

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

VYTAUTAS RUMBAUSKAS

**KRŪVININKŲ SKLAIDOS IR TERMINĖS AKTYVACIJOS
YPATUMAI DIDELIAIS ĮTĖKIAIS APŠVITINTAME SILICYJE**

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius, 2016 metai

Disertacija rengta 2011-2016 metais Vilniaus universitete Fizikos fakultete.

Mokslinis vadovas – prof. habil. dr. Juozas Vidmantis Vaitkus (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P)

Padėka

Disertacijos rašymas nebūtų pavykęs be daugelio žmonių paramos.

Ypatingą padėką reiškiu darbo vadovui prof. J. V. Vaitkui už kantrybę, pasitikėjimą ir kūrybingą vadovavimą dirbant mokslinį darbą, vertingas konsultacijas. Taip pat už suteiktą galimybę dalyvauti projektuose.

Taip pat dėkoju dr. J. Storastai, dr. A. Mekiui už dalinimąsi patirtimi, vertingas pastabas ir visokeriopą pagalbą.

Dėkoju, dr. V. Kalendrai už pagalbą atnaujinant ir automatizuojant aparatūrą, vertingas konsultacijas sprendžiant problemas.

Taip pat dėkoju prof. E. Gaubui ir dr. T. Čeponiui už vertingas konsultacijas ir pagalbą rengiant disertaciją.

Norėčiau padėkoti kolegoms D. Meškauskaitei ir J. Pavlovui už gerą kolektyvinę nuotaiką ir bendradarbiavimą.

Taip pat norėčiau padėkoti visiems artimiesiems už paramą ir palaikymą.

Darbą rėmė Lietuvos valstybinis mokslo ir studijų fondas, iš dalies ir CERN-VU projektas.

Turinys

Įvadas.....	6
I. Radiaciniai defektai Si ir jų charakterizavimo metodai (apžvalga).....	13
2.1 Radiaciniai defektai.....	13
2.2 Radiacinių defektų įtaka detektorių charakteristikoms.....	25
2.3 Defektų pasireiškimas galvanomagnetiniuose procesuose.....	28
2.4 Defektų spektroskopijos metodai.....	30
II. Ištirti bandiniai ir jų charakterizavimo metodikos.....	34
3.1 Ištirti Si bandiniai ir apšvitos.....	34
3.2 Holo efekto, magnetovaržos ir laidumo charakteristikų tyrimų metodai.....	36
3.3 Fotolaidumo spektroskopija.....	46
3.4 DLTS spektroskopija.....	53
3.5 Krūvininkų prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų Spektroskopija.....	59
III. III. Radiacinių defektų charakterizavimas galvanomagnetiniais metodais.....	65
4.1 Holo ir magnetovaržinio judrio charakteristikos.....	65
4.2 Krūvininkų judrio temperatūrinių kitimų charakteristikos.....	70
IV. IV. Radiacinių defektų parametrai reaktoriaus neutronais apšvitintame Si.....	86
5.1 Neutronais sukurtų defektų įtaka krūvininkų judriui.....	86
5.2 Elektron-fononinė sąveika foto-jonizacijos spektruose.....	96
V. Radiacinių defektų transformacijų po iškaitinimų spektroskopija.....	106
6.1 Defektų transformacijų spektrai elektroninio laidumo silicyje.....	106
6.2 Giliųjų lygmenų DLTS ir TDTL spektrai skylinio laidumo silicyje.....	119
Išvados.....	127
Naudotų literatūros šaltinių sąrašas.....	129
Summary.....	138

Tekste naudojamų sutrumpinimų sąrašas

- CERN – (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) Europos branduolinių tyrimų centras.
- CZ – (*Czochralski*) Čochralskio metodas kristalų auginimui tempiant.
- DFT – (*Density Functional Theory*) tankio funkcionalo teorija.
- DOFZ – (*Diffusion Oxygenated Float Zone*) difuzijos būdu deguoniu praturtinti zoninio lydimo būdu suformuoti kristalai.
- DLTS – (*Deep Level Transient Spectroscopy*) gilių lygmenų kinetinė spektroskopija.
- EPR – (*Electron Paramagnetic Resonance*) elektroninio paramagnetinio rezonanso spektroskopija.
- FTIR – (*Fourier Transform Infrared spectroscopy*) Furje infraraudonoji spektroskopija.
- FZ – (*Float Zone*) zoninio lydimo būdu išauginti kristalai.
- LHC – (*Large Hadron Collider*) didysis hadronų greitintuvas.
- MCZ – (*Magnetic field applied Czochralski*) Čochralskio metodu magnetiniame lauke išauginti kristalai.
- MW-PC – (*Microwave Probed Photoconductivity*) mikrobangomis zonduojamas fotolaidumas.
- TDTL – (*Temperature Dependent Trapping Lifetime*) krūvininkų prilipimo trukmių temperatūriniai kitimai.
- TSC – (*Thermally Simulated Current*) šiluma skatinamų srovių spektroskopija.
- PL – (*Photo Luminescence*) fotoluminescencija.

Įvadas

Tyrimų problematika. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektavimas yra svarbi fizikos kryptis, apimanti tiek taikymus medicinoje (pvz., pozitronų emisijos tomografija medicinos diagnostikoje [1].), tiek ir fundamentinius materijos sandaros tyrimus. Aukštųjų energijų fizikos tyrimuose, vykdomuose Europos branduolinių tyrimų centre (CERN), buvo surasta standartiniame elementariųjų dalelių ir sąveikų modelyje trūkstama dalelė, Higso bozonas [2]. Tai praplečia supratimą apie fundamentalios masės prigimtį. Silicio detektoriai sumontuoti Didžiajame hadronų greitintuve (Large Hadron Collider (LHC)) turi veikti itin didelių įtėkių sąlygomis, apšvitinant įvairiomis aukštųjų energijų spinduliuotėmis. Deja, tokie detektoriai degraduoja veikiami didelės energijos spinduliuočių. Siekiant padidinti susiduriančių protonų skaičių šiuose eksperimentuose reikia sukurti dar atsparesnius jonizuojančios radiacijos detektorius. Todėl itin aktualu kontroliuoti radiacines pažeidas ir surasti būdus padidinti detektorių radiacinį atsparumą. Šiuo tikslu 2002m. buvo sukurta tyrimų programa RD50 (www.cern.ch/rd50), siekiant sukurti detektorius, kurių parametrai būtų tinkamesni naudoti LHC esant apšvitos srautams $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ir įtėkiams iki 10^{16} cm^{-2} [3–4]. Tai bandoma įgyvendinti ieškant būdų modifikuoti įvairaus auginimo technologijų silicį (Si). Taip pat ieškoma naujų, atsparesnių jonizuojančiai spinduliuotei už Si, medžiagų, tenkinančių technologinius reikalavimus LHC detektoriams formuoti.

Šiuo metu Si išlieka svarbiausia puslaidininkine medžiaga, naudojama detektoriams formuoti, dėl gerai įvaldytų technologinių procesų ir mažos kainos. Tačiau priklausomai nuo auginimo metodo, yra įvedami skirtingi priemaišų kiekiai keičiantys elektrines, elektrochemines savybes. Si kristalai, užauginti Čochralskio metodu magnetiniame lauke (MCZ), pasižymi didesne deguonies koncentracija nei užauginti zoninio lydimo (FZ) metodu. Apšvitintuose kristaluose susidarantys pirminiai radiaciniai defektai, tokie kaip vakansijos ir tarpmazginiai Si atomai, jungiasi su priemaišomis ir sudaro defektų kompleksus. Kai kurie jų yra elektriškai neaktyvūs. Tokiu būdu buvo

sukurta deguonies difuzijos technologija radiaciniams defektams pasyvuoti zoninio lydimo būdu užaugintuose kristaluose (DOFZ).

Žinoma, kad po švitinimo jonizuojančiąja spinduliuote vyksta ilgalaikiai elektrinių parametrų pasikeitimai. Todėl, naudojant silicį didelės energijos dalelių detektoriams, svarbu žinoti kada pakeisti ir kaip atstatyti spinduliuočių pažeistą prietaisą. Greitiems (>1 MeV energijos) neutronams arba 24 GeV energijos protonams silicio matrica yra beveik skaidri, ir didžiausia sąveika vyksta šioms dalelėms prarandant energiją susidūrimuose su branduoliais. Sąveikose susidaro taškiniai defektai, kurie dalyvauja tarpusavio reakcijose, taip pat ir su auginimo metu įvestomis priemaišomis (anglimi, deguonimi). Kaitinant kristalą vyksta defektų rekombinacija, netgi po apšvitos didesniais įtėkais. CERN programose didžioji dalis tyrimų atliekama pasitelkiant tradicinius metodus tokius kaip: gilių lygmenų kinetinė spektroskopija (Deep Level Transient Spectroscopy, DLTS), šiluma skatinamų srovių (Thermally Stimulated Current, TSC), Furje infraraudonoji spektroskopija (Fourier Transform Infra-Red spectroscopy, FTIR), fotoluminescencijos (Photo-Luminescence, PL). Vienas iš alternatyvių būdų krūvininkų pernašos ypatumams nagrinėti yra krūvininkų judrio tyrimai. Vienas pagrindinių (tiesioginių) krūvininkų judrio nustatymo metodų yra Holo ir magnetovaržos efektų tyrimas.

Šiame darbe apšvitintų Si darinių charakterizavimui ir buvo derinami Holo efekto bei magnetovaržos metodai kartu su foto-jonizacijos, DLTS ir krūvininkų prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų spektroskopija.

Tyrimų tikslas. Atskleisti krūvininkų sklaidos ir terminės jonizacijos parametrų kitimų ypatumus dideliais įtėkais apšvitintose Si medžiagose, siekiant įvertinti detektorių elektrines charakteristikas, tokias kaip krūvio surinkimo efektyvumas, nuotėkio srovės, krūvininkų porų generacijos našumas.

Tyrimų uždaviniai. Krūvininkų sklaidos ir terminės jonizacijos parametrai yra itin svarbūs siekiant numatyti detektorių elektrinių charakteristikų, tokių kaip krūvio surinkimo efektyvumas, nuotėkio srovės,

krūvininkų porų generacijos našumas, evoliuciją. Siekiant atskleisti šių parametru kitimų ypatumus dideliais įtėkiais apšvitintose Si medžiagose buvo numatyta ištirti CZ, FZ, MCZ ir epitaksijos sluoksnių technologijomis užaugintus silicio darinius. Stengiantis išskirti medžiagos ir elektrinių kontaktų kokybės kaitą, buvo numatyta suformuoti ir ištirti skirtingos geometrijos ir konfigūracijos darinius, paruoštus kaip testinius bandinius arba standartinius prietaisus, tokius kaip CERN standarto diodai, taikant sąlytines ir nesąlytines metodikas. Buvo numatyta gilintis į elektrinių ir fotoelektrinių charakteristikų nagrinėjimą, kurios geriausiai atspindi detektorių funkcines savybes. Aiškinantis fizikines radiacinės pažeidos priežastis, buvo numatyta radiacinių defektų spektroskopija, siejant su funkcinių detektorių parametru kitimais, nulemtais apšvitų įtėkio ir temperatūros kaita. Sklaidos parametru tyrimams buvo numatytas Radiacinių defektų spektroskopijai buvo numatyta kombinuoti foto-jonizacijos, terminės aktyvacijos (DLTS) ir krūvininkų prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų (TDTL) metodus.

Aktualumas ir mokslinis naujumas. Detektorių gamyboje silicis vis dar išlieka pagrindine medžiaga, dėl savo mažos kainos ir gerai įvaldytų technologinių procesų, lyginant su kitomis medžiagomis, tokiomis kaip: silicio karbidas, galio nitridas ar deimantas. Šiame darbe parodyta, kad yra svarbu, tiriant krūvininkų sklaidos charakteristikas, vykdyti Holo ir magnetovaržos matavimus tuo pačiu metu, siekiant įvertinimų parametru vienareikšmiškumo ir patikimumo. Nustatytas maksimalus elektronų apšvitos įtėkis skylinio laidumo Si dariniams, kuomet krūvininkų judrio įvertinimas Holo metodika kambario temperatūroje tampa negalimas dėl Holo lauko ekranavimo įelektrintais radiaciniais centrais. Parodyta, kad magnetovaržinis efektas, priešingai nei Holo efektas, yra mažiau jautrus mikro-nehomogeniškumams ir gali būti naudojamas puslaidininkų su išplitusiais defektais savybių analizei. Dideliais įtėkiais greitais elektronais apšvitintų bandinių DLTS ir TDTL spektru analizė leido identifikuoti po elektronų apšvitos susidarančius defektus, stipriai legiruotuose bandiniuose, ir parodyti bandinių iškaitinimų aukštose temperatūrose efektyvumą. Holo, magnetovaržos ir fotolaidumo

spektroskopijos metodais atskleista, kad neutronų apšvitos sukurti gilūs lygmenys, esantys viršutinėje draustinių energijų tarpo pusėje, padidina medžiagos legirantų kompensacijos laipsnį. Atskleisti fotoatsako temperatūrinių ir spektrinių kitimų histerezės efektai. Parodyta, kad analizuojant temperatūrinius fotoatsako kitimus, galima atskleisti radiacinių klasterio tipo defektų stiprią elektron-fononinę sąveiką Si dariniuose.

Ginamieji teiginiai:

1. Holo įtampos mažėjimas po apšvitų dideliais įtėkiais pasireiškia dėl išplitusių radiacinių defektų erdvinio krūvio sričių ir jų persiklojimo. Todėl krūvinių sklaidos charakteristikų įvertinimui tokiuose dariniuose taikytinas sinchroninio Holo efekto ir magnetovaržos matavimų metodas, kai Holo ir magnetovaržinių judrių santykis yra ne mažesnis už 1.15, kad būtų patikimai registruojama sklaidos parametrų kaita.

2. Vidutinė energija, reikalinga elementaraus radiacinio defekto, Frenkelio poros, sukūrimui p-Si yra 2 eV, o n-Si medžiagoje ši energija kinta intervale nuo 2 eV iki 12eV ir priklauso nuo apšvitos įtėkio.

3. Silicio kristaluose po apšvitos dideliais reaktoriaus neutronų įtėkiais susidaro klasterių tipo krūvininkų sklaidos ir terminės emisijos centrai, kuriems būdinga elektron-fononinė sąveika ir pasireiškia fononais aktyvintas tuneliavimas iš lygmenų klasteryje į būsenas laidumo juostoje, o tuneliavimo efektyvumas priklauso nuo barjero pločio, kuris yra susijęs su erdvinio krūvio, supančio klasterį, išplitimu.

4. Nesąlytinė krūvininkų prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų matavimo metodika dideliais įtėkiais apšvitintuose Si dariniuose yra pagrindinis būdas atskleidžiant keletos radiacinių defektų sąveiką, kai dėl didelės defektų koncentracijos medžiaga tampa netvarkia.

Autoriaus indėlis. Autorius vykdė visus eksperimentinius tyrimus ir metodikų modernizavimą bei paruošė pirminę rezultatų analizę parengiant straipsnius S1–S4. Parengiant straipsnį S5 matavimai atlikti kartu su bendraautoriais, taip pat disertantas atliko pirminius modeliavimus ir teksto juodraščių parengimą.

Autorius savarankiškai parengė ir pateikė pranešimus K2, K5, K6–K7, K10, K12–K13 konferencijose.

Publikacijos. Pagrindiniai tyrimų rezultatai paskelbti 4 [S1–S4] straipsniuose ir 12-oje [K1–K13] žodinių ir stendinių pranešimų konferencijose.

Straipsniai ISI recenzuojamuose leidiniuose:

S1. A. Mekys, V. Rumbauskas, J. Storasta, L. Makarenko, N. Kazuchits, J. V. Vaitkus. Hall and magnetoresistance measurements in fast electron irradiated silicon. *Lithuanian Journal of Physics*. Vol. 54, No. 2 (2014), 94–99.

S2. A. Mekys, V. Rumbauskas, J. Storasta, L. Makarenko, J. V. Vaitkus. Defect analysis in fast electron irradiated silicon by Hall and magnetoresistivity means. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. Vol. 338, 1, (2014), 95–100.

S3. J. V. Vaitkus, V. Rumbauskas, G. Mockevicius, E. Zasinas, A. Mekys, An evidence of strong electron-phonon interaction in the neutron irradiation induced defects in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. Vol. 796, (2015), 114–117.

S4. J. V. Vaitkus, A. Mekys, V. Rumbauskas, J. Storasta. Neutron irradiation influence on electron mobility and compensation of dark conductivity in silicon crystals. *Lithuanian Journal of Physics*. Vol. 56, No. 2 (2016), 67–76.

S5. V. Rumbauskas, D. Meskauskaite, T. Ceponis, E. Gaubas. Anneal induced transforms of radiation defects in heavily electron irradiated Si diodes. Pateiktas į *Journal of Instrumentation (JINST)* žurnalą.

Pranešimai konferencijose:

K1. J. V. Vaitkus, A. Mekys, J. Storasta, V. Rumbauskas, E. Dvinelis, E. Žasinas, G. Mockevičius, N. Vainorius. The peculiarities of photoconductivity in the irradiated Si. 19th CERN RD50 Workshop, CERN, 2011.

K2. V. Rumbauskas, J. V. Vaitkus, P. Malinovskis, A. Mekys, L. Makarenko, N. Kazuchits. Development of Radiation Hard Semiconductor Devices. 14th International Conference–School Advanced Materials and Technologies, Palanga, 2012.

- K3. J. V. Vaitkus, V. Rumbauskas, A. Mekys, J. Storasta. The free carrier transport properties in proton and neutron irradiated Si(Ge) (and comparison with Si) - RD50, CERN, 2012.
- K4. J. V. Vaitkus, V. Rumbauskas, G. Mockevičius. Silicio monokristalų, apšvitintų neutronais, elektrinio laidumo ir fotolaidumo ypatumai. 40th Lithuanian national conference, Vilnius, 2013.
- K5. V. Rumbauskas, A. Mekys, J. Storasta, J.V. Vaitkus, L. Makarenko, N. Kazuchits. Hall and magnetoresistance measurements in fast electron irradiated silicon. 40th Lithuanian national conference, Vilnius, 2013.
- K6. V. Rumbauskas, A. Mekys, J. Storasta, J. V. Vaitkus, Silicon doped germanium for radiation-hard devices. 16th International Conference-School Advanced Materials and Technologies, Palanga, 2014.
- K7. J.Vaitkus, V.Rumbauskas, G.Mockevicius, E.Zasinas, A.Mekys. An evidence of strong electron-phonon interaction in the neutron irradiation induced defects in silicon. 10Th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices (RESMDD). Firenze, Italy, 2014.
- K8. J. V.Vaitkus, E. Gaubas, A. Mekys, G. Mockevicius, V. Rumbauskas. Photoconductivity spectra as a tool for Si material stability control. 25Th RD50 Workshop (CERN), 2014.
- K9. A. Mekys, V. Rumbauskas, J. Storasta, L. Makarenko, J. V. Vaitkus. Measurement of Hall and magnetoresistance mobility in the Si irradiated by electrons or by neutrons. 25Th RD50 Workshop (CERN), 2014.
- K10. V. Rumbauskas, A. Mekys, J. Storasta, J. V. Vaitkus. Krūvininkų judris greitosiomis dalelėmis apšvitintame silicyje. 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Vilnius, Valstybinis Fizinių ir technologijos mokslų centras, 2015.
- K11. G, Braždžiūnas, V. Rumbauskas, J. Vaitkus. Hadronais apšvitintų silicio monokristalų ir diodinių sandarų nepusiausvyraus laidumo tyrimas. 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Vilnius, Valstybinis Fizinių ir technologijos mokslų centras, 2015.

K12. V. Rumbauskas, G. Brazdziunas, A. Mekys, J. Storasta, J. Vaitkus. Free carrier mobility dependence on electron and hadron irradiation and peculiarities of injected and photoexcited carriers response. 17th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors., DESY Hamburg, Germany, 2015.

K13. V. Rumbauskas, D. Meskauskaite, T. Ceponis, E. Gaubas. Anneal induced transforms of radiation defects in heavily electron irradiated silicon. 17th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors., AXA Convention Center, Barcelona, Spain, 2016.

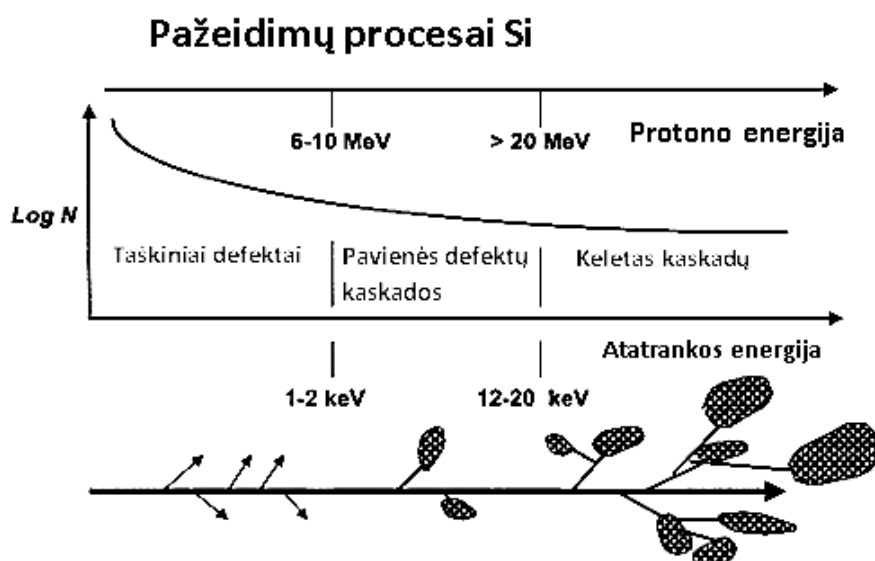
Disertacijos struktūra. Disertacijos medžiaga išdėstyta įvade ir 5 skyriuose. Pirmame skyriuje pateikta apžvalga, aptariant su disertacijos tematika susijusias problemas ir motyvuojant šio darbo tyrimus. Antrame skyriuje aptartos tyrimų metodikos ir eksperimentų įranga, taip pat aprašyti ištirti bandiniai. Trečiame skyriuje aptarti tyrimų rezultatai, gauti Holo geometrijos bandiniuose, nagrinėjant Holo efekto ir magnetovaržos charakteristikas, skirtingo laidumo tipo Si medžiagose, apšvitintose 6.6 MeV energijos elektronais. Ketvirtame skyriuje aptarti Holo ir foto-jonizacijos spektroskopijos tyrimų rezultatai Holo geometrijos ir diodiniuose Si dariniuose, apšvitintuose reaktoriaus neutronais. Penktame skyriuje išnagrinėtos defektų transformacijos 6.6 MeV energijos elektronais apšvitintuose CZ Si dariniuose, juos iškaitinant 80–280°C temperatūrose. Čia analizuojami DLTS ir mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo temperatūrinių kitimų spektroskopijos rezultatai. Pabaigoje apibendrinami tyrimų rezultatai ir pateiktos esminės išvados.

I. Radiaciniai defektai Si ir jų charakterizavimo metodai (apžvalga)

1.1 Radiaciniai defektai

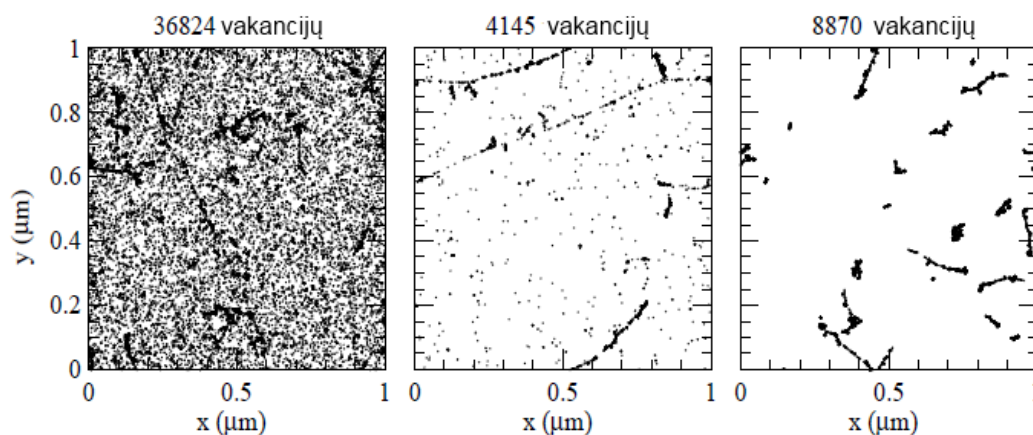
Radiaciniais defektais vadinami kristalinės struktūros pažeidimai atsirandantys dėl sąveikos su didelės energijos jonizuojančiąja spinduliuote [5]. Silicyje defektai kuriasi aukštųjų energijų dalelėms susiduriant su gardelės atomais. Žinoma, kad norint išmušti atomą į tarpmazgį slenkstinė elektrono energija yra ~250 keV, kuri reikalinga tam, kad sąveikos metu kristalo mazgo atomui būtų perduota ~15 eV energija reikalinga (tenkinant tvermės dėsnius) jo išmušimui iš gardelės mazgo [5, 6]. Didelės energijos dalelės tampriai sąveikauja su kristalo atomais. Tokiuose procesuose sąveikos trukmė yra gerokai trumpesnė už kristalo būdingų virpesių periodą, t.y. kristalas nespėja relaksuoti.

Apšvitinant medžiagą didelės energijos dalelėmis pasireiškia slenkstinė energija (skirtingoms dalelėms ji yra skirtinga), kai pasidaro nebesvarbus apšvitos dalelių tipas, nes jos kuria tokius pat defektus, – vakansijas (*V*) ir tarpmazginius atomus (*I*). Energijos praradimas tuomet vyksta dėl susidūrimų su branduoliais. Elektringoms dalelėms vyksta jonizacinis energijos praradimas. Susidūrimuose su branduoliais pasidaro nebesvarbu, kas atomą išmuša, nes tolimesne sąveika vyksta su krūvį turinčia „skeveldra“ (atomu) ir kristalo gardele, kaip iliustruojama 1.1 pav. Kai į medžiagą krinta nevienodos energijos jonizuojančioji spinduliuotė, jos spektrinis pasiskirstymas yra normuojamas pasinaudojant nejonizacinio energijos praradimo funkciją (Non-Ionizing Energy Loss, NIEL), kuri nusako kokią pažeidą tos energijos dalelės sukuria kristale. Pasitelkiant šią NIEL funkciją 1MeV neutronams ir 24 GeV protonams, Si kristalo matrica atrodo skaidri, t.y. dalelės pralekia nesąveikaudamos (kaip dalelės neturinčios krūvio), o sąveika vyksta tik tiesiogiai susidūrus su branduoliu [8, 9]. Tačiau NIEL funkcija nusako kokybinę, o ne kiekybinę sąveikos charakteristiką. Todėl pasitaiko neatitikimų su eksperimentiniais duomenimis. Formuojant NIEL funkciją reikia žinoti kristale esančių priemaišų įtaką [9].



1.1 pav. Radiacinių defektų susidarymas, priklausantis nuo protono energijos ir atatrankos energijos perduotos pirminiam atomui, pagal [7].

M. Huhtinen darbe buvo parodyta kaip keičiasi vakansijų pasiskirstymas (1.2 pav.) hadronais apšvitintame bandinyje [10].



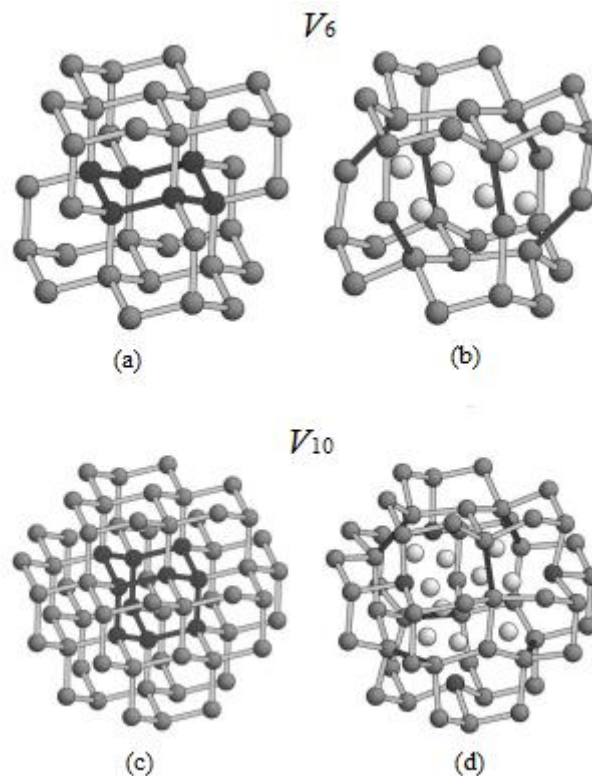
1.2 pav. Pradinis vakansijų, generuotų 10 MeV protonų (kairėje), 24 GeV/c protonų (viduryje) ir 1 MeV neutronų (dešinėje), pasiskirstymas. Paveikslai yra 1 μm gylio (z) projekcijos ir atitinka 10^{14} cm^{-2} šviesį [10].

Apšvitinimo metu kuriasi taškiniai defektai, kurie reaguoja tarpusavyje ir jungiasi į stambesnius kompleksus. Siekiant ištirti darinių temperatūrinį stabilumą ir jų įtaką medžiagos parametrų kaitai yra atliekami eksperimentai keičiant temperatūrą. Aukštųjų energijų spinduliuočių poveikyje defektų formavimosi ypatumai gali būti kitokie nei mažų energijų spinduliuotėms.

Vienas iš būdų defektams identifikuoti yra virpesinė (IR, FTIR) spektroskopija, kai infraraudonosios spinduliuotės sugerties spektre atsiranda smailės ties defektų kompleksų molekulinų virpesių būdingais dažniais. Spektrinis atsakas taškiniams defektams būna siauras, o klasteriams – išplitęs. Dideles energijos (24 GeV) protonai sužadina šimtus atomų ir gali pralėkti kelis metrus [11] daugelyje medžiagų.

FTIR spektrai, kai tenka registruoti silpnus sugerties signalus, įprastai tiriami gana storuose bandiniuose. Įvairiapusiškiau tokie spektrai ištirti CZ–Si 2mm bandiniuose, turinčiuose skirtingas deguonies [O_i] ir anglies [C_s] priemaišų koncentracijas, vienas rinkinys su [O_i]= $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, [C_s]= $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, o kitas [O_i]= 10^{18} cm^{-3} ir [C_s]= 10^{15} cm^{-3} . Šie bandinių rinkiniai buvo apšvitinti protonais įtėkiu $10^{16}/\text{cm}^2$. Čia indeksas “i” reiškia tarpmazginę atomo padėtį, o indeksas “s” – mazginę (angl. interstitial, substitutional). Dalyje bandinių, iškaitinus 24 val. 1200°C temperatūroje, buvo augintas oksido sluoksnis, kuris padidina vakansijų-deguonies kompleksų formavimosi tikimybę. Tuo būdu CZ-Si kristalas tampa atsparesnis radiacinėms pažeidoms. CZ-Si dėl apšvita sukurtų nepusiausvirųjų vakansijų sąveikos su deguonimi po švitinimo formuojasi A centras, kai judri vakansija jungiasi su deguonies atomu. DLTS spektruose aptinkama terminės emisijos su aktyvacijos energija 0.17 eV smailė sietina su A centru, kuris veikia kaip elektronų gaudyklė. Tarpmazginis Si atomas gali jungtis su mazginės anglies (priemaišiniu) atomu. DLTS spektruose aptinkama terminės emisijos su aktyvacijos energija 0.36 eV centras identifikuojamas kaip C_iO_i kompleksas, kuris veikia kaip skylių gaudyklė. C_i priemaišinis atomas, jungiasi su deguonimi sudarydami centrą C3. Radiacinės pažeidos pakanka formuoti nedideliems kiekiams C4 iš C3+I. Bandinyje, kuriame daug deguonies ir mažai anglies, aptikta IR sugerties ties 936 cm^{-1} linija (IO_i), kuri nepasireiškia bandinį apšvitinus elektronais. Apšvitos metu lokaliai susidarius dviems vakansijoms ir tarpmazginiams (I) Si atomams viename klasteryje, jie formuoja stabilią divakansiją ir stabilų, judrų I2 kompleksą. Taip pat minimi stabilūs ir stambesni vakansijų kompleksai –

grandinės, divakansijos, tetravakansijos, žiedai iš 6 vakansijų ir didesni vakansijų klasteriai (1.3 pav.).



1.3 pav. Vakansijų klasteriai. Paryškinti atomai ir ryšiai parodo išmuštus gardelės atomus ((a), (c)), (b) ir (d) paveikslėliuose yra parodytas atomų išsidėstymas po gardelės relaksacijos). Baltos sferos parodo išmuštų atomų vietas, naujai susidarę ryšiai žymimi paryškintai.

A centrai išlieka stabilūs iki 330°C. Didinant temperatūrą A centras gali migruoti kristale ir sudaryti kitą centrą: $VO+O=VO_2$. Pastarasis VO_2 centras išlieka stabilus iki 480°C. Didžioji dalis apšvita sukurtų vakansijų, migruojant ir sudarant kompleksus, tampa VO_i ir VO_2 centrais. VO_2 kompleksai taip pat yra judrūs ir tolesnėse defektų reakcijose sudaro VO_3 centrus. Bandinių iškaitinimas nuo 30°C iki 150°C K skatina C centrų formavimąsi, o 250°C K temperatūroje išsikaitina G centrai. Tada formuojasi T (anglies dimeras su vandeniliu) centrai (FTIR spektre tai siejama su 935.1 meV smaile). C centras deguonies turinčiame CZ-Si suyra 330°C temperatūroje. FTIR spektre (ties 767 meV) taip pat stebimas P centras, – C centro kompleksas prisijungiant antrą deguonies atomą. P centras yra stabilus iki 500°C. FTIR spektre aptinkamas H

centras (ties 925.6 meV) susidaro 430°C temperatūroje ir išsikaitina ties 550°C tai yra žinoma didžiausia C su O centrų riba. FTIR spektro M linija, siejama su $I+C+H$ atomų kompleksu, ir aptinkama ties 760.9 meV. Šis radiacinis kompleksas susidaro 450°C temperatūroje ir išsikaitina ties 650°C. Dar yra žinomas W centras, kurio tiksli konfigūracija kol kas nežinoma, bet yra manoma, kad tai stambesnis tarpmazginių atomų klasteris (FTIR spektro smailė ties 1018 meV), kuris suyra ties 250°C. CZ-Si bandiniuose W centras FTIR spektre pasireiškia smaile ties 1097 meV. FTIR spektro smailė ties 1040 meV yra priskiriama X centrui. FTIR spektre ties 1107 meV dar aptinkamas J centras, siejamas su V_6+H kompleksu [11].

CZ silicio kristaluose anglis yra technologinė priemaiša esanti Si gardelės mazge ir IR spektre pasireiškia smaile ties 605 cm^{-1} . Apšvitos metu mazginis anglies atomas šoka į tarpmazgį. Šie tarpmazginiai anglies atomai kambario temperatūroje sparčiai migruoja ir jungiasi į C_iO_i (FTIR spektro smailės ties 529, 550, 742, 865, 1116 cm^{-1}) bei C_iC_s centrus. C_iC_s yra metastabilus centras ir gali būti dviejose būsenose A (su būdingomis FTIR spektro smailėmis ties 594.6, 596.9, 722.4, 872.6, 953 cm^{-1}) ir B (su būdingomis FTIR spektro smailėmis ties 540.4, 543.3, 579.8, 640.6, 730.4, 842.4 cm^{-1}) [8]. Dėl mažo intensyvumo šios linijos užregistruojamos tik labai žemose temperatūrose, tačiau FTIR spektro ties linija 544 cm^{-1} sietina su C_iC_s centru stebima ir kambario temperatūroje. Taip pat nustatyta, kad IC_iC_s centras yra stabilus iki 300°C.

Vakansijos taip pat jungiasi su priemaišinės anglies atomais mazguose (s) ir tarpmazgiuose (i) $C_iC_s+V=C_sC_s$. Šis C_sC_s kompleksas yra elektriškai neutralus defektas kambario temperatūroje. FTIR spektre matoma C_sC_s kompleksui priskiriama sugerties linija ties 527 cm^{-1} . C_sC_s defektas išnyksta po iškaitinimo 160°C temperatūroje [12].

Vakansijos-deguonies kompleksas (VO) yra vyraujantis radiacinis centras po CZ-Si apšvitinimo reaktoriaus neutronais [10]. Iškaitinant neutronais apšvitintą CZ-Si 200°C temperatūroje, divakansijos yra pagaunamos O_i , ir formuojasi V_2O centrai (identifikuojami FTIR spektro 840 cm^{-1} smaile). VO ir

V_2O defektų transformacija vyksta 300–400°C temperatūrų intervale, susidaro sudėtingesni V ir O kompleksai. Maksimali VO centrų koncentracija yra ribojama difuziškai migruojančių I -Si atomų, kurie sąveikaudami su VO centru, jungiasi su vakansija sukurdami O_i atomus. Iškaitinimo temperatūrą padidinus iki 400°C, susidaro VO_2 centrai, identifikuojami FTIR spektro juosta su smaile ties 889 cm^{-1} . Didinant iškaitinimo trukmę iki 10 val. arba keliant temperatūrą iki 450°C, VO centrai transformuojasi į VO_2 tokios defektų reakcijos būdu $VO+O_i=O-V-O$ (300°C). FTIR spektro juosta su smaile ties 825 cm^{-1} priskiriama V_2O_2 kompleksui, kuris aptinkamas neutronais apšvitintą Si iškaitinus 300-400°C. Kai iškaitinimo temperatūra pasiekia 500-550°C, FTIR spektre belieka tik dvi sugerties linijos ties 825 cm^{-1} (V_2O_2) ir 834 cm^{-1} (V_3O_2) bei grupelė smailių ties 902 cm^{-1} (VO_3), 928, 958 bei 980 cm^{-1} (VO_4). Šioje 550°C, temperatūroje O_i difuzija yra ypač sparti. Todėl V_2O_2 ir V_3O_2 centrai tampa stambesnių deguonies klasterių užuomazgomis. Apšvitinus didesniais įtėkais ir iškaitinus 400–450°C, CZ-Si FTIR spektre V_3O_2 ir VO_2 centrams priskiriamos juostos nyksta, o ryškiausia sugertis lieka ties 825 ir 919.6 cm^{-1} . $V-O$ centrai, O_i ir V transformuojasi į V_2O_2 [13]. Būdingiausi radiaciniai defektai Si ir jų energijos lygmenys draustinių energijų tarpe yra pateikti 1.1 lentelėje.

Lentelė 1.1. Būdingi radiaciniai defektai silicyje ir jų energetiniai lygmenys

Defektas	Energijos lygmuo
V_2	$E_C-0.23$
	$E_C-0.42$
	$E_V+0.21$
VO	$E_C-0.18$
V_2O	$E_C-0.30$
V_3O	$E_C-0.27$
VOC	$E_V+0.16$
	$E_V+0.3$
VP	$E_C-0.45$
C_iC_s	$E_C-0.17$
C_iO_i	$E_V+0.36$

Po apšvitos neutronais padidėja efektyvusis legirantų tankis dėl apšvita sukurtų vakansijų. Defektų inžinerijoje, vienas iš būdų jas sugaudyti, yra deguonies panaudojimas, kai susidaro nejudrūs A centrai ir stabilizuojasi erdvinis krūvis [14]. Atsparumą radiacijai pagerina ilgalaikis aukštatemperatūrinis (1200°C 216 val.) oksidavimas įvedant termodonorus [15]. Pastarieji yra klasteriai iš dviejų ar daugiau deguonies atomų. Termodonorai sudaro seklius energijos lygmenis (28 ir 123 meV). Pakėlus deguonies koncentraciją nuo $3 \cdot 10^{16}$ iki $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ir apšvitinus 1 MeV neutronais, kompensuojantys defektai pakeitė laidumo tipą tik esant didesniems apšvitinimo įtėkiamis ($1 \times 10^{13} - 3.5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$), o nuskurdinimo įtampa sumažėjo ~ 2.6 karto [15].

Šiuo metu daug dėmesio skiriama radiacijai atsparių detektorių sukūrimui, siekiant prailginti jų veikimo laiką stiprios radiacijos zonose (LHC CERN'e) [16]. Siekiama sukurti naujos kartos detektorius, veikiančius po apšvitę $10^{16} \text{ 1MeV n/cm}^2$ įtėkiu. Čia pasitelkiamas išankstinis apšvitinimas ir iškaitinimas šiose technologijose, formuojant pirminių defektų telkinius, veikiančius kaip radiacinių defektų sugėrikliai. Šiuos sugėriklius sudaro radiacinių defektų kompleksai, – neutralių priemaišų, tokių kaip C ir O . Buvo iširti diodai, pagaminti pasitelkiant FZ n-Si iš anksto apšvitintus kristalus [16]. Tokie detektoriai pasižymėjo mažesne akceptorinių defektų susidarymo sparta ir mažesniu pažeistų sričių išplitimu, t.y. buvo atsparesni radiacijai. Tuo būdu, išankstinis apšvitinimas sumažino elektriškai aktyvių vakansinio tipo defektų kūrimąsi [16].

Literatūroje aprašomas naujas modelis, aprašantis medžiagą su giliais akceptoriniais lygmenimis ir defektų klasteriais, atsirandančiais apšvitinus greitaisiais neutronais. Teigiama, kad γ spinduliuotės sukuriama pažeida skiriasi nuo neutronų tuo, kad neutronai kuria tankius defektų klasterius [17]. Rezultatų nesutapimą tarp eksperimento ir teorijos po švitinimo neutronais galima paaiškinti įskaitant krūvio apsikeitimo reakcijas tarp divakansijų tankiuose klasteriuose. Neseniai atlikti eksperimentai rodo, kad du nenustatyti defektai pavadinti $E70$ ir $E170$ bei I_2 koreliuoja su nuotėkio srove po

apšvitinimo neutronais. Modeliuojant efektyviojo legiravimo tankio priklausomybę nuo švitinimo dozės, pakanka pasinaudoti Puasono ir tolydumo lygtimis bei krūvio mainų reakcijomis tarp klasterių būsenų. Toks krūvio apsikeitimas elektronų–skylių generacijos spartą gali padidinti iki dviejų eilių. Klasteriai, kurių sudėtyje yra V_2 , $E170$, $E70$ ir I_2 tūryje apie $(100\text{Å})^3$ gali pakeisti standartinę S-R-H (Šoklio–Rydo–Holo) generacijos–rekombinacijos statistiką. Krūvio apsikeitimo reakcijos, nulemiančios generaciją, taip pat veikia įelektrintų būsenų užpildymą, nes pasiekama kitokia pusiausvyra nei esant neutraliems defektams. Tuo būdu pasikeičia efektyvusis legiravimo tankis. Šis efektas yra unikalus divakansijoms, dėl jų daugiavalentiškumo. Tačiau kito tipo defektų buvimas klasteryje gali pakeisti modelį. Modeliavimuose parodyta, kad neišskaičius defekto I_2 , nepavyksta gerai aprašyti nuotėkio srovių, naudojantis vien tik krūvio apsikeitimu klasteryje tarp divakansijų. Laikant efektyvųjį V_2 tankį klasteryje laisvu parametru ir pasitelkus defektų išsikaitinimo (nuotėkio srovės kitimų aspektu) charakteristikas, yra įvertinama efektyvi legirantų koncentracija ir centrų $E70$, $E170$, I_2 ir V_2 pasiskirstymai. Tokie modeliavimai vykdomi darant prielaidas: (1) kadangi tarpmazginiai atomai difunduoja greičiau nei vakansijos, laikoma, kad I_2 defektai tolygiai kaupiasi išorinėje klasterio srityje, o V_2 – tolygiai pasiskirstę klasterio viduje; (2) dėl nežinomos $E70$ prigimties, jo padėtis palikta klasterio vidinėje dalyje; (3) dėl statistinio pažeidos pobūdžio tik dalis V_2 gali dalyvauti krūvio mainuose (nežinomas parametras); (4) nuotėkio srovės temperatūrinės aktyvacijos energijos vertė $E=0.62\pm 0.02$ eV užduodama apibendrinant eksperimentinius duomenis. Padarius šias prielaidas nustatyta, kad vidutinis V_2 tankis klasteryje yra $2.6\cdot 10^{17}$ cm⁻³ ir 95% jų gali dalyvauti krūvio mainuose (tai gerai paaiškina efektyviojo legiravimo netikslumą detektoriuose po apšvitinimo). Šis klasterių modelis numato, kad $E170$ yra tarpmazginių atomų kompleksas, o $E70$ – daugiavakansinis defektas. Taip pat šiuo modeliu paaiškinama laidumo tipo inversija esant įtekiamis 10^{13} n/cm². Tolimesni modelio nesutapimai su eksperimentiniais duomenimis atsiranda dėl stambesnių klasterių formavimosi [17].

Stambūs klasteriai identifikuoti I-DLTS spektroskopijos metodu [18]. Didėjant apšvitinimo įtėkiui, defektų tankis didėja. Defektai suartėja ir pradeda tarpusavyje sąveikauti. Todėl lygmenys sudaro juostas, ir DLTS spektre matomos išplitusios smailės [18].

