektrono greitis ir t.t.) pažymėtos vienu bendru simboliu I_{e0} .

Elektronų srovę, tekančią iš dešinės į kairę, galime apskaičiuoti analogiškai. Tačiau čia reikia atsižvelgti į tai, kad elektronai turi įveikti potencinį barjerą. Todėl srovės išraiškoje atsiranda dar viena papildoma eksponentė

$$I_e^{(\leftarrow)} = I_{e0} e^{-(\varepsilon_n + e\Psi_0)/kT} \quad (17)$$

Akivaizdu, kad abi šios priešingų kryptių srovės yra lygios, nes, kaip matyti iš 7 pav.,

$$\varepsilon_p = \varepsilon_n + \Psi_0 \quad (18)$$

Panašiu būdu galima apskaičiuoti ir skylių srovės. Jos yra tokios:

$$I_h^{(c)} = I_{h0} e^{-\frac{(E_g - \varepsilon_n)}{kT}} / I_h^{(c)} = \quad (19)$$

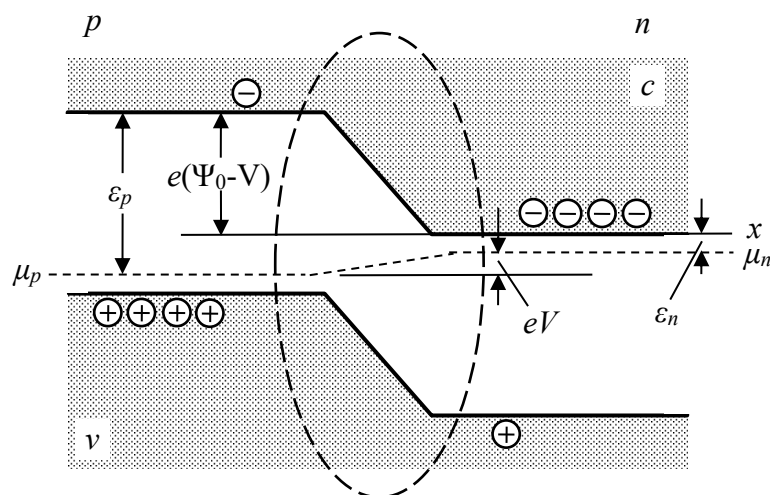
Atkreipsime dėmesį į eksponenčių argumentus. Jie yra dvejopos fizikinės prigimties. Dydžiai ε_p ir ε_n yra sąlygoti krūvininkų kinetikos atskiruose puslaidininkiuose (pagal Fermio lygmens atskiruose vienalyčiuose puslaidininkiuose apibrėžimą). Tuo tarpu barjerinis potencialas $e\Psi_0$ yra dviejų medžiagų kontakto rezultatas. Jis atsirado dėl elektronų ir skylių pertekėjimo.

Sudėję visas tas keturias srovės komponentes, randame visą pn sandūros srovę

$$I = I_e^{(c)} - I_e^{(v)} + I_h^{(c)} - I_h^{(v)} = \quad (20)$$

kuri, be abejo, yra lygi nuliui, kadangi abie laužtinių skliaustų eksponentės yra lygios. Visas šitas iš pirmo žvilgsnio beprasmis perrašymas mums bus reikalingas skaičiuojant voltamperinę charakteristiką.

Dabar įsivaizuokime, kad prie pn sandūros prijungta papildoma išorinė įtampa V . Tokios sutrikdytos pn sandūros energijos juostų schema pavaizduota 8 pav.



