

Vilniaus Universitetas

Fizikos fakultetas

Puslaidininkų fizikos katedra

Mantas Puočiauskas

**Krūvininkų judrumo ir koncentracijos tyrimai
polikristaliniuose CdSe sluoksniuose**

Pagrindinių (bakalauro) studijų baigiamasis darbas

Katedros vedėjas:	prof. hab. dr. J. V. Vaitkus
Darbo vadovas:	doc. A. P. Žindulis
Konsultantas:	dr. R. Jašinskaitė
Recenzentas:	dr. S. Tamošiūnas
Studentas:	Mantas Puočiauskas

Vilnius, 1998

Ivadas

CdSe tyrinėjamas jau daugelį metų, nes dėl draustinės energijos juostos tarpo (1,70 eV) yra tinkamas panaudoti fotolaidžiuose prietaisuose ir aktyviuose saulės baterijų elementuose, matoma perspektyva pritaikyti optoelektrinėse atminties ląstelėse. Nepaisant to, kad jau sukaupta daug eksperimentinių duomenų (kartais labai idomių), niekas iki šiol nėra pateikęs teorinio modelio paaiškinančio *visus* CdSe vykstančius reiškinius. Tikintis pritaikyti CdSe prietaisų gamyboje tiriamos plonų plevelių savybės bei jų išauginimo sąlygos.

Egzistuoja keletas fizikinių modelių, kurie aiškina CdSe vykstančius reiškinius.

Šiuo metu manoma, kad daugumoje atvejų šie reiškiniai yra susiję su bandinyje egzistuojančiais kolektyviniais (makroskopiniais) potencialiniais barjeriais, sąlygotais įvairiausios kilmės netolygumais.

Polikristaliniuose sluoksniuose dėl technologinių jonų koncentracijų, kristalitų matmenų ir tarpkristalinių sričių netolygumų susidaro nevienalytis elektrostatinis potencialas, kuris moduliuoja (suformuoja) energetines zonas (monokristalinius puslaidininkius). Visa tai sąlygoja visą eilę kinetinių puslaidininkio sąvybių. Nurodyti reiškiniai stebimi labai dažnai. Taigi, daugelis realių puslaidininkių turi gana didelį nevienalytiškumą.

Nevienalyčių puslaidininkių fizika – mokslas dar tik kuriamas, todėl tyrimo metodai, fizikinių savybių supratimas ir praktinis pritaikymas – uždaviniai, kurie nėra iki galo išspręsti.

Šio darbo tikslas yra fizikinių modelių nagrinėjimas, o taip pat eksperimentinis polikristalinių CdSe sluoksnių tyrimas ir rezultatų paaiškinimas.

Metodika

Iki šiol sukaupiti eksperimentiniai duomenys leidžia daryti tokias išvadas apie CdSe.

Gaminant CdSe plėveles vakuuminio terminio garinimo būdu yra gaunamos polikristalinės struktūros. Tai įrodo rengeno spindulių difrakcijos metodas. Šiuo metodu taip pat nustatyta, kad kristalitų dydis didėja didėjant plėvelės storiui ir padėklo temperatūrai [1]. Stochiometrinė plėvelių sudėtis gerėja kylant padėklo temperatūrai iki 473 K, viršijus kurią, Cd ir Se santykis (procentais) blogėja. Tiriant CdSe plėvelių šviesos atspindį ir pralaidumą nustatyta, kad geriau tenkinama $(\alpha h\nu)^2$ nuo $h\nu$ grafinė prilausomybė, nei kad $(\alpha h\nu)^{1/2}$ nuo $h\nu$ (α - absorbcijos koeficientas); o tai reiškia kad vyrauja tiesioginiai šuoliai. Nustatyta, kad draustinės juostos tarpas mažėja didėjant plėvelės storiui ir kristalitų dydžiui. Tiesioginių šuolių tarpas artėja prie pagrindinės vertės (1,70 eV) didėjant plėvelės storiui. Išmatuotos tiesioginių šuolių draustinės juostos tarpo vertės plonesnėm plėvelėm yra didesnės nei kad pagrindinė vertė [1]. Lygiai tokius pat rezultatus apie draustinės juostos tarpo priklausomybę nuo plėvelės storio gavo Shaalan ir Müller [2].

[3] darbe buvo tirta: ivairaus storio bandinių laidumas juos paruošiant (iškaitinant ir atšaldant); bandinių laidumo relaksacija nutraukus apšvietimą; bandinių liktinio fotolaidumo priklausomybė nuo temperatūros; bandinių fotosrovės priklausomybė nuo temperatūros. Gauti tokie rezultatai:

- Rekombinacinio barjero aukštis didėjant plėvelės storiui mažėja, t.y. $\Delta E_{rek} = f\left(\frac{1}{d}\right)$.
- Labai plonuose bandiniuose barjero aukštis yra labai didelis, kas sąlygoja labai plono bandinio "užšaldytą poliarizaciją (fototalpumas)", t.y. labai plonose plėvelėse dėl labai didelio barjero aukščio pradeda pasireikšti kokybiškai kiti reiškiniai, nei kad storesnėse plėvelėse.

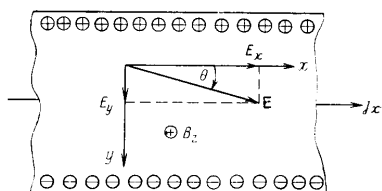
Šiame darbe toliau nagrinėjami fizikiniai modeliai bei eksperimentiškai tyrimi reiškiniai vykstantys CdSe. Šiame darbe tyrimams naudojamas Holo efektas, kadangi jis duoda daugiau informacijos apie kinetinius procesus vykstančius puslaidininkyje (pav. puslaidininkio grynumą ar jo struktūros fazinio virsmo tašką) nei bet kuris kitas metodas.

Holo efektas

Holo efektas yra pasekmė to, kad judančius krūvininkus veikia Lorencio jėga. Jis pasireiškia kaip EVJ arba Holo srovė, kurios yra nukreiptos statmenai pirminiam elektriniam ir magnetiniam laukams. Holo efektą galim nagrinėti EVJ arba Holo srovės režimais. Kadangi šiame darbe susiduriama tik su EVJ režimu, tai jį trumpai aptarsime.

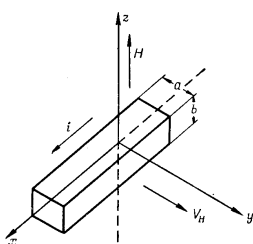
Tarkim turim ilgą bandinį su viena rūšim krūvininkų, o srovė nukreipta išilgai jo ilgio (1 pav.) Pridėjus magnetinį lauką statmeną bandinio paviršiui, dėl Lorencio jėgos krūvininkai atsilenks y ašies kryptimi link bandinio krašto. Jei šis ir prieš jį esantis bandinio kraštai nėra elektriškai užtrumpinti

($j_y = 0$), tai ant vienos bandinio pusės susirinks neigiamas krūvis, o ant kitos – teigiamas. Atsiranda statmenas elektrinis laukas E_y (žr. 1 pav.), žinomas kaip Holo laukas E_H .

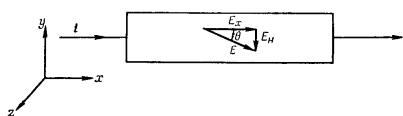


1 pav. Holo efektas ilgame bandinyje

Išnagrinėkim pagrindines Holo efekto lygtis. Tarkim turim stačiakampį bandinį, kurio plotis a ir storis b (2 pav.).



2 pav. Prie Holo efekto paaiškinimo



Tarkim srovė teka x ašies kryptimi, o magnetinis laukas B pridėtas z ašies kryptimi. Tokiu atveju:

$$\text{grad} V_H = -R(j \times H) = -RjH = -E_H,$$

kur V_H – Holo įtampa (potencialas), E_H – Holo laukas ir R – Holo konstanta.

Jei vietoj srovės tankio įvesti srovę $i = abj$, tai gausim

$$\text{grad} V_H = \frac{V_H}{a} = -\frac{RiH}{ab}$$

Iš čia:

$$V_H = -\frac{RiH}{b}.$$

Galima laikyti kad magnetinio lauko poveikis pasireiškia kaip elektrinio lauko, esančio kristale, krypties pakeitimas. Kaip matyti iš 2 pav., esant magnetiniam laukui, galutinis elektrinis laukas yra vektorinė suma pridėto lauko E_x ir Holo lauko E_H . Elektrinio lauko vektoriaus pasukimo kampas vadinamas Holo kampu, kurio dydį galima lengvai rasti iš lygybės

$$\text{tg } \Theta \approx \Theta = \frac{E_H}{E_x} = \frac{RjH}{j/\sigma} = RH\sigma,$$

kur σ - medžiagos laidumas.

Apskaičiuokim dabar Holo konstantą R . Nagrinėkim elektroną, judantį greičiu v_x . Sulyginam jį veikiančias jėgas: elektrinio ir magnetinio laukų y ašies kryptimi:

$$eE_H = ev_x H_z = \frac{jH}{n}.$$

Iš čia randam:

$$E_H = \frac{jH}{ne}.$$

Rezultate gauname

$$R = \frac{1}{ne}.$$

Gauta lygtis yra apytikslė, kadangi ji gauta tik vienai greičio v_x reikšmei. Realiai egzistuoja elektronų greičių spektras. Jei tarti kad

$$\frac{R}{1/ne} = K,$$

tai pamatysim, kad K vertė priklauso ir nuo sklaidos mechanizmų, ir nuo išsigimimo laipsnio ir paprastai vertė kinta nuo 1 iki 2.

Pagal R ženklą galima nustatyti krūvininkų ženklą. Elektronams R vertė neigiama, o skylėms teigiama. Jei bandinyje tuo pačiu metu yra ir elektronai ir skylės, tai Holo konstantos skaičiavimas pasunkėja. Šiuo atveju Holo konstanta randama pagal formulę

$$R = \frac{\sigma_n^2 R_n + \sigma_p^2 R_p + \sigma_n^2 \sigma_p^2 H^2 R_n R_p (R_n + R_p)}{(\sigma_n + \sigma_p)^2 + \sigma_n^2 \sigma_p^2 H^2 (R_n + R_p)^2},$$

kur R_n , σ_n ir R_p , σ_p - Holo konstantos ir laidumai apsprendžiami tiksliai elektronų arba tiksliai skylių. Iš šių lygčių gaunam

$$U_H = -KU \frac{a}{L} H\mu.$$

Čia U – pridėta įtampa, L – kristalo ilgis ir μ - judrumas, randamas iš laidumo $\mu = \frac{\sigma}{ne}$. Analogiškai

$$\Theta = K\mu H \quad \text{ir} \quad R\sigma = K\mu = \mu_H,$$

kur μ_H – Holo judrumas.

Norint išmatuoti Holo efektą medžiagose su mažais laidumais naudojama keletas specialių metodų. Dažnai laisvų krūvininkų koncentraciją galima smarkiai padidinti apšvietus bandinį. Šiuo būdu yra matuojami fotosužadintų krūvininkų parametrai. Šis būdas naudojamas ir šiame darbe.