Radiaciniai defektai, sudarantys gilius lygmenis draustinių juostų tarpe, veikia kaip kompensuojantys centrai [19]. Diskutuojama nuo ko priklauso Fermi lygmens pasislinkimas į juostos vidurį: kai kurie mokslininkai mano, kad šis pritraukimas nepriklauso nuo sukurtų defektų tipo, o nusakomas tik puslaidininkio juostinės struktūros, tačiau [19] darbe tam prieštaraujama. Abiejų laidumo tipų Si, Fermi lygmuo apšvitintame Si pasislenka truputį žemiau draustinės juostos vidurio [20], kai apšvitos neutronais įtėkis $>5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$. n-Si medžiagoje yra stebimas Holo koeficiento ženklo pasikeitimas po apšvitos neutronais įtėkiu $>5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$. Manoma, kad su lygmeniu, 0.6–0.7 eV nuo E_v (V_2^- , V_2O) ir yra susijusi relaksacija, stebima po švitinimo [19].

Defektų įvairovė, priklausanti nuo apšvitos tipo ir įtėkio, gali būti nuo paprasčiausių – V ir I defektų (apsinduliuojant elektronais su mažesne nei 10 MeV energija) iki defektų klasterių (po pašvitų jonais ir neutronais) [21]. Tiesioginė V ir I anihiliacija yra dominuojantis procesas tik apšvitos metu. Po apšvitos V ir I sąveikauja su bet kokia priemaiša ar kitu kristalinės gardelės defektu. Didėjant apšvitos įtėkiui, Si elektrinis laidumas artėja prie savitojo laidumo verčių. Tačiau kartais, naudojant didelės varžos n-Si, pastebėta laidumo inversija. Apšvitinus 200 Ωcm savitosios varžos FZ-Si elektronais $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiu, ir iškaitinus iki 200°C, n-laidumo tipas išsilaiko, bet apšvitinus didesniais įtėkiais pasikeičia į p tipo laidumą. 800 Ωcm savitosios varžos Si pakeičia laidumą į p tipą 300–400°C temperatūroje. Apšvitinus 200 Ωcm savitosios varžos FZ-Si elektronų įtėkiu iki 10^{16} cm^{-2} arba neutronų iki 10^{14} cm^{-2} , FZ-Si medžiagos laidumo tipas nesikeičia nei švitinimo, nei iškaitinimo metu. Tačiau kombinuojant apšvitas neutronais 10^{14} cm^{-2} ir elektronais $10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, iškaitinimo temperatūroje $>250^\circ\text{C}$ metu

pasireiškia laidumo tipo inversija. Laidumo tipo inversija n-Si→p-Si stebima tiek po apšvitų elektronais, tiek protonais. Čia matosi aiški koreliacija tarp kristale atsirandančių judrių vakansijų ir akceptorinių centrų kūrimosi. Po mažavaržio (200 Ωcm) Si bandinio iškaitinimo 200–220°C temperatūrose stebimas p laidumo tipas. Iškaitinimas 250–300°C temperatūroje dar padidina skylių tankį. Yra žinoma, jog 200–220°C temperatūroje Si suyra trivakansijos, o esant 250–350°C – divakansijos ir A-centrai. Dėl šios priežasties kristale atsiranda judrių vakansijų. Toks laidumo tipo pasikeitimas leidžia atmesti, visą defektų klasę, kaip nepasireiškiančią, susijusią su tarpmazginiais atomais. Tarpmazginių atomų tipo defektai, elgiasi kaip donoriniai arba neutralūs centrai. Taip pat galima nepaisyti defektų, kurių sudėtyje yra deguonies. Tokių defektai, kaip divakansijos, trivakansijos ar tetravakansijos, yra termiškai nestabilūs. Termiškai stabiliais ir vyraujančiais akceptoriniais centrais galėtų būti pentavakansijos (EPR-centras *PI*), kurios išlieka iki 500°C iškaitinimo temperatūros. Tačiau pentavakansijos formuojasi, esant didesniems jonų ar neutronų įtėkams. Pentavakansijos draustinių energijų tarpe sukuria gilų lygmenį, kurio aktyvacijos energija yra $E_v+0.44$ eV. Po apšvitinimo elektronais didžioji dalis tarpmazginių defektų išsikaitina 500°C temperatūroje. Būtent šioje iškaitinimo temperatūroje kristale atsiranda laisvi tarpmazginiai atomai, kurie sąveikauja su vakansijų sankaupomis, ir pradinis medžiagos laidumas atsistato. Po didelių įtėkių apšvitų neutronais ir jonais, defektų iškaitinimas galimas tik aukštesnėje (>650°C) temperatūroje. Kokie defektai šioje stadijoje padidina tarpmazginių atomų judrumą nežinoma. Labiausiai tikėtina, jog būtent tarpmazginių atomų tipo judrūs defektai sukelia skylių tankio persiskirstymą po apšvitinimo jonais. Iškaitinimo temperatūrai nesiekiant 600°C, visuose Si bandiniuose, stebimi maži skylių judriai 150–350 cm²/Vs. Įprastais sklaidos mechanizmais, esant mažiems skylių tankiams, to paaiškinti nepavyksta. Tokie judriai yra būdingi medžiagoms su stipriai netolygiu potenciniu reljefu. Šis reljefas gali atsirasti dėl išplitusių įelektrintų defektų, arba dėl netolygaus skylių tankio pasiskirstymo. Pastarasis

paaiškinimas gali būti pagrįstas tuo, kad, pvz., švitinant neutronais, tolygiai visame tūryje atsiranda netvarkios sritys (V sankaupos), apsuptos I atomų debesėliu. Tai sukelia skylių tankio fluktuacijas. Todėl $200 \Omega\text{cm}$ savitosios varžos FZ-Si, apšvitintame mažu elektronų įtėkiu ($3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$), išsilaiko laidumo tipas. Tačiau po terminio apdorojimo $450\text{--}500^\circ\text{C}$ temperatūroje tokioje apšvitintoje medžiagoje elektronų tankis smarkiai sumažėja, o jų judris sumažėja iki $400 \text{cm}^2/\text{Vs}$.

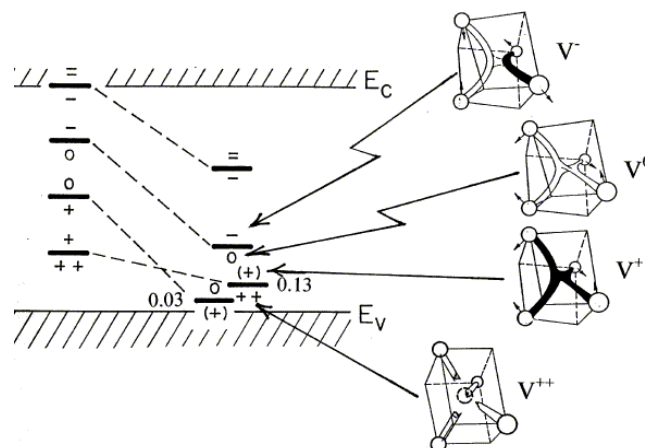
Eksperimentiniai duomenys rodo, kad boras, esąs aktyvus kuriantis termo-akceptoriams, nepasireiškia tolimesnėse temperatūrinio apdorojimo stadijose, esant 900°C ir didesnėms temperatūroms. Atsiradus kristale stambiams vakansijų klasteriams, boras yra aktyvuojamas, tačiau tarpmazginių atomų srautai ir jų anihiliacija su vakansijomis vėl atstato medžiagos pradinę būseną [21].

Defektų kūrimosi efektyvumas priklauso nuo švitinimo srauto: pasiekus tam tikrą ribinį, defektai labiau nyksta nei kuriasi, nes švitinimo metu kristalas kaista. Dėl to vyksta spartesnė defektų migracija ir anihiliacija. Ištirta A -centrų kūrimosi n -Si efektyvumo $\eta_A(\varphi)$ priklausomybė nuo 2.2 MeV energijos elektronų srauto tankio [22] parodė, kad egzistuoja kritinis elektronų srauto tankis $\varphi_c = 5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Išankstinis apšvitinimas protonais sumažino φ_c iki $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; o po išankstinės plastinės deformacijos φ_c padidino iki $10^{13} \text{cm}^{-2}/\text{s}$ nes sustiprėjo Frenkelio porų rekombinacija dislokacijose. Analogiškai η_A mažėjo E -centrų kūrimosi atveju, kuomet $\varphi_c = 5 \times 10^{12} - 2 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [23].

Izoliuotoms vakansijoms Si sukurti, pakanka medžiagą apšvitinti $\sim 1\text{--}3 \text{ MeV}$ energijos elektronais žemoje temperatūroje [24]. Elektronų masė maža, lyginant su atomu, todėl radiaciniai defektai yra paprasčiausio tipo. Žema temperatūra reikalinga sukurtų radiacinių defektų „užšaldymui“. Apšvitos elektronais privalumas toks, jog medžiaga neužteršiama priemaisomis.

Izoliuotos vakansijos aptiktos ir apšvitintų Si medžiagų EPR spektruose. Stebint įelektrintų būsenų spektrą, nustatyta, jog vakansijos Si gali būti penkių

elektrinių būsenų, – V^{2+} , V^+ , V^0 , V , V^{2-} , atitinkančių įvairių aktyvacijos energijų lygmenis, kaip iliustruojama 1.4 pav. Iš gardelės relaksacijos tyrimų pastebėta, jog skirtingi nutraukti ryšiai rekonstruojasi skirtingai, priklausomai nuo elektrinio krūvio. Rekonstrukcija ypač ženkli, kai vakansijos sukaupia elektronus, kurie užpildo daugiau galimų būsenų draustinėje juostoje. Energijų spektras 1.4 pav., rodo efektą, kuomet lygmenų slinktytis vyksta priešinga linkme: efektas žinomas “neigiamu-U” pavadinimu. Šis reiškinys yra gardelės relaksacijos pasekmė, kuomet gardelei relaksuojant sistemos persitvarkymo energijos išlošimas didesnis, nei Kulono stūmos energija. Daugelio vakansijos elektrinių būsenų egzistavimas ir jas atitinkančios skirtingos gardelių relaksacijos reiškia, jog vakansijų difuzija ir sąveika su kitais elektringais defektais gali priklausyti nuo krūvio. Krūvininko pagavimas defektu gali sukelti vibracinės energijos „susiurbimą į defektą“.



1.4 pav. Skirtingo krūvio būsenų vakansijos ir jų kuriami lygmenys Si draustinių energijų juostoje [24].

Vakansijų sąveikos gali sukurti 4 būsenų divakansijas: $(VV)^+$, $(VV)^0$, $(VV)^-$, $(VV)^{2-}$, – kurios gali pasireikšti kaip donoriniai $E_V + 0.21$ bei akceptoriniai, $E_C - 0.23$ eV centrai. Vakansijos, pagavusios vandenilio (H) atomus, yra nesunkiai išskiriamos EPR spektruose dėl VH , VH_2 , VH_3 ir VH_4 kompleksų. Visi šie kompleksai suyra tam tikrose temperatūrose per 15–30 min.

Elektronais apšvitinto p-Si EPR spektruose aptikti tarpmazginiai defektai, vienodos koncentracijos su izoliuotomis vakansijomis. Iš to padaryta išvada, jog izoliuoti tarpmazginiai atomai turi būti labai jautresni net 4.2 K temperatūroje. Visais atvejais tarpmazginis Si pagautas priemaišų nėra stabilus. Tačiau tam tikrame temperatūrų intervale, toks kompleksas migruoja vientisas, kol nebūna pagautas kokio nors kito defekto. Įprastai manoma, jog pirminių *I-V* defektų anihiliacija ir Frenkelio porų išsiskyrimas vyksta vienoda sparta. Visgi, naudojant rentgeno difuzinės sklaidos techniką, Erhart'as ir Zillingen'as parodė, jog tik nedidelė dalis porų išsiskiria, o net artimos Frenkelio poros, matyt elektriškai neaktyvios, išsilaiko, ir lėtai išsikaitina kambario temperatūroje [24].

Galima teigti, kad iš Si medžiagų, taikomų jonizuojančiosios spinduliuotės detekcijai šiuo metu labiausiai domimasi deguonimi praturtintais kristalais CZ, MCZ, DOFZ bei kristalais su epitaksiniais sluoksniais. Šios Si medžiagos pasižymi didesniu atsparumu kai kurių rūšių jonizuojančiosioms spinduliuotėms. Tačiau galimybės didinti atsparumą didelių energijų jonizuojančiajai spinduliuotei silicijoje, jau yra beveik išsemtos. Visgi dėl gerai įvaldytos Si detektorių formavimo technologijos, leidžiančios pagaminti subtilesnius darinius, lyginant su kitomis medžiagomis, todėl silicis vis dar išlieka aktualia medžiaga. Todėl yra itin svarbus įvairiapusiškas apšvitintų Si darinių charakterizavimas.

1.2 Radiacinių defektų įtaka detektorių charakteristikoms

Deguonies įterpimas į Si, padaro jį gerokai atsparesnį γ spinduliuotei: detektorių nuskurdinimo įtampa sumažėja 3–4 kartus, o nuotėkio srovė yra 3.2–5.0 kartus mažesnė [25]. Deguonimi praturtintame Si radiacinių defektų kūrimosi sparta sumažėjo 2.3–3.0 kartus [8, 22], kai minimali deguonies koncentracija yra $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [22]. Deguonimi praturtintame Si radiacinių defektų kūrimosi parametrai sumažėjo apie 2 kartus, apšvitinus krūvį turinčiais hadronais [26]. Po apšvitų neutronais, Si diodų parametrų pagerėjimas stebimas tik esant nedideliems įtėkiam [8], nes neutronai efektyviausiai kuria

V ir V_2 klasterius, kurių koncentracijos yra palyginamo dydžio su deguonies koncentracijomis. Tolesniuose technologijos vystymuose tikimasi, kad sunkiau pašalinami termodonorai gali būti efektyvesni radiaciniam Si atsparumui padidinti. Į CZ-Si deguonis įterpiamas kristalo auginimo metu, o į FZ – specialiai įvedamas termodifuziškai [20]. Taip pat buvo išmėginta deguonies joninė implantacija, tačiau nepastebėta, kad tai būtų efektyvus būdas [27].

Ieškant kitokių radiacijai atsparių detektoriaus veikimo režimų aptikta, kad krūvio surinkimo efektyvumas detektoriuose atsistato po apšvitinimo žemose temperatūrose. 130–140K temperatūroje atsistatymas siekia 100 % ir 50 % atitinkamiems neutronų apšvitos įtėkiams 1×10^{14} ir 5×10^{14} n/cm². Panašus efektas stebėtas juostelinuose detektoriuose jis, – pavadintas Lozorius efektu [28]. Šis efektas pasireiškia visoms spinduliuotės rūšims, prieš ir po erdvinio krūvio inversijos ir tikrai tuose detektoriuose, kuriuose pridėta užtvarinė įtampa yra nepakankama pilnam nuskurdimui kambario temperatūroje. Šio efekto paaiškinimui priimta, kad vyrauja tokie defektai: akceptorinis su terminės aktyvacijos energija $E_C - 0.52$ eV ir donorinis, – $E_V + 0.48$ eV. Efektas aiškinamas elektrinio lauko netolygiu pasiskirstymu, kai elektrinio lauko stipris yra mažiausias detektoriaus aktyvios srities viduryje, o laukas yra stipriausias prie kontaktų. Krūvio surinkimo efektyvumas visgi priklauso nuo temperatūros, ir vingiuojantis krūvio surinkimo koeficiento temperatūrinis kitimas pavadintas „zigzaginiu“ [29].

Matuojant elektros srovės impulsus neutronais, alfa bei beta dalelėmis (1 MeV neutronų analoginėmis energijomis) apšvitintuose $p^+ - n - n^+$ dioduose, buvo įvertinti krūvininkų judriai bei jų gyvavimo trukmės [30]. Įtėkių vertėms, iki pasireiškia laidumo tipo inversija (5×10^{12} n/cm²), taikytas paprastos $p - n$ sandūros pasislinkimo modelis, o po laidumo tipo inversijos, detektoriaus struktūra priimtina aprašoma, įterpiant n -tipo sluoksnį prie p^+ kontakto, t.y. formuojant dvigubą jungtį. Nustatyta, kad elektronų judris kaip įtėkio funkcija tiesiškai mažėja nuo 1200 cm²/Vs iki 1000 cm²/Vs, kol pasiekiamas 5×10^{13} n/cm² įtėkis ir judrio verčių įsisotinimas. Skylių judris mažėja nuo 500 cm²/Vs

iki $460 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (esant įtėkiui $<7 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$) ir beveik nesikeičia toliau didėjant apšvitos įtėkiui. Gauta, kad krūvininkų gyvavimo trukmė sumažėja panašiam intervale nuo 1 ns iki 10 ns [30]. Esant $3 \times 10^{14} \text{ neutronų/cm}^2$ įtėkiui, suskaičiuoti elektronų gyvavimo trukmė yra nuo 3 iki 15 ns, skylių nuo 7 iki 30 ns [31]. Nustatyta, kad krūvininkų pagavimas, esant didesniai apšvitos įtėkiui nei 10^{14} n/cm^2 , yra sudėtingesnis. Skylių ir elektronų gyvavimo trukmės ilgėja, keliant užtvarinę įtampą kas 100V, iki 100%, elektronams, ir 50% skylėms [31]. Kai elektrinis laukas bandinyje netolygus, srovės impulso viršūnėje stebimas antras šuolis [32], kuris paaiškintas dvigubos jungties modeliu su plačia kompensuota sritimi per detektoriaus aktyvios srities vidurį. Po švitinimo neutronais iš n^+ kontakto pusės, iš dalies nuskurdintame diode nustatyta, kad signalas tiesiškai priklauso nuo prijungtos įtampos. Po apšvitos alfa-dalelėmis galioja signalo šakninė priklausomybė nuo pridėtos įtampos [33]. Gauta detektoriaus signalo priklausomybė nuo pridėtos įtampos aiškinama taip: nuskurdintos srities plotis didėja, keliant įtampą U , iš n^+ elektrodo pusės proporcingai $U^{1/2}$. Elektriškai neutrali detektoriaus sritis po apšvitinimo dideliu įtėkiu elgiasi kaip izoliatorius. Todėl signalo silpimas, dėl krūvininkų pagavimo iš dalies nuskurdintame detektoriuje, beveik nepriklauso nuo pridėtos įtampos [33]. Apšvitos įtėkiams nuo 1×10^{14} iki $3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ krūvio surinkimo efektyvumas dalinai nuskurdintame detektoriuje silpnai priklauso nuo įtėkio, jis laiptuotai mažėja didinant įtėkį, kai įtampa didesnė nei nuskurdinimo [33].

Efektyvusis legiravimas (N_{ef}) atsirandantis po švitinimo riboja detektorių panaudojimo galimybes [34]. Į FZ–Si įvedus deguonies priemaišas, pavyko sumažinti N_{ef} . Tačiau LHC detektoriams to neužtenka. Neseniai panaudoti mažos varžos CZ–Si, kuriuose N_{ef} gali būti valdomas didesnių įtėkių srityje. Tam buvo suformuoti detektoriai pasitelkiant epitaksinį 50 ir 75 μm storio 50 Ωcm savitosios varžos n–Si. Šie sluoksniai buvo užauginti ant 0.01 Ωcm savitosios varžos CZ–Si padėklų. Apšvitinus 24 GeV protonais tokius detektorius iki 10^{16} n/cm^2 bei iškaitinus, buvo matuotas krūvio surinkimo

efektyvumas. Viršijus 10^{15} n/cm² įtėkį, smarkiai išaugo elektrinis triukšmas, krito nuskurdinimo įtampa, kaip manoma dėl paviršiaus pasyvavimo pakitimo. Vienas iš epitaksinio Si pranašumų yra atsistatymo mechanizmas: dominuojantys donoriai, atsiradę po švitinimo, iškaitinimo metu kompensuojami atsirandančiais akceptoriais. Lyginant su FZ Si detektoriais, epitaksinio Si dariniuose yra stebimas „vėlyvojo periodo išsikaitinimas“ [34]. Priešingai nei FZ Si dariniuose, praturtintuose deguonimi, epitaksinio Si detektoriuose nėra krūvio inversijos po apšvitinimo, dėl didelio donorų rezervo n-tipo Si [35]. Kartu matuojant IO_{2i} koncentraciją, jų santykinis kiekis n-tipo epitaksinuose dioduose aptiktas 2 kart didesnis, nei n-tipo CZ-Si. FZ n-tipo dioduose, nors ir praturtintuose deguonimi, IO_{2i} visai neaptikta. Epitaksinuose bandiniuose aptiktas vyraujantis sekus lygmuo $E_C-0.23$ eV. Manoma, kad šis defektas nulemia erdvinio krūvio atsistatymą [35].

1.3 Defektų pasireiškimas galvanomagnetinėse charakteristikose

Laisvųjų krūvininkų pernašos ypatumai yra svarbūs daugelio puslaidininkinių prietaisų charakteristikoms, ir jie tampa labai aktualūs nagrinėjant prietaisų charakteristikų pasikeitimus po apšvitų jonizuojančiąja spinduliuote. Tai svarbu ne tik jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių degradacijos įvertinimui [36], bet ir jų parametrų pasikeitimui magnetiniame lauke [37]. Holo ir magnetovaržos efektai yra itin informatyvūs nagrinėjant krūvininkų pernašos ypatumus. Holo efekto ir magnetovaržos tyrimo metodai leidžia tiesiogiai įvertinti krūvininkų judrį ir efektingą krūvininkų koncentraciją. Pagrindinis šių metodikų keblumas yra reikmė įvertinti Holo ir magnetovaržinius faktorius [38], susijusius su krūvininkų sklaidos mechanizmais. Dar svarbiau yra žinoti krūvininkų sklaidos temperatūrinės priklausomybes, susijusias su radiaciniais defektais. Taip pat svarbu įvertinti krūvininkų sklaidos mechanizmų pasikeitimus po iškaitinimų skirtingais režimais. Holo ir magnetovaržiniai faktoriai yra gerai žinomi klasikiniais krūvininkų sklaidos mechanizmams, tokiems kaip krūvininkų sklaida fononais

arba priemaišomis. Tačiau dažniausiai sklaida vyksta vienu metu konkuruojant keletui sklaidos procesų.

Matavimų tikslumui taip pat yra labai svarbi bandinių geometrija. Bandinių asimetrija bei elektrinių kontaktų kokybė lemia netikslius sąryšius tarp krūvininkų judrio verčių, išmatuotų Holo efekto ir magnetvaržos metodikomis. Šio sąryšio nagrinėjimas teikia papildomą informaciją apie nuotėkio sroves ir elektrinio lauko persiskirstymą. Todėl būtina ištirti nuokrypius tarp Holo ir magnetovaržos efektų skirtingos geometrijos bandiniuose. Stipriai nehomogeninių medžiagų modelių analizė [38–42] parodė, kad įvedus empirinį šių nuokrypių parametą, galima išmatuoti tikrąsias krūvininkų judrio vertes. Tačiau, kai kristalo defektų koncentracija pasiekia ribines vertes, medžiagos charakterizavimas Holo efekto metodu netenka prasmės [41, 43–45], nes toks charakterizavimas tampa netikslu. Tai yra susiję su kristalo varžos (lauką ekranuojančių krūvininkų tankio) pasikeitimu, kai vyksta defektų elektrostatiinių laukų persiklojimas. Šie lokalūs statiniai laukai tampa palyginami su Holo lauku. Leroy ir Rancoita darbe [46] yra apžvelgtos Holo efekto taikymo galimybės krūvininkų judrio nustatymui apšvitintose medžiagose.

Pagrindinis skirtumas tarp Holo ir magnetovaržos efektų parametrų pasireiškia, kai bandinys yra nevienalytis. Daug publikacijų buvo paskelbta parodant sudėtingą Holo efekto pobūdį nehomogeniškose medžiagose [40–42], kurios paslepia tikrąjį Holo judrio pasikeitimą. Preliminarūs tyrimai atskleidė, kaip keičiasi Holo ir magnetovaržinis efektai greitais neutronais apšvitintame silicyje [41]. Tačiau tokie tyrimai buvo atlikti nagrinėjant bandinius su išplitusiais defektais. Todėl pastarųjų tyrimų parametrus reikėjo palyginti su charakteristikomis, gautomis homogeniškiems bandiniams. Preliminarūs rezultatai buvo perspektyvūs: Holo įtampa ženkliai mažėjo didėjant apšvitai. Pastarasis rezultatas buvo paaiškintas radiacinių defektų sukurtų nehomogeniškumų įtaka. Tuo pačiu metu matuojant magnetovaržą, pokytis dėl apšvitos įtėkio variacijos yra nedidelis. Tai buvo aiškinama kaip tiesioginis krūvininkų judrio pasikeitimas [9].

Silicio atsparumas apšvitai yra padidinamas įvedant priemaišas, – pavyzdžiui, deguonį, kuris jungdamasis su apšvitos metu susidaranciais elementariais ($V-I$) kristalo defektais sudaro elektriškai neutralius defektus. Tokios medžiagos dažniausiai yra tinkamos Holo ir magnetovaržos tyrimams. Kitas modifikavimo būdas yra prietaiso struktūros inžinerija (sandūros, režiai ir kt. [47, 48]). Bet tokios prietaisinės struktūros nebetinkamus Holo efekto parametrų matavimams. Tokiose prietaisinėse struktūrose galima atlikti tik magnetovaržos tyrimus.

Praktikoje Holo ir magnetovažos tyrimas kartu nėra labai populiarus būdas, nes manoma, kad užtektų tirti vieną iš jų. Be to, bandinių paruošimas Holo ir magnetovažos tyrimams turėtų būti skirtingas [38]. Tai sukelia papildomų nepatogumų. Magnetovaržos matavimams reikalingas didesnis matavimų preciziškumas lyginant su Holo efekto tyrimais. Dar vienas Holo metodikos privalumas yra tas, kad ji parodo elektros krūvininkų ženklą (laidumo tipą). Tačiau tai yra nesudėtinga tikrai, kai yra aiškiai išreikštas laidumo tipas. Po sąveikos su jonizuojančiąja spinduliuote, medžiagos laidumo tipas gali būti nustatytas neteisingai, nes vykta konkurencija tarp skirtingo ženklo priemaišų [46, 49].

1.4 Defektų spektroskopijos metodai

DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) metodika yra vienas pagrindinių defektų spektroskopijos būdų. Šis metodas yra pagrįstas diodų barjerinės talpos (C) kinetikų, moduluojant nuskurdinimo sritį išorine įtampa, temperatūrinių kitimų skenavimu [51]. Sandūros talpa priklauso nuo legirantų koncentracijos (N_d), giliųjų lygmenų (N_t) koncentracijos ir gaudyklių užpildymo (n_t) pagrindiniais krūvininkais. Emisijos sparta ($e_{p,n}$) iš giliųjų gaudyklių priklauso nuo temperatūros, gilaus lygmens aktyvacijos energijos ir pagavimo skerspjūvio ($\sigma_{p,n}$). C-DLTS metodas yra tinkamas, kai (N_t) koncentracija sudaro mažiau nei 10 % seklių legirantų (N_d) koncentracijos [7, 50]. Tačiau srovės giliųjų lygmenų spektroskopijos (I-DLTS) režimas yra tinkamesnis apšvitintiems dariniams su didesnėmis defektų koncentracijomis

[7, 51, 52]. I-DLTS signalas nepriklauso nuo N_r/N_d santykio [53]. Didžiavaržiuose sandūriniuose dariniuose, norint pasiekti efektyvesnį gaudyklių užpildymą ir valdyti barjerą labiau kompensuotoje medžiagoje, naudojamas optinis sužadimas [54]. Optiškai sužadinami pagrindiniai ir šalutiniai krūvininkai. Mažiausia išmatuojama gaudyklių koncentracija yra ribojama talpinio tilto jautrumo, kai gaudyklių tankis yra keturiomis eilėmis mažesnis už legirantų tankį. Stipriai kompensuotuose puslaidininkuose, kuomet defektų tankis palyginamas su legirantų tankiu ($N_r \approx N_d$), elektriškai aktyvių defektų įvertinimas taip pat yra sudėtinga procedūra.

Šiluma skatinamų srovių (TSC) spektroskopijos metodas yra paremtas srovės pokyčio dėl krūvininkų emisijos iš gaudyklių matavimais tolygiai keičiant temperatūrą. TSC metodui negalioja reikalavimas ribojantis C-DLTS metodo taikymą, kad gaudyklių koncentracija turi būti mažesnė už legirantų koncentraciją [55]. Todėl TSC gilių spektroskopija yra taikoma stipriai apšvitintuose puslaidininkiniuose detektoriuose [57], tiriant atsparumą apšvitai kuomet apšvitos įtėkis pasiekia $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Tačiau aukšta nuskurdinimo įtampa riboja tikslų gaudyklių koncentracijos ir aktyvacijos energijos nustatymą. Taip pat gilių lygmenų parametrų išskyrimas aukštesnėse temperatūrose yra sudėtingas dėl padidėjusios tarpjuostinės krūvininkų generacijos.

Fotolaidumo (PC) spektroskopija pagrįsta medžiagos laidumo pokyčių matavimu, paveikiant medžiagą elektromagnetine spinduliuote. Fotolaidumo spektrų matavimai leidžia įvertinti gaudyklių optinės aktyvacijos energiją, kai analizuojama krūvininkų koncentracija tiesiogiai priklausanti nuo fotojonizacijos skerspjūvio bei giliųjų lygmenų koncentracijos [57]. Nevienalyčiuose puslaidininkuose, kai fotosužadinti krūvininkai išsilaisvina iš pagavos centrų, žemoje temperatūroje stebimas likutinis laidumas, kurio relaksacija gali trukti gana ilgai, net iki keleto dienų.

Spektriniam krūvininkų gaudyklių charakterizavimui gali būti pasitelkti ir Holo bei magnetovaržos efektai. Matuojant laisvųjų krūvininkų koncentraciją, iš temperatūrinių koncentracijos kitimų (apšvitintoje

medžiagoje) galima nustatyti gaudyklių aktyvacijos energijas. Tačiau, siekiant nustatyti tikslų krūvininkų judrį ir tankį, reikia žinoti Holo ir magnetovaržinius faktorius, jų temperatūrinius kitimus [42].

Gilių lygmenų identifikacijai ir charakterizavimui taip pat gali būti naudojami ir nesąlytiniai metodai, kuomet yra išvengiama kontaktų formavimo ir jų kokybės problemų.

Kiekvienas kristalinės gardelės defektas turi savo būdingąsias vibracines modas. Infraraudonosios spinduliuotės sugerties metodas yra skirtas defektų struktūros ir simetrijos nustatymui. Jautresnė, geresnės spektrinės skyros, šio metodo atmaina yra Furje transformacijų infraraudonosios spinduliuotės sugerties spektroskopija (FTIR). Priešingai nei kontaktiniai metodai, FTIR spektroskopija yra jautri tiek elektriškai aktyviems, tiek ir neaktyviems defektams. Tačiau mažiausias išmatuojamas defektų tankis turi būti didesnis keliomis eilėmis, lyginant su kontaktiniais metodais [58]. Nepaisant to, FTIR spektroskopija, yra svarbi puslaidininkių charakterizavimo metodika. Daugeliu atveju ši metodika leidžia tiksliai įvertinti defektų rūšis ir jų padėtį kristalinėje gardelėje. Taip pat, kombinuojant FTIR spektroskopija kartu su varijuojamais išoriniais veiksniais, tokiais kaip išorinis hidrostatinis slėgis arba zondo šviesos poliarizacija, FTIR spektroskopiją yra sėkmingai pasitelkiama įvairių defektų kompleksų identifikacijai [59].

Elektroninio paramagnetinio rezonanso (EPR) spektroskopija yra skirta tyrinėti tokiems defektams, kurie turi vieną ar daugiau ryšiuose nedalyvaujančių elektronų. Spin–aktyvūs centrai yra pereinamųjų metalų priemaišos, vakansijų ir kitų defektų kompleksai. EPR metodu įprastai gali būti tiriami tik nemetaliniai kristalai ir didelės varžos puslaidininkiai. Defektų simetrija yra nustatoma nagrinėjant EPR spektrų kaitą priklausomą nuo kampo tarp magnetinis lauko ir kristalografinių krypčių [60, 61].

Krūvininkų gyvavimo trukmė yra vienas jautriausių defektams medžiagos parametrų. Krūvininkų gyvavimo trukmė gali būti tiesiogiai išmatuota nagrinėjant fotolaidumo kinetikas. Vienas tokių būdų yra mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo (MW-PC) kinetikų metodas

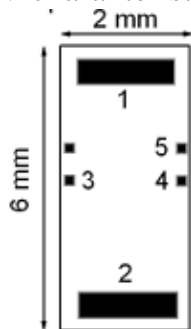
[62, 63]. Pasitelkiant MW-PC signalų registravimo būdą ir keičiant į bandinį krintančių fotonų energiją realizuojama fotojonizacijos impulsinė spektroskopijos metodika. Nagrinėjant krūvininkų rekombinacijos ir prilipimo trukmių temperatūrinius kitimus, esant fiksuotam sužadavimo bangos ilgiui, MW-PC signalų registravimo būdu gaunamas gaudyklių terminės aktyvacijos spektras [64]. Taip pat MW-PC signalų registravimo metodas yra tinkamas in situ matavimams, tiesiogiai apšvitos metu defektų kūrimosi eigai tirti.

II. Ištirti bandiniai ir jų charakterizavimo metodikos

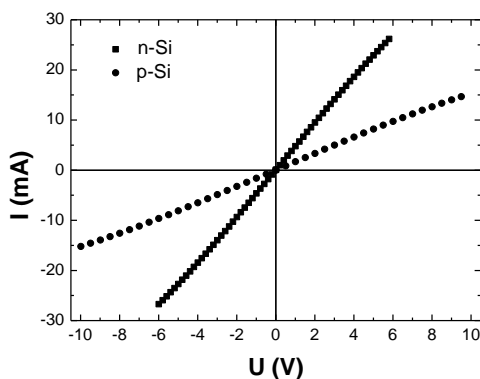
2.1 Ištirti Si bandiniai ir apšvitos

Šiame darbe buvo ištirti skirtingos geometrijos, laidumo tipo ir auginimo technologijos Si dariniai.

Holo ir magnetovaržos matavimams buvo suformuoti stačiakampės formos CZ-Si 380 μm storio bandiniai su kontaktų išdėstymu, tinkamu Holo efekto matavimams. Bandinių ir elektrodų konfigūracija iliustruojama 2.1 pav. n-Si bandinių (legiruotų fosforu) savitoji varža buvo 4.5 Ωcm , o p-laidumo tipo bandinių (legiruotų boru) savitoji varža buvo 10 Ωcm . Elektriniai kontaktai buvo suformuoti fotolitografiniu būdu Baltarusijos universitete, Minske. Bandinių kontaktų kokybė buvo įvertinta matuojant volt-amperines (I-V) charakteristikas. Būdingos I–V charakteristikos iliustruojamos 2.2 pav.



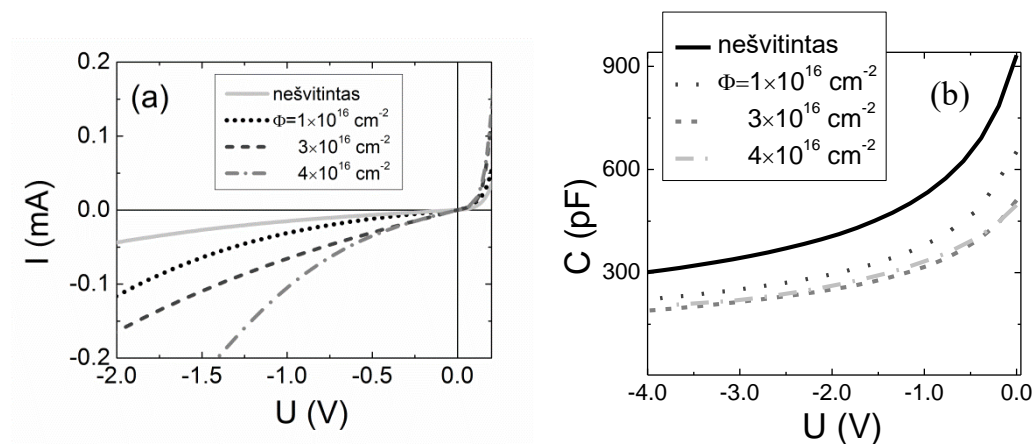
2.1 pav. Bandinys Holo efekto bei magnetovaržos matavimams. 1, 2 kontaktai srovės matavimams, 3, 4 – Holo įtampos matavimams, 5 – elektrinio lauko pasiskirstymui bandinyje.



2.2 pav. n ir p laidumo tipų Si bandinių volt-amperinės charakteristikos.

Bandiniai buvo apšvitinti 6.6 MeV elektronais, 1×10^{16} – 5×10^{16} e/cm² įtėkiais Baltarusijos MA Kieto kūno ir Puslaidininkų fizikos institute Minske.

DLTS spektroskopijai buvo suformuotas Šotkio barjeras, priešingame ominiams kontaktams bandinio paviršiuje, taip sudarant Šotkio diodą. Prieš formuojant Šotkio kontaktą, HF rūgštimi buvo nuėsdinamas oksidas. Šotkio barjerui suformuoti magnetroninio dulkinimo būdu buvo užnešamas 50 nm storio aukso sluoksniš. Diodų kokybė buvo įvertinta matuojant bandinių volt-amperines ir volt-faradines charakteristikas, iliustruojamas 2.3 paveikslėliuose.



2.3 pav. Nešvitintų ir apšvitintų skirtingais 6.6 MeV elektronų įtėkiais Šotkio (Schottky) diodų voltamperinės (a) ir voltfaradinės (b) charakteristikos.

Nagrinėjant defektų transformacijas, buvo iširti charakteristikų kitimai po iškaitinimų. Bandiniai po kiekvienos matavimų serijos buvo izochroniškai po 24 val. iškaitinami 80°C, 180°C, 280°C temperatūrose, azoto dujų atmosferoje.

Taip pat buvo tirti CERN RD50 WODEAN projekto MCZ ir FZ silicio bandiniai 7 mm×2 mm×0.28 mm dydžio, specialiai suformuoti Holo efekto matavimams. Kontaktų konfigūracija buvo analogiška iliustruojamai 3.1 pav. Pastarieji bandiniai buvo apšvitinti 1 MeV neutronais 10^{12} – 3×10^{16} n/cm² ekvivalentiniais įtėkiais TRIGA branduoliniame reaktoriuje Jozefo Stefano institute Liublianoje. CERN standartu bandiniai buvo iškaitinti 80°C 24 val.

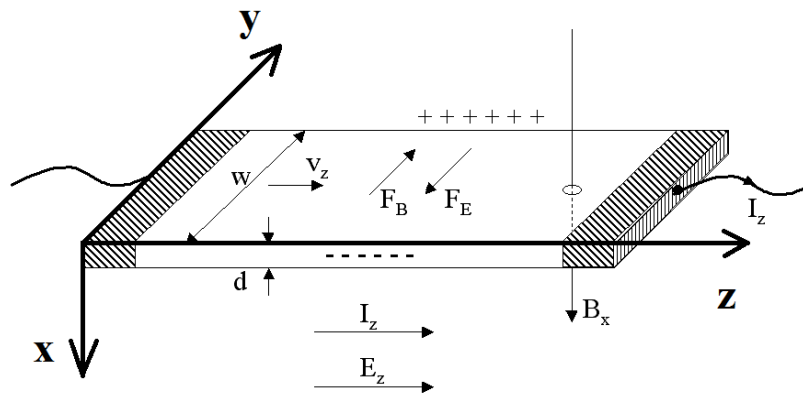
Dar vienas silicio bandinių rinkinys buvo CERN standarto FZ-Si *pin* struktūros diodai. Šių diodų viršutinis kontaktas buvo su apsauginiais žiedais nuotėkio srovėms mažinti ir ertme, padengta SiO₂, skirta optiniam

sužadimui. Apatinis kontaktas buvo suformuotas metalizuoto tinklelio būdu. FZ-Si *pin* diodai buvo apšvitinti reaktoriaus neutronais $10^{15}-3 \times 10^{16}$ n/cm² (1 MeV ekvivalentinės pažeidos) įtekiais TRIGA reaktoriuje Jozefo Stefano institute, Liublianoje.

2.2 Holo efekto, magnetovaržos ir laidumo tyrimų metodikos

Pasinaudojant Holo ir magnetovaržos metodikomis galima įvertinti tokias puslaidininkinių medžiagų charakteristikas, kaip krūvininkų judris ir jų sklaidos mechanizmas, medžiagos laidumas, pagrindinių krūvininkų tipas ir jų koncentracija, krūvininkų terminės aktyvacijos energija.

Krūvininkų transporto ir pridėtų laukų schema Holo efekto matavimo konfigūracijoje yra iliustruojama 2.4 pav.



2.4 pav. Krūvininkų judėjimas bandinyje veikiant elektriniam ir magnetiniam laukams, pagal [38].

Magnetinis laukas B_x elektronus veikia jėga $\vec{F}_B = e[\vec{u} \times \vec{B}]$ (3.4 pav.). Čia u žymi elektronų dreifinį greitį [38]. Klasikiniu artiniu, veikiant magnetiniam laukui, turinčiam tik komponentę B_x , krūvininkų judėjimas vyksta yz plokštumoje, ir krūvininkai juda apskritimu ciklotroniniu dažniu:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{eB_x}{m_e^*}, \quad (2.1)$$

kol pasiekia bandinio kraštą. Čia m_e^* žymima elektrono efektinė masė. Veikiami elektrinio lauko E_z kristale krūvininkai dreifuoja greičiu $u_z = \mu E_z$.

Dėl kristalinės gardelės virpesių ar defektų, vyksta krūvininkų sklaida, ir per laiką τ krūvininkai praranda judesio kiekį. Krūvininkų judris tokiu atveju išreiškiamas taip: $\mu = e\tau/m_e^*$. Srovės tankių sandai z ir y kryptimis išreiškiami taip:

$$J_z = \frac{pe^2}{m_e^*} \left\{ E_z \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) - \omega_c \tau^2 E_y / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \right\} \quad (2.2)$$

$$J_y = \frac{pe^2}{m_e^*} \left\{ E_y \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) + \omega_c \tau^2 E_z / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \right\}. \quad (2.3)$$

Kai $J_y = 0$, elektrinis laukas y kryptimi išreiškiamas taip:

$$E_y = -\omega_c \tau E_z = -\mu B_x E_z, \quad (2.4)$$

visoms B vertėms, o srovės tankio sandas J_z išreiškiamas taip:

$$J_z = pe^2 \tau E_z / m_e^* \quad (2.5)$$

Čia p yra krūvininkų tankis, E_y nusako Holo lauką. Atsižvelgiant į tai, kad krūvininkai juda skirtingais greičiais ($\langle \rangle$ žymėjimas reiškia vidurkinimą pagal energijas), ir sąryšiai (2.2, 2.3) gali būti perrašyti taip:

$$J_z = \frac{pe^2}{m_e^*} \left\{ \langle \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle E_z - \omega_c \langle \tau^2 / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle E_y \right\}, \quad (2.2a)$$

$$J_y = \frac{pe^2}{m_e^*} \left\{ \langle \tau / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle E_y + \omega_c \langle \tau^2 / (1 + \omega_c^2 \tau^2) \rangle E_z \right\}, \quad (2.3b)$$

Iš klasikinės Bolcmano statistikos relaksacijos trukmės vidurkinamos taip:

$$\langle \tau^n \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau^n(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}\right\} d\mathcal{E}}{\int_0^\infty \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}\right\} d\mathcal{E}} = \frac{\int_0^\infty \tau^n(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{\frac{3}{2}} \exp\left\{-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}\right\} d\mathcal{E}}{\frac{3\sqrt{\pi}}{4} (k_B T)^{\frac{5}{2}}}. \quad (2.6)$$

Čia energija \mathcal{E} imama virš \mathcal{E}_c (arba žemiau \mathcal{E}_v), o $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K žymi Bolcmano konstantą. Šią lygtį galime perrašyti taip:

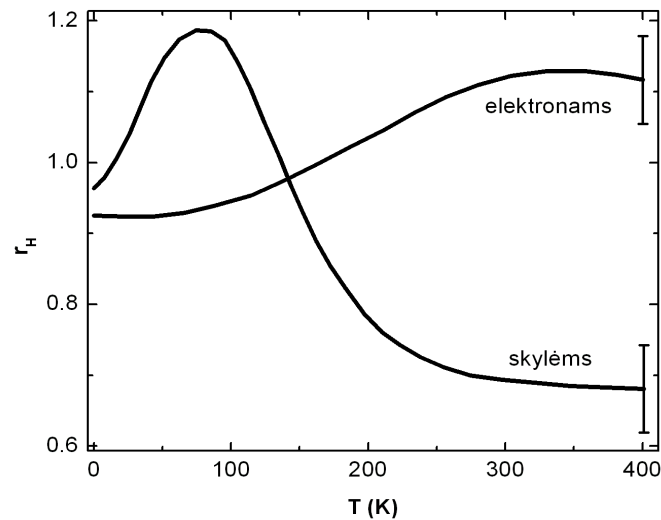
$$\langle \tau^n \rangle = \frac{4}{3\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} \tau^n(x) x^{1/2} e^{-x} dx. \quad (2.6a)$$

Čia pažymėta $x = \varepsilon / k_B T$. 2.6a išraiškoje, atlikus sklaidos relaksacijos trukmių vidurkinimą, greta dreifinio judrio μ atsiranda su krūvininkų sklaida susijęs daugiklis r_H kuris yra vadinamas Holo faktoriumi.