8 pav. pn sandūra su papildomu potencialu V

Pridėjus išorinį elektrinį lauką, nebėra termodinaminės pusiausvyros ir piešinys nėra visai korektikas. Didžiausią varžą turi nuskurdinta barjero sritis, todėl čia (8 pav. parodyta punktyriniu ovalu) bus didžiausias potencialo šuolis. Tuo tarpu didžiojoje puslaidininkių dalyje elektrinio lauko beveik nebus. Todėl sakysime, kad, išskyrus ovalinę barjero sritį, abu puslaidininkiai yra savo termodinaminėse pusiausvyrose ir, kaip anksčiau, juos apibūdinsime tais pačiais ε_n ir ε_p dydžiais. Su Fermio lygmeniu yra prasčiau – vieningo jo dabar nėra iš viso, nes, kaip žinome, Fermio lygmuo yra tik sistemos, esančios termodinaminėje pusiausvyroje, charakteristika. Todėl įvesime du Fermio lygmenis μ_n ir μ_p , charakterizuojančius kiekvieną iš puslaidininkių atskirai. Kartais jie yra vadinami *Fermio kvazilygmenimis*. Be abejo, jie turi tenkinti tolią sąlygą:

$$\mu_n = \mu_p + eV \quad (21)$$

Matome, kad sudarytasis pn sandūros išorinis elektrinis laukas iš esmės keičia tik barjerinį potencialą. Todėl pasinaudoję (0) išraiška, galime iš karto užrašyti per pn sandūrą tekančią srovę, formaliai pakeitę

$$\Psi \rightarrow \Psi_0 - V \quad (22)$$

Tada gauname tokią srovę:

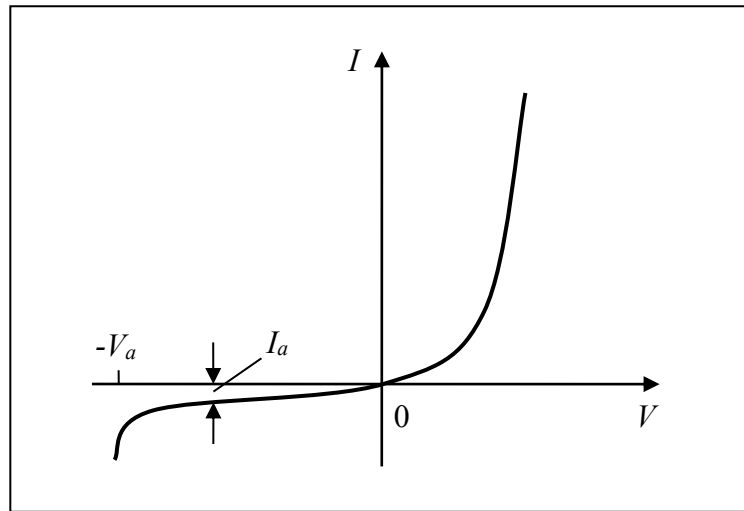
$$I = I_{e0} \left[e^{-\varepsilon_p/kT} - e^{-(\varepsilon_n + e\Psi_0 - eV)/kT} \right] + \quad (23)$$

arba

$$I = I_a \left(e^{eV/kT} - 1 \right) \quad (24)$$

čia I_a yra tam tikras nuo išorinės įtampos nepriklausantis dydis.

Tai yra tipiška pn sandūros voltamperinė charakteristika. Ji pavaizduota 9 pav. Tokio tipo charakteristika yra vadinama netiesine, nes ji iš esmės skiriasi nuo Omo dėsnio. Kaip matome iš paveikslėlio, pn sandūra faktiškai praleidžia srovę tik viena kryptimi. Todėl ji dažnai yra vadinama puslaidininkiniu diodu. *Tiesiogine* (palaidžia srovei) vadinama ta prijungtosios įtampos kryptis, kai išorinė įtampa mažina vidinį barjero potencialą. Šituo atveju ir elektronai, ir skylės yra stumiami barjerinio sluoksnio link. Sakoma, kad krūvininkai inžektuojami į barjerinę sritį, kurioje jie rekombinuoja tarpusavyje. Priešingos – *atgalinės* įtampos krypties atveju krūvininkai yra atitraukiami nuo barjerinės srities. Tokiu būdu nuskurdinta barjerinė sritis dar labiau praplatėja, smarkiai apsunkindama srovės tekėjimą.