Foto-Holo efektas

Foto-Holo efektas – tai Holo efektas apšviestame bandinyje, kai šviesa sužadina nepusiauvyriuosius krūvininkus. Kaip taisyklė, foto-Holo efekte būna mišrus laidumas. Foto-Holo efekto kitimo dėsningumai duoda papildomos informacijos apie bandinio elektropernašos reiškinius.

Išnagrinėkime p -tipo puslaidininkinį bandinį, ilgis ir plotis kurio daug didesni už storį d ir šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolį L_n . Esant nevienalyčiam bandinio xy paviršiaus apšvietimui fotonais su energija $h\nu \geq E_g$, jame atsiranda nepusiausvyrieji elektronai ir skylės kaip pasekmė elektronų sužadavimo iš valentinės zonos į laidumo zoną. Tuo metu elektrinis puslaidininkio laidumas padidėja ir tampa lygus

$$\sigma = e\mu_n(n_0 + \Delta n) + e\mu_p(p_0 + \Delta p) = \sigma_0 + \sigma_{ph}$$

kur $\sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$ - tamsinis laidumas, $\sigma_{ph} \equiv \Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$ - fotolaidumas. Jei bandinys maitinamas pastovios srovės šaltiniu, tai fotolaidumas pakeis įtampą ant bandinio:

$$\frac{\Delta U_\sigma}{U_\sigma} = -\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right) - b\left(\frac{\Delta n}{p_0}\right)$$

ir Holo įtampą

$$\frac{\Delta U_Y}{U_Y} = -\frac{\Delta p}{p_0} \left(\frac{r_{Hn}}{r_{Hp}} b^2 + 2b \right) \frac{\Delta n}{p_0}.$$

Iš lygčių santykio:

$$\frac{\frac{\Delta U_Y}{U_Y}}{\frac{\Delta U_\sigma}{U_\sigma}} = \frac{1/K + [(r_{Hn}/r_{Hp})b^2 + 2b]}{1/K + b}$$

galima apskaičiuoti koeficientą $K = \frac{\Delta n}{\Delta p}$, charakterizuojantį nepagrindinių krūvininkų pagavimą, jei

žinomi r_{Hi} ir b . Jei žinomi K ir b , galim rasti r_{Hn}/r_{Hp} .

Bandinio apšvietimo, t.y. fotonų srauto, sugeriamo bandinyje padidėjimas, padidina Δn ir Δp koncentracijų augimą. [7] darbe gauta, kad

$$R_{Heff} = \frac{r_H}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} = \frac{r_H}{ep} \frac{1 - ab^2}{(1 + ab)^2},$$

savajam laidumui ($n = p = n_i$)

$$R_{Heff} = \frac{r}{en_i} \frac{1 - ab^2}{(1 + ab)^2},$$

kur $a = \frac{n}{p}$ ir $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

Iš šių Holo koeficiento formulų seka, kad esant tam tikrai Δn ir Δp koncentracijai, įvyksta Holo efekto ženklo inversija, jei $b > 1$ (paprastai p -tipo puslaidininkiam). Tačiau inversija gali būti stebima apšvietus ne tik savosios sugerties srityje, bet ir priemaišinėje [4]. Eksperimento metu buvo stebima netgi dviguba R_H ženklo inversija, kas teoriškai paaiškinama papildomų pagavimo centrų buvimu [4].

Foto-Holo efektas gali turėti sudėtingas priklausomybes nuo apšvietimo spektro, temperatūros, laiko ir kitų faktorių, kurių iššifravimas susietas su dideliais sunkumais. Kai kuriuose darbuose

sutinkami šių priklausomybių paaiškinimai “priemaišinių lygmenų perelektrinu” kažin ar inėša aiškumo foto-Holo efekto prigimties ir dėsningumų supratimui.

Nevienalyčiuose bandiniuose, pavyzdžiui polikristaliniuose, kur susidaro potencialiniai barjerai, šalutiniai krūvininkai, sužadinti šviesos, žymiai sumažina jų aukštį ir padidina μ_{Heff} .

Kadangi fotolaidumas gali labai sumažinti bandinių varžą, tai daugelyje atvejų apšvietimas panaudojamas tiriant Holo efektą didžiaominiuose bandiniuose, kuriuose tamsinės charakteristikos yra sunkiai prieinamos ar net neprieinamos matavimams.

Poliaroninis pernešimas

Kai krūvininkas, sąveikaudamas su fononais, užsibūna šalia kokio nors atominio mazgo pakankamą laiko tarpą, tai aplinkiniai atomai pasislenka ir susidaro potencialinė duobė. Pagauto krūvininko ir jo sukurtos deformacijos kompleksas vadinamas poliaronu. Kadangi poliarono judėjimas susijęs su deformacijos kūrimu gardelėje, tai jo efektinė masė m_p^* yra didesnė nei laisvo elektrono m_0 . Jei gardelės deformacijos srities matmenys mažesni už gardelės konstantą, tai poliaronas vadinamas mažo radiuso poliaronu. Mažo radiuso poliaronų būsenos persidengia (gana žymiai) ir suformuoja poliaroninę zoną, analogišką elektroninei nederformuotoje gardelėje. Poliaronai judėdami zonoje yra sklaidomi fononų.

Augant temperatūrai poliaroninės zonos plotis mažėja eksponentiškai. Jų judėjimas vyksta šuoliškai ir tai mes galime nagrinėti kaip tuneliavimą tarp gretimų mazgų dalyvaujant fononams. Fizikinė šuolių interpretacija pagrįsta atsitiktinėm dinaminėm gardelės fliktuacijom, kai gardelė gali sukurti vienodus iškraipymus užimtame ir gretimame mazguose.

Laidumo statistikinės fliktuacijos

Laidumo statistikinės fliktuacijos – vienas iš labiausiai paplitusių netolygumų rūšių. Chaotiškų fliktuacijų buvimas seka iš statistinės teorijos pagrindų. [5] darbe Cheringas ištyrinėjo laidumo netolygumų fliktuacijų poveikį galvanomagnetinėm medžiagų savybėm esant lokalaus laidumo santykinai mažoms fliktuacijoms. Netolygumų dydžiai maži palyginus su bandinio matmenimis, bet dideli palyginus su debajaus nuotoliu ir vidutiniu krūvininkų laisvo kelio ilgiu. Nepaisant priimtų supaprastinimų, buvo gautos gana sudėtingos formulės, kurias labai sunku pritaikyti praktikoje. Todėl aptarsime tik bendras išvadas.

Efektinis elektrinis laidumas σ_{eff} tokiuose bandiniuose mažesnis nei vidutinis $\bar{\sigma}$ (brūkšnelis virš sibolio reiškia suvidurkinimą pagal tūrį). Iš čia seka, kad fliktuacijos mažina Holo judrumą, kadangi $\mu_{\text{Heff}} = \bar{\sigma}_{\text{Heff}} R_{\text{Heff}}$. Šie mikronetolygumai gali taip pat sumažinti judrumą dėl krūvininkų difuzinės sklaidos. Kai netolygumų dydžiai yra sulyginami su bandinio storiu d , atsiranda tūrinis efektas,

rezultate kurio pagal laukinę priklausomybę $\Delta\rho/\rho$ galima spręsti ne tik apie netolygumų tankį, bet ir apie jų dydį.

Polikristaliniai netolygumai

Polikristaliniai puslaidininkiai yra puikus nevienalytės medžiagos pavyzdys. Jie panaudojami daugybėje puslaidininkinių prietaisų: plonaplėveliniuose lauko tranzistoriuose, fotorezistoriuose, termorezistoriuose ir t.t. Paskutinais metais polikristaliniai puslaidininkiai, ypač polisilicis, rado platų pritaikymą integralinėse mikroschemose (MOP-struktūros su silicio užtvaram, rezistoriais, pasyvuojantys ar izoliuojantys sluoksniai, sujungimai), o taip pat kaip pigus šaltinis saulės elementams.

Polikristalinės struktūros labiausia būdingos plėvelinėms medžiagoms, kurios uždėtos ant struktūriškai nesuderintos medžiagos, pavyzdžiui stiklo. Polikristalinė struktūra gali būt sutinkama epitaksialinėse plėvelėse, kadangi “monokristalinės plėvelės” gali būti polikristalinės, bet su koherentiška blokų orientacija.

Jei kristalitams galime priskirti savybes, panašias į tūrines tos medžiagos savybes, tai nagrinėdami tarpkristalines ribas to padaryti nebegalim. Reikalas tame, kad tarpkristalinių ribų savybės gali būti apšendžiamos daugeliu faktorių. Visų pirma, tarpkristalinės ribos susietos su gardelės periodiškumo pažeidimais ir kraštinėmis dislokacijomis, lydymomis neprisotintomis “kabančiomis” jungtimis [6]. Jos sukuria paviršines būsenas ant kristalito paviršiaus, dėl jonizacijos kurių dažniausia susidaro nuskurdintas priepaviršinis sluoksnis. Antra, kraštuose gali vykti svetimų atomų įsiskverbimas (pavyzdžiui deguonies, oksiduojančio kristalitų paviršių), priemaišų (ar nestechiometrinio puslaidininkinio junginio komponento) iškritimas (segregacija), susidarymas šalutinių junginių iš pagrindinės medžiagos komponentų ir priemaišų, susidarymas kitos struktūrinės fazės (pavyzdžiui amorfinės) ir t.t.

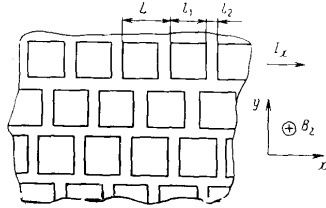
Kartais tarpsluoksniai gali pilnai nulemti puslaidinkines polikristalinės medžiagos savybes. Polikristalinių medžiagų matavimų rezultatų interpretaciją apsunkina tai, kad dažnai tarpkristalinių sluoksnių prigimtis ir savybės nėra iki galo aiškios.

Polikristalinių puslaidininkių laidumas, judrumas, o kartais ir krūvininkų koncentracija, kaip taisyklė, yra žymiai mažesni, nei kad masyviuose bandiniuose, o jų temperatūrinės priklausomybės paklusta kitiems dėsningumams. Stebimos anomalijos paaiškinamos pagrinde tarpkristalinių sričių poveikiu.

Išnagrinėjime dvi koncepcijas, naudojamas polikristalinių puslaidininkių elektropernašos teorijoje. Pirmoji remiasi sudėtingų elektros grandinių analize, antroji – barjeriniu modeliu, į kuri įeina viršbarjerinė termoemisija ir krūvininkų tuneliavimas per barjerus.

Elektrinis modelis

Supaprastintame elektriniame polikristalinės plėvelės modelyje (pagal Volgerį), kristalitai (su indeksu 1) atskirti didžiaominėmis tarpkristalinėmis sritimis (su indeksu 2).