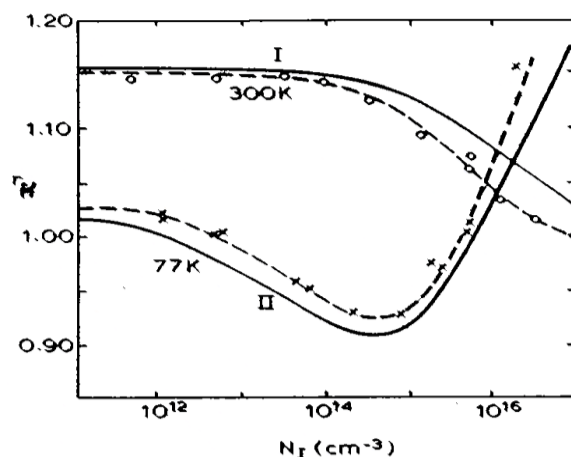
Konkrečioms sklaidos mechanizmams būdingos relaksacijos trukmės dažniausiai yra laipsninės (hiperbolinės) energijos funkcijos $\tau = \tau_0 E^{-s}$. Tuomet Holo faktorius išreiškiamas taip:

$$r_H = \frac{\mu_H}{\mu} = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{\Gamma(5/2 - 2s)\Gamma(5/2)}{[\Gamma(5/2 - s)]^2}. \quad (2.7)$$

Tiesiogiai eksperimente matuojamus dydžius siejantis parametras μ_H yra vadinamas Holo judriu. Tačiau r_H priklauso nuo temperatūros ir priemaišų, sklaidos centrų koncentracijos. Šios priklausomybės yra iliustruojamos 2.5 ir 2.6 pav. Kadangi šios priklausomybės yra gana sudėtingos, todėl tiksliai įvertinti dreifinį judrį iš Holo judrio nėra taip paprasta. Holo faktorius keičiasi nedaug, kai dreifinis judris gali ženkliai keistis, pvz., kaitinant tiriamą medžiagą [38].



2.5 pav. Fononų sąlygotas Holo sklaidos faktorius n- ir p-tipo Si kristaluose. Eksperimentiniai ir apskaičiuoti duomenys pavaizduoti tomis pačiomis linijomis, o paklaida žymi skirtingų literatūros šaltinių verčių išsibarstymą. Pagal [38].



2.6. pav. Holo faktoriaus priklausomybė nuo priemaišų tankio (N_I) n -tipo Si. Eksperimentiniai taškai žymi vertes, gautas skirtingose temperatūrose: \times -77K, \circ -300K. Išsines kreivės yra suskaičiuotos darbe [38].

Veikiančių laukų (E , B) ir srovės tankiui (J_z) susieti naudojama Holo koeficiento sąvoka [65]. Holo koeficientas R_H yra apibrėžiamas sąryšiu: $E_y = R_H J_z B_x$, kur J_z yra srovės tankis z kryptimi, B_x – magnetinio lauko srauto tankis (indukcija) x kryptimi, E_y – Holo laukas. Storio d ir w pločio bandinyje užrašomas taip:

$$R_H = U_H d / (I_z B_x), \quad (2.8)$$

išreiškiant per matuojamus I_z srovės stiprio (z kryptimi) ir U_H Holo įtampos dydžius. Homogeniniame bandinyje, kai bandinio ilgis bent 4 kartus didesnis už plotį, pastaroji (2.8) išraiška galioja. Jeigu bandinio ilgis yra lygus jo pločiui, dėl trumpinimo efekto U_H yra tik 0.7 tos vertės, kuri būtų (2.8) sąryšyje, kai ilgis 4 kartus didesnis už plotį. Vieno laidumo tipo krūvininkams, pvz., skylinio (p) laidumo atveju, $R_H = 1/pq$. Čia q yra elementarusis krūvis. Krūvininkų dreifinio judrio $\mu_p = R_H/\rho$ sąsaja, tokiu atveju, su (ρ) savitąja varža yra išreiškama per Holo koeficientą. Krūvininkų dreifas nevienodais greičiais Holo koeficiento sąsajoje su krūvininkų koncentracija nusakomas Holo faktoriumi $R_H = r_H/pq$. Holo faktorių galima suskaičiuoti žinant sklaidos mechanizmą. Įprasta r_H laikyti 1 (iš tikrųjų, r_H gali būti laikomas 1 esant stipriems magnetiniams laukams: $\mu B \sim 1$), o judrį tokioje aproksimacijoje

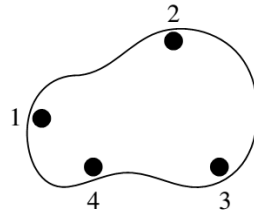
pavadinti Holo judriu [59]. Bipolinio laidumo atveju Holo koeficientas yra susietas su abiejų tipų krūvininkų dreifiniais judriais taip:

$$R_H = \frac{(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (2.9)$$

Kadangi skylių judris S_i paprastai yra mažesnis nei elektronų, netgi esant jų didesnei koncentracijai, Holo koeficiento ženklas gali rodyti elektroninį laidumo tipą. Bendru atveju Holo koeficientas yra užrašomas taip:

$$R_H = \frac{(r_p p\mu_p^2 - r_n n\mu_n^2)}{q(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (2.9a)$$

Be įprastų stačiakampio formos bandinių gali būti Holo efekto tyrimams naudojami ir netaisyklingos formos bandiniai [66], iliustruojami 2.7 pav. Tokią tyrimų metodiką pagrindė Van der Pauw. Tačiau šios metodikos realizavimas galimas, kai: kontaktai yra pakankamai maži (lyginant su bandinio plotu), bandinio storis turi būti tolygus ir neturėti izoliuojančių sričių.



2.7 pav. Elektrodo konfigūracija Holo efekto matavimui bet kokios formos bandinyje Van der Pauw metodu, pagal [66].

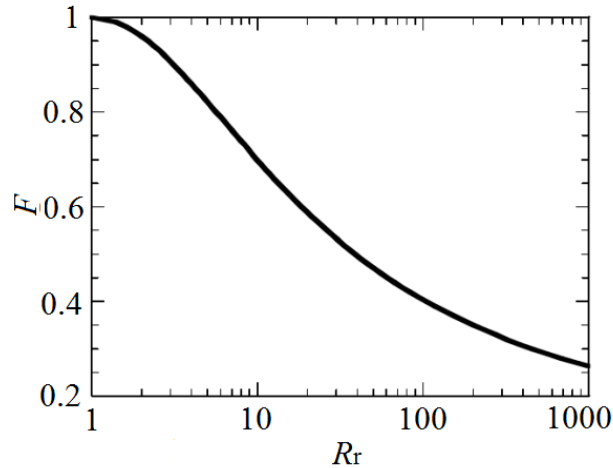
Van der Pauw artinyje, savitoji varža yra susiejama su parcialinėmis varžomis taip:

$$\rho = \frac{\pi}{\ln(2)} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} F. \quad (2.10)$$

Čia varža $R_{12,34} = U_{34}/I_{12}$, įvertinta kai elektros srovė yra matuojama 1 ir 2 kontaktų grandinėje, o įtampa tarp 3–4 kontaktų. $R_{23,41}$ apskaičiuojama analogiškai. Funkcija F yra pataisos koeficientas, kai elektrodo sistemos yra nesimetriškos, ir asimetrija nusakoma santykiu $R_r = R_{12,34}/R_{23,41}$. Pataisos koeficientas F yra siejamas su asimetrijos santykiu sąryšiu [67]:

$$\frac{R_r - 1}{R_r + 1} = \frac{F}{\ln(2)} \operatorname{ar} \cosh \left(\frac{\exp(\ln(2)/F)}{2} \right). \quad (2.11)$$

Transcendentinės lygties (2.11) sprendinių funkciniai sąryšiai yra iliustruojami 2.8 pav. Simetriškiems bandiniams (apskritimo ar kvadrato formos) $F=1$.



2.8 pav. Pataisos koeficiento F priklausomybė nuo R_r , pagal [66].

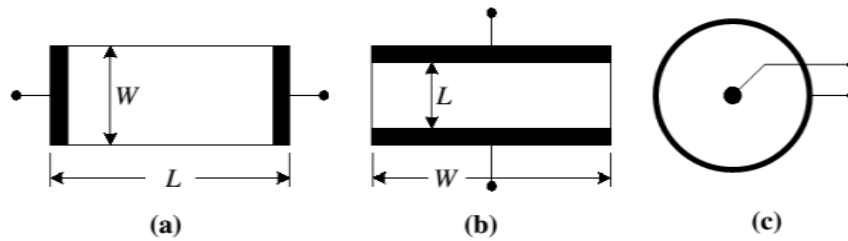
Holo judris Van der Pauw konfigūracijoje įvertinamas matuojant varžą $R_{24,13}$ su magnetiniu lauku ir be jo. Matuojant varžą $R_{24,13}=U_{13}/I_{24}$ srovė matuojama tarp 2–4 kontaktų, o įtampa matuojama tarp 1–3 kontaktų. Holo judris užrašomas tokiu atveju išreiškiamas taip:

$$\mu_H = \frac{d\Delta R_{24,13}}{B\rho}. \quad (2.12)$$

Čia $\Delta R_{24,13}$ yra varžos $R_{24,13}$ pokytis magnetiniame lauke. Literatūroje pabrėžiama, kad Van der Pauw metodikos taikymams geriausiai tinka kvadrato formos bandiniai su kontaktais kampuose.

Dažniausiai puslaidininkių elektriniams parametrams matuoti yra taikomas Holo reiškinys. Tačiau, siekiant gauti papildomos informacijos arba kai sudaryti Holo kontaktų konfigūraciją yra sudėtinga, krūvininkų judris gali būti matuojamas pasinaudojant magnetovaržiniu reiškiniu [38]. Tipinės bandinių struktūros Holo efektui tirti yra iliustruojamos 2.9 pav. Jom realizuoti reikia keturių arba net daugiau kontaktų. Stačiakampis Holo bandinys, (2.9a pav.), yra tipinis, išlaikant geometrinius matmenų $L \gg W$ santykį. Lauko efekto

tranzistorių (FET) konfiguracijoje, bandiniai yra trumpi $L \ll W$, (2.9b pav.). Šiuo atveju Holo elektrinis laukas yra beveik užtrumpintas dėl ilgų kontaktų. Todėl FET struktūros nėra tinkamos Holo efekto matavimas [66]. Ribinis šios trumpos geometrijos atvejis realizuojamas (Korbino disko atveju), kai vienas iš kontaktų yra apskrito bandinio centre, o kitas pakraštyje, kaip parodyta 2.9c pav. Holo elektrinis laukas Korbino diske yra užtrumpintas ir Holo įtampa nebegali susidaryti [66]. Tačiau bandinių konfiguracijos, iliustruojamos 2.9b ir 2.9c pav., yra tinkamos magnetovaržos matavimams.



2.9 pav. Bandinių konfiguracijos Holo efekto matavimams: ilgas-siauras (a) arba trumpos-platus (b) bandinys, (c) - Korbino diskas [66].

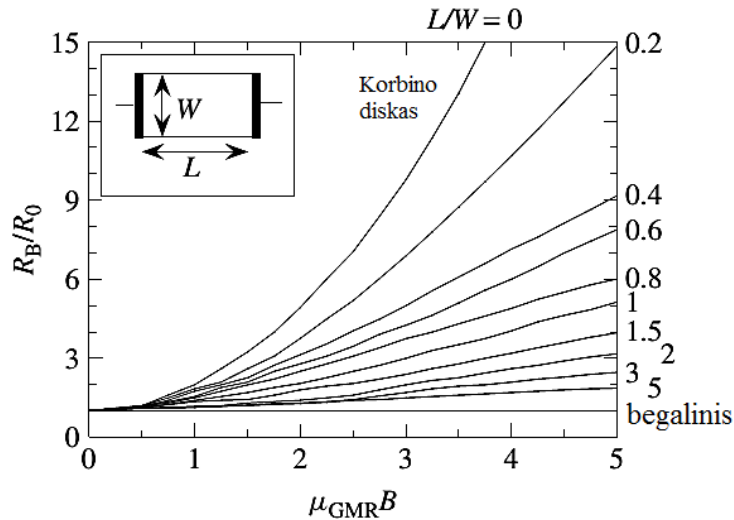
Puslaidininkio varža magnetiniame lauke įprastai padidėja dėl krūvininkų dreifo trajektorijos iškreivavimo. Tai yra fizikinis magnetovaržos efektas (FMR). Kai laidumas yra anizotropinis, ir laidume dalyvauja ne vieno tipo krūvininkai, o dar krūvininkų sklaida priklauso nuo energijos, magnetovarža puslaidininkyje sudėtingiau priklauso nuo magnetinio lauko. Tai priklauso ir nuo bandinio geometrijos, ir toks reiškinys žinomas kaip geometrinė magnetovarža (GMR). Geometrinis efektas yra stipresnis, kai krūvininkų judris bandinyje yra didelis. Pavyzdžiui, GaAs kambario temperatūroje 1T magnetiniame lauke FMR sudaro apie 2 %, o GMR apie 50 %. Geometrinis magnetovaržinis judris μ_{GMR} yra susiejamas su Holo judriu μ_H taip:

$$\mu_{GMR} = \xi \mu_H. \quad (2.13)$$

Čia ξ yra magnetovaržinis sklaidos faktorius, susietas su sklaidos trukmėmis taip:

$$\xi = \left(\frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle}{\langle \tau^2 \rangle^2} \right) \quad (2.14)$$

Kai τ nepriklauso nuo energijos, vidutinė trukmė tarp susidūrimų tampa izotropine. Tokiu atveju $\xi=1$ ir $\mu_{GMR}=\mu_H$.



2.10 pav. Stačiakampio bandinio magnetovaržos priklausomybė nuo $\mu_{GMR}B$, esant skirtingiems bandinio ilgio/pločio santykiams. Pagal [66].

Varžų santykio R_B/R_0 . t.y magnetovaržinio efekto priklausomybė nuo $\mu_{GMR}B$ yra iliustruojama 2.10 paveikslėlyje, pasitelkiant stačiakampio formos bandinius, bet esant skirtingiems L/W santykiams. Čia R_B yra varža kai $B \neq 0$ ir R_0 varža, kai $B=0$. Ilgiems stačiakampio formos bandiniams su kontaktais galuose (2.9a pav.) šis R_B/R_0 santykis yra artimas 1, ir magnetovaržinis efektas yra labai silpnas. R_B/R_0 santykis yra didesnis ir magnetovaržinis efektas stipresnis trumpiems platiems bandiniams (2.9b pav.). Stipriausias magnetovaržinis efektas gaunamas Korbino diske, kur $L/W=0$. Holo ir magnetovaržos efektai yra papildantys vienas kitą, – vienam jų stiprėjant, kitas silpnėja: didėjant bandinio ilgiui mažėja magnetovaržinis efektas, bet stiprėja Holo efektas. Magnetovaržos matavimai yra tinkami lauko efekto tranzistoriuose, kai dariniai yra trumpi ir platus. Korbino diske magnetiniame lauke statmename bandinio paviršiui, srovės tekėjimo linijos tampa logaritminėmis spiralėmis, ir santykis R_B/R_0 išreiškiamas taip

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} \left[1 + (\mu_{GMR}B)^2 \right]. \quad (2.15)$$

Šis sąryšis atitinka Korbino disko kreivę pavaizduotą 2.10 pav. Įprastai magnetovaržinis sklaidos faktorius ξ yra laikomas lygiu vienetui. Taip pat ir Holo faktorius įprastai prilyginamas vienetui, dėl skaičiavimų supaprastinimo ir kai sklaidos mechanizmai nėra gerai žinomi. Palyginus eksperimentines magnetovaržinio judrio μ_{GMR} Korbino diske ir Holo judrio μ_H vertes GaAs bandiniuose gauta, kad eksperimentinių paklaidų intervale, galima priimti $\xi = 1$ [66]. Pastarieji kalibraciniai eksperimentai buvo atlikti 77–400 K temperatūrų ruože, kai magnetinis laukas siekė 0.7 T. Esant tokioms sąlygoms, apytikriai gaunama, kad $\rho_B \approx \rho_0$, $\mu_{GMR} \approx \mu_H$. Padarius papildomą prielaidą, kad $\mu_H \approx \mu_p$, dreifinis krūvininkų judris užrašomas taip:

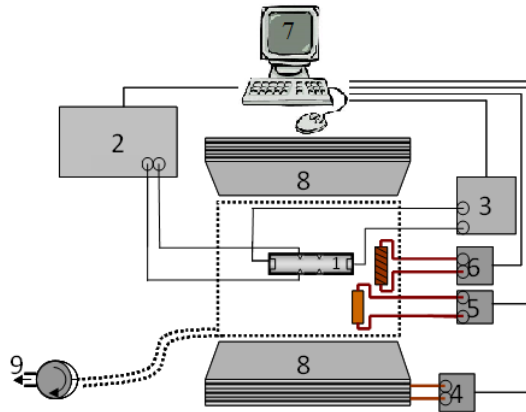
$$\mu_p \approx \frac{1}{B} \sqrt{\frac{R_B}{R_0} - 1} \quad (2.16)$$

Čia judris įvertintas iš dydžio $(R_B/R_0 - 1)^{1/2}$ priklausomybės nuo B polinkio. Esant mažiems L/W santykiams (kaip matosi 2.10 pav.), magnetovaržos matavimams yra tinkami ir stačiakampio formos bandiniai. Tokiuose bandiniuose, esant mažiems L/W santykiams ir kai $\mu_{GMR}B < 1$, sąryšis (2.15) pertvarkomas taip

$$\frac{R_B}{R_0} = \frac{\rho_B}{\rho_0} \left[1 + (\mu_{GMR}B)^2 (1 - 0,54L/W) \right] \quad (2.15a)$$

Siekiant, kad μ_{GMR} įvertinimo paklaida būtų mažesnė nei 10 %, bandinio matmenų santykis L/W turi būti mažesnis už $L/W = 0.4$.

Geometrinės magnetovaržos (GMR) efektas nėra taip plačiai pritaikomas kaip Holo efektas. Padarius prielaidą, kad $\rho_B/\rho_0 \approx 1$, ir siekiant aptikti bent 10 % varžos pokytį, $\Delta R/R_0 = (R_B - R_0)/R_0$, turi būti tenkinama sąlyga $\mu_{GMR} = 0.3/B$. Tokiu atveju, kintant magnetiniam laukui intervale nuo 0.1 iki 1 T, magnetovaržinio judrio μ_{GMR} vertės turėtų būti 3000–30000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ intervale. Silicis, kuriame krūvininkų judrio vertės įprastai kinta 500–1300 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ intervale, nėra tinkamas, nes GMR efektas yra neišmatuojamai mažas, kai naudojami tipiniai elektromagnetai [66].



2.11 pav. Holo ir magnetovaržos efektų tyrimų schema. 1-bandinys; 2-elektrometras; 3-įtampos šaltinis; 4-magneto maitinimo šaltinis; 5-termovarža; 6-krosnelė; 7-kompiuteris; 8-magnetas; 9-vakuuminis siurblys.

Eksperimentinės įrangos, naudotos šiame darbe, schema yra pateikta 2.11 pav.. Holo įtampa buvo matuota voltmetru Keithley 6514, kurio įėjimo varža $200 \text{ T}\Omega$, o srovės stipriai registruoti elektrometru su integruotu įtampos šaltiniu Keithley 6430. Kriostato jungčių ir jungiamųjų laidų parazitinės talpos C buvo $\sim 10 \text{ pF}$ eilės, o laidų varža R buvo mažesnės nei 1Ω . Taigi, registruojant silpnus signalus, pasireiškia parazitiniai persielektrinimai, kurių trukmės yra $RC=10 \text{ ps}$ eilės.

Magnetovaržos parametrai buvo įvertinami išmatavus elektros srovės stiprį su magnetiniu lauku ir be jo. Magnetovaržinis judris buvo surandamas pasitelkiant išraišką:

$$\mu = \frac{1}{B} \left(\frac{I_0}{I_B} - 1 \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

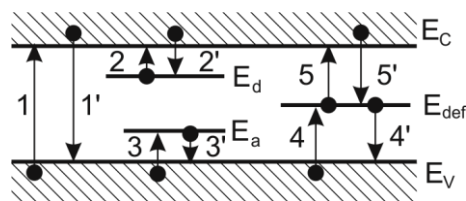
Siekiant eliminuoti Holo įtampos neekvipotenciališkumą, Holo įtampa buvo matuojama keičiant magnetinio lauko kryptį. Tuomet Holo įtampa buvo įvertinama vidurkinant Holo įtampos vertes taip: $U_{Hol} = (U_{H1} - U_{H2})/2$, kur U_{H1} ir U_{H2} yra Holo įtampos vertės esant priešingoms magnetinio lauko orientacijos kryptims. Holo judris įvertinamas naudojant 2.8 ir 2.12 sąryšius, laikant, kad sklaidos Holo faktorius yra $r_H=1$. Pastaroji sąlyga įprastai yra tenkinama, esant stipriems magnetiniams laukams, kai $\omega_c^2 \tau^2 = \mu^2 B^2 \sim 1$. Kai minėti supaprastinimai negalioja, tenka nagrinėti tik kokybines judrių charakteristikas.

Analizuojant temperatūrinės laidumo ir Holo arba magnetovaržinio judrių priklausomybes, galima įvertinti krūvininkų koncentraciją (jei nepasireiškia bipoliškumas) iš sąryšio $\sigma=en\mu$. Pavaizdavus krūvininkų koncentracijos logaritmo priklausomybę nuo atvirkštinės temperatūros ($1/T$), randama sritis, kurioje galioja eksponentinis aktyvacijos pobūdis. Iš kreivės $\ln(\sigma)=f(1/k_B T)$ polinkio gali būti įvertinta krūvininkų terminės aktyvacijos energija iš gilių lygmenų.

2.3 Fotolaidumo spektroskopijos metodai ir įranga

Puslaidininkį apšvietus, jo elektrinis laidumas dažniausiai padidėja dėl šviesa sukurtų perteklinių krūvininkų, ir šis laidumo padidėjimas yra nagrinėjamas kaip fotolaidumas. Laidumo pokytis apšviestame puslaidininkyje priklauso nuo jame esančių priemaišinių ir defektų lygmenų.

Apšvietus puslaidininkį fotonais, kurių energija didesnė už draustinių energijų tarpą, vyksta tarpjuostinė krūvininkų generacija. Keičiant į bandinį krintančių fotonų energiją galima krūvininkų generacija iš lygmenų draustinių energijų tarpe, kaip parodyta 2.12 pav. Kai į bandinį krintančių fotonų energija yra didesnė už draustinių energijų tarpą, dominuoja savitasis fotolaidumas, nes sužadavimo tikimybė iš priemaišinių ar defektais sąlygotų lygmenų yra maža.



2.12 pav. Optinė krūvininkų generacija puslaidininkyje: 1 – tarpjuostinė generacija, 2 – elektronų generacija iš donorinių lygmenų, 3 – skylių generacija iš akceptorinių lygmenų, 4 – tuščių lygmenų užpildymas, generuojant skyles, 5 – užpildytų lygmenų ištuštinimas generuojant elektroną. 1', 2', 3', 4', 5' – atitinkami krūvininkų pagavimo ir rekombinacijos šuoliai. Pagal [68].

Sužadinamų krūvininkų optinės generacijos sparta g priklauso nuo fotonų srauto tankio $I(x)$, fotonų sugerties koeficiento medžiagoje $\alpha(\omega)$ ir kvantinio

našumo $v(\omega)$, parodančio sugerto fotono sukurtų krūvininkų arba jų porų skaičių. Bendru atveju krūvininkų generacijos sparta priklauso nuo koordinatės ir yra aprašoma taip [68]:

$$g = v(\omega)\alpha(\omega)I(x). \quad (2.18)$$

Fotolaidumą sąlygoja sužadinti judrūs krūvininkai, kurie gali rekombinuoti tiek sužadinimo srityje tiek ir difundavę ten, kur vyksta spartesnė rekombinacija. Krūvininkų rekombinacija ir difuzija priklauso nuo abiejų ženklų krūvio nešėjų elgesio, todėl jų indėliai ir nepusiausvirošios būsenos dėsniumai priklauso nuo konkrečių sąlygų.

Pakankamai gerai yra išnagrinėta klasa standartinių modelių. Aptarsime trumpai tuos, kurie yra būdingi siliciui mūsų eksperimentų sąlygomis. Standartiniai modeliai yra tokie: i) Shockley-Read-Hall (S-R-H) modelis, taikytinas neapšvitintiems Si bandiniams, kuriuose elektronų ir skylių gyvavimo trukmės yra lygios, esant mažai rekombinacijos ir prilipimo centrų koncentracijai; ii) Šoklio–Rydo teorija bet kokiai vieno tipo rekombinacijos centrų koncentracijai, kai elektronų ir skylių gyvavimo trukmės yra skirtingos, o abiejų tipų krūvininkai judrūs [68]; iii) kvazi-monopolinis fotolaidumas, kai vyrauja vieno tipo krūvininkai, o kitus sparčiai pagauna gilūs centrai, todėl pastarųjų indėlio į fotoatsaką galima nepaisyti. Kvazi-monopolinis fotolaidumas gali pasireikšti ir kai tik vieno tipo krūvininkai generuojami iš lokalių lygmenų [81].

Kvazi-monopoliaraus puslaidininkio atveju (kai krūvininkų momentinė relaksacijos trukmė τ_f yra pastovi, o laidumas pradiniu laiko momentu lygus nuliui, bet asimptotinė jo vertė yra $\Delta\sigma_\infty = q\mu\Delta n_\infty$, kai $t \rightarrow \infty$) fotolaidumas kinta tokiu dėsniu veikiant nepertraukiamam sužadinimui g :

$$\Delta\sigma = (\Delta\sigma)_\infty (1 - \exp(-t/\tau_f)) = q(\mu_n + \mu_p)g\tau_f. \quad (2.19)$$

Nutraukus sužadinimą, sugeneruoti krūvininkai rekombinuoja, ir puslaidininkio medžiaga laikui bėgant relaksuoja į pusiausvyros būseną.

Relaksacija aprašoma tiesinės rekombinacijos atveju tiesine diferencine lygtimi:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (2.20)$$

ir krūvininkų pagavimo į lygmenis trukmė išreiškiama taip

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma(M - m)} = \frac{1}{\gamma(M - m_\phi - \Delta m)}, \quad (2.21)$$

Čia M yra rekombinacijos centrų koncentracija, γ rekombinacijos koeficientas, o užpildymas nepusiausviraiais krūvininkais Δm yra mažas lyginant su $M - m_0$. Krūvininkams rekombinuojant fotolaidumas mažėja eksponentiškai:

$$\Delta \sigma = (\Delta \sigma)_s \exp(-t / \tau_f). \quad (2.22)$$

Čia laikoma, kad pradiniu momentu $t=0$, $\Delta \sigma = (\Delta \sigma)_0$ ir $g=0$.

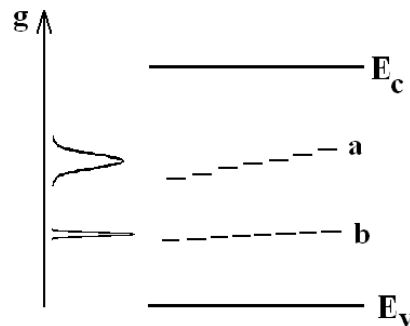
Šis paprastas (2.19–2.22) modelis tampa komplikuočiau, jei puslaidininkis yra nevienalytis, o centrai, iš kurių sužadinami krūvininkai yra apsupti barjeru (t.y., pasireiškia laidumo juostos moduliacija). Tuomet elektronų gyvavimo trukmę (τ_n) žemoje temperatūroje nulemia ne tik jų pagavimo giliu centru koeficiento ir centrų koncentracijos vertės, bet ir terminio sužadinimo per barjerą sparta. Jei eksperimentas vykdomas žemoje temperatūroje, kai krūvininkų terminis sužadinimas nevyksta, išžėsta fotoatsako relaksacija apsunkina gilių centrų parametrų įvertinimą. Tokiu atveju elektrinis laidumas nusakomas srovės stiprio kitimais, nulemtais krūvininkų gebėjimu įveikti barjerą, barjero ekranavimo nepusiausviraiais krūvininkais galimybėmis.

Analizuojant foto-jonizacijos spektrus, kai registruojamas fotolaidumo signalas, galima apibūdinti defektų lygmenis, nusakant jų koncentraciją, foton-elektroninės sąveikos skerspjūvius ir sąveikos relaksacijos parametrus. Foton-elektroninės sąveikos skerspjūviui įvertinti pasitelkiama keletas modelių. Vienas jų yra Lukovskio modelis, tinkantis centrams, kurių sąlygojamas gardelės sutrikdymas aprašomas δ -potencialu [69]. Šiame artinyje

fotosrovės vertė, vykstant fotogeneracijai iš lygmenų draustinėje juostoje, aprašoma laipsnine funkcija:

$$I \sim n_M \Delta E_M^{0.5} (h\nu - \Delta E_M)^{1.5} / (h\nu)^3. \quad (2.23)$$

Čia n_M yra pradinis foto-aktyvių centrų užpildymas elektronais, ΔE_M yra M tipo centrų optinės aktyvacijos energija, $h\nu$ – krintančių fotonų energija. Taip iš fotosrovės verčių kitimų galima nustatyti giliųjų centrų optines aktyvacijos energijas. Lukovskio modelis buvo pritaikytas radiacinių centrų aktyvacijos energijoms įvertinti įvairiais neutronų įtėkais apšvitintuose Si bandiniuose [57, 69].



2.13 pav. Defektų su netvarkiu, išplitusiu aktyvacijos energijų spektru, aprašomu Gauso skirstiniu, schema. Pagal [70].

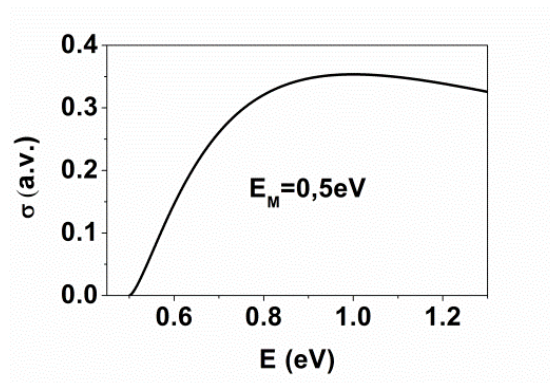
Lukovskio modelį galima taikyti ir tuo atveju, jei gilūs centrai nėra diskretiniai, o jų būsenos juostoje pasiskirsčiusios pagal Gauso skirstinį [70]. Sudauginus Lukovskio išraišką (2.23) su Gauso skirstinio funkcija ir suintegravus per energijas, gaunama, kad fotosrovės signalas, registruojant krūvininkus sužadintus iš lokalizuotų centrų į kontinuumo juostas, priklauso nuo fono energijos $h\nu$ ir foto-jonizacijos slenkstinės energijos E taip:

$$I \sim \int_0^\infty \frac{n_M \sqrt{E} \sqrt{(h\nu - E)^3}}{(h\nu)^3} \cdot \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - \Delta E_M)^2}{2\sigma^2}\right) dE. \quad (2.24)$$

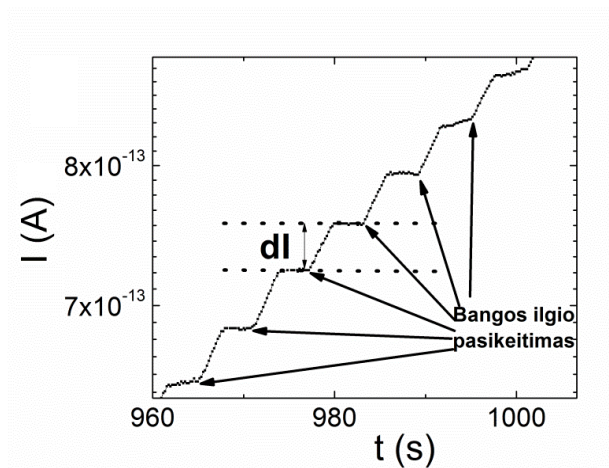
Čia σ vidutinis kvadratinis energijų išderinimo nuokrypis, išreiškiamas per fonono energiją. Gausinė spektrinio kitimo funkcija (2.24) gerai žinoma stiprios elektron-fononinės sąveikos centrums. Bet, kaip pažymėta [71], tokių priemaišų bei defektų silicyje dar nebuvo aptikta.

Būsenų pasiskirstymas draustinių energijų tarpe gali išplisti dėl taškinių defektų spektro, kurių aktyvacijos energijos pasiskirsčiusios apie tam tikrą energijos vertę. Taip pat, lygmenų juostos gali susidaryti dėl defektų klasterių (žr. 2.13a pav.). Gali būti ir lygmenų su labai artimomis aktyvacijos energijomis (žr. 2.13b pav.), kai jų pasiskirstymo funkcija artima δ funkcijai.

Modifikavus Lukovskio modelį Gauso skirstiniu, galima įvertinti giliųjų centrų optinės aktyvacijos energijas, efektinę koncentraciją bei jų išplitimą [70].



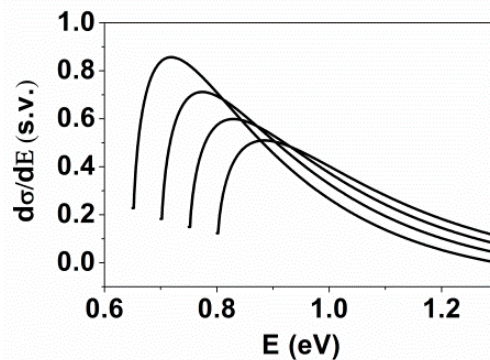
2.14 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo krintančio kvanto energijos, kai foto-jonizacijos skerspjūvis gali būti aproksimuotas Lukovskio modeliu.



2.15 pav. Srovės pokytis keičiant fotonų energiją. Fotonų energija keičiama maža verte. Srovė matuojama praėjus užlaikymo ~ 6 s trukmei, kai pasiekiamas signalo įsisotinimas.

Lukovskio modelis yra taikytinas ir fotoatsakas tiesiogiai (2.14 pav.) gali būti analizuojamas tais atvejais, kai nėra liekamųjų srovių. Jeigu fotoatsako signalas nestabilus laike ir relaksuoja, formuodamas histerezinius kitimus, tada lygmens, iš kurio sužadunami krūvininkai optinę aktyvacijos energiją galima įvertinti matuojant diferencinį fotoatsako signalą (2.15 pav.).

Kadangi Lukovskio modelyje aprašomas foton-elektroninės sąveikos skerspjūvis, registruojant krūvininkų generaciją iš giliųjų centrų, bet neatsižvelgiama į pašalinius veiksnius, tokius kaip stiprią elektron-fononinę sąveiką bei potencialių barjerų, supančių išplitusius centrus, įtaką, šiame darbe buvo išnagrinėta klasikinio ir modifikuoto Lukovskio modelių koreliacija su eksperimentiniais foto-jonizacijos spektrais. Foto-jonizacijos spektro laipteliai buvo aproksimuojami laipsnine Lukovskio formule (2.23) arba aprašomi diferencine sąryšio (2.24) išraiška. Tai leidžia išskirti gilaus centro tipą. Griežtai tariant, tik silpnos elektron-fononinės sąveikos atveju galime taikyti Lukovskio modelį, kai fotoatsakas kinta taip, kaip iliustruojama 2.14 pav. Jei defekto arba priemaišos elektron-fononinė sąveika yra stipri tuomet stebima spektrinio laiptelio asimetrija, nusakoma foton-elektroninės sąveikos skerspjūvio kitimu aprašomu Gauso skirstiniu (2.16 pav.).

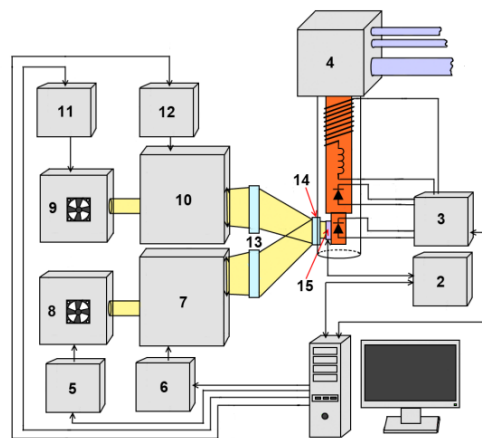


2.16 pav. Diferencinio fotoatsako priklausomybė nuo sužadinančios šviesos kvanto energijos, kai centro foto-jonizacijos energijų spektras aprašomas Gauso skirstiniu.

Klasterių atveju atsiranda modelio komplikacijos, susijusios su potencialiais barjeriais. Tai daro įtaką krūvio akumuliacijai centro aplinkoje. Dėl pasireiškiančios krūvio lokalios akumuliacijos centrų aplinkoje, vyksta lėtas ir

stochastinis lauko persiskirstymas bandinyje, ir spektrinis foto-jonizacijos skerspjūvio kitimas tiesiogiai nebusako fotoatsako signalo. Pastaruoju atveju tenka analizuoti spektrinę fotoatsako priklausomybę, kai fotonų energija didinama mažais žingsneliais. Tokie žingsneliai yra pavaizduoti 2.15 paveikslėlyje. Kvanto energija yra padidinama nedidele verte ir matuojamas fotosrovės pokytis. Pasinaudojant šiuo metodu galima analizuoti diferencinio fotoatsako spektrinę priklausomybę, aproksimuojamą Gauso skirstiniu.

Principinė aparatūros schema, naudota foto-jonizacijos spektroskopijai, yra pateikta 2.17 paveiksle.



2.17 pav. Principinė fotolaidumo spektrinių tyrimų aparatūros schema.

Medžiagos fotolaidumo spektrų matavimams buvo panaudotas prizminis monochromatorius, nes šio tipo monochromatoriuose yra mažesnis išsklaidytos šviesos fonas. Monochromatoriumi keičiama krintančių fotonų energiją. Pagrindiniam kristalo apšvietimui naudojamas prizminis monochromatorius MDR-4 (7) (valdomas žingsniniu varikliu (6)) ir stabilizuotos srovės šaltinis CPX400DP (5), maitinantis halogeninę lempą (8). Siekiant pakeisti lygmenų užpildymą, papildomam pašvietimui buvo panaudotas Bentham gardelinis monochromatorius. Drauge su Bentham TMc300 monochromatoriumi (10) yra naudojamas ir stabilizuotos srovės šaltinis Bentham-608 (11), kuris maitina du šviesos šaltinius – kvarco-halogeninę lempą (QH) ir Nernsto stulpelį (globarą) (9). Papildomo pašvietimo lempos šviesos bangos ilgių spektras buvo keičiamas nuo 0.25 μm iki 2.5 μm . Didesniems bangos ilgiams generuoti buvo naudojamas globaras. Monochromatoriaus gardelių būgno padėtis, įėjimo ir

išėjimo plyšiai buvo keičiami žingsniniais varikliais, valdomais Bentham PMC-MAC kontrolieriu (12). Bandinio šaldymui naudojamas uždarojo ciklo helio kriostatas (4) bei kompresorius, o šildymui ir pastovios temperatūros palaikymui, – dviejų kanalų temperatūros reguliatorius Scientific Instruments 9700 (3). Šviesa į bandinį (15) nukreipiama pro kriostato langelį (14) fokusavimo optine sistema (13). Temperatūra buvo matuojama šalia bandinio įmontuotu silicio diodu. Universalus srovės ir įtampos šaltinis – matuoklis Hewlett Packard HP-4140B (2) naudojamas įtampos prijungimui ir fotosrovės matavimams.

Aparatūra buvo kalibruojama taip, kad būtų palaikomas pastovus sužadinančios šviesos kvantų skaičius, keičiant kvanto energiją.

2.4 DLTS spektroskopijos režimai ir įranga

Barjerinės talpos kitimams (dėl krūvininkų terminės emisijos) registruoti G.Lang'as 1974 metais pasiūlė svorinės funkcijos koncepciją [50]. Šis nenuostoviosios spektroskopijos (žinomos kaip talpinė giliųjų lygmenų kinetinė spektroskopija – DLTS) metodas pastaruoju metu tapo standartiniu būdu elektriškai aktyvių defektų tyrimams. Krūvininkų pagavimo ir emisijos šuolių diagrama yra pateikta 3.18 paveikslėlyje. DLTS metodas yra realizuojamas impulsiniame režime, kai registruojamos sandūros barjerinės talpos arba srovės kitimų kinetikos, o signalas yra filtruojamas ir vidurkinamas, pasitelkiant įvairias koreliacines funkcijas.

Iš DLTS spektrų kitimų galima įvertinti gaudyklių aktyvacijos energijas, koncentracijas ir krūvininkų pagavimo skerspjūvius [38]. Sąveikos tarp giliųjų centrų ir laisvųjų krūvininkų nusakoma parametrais, išreikštais tokia lygčių sistema:

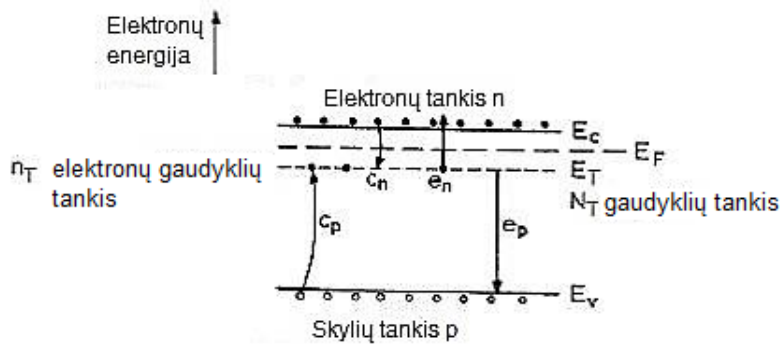
$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n, \quad (2.25a)$$

$$e_n = \sigma_n \langle v_n \rangle N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right), \quad (2.25b)$$

$$c_p = \sigma_p \langle v_p \rangle p, \quad (2.25c)$$

$$e_p = \sigma_p \langle v_p \rangle N_V \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{k_B T}\right), \quad (2.25d)$$

Čia c_n ir c_p yra elektronų ir skylių pagavimo spartos, e_n , e_p atitinkamai yra elektronų ir skylių emisijos spartos. Kitais simboliais pažymėti tokie parametrai: σ yra pagavimo skerspjūvis, $\langle v \rangle$ – vidutinis šiluminis greitis, n ir p – laisvųjų krūvininkų (elektronų ir skylių) koncentracijos, N_C ir N_V – efektinis būsenų tankis laidumo (C) ir valentinėje (V) juostose, E_T – gaudyklės aktyvacijos energija, k_B – Bolcmano konstanta, T – absoliutinė temperatūra. Galima pastebėti, kad krūvininkų pagavimo sparta priklauso nuo laisvųjų krūvininkų koncentracijos, o emisijos sparta priklauso nuo gaudyklės energetinės padėties draustinėje juostoje, efektinio būsenų tankio ir temperatūros.

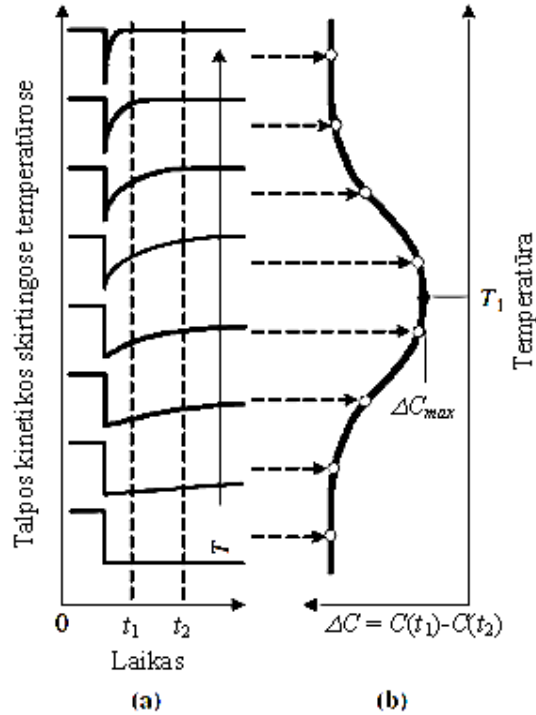


2.18 pav. Krūvininkų pagavimo ir emisijos šuolių diagrama. Čia N_T žymi gaudyklių koncentraciją, E_T – gaudyklių terminės aktyvacijos energija, n_T – elektronų koncentraciją gaudyklėse. Pagal [38].

Įprastinis (barjerinės) talpos DLTS (C-DLTS) režimas yra realizuojamas, kai gaudyklių koncentracijos yra gerokai mažesnės už legirantų koncentraciją [38]. Standartinio C-DLTS atveju fiksuojamas talpos pokyčio signalas (2.19 pav.) yra proporcingas gaudyklių (N_T) ir efektyviojo legiravimo (N_{Def}) koncentracijų santykiui. Laikinis barjerinės talpos pokytis, ribojamas pagrindinių krūvininkų emisijos iš giliųjų lygmenų, gali būti užrašytas kaip:

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = \begin{cases} -\frac{1}{2} \frac{N_T}{N_{Def}} e^{-e_n t}, & e_n \gg e_p \\ 0, & e_n \ll e_p \end{cases} \quad (2.26)$$

Čia C yra barjerinė talpa, esant užtvarinio poliarumo fiksuotai įtampai, $\Delta C(t)$ – talpos pokytis dėl krūvininkų emisijos iš žinomo tipo gilių lygmenų, $e_{n,p}$ – emisijos sparta elektronams ir skylėms, atitinkamai. C-DLTS režimas yra priimtinas, kai centrų N_T koncentracija sudaro mažiau nei 10 % seklių legirantų (N_{Def}) koncentracijos [38, 50]. Iš talpos pokyčio (ΔC) temperatūrinių kitimų gaunamas C-DLTS spektras, kaip iliustruojama 2.19 paveikslėlyje.