9 pav. Voltamperinė pn sandūros charakteristika

Šiokia tokia atgalinė srovė I_a vis dėlto teka. Ji beveik nepriklauso nuo prijungtosios įtampos, kol pastaroji neviršija tam tikros *pramušimo* įtampos V_a . Ją viršijus, srovė greitai didėja dėl vadinamojo elektrinio *pn* sandūros pramušimo.

Dėl nesimetrinės voltamperinės charakteristikos puslaidininkinis diodas yra įdomus radiotechniniu požiūriu.

3.5. Fotolaidumas

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

Dažniausiai pasireiškia *koncentracinis* fotolaidumas. Supaprastintai nagrinėjant, jo esmę lengvai galima suprasti remiantis juostiniu puslaidininkio modeliu. Jei puslaidininkyje nėra priemaišų, o šviesos kvanto energija $h\nu \geq \Delta W$, tai, absorbavęs tokį šviesos kvantą, elektronas gali peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą (10 pav., a). Tada laidumo juostoje atsiranda fotoelektronų, o valentinėje juostoje fotoskylių, ir pasireiškia savasis fotolaidumas. Jo raudonoji riba apibūdinama mažiausiu absorbuotos šviesos dažniu arba didžiausiu bangos ilgiu:

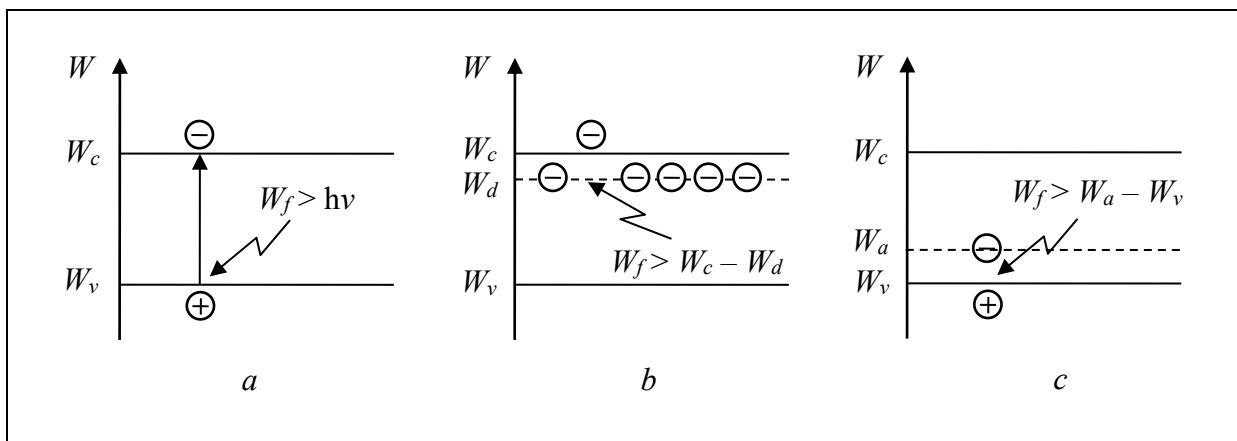
$$\nu_{\min} = \Delta W / h \quad (25)$$

$$\lambda_{\max} = c / \nu_{\min} = hc / \Delta W \quad (26)$$

čia c – šviesos greitis.

Kai šviesos banga ilgesnė nei λ_{\max} , puslaidininki šviesos energijos nesugeria, yra skaidrus, o fotolaidumas nepasireiškia.

Priemaišiniuose puslaidininkiuose perteklinius krūvininkus gali sukurti fotonai, kurių $h\nu < \Delta W$. Jei puslaidininkyje yra nejonizuotų donorinių priemaišų, šviesos kvantai gali jonizuoti tų priemaišų atomus. Elektronams pakilus iš donorinių (10 pav., b) arba užimtų akceptorinių lygmenų į laidumo juostą, prasideda elektroninis priemaišinis fotolaidumas. Jei puslaidininkyje yra nejonizuotų akceptorinių priemaišų, gali pasireikšti skylinis priemaišinis fotolaidumas, susijęs su elektronų šuoliais iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis (10 pav., c).