3 pav. Supaprastintas polikristalinio puslaidininkio plėvelės modelis pagal Volgerį

$L=l_1+l_2$ – kristalinės ląstelės dydis

l_1 ir l_2 – kristalito ir tarpkristalinės srities matmenys

Esant sąlygoms $\rho_1 \ll \rho_2$ ir $l_1 \gg l_2$, (dydžiai l_1 ir l_2 žymiai didesni už krūvininkų laisvo kelio ilgį l) ir įskaitant šuntuojantį Holo EVJ (tarpkristalinėse srityse) kristalitų vaidmenį buvo gauta:

$$\rho_{eff} = \rho_1 + \left(\frac{l_1}{l_2}\right)\rho_2$$

$$R_{Heff} = R_{H1} + c\left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2 R_2 \approx R_{H1},$$

kur c – koeficientas ($c \approx 1$)

Iš šių formulių seka, kad išmatuotas Holo koeficientas R_{Heff} apsprendžiamas pagrindine krūvininkų koncentracija n kristalituose, o ρ_{eff} ir μ_{Heff} – tarpkristalinės srities parametrais, kur, kaip taisyklė $\rho_{eff} \gg \rho_1$ ir $\mu_{Heff} < \mu_{H1}$. Įskaitant, kad $E_y \sim E_x$ ir $\mu_H \sim E_x$, galima lengvai paaiškinti mažą μ_H reikšmę: kadangi pagrindinis įtampos kritimas vyksta didžiaominėse tarpkristalinėse srityse, tai kristalituose $E_{x1} \ll E_x$, kur $E_x = U_x/a$. Taip kaip $R_H \sim j_x^{-1}$, tai irgi lengvai paaiškinamas rezultatas, turint omeny, kad tekanti bandinyje srovė j_x kristalituose praktiškai lieka nekintanti.

Išnagrinėta aukščiau situacija keičiasi, jei tarpkristalinės sritys yra mažaominės palyginus su kristalitais ($\rho_1 \gg \rho_2$). Tada, kaip parodyta [7]:

$$\rho_{eff} \approx \frac{\rho_2}{2\left(\frac{l_2}{l_1}\right)}, \quad R_{Heff} \approx \frac{R_{H2}}{2\left(\frac{l_2}{l_1}\right)},$$

ir matuojamasis Holo judrumas atitinka krūvininkų judrumą tarpkristalinėse srityse.

Tokia situacija gali susidaryti esant stipriam kristalitų paviršiaus praturtinimui krūvininkais, pavyzdžiui ZnO [7]. Taip pat didžialaidė tarpkristalinė sritis gali susidaryti, kai legiruojanti metalo priemaiša įvesta su koncentracija aukštesne nei tolygaus ištirpimo koncentracija. Tada susidaro persotintas priemaišos tirpalas pagrindiniame puslaidininkyje ir esant tinkamom sąlygom vyksta priemaišų iškritimas (tas taip pat pasireiškia polikristalinėse struktūroje, kurioje kristalitai turi padidintą struktūrinių defektų koncentraciją, palengvinančią priemaišų difuziją ir artimai išdėstytas tarpkristalinius kraštus). Panaši situacija stebima CdTe plėvelėse su persotintu Cu tirpalu [8], kur Cu

priemaišos iškrisdavo į tarpkristalines sritis, pasekoje ko žymiai sumažėdavo matuojamoji Holo įtampa.

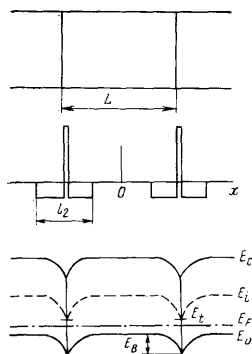
Nepaisant grubių Volgerio supaprastinimų, gautos išvados kokybiškai teisingos. Jos ne kartą buvo eksperimentiškai patvirtintos.

Tolimesniuose polikristalinio puslaidininkio elektrinio modelio teorijos plėtojimuose buvo įskaitomi galimos kristalitų tarpusavio padėtys, santykiai ρ_1/ρ_2 ir l_2/l_1 , o taip pat srovės tekėjimo keliai ir t.t. Rezultatų analizė parodė, kad išmatuotos efektinės vertės ρ_{eff} , R_{Heff} ir μ_{Heff} yra sudėtingos funkcijos nuo ekvivalentinės schemos modelio parametrų [7, 9]. Nepriklausomiems tiesioginiams išmatavimams šie parametrai neprieinami, taip pat neįmanoma numatyti priklausomybę nuo įvairių faktorių, pavyzdžiui temperatūros. Akivaizdu, kad polikristalinio puslaidininkio elektrinis modelis, kuriame neįskaitoma daugybė visokiausių fizikinių procesų, plataus pritaikymo praktikoje nerado.

Barjerinis modelis

Elektriniame modelyje nebuvo atsižvelgta į tarpkristalinių zonų prigimtį. Dažniausiai šios sritys formuojamos nuskurdintu priepaviršiniu sluosniu, kurio priežastis yra kristalitų paviršių elektrinis krūvis. Esant identiškom besiliečiančių kristalitų savybėm, viename iš jų atsiranda zonų išlinkimas, veidrodžiškai simetriškas išlinkimui kitame kristalite. Rezultate tarp kristalitų atsiranda simetriškas barjeras.

Elektrinė pernaša vienmatėje polikristalinėje grandinėje su tarpkristalitiniais barjeriais (4 pav.) apsprenžiama elektrinės pernašos parametrais elektriškai neutralaus kristalito vidaus (su tiesiom zonom) ir tarpkristalitinės srities – barjerinės srities.



4 pav. Polikristalinės plėvelės vienmatis modelis[10]:

a – bendras struktūros vaizdas;

b – krūvio pasiskirstymas;

c – iškreivintų zonų schema

Barjerinėje srityje gali egzistuoti du elektropernašos mechanizmai: termoelektroninė viršbarjerinė emisija ir krūvininkų tuneliavimas per barjerus. Tokiu būdu polikristalinę grandinę galim pavaizduoti Volgerio supaprastintu modeliu, kuriame paeiliui įjungtos varžos (neutrali kristalo dalis su ilgiu l_1 ir tarpkristalitinių kraštų barjerų sritis su kraštine l_2). Bendra santykinė varža

$\rho_{eff} = \rho_1 \frac{l_1}{L} + \rho_2 \frac{l_2}{L}$, kur $\rho_1 \equiv \rho_b$ - santykinė neutralaus kristalito varža, praktiškai lygi santykinei duotos

medžiagos monokristalo varžai, ir $\rho_2 \equiv \rho_b$ - santykinė barjero srities varža. Iš [11] bendru atveju elektropernaša barjerų srityje paklūsta termoelektroninės emisijos ir krūvio tunelinio pernešimo per tarpkristalitinį barjerą dėsniams, t.y. pilnos srovės (tuneliavimo ir viršbarjerinės) dėsniams kai $eV_2 \ll \Phi_B$:

$$j = -aA^*T^2 \left[\exp\left(\frac{E_F - p\Phi_B}{kT}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{eV_2}{kT}\right) \right], \text{ (čia } \Phi_B \text{ - barjero aukštis)}$$

$$\text{kur } a = \text{sh} \left[\left(\frac{1}{2}v \right) \left(4\pi \text{th} \frac{1}{2v} \right)^{\frac{1}{2}} \right]; \quad p = 2v \text{th} \left(\frac{1}{2}v \right); \quad v = \left(\frac{2T}{\hbar e} \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon k m^*}{N} \right)^{\frac{1}{2}} \right) - \text{parametrai,}$$

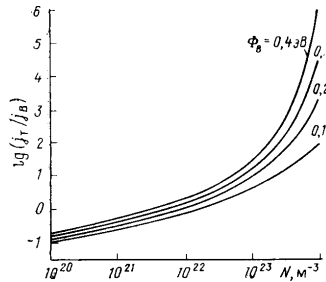
apsprendžiantys tunelinės srovės įtaką, silpnai priklausantys nuo įtampos poslinkio V_2 barjere;

$$A^* = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} - \text{Ričardsono konstanta termoelektroninei emisijai; } \Phi_B \equiv E_B - \text{potencialinio barjero}$$

aukštis; N – legiruojančios priemaišos koncentracija.

Krūvio tuneliavimas per barjerą vyksta, kai barjero plotis l_2 lygus arba mažesnis nei laidumo elektrono bangos ilgis, t.y. barjeras tampa skaidrus elektronui. Tuneliavimo tikimybė tuo didesnė, kuo plonesnis potencialinis barjeras (jį apsprendžia koncentracija N), kuo mažesnis m^* , kuo didesnis ϵ ir kuo mažesnė energija, kurios neužtenka krūvininkui, kad pasiekti barjero aukštį.

Krūvininkų tuneliavimo pro barjerus srovės įtaka j_T gali būti labai didelė [11, 12]. Ji gali viršyti viršbarjerinę termoelektroninės emisijos srovę j_B 10^6 kartų (5 pav.).



5 pav. Tunelinės ir viršbarjerinės srovių santykio priklausomybė nuo legiruojančių priemaišų koncentracijos esant skirtingiems barjerų aukščiams prie 77K temperatūros [12].

Tyrinėjant Holo efektą polikristalinėse plėvelėse plėvelėse tunelinis pernešimas stebimas nedažnai – žemų temperatūrų srityje esant didelei legiruojančių priemaišų koncentracijai (kas sumažina barjero plotį). Krūvininkų tuneliavimo per barjerus srovės indelis paprastai pasireškia kaip

kreivių $\sigma_{eff} = f\left(\frac{1}{T}\right)$, $\mu_{eff} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ polinkio kampo sumažėjimas mažėjant temperatūrai, kas seka iš

$$\rho_{eff} = \rho_T + \rho_B, \quad \mu_{eff}^{-1} = \mu_T^{-1} + \mu_B^{-1} \quad (\text{čia } \rho_T(T) = \text{const}; \quad \mu_T(T) = \text{const}; \quad \rho_B(T) \sim \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right);$$

$$\mu_B(T) \sim \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right).$$

Praktikoje tyrinėjant Holo efektą polikristalinėse plėvelėse su tarpkristalitiniais potencialiniais barjeriais dažnai stebimi indėliai elektriškai neutralių kristalitų dalių omino pernešimo ir viršbarjerinės termoelektroninės emisijos.

Labiausia informatyvus parametras, charakterizuojantis barjernį elektropernašos mechanizmą yra Holo judrumas. Pasinaudojant Matiseno taisykle [13] apie atskirų judrumų indėlių, efektinį judrumą galim užrašyti

$$\mu_{eff} = (\mu_1^{-1} + \mu_2^{-1})^{-1},$$

$$\text{kur } \mu_1 = \left(\frac{L}{l_1}\right) \mu_b; \mu_2 \equiv \mu_B = \mu_{B0} \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right); \mu_{B0} = \frac{A^*TL}{kN_c} = \frac{eL}{(2\pi m^* kT)^{3/2}}.$$

(μ_b – judrumas neutralioje kristalito dalyje)

Ši formulė gauta esant sąlygai $V_2 \ll \frac{\Phi_B}{e}$, kur V_2 – įtampos kritimas barjero srityje l_2 . Ji praktiškai

sutampa su Petrico formule, tik koeficientas μ_{B0} yra dvigubai mažesnis. Formulė apie μ_{eff} yra teisinga jei $l_1 \gg l$. Beto, geometrinė μ_1 pataisa tinka, jei $l > l_2$, t.y. kada krūvininkai permetami per barjerą be sklaidos. Tuo atveju, kai krūvininkai, judėdami leistinoje erdvinio krūvio zonoje, patiria tokią sklaidą (tai gali būti dėl elektrinio lauko gradiento), ji nereikalinga kaip kad ir elektriškai neutralioje zonoje.