2.19 pav. ΔC matavimo procedūrų schema DLTS spektrui registruoti: a – talpos kitimų kinetikos skirtingose temperatūrose, b – ΔC temperatūrinių kitimų smailės susiformavimas DLTS spektre. Pagal [66].

Tačiau srovės gilių lygmenų spektroskopijos (I-DLTS) režimas yra tinkamesnis apšvitintiems Si dariniams su didelėmis defektų koncentracijomis [38, 52, 72]. I-DLTS signalas nėra ribojamas N_T/N_{Def} santykio, ir tiesiogiai priklauso tik nuo N_{Def} [53]. Pilnutinės srovės tankis sandūriniame darinyje užrašomas taip:

$$J(t) = -\frac{1}{2} q x_d N_T \frac{e_n}{e_n + e_p} \left[2e_p + (e_n - e_p) e^{-(e_n + e_p)t} \right] = J_L + \delta J. \quad (2.27)$$

Čia x_d žymi nuskurdinimo srities plotį, q yra elementarusis krūvis. Pirmasis šios lygties dėmuo J_L yra nuo laiko nepriklausantis nuotėkio srovės tankis. Antrasis dėmuo yra srovės tankio signalo kinetika $\delta J(t)$, kuri užrašoma taip:

$$\delta J(t) = -\frac{1}{2} q x_d N_T \frac{e_n}{e_n + e_p} (e_n - e_p) e^{-(e_n + e_p)t} = \left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{2} q x_d N_T e_n e^{-e_n t} (e_n \gg e_p) \\ \frac{1}{2} q x_d N_T e_n e^{-e_p t} \cong 0, (e_n \ll e_p) \end{array} \right\}. \quad (2.28)$$

δJ signalo kinetikos amplitudė priklauso nuo nuskurdinimo srities pločio x_d , gilių lygmenų koncentracijos N_T ir emisijos spartos e_n .

Srovės kinetika visiškai nuskurdintame darinyje, kai galima nepaisyti pakartotino krūvininkų prilipimo, gali būti apytikriai aproksimuota išraiška [73, 74]:

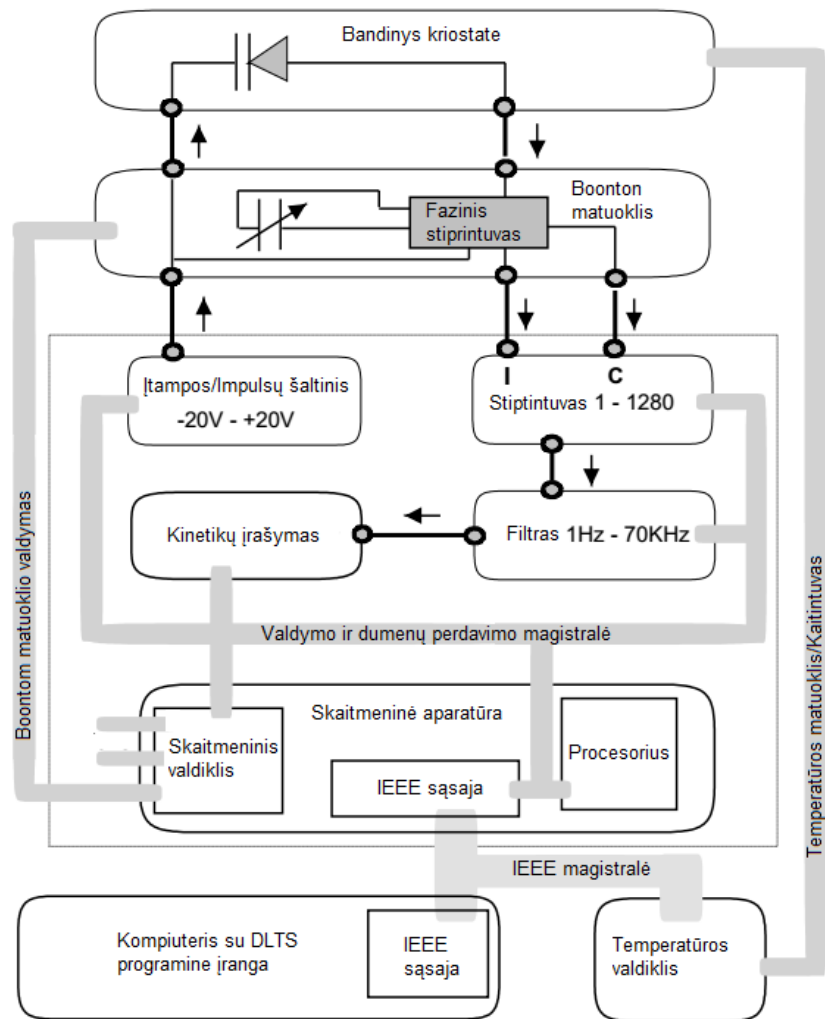
$$I(t) \propto F \mu e_n \exp(-e_n t). \quad (2.29)$$

Čia F yra elektrinio lauko stiprio modulis, μ – krūvininkų dreifinis judris, e_n – krūvininkų emisijos sparta. Bendru atveju, terminės emisijos iš lygmenų E_{tr} sparta e_n , esant pastoviai temperatūrai T , yra proporcinga krūvininkų pagavimo skerspjūviui σ_n tokioje išraiškoje:

$$e_n(T) \propto \sigma_n T^2 \exp\left(\frac{-E_{tr}}{k_B T}\right). \quad (2.30)$$

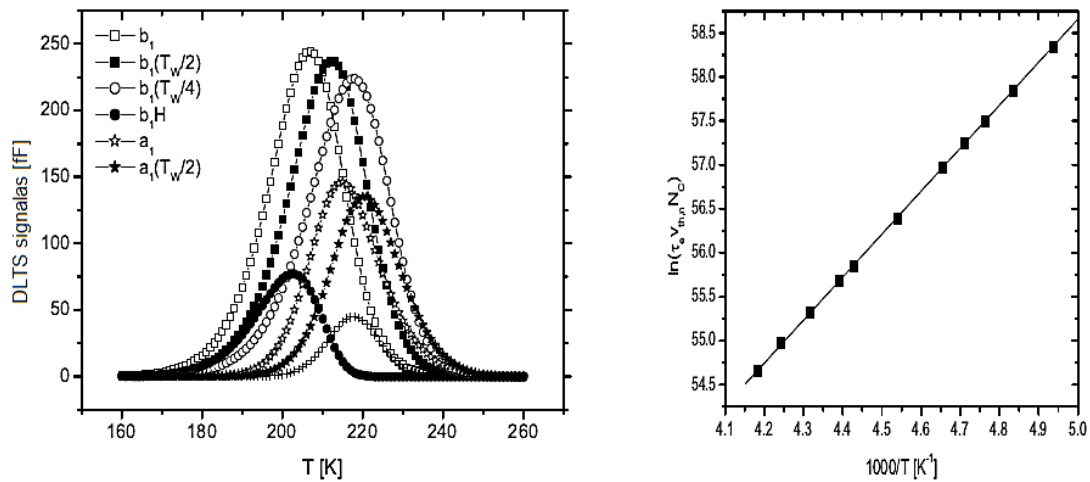
Didžiavaržiuose arba labai kompensuotos medžiagos dariniuose, siekiant gauti efektyvesnį gaudyklių užpildymą ir valdyti barjerą, naudojamas optinis sužadinimas [75]. Optinio sužadinimo atveju, taip vadinamame O-DLTS režime, kinetikos signalo amplitudę įtakoja tiek pagrindiniai, tiek šalutiniai krūvininkai. Tuomet optiškai injektuoti krūvininkai apsprendžia nuskurdinimo pločio kitimus, priklausančius nuo krūvininkų dreifinio greičio ir emituotų krūvininkų koncentracijos [75]. Dėl to kinetikos pobūdis tampa dar sudėtingesnės. Diodams, kuriuose aktyvios srities legiravimo laipsnis aukštas, visiško nuskurdinimo režimas yra sunkiai pasiekiamas. Kita vertus, norint iškirti krūvininkų dreifo komponentę iš srovės kinetikų yra reikalingi trumpesni sužadinimo impulsai (>1 ms) ir mažos užtvarinės įtampos. Taigi

O-DLTS režimas yra artimas foto-generuotų srovių kinetikų spektroskopijai (PICTS) [38, 74].



2.20 pav. HERA DLTS System 1030 spektrometro schema C-DLTS matavimams ir bendras spektrometro vaizdas. I-DLTS matavimams atjungiamas Boonton matuoklis. 1-pagrindinis DLTS modulis, 2-talpinis tiltas, 3-temperatūros stabilizavimo valdiklis, 4-lazerio valdiklis, 5-lazerio spinduolis, 6-uždaro ciklo helio kriostatas, 7-vakuuminis siurblys, 8-kompresorius.

Giliųjų lygmenų spektrai šiame darbe buvo matuojami HERA DLTS System 1030 spektrometru (2.20 paveikslėlis) 20–300K temperatūrų intervale. Talpos (C-DLTS) ir srovės (O-DLTS) spektroskopijos režimai buvo realizuojami, naudojant elektrinį (C-, I-DLTS) ar optinį (O-DLTS) krūvininkų injekcijos metodą. Elektriniam sužadimui buvo pasitelkiami 100–500 ms trukmės elektriniai impulsai. Optiniam sužadimui naudotas 1064 nm bangos ilgio Nd:YAG lazeris, kuris generuoja 500 ms trukmės impulsus fotosužadimui.



2.21 pav. a – DLTS signalai naudojant koreliacines funkcijas su skirtingais koreliacinių funkcijų koeficientais, b – Arenijaus grafikas, pagal [76].

Šiame darbe DLTS spektrai buvo analizuojami pasitelkiant koreliacines funkcijas. Šiuo atveju registruojama visa kinetika (realizuojant talpos ar srovės matavimo režimus), kuri analizuojama PHYSTECH instaliuota programa [77]. Šiame programiniame pakete yra ir platforma giliųjų lygmenų Furje spektroskopijai (DLTFS) [78], kai naudojami amplitudinio arba fazinio sinchrodetektavimo fiziniai įrenginiai. Kinetika yra skaitmenizuojama, sudalinant į N taškų, ir analizuojama naudojant diskretines Furje transformacijas (DFT) bei įvertinant tolydumo koeficientus a_n , b_n . Naudojant skirtingas koreliacines funkcijas, gaunama keletas skirtingų koeficientų a_n , b_n verčių rinkinių, kurių temperatūriniai kitimai suformuoja spektrines smailes (2.21a pav.). Iš šių smailių padėčių temperatūrinių kitimų sudaromas

Arenijaus grafikas (kaip parodyta 2.21b paveikslėlyje), ir iš šios kreivės polinkio nustatoma defekto aktyvacijos energija.

2.5 Prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų spektroskopijos būdas

Krūvininkų gyvavimo trukmė yra vienas svarbiausių parametru, vertinant apšvitos metu sukurtų defektų parametrus puslaidininkinėje medžiagoje, kadangi krūvininkų gyvavimo trukmė yra itin jautri rekombinacinių ir elektriškai aktyvių defektų parametru pasikeitimams. Krūvininkų rekombinacijos ir prilipimo trukmių tyrimai atskleidžia nepusiausvirųjų krūvininkų persiskirstymo srautus tarp konkuruojančių rekombinacinių ir prilipimo centrų. Šie srautai yra svarbūs puslaidininkinių prietaisų elektrinėms, optinėms ir funkcinėms savybėms. Rekombinacijos charakteristikų matavimas kontaktiniais būdais yra jautrus metodas radiacinių defektų įvertinimui. Nesąlytiniai metodai leidžia išvengti kontaktų netobulumo efektų, o jų tikslumas ir jautrumas yra pakankamas. Dauguma nesąlytinių metodų yra pagrįsti įvairių spinduliuočių sąveikos su medžiaga efektais. Čia vieno tipo spinduliuotės (įprastai impulsinės) pasitelkiamos nepusiausvirųjų krūvininkų sužadinimui, kitos (dažniausiai nuostoviosios veikos) zondavimui.

Vienas efektyvesnių nesąlytinių būdų nespindulinės rekombinacijos parametrams matuoti yra mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo kinetikų tyrimo metodas, realizuojamas žemų sužadinimo lygių sąlygomis. Mažas sužadinimo lygis yra artimas daugelio puslaidininkinių prietaisų funkcionavimo režimas. Mikrobangų atspindys bei sugertis priklauso nuo laisvųjų krūvininkų tankio puslaidininkyje (N_{LK}). Sugerties koeficientas spinduliuotės bangos ilgiui λ_z , sąlygotas laisvais krūvininkais, yra susietas su N_{LK} ir taip [26]:

$$\alpha_{LK} = \frac{e^2 N_{LK} \lambda_z^2}{m^* 8\pi^2 c^3 n \tau_{skl}} = A N_{LK} \lambda_z^2 \sim \lambda_z^2. \quad (2.31)$$

Tuo būdu, laisvagrūvės sugerties skerspjūvis

$$\alpha_{LK} = \frac{\alpha_{LK}}{N_{LK}} \quad (2.32)$$

mikrobangų spinduliuotės ruože yra 10^7 kartų didesnis už sąveikos su infraraudonąja spinduliuote skerspjūvį. Tai yra vienas svarbesnių motyvų zondavimui pasirenkant mikrobangas, siekiant padidinti metodo jautrį.

Mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo (MW-PC) metodas yra realizuojamas trumpu lazerio impulsu medžiagoje sužadinant nepusiausvirosius krūvininkus, kurie moduluoja mikrobangų atspindžio arba pralaidumo būdinguosius parametrus. Pasikeitus krūvininkų koncentracijai medžiagoje, pasikeičia ir sugeriamos/atspindėtos mikrobangų spinduliuotės galia. Mikrobangomis zonduojamo fotoatsako amplitudės funkciją U galima apibrėžti taip [62] :

$$U = k[I_p \cdot \Delta K - I_n] \quad (2.33)$$

Čia I_p yra išspinduliuojamų mikrobangų intensyvumas, I_n – antenoje indukuotų triukšmų intensyvumas, ΔK – fotolaidumo sąlygotas mikrobangų sugerties funkcionalas, k – detektoriaus (elektrinio signalo) perdavimo funkcija. Plokščių bangų artinyje [79, 80] mikrobangomis zonduojamo laidumo funkcionalas K yra išreiškiamas taip :

$$K = \frac{4 \left(\varepsilon_r^{*2} + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\left\{ \left[4\varepsilon_r^* + e_r f_1(\varphi, \vartheta) - g_r f_2(\varphi, \vartheta) \right]^2 + \left[2(g_r - 2)f_1(\varphi, \vartheta) + \frac{e_r f_2(\varphi, \vartheta)}{2} - \frac{4\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (2.34)$$

Čia fazės moduliacija φ , amplitudės moduliacija ϑ ir g_r , ε_r parametrai išreiškiami taip:

$$e_r = (1 - \varepsilon_r^*)^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right)^2, \quad (2.35a)$$

$$g_r = 1 + \frac{2\sigma}{\omega \varepsilon_0}, \quad (2.35b)$$

$$\varphi = \omega d \left\{ \left[\left(\varepsilon_r^* \varepsilon_0 \mu_0 \right)^2 + \left(\frac{\sigma \mu_0}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{\sigma \sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0 \omega}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.35c)$$

$$\mathcal{G} = \omega d \left\{ \left[\left(\varepsilon_r^* \varepsilon_0 \mu_0 \right)^2 + \left(\frac{\sigma \mu_0}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\sigma \sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0 \omega}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.35d)$$

$$f_1(\varphi, \mathcal{G}) = \sin^2 \varphi - sh^2 \mathcal{G} + 2 \sin^2 \varphi sh^2 \mathcal{G}, \quad (2.35e)$$

$$f_2(\varphi, \mathcal{G}) = \sin 2\varphi sh 2\mathcal{G}. \quad (2.35f)$$

Čia ε_0 , μ_0 yra dielektrinė ir magnetinė skvarbos vakuume, atitinkamai ε_r^* – medžiagos santykinė dielektrinė skvarba, atsižvelgiant į priklausomybę nuo dažnio, $\omega = 2\pi f$ yra mikrobangų ciklinis dažnis, d – bandinio storis, φ , θ yra fazės bei amplitudės moduliacijos koeficientai.

Krūvininkų prilipimo efektas yra stebimas, kai pasireiškia dviejų tipų centrų konkurencija perskirstant krūvininkų pagavos srautus. Tokiu atveju įprastai eksperimentuose registruojamos dvikomponentės kinetikos, esant mažam sužadavimo lygiui. Čia giliosios gaudyklės veikia kaip rekombinaciniai centrai, o seklesnės kaip vieno tipo krūvininkų pagavimo ir terminio išlaisvinimo centrai. Dėl skirtingų krūvininkų rekombinacijos (τ_R) ir terminio išlaisvinimo ($\tau_{tr} \approx \tau_R \times \exp(E_{tr}/k_B T)$) trukmių, krūvininkai pagauti į seklesnius (prilipimo) centrus užlaiko krūvininkų rekombinacijos procesus. Čia E_{tr} yra terminės aktyvacijos energija prilipimo centrams. Dvikomponentės kinetikos leidžia kontroliuoti krūvininkų rekombinacijos ir prilipimo parametrų temperatūrinius kitimus. Šis efektas yra labiausiai išreikštas esant didelėms prilipimo centrų koncentracijoms N_{tr} . Daugkartinio prilipimo efektas [64, 81] pasireiškia, jei yra įskaitoma gyvavimo trukmės priklausomybė nuo perteklinių krūvininkų koncentracijos. Šis procesas nusakomas [81] akimirksnine trukme, išreiškiama per krūvininkų rekombinacijos gyvavimo trukmę (τ_R) ir prilipimo koeficientą K_{tr} taip:

$$\tau_{inst, tr} = \tau_R K_{tr}; \quad K_{tr} = 1 + \frac{N_{tr} N_{C,V,e,h,Ntr}}{(N_{C,V,e,h,Ntr} + \Delta n)^2}. \quad (2.36)$$

Čia N_{tr} yra seklių prilipimo centrų koncentracija, $N_{C,V,e,h,Ntr} = N_{C,V} \exp(-E_{tr}/k_B T)$ redukuotas efektinis būsenų tankis, atžvilgiu prilipusių krūvininkų aktyvacijos energijos, Δn – perteklinių krūvininkų koncentracija. Rekombinacijos

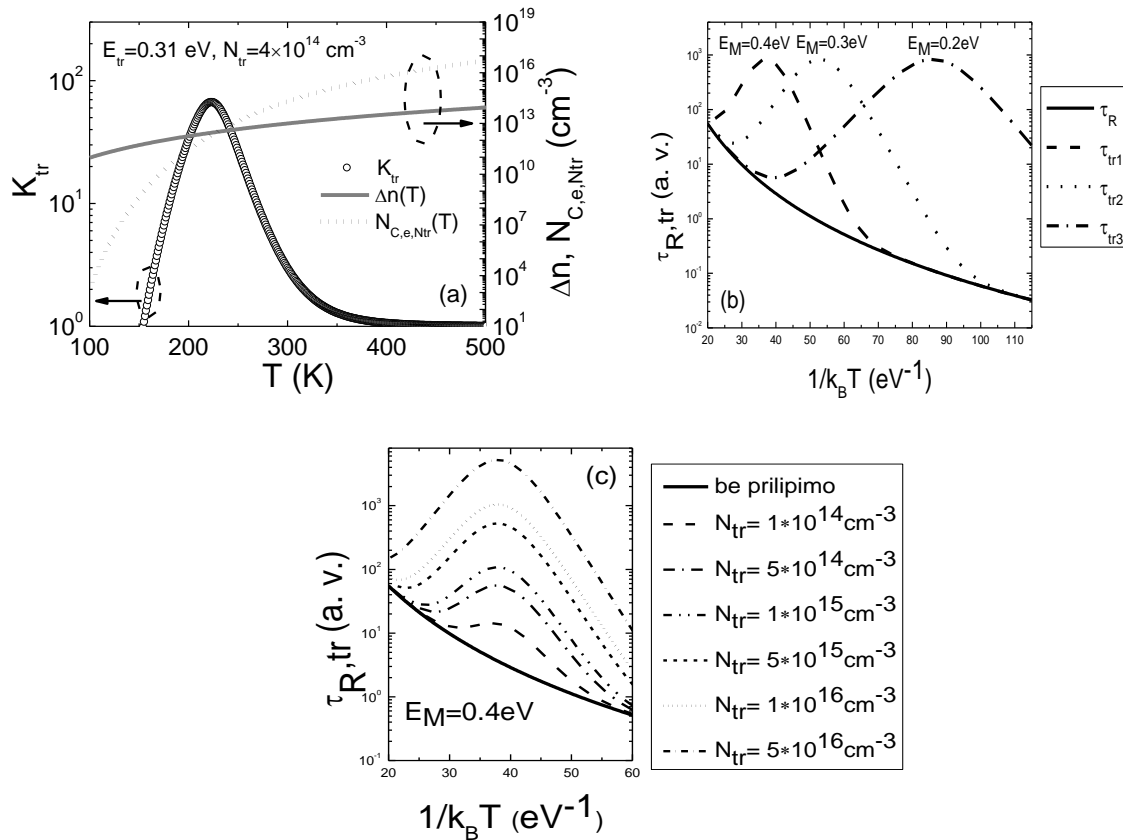
gyvavimo trukmė (τ_R) šiame artinyje modeliuojama pasitelkiant Shockley-Read-Hall (S-R-H) išraiškas [64]:

$$\tau_{S-R-H} = \tau_e \frac{n_{h0} + N_{V,h,R} + \Delta n}{n_{h0} + n_{e0} + \Delta n} + \tau_h \frac{n_{e0} + N_{V,e,R} + \Delta n}{n_{h0} + n_{e0} + \Delta n}. \quad (2.37)$$

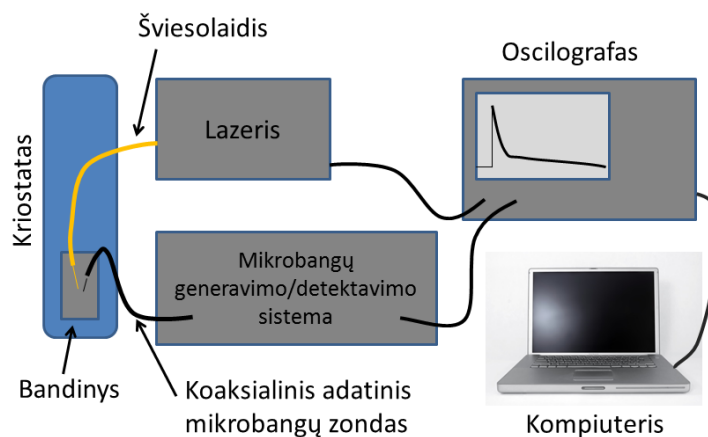
Čia $n_{e,h,0}$ yra pusiausvirinės krūvininkų koncentracijos, $N_{C,e,R} = N_C \exp(-\Delta E_{Re}/k_B T)$ kaip ir $N_{V,e,R} = N_V \exp(-\Delta E_{Rl}/k_B T)$ redukuotas efektyvusis būsenu tankis, $N_{C,V}$ būsenu tankis juostose, τ_e ir τ_h – mikroskopinės gyvavimo trukmės elektronams ir skylėms, atitinkamai. Daugkartinio prilipimo reiškinys indikuojamas kaip kvazi-eksponentinis relaksacijos procesas, kuris yra charakterizuojamas nuo laiko (t) priklausančia momentine gyvavimo trukme $\tau_{inst,tr}(\Delta n(t))$, – (2.36) išraiškoje. Šis modelis apibūdina sužadinimo tankio ir nuo temperatūros priklausančio prilipimo-rekombinacijos proceso variacijas: rekombinacija vyrauja pradinėse kinetikos fazėse, kai $\Delta n \gg N_{C,V,e,h,Ntr}, N_{tr}$. Prilipimo efektas gali būti patikrintas keičiant sužadinimo tankį, kai prilipimo efektas yra aiškiai išreikštas tik esant mažam sužadinimo intensyvumui.

Taip pat prilipimo efekto temperatūriniai kitimai gali būti paaiškinti ir sumodeliuoti $N_{C,V,e,h,Ntr}(T)$, $\Delta n(T)$ kitimais. Pastarosios modelinės priklausomybės (ilustruojamos 3.22 pav., suskaičiuotos pasinaudojant (2.36) sąryšiais) gali būti pritaikytos prilipimo lygmenų spektroskopijai.

Šiame darbe prilipimo procesų parametrų matavimai MW-PC metodu buvo atlikti Vilniaus universitete sukurtu prietaisu VUTEG-6 (2.23 pav.), kur bandinio sužadinimui naudojamas impulsinis lazeris (400 ps) generuojantis 1062 nm bangos ilgio šviesą. Bandinys zonduojamas koaksialiniu adatiniumi mikrobangų (22 GHz) zonu, veikiančiu artimo lauko režime. Šis prietaisas turi temperatūros stabilizavimo sistemą, kur bandinio temperatūrą galima keisti intervale nuo 80K iki 400K. Bandinys kriostate yra talpinamas ant šaldomo piršto, vakuume. Preciziniam tarpelio tarp zondo, šviesolaidžio ir bandinio valdymui yra sukurtas 2D zondo laikiklis valdomas žingsniniu varikliu.



2.22 pav. a- modelinė prilipimo koeficiento temperatūrinė priklausomybė 0.31 eV lygmeniui silicyje. Čia $N_{C,e,Tr}(T)$ ir $\Delta n(T)$ temperatūrinės priklausomybės suskaičiuotos darant prielaidą, kad $\Delta n(T)$ keičiasi, kintant absorbcijos koeficientui $\Delta n \sim \alpha(T)$. Momentinės gyvavimo trukmės kitimai, priklausantys nuo atvirkštinės terminės energijos, varijuojant aktyvacijos energijos (b) ir prilipimo centrų koncentracijos (c) vertes.



2.23 pav. VUTEG-6 spektrometro schema.

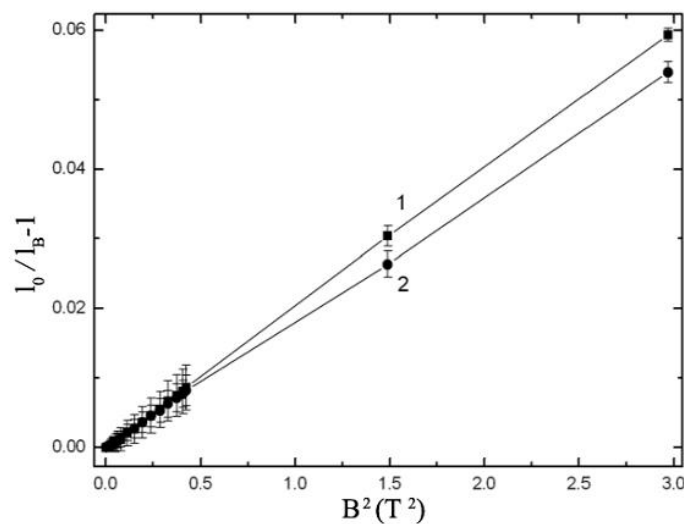
VUTEG-6 prietaisu detektuojamas fotoatsako signalas koaksialiniu kabeliu nukreipiamas į skaitmeninį 1GHz oscilografą Tektronix TDS-5104. Šis oscilografas montuojamas su kompiuteriu, kuriame ir atvaizduojamos bei analizuojamos MW-PC atsako kinetikos.

III. Radiacinių defektų charakterizavimas galvanomagnetiniais metodais

3.1 Holo ir magnetovaržinio judrio charakteristikos

Šiame darbe buvo ištirtas silicio bandinių, paruoštų Holo matavimams, rinkinys. Vienas šios kolekcijos bandinys buvo pagamintas matavimams Van der Pauw būdu (bandinio plotas $10 \times 10 \text{ mm}^2$, storis 0.375 mm). Eksperimentuose magnetinio lauko indukcija galėjo būti didinama iki 1.75 T .

Šie bandiniai buvo charakterizuojami pasitelkiant stacionaraus Holo ir magnetovaržos metodikas. Matavimai buvo vykdomi sinchroniškai. Stačiakampės geometrijos bandiniai dažniausiai buvo naudojami magnetovaržos matavimams, kai vyrauja geometrinė magnetovarža (GMR) [38]. Geometrinės magnetovaržos, Holo judrio ir krūvininkų dreifinio judrio įvertinimuose sklaidos faktoriai buvo prilyginti vienetui. Be to, stačiakampės geometrijos bandiniuose pasireiškia ir išilginė GMR, nes krūvininkai dreifuoja ir gilyn į bandinį iš paviršinių kontaktinių salelių.



3.1 pav. Magnetovaržos priklausomybė nuo magnetinio lauko indukcijos kvadrato neapšvitintame (1) ir bandinyje, apšvitintame didžiausiu įtėkiu (2).

Magnetovaržinis judris šiame darbe buvo apskaičiuojamas pasinaudojant klasikiniu sąryšiu (2.17), kai $\mu_m = (I/B)((I_0/I_B) - I)^{1/2}$. Magnetovarža priklauso nuo magnetinio lauko kvadrato tiesiškai, remiantis sąryšiais (2.15, 2.15a).

Pateikiant šią (2.15) priklausomybę $(I_0/I_B - I) = f(B^2)$ mastelyje (3.1 pav.), kreivės polinkis nusako magnetovaržinį krūvininkų judrį. Tačiau šios geometrijos bandiniuose šios išraiškos taikymas nekorektiškas, kai mažuose magnetiniuose laukuose atsiranda nuokrypis nuo tiesinės priklausomybės.

Holo judris buvo apskaičiuojamas naudojantis tokiu sąryšiu:

$$\mu_H = \frac{1}{B} \frac{l}{w} \frac{U}{U_H}. \quad (3.1)$$

Čia l yra atstumas tarp srovinių kontaktų (1 ir 2), w - atstumas tarp Holo kontaktų (3 ir 4), U – įtampa tarp srovinių kontaktų, U_H – Holo įtampa. Kadangi paaiškėjo, kad elektrinio lauko pasiskirstymas išilgai bandinio atitinka ominio rezistoriaus atvejį, tai elektrinio lauko tarp 4 ir 5 kontaktų įvertinimai buvo nebūtinai. 3.2 pav. yra iliustruojamos neapšvitintų Si darinių efektyviojo krūvininkų judrio temperatūrinės priklausomybės.

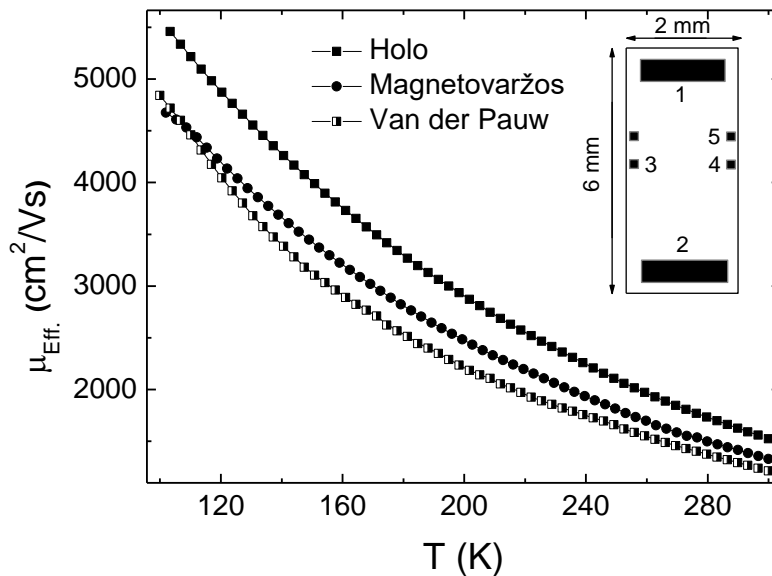
3.2 paveikslėlyje matosi, kad neapšvitintuose bandiniuose Holo judrio temperatūrinė priklausomybė gali būti paaiškinta krūvininkų sklaida fononais. Siekiant apskaičiuoti krūvininkų dreifinį judrį, reiktų žinoti Holo faktoriaus vertes visame temperatūrų ruože. Geometrinis faktorius taip pat didina neapibrėžtumą. Todėl buvo atlikti papildomi matavimai su Van der Pauw geometrijos bandiniais, ir gauti rezultatai palyginti su standartinės Holo geometrijos bandinių charakteristikomis.

Gauta, kad Holo judrio, apskaičiuoto Van der Pauw geometrijos bandinyje, ir magnetovaržinio judrio santykis visame temperatūrų ruože kinta nuo 0.98 (žemoje temperatūroje) iki 1.12 (esant 225 K temperatūrai) ir 1.1 (300 K). Pagal literatūros duomenis, švariame silicyje, krūvininkų sklaidos fononais atveju, judris yra $1560 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [38]. Šiame darbe buvo gautos Holo judrio vertės yra $1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $1214 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ Van der Pauw geometrijos bandinyje. Pritaikius Van der Pauw geometrinių faktorių pataisos koeficiento vertę 0.97 [82], apskaičiuotas Holo judris yra $1250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Fononų sklaidos faktoriaus vertė šiuo atveju būtų 1.18. Dreifinio judrio vertė tada būtų $1060 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

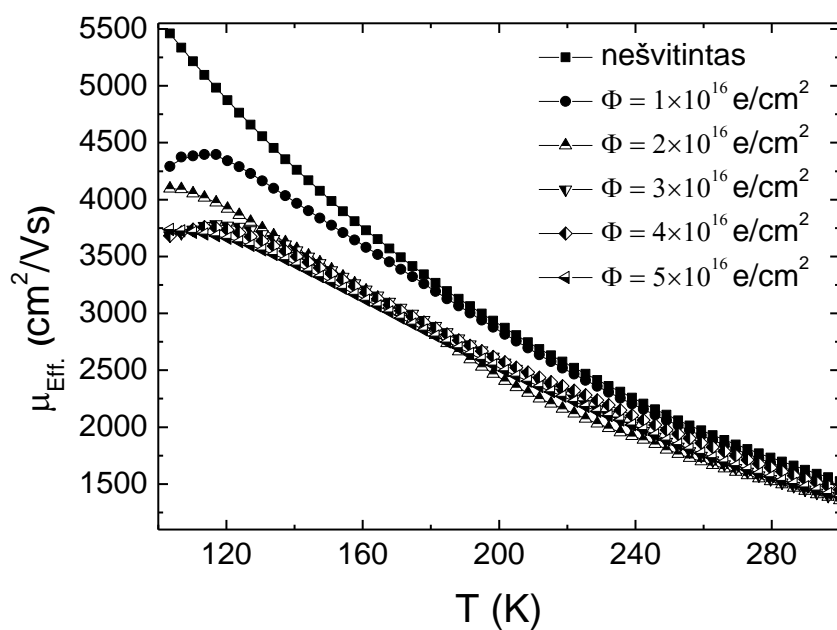
Apšvitinimas turėtų sumažinti krūvininkų judrį [9], nes yra sukuriami sklaidos ir krūvį kompensuojantys centrai. Palyginę laisvųjų krūvininkų judrių vertes, įvertintas iš Holo efekto (3.3 pav.) ir magnetovaržos (3.4 pav.) tyrimų, gauname Holo ir magnetovaržinių judrių santykį 1.15 ± 0.25 (3.5 pav.). Kadangi tiek Holo, tiek magnetovaržinio judrių vertės yra artimos, o ir šių parametru temperatūrinės priklausomybės sutampa, galima teigti, kad magnetovaržinis efektas gali būti taikomas laisvųjų krūvininkų judrio analizei tiriamuose dariniuose. Taigi magnetovaržos matavimai gali būti pasitelkti analizuojant laisvųjų krūvininkų judrio priklausomybes nuo apšvitos netgi tais atvejais, kai išplitę defektai sukuria vidinius kristalo nehomogeniškumus. Literatūroje [9, 43, 44] skelbta, kad aptiktas anomalus Holo įtampos mažėjimas dėl korėtos struktūros, kai magnetovaržinis judris išlieka gana didelis.

Įvertinus judrio priklausomybes nuo apšvitos įtėkio skirtingose temperatūrose galima analizuoti vyraujančius krūvininkų sklaidos procesus. Priėmus, kad skirtingo tipo sklaidos procesai vyksta nepriklausomai, galima naudoti Matisono taisyklę atstojamajam judriui įvertinti:

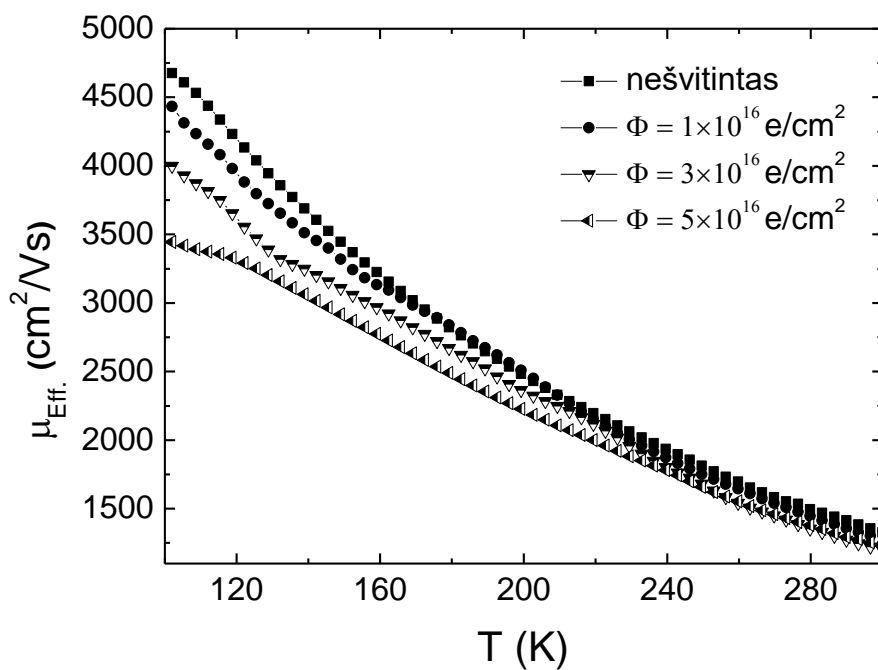
$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \dots \quad (3.2)$$



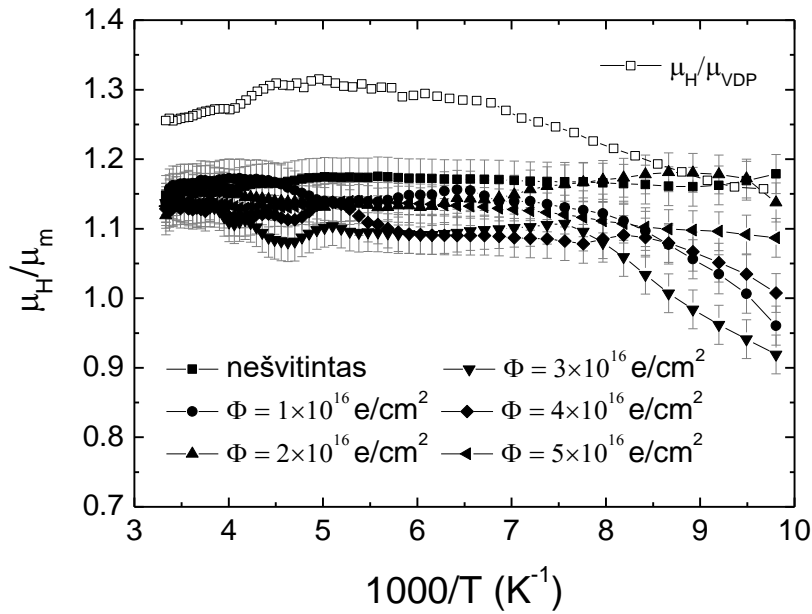
3.2 pav. Išėjties bandinių efektyviojo Holo, magnetovaržinio ir Van der Pauw geometrijos bandinio, krūvininkų judrių temperatūrinė priklausomybė.



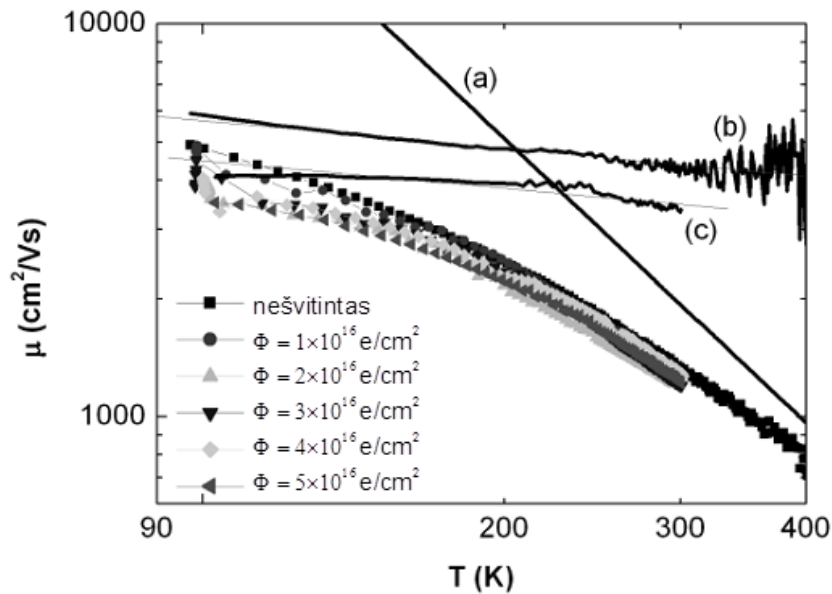
3.3 pav. Efektyviojo Holo judrio temperatūrinė priklausomybė n-tipo bandinyje kintant apšvitos įtėkiams.



3.4 pav. Efektyviojo magnetovaržinio judrio temperatūrinė priklausomybė esant skirtingiems apšvitos įtėkiams.



3.5 pav. Halo ir magnetovaržinio judrių santykio temperatūrinė priklausomybė esant skirtingiems apšvitos įtėkiams. Tuščiaviduriais kvadratais parodytas šių judrių santykis Halo (H) ir Van der Pauw (VDP) geometrijos dariniuose.



3.6 pav. Temperatūrinė (logaritminėje skalėje) efektyviojo magnetovaržinio judrio priklausomybė esant skirtingiems apšvitos įtėkiams, ir modeliuotas (ekstrapoliuotas iš eksperimentinių duomenų) elektronų judris pasitelkiant $T^{-2.4}$ priklausomybę (a), kreivė b yra elektronų judrio pokyčio (atėmus a kreivę) charakteristika nepašvitintam bandiniui, kreivė c yra gauta apšvitintam $5 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu bandiniui, analogiškai kaip ir b kreivė neapšvitintam bandiniui.

Yra žinoma [39], kad elektronų judrio temperatūrinė priklausomybė švariame Si tinkamai aproksimuojama laipsnine funkcija pavidalo $\mu(T) \sim T^{2.4}$. Tokia $\mu(T) \sim T^{2.4}$ priklausomybė (nustatyta iš eksperimentinių duomenų aukštesnėse temperatūrose) yra iliustruojama 3.6 pav. Pastaroji charakteristika galėtų būti bazinio lygio funkcija, nagrinėjant apšvitų nulemtus judrio kitimus. Nagrinėjant tik apšvitų nulemtus judrio kitimus, judrio pokytis gaunamas atėmus bazinės funkcijos vertes, pasitelkiant (3.2) Matisono taisyklę. Buvo gauta, kad šis judrio pokytis silpnai priklauso nuo temperatūros.

Pasinaudojus tiesine aproksimacija, derinant eksperimentines ir modelines $\mu(T) \sim T^\beta$ charakteristikas, buvo gautos tokios laipsnio rodiklio vertės: $\beta = 0.234 \pm 0.016$ (neapšvitintame darinyje) ir $\beta = -0.233 \pm 0.013$ (apšvitintame 5×10^{16} e/cm² įtėkiu bandinyje). Tokie rezultatai gali būti paaiškinti sklaida netvarkių sričių paviršiniuose centruose. Toks sklaidos procesas yra panašus į aprašomą Moto dėsnio netvarkioms struktūroms.

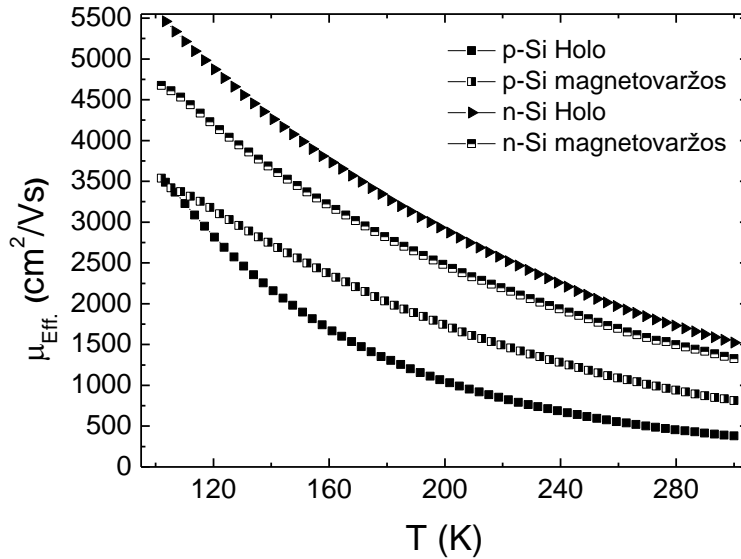
3.2 Krūvininkų judrio temperatūrinių kitimų charakteristikos

Buvo ištirti du elektroninio laidumo (legiruoti fosforu) ir skylinio laidumo (legiruoti boru) silicio bandinių rinkiniai, paruošti Holo matavimams. Elektrinių kontaktų išdėstymas šiuose dariniuose parodytas 2.1 pav., o matavimų metodika buvo aprašyta 2.2 skyrelyje.