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

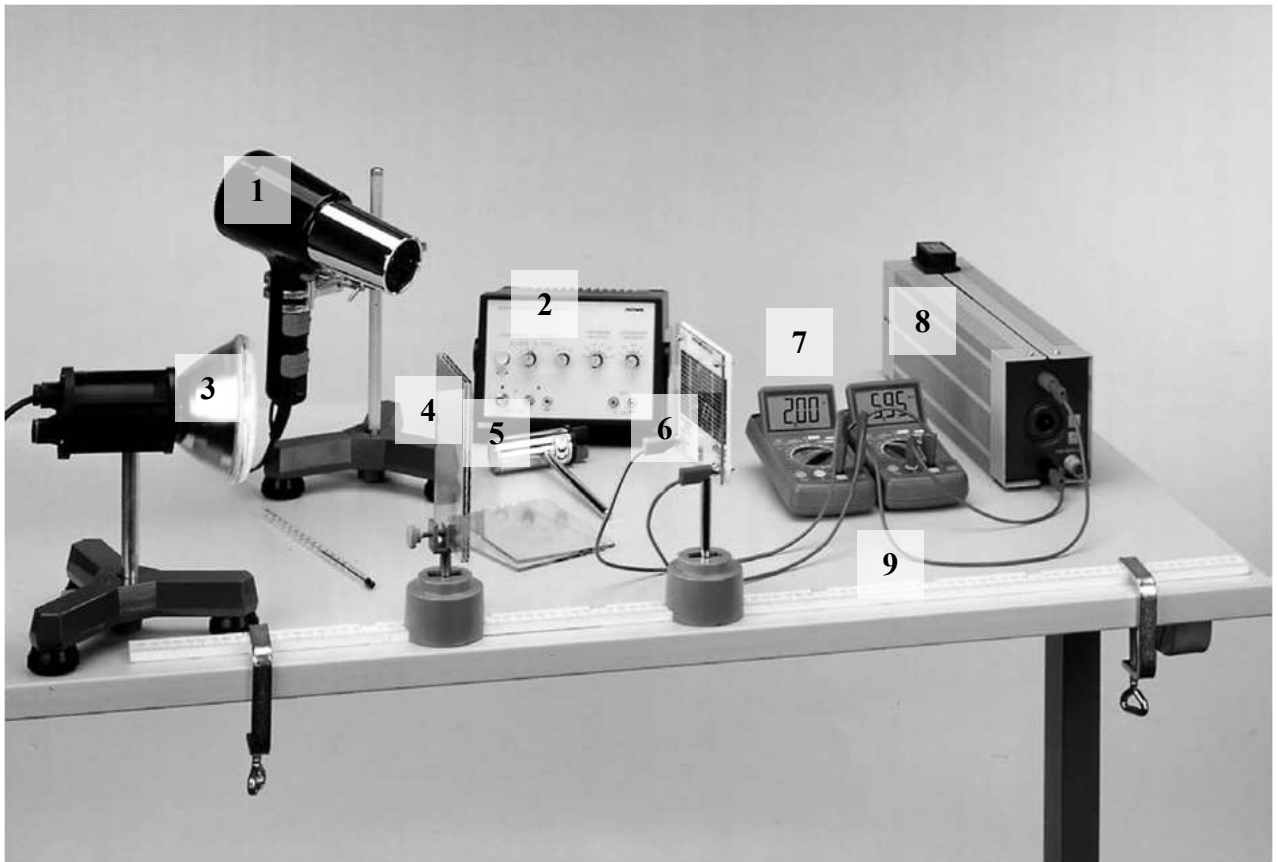
Iš aptarimo išplaukia išvada, kad fotolaidumas priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Jis gali reikštis, kai šviesos bangos ilgis yra trumpesnis už krizinį λ_{\max} . Trumpėjant bangai, puslaidininkio elektrinis laidumas didėja, pasiekia maksimumą ir tuomet gali mažėti. Paprasčiausiai aiškindami elektrinio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