Judumo eksponentinės priklausomybės buvimas gali būti pasekmė tarpkristalitinių barjerų buvimo ir $\mu_1 \gg \mu_2$ nelygybės buvimo, kas bendru atveju yra teisinga. Pagal kreivės

$$\lg \mu_B = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

polinkį nustato aktyvacijos energiją E_μ , laikydami $E_\mu = \Phi_B$, ir iš μ_{B0} formulės randa dydį L , kuris paprastai artimas dydžiui, gaunamam iš elektroninės mikroskopijos tyrimų. Tačiau dažnai ši priklausomybė turi nukrypimus nuo tiesės. Bandymai paaiškinti nuokrypius pavyzdžiui barjerų asimetrija nėra pakankamai įtikinantys.

Anksčiau išnagrinėtų barjerų atsiradimą galima paaiškinti krūvininkų pagavimo kristalitų kraštuose modeliu. Neprisotinti netraukti ryšiai kristalitų paviršiuje yra aktyvios pagrindinių krūvininkų gaudyklės-centrai, kuriesuformuoja paviršines būsenas. Pagrindinių krūvininkų pagavimas paviršinėse būsenose sukelia zonų išlinkimą, atsakingą už tarpkristalitinius barjerus ir laisvųjų krūvininkų koncentracijos sumažėjimą.

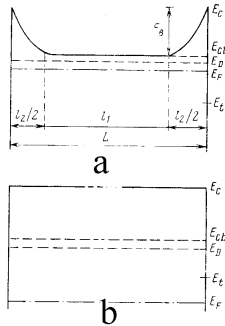
Potencialinio barjero aukštis Φ_B apsprendžiamas santykiu paviršinių gaudyklių koncentracijos N_i kristalitų paviršiuje ir legiruojančių priemaišu N (5 pav.). Tuo atveju, kai priemaiša pilnai jonizuota ir $N \gg N_i L$, potencialinio barjero aukštis apsprendžiamas formule $\Phi_B = \frac{e^2 N_i^2}{8\epsilon_0 e N}$ [10]. Kai $N = N_i L$ įvyksta

pilnas kristalito išsekimas, bet jo centrui vis dar išsilaiko lygybė $E_c = E_{cb}$ ir $\Phi_B = \Phi_{Bmax}$. Kai $N < N_i L$,

tai paviršinės būsenos užpildytos dalinai, zonų išlinkimas sumažėja, kadangi visam kristalite

$E_c > E_{cb}$, tai rezultate $\Phi_B < \Phi_{Bmax}$. Įvyksta laisvųjų krūvininkų terminis sužadimas į paviršines

būsenas, jonizacijos sąlygos kurių keičiasi priklausomai nuo Fermi lygmens E_F poslinkio. Kai $N \ll N_i L$, zonos išsilygina $\Phi_B \approx 0$ (6 pav.).



6 pav. Energetinių kristalito zonų diagrama

a – su nuskurdintais kraštais

b – pilnai nuskurdinto

Potencialinio barjero aukštis taip pat priklauso ir nuo kitų faktorių, tokių kaip gaudyklių padėtis E_i , jų pasiskirstymo pagal energijas, kompensacijos laipsnio ir t.t. Termoelektroninės emisijos laidumo charakteristikos priklauso nuo elektrinio lauko poveikio, kas teikia papildomą informaciją, pavyzdžiui apie paviršinių būsenų parametrus [14].

Pasirodo, tarpkristalitinių barjerinių sričių susikirtimų mazgai (3 pav.) taip pat teikia informacijos apie elektropernašą. [15] darbe parodyta, kad kai $\frac{e^2 N_i^2}{8\epsilon_0 e N} < E_F + E_i$, tai barjero aukštis mazgų srityse

$\Phi_B^* \approx 2,62\Phi_B$. Jei $\Phi_B^* \gg kT$, tai mazgai tampa “kamščiais” srovei, tekančiai per tarpkristalines sritis, paralelines srovės kryptčiai žemaominiuose kristalituose. Tuo atveju vienmatis modelis tampa teisingas ir srovė teka tikta keliu kristalitas–tarpkristalitinė sritis–kristalitas ir jos reikšmė apsprendžiama barjero Φ_B aukščio. Tuo pačiu laidumo tipo inversija mazguose realizuojama esant mažiesiems N_i , nei kad tarpkristalitinėse srityse, todėl mazgai šalutiniams krūvininkams yra atviri. Paskutinė aplinkybė leidžia paaiškinti, kodėl vienu metu egzistuoja aktyvacinės krūvininkų koncentracijos ir judrumo priklausomybės.

Be krūvininkų pagavimo kristalitų kraštuose modelio, taip pat egzistuoja segregacijos modelis, pagal kurį staigus laisvųjų krūvininkų koncentracijos n kritimas srityse su maža legiruojančios priemaišos koncentracija paaiškinamas priemaišinių atomų patekimu į tarpkristalines sritis, kur jie tampa elektriškai pasyvūs, kas veda link N sumažėjimo. Nors priemaišų segregacija nepaaiškina pagrindinių polikristalinių puslaidininkų savybių, ji gali paveikti ne tik laisvųjų krūvininkų koncentraciją, bet ir potencialinio barjero Φ_B parametrus. Priemaišų segregacijos poveikis potencialiniam barjerui Φ_B gali pasireikšti trim būdais [16]. Pirma, priemaišinių atomų segregacija tarpkristalitinėse srityse gali prisotinti “kabančiuosius” ryšius, sumažindama N_i ir atitinkamai barjerų aukštį Φ_B . Šis efektas stipriai legiruotose medžiagose gali būti sunkiai pastebimas, kadangi aukštis Φ_B yra mažas. Antra, segreguoti priemaišiniai atomai gali užimti kitą padėtį, kur jie tampa lengvai jonizuojami ir suformuoja išsigimusią sritį tarpkristaliniame krašte, arba tampa nepagrindinių krūvininkų gaudylėmis. Trečia, esant didelei legiruojančių priemaišų koncentracijai, segreguoti atomai gali sukelti gilesnę tarpkristalitinių kraštų rekonstrukciją.

Tai, kad segregacijos modelis “veikia”, rodo, pavyzdžiui tyrimų rezultatai [17], iš kurių seka, kad deguonis aktyvuoja tarpkristalitinių kraštų paviršines būsenas ir tuo pačiu padidina potencialinius barjerus, o vandenilis atvirkščiai – deaktyvuoja tas būsenas, mažindamas barjerus. Paviršinių būsenų prigimtis iki galo nenustatyta.

Judrumas. Krūvininkų sklaidos mechanizmai

Krūvininkų judrumas, kaip vienas svarbiausių elektropernašos parametrų, gaunamų iš galvanomagnetinių matavimų rezultatų, teikia daugybę duomenų apie pačią medžiagą. Pagal judrumą ir jo priklausomybę nuo įvairių išorinių faktorių, galima spręsti apie krūvininkų tipą, pernešos charakterį (zoninė, šuolinė ir t.t), defektų rūšis ir struktūrą, gardelės dinamines savybes, gardelės anizotropiją, fundamentalius krūvininkų parametrus, įvairius medžiagos netolygumus ir dar daug apie ką.

Tačiau kadangi tiriamą dydį – judrumą – veikia daugybė vidinių faktorių, tai duomenų apie tuos faktorius gavimas iš pakitusio judrumo užduotis ne lengva. Trumpai aptarkime pagrindinius sklaidos mechanizmus.

Kaip taisyklė, kiekvienas sklaidos mechanizmas duoda savo indėlį į judrumo temperatūrinę priklausomybę.

Medžiagai su neišsigimusiomis elektroninėmis dujomis ir paraboliniu dispersijos dėsnio temperatūrinė judrumo priklausomybė užrašoma:

$$\mu = AT^p,$$

kur A – koeficientas, nepriklausantis ar silpnai (logaritmiškai) priklausantis nuo temperatūros, į kuri įeina universalios konstantos, skaitiniai koeficientai ir priklausantis nuo medžiagos savybių; p – koeficientas.

Skirtingiems sklaidos mechanizmams koeficientas p turi tokias vertes:

Akustiniai fononai(deformacijos potencialas)	-3/2
Akustiniai fononai(pjezoelektrinė sklaida)	-1/2
Nepoliariniai optiniai fononai ($kT \gg \hbar\omega_0$)	-3/2
Poliarizaciniai fononai ($kT \gg \hbar\omega_0$)	-1/2
Įkrauta elektros krūviu priemaiša	3/2
Neutrali priemaiša	0

Prie žemų temperatūrų ($kT \ll \hbar\omega_0$) judrumo temperatūrinė priklausomybė dėl sklaidos optiniais fononais apsprendžiama faktoriu $\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right)$.

Pirmieji keturi sklaidos mechanizmai susiję su gardelės šiluminiais svyravimais: augant temperatūrai stiprėjantys gardelės svyravimai iššaukia didesnę krūvininkų sklaidą, mažindami judrumą, bet krūvininkų įgaunamas greitis daro juos mažiau jautrius sklaidančiam įkrautų centrų poveikiui. Rezultate augant temperatūrai judrumas didėja (esant žemoms temperatūroms).

Isoenergetinių paviršių anizotropijos iškaitymas esant parabolinei dispersijai, keičia koeficientą A . Skaičiavimas tampa dar sudėtingesnis esant sukryžiuotiems elektriniam ir magnetiniam laukams: krūvininkai juda ne tiesiai, bet pagal sudėtingą trajektoriją ir efektinę masę reikia rašyti tenzoriaus pavidalu.

Akivaizdu, kad visi sklaidos mechanizmai veikia kartu. Jei atskirų sklaidos mechanizmų įvykiai yra nepriklausomi, tai jų relaksacijos laikai τ_i susideda pagal Matiseno taisyklę

$$\tau(E) = \left\{ \sum_i [\tau_i(E)]^{-1} \right\}^{-1}.$$

Kadangi $\mu = \frac{e\langle\tau\rangle}{m^*}$, tai dažnai Matiseno taisykle naudojama ieškant judrumo:

$$\mu = \left(\sum_i \mu_i^{-1} \right)^{-1},$$

kur μ – eksperimentiškai išmatuojamas judrumas, μ_i – judrumas, apsprendžiamas i -tojo sklaidos mechanizmo.

Reiškiniai trukdantys Holo matavimams

Galvanomagnetinių matavimų tikslumas priklauso ne tik nuo kruopčios matavimų duomenų analizės, bet ir nuo atsižvelgimo į trukdančius reiškinius. Trukdantys reiškiniai pakeičia įtampą matuojamą ant Holo zondų. Jų įtaką matematiškai užrašoma taip:

$$U_{\Sigma} = U_y + \sum_i U_i,$$

kur U_y tikroji Holo įtampa, U_i – trukdančių efektų įtaka. Vien tik tai magnetiniame lauke, statmename elektriniam ir (arba) temperatūriniam laukams, gali kilti 560 kinetinių efektų [18].