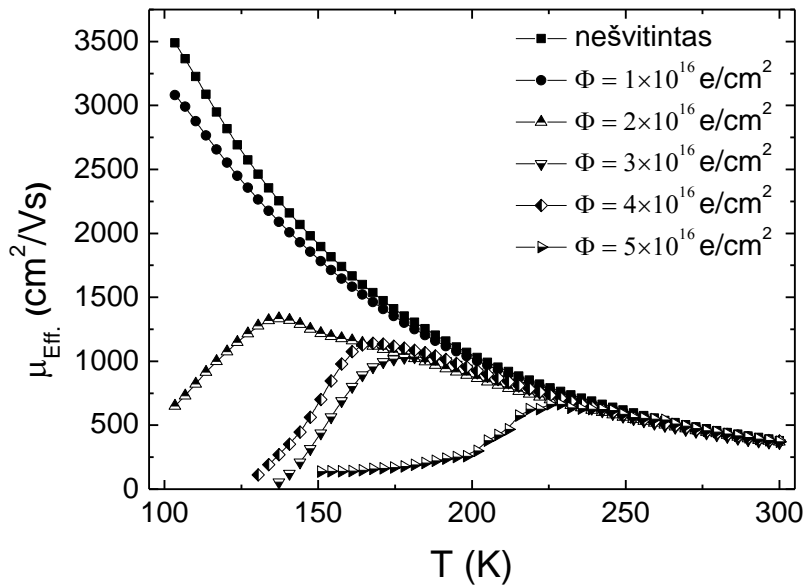
Šiame skyriuje aptariamais tyrimais metu rezultatai buvo praplėsti p laidumo tipo bandinių magnetovaržos tyrimais. Šiuo atveju magnetovaržos priklausomybė nuo magnetinio lauko kvadrato nebuvo tiesinė. Tokio nuokrypio nuo magnetovaržos ir magnetinio lauko kvadrato sąryšio tiesiškumo priežastis yra sunkių ir lengvų skylių indėlio konkurencija [83]. Kai magnetinis laukas yra pakankamai stiprus, magnetovaržą nulemia tik vieno tipo skylės. Tuo būdu galima išskirti nuo magnetinio lauko nepriklausančią sunkiųjų skylių (0.44 elektrono masės) nulemtą magnetovaržą.

Vyraujančių sklaidos procesų išskyrimui prieš ir po apšvitų 6.6 MeV elektronais buvo atlikta palyginamoji Holo ir magnetovaržos judrių

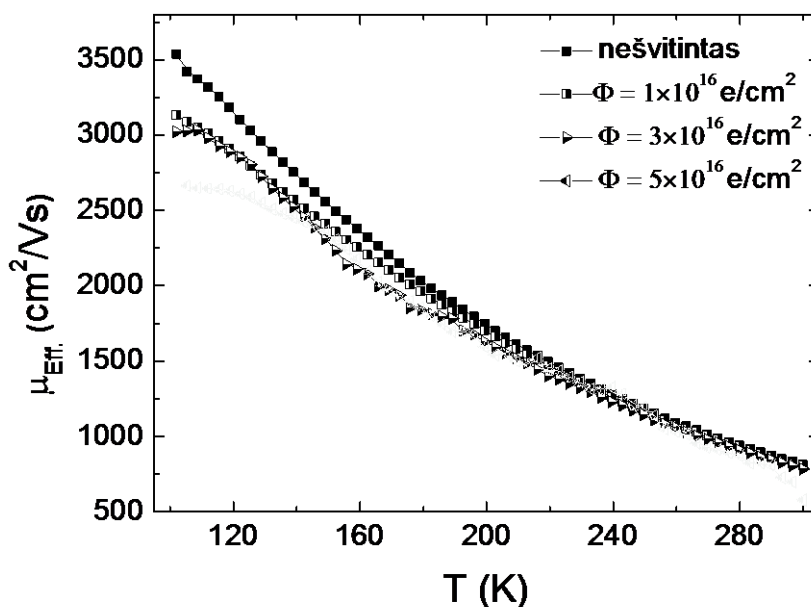
temperatūrinių kitimų analizė. Judrių temperatūrinių kitimų charakteristikos yra iliustruojamos 3.7–3.9 paveikslėliuose.



3.7 pav. Efektyviojo Holo ir magnetovaržinių judrių temperatūrinės priklausomybės p- ir n- laidumo tipo Si bandiniuose. Holo ir magnetovaržinis judriai p-Si ir n-Si.



3.8 pav. Efektyviojo Holo judrio temperatūrinės priklausomybės p-Si bandiniuose, apšvitintuose elektronais skirtingais įtėkiais ir nešvitintame bandinyje.

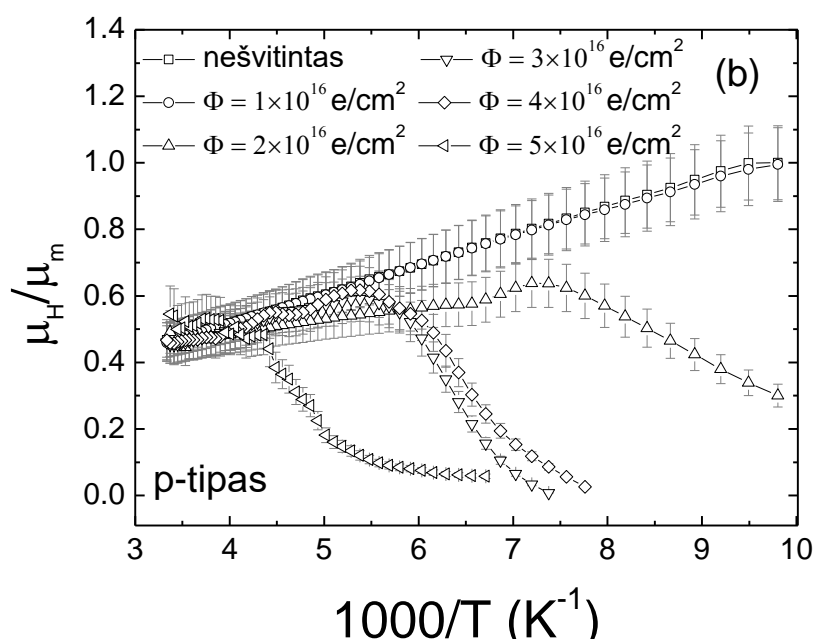


3.9 pav. Efektyviojo magnetovaržinio judrio temperatūrinės priklausomybės p-Si bandiniuose, apšvitintuose elektronais $(1, 3 \text{ ir } 5) \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiais ir nešvitintame bandinyje.

Išeities (prieš apšvitą) bandiniuose judrio vertės nusako bandinių kokybę. Temperatūrinių judrio kitimų charakteristikų pobūdis dera su sklaidos fononais tipine charakteristika. Kambario temperatūroje n-Si medžiagoje krūvininkų judris yra $1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, 0 p-Si, $500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (3.7 pav.). Šios vertės gerai dera su būdingomis judrio vertėmis silicyje [82], kai sklaidos fononais faktorius yra 1.18 [38]. Krūvininkų judris apšvitintuose bandiniuose yra mažesnis, lyginant su vertėmis išeities bandiniuose. Tai ypač išryškėja žemose temperatūrose, – 3.7–3.9 pav. Šiose iliustracijose matosi, kad Holo judris p-Si bandiniuose ženkliai sumažėja, didėjant apšvitos įtėkiui, kai n-Si judrio pokytis yra mažesnis. Yra žinoma, kad p-Si yra mažiau atsparus radiacinei pažeidai, negu n-Si, nes p-Si kristale yra defektų, sietinų su nutrauktais ryšiais ir neužpildytomis būsenomis [5]. Tuo būdu, likusiems ryšiams nutraukti užtenka mažesnės apšvitos dalelių energijos.

Magnetovaržinis judris μ_m visgi nėra taip stipriai sumažėjęs apšvitintuose bandiniuose. Holo ir magnetovaržinio judrių santykio μ_H/μ_m temperatūriniai kitimai yra iliustruojami 3.5 pav. n-Si bandiniuose judrių santykis yra artimas 1

visame nagrinėjamame temperatūrų intervale ir nepriklauso nuo apšvitos įtėkio. Tai rodo, kad tas pats sklaidos procesas dominuoja tiek Holo, tiek magnetovaržos reiškiniuose. Šis rezultatas taip pat sutampa su Holo judrio ir laidumo judrio santykio nagrinėjimo rezultatais, pateiktais literatūroje [84]. p-Si bandiniuose šio μ_H/μ_m santykio vertės yra plačiai išsklidę intervale nuo 0 iki 1 (3.10 pav.). Aukštesnėse temperatūrose μ_H/μ_m santykio vertė yra 0.5. Neapšvitintiems arba mažu įtėkiu apšvitintiems bandiniams μ_H/μ_m santykis, įvertintas žemesnėms temperatūroms, yra artimas vertė μ_H/μ_m dydžiui, gautam n-Si medžiagoje. Tai gali būti paaiškinta nepagrindinių, judresnių krūvininkų įtaka. Bipoliškumo pasireiškimas Holo efekto charakteristikose nepastebėtas.



3.10 pav. Efektyviųjų Holo ir magnetovaržinių judrių santykio n-Si (a) ir p-Si (b) temperatūriniai kitimai neapšvitintuose bandiniuose ir apšvitintuose 6.6 MeV elektronų ($1, 2, 3, 4$ ir 5) $\times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkais

Visgi, aukštesnėse temperatūrose magnetovaržiniai krūvininkų judriai tiek n-Si tiek p-Si medžiagose yra artimi dydžiu. Tai irgi gali būti sunkiųjų ir lengvųjų skylių konkurencijos išdava. Didesniems apšvitos įtėkiam p-Si bandiniuose judrių santykio vertė sumažėja iki 0, dėl sumažėjusio Holo įtampos signalo. Toks kitimų pobūdis panašus į tą, aptiktą dideliais neutronų

įtėkiais apšvitintuose Si bandiniuose [9] ir bandiniuose su dideliu išplitusių defektų tankiu [40–44, 85]. Išplitusių, klasterinių defektų lokalūs elektriniai laukai ekranuoja Holo lauką ir tuo būdu sumažina Holo įtampą iki sunkiai išmatuojamos vertės.

Apšvitos įtėkis abiejų laidumo tipų bandiniams buvo vienodas, bet aptiktas skirtingas μ_H/μ_m kitimų pobūdis n-Si ir p-Si medžiagose. Tai gali būti susiję su krūvio kompensavimo (radiaciniais defektais) reiškiniais. Tai paaiškinama donorinio ir akceptorinio tipo radiacinių defektų koncentracijų santykio skirtingomis vertėmis n- ir p-Si medžiagose bei šio santykio kitimais, varijuojant apšvitos įtėkį. Greitaisiais elektronais apšvitintame silicyje pagrindiniai (stabilūs po relaksacijos) elektriškai aktyvūs defektai yra A centrai ir divakansijos [86–89]. A centrai (VO) yra donorinio tipo. Vakansijos gali būti ir donoriniais ir akceptoriniais centrais, – tai priklauso nuo medžiagos laidumo tipo. Apšvita greitaisiais elektronais ženkliu sukuria donorinio tipo defektus. n-Si silicyje donorinio tipo defektai padidina efektinę priemaišinimo koncentraciją, o p-Si šie defektai veikia kaip krūvio kompensavimo centrai sukurdami nuskurdintas (izoliuojančias) sritis. Dėl šios priežasties p-Si kristale sukuriama platesnė sumažinto efektinio legirantų tankio sritys, negu n-Si. Todėl p-Si medžiagoje Holo įtampa ženkliai sumažėja, lyginant su n-Si, nors apšvita sukuria beveik vienodas įvairių tipų radiacinių defektų koncentracijas tiek p-Si, tiek n-Si. Holo judrio tyrimai atskleidė, kad ir legiruotuose mažesne ($N \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), negu aptariamuose ($N \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) bandiniuose, Holo įtampos signalas taip pat mažėja [90], didinant apšvitos įtėkį. Nors Holo įtampos mažėjimas yra neabejotinai susijęs su radiacine pažeida, tačiau Holo judrio kitimai nebūtinai tiesiogiai nulemti Holo lauko ekranavimu. Matavimai [90] darbe buvo atlikti kambario temperatūroje, ir judrio kitimai nagrinėti priklausomai nuo apšvitos. Šiame darbe mes parodėme, kad patikimam esminių judrio kitimų faktorių išskyrimui būtina atlikti matavimus platesniame temperatūrų ruože. Taip pat būtina atlikti vienas kitą papildančius magnetovaržos bei Holo judrių matavimus sinchroniškai, juolab, kad techniškai įgyvendinti tai yra gana paprasta.

Krūvininkų judris priklauso nuo jonizuotų priemaišų koncentracijos, todėl judrio pasikeitimas gali suteikti informacijos apie sklaidos centrų koncentracijos pasikeitimą. Priėmus, kad galioja Matisono taisyklė (3.2) efektinio judrio verčių suradimui mūsų tyrimuose, ir didžiausia judrio pokyčio priežastis yra jonizuotų sklaidos centrų pasikeitimas, parcialinis judris dėl sklaidos jonizuotais centrais išreiškiamas taip:

$$\mu = \frac{128\sqrt{2\pi}(\varepsilon\varepsilon_0)^2(k_B T)^{3/2}}{\sqrt{m} Z^2 e^3 N} F(N) \quad (3.3)$$

Čia visi parametrai turi įprastinę fizikinę prasmę, o atskirai N yra sklaidos centrų tankis. Funkcija $F(N)$, Konvelo ir Veiskofo modelio artinyje gali būti išreikšta [91]:

$$F(N) = \left(\ln \left[1 + \left\{ \frac{12\pi\varepsilon\varepsilon_0 k_B T}{Z e^3 N^{1/3}} \right\}^2 \right] \right)^{-1} \quad (3.4)$$

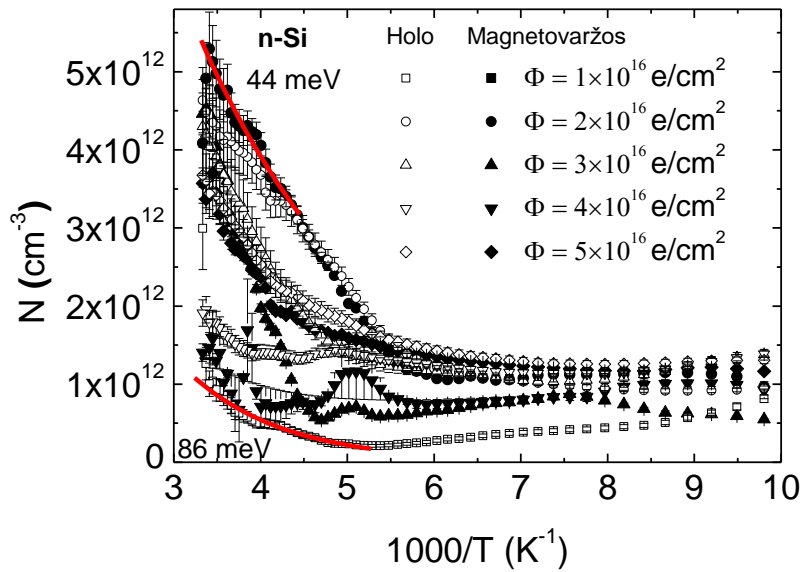
Brukso ir Heringo modelio artinyje [92] ši funkcija užrašoma taip:

$$F(N) = \left(\ln[1+\xi] - \frac{\xi}{1+\xi} \right)^{-1}. \quad (3.5)$$

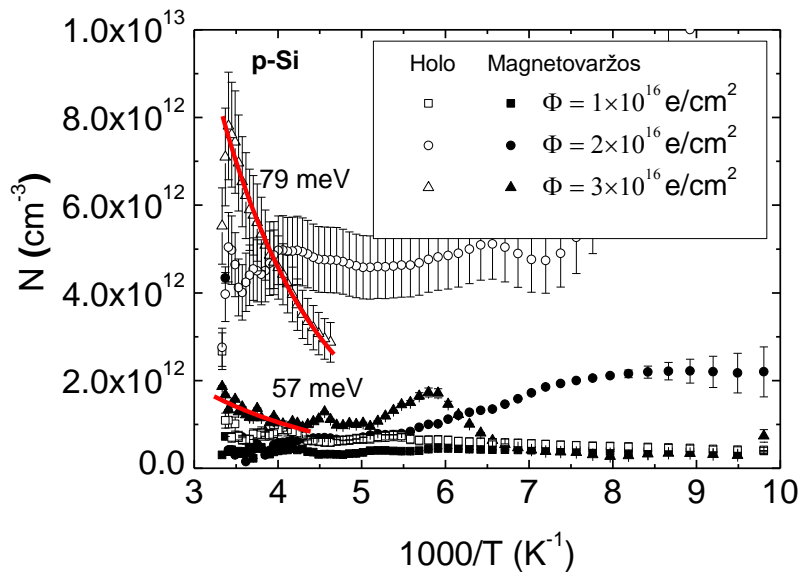
(3.5) funkcijos kintamasis ξ gaunamas toks:

$$\xi = \frac{96\pi^2 \varepsilon\varepsilon_0 m}{N} \left(\frac{k_B T}{he} \right)^2. \quad (3.6)$$

Labiausiai dominantis šiuose tyrimuose parametras yra sklaidos centrų tankio N pokytis keičiantis apšvitos įtėkiui. Pasinaudojus Matisono taisykle, parcialinio sklaidos fononais judrio vertės gali būti eliminuotos, pasitelkiant judrio vertes, gautas neapšvitintame bandinyje. Priėmus, kad pradinis sklaidos centrų tankis yra lygus pradiniam legiravimui, įelektrintų sklaidos centrų koncentracija yra $(1-2) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Kaip žinoma, efektyvioji masė elektronams yra $0.26m_0$, o skylėms, – $0.44m_0$ [82], kur laisvo elektrono masė – m_0 . Medžiagos dielektrinė skvarba nežymiai tepriklauso nuo temperatūros. Paprastumo dėlei priimta medžiagos santykinės dielektrinės skvarbos vertę laikyti lygią 12 [93]. Siekiant sumodeliuoti apšvita nulemtus krūvininkų judrio kitimus, buvo spręsta netiesinių (transcendentinių) lygčių (3.2–3.6) sistema.



3.11 pav. Taškinių įelektrintų sklaidos centrų koncentracijos temperatūrinių kitimų charakteristikos n-Si bandiniuose sumodeliuotos pasitelkiant eksperimentines judrio temperatūrinės priklausomybes neapšvitintuose bandiniuose ir apšvitintuose 6.6 MeV elektronų $(1, 2, 3, 4 \text{ ir } 5) \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiais. Išsines linijos žymi pasirinktas sritis terminės jonizacijos parametru įvertinimui.

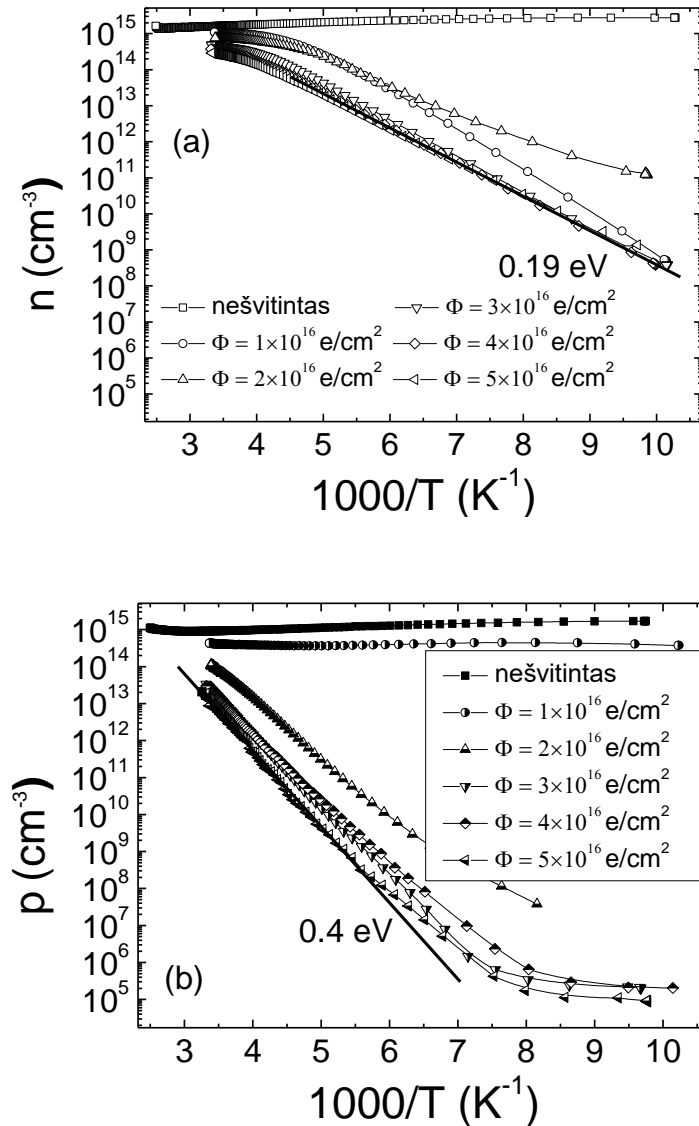


3.12 pav. Taškinių įelektrintų sklaidos centrų koncentracijos temperatūrinių kitimų charakteristikos p-Si bandiniuose sumodeliuotos pasitelkiant eksperimentines judrio temperatūrinės priklausomybes neapšvitintuose bandiniuose ir apšvitintuose 6.6 MeV elektronų $(1, 2, 3) \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiais. Išsines linijos žymi pasirinktas sritis terminės jonizacijos parametru įvertinimui.

Čia kintamu parametru buvo temperatūra (T). Sumodeliuotos įelektrintų sklaidos centrų koncentracijos temperatūrinių kitimų charakteristikos, gautos derinant su eksperimentinėmis efektinio judrio charakteristikomis, yra iliustruojamos 3.11 ir 3.12 pav., n-Si (3.11 pav.) ir p-Si (3.12 pav.), atitinkamai. Varijuojant sklaidos įelektrintais centrais modelius ((3.5) arba (3.6)) sklaidos centrų koncentracijos temperatūrinių kitimų kreivių formos išsilaiko, o keičiasi tik koncentracijos absoliučios vertės, kurios, naudojant (3.5) modelį, gautos 10 kartų mažesnės, lyginant su tokiomis, pasitelkus (3.6) artinį.

Visgi pirmenybę modeliavimuose reiktų teikti Brukso ir Heringo (3.6) modeliui, kaip patikimesniam, nes čia įskaitomi ir ekranavimo efektai. Ekranavimo efektai yra svarbūs legiruotuose laidžiose medžiagose. Įelektrintų sklaidos centrų koncentracijos N modeliavimuose buvo naudojami abiejų (Holo ir magnetovaržinio) judrių eksperimentiniai duomenys, kai temperatūrinių kitimų sritys, kuriose $\mu_H/\mu_m=1$, yra patikimiausios N vertėms surasti. Įelektrintų sklaidos centrų koncentracijos N temperatūrinių kitimų charakteristikose galima išskirti eksponentinio kitimo sritis (pažymėtas 3.11 ir 3.12 pav. raudonomis ištisinėmis atkarpomis). Tai gali būti susiejama su centrų terminės aktyvacijos energijomis, formuojantis įelektrintiems sklaidos centrams terminės jonizacijos būdu. Iš charakteristikų $N=f(T^{-1})$ polinkio buvo įvertintos centrų terminės aktyvacijos energijos, kurių vertės yra bent du kartus mažesnės už tas vertes, kurios būdingos A centrams ar divakansijoms. Taip pat aptikta, kad modelinės N vertės nekoreliuoja su laisvųjų krūvininkų koncentracija, įvertinta iš laidumo matavimų. Pastaroji, krūvininkų koncentracijos kitimų nuo apšvitos įtėkio charakteristika yra iliustruojama 3.13 pav. Šis neatitikimas rodo, kad ne visi efektinį legiravimo tankį nulemiantys centrai dalyvauja sklaidos procesuose. Tai reikštų, kad didžioji dalis įelektrintų centrų (legirantų) yra ekranuojami priešingo krūvio būsenos kompensuojančiais centrais. Ekranavimas laisvaisiais krūvininkais sklaidos procesuose jau buvo įskaitytas modeliuojant judrio kitimus. Tai pagrindžia hipotezę, kad efektyviai pasireiškia elektringų defektų sukuriamų

elektrostatinių laukų superpozicija ir erdvinio krūvio sritys, nulemiančios barjerų susidarymą.



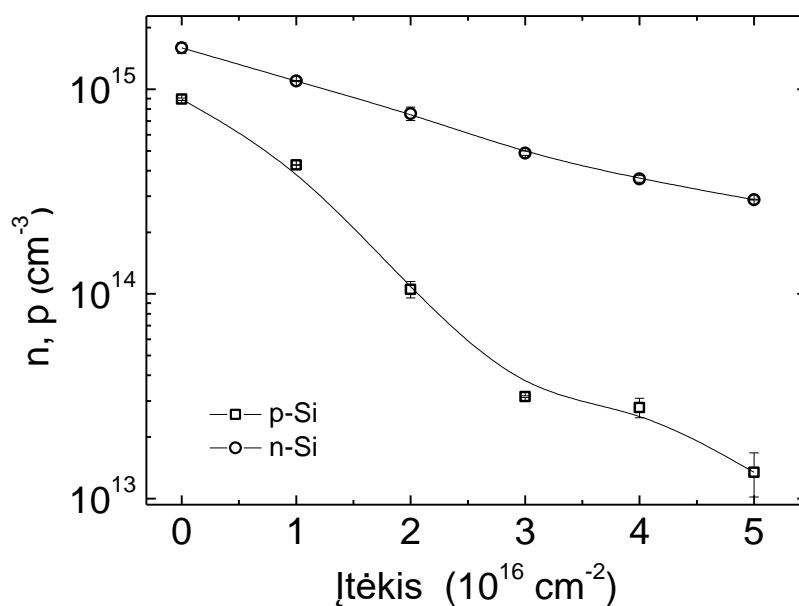
3.13 pav. Krūvininkų koncentracijos temperatūrinė priklausomybė n-Si (a) ir p-Si (b) bandiniuose, neapšvitintos ir apšvitintos 6.6 MeV elektronais medžiagose, kintant apšvitimo įtėkiam.

Šie reiškiniai pasidaro svarbūs, kai efektingus atstumus tarp defektų nusakančios centrų koncentracijos viršija slenkstinės vertės. Iš krūvininkų judrio tyrimų buvo įvertintos tokios slenkstinės koncentracijos: $N_{s,l} = 5 \times 10^{12}/cm^3$ n-Si ir $1 \times 10^{13}/cm^3$ p-Si. Tokiu atveju terminės aktyvacijos energijos (įvertinamos ir $N=f(T^{-1})$ charakteristikų, 3.11 ir 3.12 pav.) būtų sietinos su potencinių barjerų įveikimo energijomis. Įvertintos šios barjerų aktyvacijos

energijos kinta nuo 44 meV iki 86 meV. Neapšvitintuose bandiniuose, legiruotuose sekliomis priemaisomis (fosforu ar boru) jonizuotų priemaišų tankis mažai priklauso nuo temperatūros.

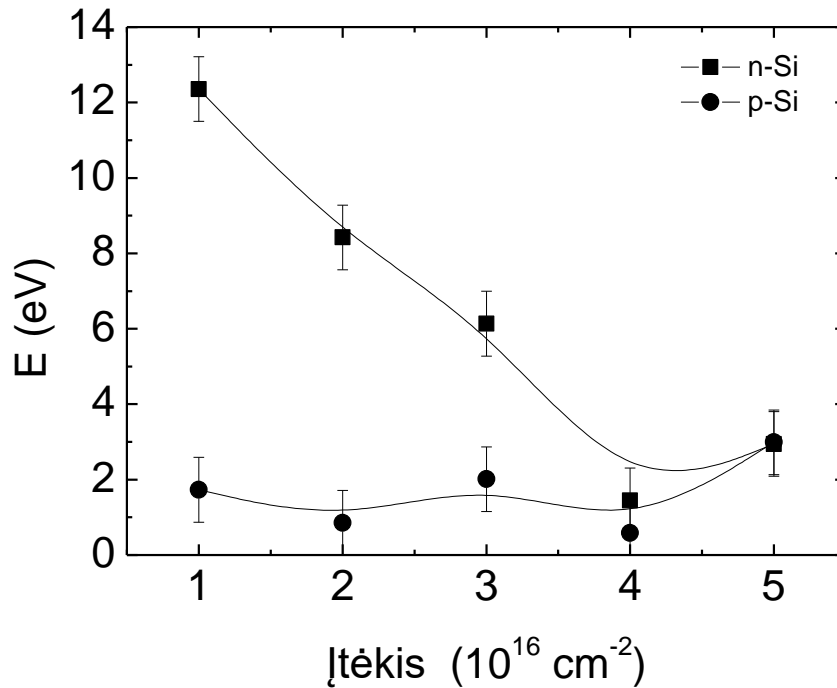
Tuo tarpu apšvitintuose dariniuose jonizuotų centrų koncentracija yra nulemta gilesnių centrų jonizacijos energija. Todėl apšvitintuose bandiniuose krūvininkų koncentracija stipriai priklauso nuo temperatūros, kaip matosi 3.13 pav. Krūvininkų koncentracija buvo įvertinta iš sinchroninių laidumo ir judrio matavimų. Krūvininkų koncentracija išeties bandiniuose, kaip buvo minėta, gauta $(1-2) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Po apšvitų šios krūvininkų koncentracija vertės keičiasi, dėl sukuriamų kompensuojančių įelektrintų defektų, ir įvertinamas vidutinis krūvininkų tankis visame bandinio tūryje. Tačiau laidžiose srityse krūvininkų tankis gali būti beveik toks pats kaip ir išeties bandiniuose. Krūvininkų tankio temperatūrinė priklausomybė, išmatuotose stipriai apšvitintuose bandiniuose, gautos didesnės terminės aktyvacijos energijų vertės: 0.19 eV ir 0.4 eV, atitinkamai, n- ir p- laidumo silicyje. Šios aktyvacijos energijos yra artimos tom, kurios literatūroje priskiriamos VO centrams, divakansijoms bei vakansijos-boro kompleksams [94–98]. Žemesnėje temperatūroje gautas krūvininkų koncentracijos verčių įsisotinimas. Krūvininkų tankio temperatūrinius kitimus derinant su vienalaikiu keletos centrų pasireiškimu ir siekiant įvertinti jų aktyvacijos energijas, visgi yra būtina įtraukti ir dėmenį su aktyvacijos energija 70 meV. Ši aktyvacijos energijos vertė yra artima radiacinių defektų terminės jonizacijos energijai, įvertintai iš 3.11 ir 3.12 pav. iliustruojamų charakteristikų. Tai gali būti sietina su paviršinėmis būsenomis bei juostinės struktūros pakitimais dėl persiklojančių erdvinio krūvio sričių, supančių defektus.

Nepaisant fakto, kad nepavyksta pamatuoti Holo judrio labiau apšvitintuose bandiniuose, žemose temperatūrose, laisvųjų krūvininkų tankis kambario temperatūroje stipriai apšvitintuose elektronais dariniuose yra ženkliai mažesnis už vertes (3.14 pav.), kurios turėtų būti gaunamos visiško legirantų jonizacijos atveju.



3.14 pav. Krūvininkų koncentracijos 300 K temperatūroje priklausomybė nuo apšvitos Ītėkio p-laidumo silicyje ir n-laidumo silicyje.

6.6 MeV elektronai prasiskverbia per visą $d=375 \mu\text{m}$ storio bandinį. Efetyvusis tokios energijos elektronų stabdymo Si gylis yra 2 mm [97]. Taigi vidutinė defektų kūrimosi energija yra $6.6(1-\exp(-0.0375/0.2))=1.1 \text{ MeV}$. Apšvitinus Si tokių elektronų Ītėkiu Φ , bandinio tūryje V sukurtų defektų skaičius būtų $N \times V$. Bandinio tūryje $V=Sa$ (kur S – bandinio paviršiaus plotas, d – storis), vienas 6.6 MeV elektronas vidutiniškai sukuria $\Gamma=\Phi S/NV=\Phi/(Nd)$ radiacinių defektų. Įvertinus N iš judrio temperatūrinių priklausomybių, galima įvertinti defektų sudarymo energiją taip $1.1\text{MeV}/\Gamma=1.1 \times 10^6 \times Nd/\Phi$ (eV). Šių energijų vertės vienam defektui sukurti p-Si ir n-Si medžiagose, kaip Ītėkio funkcijos, yra iliustruojamos 3.15 pav. Iš tokių įvertinimų matosi kad defekto sukūrimo energija n-Si medžiagoje, esant mažiausiam apšvitos Ītėkiui, yra kelis kartus didesnė nei p-Si. Šios defekto sukūrimo energijos vertės n-Si ir p-Si medžiagose sutampa tik esant didžiausiems apšvitos Ītėkiams.



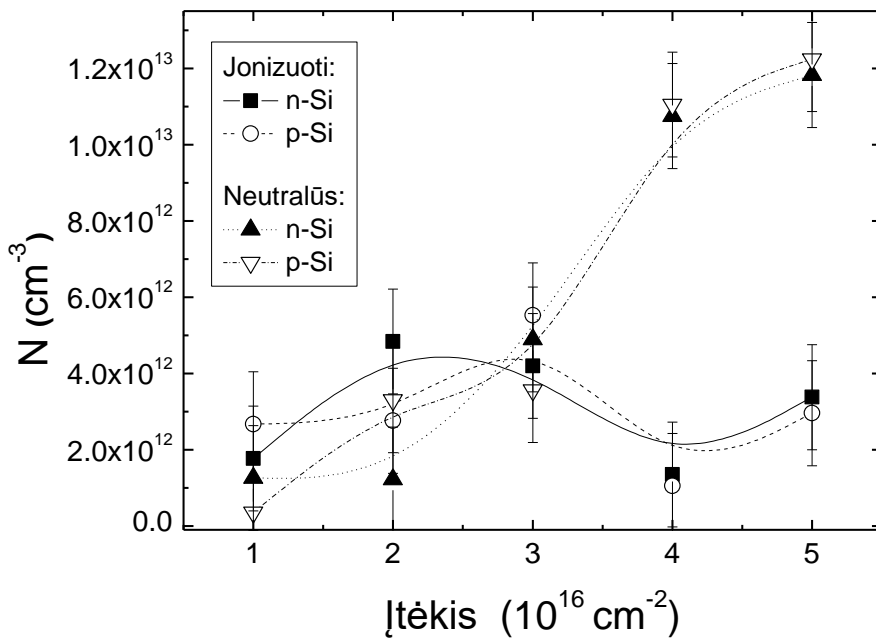
3.15 pav. Vieno radiacinio defekto sudarymo energijos, apšvitinus n-Si ir p-Si medžiagą 6.6 MeV energijos elektronais, priklausomybė nuo apšvitos įtekio.

Slenkstinė silicio atomo išmušimo iš gardelės energija elektronui yra apie 250–270 keV [98–100]. Tuo būdu, 6.6 MeV elektronas gali sukurti tik 24 taškinių Frenkelio porų, arba inicijuoti keletą griūtinių procesų. Tačiau greitieji elektronai sąveikauja su medžiaga dažniausiai jonizuodami atomus. Šie jonizuoti atomai, būdami sužadintos būsenos, dėl sąveikos su kaimyninių mazgų atomais elektrostatinėmis jėgomis, gali būti „išmesti“ iš gardelės mazgo [5]. Mažiausia energija, reikalinga jonizuoti silicio atomus, yra draustinių energijų justos pločio dydžio. Tačiau atomų išmetimas vyksta efektyviau, kai jie ilgesnį laiko tarpą išlieka sužadintos būsenos, dalyvaujant fononams. Taigi, mažesnė laisvųjų krūvininkų koncentracija ir gilesnių atomo lygmenų jonizacija katalizuoja defektų kūrimąsi. Disociacijos energija Si atomams yra apie 2 eV [101]. Ši energija būdinga p-Si (3.15 pav.). Esant mažesniems apšvitos įtekiams, n-Si defekto sudarymo energija yra apie 12 eV. Tai pagrindžia hipotezę, kad pirminių, ne radiacinės prigimties, nutrūkusių ryšių tipo defektų buvimas, kuriems būdingi laisvieji ryšiai, palengvina radiacinių defektų susidarymą. Taigi, vieno elementaraus (Frenkelio poros) radiacinio

defekto susidarymo mažos energijos fenomenas ir tos energijos priklausomybė nuo apšvitos įtėkio keičia defektų susidarymo sampratą, gyvuojančią literatūroje [102]. Išties, mažiausia energija, reikalinga silicio atomo išmušimui iš mazgo ir Frenkelio poros sukūrimui, yra 12.5 eV [103]. Šios energijos vertė priklauso nuo kristalo orientacijos, todėl suvidurkinta energija yra didesnė ir sudaro 24 eV. Tai gerai dera su mūsų vertinimais n-Si medžiagai, darant prielaidą, kad defektai kuriami minimaliomis energijos sąnaudomis. Yra tikėtina, kad apšvitintose aukštųjų energijų elektronais Si medžiagose, vyrauja krūvininkų sklaida įelektrintais taškiniais defektais [47]. Todėl šiame darbe buvo laikoma, kad krūvininkų judrio pasikeitimas priklausantis nuo apšvitos įtėkio yra susijęs su jonizuotų centrų kiekiu. Neutralių sklaidos centrų skaičius taip pat gali pasikeisti po apšvitos. Tačiau būdingas sklaidos neutraliais centrais skerspjūvis yra 4 eilėmis mažesnis [104], negu jonizuotais centrais. Į Matisono sąryšį (3.2) įtraukus dėmenį, aprašantį parcialinį judrį dėl sklaidos neutraliais centrais, galima įvertinti jonizuotų priemaišų kiekį. Kadangi judris dėl sklaidos neutraliais centrais, su neapibrėžta sąveikos energija, priklauso nuo temperatūros, yra sudėtinga įvertinti neutralių priemaišų kiekį [105].

Neutralių defektų kiekio įvertinimas gali būti atliktas ir kitu būdu. Elektronas silicio bandinyje, kaip aptarta aukščiau, praranda 1.1 MeV energijos. Priėmus, kad vienos Frenkelio poros sukūrimui reikia 12.5 eV energijos, yra sukuriama 88000 tokių taškinių defektų. Esant įtėkiams (1, 2, 3, 4 ir 5)×10¹⁶ cm⁻², atitinkamai yra sukuriama (3.03, 6.06, 9.09, 12.1 ir 15.2)×10¹² cm⁻³ defektų tūryje. Iš judrio matavimų nustatėme jonizuotų defektų skaičių. Taigi, atėmus šį jonizuotų defektų skaičių iš viso sukurtų defektų skaičiaus, galima įvertinti neutralių centrų skaičiaus slenkstinį dydį. Šio skaičiaus neapibrėžtumo koeficientas yra 2, nes Frenkelio defektas yra tarpmazginio atomo ir vakansijos pora. Frenkelio poros gali reaguoti tarpusavyje sukurdamos divakansijas bei klasterius arba anihiliuoti. Taip įvertinta defektų koncentracijos priklausomybė nuo apšvitos 6.6 elektronais įtėkio yra iliustruojama 3.16 pav. Defektų koncentracijos augimas, didėjant įtėkiui, patvirtina kristalo struktūros pažeidimų evoliuciją. Tačiau 3.16 pav.

galima pastebėti, kad, esant įtėkiui didesniam už $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, jonizuotų defektų tankis sumažėja. Kadangi neutralių defektų tankis buvo įvertintas, pasitelkiant jonizuotų centrų koncentracija, sunku išskirti ar pasikeitė defektų krūvinė būseną, ar Frenkelio poros anihiliavo. Kita vertus, galima daryti prielaidą, kad viršijus slenkstinę apšvitos įtėkio vertę, radiaciniai defektai yra lokalizuoti arti vienas kito ir tokie defektai tampa panašūs į klasterius.



3.16 pav. Taškinių sklaidos centrų (jonizuotų ir neutralių) koncentracijos priklausomybė nuo apšvitos 6.6 MeV elektronais įtėkio. Koncentracijos įvertintos: 1 – sklaidos jonizuotais centrais n-Si atveju, 2 – sklaidos jonizuotais centrais p-Si atveju, 3 – sklaidos neutraliais centrais n-Si atveju, 4 – sklaidos neutraliais centrais p-Si atveju.

Klasterių formavimasis, po apšvitinimo 30 MeV energijos elektronais, buvo nagrinėtas [106] darbe. Čia buvo įvertinta, kad pažeidimų skaičius vienam klasteriui yra didesnis kaip 100, po apšvitos $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiu, kai klasterių koncentracija buvo $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Mūsų tyrimuose buvo įvertintas artimo dydžio sklaidos centrų skaičius, kuris buvo priskirtas taškiniams defektams. Klasterių formavimasis po apšvitos elektronais taip pat buvo analizuotas [107] darbe, nagrinėjant anomalius Holo judrio temperatūrinius kitimus. Šie kitimai yra tokie pat, kaip mūsų aptikti p-Si medžiagoje. Holo

įtampos mažėjimas žemoje temperatūroje buvo aiškinamas erdvinio krūvio sričių pagausėjimu ir jų persiklojimu. Tačiau [107] darbe gauta, kad defektai jungiasi į klasterius tik po apšvitos elektronais, kurių energija didesnė už 10 MeV. Čia svarbu apibrėžti klasterio sampratą. Radiacinių defektų klasteris – tai toks defektų kompleksas, kuris sąveikauja su krūvininkais kaip vientisas darinys, neatsižvelgiant į jo vidinę struktūrą. Tada nėra svarbu, kaip defektai susidarė, – ar vienu metu vykstant didelės (aukštųjų energijų spinduliuotės) dalelės energijos lokaliai sugerčiai, ar kaskadiniam procesui su mažesne energija. Šiame darbe apšvitos įtėkių vertės buvo tokios, kurioms būdingas taškinių defektų elektrostatiinių laukų persiklojimas. Todėl, pasiekus tam tikrą temperatūrą, buvo stebimas ženklus Holo įtampos sumažėjimas p-Si medžiagoje. Atlikus Holo įtampos maksimalios vertės priklausomybės nuo temperatūros tiesinę ekstrapoliaciją, gavome, kad 300 K temperatūroje elektrostatiinių laukų persiklojimas įvyktų pasiekus $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ įtėkį. Šis rezultatas yra svarbus p-Si dalelių detektoriams, numatytiems funkcionuoti kambario temperatūroje.

Skyriaus sąvadas

Silicio bandiniuose, apšvitintuose 6.6 MeV energijos elektronais įtėkių intervale nuo 1×10^{16} iki $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ buvo įvertintas santykis tarp Holo ir magnetovaržinio judrių, kurio vertė yra 1.15 ± 0.25 n-Si medžiagai. Magnetovaržinis efektas, priešingai nei Holo efektas, yra mažiau jautrus mikro-nehomoheniškumams ir gali būti pritaikytas medžiagų su išplitusiais defektais savybių analizei. Gauta, kad suminė radiacinė pažeida, sukuriant sklaidos ir efektinio krūvio centrus, yra panaši p-Si ir n-Si medžiagoje. Krūvininkų judrio vertės ištirtuose bandiniuose yra ženkliai modifikuotos radiacinių defektų. Holo judrio tyrimai tampa negalimi dideliais elektronų įtėkiais apšvitintuose p-Si dariniuose, kai Holo įtampa sumažėja iki elektrinių triukšmų lygio. Buvo įvertinta vidutinė energija, reikalinga vieno elementaraus radiacinio defekto sukūrimui vienu 6.6 MeV elektronu. Gauta, kad p-Si ši energija yra 2 eV, o n-Si medžiagoje ši energija kinta intervale nuo 2 eV iki 12

eV ir priklauso nuo apšvitos įtėkio. Įvertinta, kad defektų erdvinių krūvių sritys persikloja p-Si medžiagoje pasiekus $>10^{16} \text{ cm}^{-2}$ įtėkį.

IV. Radiacinių defektų parametrai reaktoriaus neutronais apšvitintame Si

4.1 Neutronais sukurtų defektų įtaka krūvininkų judriui

Holo geometrijos bandiniuose buvo atlikti Holo ir magnetovaržinių judrių temperatūrinių kitimų tyrimai. Kaip aptarta 3-iame skyriuje, Holo judris μ_H homogeniniuose kristaluose yra susietas su dreifiniu judriu μ sklaidos Holo faktoriumi r_H , t.y. $\mu_H = r_H \mu$. Holo faktoriaus vertė $r_H = 1.15$ didelės varžos Si buvo įvertinta darbe [108]. Magnetovaržinis judris μ_M su Holo judriu yra susijęs papildomu koeficientu (faktoriumi ζ), priklausančiu nuo laisvųjų krūvininkų sklaidos mechanizmo [109], t.y. $\mu_M = r_H \zeta \mu = r_M \mu$.