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

Beliaika pridurti, kad krūvininkų tankiai puslaidininkiuose gali padidėti ne tik dėl šviesos poveikio. Krūvininkų generaciją gali sukelti ir kitokia elektromagnetinė ar korpuskulinė spinduliuotė – rentgeno, gama spinduliai, α , β dalelių, protonų, neutronų ir kitų dalelių srautai.

4. Tyrimo metodika

4.1. Darbo priemonės



11 pav. Saulės elemento charakteristikų matavimo įrenginiai

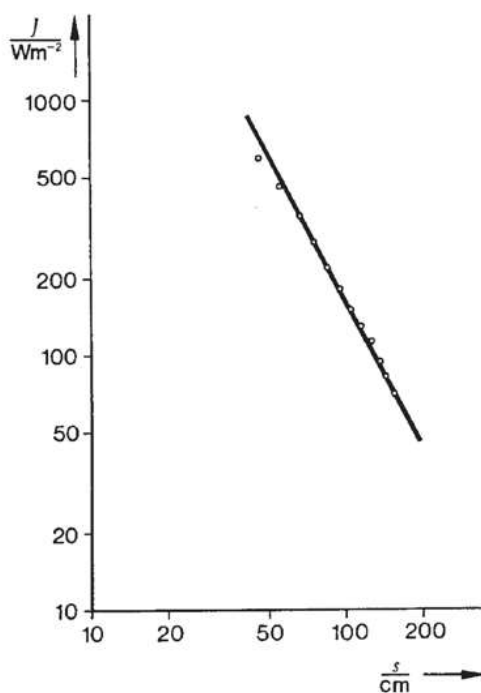
1. Džiovituvus (vėjo šaltinis)
2. Stiprintuvus (nenaudojamas)
3. Šviesos šaltinis
4. Stiklo plokštelė
5. Termobaterija
6. Saulės elementas
7. Multimetai
8. Reostatas
9. Bėgelis

4.2. Darbo užduotys

1. Užduotis [$J = f(s)$]

Išmatuoti apšvietos J (termobaterijos įtampos) priklausomybę nuo atstumo s tarp šviesos šaltinio ir termobaterijos (be stiklo plokštelės (4)).

- Uždėkite termobateriją (5) ant bėgelio ir nuimkite apsauginį stikliuką; prijunkite termobateriją prie voltmetro. Reostatą nustatykite į maksimalią padėtį (didžiausiam vijų skaičiui) arba visai atjunkite.
- Keiskite atstumą s nuo 500 mm iki 900 mm (~50 mm žingsniu) ir fiksuokite įtampą. Gaunamos matavimo kreivės pavyzdys (atlikus matavimo vienetų konversiją) yra pateiktas 12 Pav.
- Perskaičiuokite voltmetru nustatytas įtampos vertes į apšvietos J [W/m^2] vienetus; termobaterijos jautris – 0,16 mV/mW; termobaterijos aktyviosios srities skersmuo – 3 cm.

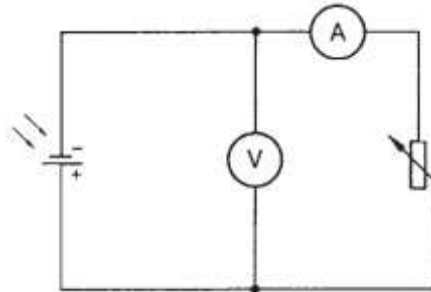


12 pav. Apšvietos priklausomybės nuo atstumo iki šviesos šaltinio pavyzdys.