Trumpai aptarsime aštuonis pagrindinius efektus:

1. neekvipotencialumo EVJ, arba Holo zondų asimetrija, U_A , sąlygojama įtampos kritimu tekant pirminei srovei I_x per bandinio gabaliuką su varža R_h , esančio tarp h atstumu esančių zondų;
2. magnetorezistorinio efekto EVJ U_M , sąlygota varžos R_h moduliacija magnetorezistoriniu efektu;
3. termoEVJ U_T , susidaranti Holo grandinėje ant kontaktų puslaidininkis-Holo zondo metalas esant temperatūrų skirtumui skersai tarp Holo zondų;
4. Etingshauzeno EVJ U_E – termoEVJ Holo zondų grandinėje, susieta su temperatūrų skirtumu ant bandinio Holo kraštų, sąlygota tuo, kad krūvininkai, greitis kurių sukryžiuotuose E_x ir B_z

laukuose skiriasi nuo vidutinio, nukrypsta link Holo pakrasčių, priedo greitesni krūvininkai atiduoda savo energiją puslaidininkio gardelai ir šildo vieną Holo pakraštį, o lėtesni papildoma savo energiją gardelės atšaldymo sąskaita kitame Holo pakraštyje;

5. Nernsto–Ettingshauzeno EVJ U_{NE} , skiriančia nuo U_E tuo, kad krūvininkų srautas sąlygotas ne elektrinio lauko E_x , bet šiluminio dT/dx , priedo krūvininkai, judantys nuo “karšto” srovės elektrodo link “šalto”, turi didesnę energiją palyginus su krūvininkais, judančiais atgaline kryptimi;
6. Peltje–Nernsto–Ettingshauzeno U_{PNE} , skiriančia nuo U_{NE} tuo, kad temperatūrinis laukas dT/dx sąlygotas Peltje efekto – šilumos išsiskyrimu ar sugertimi tekant I_x srovei per srovės elektrodo ir bandinio kontaktą;
7. Rigi–Lediuko EVJ U_{RL} , skiriančia nuo U_{NE} tuo, kad šiuo atveju turima omeny termomagnetinis efektas – Holo efekto analogas, kuriame išilginis temperatūrinis laukas dT/dx sukelia skersinį temperatūrinį lauką dT/dy sukryžiuotame magnetiniame lauke B_z ;
8. Peltje–Rigi–Lediuko EVJ U_{PRL} , skiriančia nuo U_{RL} tuo, kad temperatūrinis laukas dT/dx sąlygotas Peltje efekto.

Teoriniai tyrimai [19] parodė, kad galvanomagnetinius efektus mažuose bandiniuose gali veikti taip vadinamas šiluminis tūrinis efektas. Šis efektas susijęs su atšalimo ilgiu, t.y. susijęs su difuziniu nuotoliu ir energijos išlyginimu posistėmėje. Atšalimo ilgis puslaidininkams yra $10^2 \div 10^3$. Vadinasi, jis yra(gali būti) sulyginamas su bandinių matmenimis. Šiluminis tūrinis efektas sukelia termosroves, kurios sąveikaudamos su magnetiniu lauku, iššaukia termomagnetinius efektus ir tuo pačiu gali žymiai pakeisti galvanomagnetinių reiškinių dėsnį. Taip esant bandinio storiui, sulyginamam su atšalimo ilgiu, šiluminis tūrinis efektas gali kelis kartus pakeisti Holo lauką, o taip pat ir jo ženklą. Išsigimimas sušvelnina tūrinio efekto poveikį.

Šiluminis tūrinis efektas taip pat daro poveikį magnetorezistoriniam efektui, padidindamas ar sumažindamas jį, o taip pat pakeisdamas ženklą. Plonuose (palyginus su atšalimo ilgiu) bandiniuose magnetorezistyvnis efektas gali dingti iš viso.

Dar reiktų paminėti technologinius sunkumus: tolygus bandinio apšvietimas, geras ominis kontaktas su bandiniu, magnetinio lauko homogeniškumas, labai maži matuojami dydžiai (Holo įtampa ir srovė per bandinį) ir t.t. Visa tai daro Holo matavimus sunkius įgyvendinti praktikoje, o rezultatų interpretaciją nevienareikšmę.

Rezultatai ir jų aptarimas

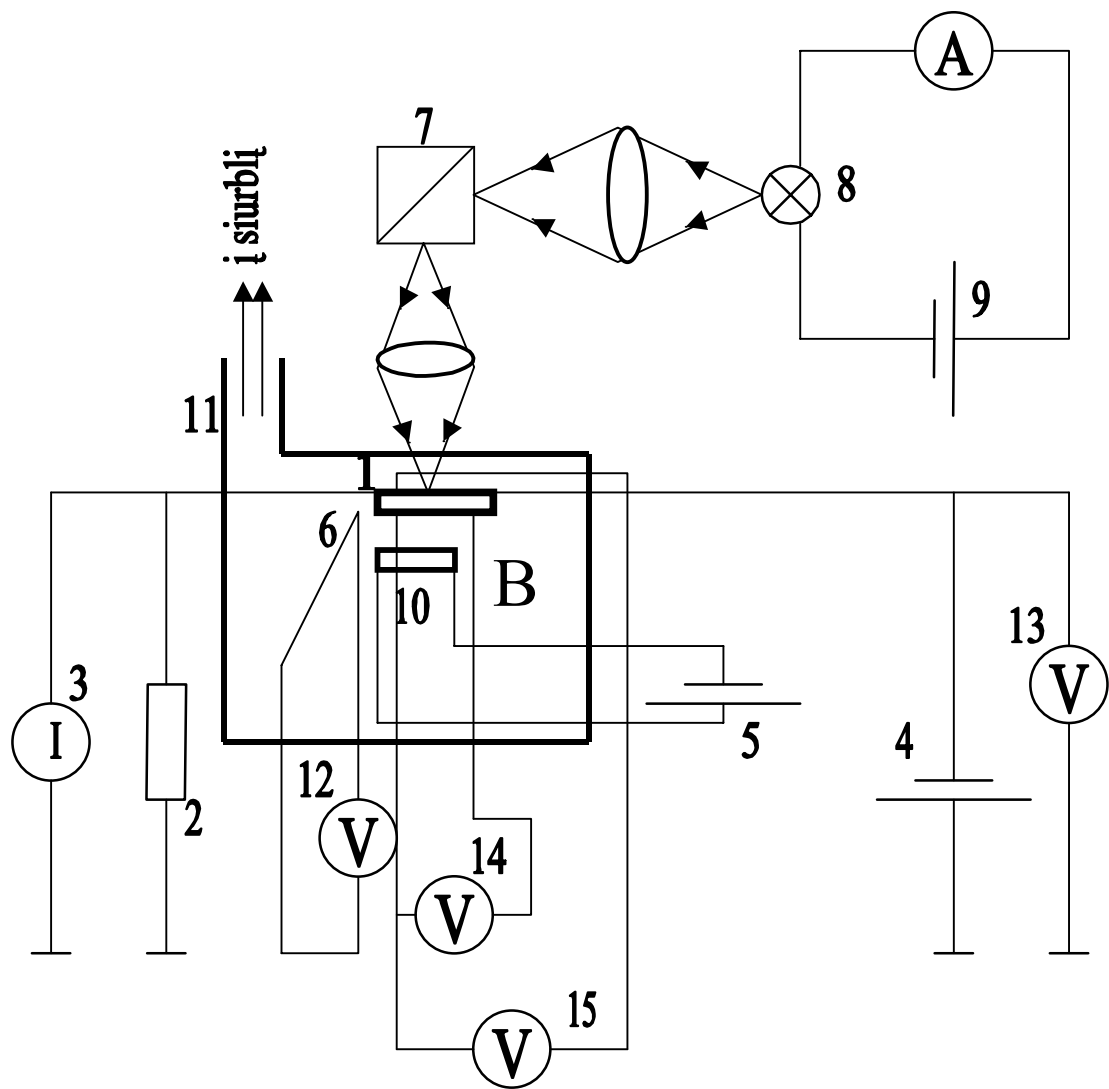
Bandinių paruošimas

Eksperimentai buvo vykdomi su polikristalinėm CdSe plėvelėm, kurios gautos vakuume užgarinant CdSe (terminis vakuuminis garinimas). Garinta vakuuminiame įrenginyje BYPI-4 šiluminiu garinimu vakuume ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Pa). Padėklas, ant kurio garintos plėvelės, buvo sitalo plokštelės. Bandiniai iškaitinti 120 minučių 450° C temperatūroje ore su CdCl₂ (ore, kai kaitinimo kameroje yra CdCl₂), t.y. bandiniai buvo jautrinti (čia kartu vyko ir bandinių susendinimas – tai reikalinga tam, kad eksperimento rezultatų nepaveiktų bandinio senėjimas). Po to ant CdSe plėvelių buvo sudaryti elektrodai – užgarinti ploni indžio sluoksniai, o ant jų aliuminio sluoksniai, kurie užtikrino gerą omini kontaktą su bandiniu.

Matavimų metodika

Eksperimento įrangos schema pateikta 7 paveiksle.

Bandiniai (1) buvo dedami į vakuuminį (~ 10 Pa) kriostatą, kurio darbinės temperatūros intervalas 110–400 K. Geras šiluminis kontaktas tarp bandinio ir šaldančio azoto buvo užtikrintas varinio bloko pagalba. Temperatūra buvo matuojama vario-konstantino termopora (6), kuri įtaisyta arti tiriamo bandinio. Išorinė kaitinimo sistema (elektros srovės kaitinimas) (5) turėjo galimybę reguliuoti šildymo (kaitinimo) greitį. Fotožadinimas buvo vykdomas maksimalios CdSe sugerties srityje ($\lambda = 700$ nm).



7 pav. Matavimo aparatūros struktūrinė schema

- 1 – Bandinys
- 2 – Įtampos daliklis
- 3 – Elektrometras
- 4 – Stabilizuotas nuolatinės įtampos šaltinis (iki 200 V)
- 5 – Srovės šaltinis (iki 5 A)
- 6 – Termopora
- 7 – Monochromatorius YM-2

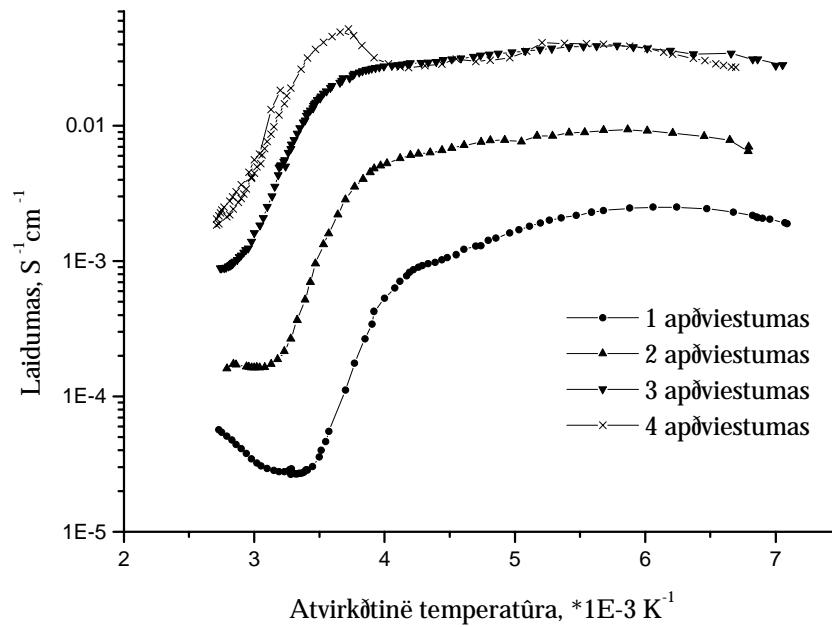
- 8 – Kaitinimo lempa
- 9 – Srovės šaltinis (iki 10 A)
- 10 – Kaitinimo spiralė
- 11 – Kreostatas
- 12 – Milivoltmetras matuoti termoporos įtampai (t.y. temperatūrai)
- 13 – Voltmetras
- 14 – Voltmetras matuoti įtampai tarp zonų
- 15 – Elektrometras matuoti Holo įtampai
- B – Magnetinis laukas