Judrio priklausomybės nuo apšvitos neutronais įtėkio silicio bandiniuose iliustruojamos 4.1 pav. Gauta, kad elektronų judris apšvitintame 10^{12} n/cm² įtėkiu Si darinyje yra beveik nepakitęs atžvilgiu neapšvitinto bandinio, bet, didėjant įtėkiui, judris mažėja. Apšvitintuose mažais įtėkiais ($\sim 10^{12}$ cm⁻²) ir iškaitintuose 80°C temperatūroje Si dariniuose, elektronų judrio vertės atsistatė iki verčių gautų neapšvitintuose bandiniuose. Iškaitintuose dariniuose judrio mažėjimas, didėjant įtėkiui, kito platesniame intervale, atžvilgiu neiškaitintų bandinių. Judrio sumažėjimas apšvitintuose didesniais įtėkiais ir iškaitintuose bandiniuose rodo, kad krūvininkų sklaidoje išryškėja papildomas sklaidos mechanizmas. Šis papildomas sklaidos mechanizmas gali būti susietas su klasteriais ir taškiniais defektais, sukurtais apšvitos neutronais. Pastebėtas judrio pasikeitimas neutronais apšvitintuose bandiniuose buvo daug didesnis nei Si bandiniuose apšvitintuose elektronais [S2]. Kambario temperatūroje judrio pokytis 10^{16} cm⁻² įtėkiu elektronais apšvitintame Si siekė 10 % atžvilgiu verčių išeities bandiniuose.

Priėmus, kad elektronų sklaida fononais ir radiaciniais defektais, kurių koncentracija tiesiškai priklauso nuo neutronų apšvitos įtėkio, veikia nepriklausomai (kai gali būti taikoma Matisono taisyklė [110]), judrio priklausomybė nuo įtėkio apšvitinant neutronais gali būti modeliuojama taip:

$$1/\mu = 1/\mu_{phon} + \sum_i \delta_i N_i(\Phi). \quad (4.1)$$

Čia sumoje įskaitomi visi (i) apšvitos sukurtų sklaidos centrų tipai, δ_i apibūdina sklaidos efektyvumą tam tikro tipo defektais, o N_i yra šių defektų koncentracija. Staigus judrio sumažėjimas (keičiant apšvitos įtėkį) pagrindžia vieno tipo dominuojančių sklaidos centrų prielaidą. Tokia prielaida leidžia įvertinti šio tipo centrų efektyvųjį sklaidos skerspjūvį. Efektinio judrio išraišką, tokiu atveju, galima supaprastinti taip:

$$1/\mu = 1/\mu_{phon} + \delta N(\Phi) \quad (4.1a)$$

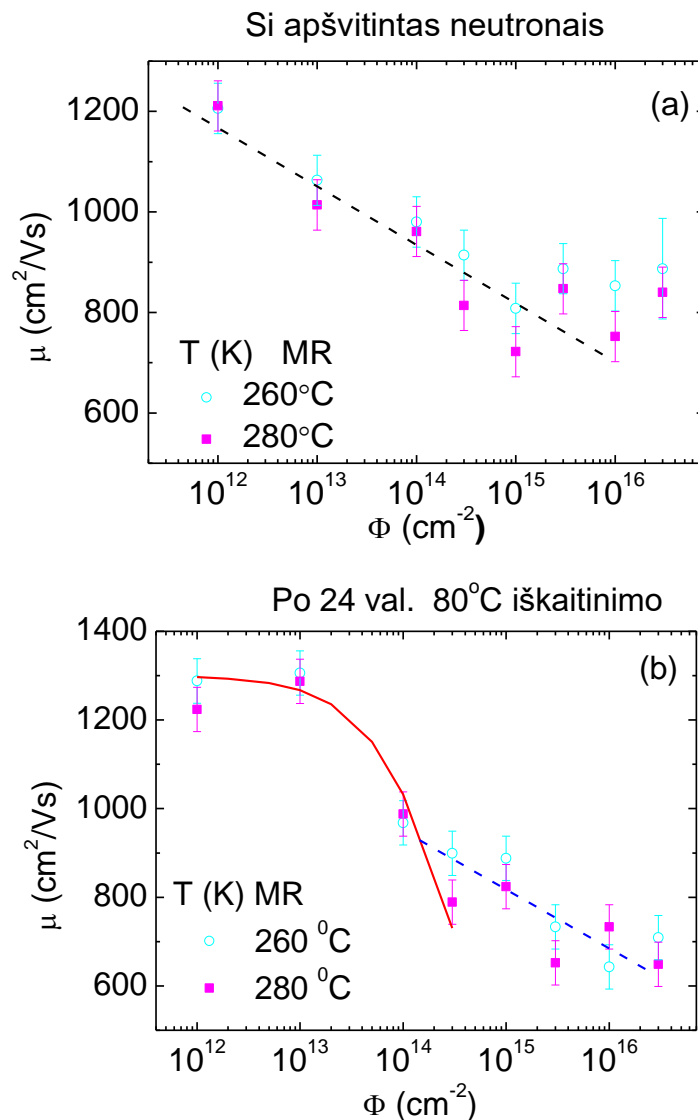
Sklaida įelektrintais centrais dažniausiai charakterizuojama defektų koncentracija ir jų skerspjūviu. Mūsų atveju galima įvertinti tik efektyviausias šių parametrų vertes. Atsižvelgiant į [10] darbo rezultatus, kuriame nustatyta, kad 10^{14} cm^{-2} neutronų įtėkis sukuria apytiksliai 10^{14} cm^{-2} defektų, ir naudojantis modifikuota Konvelo-Veiskofo formule [111] galima išreikšti efektyvųjį sklaidos centrų skerspjūvį. Šiame artinyje sklaidos centras energetiniame vaizdinyje tapatinamas su kuloninio potencialo $k_B T$ (šiluminės aktyvacijos) gylio šuliniu. Darbe [112] pažymėta, kad pastarasis modelis geriau tinka atsitiktinai išsibarsčiusių sklaidos centrų aprašymui. Sklaidos centrų, kaip kuloninio potencialo šulinių, artinyje krūvininkų judris aproksimuojamas išraiška:

$$\mu = \frac{e}{m_n} \frac{c_c}{v_n S_n N_I} \quad (4.2)$$

Čia c_c yra korekcijos faktorius, m_n – elektrono efektyvioji masė, e – elementarusis krūvis, v_n – elektrono greitis, S_n yra sklaidos centro skerspjūvis ir N_I – įelektrintų sklaidos centrų koncentracija. Mūsų atveju c_c yra 0.58 (200–300°C temperatūrų intervalui), o sklaidos centrų koncentracija $N_I = 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [111].

Išmatuoti krūvininkų judrio kitimai nuo apšvitos neutronais įtėkio iliustruojami 4.1a ir 4.1b paveikslėliuose. Čia brūkšninės linijos rodo kitimų tendencijas, o ištisinė kreivė (4.1b pav.) modelinę priklausomybę. Eksperimentinių verčių kitimas $10^{12} - 10^{14} \text{ n/cm}^2$ įtėkių srityje, gautas apšvitintuose bei iškaitintuose bandiniuose, buvo modeliuojamas naudojantis

(4.2) išraiška. Derinant eksperimentines ir modelines judrio kitimų vertes gauta nepriklausančio nuo įtėkio judrio vertė yra $\mu_{\text{phon}}=1300 \text{ cm}^2/\text{sV}$, priėmus tokią $\delta N=2,5 \cdot 10^{-18} \text{ sV}$ vertę. Modeliuojant eksperimentinę judrio kaitą, nepavyksta aprašyti visos judrio priklausomybės nuo įtėkio. Tai rodo sudėtingesnę krūvininkų sklaidos mechanizmo pasikeitimą (nulemtą papildomų sklaidos centrų generacija) apšvitinus didesniais įtėkiais.



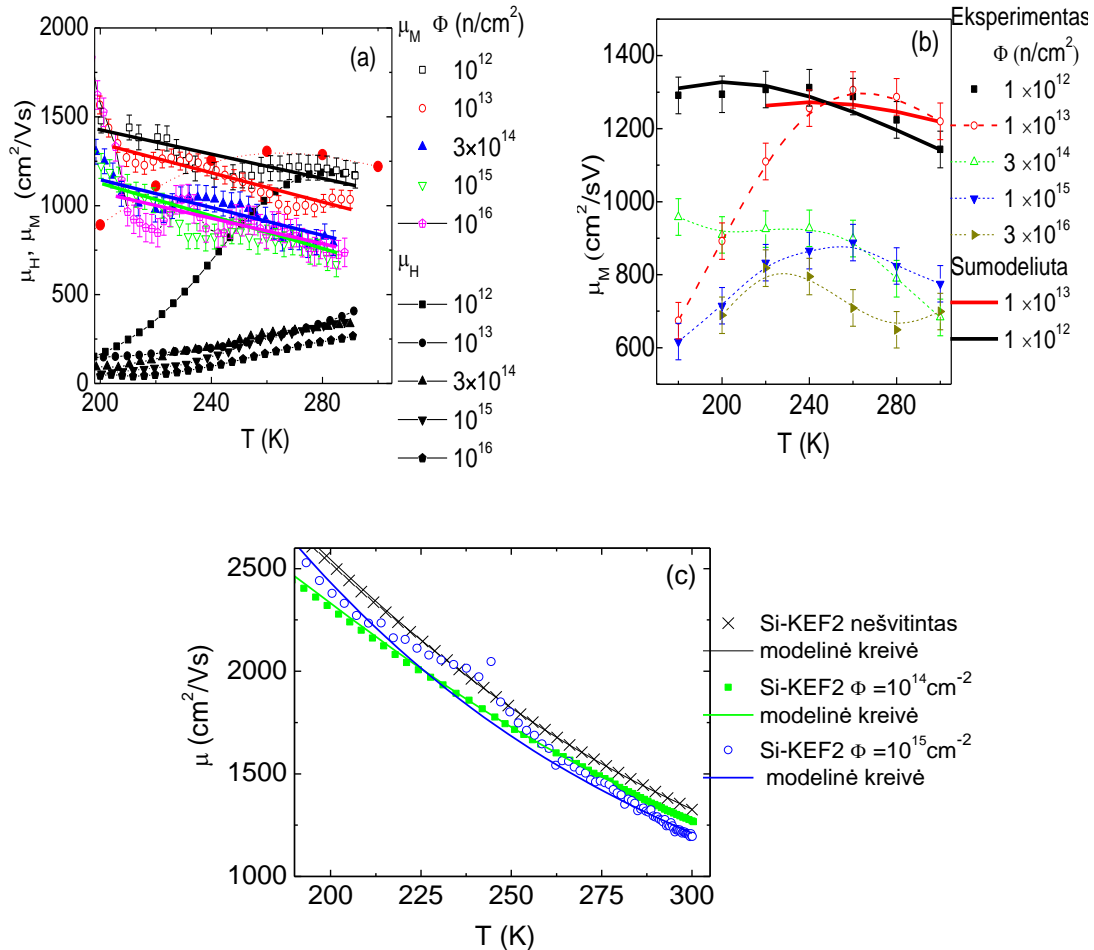
4.1 pav. Elektronų judrio priklausomybė nuo apšvititos neutronais įtėkio apšvitintuose (a) ir apšvitintuose bei iškaitintuose (24 val. 80°C temperatūroje) (b) bandiniuose. Ištininė kreivė čia iliustruoja eksperimentinių duomenų modelinę aproksimaciją (5.1) sąryšiu. Temperatūros, kuriose buvo vykdyti judrio matavimai, yra nurodytos paveikslėlių legendose.

Skaidos fononais judris μ_{phon} apšvitintuose bandiniuose yra gautas mažesnis atžvilgiu gryno (didžiavaržio kristalinio) Si, ir tai gali būti paaiškinta papildomais skaidos centrais didžiavaržiam silicyje. Po žematemperatūrinio (<100 °C) iškaitinimo skaidos fononais judrio μ_{phon} padidėjimas gali būti paaiškintas pasitelkiant reakcijų tarp šių defektų ir judrių vakansijų, sukurtų apšvita, hipotezę. Parametro S_n (4.2) išraiškoje sumažėjimas po iškaitinimo leistų numanyti sumažėjusią skaidos centrų koncentraciją arba (ir) pasikeitusį skaidos defektų skerspjūvį S . Elektronų judrio priklausomybės nuo įtėkio sumažėjimas visgi rodo pasikeitusį laisvųjų krūvininkų skaidos tipą, kai kristalas tampa netvarkia medžiaga.

Vyraujantys elektronų skaidos procesai gali būti atskleisti analizuojant temperatūrines judrio priklausomybes (4.2 pav.). Holo judrio sumažėjimas, apšvitinus neutronais, buvo analizuotas ankstesniame darbe [113], judrio sumažėjimas buvo paaiškintas pasiūlant klasterius laikyti izoliuojančiomis sferomis [114]. Panašus modelis, pasitelkiant efektyviosios terpės koncepciją, buvo pasiūlytas nehomogeniškumams susijusiems su dislokacijomis GaAs nagrinėti [41]. Toks modelis buvo panaudotas aiškinant skirtumus tarp Holo ir magnetovaržinių judrių Si. Kadangi tokie modeliai yra daugia-parametriniai, jie negali būti tiesmukai pritaikyti krūvininkų judrio priklausomybei nuo temperatūros ir įtėkio analizuoti.

Magnetovaržinio judrio priklausomybė nuo temperatūros mūsų eksperimentuose buvo panaši į numatytą darbe [135], esant skaidai klasteriais. Skaidos klasteriais atveju, krūvininkų judrio temperatūrinė priklausomybė gali būti aproksimuota [135] darbe pasiūlyta tiesine aproksimacija. Tokiame artinyje sumodeliuota krūvininkų judrio temperatūrinė priklausomybė yra iliustruojama 4.2a paveikslėlyje. Tačiau bandiniuose, apšvitintuose neutronais 10^{12} – 10^{13} cm⁻² įtėkiu, gauta judrio vertė kambario temperatūroje buvo artima fononų sklaida nusakomai vertei (4.2 b pav.). Tokiu atveju būtina analizuoti visų skaidos mechanizmų indėlių, pasitelkiant Matisono taisyklę, ir naudoti judrio temperatūrinės priklausomybės aproksimaciją $\mu = a_i T^\alpha$. Čia α priklauso nuo skaidos mechanizmo. Tokia aproksimacija buvo galima tik siaurame

temperatūrų ruože. Modeliavimo rezultatai ir parametrai, pasitelkiant minėtus artinius, yra pateikti 4.2b paveikslėlyje ir 4.1 lentelėje.



4.2 pav. Holo ir magnetovaržinių judrių temperatūrinės priklausomybės neutronais apšvitintuose didelės savitosios varžos (a, b) ir mažos savitosios varžos (c) bandiniuose. Įtėkis ir sklaidos tipas nurodyti išnašose. a – didelės varžos Si bandiniuose prieš iškaitinimą, kur ištisinės linijos yra tiesinės priklausomybės aproksimacija (matavimo paklaidų ribose). b – didelės varžos Si bandiniuose po 80°C 24 val. iškaitinimo. Čia ištisinės linijos iliustruoja modelines priklausomybes, suskaičiuotas pagal (4.3) išraišką nusakomą aproksimaciją, kurios parametrai yra pateikti 4.1 lentelėje. c – judrių temperatūrinės priklausomybės mažos savitosios varžos Si bandiniuose.

Analizuojant eksperimentinių ir modeliųjų charakteristikų dermę [10], atskleista, kad neutronų spinduliuotė sukuria gana kompaktiškas defektų generacijas (pėdsakus), kai likusi medžiagos dalis lieka nepažeista. Tačiau, modeliuojant judrio temperatūrinės priklausomybes, reikia atsižvelgti į

krūvininkų ekranavimą, ir tada judrio temperatūriniai kitimai didžiavaržėje medžiagoje gali būti aproksimuoti laipsnine funkcija $\mu=aT^\alpha$ su parametru $\alpha=-2.4$ [82]. Tačiau kompensuotos Si medžiagos bandiniams turi būti pasirinktas laipsnio rodiklis $\alpha=-1.4$, dėl papildomos sklaidos jonizuotomis priemaišomis.

4.1 lentelė. Galimi (4.3) artinio parametrai eksperimentinių charakteristikų aproksimavimui.

Įtėkis (cm^{-2})	Bandinys	Fononai		Įelektrinti taškiniai sklaidos centrai ($\alpha=1.5$) b	Klasteriai ($\alpha= - 1$) c	Dipoliai ($\alpha= - 0.5$) d
		α	a			
1×10^{12}	HR	-1.4	$4.6 \cdot 10^6$	1	$1 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^3$
1×10^{13}	HR	-1.4	$4.6 \cdot 10^6$	0.8	$2 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^3$
nešvitintas	KEF2	-2	$1.1 \cdot 10^8$	4	0	0
1×10^{14}	KEF2	-2	$1.1 \cdot 10^8$	3.3	$1.2 \cdot 10^8$	$3.4 \cdot 10^3$
1×10^{15}	KEF2	-2	$1.15 \cdot 10^8$	8	$4 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^3$

Sklaidos taškiniais įelektrintais centrais atveju laipsnio rodiklis būtų $\alpha=1.5$. Sklaidos elektriškai neutraliais centrais atveju $\alpha=0$ [108]. Sklaidos klasteriais atveju laipsnio rodiklio vertė yra labiausiai neapibrėžta: pasitelkiamos vertės $\alpha=-1$ arba $\alpha=-5/6$ [10]. Tuo būdu įskaitoma dipolinė sklaida, pasireiškianti dėl skirtingos vakansijų ir tarpmazginių atomų padėties klasteryje. Dipolinė sklaida gali būti aproksimuota ir tokia laipsnine funkcija $\mu \sim T^{0.5}$. Visgi, mūsų modeliavimuose buvo pasirinkta tokia aproksimacija:

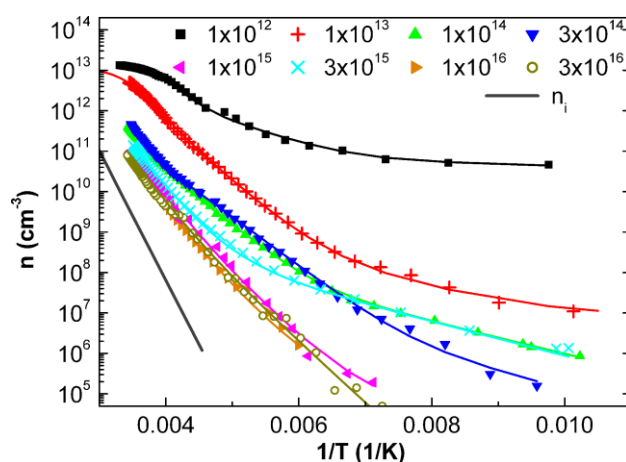
$$\mu=1/(1/\mu_{\text{phon}}+1/\mu_{\text{ionized}}+1/\mu_{\text{clusters}}+1/\mu_{\text{dipoles}})=1/(1/aT^\alpha+1/bT^{1.5}+1/cT^{-1}+1/dT^{0.5}). \quad (4.3)$$

Čia μ_{phon} yra krūvininkų judris neapšvitintame bandinyje, kai vyrauja sklaida fononais.

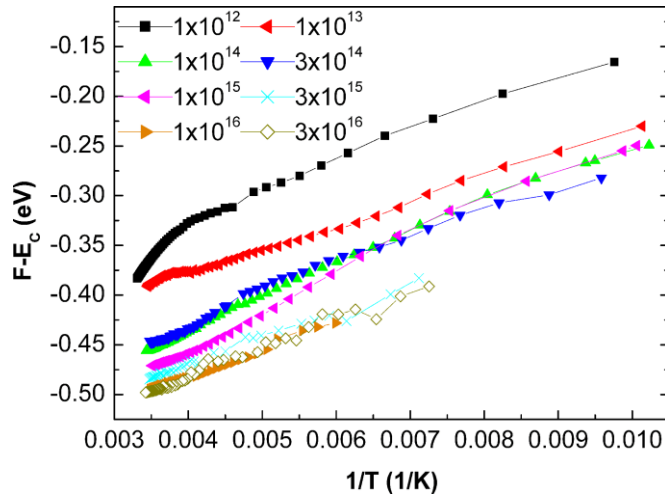
Menkai išreikšta magnetovaržinio judrio temperatūrinė priklausomybė (4.2a pav.) rodo, kad vyrauja bei konkuruoja sklaidos procesai su teigiamu ir neigiamu laipsnio rodikliu temperatūros funkcijoje. Tai indikuotą vyraujančią sklaidą įelektrintais centrais arba (ir) dipoliais. Tokios pat tendencijos, bet

ženkliau išreikšta krūvininkų judrio temperatūrinė priklausomybė buvo aptikta mažos savitosios varžos Si bandiniuose, apšvitintuose neutronais (4.2c pav.). Pastaruosiuose bandiniuose defektus supantis erdvinis krūvis sparčiau ekranuojamas laisvaisiais krūvininkais. Dėl atsirandančių ženklių judrio pokyčių, esant įtėkiam didesniems už 10^{14}cm^{-2} , eksperimentinių ir modeliųjų duomenų derinimas, atliktas bet kokiai sklaidos centrų kombinacijai Matisono išraiškoje, yra galimas tik kokybiniame lygyje. Kokybiškai galima modeliuoti eksperimentinių judrio temperatūrinių kitimų charakteristikas, kaip iliustruojama 4.2a ir 4.2 paveikslėliuose, bet eksperimentinių ir modeliųjų duomenų suderinamumas gali būti pasiektas pasitelkiant keletą skirtingų teigiamų ir neigiamų α verčių. Tai demonstruoja modeliavimo parametrų, pateiktų 4.1 lentelėje, kombinatorikos variantai. Kitaip tariant, eksperimentinių charakteristikų ir modeliųjų kintamųjų bei lygčių sistema nėra suderinta.

Įvertinti judrio parametrai leidžia analizuoti laisvųjų krūvininkų koncentracijos temperatūrinės priklausomybės iš elektrinio laidumo matavimų. Krūvininkų koncentracijos temperatūrinės priklausomybės yra iliustruojamos 4.3 pav. Analizuojant šias charakteristikas, skirtingų lokalinių lygmenų įnašas įvertintas pasinaudojant klasikinėmis išraiškomis [113, 115].



4.3 pav. Elektronų koncentracijos temperatūrinė priklausomybė apšvitintuose bandiniuose. Įtėkiai (n/cm^2) nurodyti legendoje. Ištinėmis linijomis pavaizduotos modelinės charakteristikos, aproksimuojant eksperimentinius duomenis ir pasitelkiant Fermi lygmens temperatūrinius kitimus, iliustruojamus 4.4 pav.



4.4 pav. Fermi lygmens temperatūrinė priklausomybė apšvitintuose bandiniuose. Įtėkiai (n/cm^2) nurodyti legendoje. Lygmenų modeliavimui naudotos krūvininkų koncentracijos iš eksperimentinių duomenų (4.3 pav.).

Čia taip pat svarbus modelio pasirinkimas [114, 116]. Pirmiausia reikia žinoti Fermi lygmens padėtį draustinių energijų tarpe, siekiant įvertinti lygmens aktyvacijos energiją. Čia pasitelkta Fermi lygmens temperatūrinė priklausomybė $F=E_c-k_B T \ln(n/N_C)$ (4.4 pav.) ir panaudota dalinai kompensuoto puslaidininkio aproksimacija, kai Fermi lygmuo yra žemiau atitinkamų lygmenų. Tuomet krūvininkų tankis užrašomas taip:

$$n = (N_M - N_K) / [1 + (\beta N_K / N_C) \exp(\Delta E_M / k_B T)]. \quad (4.4)$$

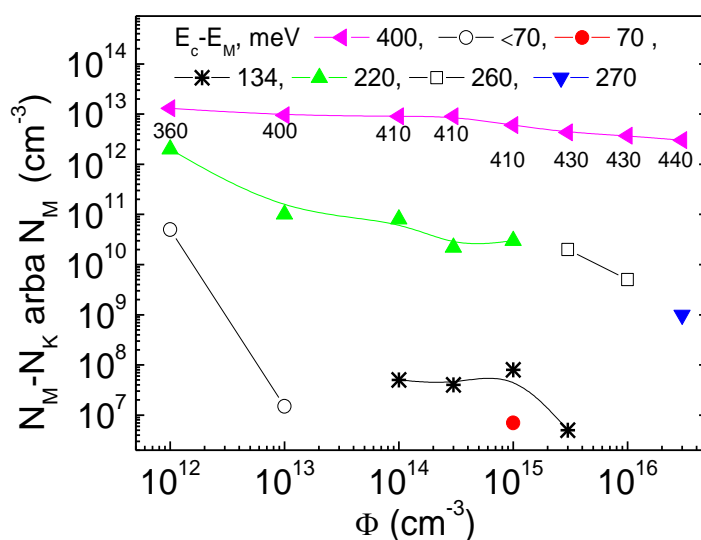
Čia N_M yra M tipo giliųjų lygmenų koncentracija, N_C būsenų tankis laidumo juostoje, β – gilaus lygmens santykio faktorius, ΔE_M yra M tipo giliųjų lygmenų aktyvacijos energija, k_B – Bolcmano konstanta ir N_K yra kompensuojančiųjų giliųjų lygmenų koncentracija. Kai Fermi lygmuo yra artimas gilaus lygmens energijai, galima naudoti nekompensuoto puslaidininkio artinį [126]:

$$n = N_M / [1 + \sqrt{1 + (4\beta N_M / N_C) \exp(\Delta E_M / k_B T)}]. \quad (4.5)$$

Pastarąjį artinį galima naudoti tik lygmenims, kurių aktyvacinis energinis tarpas yra $E_c - E_M = 0.22$ eV, bandiniuose, apšvitintuose neutronais mažesniu už $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ įtėkiu. Didesniu įtėkiu apšvitintuose bandiniuose Fermi lygmens padėtis yra artima aktyvacijos energijos vertei. Tokiu atveju būtų įvertinimui

pasitelkus (4.5) išraišką, gilaus centro šiluminės aktyvacijos energija būtų didesnė už 0.8 eV, o tai neįmanoma silicyje. Todėl buvo naudojamas (4.4) artinys. Pažymėtina, kad mūsų bandiniuose Fermi lygmuo nepasiekė draustinės juostos vidurio, todėl savasis laidumas ir laidumo tipo pasikeitimas nebuvo stebėtas.

Pasinaudojant aptartomis aproksimacijomis, buvo modeliuojami giliųjų centrų parametrai. Modeliavimų rezultatai iliustruojami 4.5 pav. Gauta, kad bandinyje apšvitintame įtėkiais $\leq 10^{12}$ cm^{-2} , laisvųjų krūvininkų koncentracija menkai priklauso nuo temperatūros (žemų temperatūrų sparne). Tai nusako visiškai jonizuotų seklių lygmenų (nekompensuoti giliais lygmenimis, kurių tankis $\approx 5 \times 10^{10}$ cm^{-3}) koncentraciją. Aukštesnėse temperatūrose aktyvacijos energija buvo palyginamo dydžio su $E_C - E_F$ energetiniu tarpu. Pasinaudojus (4.5) sąryšiu buvo gauta 220 meV aktyvacijos energija. Tačiau modeliuojant eksperimentines charakteristikas buvo būtina įtraukti ir gilesnio lygmens įtaką su 360 meV aktyvacijos energija, įvertinta (4.4) artinyje.

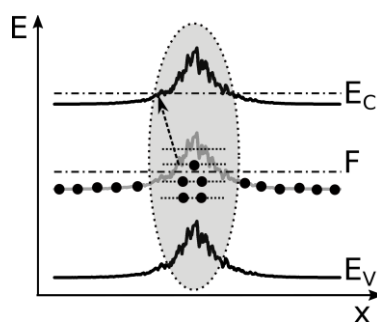


4.5 pav. Lokalių lygmenų koncentracija gauta eksperimentinius duomenis bandiniuose, apšvitintuose $10^{12} - 3 \times 10^{16}$ cm^{-2} įtėkiais, modeliuojant (4.4) ir (4.5) sąryšiais. Lokalių lygmenų energijos pateiktos legendoje.

Radiaciniai centrai, su būdingomis 0.36 eV ir 0.22–0.23 eV aktyvacijos energijomis, yra gerai žinomi apšvitintame silicyje, kurie interpretuojami kaip

tri- ir di-vakansijos, atitinkamai [117]. Kai kuriuose didesniais įtėkiais apšvitintuose bandiniuose buvo aptikta papildomų seklių lygmenų įtaka. Pastarųjų seklių centrų aktyvacijos energija yra 70 meV, kuri taip pat yra būdinga tri- ir di- vakansijomis kompleksams [117]. Dėl ženklių eksperimentinių paklaidų laisvųjų krūvininkų temperatūrinės priklausomybės gali būti kokybiškai interpretuotos ir kitų aktyvacijos energijų lygmenų rinkiniu. Aukščiau įvertintos aktyvacijos energijos 0.07, 0.22–0.23 ir 0.36 eV, visgi, gautos su papildoma sąlyga, kad tas pats lygmenų rinkinys tiktų visiems bandiniams, apšvitintiems 10^{12} – 10^{14} cm⁻² įtėkiais.

Sudėtingesnė situacija yra nagrinėjant koncentracijos temperatūrinės priklausomybes bandiniuose, apšvitintuose neutronais didesniais ($>10^{14}$ cm⁻²) įtėkiais. Čia gauta, kad aktyvacijos energija, įvertinta iš laisvųjų krūvininkų koncentracijos temperatūrinių kitimų, priklauso nuo apšvitos įtėkio. Tai rodo komplikuotą sąveiką tarp radiacinių defektų. Šiam įtėkių ruožui buvo gauta [118] tiesinė generacinės srovės priklausomybė nuo įtėkio. Maža giliųjų lygmenų įtaka elektrinio laidumo kitimams, varijuojant apšvitos neutronais įtėkį, rodo vienalaikį akceptorinio tipo giliųjų lygmenų (apatinėje draustinių energijų tarpo pusėje) koncentracijos padidėjimą. Padidėjusi tokių giliųjų lygmenų koncentracija gauta ir darbe [57] nagrinėjant neutronais apšvitinto silicio fotolaidumą.



4.6 pav. Klasterio modelis. Taškinė elipsė apibrėžia centrinę klasterio dalį, sudarytą iš atsitiktinai pasiskirsčiusių defektų (lygmenų, pažymėtų juodais taškais) [136], kurie nulemia struktūrinius pasikeitimus klasteryje. F – Fermi lygmuo. Rodyklė rodo pradinę ir galinę būsenas, dalyvaujančias daugiafononiniame tuneliavime iš klasterio lygmenų į laidumo juostos būsenas.

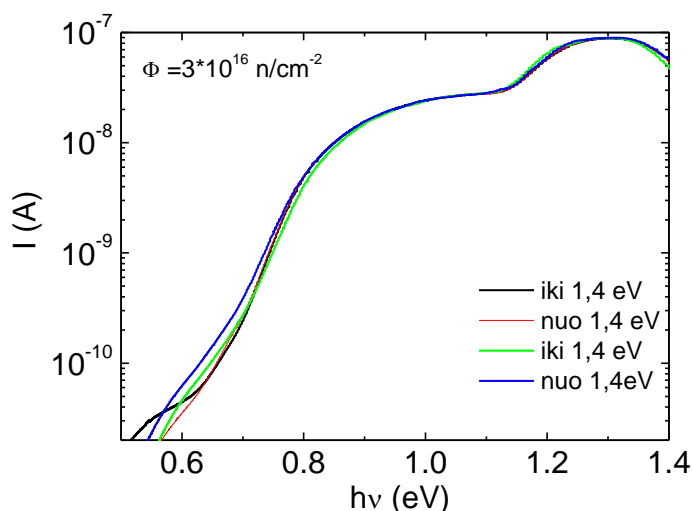
Taip pat mūsų darbe pasiūlytas klasterio modelis, pagrindžiantis galimybę naudoti (4.5) išraišką. Būtinybė naudoti dalinai kompensuoto puslaidininkio modelį, gali būti paaiškinta klasterio modeliu, schematiškai parodytu 4.6 pav., kuris yra žinomų klasterių modelių [115, 119, 120] modifikacija.

Schematiškai parodytame 4.6 pav. modelyje įtrauktas fononais aktyvintas tuneliavimas iš lygmenų klasteryje į būsenas laidumo juostoje (rodyklė 4.6 pav.). Tokia prielaida yra artima modeliui, pateiktam [121] darbe. Tuneliavimo efektyvumas priklauso nuo barjero pločio, kuris yra susijęs su erdvinio krūvio, supančio klasterį, Debajaus radiusu. Apšvita neutronais sumažina tūrinį laidumą, todėl Debajaus radiusas padidėja. Todėl krūvininkams tuneliuoti reikia didesnes šiluminės energijos. Tai paaiškina eksperimentinį faktą, kad giliausio aptikto lygmens aktyvacijos energija didėja Si bandiniuose, didinat apšvitos neutronais įtekį (4.5 pav.).

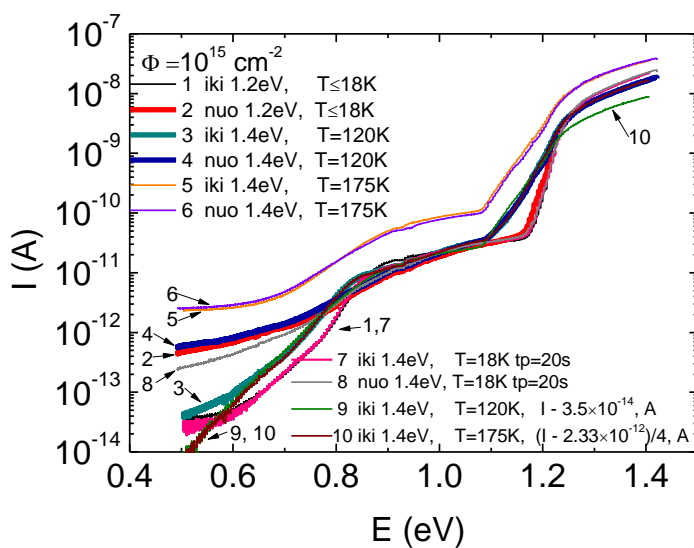
4.2 Elektron-fononinė sąveika foto-jonizacijos spektruose

Neutronais apšvitintuose MCZ, FZ ir epitaksinio Si, diodiniuose dariniuose ir Holo bandiniuose atlikti foto-jonizacijos spektriniai tyrimai, kvantų energijų 0.5 eV–1.4 eV ruože keliose fiksuotose temperatūrose (≥ 20 K), registruojant nuostovaus laidumo signalus. Matavimų metodika buvo aptarta 2.3 skyrelyje. Kadangi neutronais apšvitintuose bandiniuose matuojant foto-jonizacijos signalus buvo aptiktos ilgos trukmės relaksacijos ir akumuliacijos efektai, spektrinis foto-jonizacijos signalo pokytis buvo matuojamas su tam tikru eksperimentiškai parinktu užlaikymu, fiksuojant greitą fotoatsaką ir signalo įsisotinimą.

Atlikti foto-jonizacijos spektrų tyrimai atskleidė įvairius ypatumus. Gauta, kad vieno tipo bandiniams fotoatsakas nepriklauso nuo matavimo procedūrų sekos, ir nepriklauso nuo to, ar fotonų energija buvo didinama, ar mažinama (4.7 pav.). Kitų darinių bandiniuose foto-jonizacijos spektruose pasireiškė histerezės (sužadavimo „atminties“) efektai ir silpna temperatūrinė priklausomybė (4.8 pav.).



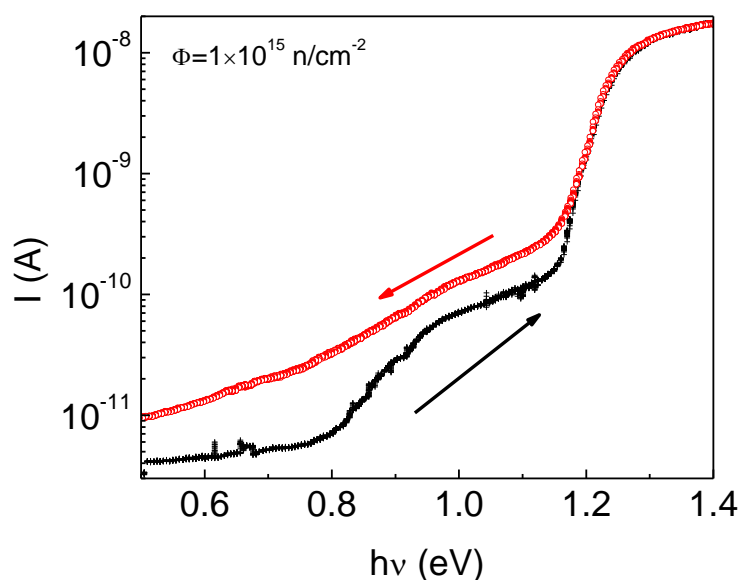
4.7 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo fotono energijos, didinant ir mažinant kvanto energiją, kai akumuliacinis efektas nežymus (Si MCZ diodas). Matuota $T=18\text{ K}$ temperatūroje.



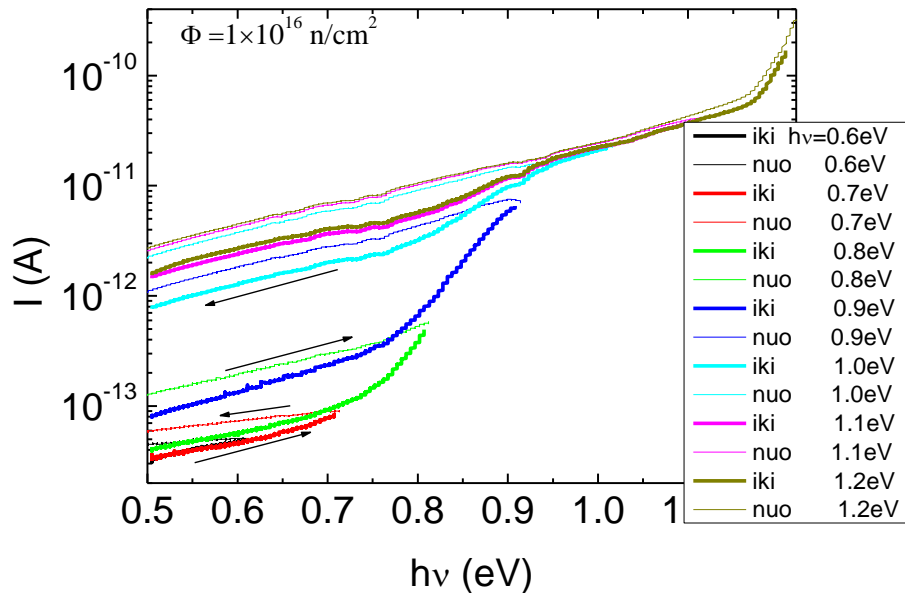
4.8 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo fotono energijos, paėliui didinant ir mažinant šviesos kvanto energiją, kai akumuliacinis efektas yra silpnas, epitaksinio Si diode.

Histerzės charakteristikos plotis (sužadavimo „atminties“ amplitudė) taip pat ženkliai priklauso nuo darinio struktūros ir apšvitos įtėkio. Po apšvitos, kai kurių rinkinių bandiniuose nuostoviosios fotosrovės spektrinis atsakas ženkliai priklausė nuo foto-jonizacijos sužadavimo ir fotoatsako registravimo procedūrų sekos. Kaip iliustruojama 4.9 pav., fotosrovė kinta kaip žemesnioji fotoatsako

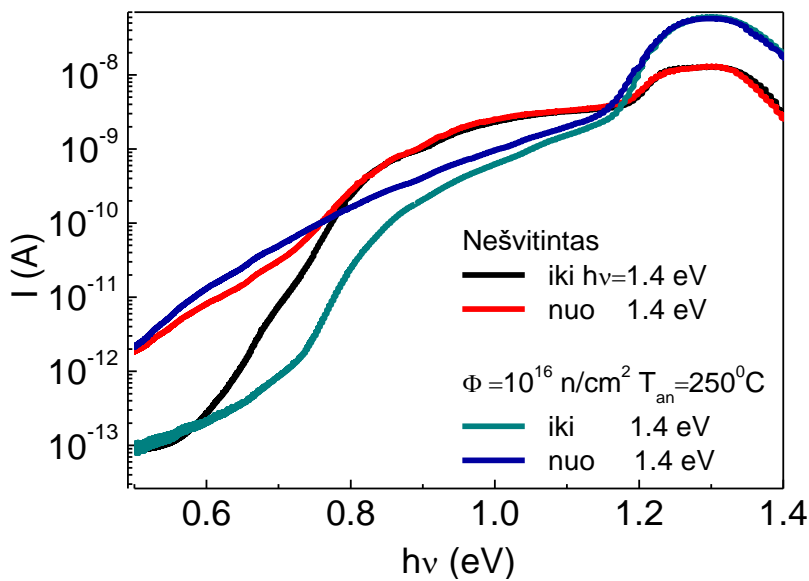
šaka, kai fotonų energija yra didinama, ir kaip viršutinė fotoatsako šaka, kai fotonų energija mažinama atgal. Tai nėra rutininė histerezė, nes pakartotiniuose matavimuose fotoatsako signalo kitimų profilis neatsikartoja, ir kiekvieno naujo skenavimo ciklo metu fotoatsako srovė išauga, kaip iliustruojama 4.10 pav. Tokių kitimų nepavyksta tiesiogiai susieti su gaudyklių įtaka. Gaudyklės galėtų įtakoti ilgatrukmę fotoatsako relaksaciją, bet papildomas pašvietimas (kuris indikuotų gaudyklės užpildos pokytį) nepakeitė „atminties efekto“ pobūdžio. Pasireiškiant „atminties efektui“, foto-jonizacijos spektrai (fotoatsako signalai) buvo registruojami keletą kartų, kaskart pasiekiant skirtingą didžiausią fotono energiją, kol fotoatsako priklausomybių nuo fotono energijos kreivės sutapdavo (4.10 pav.).



4.9 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo fotono energijos, didinant ir mažinant fotono energiją, Holo konfigūracijos darinyje. Matuota $T=29$ K temperatūroje.



4.10 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo fotono energijos, paėliui didinant ir mažinant kvanto energiją Holo konfigūracijos bandinyje, apšvitintame $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$ įtėkiu. Matuota $T=22 \text{ K}$ temperatūroje.



4.11 pav. Fotosrovės priklausomybė nuo fotono energijos, paėliui didinant ir mažinant kvanto energiją FZ-Si diode. Matuota $T=18 \text{ K}$ temperatūroje. Bandinys iškaitintas 250°C 15 val. 1 ir 2 kreivės iliustruoja nešvitinto diodo fotoatsaką, 3, 4 - apšvitinto neutronais $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiu fotoatsako kitimai po 250°C 24 val. iškaitinimo.

Bandinių iškaitinimas taip pat keičia foto-jonizacijos charakteristikų pobūdį, kaip iliustruojama 4.11 pav. Įprastai foto-jonizacijos spektroskopijoje

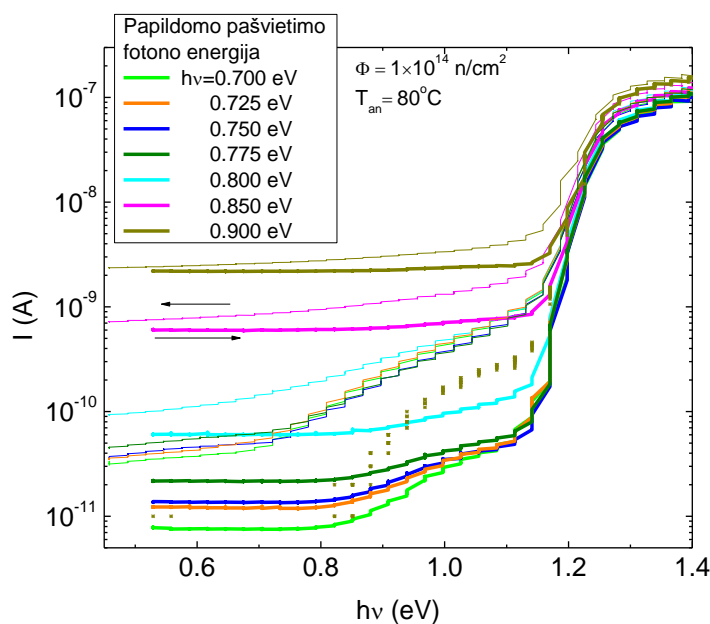
analizuojama foton-elektroninės sąveikos skerspjūvio ($\sigma(h\nu)$) spektriniai (keičiant fotono $h\nu$ energiją) kitimai.

Daugeliu atvejų giliųjų centrų foto-jonizacijos spektrų analizei pasitelkiamas Lukovskio modelis [69, 122, 123]. Lukovskio modelis yra tinkamas artinys kai elektron-fononinė sąveika yra silpna. Tokiu atveju $\sigma(h\nu)$ spektro forma yra laiptelinė ir aproksimuojama laipsnine funkcija. Kai elektron-fononinė sąveika yra stipri, tuomet, spektrinis sąveikos skerspjūvio kitimas aproksimuojamas sąsūkos su Gausine funkcija integralu [71]. Pastarasis modelis gerai tiko aprašyti foto-jonizacijos spektras medžiagose su F centrais [124, 125]. Sąsūkos integrale fononų indėlis yra svarbus tik $k_B T$ (šiluminio sužadavimo) energijų intervale. Ši $k_B T$ dydžio energija yra daug mažesnė už jonizacijos fotonų energiją, figūruojančią Gauso funkcijoje. Atsižvelgiant į tai, galima supaprastinti matematinę išraišką, pakeičiant integralą energijos $k_B T$ daugikliu kartu su Gauso funkcija. Tokiu atveju, foto-jonizacijos skerspjūvis yra parašomas tokia išraiška

$$\sigma(h\nu) \propto \frac{1}{h\nu} \exp\left(-\frac{(h\nu - E_0)^2}{A^2}\right). \quad (4.6)$$

Tačiau, tokį artinį galima taikyti, kai nepasireiškia „atminties efektas“ būdingas taškiniams defektams [126].