2. Užduotis [$I_s = f(J)$ ir $U_0 = f(J)$]

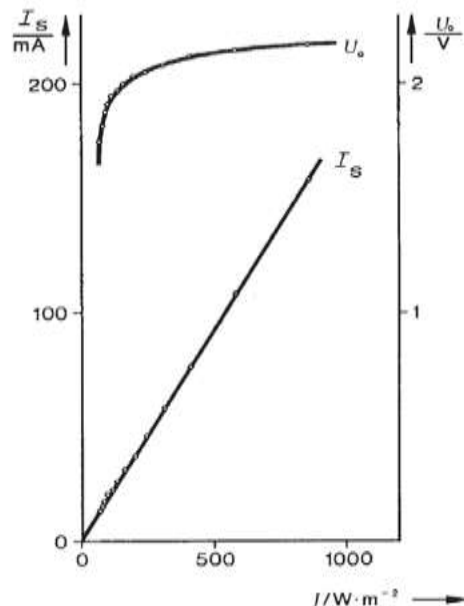
Išmatuoti saulės elemento (6) trumpo jungimo srovės I_s ir atviro jungimo įtampos U_0 priklausomybę nuo atstumo s tarp saulės elemento ir šviesos šaltinio (nuo apšvietos).

- Termobateriją ant bėgelio pakeiskite Saulės elementu. Sujunkite schemą pagal 13 pav. (arba 11 pav.)



13 pav. Saulės elemento voltamperinės charakteristikos matavimo schema.

- Keiskite atstumą s tarp saulės elemento ir šviesos šaltinio nuo 500 mm iki 900 mm (~50 mm žingsniu) ir fiksuokite trumpo jungimo srovės I_s bei atviro jungimo įtampos U_0 vertes. [Matuojant trumpo jungimo srovę apkrovos varža (8) turi būti kuo mažesnė (minimali reostato padėtis – mažiausias vijų skaičius), tuo tarpu matuojant atviro jungimo įtampą – kuo didesnė (maksimali reostato padėtis – didžiausias vijų skaičius)] Gaunamų matavimo kreivių pavyzdys yra pateiktas 14 pav. (po atstumo s konversijos į apšvietą J [W/m^2] pagal 1 užduoties rezultatus).