Matavimų rezultatai

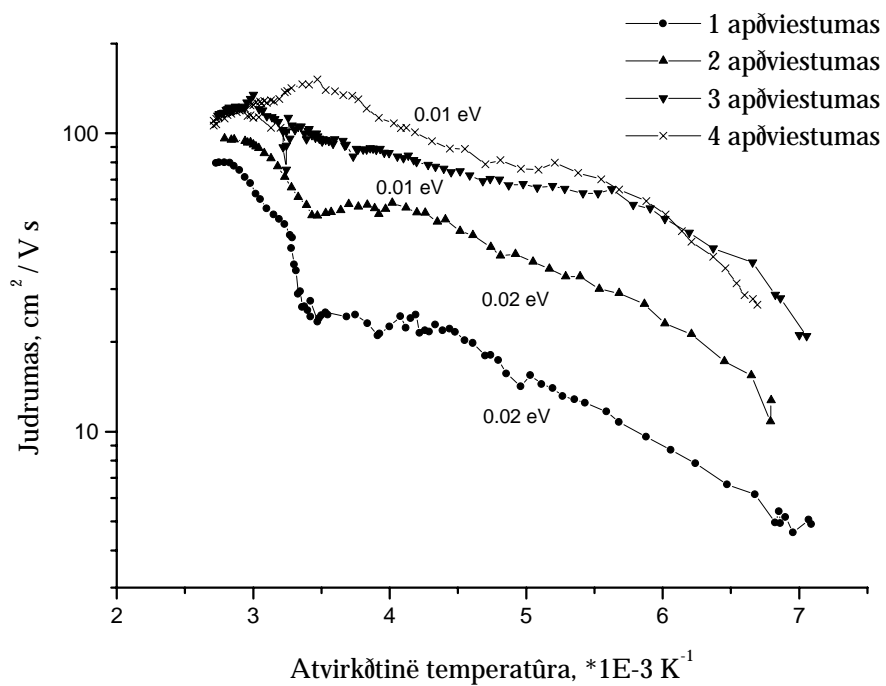
Bandinio parametrai:

Storis, m	Numeris
0.35E-6	H42-6

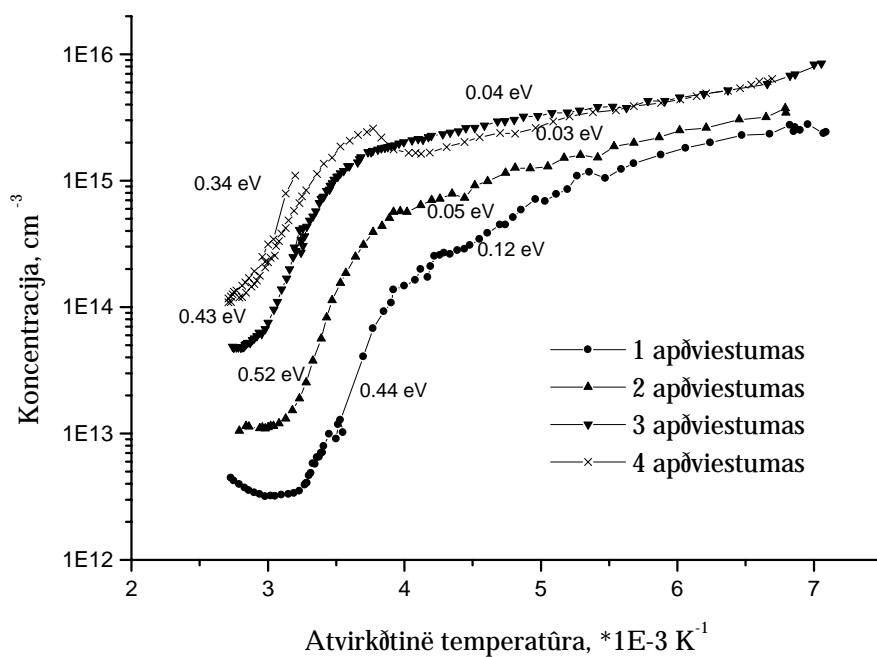
Apšviestumo Nr.	Lempos kaitinimo srovės stipris
1 apšviestumas	2.6 A
2 apšviestumas	3.6 A
3 apšviestumas	5 A
4 apšviestumas	6 A



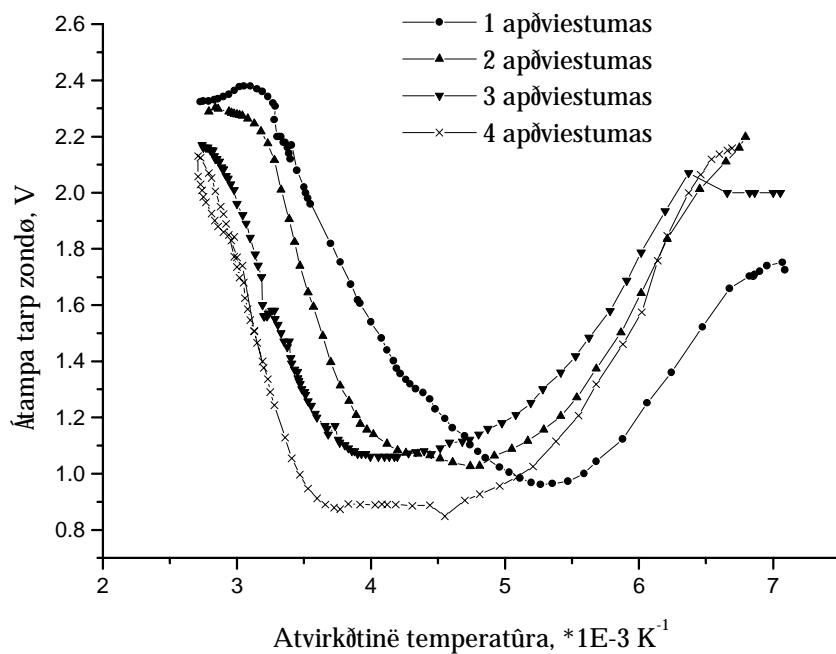
8 pav. Laidumo priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant skirtingam apšviestumui



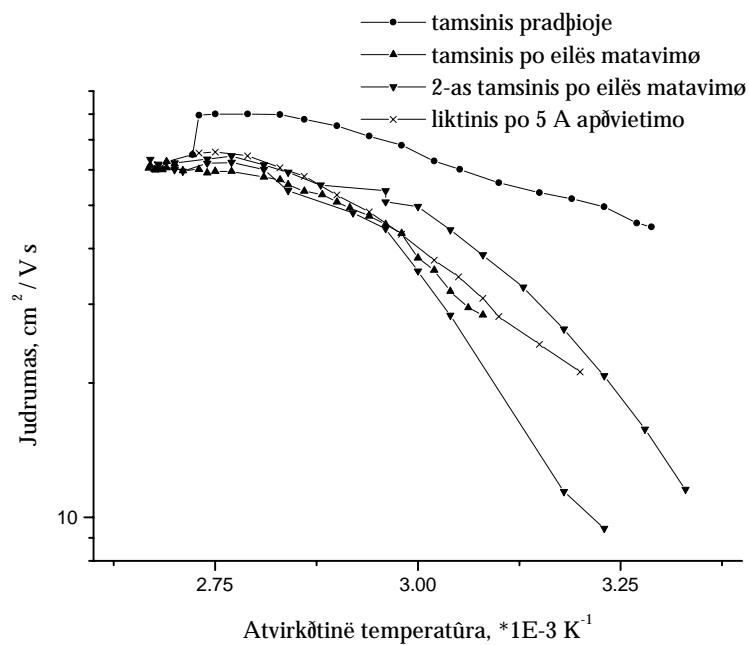
9 pav. Judrumo priklausomybē nuo atvirkštīnēs temperatūros esant skirtingam apšviestumui



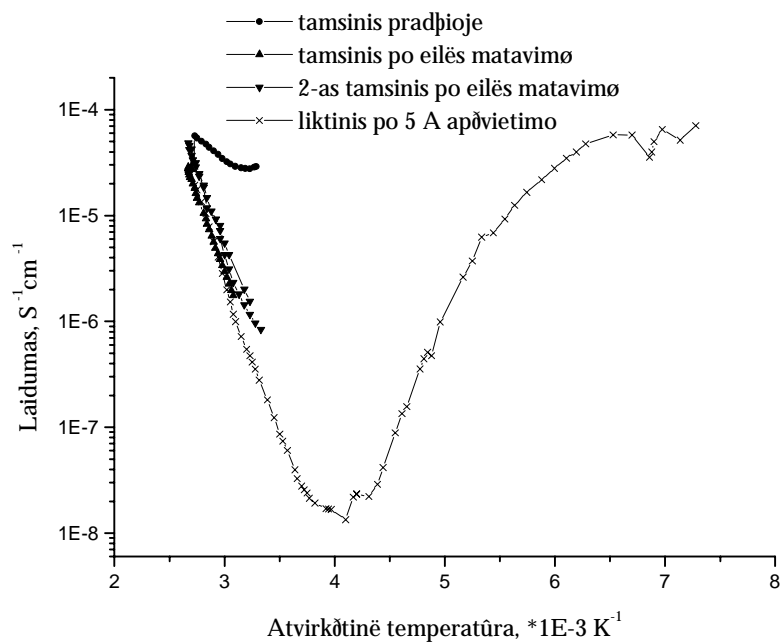
10 pav. Koncentracijos priklausomybē nuo atvirkštīnēs temperatūros esant skirtingam apšviestumui