Klasterių susidarymas dėl apšvitų, dar labiau komplikuoja minėto artinio taikymus. Dėl klasteryje egzistuojančių erdvinio krūvio sričių ir potencinių barjerų, foto-jonizacijos pasekoje sužadinti elektronai ir skyles išskiriami klasterio erdvinio krūvio elektriniu lauku. Tai gali nulemti krūvininkų akumuliaciją ir relaksacijos trukmės išaugimą. Dėl akumuliacijos reiškinių, betarpiškas aptartų modelių taikymas foto-jonizacijos spektrams analizuoti tampa negalimas. Potencinius barjerus medžiagoje galima sumažinti pasitelkus papildomą pašvietimą, kuris sužadintų daugiau krūvininkų, galinčių ekranuoti barjerus. Tačiau mūsų tyrimuose buvo aptikta, kad papildomas pašvietimas pakeičia laisvųjų krūvininkų gyvavimo trukmę ir giliųjų lygmenų užpildą, t.y. pasireiškia fotolaidumo gesinimo reiškiniai, bet papildomas pašvietimas nesumažina akumuliacinio efekto (4.12 pav.).



5.12 pav. Fotoatsako priklausomybė nuo foto-jonizacijos kvanto energijos, kai bandinys papildomai apšviečiamas nuostovia spinduliuote, esant skirtingoms pašvietimo spinduliuotės kvanto energijoms. Storesnės ir plonesnės linijos žymi spektrus, užregistruotus didinant ir mažinant fotonų energiją, atitinkamai. Papildomo pašvietimo kvantų energijos nurodytos legendoje. Taškinis grafikas, parodo fotoatsaką, kai papildomo pašvietimo indėlis yra redukuotas.

Todėl buvo nuspręsta analizuoti foto-jonizacijos spektrinius kitimus, keičiant fotonų energiją mažu žingsneliu ir varijuojant fotoatsako registravimo momentus (t.y. keičiant užlaikymą). Čia sparti signalo relaksacija nusistovi ir jos indėlis yra suvidurkinamas, bet lėtasis relaksacijos sandas vis dar gali nulemti fotoatsako signalų histerezę.

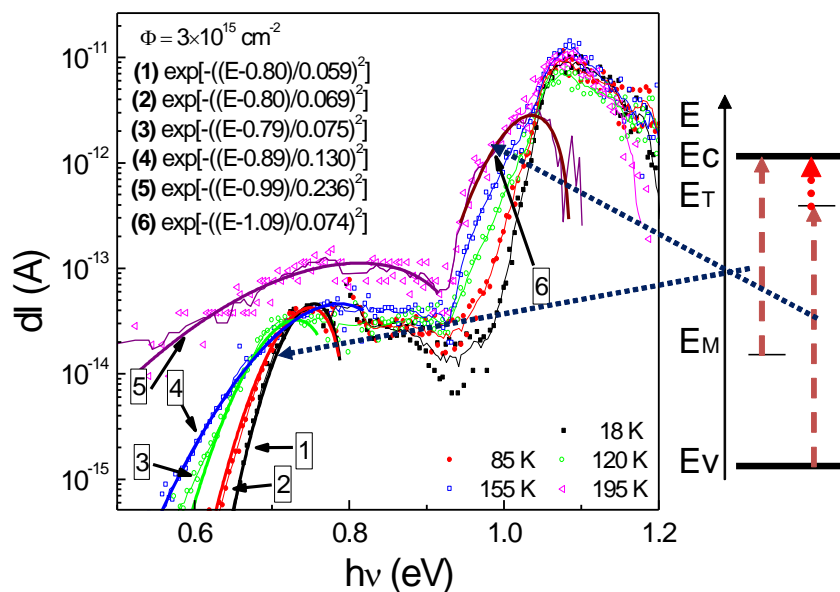
Registruojant tokį diferencinį foto-jonizacijos spektrą, fotosrovės pokytis yra proporcingas foton-elektroninės sąveikos skerspjūvio pokyčiui. Šis eksperimente registruojamas fotosrovės diferencinis pokytis gali būti pakeistas diferenciniu skerspjūvio pokyčiu taip:

$$\Delta I(h\nu) \propto \frac{d\sigma(h\nu)}{d(h\nu)}. \quad (4.7)$$

Pasitelkus aukščiau aptartą foton-elektron-fononinės sąveikos supaprastintą skerspjūvio išraišką (4.6), galima sumodeliuoti funkcijos (4.7) spektrinius kitimus.

Modelinė aproksimacija yra iliustruojama 4.13 paveikslėlyje. Čia esminiai kitimai yra nulemti tik gausinės (eksponentinės) funkcijos sando spektrinėmis variacijomis. Pritaikius šį artinį ir aptartą foto-jonizacijos spektro analizės būdą, gauta foto-jonizacijos energijos vertė 0.8 eV.

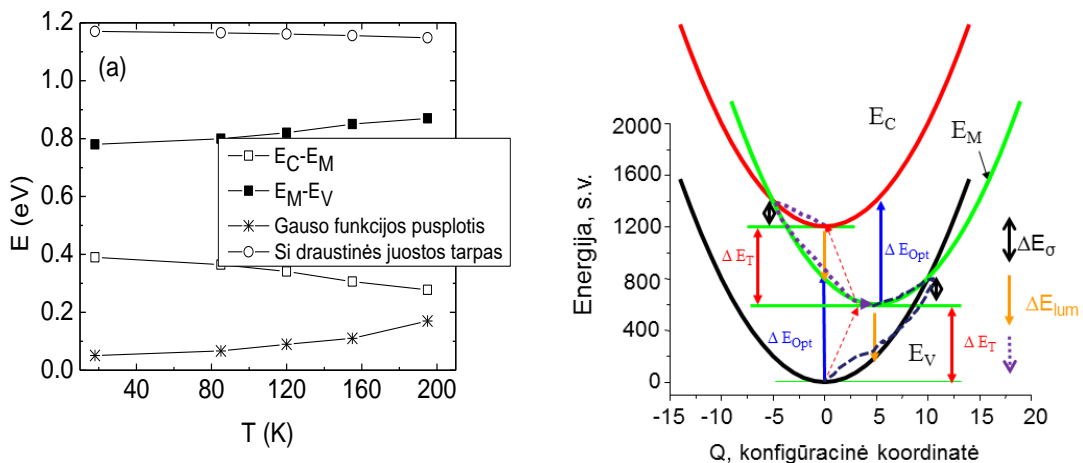
Iš šios foto-aktyvacijos energijos kitimų, žeminant temperatūrą, atskleistas akceptorinio tipo centro pobūdis. Tai patvirtina ir teoriniai skaičiavimai, tankio funkcionalo teorijos pagrindu (density functional theory, DFT), kad radiacinė pažeida silicyje atsiranda, kai sutrikdomi atomai, dažniausiai kuria akceptorinio tipo lygmenis draustinėje juostoje. Atsitiktinės kristalo būsenos ir konfigūracijos modeliavimai, siekiant surasti giliųjų lygmenų energijų spektrą, buvo atlikti naudojant DFT kartu su ORCA kvantinės chemijos programine platforma. Čia buvo gauti akceptorinio tipo lygmenys, esantys arti valentinės juostos, kurie sutampa su amorfinio silicio a-Si lygmenų spektru [127] darbe arba defektų klasteriais [128] darbe.



4.13 pav. Diferencinio fotoatsako spektrinė priklausomybė MCZ Si diode, esant skirtingoms temperatūroms. Dešinėje – galimų šuolių diagrama. 1 kreivė vaizduoja spektrą, užregistruotą 195 K temperatūroje, iš kurio atimtas spektras, išmatuotas 18 K temperatūroje. Tai atitinka tamsinės srovės moduliacijų redukovimą. Išsistinės kreivės yra modeliniai spektrai, gauti Gauso funkcijos artinyje. Gauso funkcijos argumentai yra pateikti legendoje.

Apibendrinant aptartus modeliavimų rezultatus, buvo sukurta galimų šuolių energijų spektro diagrama, iliustruojama 4.13 paveikslėlio dešinėje pusėje, atitinkančias fotosužadinių ir fotosrovės kreivių sritis 4.13 paveikslėlio kairėje pusėje. Čia galima pastebėti du krūvininkų sužadavimo kanalus.

Vienas kanalas yra siejamas su tiesioginiais elektronų šuoliais iš lygmens (E_M), kurio aktyvacijos energija kinta nuo 0.8 eV iki 1 eV, didėjant temperatūrai, kaip parodyta 4.14a pav. Aktyvacijos energijų kitimai buvo įvertinti modeliuojant spektrinius foto-jonizacijos spektro laiptelius (4.6) ir (4.7) funkcijomis. Eksperimentinių ir modeliųjų spektrų kitimai yra iliustruojami 4.13 paveikslėlyje, kur numeriais nuo 1 iki 6 yra pažymėtos kreivės, priskiriant skirtingas aktyvacijos energijų vertes. Atsižvelgiant į silicio draustinių energijų juostos plotį, ir lygmenų padėtį šioje juostoje, o taip pat lygmens su aktyvacijos energija 0.8 eV atžvilgiu valentinės juostos (E_V), galime manyti, kad šis lygmuo susiformavo iš valentinės juostos būsenų.



4.14 pav. a – Gauso funkcijos puspločio ir gilių centrų aktyvacijos energijos temperatūrinė priklausomybė, atskaičiuojant lygmenų padėtis nuo E_C ir E_V , atitinkamai. b – šuolių diagrama konfigūracinėse koordinatėse, kur yra susieti optiniai ir šiluminiai, fononų relaksacijos ir liuminescenciniai perėjimai.

Kitas krūvininkų sužadavimo kanalas sietinas su vėlesniais terminės jonizacijos iš būsenų E_T šuoliais. Esant dideliems apšvitos įtėkiams nėra tikėtina aptikti seklių lygmenų [129]. Bet antrasis elektronų sužadavimo

procesas vyksta dviem laiptais, per lygmenį E_T , esantį arti laidumo juostos E_C . Tokie dvilapčiai perėjimai tyrinėti darbe [71]. Pastarojo proceso šuoliai konfigūracinėje diagramoje pavaizduoti 4.14b paveikslėlyje. Šioje diagramoje yra susieti optiniai ir terminiai sužadainimai, fononų relaksacija ir luminescenciniai šuoliai. Čia paryškinta taškinė linija rodo krūvininkų pagavimo šuolius, kuriuose visa perteklinė energija perduodama fononams, ir taip gali vykti rekombinacijos sustiprinta defekto transformacija, kaip pasiūlyta [126].

Kai tam tikro centro optinės aktyvacijos energija priklauso nuo temperatūros ir fotono pagavimo skerspjūvio, aprašomo Gauso funkcija, rekombinacija per tokius centrus perduoda visą energiją gardelei dėka stiprios elektron-fononinės sąveikos, ir tai gali įtakoti rekombinacijos sustiprintą šio defekto transformaciją, panašią į tokią kuri pasiūlyta [126] darbe.

Skyriaus sąvadas

Neutronais apšvitinto Si monokristaliniuose bandiniuose buvo gautos elektronų judrio priklausomybės nuo apšvitos įtėkio 10^{12} – 3×10^{16} cm⁻², kuriose vyrauja perkoliacinis krūvininkų transporto mechanizmas. Apšvitintų Si darinių laidumą kambario temperatūroje nulemia radiaciniai klasteriai, kuriuose krūvininkų šiluminės aktyvacijos energija priklauso nuo apšvitos įtėkio. Neutronų apšvita sukurti gilūs defektai padidina akceptorinio tipo lygmenų koncentraciją, dėl kurių sumažėja efektyvioji gilių lygmenų koncentracija nulemianti tamsinio Si elektrinio laidumo sumažėjimą.

Judrio kitimai dideliais neutronų įtėkiais apšvitintuose įvairios technologijos Si dariniuose buvo paaiškinti klasterio modeliu. Bendresniu atveju, dideliais neutronų įtėkiais apšvitintuose dariniuose su elektriniais kontaktais, netvarkių erdvinio krūvio sričių formavimasis gali nulemti itin ženkliai metodines paklaidas, kai vyrauja ilgi elektrinio lauko nusistovėjimo procesai ir aptinkami matuojamų charakteristikų histerezės „aparatiniai“ efektai.

Foton-elektroninės sąveikos tyrimams buvo sukurtas diferencialinis foto-jonizacijos spektrų registravimo ir analizės metodas. Tuo atveju, kai užrašant foto-jonizacijos spektrus pasireiškia signalo histerezės ir akumuliacijos efektas, temperatūrinių foto-jonizacijos spektrų kitimų analizė leidžia atskleisti elektron-fononinę sąveiką.

Šiame darbe buvo pasiūlyti modeliai foto-jonizacijos spektriniam kitimui su histereze paaiškinti. Vienas jų pagrįstas dvilaidžiais elektronų sužadavimo procesais per lygmenį (E_T), kur susieti optiniai ir terminiai sužadavimai, fononų relaksacija ir liuminescenciniai šuoliai konfigūracinėje diagramoje. Kitas modelis yra siejamas su tiesioginiais elektronų šuoliais iš lygmens, kurio aktyvacijos energija kinta, didėjant temperatūrai.

V. Radiacinių defektų transformacijų po iškaitinimų spektroskopija

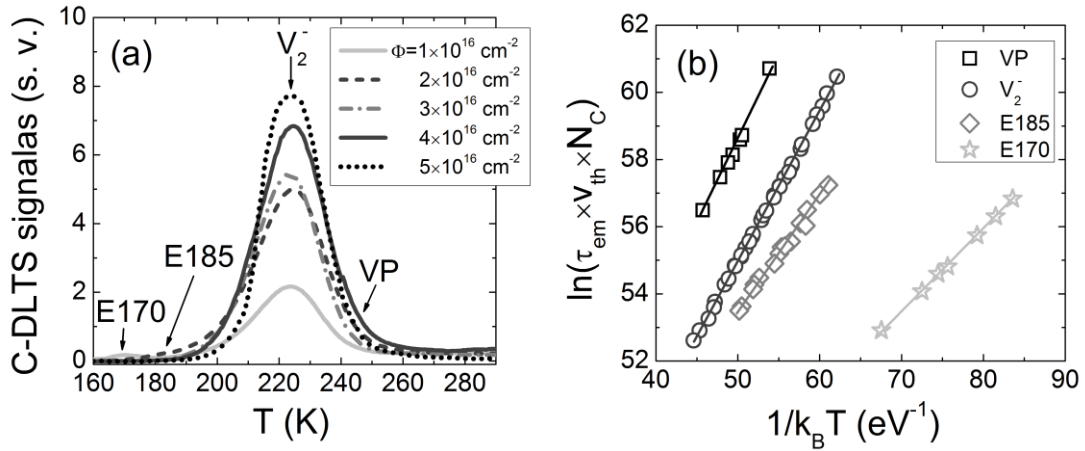
5.1 Defektų transformacijų spektrai elektroninio laidumo silicyje

Dideliais įtėkiais elektronais sukurtų defektų transformacijoms po iškaitinimų tirti buvo pasitelkta DLTS tyrimų metodika. Tuo tikslu buvo suformuoti Šotkio diodai. Taip pat buvo pasitelktas nesąlytinis MW-PC tyrimų metodas.

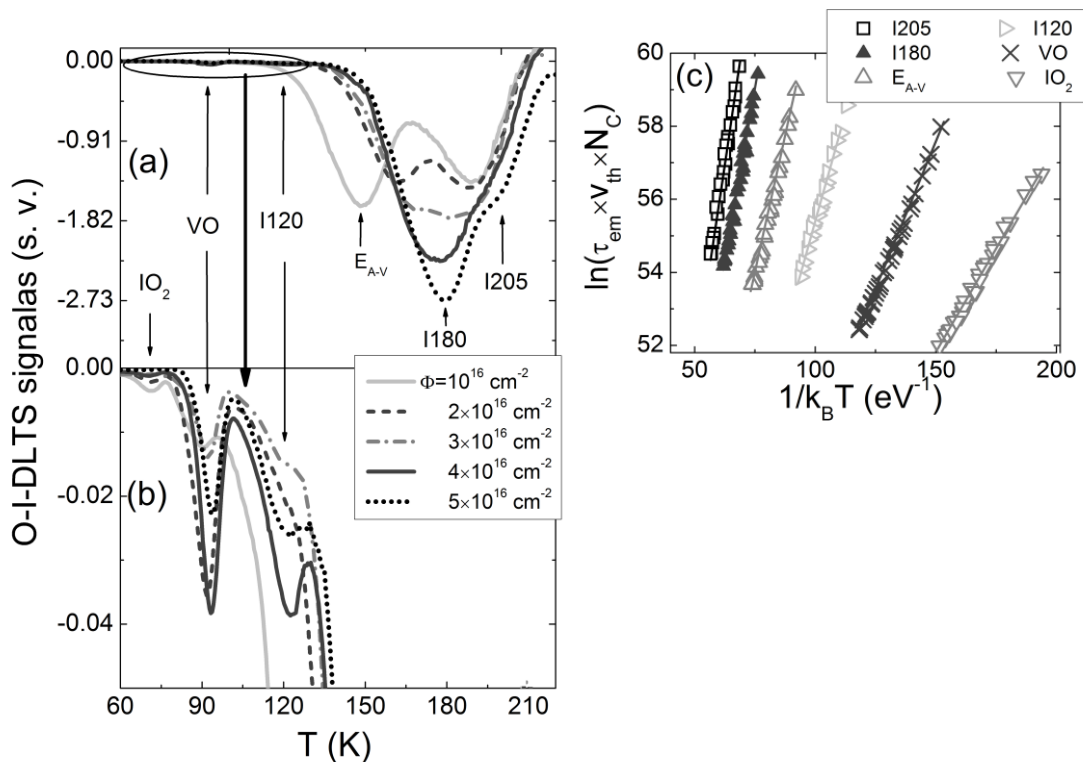
Elektronais apšvitintų n-tipo Si Šotkio diodų C-DLTS spektrų kitimai nuo įtėkio iliustruojami 5.1a paveikslėlyje. Šių spektrų smailės gali būti priskirtos vakansijų tipo gaudyklėms. Dominuojanti smailė priskiriama vienkrūvei divakansijai (V_2^-), persiklojančiai su vakansijos-fosforo (VP) komplekso smaile (literatūroje vadinamas E centru). Divakansijai priskiriamos (V_2^-) smailės amplitudė didėja, didėjant apšvitos įtėkiui. Tai rodo vakansijų koncentracijos didėjimą, kuris yra proporcingas elektronų įtėkiui. Smailės ties 185K ir 170K temperatūromis C-DLTS spektre, ir žymimos $E185$ bei $E170$ negali būti identifikuotos, lyginant šių smailių parametrus su literatūroje pateikiamais duomenimis. Aktyvacijos energijos skirtingiems defektams buvo įvertintos iš Arenijaus grafikų, iliustruojamų 5.1b paveikslėlyje.

Dėl didelės taškinių ir išplitusių defektų koncentracijos, esant didžiausiems apšvitos įtėkiams, C-DLTS spektrų matavimas ir analizė yra netiksli arba negalima. Todėl bandiniuose, apšvitintuose didžiausiais 6.6 MeV elektronų įtėkiais, buvo pasitelktas srovės I-DLTS spektroskopijos režimas, panaudojant impulsinę optinę (O) krūvininkų injekciją. Užregistruoti O-I-DLTS spektrai, optiškai injektuojant krūvininkus 500 ms impulsais, iliustruojami 5.2 (a ir b) paveikslėliuose. 5.2b paveikslėlyje žematemperatūrinis spektro sparnas pavaizduotas detaliau. O-I-DLTS spektroskopijos būdas leido gauti didesnius DL signalus žemųjų temperatūrų spektro sparne. Aštrios smailės ties 90 ir 70K priskiriamos vakansijos–deguonies (VO) kompleksams ir atitinkamai silicio-deguonies (IO_2) dimerams, buvo identifikuotos lyginant aptiktas smailes su spektrais, pateikiamais

literatūroje [131, 132]. Smailė ties 120 K priskirta defektui, pavadintam *I120* (I-DLTS spektro smailė ties 120K), kurio aktyvacijos energija $E_{I120} \approx 0.22$ eV.



5.1 pav. a – C-DLTS spektro kitimai, priklausantys nuo apšvitimo n -Si Šotkio dioduose, apšvitintuose 6.6 MeV elektronais, b – Arenijaus grafikai įvairioms spektro smailėms, aptiktoms C-DLTS spektre bandinių, apšvitintų $\Phi = 1 \times 10^{16}$ e/cm² įtėkiu.



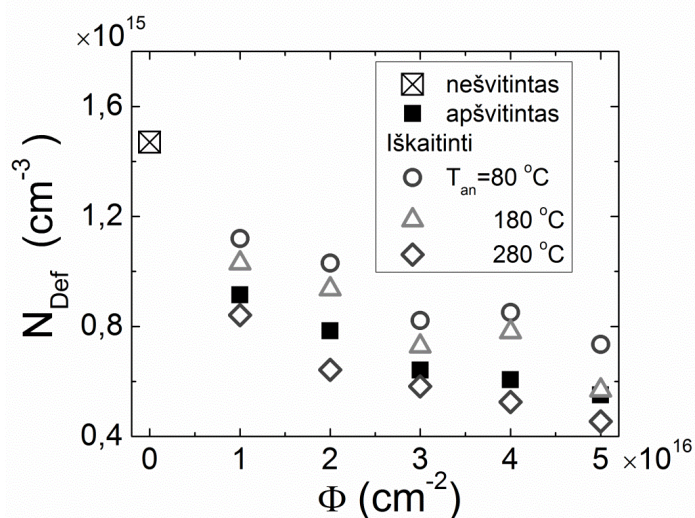
5.2 pav. O-I-DLTS (a, b) spektrų kitimai, priklausantys nuo apšvitimo n -Si Šotkio dioduose, apšvitintuose 6.6 MeV elektronais. Čia (b) paveikslėlyje detaliau parodytas spektro žematemperatūrinis sparnas. (c) Arenijaus grafikai išskirtoms spektro smailėms, aptiktoms bandinyje, apšvitintame įtėkiu $\Phi = 1 \times 10^{16}$ e/cm².

O-I-DLTS spektro smailės aptiktos temperatūrų ruože nuo 110 K iki 220 K atspindi išplitusių defektų formavimąsi Si bandiniuose, apšvitintuose didžiausiais 6.6 MeV energijos elektronų įtėkiais. Šios spektrinės smailės literatūroje yra priskiriamos daugiavakansiniams kompleksams. Tokia identifikacija yra paremta mūsų eksperimentuose pastebėtų smailių pozicijos postūmiais į aukštesnių temperatūrų spektro sritį ir nuosekliu spektro smailės amplitudės didėjimu augant apšvitos įtėkiui. Šios persiklojančios spektro smailės gali būti išskirtos modeliuojant nežinomų defektų pavadintų *I205* (kurio aktyvacijos energija $E_{I205} \approx 0.42$ eV), *I180* su aktyvacijos energija $E_{I180} \approx 0.36$ eV (kuris gali būti skylių gaudyklė, kaip $C_i O_i^+$ kompleksas kurio aktyvacijos energija $E_{C_i O_i} = 0.36$ eV [133, 134]), ir vakansijų aglomeratų (AV, $E_{A-V} = 0.3$ eV) spektrines komponentes. Šių centrų prigimtis buvo identifikuota lyginant išmatuotus bei sumodeliuotus O-I-DLTS smailių parametrus su literatūroje pateikiamais duomenimis [135, 136]. Būdingos aktyvacijos energijų vertės buvo gautos iš Arenijaus grafikų, išmatuotų kiekvienai iš smailių O-I-DLTS spektre, kaip parodyta 5.2c paveikslėlyje.

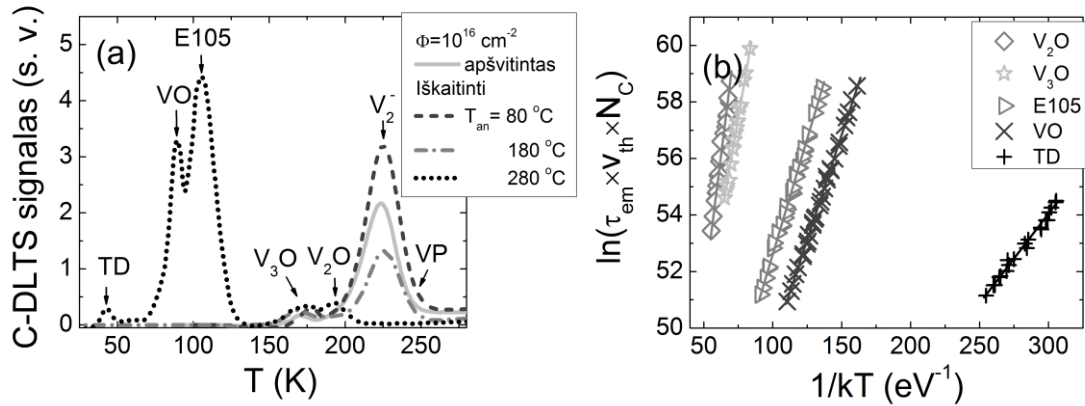
Efektinio legiravimo koncentracija N_{Def} buvo įvertinta iš polinkių analizuojant C^{-2} -V charakteristikas, gautų bandiniams, apšvitintiems skirtingais įtėkiais ir iškaitintiems 80–280°C temperatūrose. Šios charakteristikos atskleidžia N_{Def} mažėjimą (5.3 pav.) didėjant apšvitos įtėkiui, dėl apšvitos metu sukuriamų akceptorinio tipo defektų n-Si medžiagoje. Tačiau N_{Def} keičiasi nemonotoniškai: po pirmojo iškaitinimo 80°C temperatūroje akceptorinio tipo gaudyklių koncentracija mažėja, lyginant su N_{Def} koncentracija prieš iškaitinimą. Po vėlesnių iškaitinimų aukštesnėse temperatūrose efektyvus legirantų tankis N_{Def} mažėja. Po 280°C iškaitinimo N_{Def} sumažėja iki sumažėjusios N_{Def} vertės dėl apšvitos. Toks N_{Def} kitimas susijęs su sudėtingomis radiacinių akceptorinio tipo defektų transformacijomis.

C-DLTS spektro smailių amplitudžių kitimai po iškaitinimų iliustruojami 5.4a paveikslėlyje, bandiniui apšvitintam $\Phi = 10^{16}$ e/cm². Čia smailių amplitudės užfiksuotos temperatūrose, aukštesnėse už 150K. Tos spektro smailės priskirtos gana seklioms gaudyklėms, – tokioms kaip divakansija (V_2^-),

vakansijos-fosforo (*VP*) kompleksas ir neidentifikuotiems defektams (*E170* ir *E185*), gerai atspindi N_{Def} koncentracijos pasikeitimus iškaitinant, pavaizduotus 5.3 pav. Po 80°C iškaitinimo V_2^- ir *VP* (*E*) centrų smailių amplitudės padidėja (spektro smailių Arenijaus grafikai yra parodyti 5.4b paveikslėlyje). *VP* centro smailė išnyksta po iškaitinimo 180°C laipsnių temperatūroje. Po 280°C iškaitinimo beveik visiškai išsikaitino ir divakansija V_2^- . Buvo žinoma [137], kad V_2^- gaudyklėms išsikaitinimo temperatūra yra ~290°C, tuo tarpu *VP* centrams išsikaitinimo temperatūra yra 150°C [137]. Iškaitinimų poveikis, naudojant pasirinktas temperatūras ir siekiant iškaitinti seklesnes gaudykles yra matomas iš C-DLTS spektro pokyčių. Spektro smailėms, sietinoms su sekliomis gaudyklėmis, naudojantis duomenimis pateiktais literatūroje ir Arenijaus grafikais (tokiais kaip 5.4b pav.), yra priskiriamos termodonorams (*TD*) [138, 139] ir neatpažintiems defektams pavadintiems *E105*. Tai rodo apšvitęs sukurtų kompleksų, tokių kaip *VP* ir divakansijos išsikaitinimą. Tačiau po iškaitinimų formuojasi seklūs akceptorinio tipo lygmenys, kurie veikia kaip efektyvūs kompensaciniai centrai. Dėl to vėl sumažėja N_{Def} koncentracija.

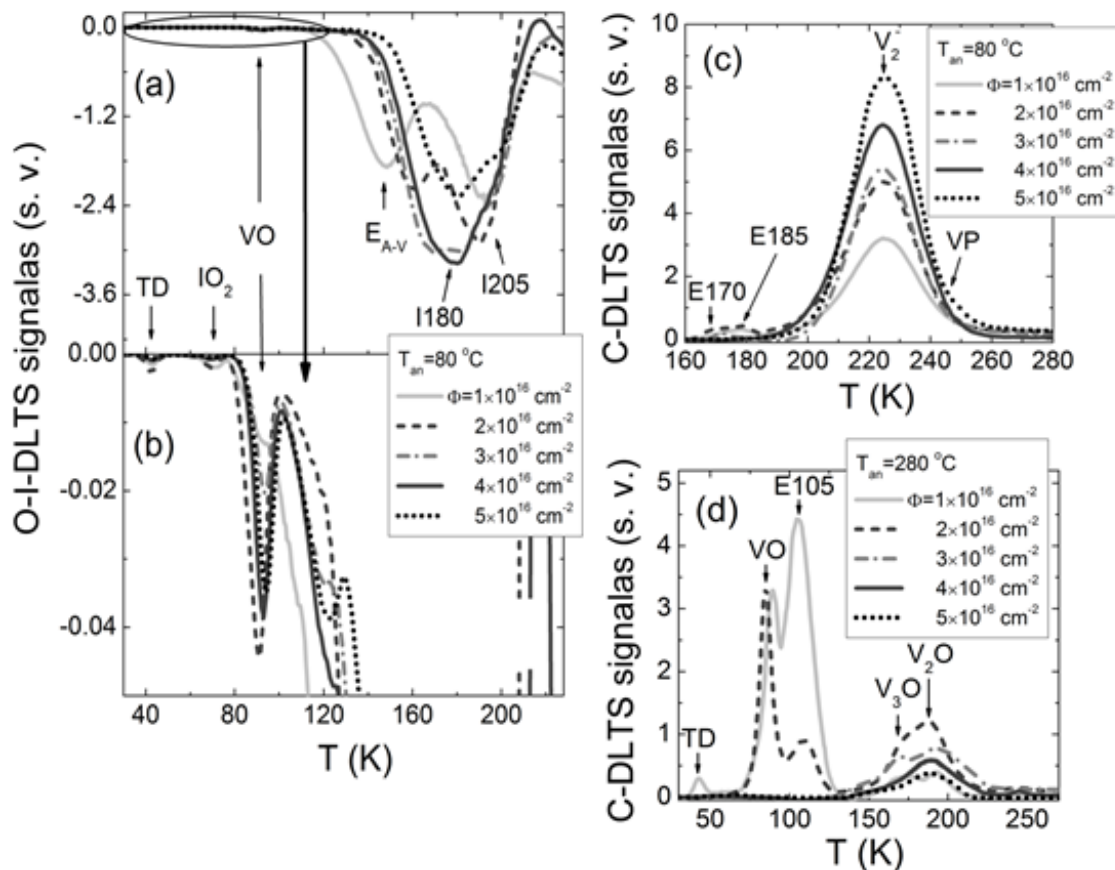


5.3 pav. Efektyviojo legiravimo kitimas nuo apšvitęs įtekio po iškaitinimų skirtingose temperatūrose.



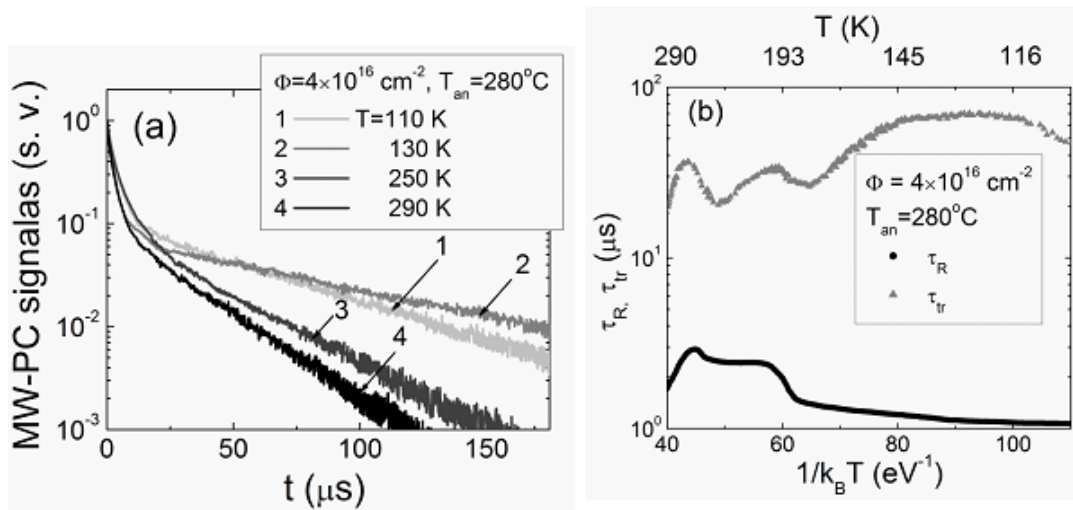
5.4 pav. a – C-DLTS spektro kitimų priklausomybė nuo iškaitinimo temperatūros Šotkio dioduose, apšvitintuose $\Phi=10^{16}$ e/cm² įtėkiu. b – Arenijaus grafikai skirtingoms spektro smailėms šiuose Šotki dioduose, iškaitintuose 280°C temperatūroje.

Radiacinių defektų transformacijos taip pat priklauso ir nuo apšvitos įtėkio, kuomet sukuriama skirtingi įvairių defektų kiekiai. C-DLTS, ir O-I-DLTS spektrų struktūros pokyčiai skirtingais įtėkais apšvitintiems ir iškaitintiems $T_{an}=80^\circ\text{C}$ ir $T_{an}=280^\circ\text{C}$ temperatūrose iliustruojami 5.5 paveikslėlyje. Gaudyklų, siejamų su multi-vakansijų kompleksais, tankio padidėjimas (kuris atspindimas spektro amplitudžių padidėjimu) didėjant apšvitos įtėkiui, gerai matomas O-I-DLTS (5.5a pav.) ir C-DLTS (6.5c pav.) spektrų pokyčiuose žemų temperatūrų $T>140\text{K}$ srane. Čia persiklojantys spektro komponentai apima plačią spektro sritį. Čia gali būti išskirtos spektro smailės priskirtinos neatpažintiems defektams *I205*, *I180* ir vakansijų aglomeratams (*AV*), nagrinėjant spektro kitimus aukštesnėse $T>140\text{K}$ temperatūrose (5.5 (a ir c) pav.). Mažesnės amplitudės spektro smailės priskiriamos vakansijos-deguonies (*VO*), neatpažintiems *E170* ir *E185* defektams, termodonorams (*TD*) (5.5 (b ir c) pav.) ir tarpmazginio Si atomo-deguonies dimero (*IO₂*) (5.5b pav.) gaudyklėms, aptinkamoms spektre, kai $T<160\text{K}$, bandiniuose, apšvitintuose 6.6 MeV elektronais, skirtingais įtėkais. Identifikuoti tokie radiaciniai defektai: *VO* (90K, $E_{VO}=0.16$ eV), *TD* (40K, $E_{TD}=0.07$ eV) ir *IO₂* (70K, $E_{IO_2}=0.115$ eV). Šie radiaciniai defektai identifikuoti DLTS spektro smailių parametrus lyginant su duomenimis pateikiamais literatūroje [138, 139].



5.5 pav. O-I-DLTS (a, b) ir C-DLTS (c, d) spektrų kitimų nuo apšvitos įtėkio palyginimas, diodams iškaitintiems $T_{an}=80^{\circ}\text{C}$ (a, b, ir c) ir 280°C (d) temperatūrose. (b) paveikslėlyje parodyta O-I-DLTS spektro žematemperatūrinė dalis.

Po 280°C iškaitinimo C-DLTS spektre matosi žymūs pokyčiai lyginant 5.5 (b ir c) paveikslėlius. Vienkrūvių divakansijų (V_2^-) ir VP centrų išsikaitinimą lydi su deguonimi susietų kompleksų V_2O ir V_3O formavimasis, didėjant iškaitinimo temperatūrai [130, 140, 141]. V_2O ir V_3O kompleksų formavimasis yra tikėtinas po iškaitinimų $T > 200^{\circ}\text{C}$ temperatūrose [141]. Toks deguonies kompleksams priskiriamų gaudyklių formavimasis gali būti susietas su aukšta deguonies migracijos energija (pavyzdžiui, $\sim 350^{\circ}\text{C}$ VO). Dioduose, apšvitintuose $\Phi \leq 2 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu, dominuoja VO ($E_{VO} \sim 0.18 \text{ eV}$) ir neatpažintos E105 ($E_{E105} \sim 0.19 \text{ eV}$) gaudyklės, o didesniais, $\Phi \geq 3 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$, įtėkiais apšvitintuose dariniuose dominuoja sudėtingesni vakansijų-deguonies V_2O ir V_3O kompleksai.



6.6 pav. a – MW-PC kinetikos diode, apšvitintame $4 \times 10^{16}\text{ e/cm}^2$, keičiant skenavimo temperatūrą T . b – rekombinacijos (τ_R) ir prilipimo (τ_{tr}) trukmių kitimai priklausantys nuo atvirkštinės šiluminės energijos ($k_B T$) bandinyje, apšvitintame $4 \times 10^{16}\text{ e/cm}^2$ įtėkiu ir iškaitintame $T_{an} = 280^\circ\text{C}$.

Mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo (MW-PC) kinetikų kitimas bandinyje apšvitintame $\Phi = 4 \times 10^{16}\text{ e/cm}^2$ įtėkiu ir iškaitintame $T_{an} = 280^\circ\text{C}$, gautas skenuojant temperatūrą iliustruojamas 5.6a paveikslėlyje. Šiame paveikslėlyje aiškiai matosi dvisandis krūvininkų tankio gesimas. Pradinis spartusis kinetikos sandas priskiriamas rekombinacijai per gilius lygmenis. Asimptotinė mažesnės amplitudės komponentė priskiriama krūvininkų terminiam išlaisvinimui iš seklesnių prilipimo centrų. Santykinės šių komponentių amplitudės gali būti keičiamos keičiant sužadavimo intensyvumą, tai yra keičiant optiškai sužadintų perteklinių krūvininkų koncentraciją Δn (3.36 formulėje). Tai leidžia nuslopinti prilipimo efektą, kai sužadavimo tankis padidėja iki $\Delta n \gg (N_{tr} N_{CM})^{1/2}$ verčių. Tuomet MW-PC kinetika pasikeičia į vien-eksponentinį gesimą, kai $\Delta n \gg (N_{tr} N_{CM})^{1/2}$. Tokiu būdu eksperimentiškai visada patikrinamas prilipimo efekto pasireiškimas. Prilipimo efektas parodo vienalaikę keleto gaudyklių sąveiką. Rekombinacijos gyvavimo trukmė (τ_R) gali būti įvertinta nepriklausomai iš vienkspontenčio šlaito, arba naudojant dviekspontenį modeliavimo algoritmą. Antros komponentės buvimas MW-PC kinetikose, mažinant sužadavimo intensyvumą, aiškiai parodo prilipimo efektą, kuomet terminis krūvininkų išlaisvinimas iš palyginti seklių centrų pradeda

konkuruoti su rekombinacija per gilius lygmenis, keičiant sužadintų perteklinių krūvininkų koncentraciją.

Antrosios komponentės amplitudė pastarosiose kinetikose priklauso nuo prilipimo koeficiento (2.36 formulėje), priklausančio nuo N_{tr} ir N_{CM} . Perteklinių krūvininkų koncentracija $\Delta n = \alpha II$, dalyvaujančių rekombinacijos ir prilipimo procesuose, gali būti nepriklausomai įvertinta, atliekant kalibracinius matavimus krintančių fotonų II koncentracijai surasti. Sugerties koeficientas α fiksuotam žadinančio impulso bangos ilgiui gali būti gautas, atliekant bandinio pralaidumo matavimus arba iš literatūroje pateikiamų duomenų. Siliciui šis koeficientas yra gerai žinomas [142], o sugerties koeficiento temperatūrinė priklausomybė yra $\alpha(T) = \alpha_0(T/300)^{4.25}$, kur $\alpha_0 = 10 \text{ cm}^{-1}$ yra vertė $T = 300 \text{ K}$ temperatūroje 1062 nm bangos ilgiui. Temperatūrinis perteklinių krūvininkų koncentracijos kitimas įvertinamas pasinaudojant $\Delta n(T) = \alpha(T)II$, jei yra išlaikomas toks pat sužadinimo lygis II . Tuo būdu tik parametrai N_{tr} ir N_{CM} yra parenkami laisvai, modeliuojant prilipimo gyvavimo trukmių temperatūrinius kitimus. Antrosios (prilipimo) komponentės polinkis (kinetikose parodytose 5.6a paveikslėlyje) nusako prilipimo gyvavimo trukmę (τ_{tr}). τ_{tr} keičiasi nemonotoniškai keičiantis skenavimo temperatūrai T (kaip numatyta prilipimo modelyje (2.36 formulės), formuodama arba vieną smailę arba struktūrą persiklojančių smailių, kaip parodyta 5.6 b ir 5.7 paveikslėliuose.

Rekombinacijos τ_R ir prilipimo τ_{tr} trukmės kaip atvirkštinės terminės energijos ($1/k_B T$) funkcijos (bandiniuose apšvitintuose $\Phi = 4 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu po $T_{an} = 280^\circ \text{C}$ iškaitinimo) iliustruojami 5.6b ir 5.7b paveikslėliuose. $\tau_{tr}(1/k_B T)$ spektre galima pastebėti keletą smailių 5.7(a ir b) paveikslėliuose. Tokia spektro struktūra nusako skirtingų gaudyklių, dalyvaujančių prilipimo efekte ir šiluminiame krūvininkų išlaisvinime, konkurenciją ir sinergiją. Prilipimo gyvavimo trukmės temperatūriniai kitimai yra ryškesni (tai matyti lyginant 5.7(a ir b) paveikslėlius) bandiniuose, iškaitintuose aukštesnėse temperatūrose ($T_{an} \geq 80^\circ \text{C}$). Šis rezultatas gali būti paaiškintas vyraujančių prilipimo centrų koncentracijos padidėjimu, dėl pakankamos energijos defektų

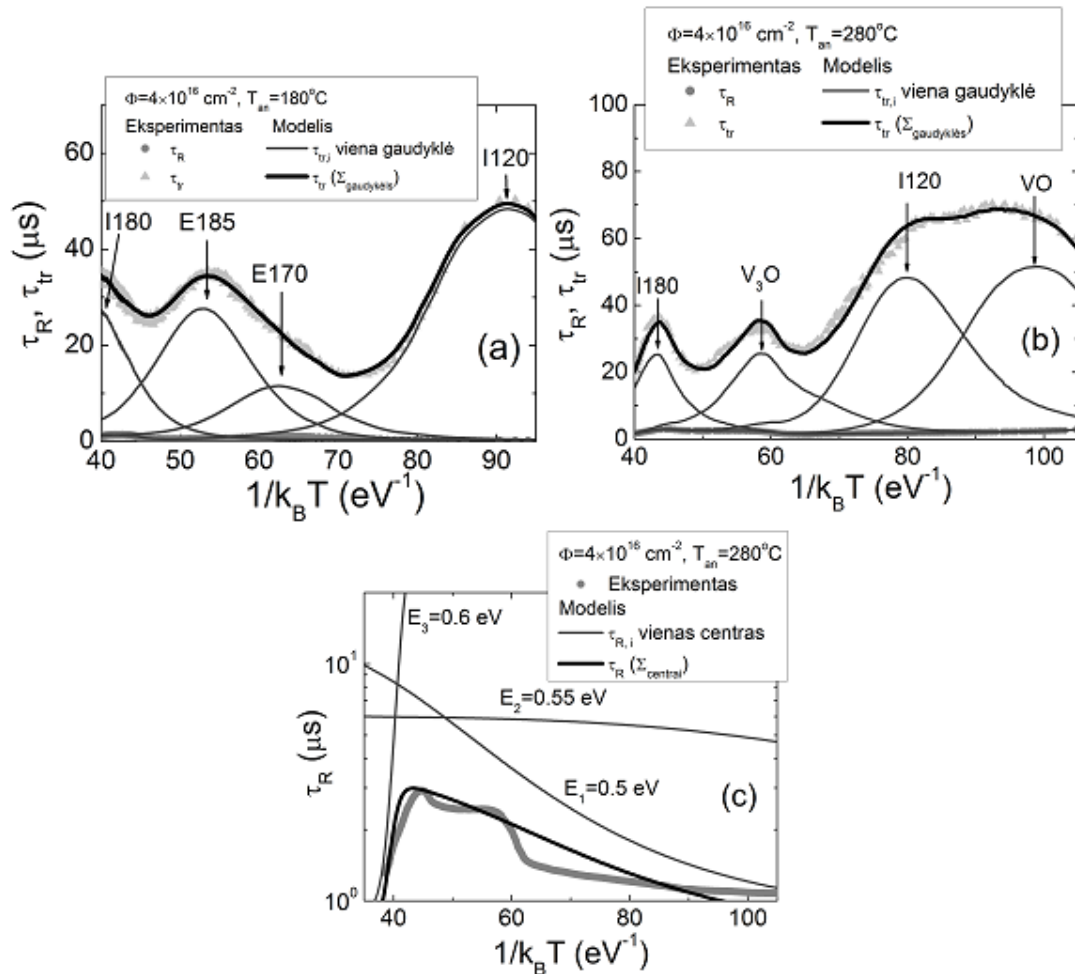
transformacijoms ir dėl pakankamos iškaitinimų trukmės (24 val.), kad būtų pastebėtas pokytis defektų koncentracijose. Be to, galima pastebėti, kad bandiniuose, iškaitintuose aukštesnėse temperatūrose, vyrauja seklesni prilipimo centrai. Šis rezultatas gerai sutampa su DLTS spektrų pasikeitimais skirtingoms iškaitinimo temperatūroms.