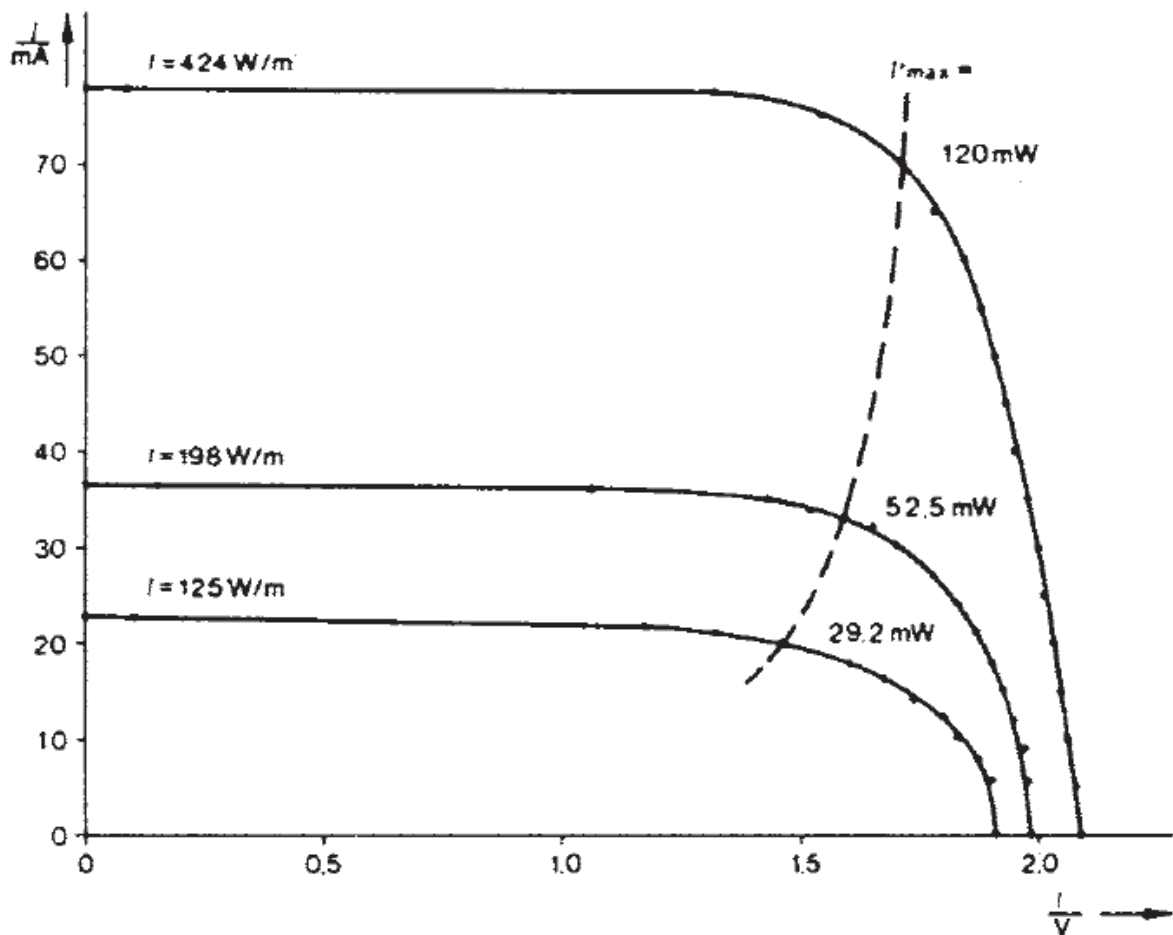
14 pav. Trumpo jungimo srovės I_s ir atviro jungimo įtampos U_0 priklausomybių nuo apšvietos pavyzdys.

3. Užduotis [VACH = f(J)]

Išmatuoti saulės elemento (6) voltamperines charakteristikas esant skirtingoms apšvietoms.

- Fiksuokite įtampą ir srovę keičiant reostato varžą ties skirtingomis apšvietomis (kai $s = 500 \text{ mm}$, $s = 600 \text{ mm}$ ir $s = 800 \text{ mm}$). Matavimo kreivių pavyzdys yra pateiktas 15 pav.

[Pastaba: matuojant saulės elemento VACH mažų apkrovos varžų srityje įtampa kyla labai staigiai, todėl šioje srityje patariama reostato varžą didinti mažais žingsniais, o didesnių varžų srityje – didesniais. Jūsų tikslas – išmatuoti pakankamą kiekį eksperimentinių taškų, leidžiančių korektiškai atvaizduoti VACH kreivę]



15 pav. Voltamperinių charakteristikų pavyzdys ties skirtingomis apšvietomis.