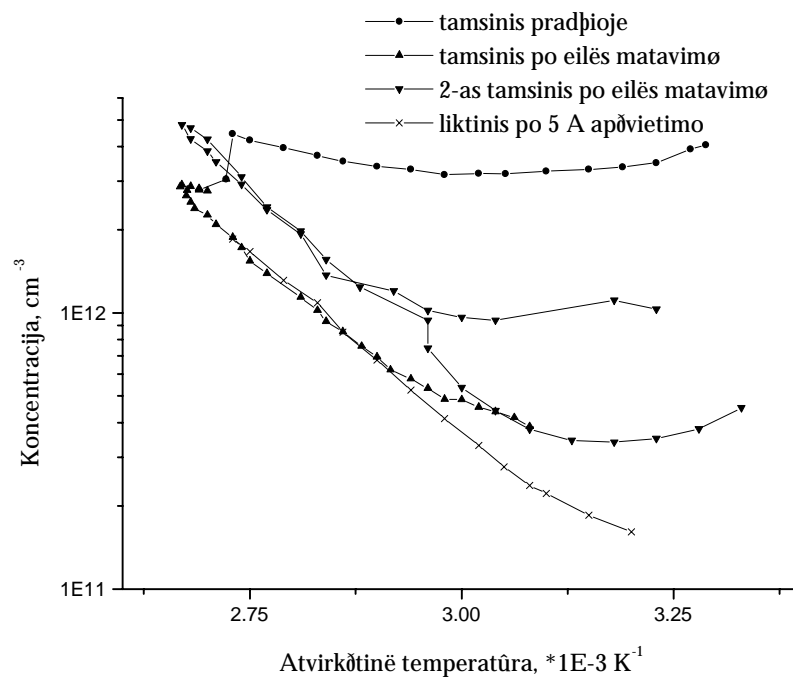
11 pav. Ītampos tarp zondų priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant įvairioms eksperimento stadijoms



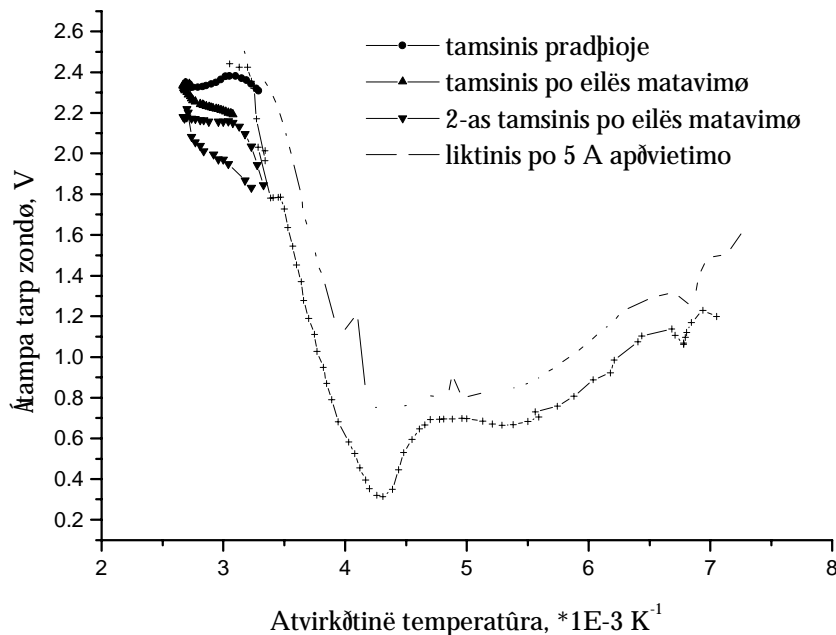
12 pav. Judrumo priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant įvairioms eksperimento stadijoms



13 pav. Laidumo priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant įvairioms eksperimento stadijoms



14 pav. Koncentracijos priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant įvairioms eksperimento stadijoms



15 pav. Įtampos tarp zondų priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros esant skirtingam apšvietumui

Rezultatų interpretacija

Laidumo priklausomybės nuo atvirkštinės temperatūros esant skirtingiems apšvietimams rodo (8 pav.), kad didėjant apšvietimo intensyvumui, didėja bandinio laidumas. Tai gerai sutinka su klasikine puslaidininkų teorija, kuri teigia, kad šviesa generuoja krūvininkus (nepusiausvyrinčius), kurie ir sukelia laidumo padidėjimą.

Tačiau laidumo priklausomybės nuo atvirkštinės temperatūros nieko nepasako apie krūvininkų judrumą ir koncentraciją. Būtent dėl šiol priežasties eksperimentuose naudotasi Holo efektu, kuris leidžia atskirai išnagrinėti krūvininkų judrumą ir koncentraciją.

Judrumo priklausomybės nuo atvirkštinės temperatūros esant skirtingiems apšvietimams rodo (9 pav.), kad judrumas didėja didėjant apšvietimo intensyvumui. Iš šios priklausomybės aproksimuodami (temperatūrų intervalas $\sim 4 \div 6.0 \text{E-3 K}^{-1}$, t.y. $\sim -105 \div -20^\circ \text{C}$)

$\mu = A \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right)$ funkcija galime rasti tarpkristalinių dreifinių potencialinių barjerų aukštį

(elektronvoltais). Radome, kad barjerų aukštis svyruoja tarp $0.01 \div 0.02 \text{eV}$ ir didėjant šviesos intensyvumui jis mažėja, t.y. “šviesa išlygina barjerus”. Visa tai gerai sutinka su klasikine puslaidininkų teorija.

Koncentracijos priklausomybės nuo atvirkštinės temperatūros esant skirtingiems apšvietimams rodo (10 pav.), kad koncentracija didėja didėjant apšvietimo intensyvumui. Tai gerai sutinka su klasikine puslaidininkių teorija, kuri teigia, kad šviesa generuoja nepusiausvyruosius krūvininkus, kurie ir sukelia laidumo padidėjimą. Šias priklausomybes aproksimuodami (temperatūrų intervalas $\sim 3.1 \div 3.7 \text{E-3 K}^{-1}$, t.y. $\sim 0 \div 50^\circ \text{C}$) $n = A \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right)$ funkcija (žr. skyrių “barjerinis modelis”, 10-14 psl.

) galime rasti fotosrovę gėsinančių lygmenų (šiluminio gėsinimo) aktyvacijos energijas (elektronvoltais). Radome kad fotosrovę gėsinančių lygmenų aktyvacijos energijos svyruoja tarp $0.34 \div 0.52 \text{ eV}$. Didėjant temperatūrai, krūvininkų koncentracija mažėja, t.y. pasireiškia terminis gėsinimas. Priklausomybės grafikas tarsi “lūžta” (t.y. susideda iš kelių skirtingo polinkio tiesių) ties $\sim 4 \text{E-3 K}^{-1}$, t.y. $\sim -20^\circ \text{C}$. Judrumo temperatūrinėse priklausomybėse (9 pav.) viršijus -20°C irgi atsiranda pokyčių, t.y. judrumas nebėra aprašomas $\mu = A \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right)$ funkcija. Judrumai tampa santykinai dideli, ir tai leidžia manyti, kad laidumą pradeda apspręsti kristalitai, o ne tarpkristalitiniai dreifiniai potencialiniai barjerai. Visa tai parodo, kad esant tam tikrai temperatūrai vienas mechanizmas keičia vienas kitą, t.y. esant žemoms temperatūroms ($\sim -125 \div 0^\circ \text{C}$) vyrauja barjerinis modelis (viršbarjerinė termoelektroninė emisija), o aukštesnėse ($\sim 0 \div 50^\circ \text{C}$) – elektrinis modelis (elektriškai neutralių kristalitų dalių bei tarpkristalitinių sričių ominis pernešimas). Jei padaryti prielaidą, kad elektriniame modelyje irgi vyksta terminis gėsinimas pagal $n = A \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right)$ funkciją, tai tada lygmenų energija svyruotų tarp $0.12 \div 0.04 \text{ eV}$ (temperatūrų intervalas $\sim 3.7 \div 6.8 \text{E-3 K}^{-1}$, t.y. $\sim -125 \div 0^\circ \text{C}$). Didėjant šviesos intensyvumui barjerų aukštis mažėja.

Siekiant nustatyti ar nevyksta kokie nors procesai polikristaliniuose CdSe sluoksniuose buvo atlikti bandinio charakteristikų tyrimai esant įvairioms eksperimento stadijoms (tamsinė charakteristika eksperimento pradžioje, dvi tamsinės charakteristikos po eilės matavimų, o taip pat liktinio laidumo charakteristikos po apšvietimo su lempa kai kaitinimo srovės stiprumas 5A). T.y. norėta nustatyti ar eksperimento metu bandinys keičia parametrus dėl matavimų įtakos. Iš 11-14 pav. grafikų matome, kad bandinio judrumo, laidumo ir koncentracijos temperatūrinės charakteristikos kito vykstant eksperimentui. Bandinio temperatūrinės charakteristikos po eilės matavimų tapo “stipriau išreikštos”. Vadinasi eksperimentų rezultatų interpretacija negali būti vienareikšmiška. Bandinys galėjo kisti dėl tokių priežasčių:

1. Pakito bandinyje esantys tarpkristalitiniai dreifiniai potencialiniai barjerai dėl krūvininkų išsilaisvinimo iš rekombinacinių barjerų;
2. Bandinyje vyko fotocheminės reakcijos. Labiausia tikėtina yra kad vyko oksidacija deguonių, t.y. kristalitų kraštuose vyko deguonies atomų įsiskverbimas (kristalitų paviršių

oksidavimas). Taip pat galėjo vykti priemaišų (ar nestechiometrinio puslaidininkinio junginio komponento) iškritimas (segregacija);

Eksperimentų metu visalaik buvo matuojama įtampa tarp sondų, esančių ant bandinio (15 pav.). Gautos įtampos tarp sondų temperatūrinės priklausomybės yra nevienalyčio apšvietimo išdava, o tai apsunkina vienareikšmę rezultatų interpretaciją. Taip pat bandinys galėjo turėti nekokybiškus ominių kontaktus, tačiau [18] darbe parodyta, kad naudojant metodiką panaudotą šiame eksperimente, nekokybiškų ominių kontaktų įtaka yra eliminuojama ir rezultatams įtakos praktiškai neturi.

Apdorota apie 16000 eksperimentinių taškų. Eksperimentų rezultatai leidžia daryti tokias išvadas.

Išvados

1. CdSe polikristalinėse plėvelėse kintant temperatūrai laidumo mechanizmai keičia vienas kitą, t.y. esant žemoms temperatūroms ($\sim -125 \pm 0^\circ \text{C}$) vyrauja barjerinis modelis (viršbarjerinė termoelektroninė emisija), o aukštesnėse ($\sim 0 \pm 50^\circ \text{C}$) – elektrinis modelis (omnis pernešimas elektriškai neutraliose kristalitų dalyse bei tarpkristalitinėse srityse);
2. Tarpkristalitinių dreifinių potencialinių barjerų aukštis didėjant apšvietimo stipriui mažėja, t.y. $\Delta E_{rek} = f(I)$, kaip kad ir seka iš klasikinės puslaidininkių teorijos;
3. Apskaičiuotų tarpkristalitinių dreifinių potencialinių barjerų aukštis svyruoja tarp $0.01 \pm 0.02 \text{ eV}$, o fotosrovę gėsinančių lygmenų (šiluminio gėsinimo) aktyvacijos energijos svyruoja tarp $0.34 \pm 0.52 \text{ eV}$;
4. Efektyvi gėsinimo lygmens energetinė padėtis bei tarpkristalitinių dreifinių potencialinių barjerų aukštis keičiasi su apšvietumu, t.y. apšvietumui didėjant jie mažėja;
5. Bandinio parametrai eksperimento metu kito, o tai apsunkina vienareikšmę rezultatų interpretaciją.