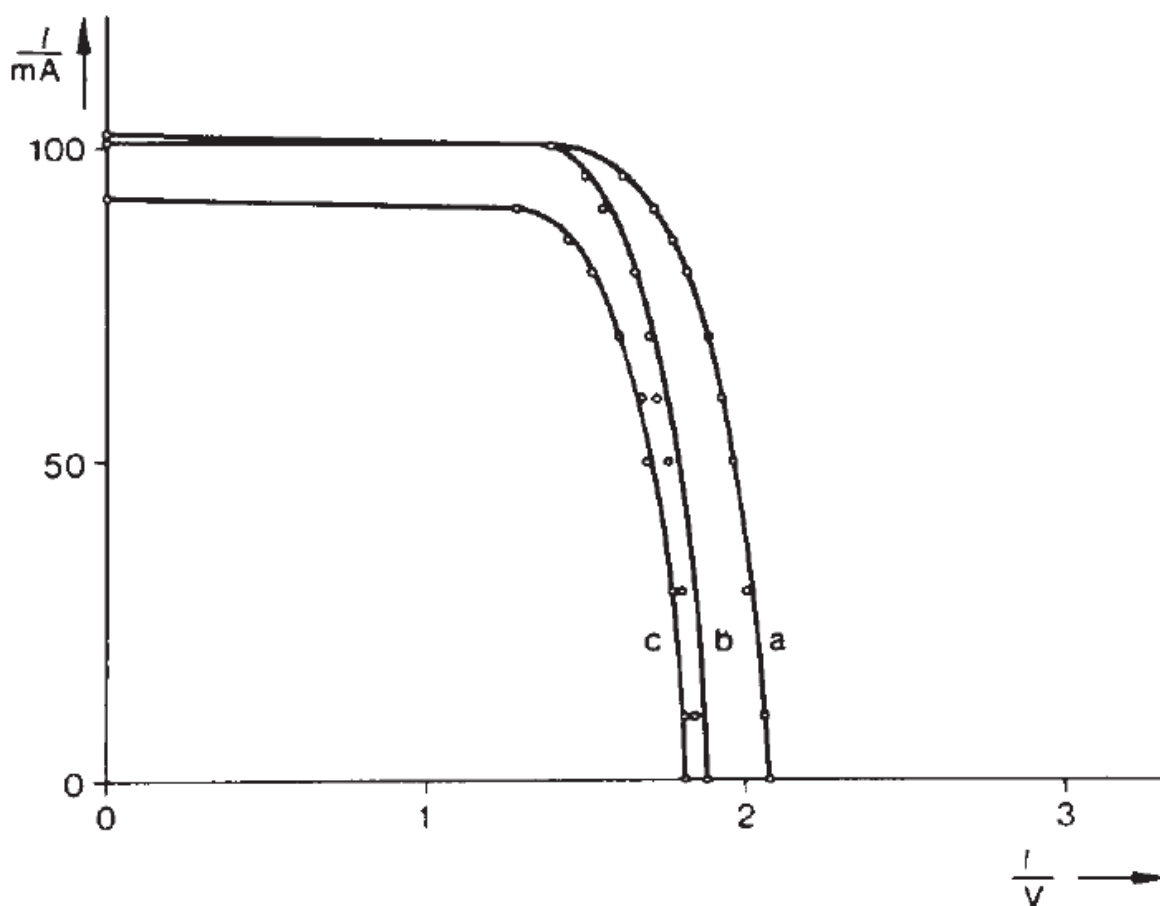
4. Užduotis [VACH = f(a,b,c)]

Išmatuoti saulės elemento voltamperines charakteristikas esant skirtingoms aplinkos sąlygoms:

- Pučiant vėjui
 - Be vėjo
 - Su papildoma stiklo plokštele (4).
- Fiksuokite įtampą ir srovę keičiant reostato varžą ties skirtingomis aplinkos sąlygomis (a, b, c); visų sąlygų atveju atstumas nuo saulės elemento iki šviesos šaltinio $s = 500$ mm. Matavimo kreivių pavyzdys yra pateiktas 16 pav.

[a) sąlygos atveju įjunkite džiovintuvą oro srautą nustatydami ties 1 padala. Taikykite džiovintuvą į tarpą tarp saulės elemento ir prie jo pritvirtinto apsauginio stiklo.

Atstumą tarp džiovintuvo ir saulės elemento derinkite pagal atviro jungimo įtampos pokytį. Jūsų tikslas – pastebėti charakteringą U_0 padidėjimą pučiant vėjui (žr. 16 pav. pavyzdį)]



16 pav. Saulės elemento voltamperinės charakteristikos:

- Pučiant vėjui
- Be vėjo
- Su stiklo plokštele.