Literatūros sąrašas

1. U. Pal, D. Samanta and S. Ghorai, A.K. Chaudhuri. Optical constants of vacuum-evaporated polycrystalline cadmium selenide thin films. *Applied Physics*, 74(10), 6368 (15 November 1993)
2. M. S. Shaalan and R. Müller. *Sol. Cells* 28, 185 1990
3. Mantas Puočiauskas. Likutinio fotolaidumo tyrimai įvairaus storio CdSe sluoksniuose (kursinis darbas). Mokslinis vadovas doc. A. P. Žindulis. Vilnius. 1998
4. Кубакалова С., Вищакас Ю. К., Сакалас А. М. Инверсия фотохола в монокристаллах Cd/Te// Литов. физич. Сборник – 1975. – Т. 15, Номер 4. – С. 617-619.
5. Herring C. Effect of random inhomogeneities on electrical and galvanometric measurements// *J. Appl. Phys.* – 1960. – Vol. 31, Number 11. – P. 1939-1953.
6. Polycrystalline Semiconductors// Proc. International School of Materials science and technology (Erice, 1-15 July 1984). – Berlin: Springer-Verlag, 1985. –245 p.
7. Orton J. W., Powell M. T. The Hall effect in polycrystalline and powdered semiconductors//*Repts Prog. Phys.* –1980. –Vol. 43, Number 11. –P. 1263-1307.
8. Coper impurity behavior in CsTe films/ E. Kučys, J. Jerhot, K. Bertulis, V. Bariss// *Phys. Stat. Sol.* –1980. –Vol. 59(a), Number 1. –P. 91-99.
9. Jerhot J., Šnejdar V. Hall effect in polycrystalline semiconductors// *Thin solid films.* –1978. – Vol. 52, Number 3. –P. 379-395.
10. Seto J. Y. W. The electrical properties of polycrystalline silicon films// *J. appl. phys.* –1975. – Vol. 46, Number 12. –P. 5247-5254.
11. Grain boundary tunneling conductivity of semiconductors poly- and bi-crystals/ E. I. Goldman, Yu. V. Markin, P. S. Sulzhenko e.a.// *Phys. stat. sol.* –1983. –Vol. 80(a), Number 2. –P. 423-429.
12. Электропроводимость полупроводников с межгранульными границами и спектроскопия пограничных состояний при наличии туннельного тока/ Е. И. Гольдман, А. Г. Ждан, Ю. В. Маркин, П. С. Сульженко// *ФТП*, -1983. –Т. 17, Номер 3, –С. 390-393.
13. Martinez J., Piqueras J. The mobility of polycrystalline semiconductors// *Solid state electron.* – 1980. –Vol. 23, Number 4. –P. 297-303
14. Гольдман Е. И. Термозмиссионная электропроводимость полупроводникового бикристалла с учетом полевой зависимости заполнения пограничных состояний// *ФТП*. –1987. Т. 21, Номер 1, –С. 95-100
15. Атакулов Ш. Б. Об эффекте Холла в сетке инверсионных каналов в поликристаллических пленках типа PbS// *ФТП*. –1987. –Т. 21, Номер 3. –С. 554-556.
16. Effect of arsenic segregation on the electrical properties of grain boundaries in polycrystalline silicon/ C. Y. Wong, C. R. Grovenor, P. E. Batson, D. A. Smith// *J. appl. phys.* –1985. –Vol. 57, Number 2. –P. 438-442.

17. Stützer F. J., Queisser H. J. Charged defect states at silicon grain boundaries// J. appl. phys. – 1986. –Vol. 60, Number 11. –P. 3910-3915.
18. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.
19. Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. –М.: Наука, 1984. –288 с.
20. С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. 1963.
21. Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, М. 1962
22. К. В. Шалимова. Физика полупроводников. Энергия, М. 1976

Turinys

Įvadas.....	2
Metodika.....	3
Holo efektas.....	3
Foto-Holo efektas.....	5
Poliaroninis pernešimas.....	7
Laidumo statistikinės fliuktuacijos.....	7
Polikristaliniai netolygumai.....	8
Elektrinis modelis.....	9
Barjerinis modelis.....	10
Judrumas. Krūvininkų sklaidos mechanizmai.....	14
Reiškiniai trukdantys Holo matavimams.....	15
Rezultatai ir jų aptarimas.....	17
Bandinių paruošimas.....	17
Matavimų metodika.....	17
Matavimų rezultatai.....	19
Rezultatų interpretacija.....	23
Išvados.....	26
Literatūros sąrašas.....	27
Turinys.....	29
Summary.....	30
Priedas.....	31
Literatūros, į kurią skaitytose knygose buvo dažnos nuorodos, sąrašas:.....	31

Summary

Investigation of CdSe is done over years because it's band gap (1.70 eV) is suitable for applying in various instruments. Despite huge stock of experimental data collected, there's no *single* theory which could explain all phenomenon occurring in CdSe yet. In this work thin polycrystalline CdSe films are examined using Hall effect. It has been found that in polycrystalline CdSe films conductivity mechanisms change each other with the temperature changes. In range 0÷50° C barrier model takes over and in range -125÷0° C – electrical model.

Priedas

Literatūros, į kurią skaitytose knygoje buvo dažnos nuorodos, sąrašas:

1. М. К. Шейнкман, И. В. Маркевич, В. А. Хвостов. Модель остаточной проводимости в полупроводниках и ее параметры в CdS:A:Cl ФТП, 5, 1904, 1971
2. В. Б. Сандомирский, А. Г. Ждан, М. А. Мессерер, И. Б. Гуляев. Механизмы замороженной (остаточной) проводимости полупроводников. ФТП, 7, 1314, 1973
3. И. А. Карпович, Б. Н. Звонков, М. А. Ризаханов. Явления остаточной проводимости в пленках CdSe ФТП, 2, 2220, 1970
4. М. А. Мессерер, А. Г. Ждан, В. П. Хренов, С. Абдиев. Замороженная (остаточная) проводимость в пленках сульфида и селенида кадмия: связь с физико-технологическими параметрами объектов Микроэлектроника, 3, 424, 1974
5. А. Я. Щик, А. Я. Вуль. Долговременные релаксации проводимости в полупроводниках. ФТБ, 8, 1675 1974
6. Т. Н. Сытенко, И. П. Тягульский. Остаточная проводимость в эпитаксиальных пленках арсенида галлия. ФТП, 8, 171, 1974
7. Д. И. Кропман, М. К. Шейнкман. Остаточная проводимость в поликристаллических пленках CdS (Cu, Cl) . УФЖ, 20, 251, 1975
8. П. В. Шаравский. Зависимость темной электропроводности селена от температуры. ЖЭТФ, 46 156, 1934
9. З. И. Кирьяшкина, Ф.Ф. Названов, В. Я. Белецкая. Явления фотопамяти в поликристаллических слоях Cd S, легированных щелочными металлами. ФТП, 6, 1972
10. Т. Н. Сытенко, Н. Л. Дмитриук, В. И. Ляшенко. Остаточная фотопроводимость арсенида галлия криогенных температурах. ФТП, 5, 1217, 1971
11. А. Я. Вуль, А. Я. Щик. Долговременные релаксации проводимости в полупроводниках. II. Экспериментальное исследование долговременных релаксаций в антимониде галлия. ФТП, 8, 1952, 1974
12. А. Г. Ждан, М. А. Мессерер, А. С. Даревский. Генерация замороженной остаточной проводимости рентгеновским излучением. ФТП, 6, 2300, 1972
13. П. М. Гринштейн, В. И. Петровский, В. И. Фистуль, М. Г. Шумский. Релаксация электропроводности чистого Ge n - типа, облученного низкоэнергетическими квантами.
14. В. А. Извозчиков, М. Л. Галанцев, Я. М. Шамба. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 9. Киев, 1974
15. М. К. Шейнкман, А. Я. Шик. ФТП, 10209, 1976
16. З. И. Кирьяшкина, Е. А. Новикова, А. Г. Роках. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 66. Киев, 1974

17. И. В. Маркевич, Г.А. Федорус, М. К. Шейнкман. Высокотемпературная остаточная проводимость в кристаллах CdS(Ag), CdS(Au), CdS(Na) ФТП. 31422, 1969
18. Х. Э. Азимходжаев, Г. И. Голынная. О получении элементов памяти, способных работать при комнатных температурах на основе явления остаточной проводимости. Полупроводн. Техню и микроэл., 4,5, 1970
19. А. Г. Гольдман, М. М. Пышный, А. Н. Теслев. Память и фотопроводимость поликристаллического селенида кадмия при 77 и 300 К. ДАН СССР, 203, 325, 1972
20. М. С. Бродин, А. А. Борщ, Н.Н. Крупа. О наблюдении остаточной проводимости в кристаллах, возникающей под действием излучения рубинового лазера. ФТП, 7, 390, 1973
21. И. В. Маркевич, М. К. Шейнкман. Свойства и механизм остаточной проводимости в монокристаллах CdSe:Ag:Cl ФТП, 12, 3133, 1970
22. А. Я. Вуль, А. Я. Щик. Релаксация проводимости в антимониде галлия n - типа, легированном серой. ФТП, 8, 1952, 1974
23. З. И. Кирьяшкина, В. А. Елистратов, Г. А. Лебедина, В. Ф. Названов. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 65. Киев, 1974
24. З. И. Кирьяшкина, В. В. Кисин, В. Ф. Названов. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 67. Киев, 1974
25. З. И. Кирьяшкина, В. Ф. Названов, В. Я Филиппченко. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 61. Киев, 1974
26. А. Г. Ждан, А. Д. Ожередов, М. И. Елинсон, М. А. Мессерер. Гашение замороженной проводимости электрическим полем. Письма ЖЭТФ, 8, 402, 1968
27. А. Г. Гольман, М. М. Пышный. Гашение стимулированной проводимости селенида кадмия действием электрического напряжения при низких температурах. ФТП, 5, 736, 1971
28. З. Н. Затовская, В. В. Сердюк. Некоторые эффекты, связанные с захватом свободных носителей в тонких слоях сульфида кадмия. Изв. Вузов СССР, Физика, 10, 147, 1969
29. М. Е. Корсунская, И. В. Маркевич, М. К. Шейнкман. Механизмы фотохимических реакции и чистых легированных кристаллах CdS, УФЖ, 18 1678, 1973
30. В. Л. Винецкий, Г. А. Холодарь. Статическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Изд. "Наукова дымка", Киев, 1969
31. А. Роуз. Основы теории фотопроводимости. Изд. "Мир", М., 1966
32. В. А. Карпенко, П. Г. Кашеринов, О. А. Матеев. Фотопамять поверхностно-барьерных переходов на теллуриде кадмия. ФТП, 4, 937, 1970
33. Н. Л. Дмитрук, В. И. Ляшенко, О. И. Маева. В сб.: Эффекты памяти и фотопроводимости в неоднородных полупроводниках, 37. Киев, 1974
34. И. А. Карпович, Б. И. Звонков. Холловская подвижность электронов в слоях сульфида и селенида кадмия. ФТП, 6, 3392, 1964

35. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Примесная зона и проводимость компенсированных полупроводников. ЖЭТФ, 60, 867, 1971; Переход от металлической к активационной в компенсированных полупроводниках. 61, 816, 1971

Nuoširdžiai dėkoju moksliniam vadovui doc. A. P. Žinduliui ir dr. R. Jašinskaitei už pagalbą teorijoje ir eksperimente.