Rekombinacijos trukmės τ_R kitimai nuo apšvitos įtėkio patvirtino gerai žinomą [143] τ_R trumpėjimą, didėjant įtėkiui. Tai gali būti susieta su stabiliais išplitusiais defektais, susidariusiais apšvitos metu, arba taškinių defektų klasterizacija. Prilipimo gyvavimo trukmių τ_{tr} pokyčiai, iškaitintuose bandiniuose, yra mažiau jautrūs apšvitos įtėkiui. Prilipimo centrai dažniausiai yra priskiriami taškiniams defektams, susidarantiems yrant klasteriams [144]. Mūsų eksperimentuose pastebėtas sudėtingas $\tau_R(1/k_B T)$ spektras (5.6b ir 5.7c pav.). Šis rezultatas leidžia manyti, kad 6.6 MeV energijos elektronų apšvita sukuria platų spektrą radiacinių defektų, veikiančių kaip gilūs rekombinaciniai ir seklesni prilipimo/terminės emisijos centrai. Siekiant atskirti ir identifikuoti gaudykles eksperimentiniuose spektruose, neišvengiamai tenka modeliuoti šiuos spektrus.

Terminės aktyvacijos energijos įvertinimui ir prilipimo centro identifikavimu buvo pritaikytas modelis, aprašomas (2.36) formule. Šios sumodeliuotos smailės, atitinkančios skirtingas gaudykles, yra pavaizduotos plonomis ištisinėmis linijomis 5.7 (a ir b) paveikslėliuose, bandiniams, apšvitintiems $\Phi=4 \times 10^{16}$ e/cm² įtėkiu ir iškaitintiems temperatūrose $T_{an}=180^\circ\text{C}$ (a) ir $T_{an}=280^\circ\text{C}$ (b). Suminis šių modelinių smailių spektras pavaizduotas juoda linija 6.7 (a ir b) paveikslėliuose. Buvo nustatytos būdingos aktyvacijos energijos, priskiriamos įvairių rūšių defektams, tokiems kaip *VO*, *I120*, *E170*, *V₃O*, *E185* ir *I180*. Modeliuojant eksperimentinius spektrus skirtingiems defektams (*i*) buvo įskaitytos skirtingos gaudyklių koncentracijos $N_{tr,i}$, atsižvelgiant į eksperimentinius krūvininkų rekombinacijos $\tau_R(1/k_B T)$ ir prilipimo $\tau_{tr}(1/k_B T)$ trukmių spektrus. Keičiant laisvai parenkamus parametrus $N_{tr,i}$ ir $E_{tr,i}$, gautas geras sutapimas tarp eksperimentinių ir modelinių spektrų (5.7 (a ir b) pav.). Buvo gautos tokios dominuojančių defektų aktyvacijos

energijos: $I180$ ($E_{I180}=0.38\pm 0.02$ eV), $E185$ ($E_{E185}=0.29\pm 0.02$ eV), taip pat $E170$ centrams (bandiniams iškaitintiems $T\leq 180^\circ\text{C}$ temperatūrose) arba V_3O kompleksams (bandiniams iškaitintiems $T=280^\circ\text{C}$ temperatūroje) su $E_{E170/V3O}=0.27\pm 0.01$ eV aktyvacijos energija, $I120$ ($E_{I120}=0.22\pm 0.02$ eV) centrams ir VO ($E_{VO}=0.18\pm 0.01$ eV) centrams. Aktyvacijos energijos ir kiti prilipimo centrų parametrai yra pateikti 5.1 lentelėje. Šie parametrai gerai sutampa su parametrais įvertintais DLTS spektroskopijos metodu tuose pačiuose bandiniuose.

Rekombinacijos trukmės $\tau_R(1/k_B T)$ spektrų temperatūriniai pokyčiai gana sudėtingi (5.7c pav.). Lengviausias būdas modeliuoti gautus $\tau_R(1/k_B T)$ spektrus yra priimant, kad keletas rekombinacijos centrų veikiančių vienu metu paklūsta Shockley-Read-Hall (S-R-H) rekombinacijos statistikai, kai vienu metu veikia keletas krūvininkų rekombinacijos centrų. Eksperimentinių $\tau_R(1/k_B T)$ spektrų modeliavimui buvo panaudotas S-R-H artinys, kuriame parinkti: aktyvacijos energijos, koncentracijos, elektronų bei skylių pagavimo skerspjūvių parametrai trims skirtingiems rekombinacijos centrams. Tuomet suminė rekombinacijos gyvavimo trukmė (pavaizduota paryškinta ištisine linija 5.7c pav.) paskaičiuota kaip trijų skirtingų defektų atvirkštinių gyvavimo trukmių suma kiekvienam temperatūros taškui. Tačiau rekombinacijos gyvavimo trukmės modeliniai spektrai atskiriems centrams yra labai skirtingi (siauros ištisinės kreivės 5.7c paveikslėlyje). Siekiant apibūdinti nuo įtėkio kintančias nuotėkio srovių, efektyvaus legiravimo ir krūvio surinkimo charakteristikas stipriai apšvitintuose Si detektoriuose, reikia įskaityti keletą krūvininkų emisijos ir pagavimo gaudyklių, kaip tai daroma Hamburg'o modelyje [145]. Pasitelkiant standartinius metodus, tokius kaip DLTS ir TSC, kartais neįmanoma išskirti įvairių tipų gaudyklių sąveikos ypatybių. Giliausios gaudyklės, kurios aptiktos MW-PC kinetikose dažniausiai yra užgožiamos seklesnių, matomų DLTS ir TSC spektruose, gaudyklių pasireiškimo dėl trumpesnės emisijos trukmės.



5.7 pav. Modelinių (ištinės linijos) ir eksperimentinių (simboliai) krūvininkų prilipimo τ_{tr} trukmių kitimų derinimas, nagrinėjant kitimus, priklausančius nuo atvirkštinės šiluminės energijos ($k_B T$), bandinyje apšvitintame $4 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu po 24 val. iškaitinimų $T_{an} = 180^\circ\text{C}$ (a) ir $T_{an} = 280^\circ\text{C}$ (b) temperatūrose. Juoda linija rodo suminį emisijos srautą iš skirtingų lygmenų, kuriuos atitinkančios spektro smailės pavaizduotos pilkomis ištinėmis linijomis. Modelinis $\tau_{tr}(T)$ spektras gautas atsižvelgiant į rekombinacijos trukmės $\tau_R(T)$ temperatūrinius kitimus. Modelinės (ištinės linijos) ir eksperimentinės (simboliai) rekombinacijos gyvavimo trukmės $\tau_R(T)$ kitimai parodyti (c) paveikslėlyje. Modelinė $\tau_R(T)$ kreivė gauta kaip keleto donorinio ir akceptorinio tipo rekombinacinių centrų superpozicija, Šokli-Rydo tipo rekombinacijos statistikoje, įtraukiant N_{Def} kitimus.

Taigi, nesąlytiniai MW-PC matavimai ir prilipimo trukmių temperatūrinių kitimų (temperature dependent carrier trapping, TDTL) analizė gali būti pagrindinis būdas atskleidžiant keleto radiacinių defektų sąveiką.

Aktyvacijos energijos ir krūvininkų emisijos centrų koncentracijos (kai įmanoma, su atitinkamomis paklaidomis) įvertintos aukščiau aptarta metodologija, skirtingiems apšvitoms yra pateiktos 5.1 ir 5.2 lentelėse.

5.1 lentelė. Krūvininkų emisijos centrų parametrai bandiniuose po apšvitinimo

Aktyvacijos energija (eV)	Defekto identifikacija [šaltinis]	Apšvitos įtėkis (e/cm ²)				
		$\Phi=10^{16}$	$\Phi=2\times 10^{16}$	$\Phi=3\times 10^{16}$	$\Phi=4\times 10^{16}$	$\Phi=5\times 10^{16}$
		Gaudyklių koncentracija (cm ⁻³)				
0.42±0.02	V ₂ ⁻ /VP [134]	8.3×10 ¹³	1.8×10 ¹⁴	1.6×10 ¹⁴	2×10 ¹⁴	2.2×10 ¹⁴
0.30±0.01	E185	8.35×10 ¹²	4.5×10 ¹²	2.5×10 ¹²	-	-
0.27±0.01	E170	3.5×10 ¹²	1.34×10 ¹³	5.6×10 ¹¹	-	-
0.36±0.02	I180	-	>1×10 ¹⁶	>1×10 ¹⁶	>1×10 ¹⁶	>1×10 ¹⁶
0.22±0.01	I120	1.18×10 ¹⁵	4.1×10 ¹⁴	-	7.8×10 ¹⁴	6.4×10 ¹⁴
0.18±0.01	VO [131]	3.18×10 ¹⁴	7.5×10 ¹⁴	5.9×10 ¹⁴	7.8×10 ¹⁴	5.6×10 ¹⁴
0.12±0.01	IO ₂ [132]	-	4.6×10 ¹³	5.9×10 ¹⁴	2.5×10 ¹³	7.2×10 ¹²
0.30±0.01	A-V [136]	>1×10 ¹⁶	-	-	-	-

5.2 lentelėje matosi, kad gilesni centrai, priskiriami I120, E170, E185, ir I180 defektams, kurių aktyvacijos energijos yra nuo 0.22±0.01 eV iki 0.36±0.02 eV buvo aptikti abiem DLTS ir MW-PC spektroskopijos metodais. Seklesnių prilipimo centrų išskyrimas MW-PC būdu yra ribojamas matavimų temperatūrų ruožo $T\geq 80\text{K}$.

5.2 lentelė. Krūvininkų emisijos centrų parametrai po iškaitinimų.

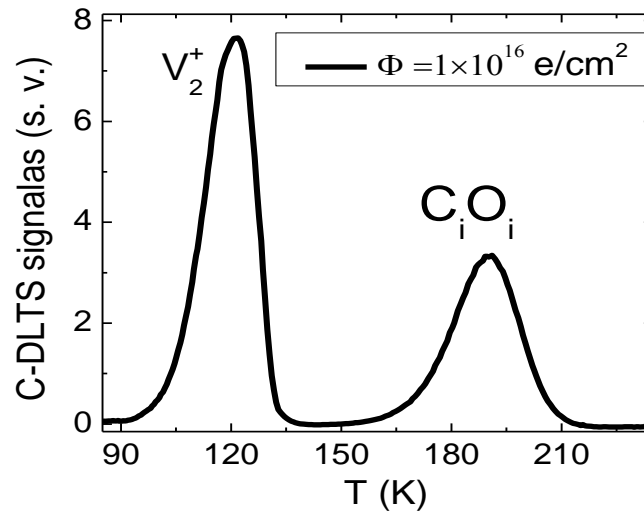
Defektas	Iškaitinimas $\Phi=10^{16}$ e/cm ²	Prieš iškaitinimą		Iškaitinti 80°C		180°C		280°C	
		1	5	1	5	1	5	1	5
		Prilipimo centrų koncentracija (10 ¹⁴ cm ⁻³)							
V ₂ ⁻ /VP	DLTS	0.83	2.2	1.2	2.1	0.7	0.21	-	-
E185	DLTS	0.08	-	0.12	-	0.08	-	-	-
	MW-PC	-	-	-	-	-	3.4	-	-
V ₂ O	DLTS	-	-	-	-	-	-	0.21	0.23
	MW-PC	-	-	-	-	-	-	-	5.0
E170	DLTS	0.03	-	0.18	-	0.15	-	-	-
	MW-PC	-	-	0.97	1.8	-	-	-	-
V ₃ O	DLTS	-	-	-	-	-	-	0.17	0.06
I180	DLTS	-	>10	>100	>100	-	>100	-	-
	MW-PC	-	-	6.0	15	-	9.0	4.0	3.0
I120	DLTS	11	6.4	14	8.5	-	8.1	1.9	-
	MW-PC	-	-	1.4	-	1.2	0.2	0.5	-
VO	DLTS	3.1	5.6	4.8	7.9	2.7	5.0	1.4	-
IO ₂	DLTS	-	0.07	0.95	0.19	2.7	0.14	-	-
TD	DLTS	-	-	0.84	2.2	0.96	0.1	0.96	0.1
A-V	DLTS	-	-	>100	-	>100	-	-	-

Nepaisant to, prilipimo gyvavimo trukmės pailgėjimas temperatūrų sparne $T < 120\text{K}$, bandinyje iškaitintame $T_{an} = 280^\circ\text{C}$ temperatūroje, parodo padidėjusią seklių prilipimo centrų įtaką MW-PC kinetikoms. Skirtingos gaudyklių koncentracijos, gautos DLTS ir MW-PC metodais, gali būti paaiškintos skirtingais krūvininkų rekombinacijos/terminės emisijos režimais: elektriniu lauku atskirti elektronai ir skylės negali rekombinuoti DLTS procesuose, o pagautų (į prilipimo centrus) ir rekombinavusių krūvininkų persiskirstymas, tarp emisijos ir rekombinacijos defektų, vyksta vienu metu. Žymiai didesnės $I180$ gaudyklių koncentracijos, pateiktos 5.2 lentelėje, buvo gautos DLTS metodu.

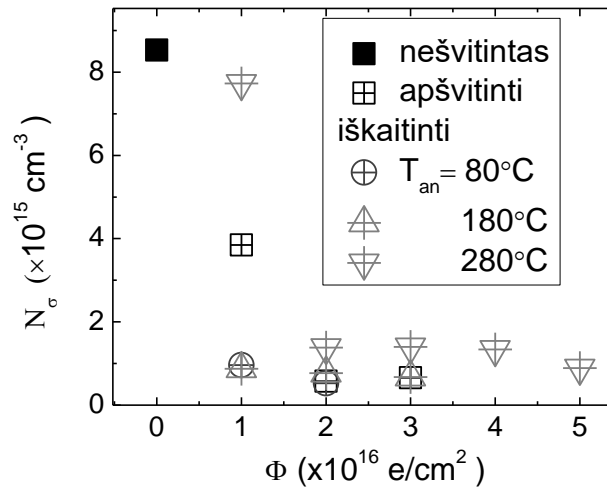
Šotkio dioduose apšvitintuose 10^{16} e/cm^2 įtėkiu buvo identifikuoti $E170$, $E185$ ir V_2^-/VP defektai. Radiacinių defektų transformacijos, iškaitinant bandinius, gali būti atskleistos iš atsirandančių smailių žematemperatūrinėje DLTS spektro dalyje. Naudojant O-I-DLTS režimą buvo aptiktos papildomos gaudyklės, priskiriamos IO_2 , $I120$, VO , $A-V$, $I180$ ir $I205$ defektams. Didėjant iškaitinimo temperatūrai $E170$ ir $E185$ defektų koncentracija mažėjo. O prilipimo centrų išskyrimas MW-PC būdu tapo patikimas tik po iškaitinimų aukštesnėse temperatūrose ($T_{an} \geq 80^\circ\text{C}$), kadangi prilipimo centrai dažniausiai yra apibūdinami kaip taškiniai defektai, kurie atsiranda klasterių irimo pasekoje iškaitinimų metu. Tokių prilipimo centrų koncentracija tampa pakankama, kad būtų pastebimas prilipimo efektas. Modeliuojant eksperimentinius $\tau_{tr}(1/k_B T)$ spektrus buvo įvertintos prilipimo centrų aktyvacijos energijos 0.17–0.38 eV intervale. Gilūs centrai su aktyvacijos energijomis 0.38 ± 0.02 eV ir 0.28 ± 0.02 buvo priskirti $I180$ kompleksams ir V_3O arba $E170$ defektams, naudojantis literatūroje [138] pateikiamais duomenimis. Pastarieji defektai taip pat buvo aptikti naudojant O-I-DLTS ir C-DLTS režimus. Defektams, veikiantiems kaip prilipimo/terminės emisijos centrai, MW-PC metodu buvo įvertintos aktyvacijos energijos 0.22 ± 0.02 eV ir 0.18 ± 0.01 eV, šie defektai identifikuoti kaip $I120$ ir VO centrai. Pastarieji centrai aptikti ir C-DLTS spektruose.

5.2 Giliųjų lygmenų DLTS ir TDTL spektrai skylinio laidumo silicyje

Elektronais (6.6 MeV energijos) apšvitintų p- laidumo tipo Šotkio diodų DLTS spektruose dominuoja teigiamą krūvį turinčios divakansijos V_2^+ ir tarpmazginiai anglies-deguonies C_iO_i defektai kaip parodyta 5.8 paveikslėlyje.



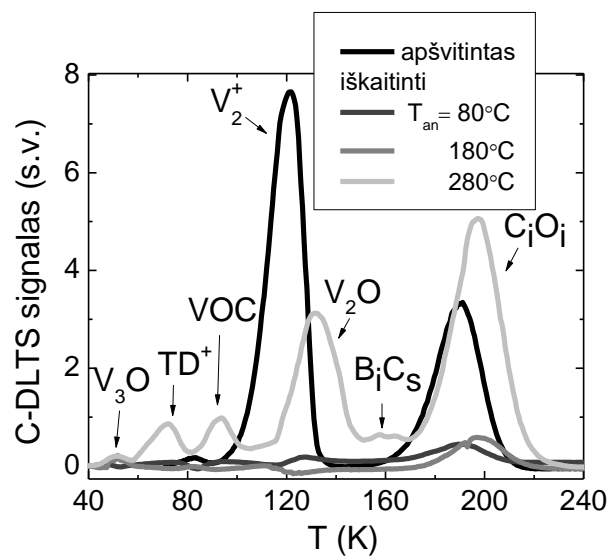
5.8 pav. p- Si Šotkio diodo C-DLTS spektras.



5.9 pav. seklių legirantų efektyvioji koncentracija p-laidumo tipo Si Šotkio dioduose, nustatyta iš C-V charakteristikų.

Norint ištirti defektų transformacijas bandiniai buvo 24 val. izochroniškai kaitinami 80–280°C temperatūrose. Seklių legirantų koncentracija N_s bandiniuose mažėja didėjant apšvitos įtėkiui (5.9 pav.).

Seklių legirantų koncentracijos neiškaitintuose bandiniuose nustatytos tik bandiniams su apšvitos įtėkais $\Phi \leq 3 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$. Po 280°C iškaitinimo legirantų koncentracijos įvertintos bandiniams apšvitintiems iki $\Phi = 5 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$. Tai parodo, kad po ilgalaikio (24 val.) 280°C iškaitinimo įvyksta žymios defektų transformacijos.

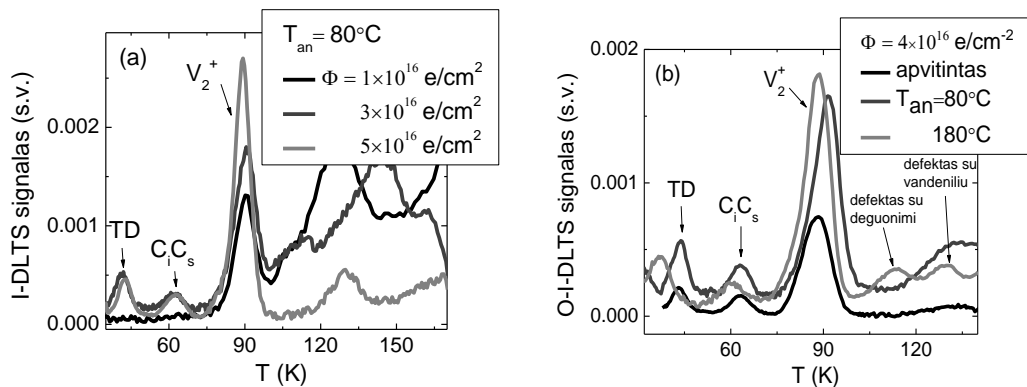


5.10 pav. C-DLTS spektrai po iškaitinimų p-tipo Šotkio dioduose apšvitintuose $\Phi = 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu.

Skylinio laidumo tipo bandiniuose po 80°C ir 180°C iškaitinimo (5.10 paveikslėlis) sumažėja DLTS spektro smailių amplitudės priskirtos teigiamą krūvį turinčioms divakansijoms V_2^+ ir tarpmazginių anglies-deguonies C_iO_i defektams. Taip pat pastebėtas spektro smailių pasislinkimas į aukštesnes temperatūras. Šie pasislinkimai geriau matomi po 280°C iškaitinimo kuomet padidėja spektro smailių amplitudės. V_2^+ smailės poslinkis spektre iš 0.19 eV į 0.24 eV padėtį, p-tipo CZ silicio bandiniuose, buvo pastebėtas ir ankstesniuose darbuose [146]. Vykstančios transformacijos yra susijusios su aukštesnėse temperatūrose vykstančia divakansijų ir deguonies sąveika, kurios metu formuojami V_2O kompleksai [130]. Žemoje temperatūroje (50 K) pastebėta

spektro smailė priskirta V_3O kompleksui [130]. Persiklojančios spektro smailės su nustatytais energijomis 0.141 ± 0.002 eV ir 0.149 ± 0.002 eV priskirtos vieną kartą jonizuotiems termodonorams TD^+ [138]. Spektro smailės pastebėtos po 280°C iškaitinimo 93 K (~ 0.16 eV) ir 160 K (~ 0.3 eV) temperatūrose priskirtos vakansijos-deguonis-anglies VOC ir B_iC_s defektams [121,122].

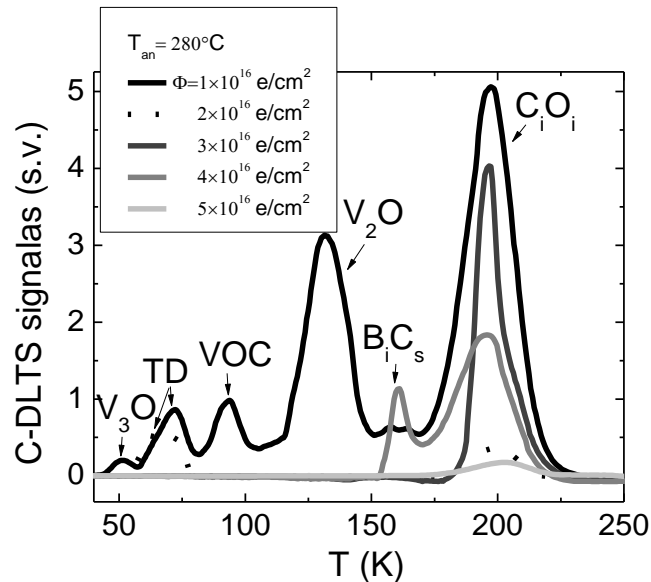
Dėl didelės taškinių ir išplitusių defektų koncentracijos standartinio C-DLTS metodo taikymas susiduria su nemažais sunkumais, gilių lygmenų tyrimams buvo panaudotas I-DLTS režimas, stipriai apšvitintiems bandiniams. 80°C temperatūroje iškaitintų bandinių I-DLTS spektras parodytas 5.11 paveikslėlyje. Spektro smailės esančios 89 K temperatūroje, priskirtos V_2^+ (0.18 eV) defektui [147], amplitudė tiesiškai didėja didėjant apšvitos įtėkiui. Termodonoriniai TD (0.07 eV, 40 K) ir C_iC_s (0.09 eV, 61 K) defektai pastebėti bandiniuose apšvitintuose $\Phi \geq 3 \times 10^{16}$ e/cm² įtėkiais. Spektro smailių įvertinimas aukštesnėse temperatūrose (>100 K) darosi neaiškus dėl šių plačių smailių persiklojimo. Po 180°C iškaitinimo, stipriai apšvitintuose bandiniuose, buvo įvertinti gilių lygmenų parametrai ir $T > 100$ K temperatūrose. Šie lygmenys esantys ties 112 K ir 129 K temperatūromis, kurių energijos 0.225 ± 0.003 eV ir 0.236 ± 0.003 eV, gali būti priskirti su deguonimi ir vandeniliu susijusiais defektais [147, 148].



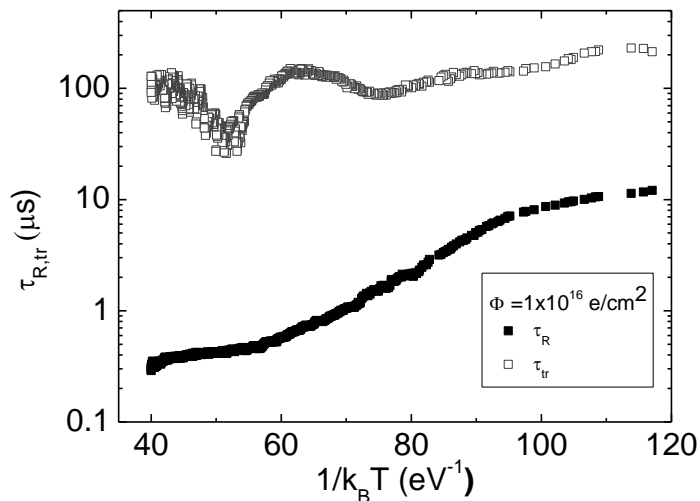
5.11 pav. I-DLTS spektrų kitimai nuo apšvitos įtėkio po 80°C (a) ir, nuo iškaitinimo temperatūrų 4×10^{16} e/cm² įtėkiui, žadinant optiškai (b).

Po ilgalaikio (24 val.) 280°C iškaitinimo C-DLTS spektras stipriai pasikeičia (5.12 paveikslėlis). Čia bandinyje apšvitintame $\Phi = 2 \times 10^{16}$ e/cm²

įtėkiu lengvai išskirtos smailės kurios priskiriamos termodonoro (*TD*) defektui. Su vakansijomis sietinos spektro smailės visiškai išnyko bandiniuose su didesniais įtėkiais $\Phi \geq 2 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$. Taip pat p-tipo bandiniuose matomas spektro smailės sietinos su C_iO_i mažėjimas esant įtėkiui didesniai nei $\Phi \geq 3 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$.

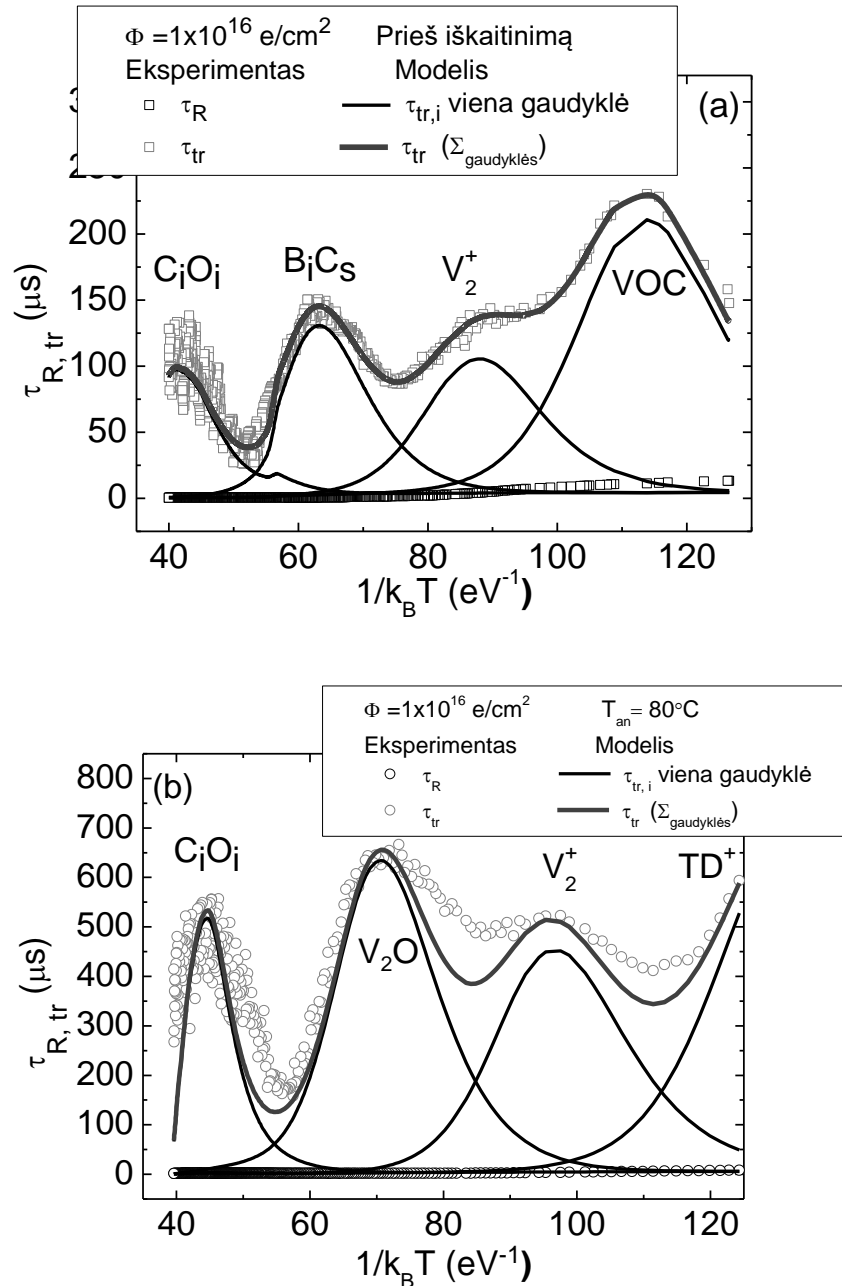


5.12 pav. Si Šotkio diodų C-DLTS spektrų kitimai nuo apšvitos įtėkio po 280°C iškaitinimo.

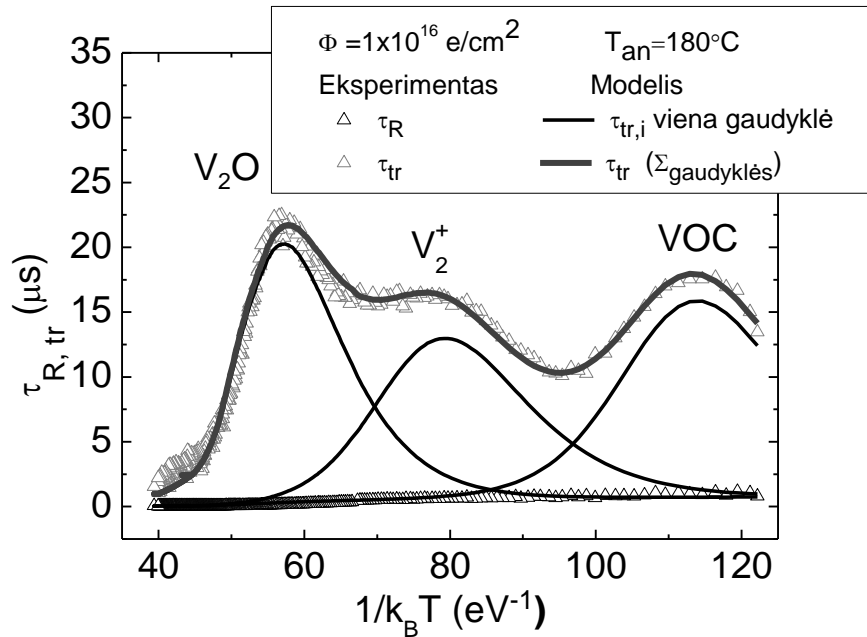


5.13 pav. Krūvininkų rekombinacijos τ_R ir prilipimo τ_{tr} gyvavimo trukmių kitimai kaip funkcijos $1/k_B T$. Bandiniui apšvitintam $\Phi = 1 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu.

Tuose pačiuose bandiniuose atlikus MW-PC matavimus įvertintos krūvininkų rekombinacijos τ_R ir prilipimo τ_{tr} trukmės. Rekombinacijos ir prilipimo trukmių kaip funkcijos nuo atvirkštinės išlaisvinimo energijos ($1/k_B T$) kitimai parodyti 5.13 paveikslėlyje. $\tau_{tr}(1/k_B T)$ spektre galima pastebėti keletą smailių 5.13 paveikslėlyje. Tokia spektro struktūra parodo keletą skirtingų, dalyvaujančių prilipimo efekte, gaudyklių konkurenciją.



5.14 pav. Krūvininkų rekombinacijos τ_R ir prilipimo τ_{tr} trukmių kitimai kaip $1/k_B T$ funkcijos. Bandinys buvo apšvitintas $\Phi = 1 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu (a), ir iškaitintas 80°C temperatūroje (b).



5.15 pav. Krūvininkų rekombinacijos τ_R ir prilipimo τ_{tr} trukmių kitimai kaip funkcijos $1/k_B T$. Bandinys buvo apšvitintas $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ įtėkiu, ir iškaitintas 80°C temperatūroje.

Prilipimo trukmių τ_{tr} modeliavimas (pasinaudojant 2.36 lygtimi) leido įvertinti gaudyklių aktyvacijos energijas. Bandinyje apšvitintame įtėkiu $\Phi=1 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ po 24 val. 80°C iškaitinimo pailgėjo krūvininkų prilipimo gyvavimo trukmė τ_{tr} , lyginant su bandiniu prieš iškaitinimą (5.14 paveikslėlis). Šis rezultatas gali būti paaiškintas vyraujančių prilipimo centrų koncentracijos padidėjimu, dėl pakankamos energijos defektų transformacijoms ir dėl pakankamos iškaitinimų trukmės (24 val.), kad būtų pastebėtas defektų koncentracijos pokytis. Atskirų prilipimo centrų modelinės kreivės pavaizduotos išsisinėmis siauromis juodomis linijomis kaip parodyta 5.14, 5.15 paveikslėliuose, suminis šių modeliųjų smailių spektras pavaizduotas paryškinta išsisine linija. Modeliuojant eksperimentinius spektrus skirtingiems defektams (*i*) įskaitytos skirtingos gaudyklių koncentracijos $N_{tr,i}$, atsižvelgiant į eksperimentinius krūvininkų rekombinacijos $\tau_R(1/k_B T)$ ir prilipimo $\tau_{tr}(1/k_B T)$ trukmių spektrus, keičiant laisvai parenkamus $N_{tr,i}$ ir $E_{tr,i}$ parametrus, gautas

gana geras sutapimas tarp eksperimentinių ir modelinių spektrų (5.14 ir 5.15 paveikslėliai).

Buvo įvertintos tipinės aktyvacijos energijos priskiriamos įvairių rūšių defektams, tokiems kaip C_iO_i , B_iC_s , V_2O , V_2^+ , VOC , TD^+ . Tai gerai sutampa su DLTS spektrų rezultatais. Šie rezultatai parodo, kad 6.6 MeV energijos elektronų apšvita sukuria platų radiacinių defektų spektrą veikiančių kaip prilipimo/terminio-išmetimo centrai. Po 180°C iškaitinimo $\tau_R(1/k_B T)$ spektre įvyksta žymios transformacijos ir smailė sietina su C_iO_i defektu išnyksta (5.15 pav.).

Skiriamasis sąvadas

DLTS ir MW-PC matavimo technikų taikymas yra efektyvus radiacinių defektų spektroskopijos būdas stipriai elektronais apšvitintiems Si bandiniams tirti. Koreliacija tarp DLTS ir MW-PC spektrinių rezultatų leido mums pastebėti radiacinių defektų transformacijas stipriai elektronais apšvitintuose CZ-Si bandiniuose legiruotuose fosforu ir boru ($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) n-tipo ir p-tipo bandiniams atitinkamai. Buvo identifikuoti vakansijų-deguonies (VO), tarpmazginio Si-deguonies (IO_2) kompleksai, vakansijų aglomeratai (A-V), vakansijų-fosforo (VP) kompleksai ir nežinomi defektų (pavadinti $E170$, $E185$, $I120$, $I180$, $I205$) kompleksai n-tipo neiškaitintuose bandiniuose C-DLTS ir I-DLTS metodais. Skylinio laidumo tipo bandiniuose identifikuoti C_iO_i , B_iC_s , V_2O , V_2^+ , VOC , TD^+ , TD radiaciniai defektai. DLTS spektruose smailių, priskirtų divakansijoms ir trivakansijoms, amplitudės didėja didėjant apšvitos įtėkiui. Po 80°C iškaitinimo padidėja $E170$, $E185$, $I180$ ir su vakansijų-deguonies (VO) kompleksais sietinų defektų tankis. Kaip numatyta po 180°C išsikaitino VP defektas. Iškaitinimas aukščiausioje pasirinktoje temperatūroje (280°C) parodė žymias defektų transformacijas: mažesnėmis apšvitomis $\Phi \leq 2 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ apšvitintuose bandiniuose vyrauja VO ir $E105$ defektai, tuo tarpu aukštesniais įtėkiais $\Phi \geq 3 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ apšvitintuose bandiniuose daugiausiai vyrauja sudėtingesni V_3O ir V_2O kompleksai. Iškaitinimo aukštesnėse temperatūrose nauda buvo atskleista per gilių

akceptorinių centrų (V_2^- ir VP) koncentracijos sumažėjimą. Tačiau šis gilių gaudyklių sumažėjimas yra lydimas seklių akseptorių koncentracijos didėjimo, priskirto paspartėjusiam $E105$ defekto formavimuisi. Tai parodo radiacinių vakansinių kompleksų, tokių kaip VP ir V_2^- , irimą. Seklių akceptorinio tipo gaudyklių koncentracijos padidėjimas dalinai kompensuoja legirantus, ir tai pablogina diodo barjero charakteristikas.

Krūvininkų rekombinacijos ir terminės emisijos trukmių spektrai buvo sumodeliuoti pasinaudojant eksperimentiškai nustatytais $\tau_R(1/kT)$ ir $\tau_{tr}(1/kT)$ charakteristikomis. Nesąlytinė MW-PC matavimų technika n-tipo bandiniuose leido identifikuoti prilipimo centrus, stipriai švitintuose bandiniuose po $T_{an} \geq 180^\circ\text{C}$ iškaitinimų. Šie centrai buvo priskirti $I180$, $E185$, $E170$, V_3O , $I120$, ir VO defektams, kurie sutapo su duomenimis gautais DLTS spektroskopijos metodu. Pademonstruota, kad nesąlytinių MW-PC matavimų ir TDTL analizė, gali būti pirminis įrankis atskleidžiant keleto radiacinių defektų sąveiką.

Išvados

1. Įvertintas santykis tarp Holo ir magnetovaržinio judrių Si dariniuose, kurio vertė 1.15 ir kuris yra taikytinas patikimiems sklaidos parametrų matavimams apšvitintuose dideliais įtėkiais bandiniuose. Magnetovaržinis efektas, priešingai nei Holo efektas, yra mažiau jautrus mikro-nehomogeniškumams ir naudotinas krūvininkų sklaidos parametrų analizei puslaidininkiuose su išplitusiais defektais.
2. Aukštųjų energijų elektronais apšvitintuose ir iškaitintuose Si dariniuose buvo atskleistas giliųjų akceptorinių koncentracijos sumažėjimas dėl defektų transformacijų, kuris yra lydimas seklių akceptorinių koncentracijos padidėjimo, priskiriamo paspartėjusiam *E105* defektų formavimuisi.
3. Foto-jonizacijos procesuose silicyje, apšvitintame dideliais įtėkiais, konkuruoja du krūvininkų sužadavimo mechanizmai: viename jų vyrauja optiniai šuoliai iš giliųjų centrų, kurių foto-aktyvacijos energija didėja nuo 0.8 eV iki 1.0 eV, didėjant temperatūrai, – kitas yra dvilaidis procesas, kai krūvininkai yra sužadami veikiant foto- ir terminės-aktyvacijos šuoliams.
4. Atskleista, kad krūvininkų sklaidos procesuose vyrauja radiaciniai centrai su būdingomis 0.22–0.23 eV ir 0.36 eV aktyvacijos energijomis, ir šie centrai identifikuoti kaip divakansijos ir trivakansijos.
5. Tuneliavimo efektyvumas iš radiacinių klasterių būsenų priklauso nuo barjero pločio, kuris yra susijęs su erdvinio krūvio, supančio klasterį, Debajaus ilgiu. Apšvita neutronais sumažina tūrinį medžiagos elektrinį laidumą, todėl Debajaus ilgis padidėja, ir krūvininkams tuneliuoti reikia didesnės šiluminės energijos.
6. Iš DLTS ir prilipimo trukmių temperatūrinio kitimo spektrų koreliavimo buvo atskleistos įvairių rūšių gaudyklės ir jų transformacijos po iškaitinimų dideliais įtėkiais ($\geq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) apšvitintame silicyje.
7. Nesąlytinė krūvininkų prilipimo ir rekombinacijos trukmių temperatūrinių vienalaikių kitimų spektroskopija leidžia kontroliuoti keletos radiacinių defektų sąveiką dideliais įtėkiais apšvitintuose Si dariniuose. Ši metodika yra perspektyvi radiacinių defektų spektroskopijai dideliais įtėkiais apšvitintame

Si, kai standartiniai kontaktiniai metodai tampa netinkami dėl spinduliuotėmis pažeistos medžiagos netvarkumo ir vidinių elektrinių laukų.

Naudotų literatūros šaltinių sąrašas

- [1] V. Pardo, T. Fox, E. Raichle., Localization of a human system for sustained attention by positron emission tomography. *Nature* **349** (1991) 61 - 64.
- [2] CERN press office: “New results indicate that particle discovered at CERN is a Higgs boson”, <<http://press.web.cern.ch/press-releases/2013/03/new-resultsindicate-particle-discovered-cern-higgs-boson>>, 2013 (March 14).
- [3] M.Moll; Development of radiation hard sensors for very high luminosity colliders - CERN-RD50 project; *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **511** (2003) 97-105.
- [4] Radiation-hard semiconductor detectors for SuperLHC; M. Bruzzi et al. (RD50 Collaboration); *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **541** (2005) 189-201.
- [5] В. С. Вавилов, Н. П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов, Действие излучений на полупроводники. Москва, (1988), 191.
- [6] Н. В. Кузнецов, Г. Г. Соловьев, Радиационная стойкость кремния. Москва, (1989), 96.
- [7] J. R. Sour, C.J. Marshall, P.W. Marshall, Review of displacement damage effects in silicon devices, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **50** (2003).
- [8] G. Lindström, M. Ahmed, S. Albergo, et al., Developments for radiation hard silicon detectors by defect engineering - results by the CERN RD48 (ROSE) Collaboration, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **465** (2001) 60–69.
- [9] J. Vaitkus, A. Mekys, J. Storasta, Analysis of microinhomogeneity of irradiated Si by Hall and magneto-resistance effects, 10th CERN-RD50 Workshop on Radiation Hard Semiconductor Devices for Very High Luminosity Colliders, Vilnius, (2007), <https://rd50.web.cern.ch/rd50/10th-workshop/default.htm>
- [10] M. Huhtinen, Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **491** (2002) 194–215.
- [11] G. Davies, S. Hayama, L. Murin, et al., Radiation damage in silicon exposed to high-energy protons., *Phys. Rev. B*, **73** (2006) 1-10.
- [12] C.A. Londos, M.S. Potsidi, E. Stakakis, Carbon-related complexes in neutron-irradiated silicon, *Physica B*, **340–342** (2003) 551–555.
- [13] C.A. Londos, M.S. Potsidi, G.D. Antonaras, A. Andrianakis. Isochronal annealing studies of carbon-related defects in irradiated Si., *Physica B* **376–377** (2006) 165–168.
- [14] Z. Li, W. Chen, L. Dou, V. Eremin, H.W. Kraner, C. J. Li, G. Lindstroem, E. Spiriti., Study of the long term stability of the effective concentration of ionized space charges (N_{eff}) of neutron irradiated silicon detectors fabricated by various thermal oxidation processes., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **42** (1995) 4
- [15] Z. Li, E. Verbitskaya, V. Eremin, B. Dezillie, W. Chen, M. Bruzzi., Radiation hard detectors from silicon enriched with both oxygen and thermal donors: improvements in donor removal and long-term stability

- with regard to neutron irradiation, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A, **476** (2002), 628–638.
- [16] P.G. Litovchenko, A.A. Groza, V.F. Lastovetsky, et al., Radiation hardness of silicon detectors based on pre-irradiated silicon, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **568** (2006) 78–82.
- [17] S. Saramad, A. M. Zarandi, The bulk damaged effects of clustered defects in irradiated silicon detectors, Physica B, **273-274** (1999) 1041-1044.
- [18] D. Menichelli, M. Bruzzi, Photo-induced current transient spectroscopy of defect clusters in heavily irradiated silicon, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **485** (2002) 146–152.
- [19] M. McPherson, Fermi level pinning in irradiated silicon considered as a relaxation-like semiconductor, Physica B, **344** (2004) 52–57.
- [20] E. Borch, M. Bruzzi, Z. Li, S. Pirollo. A two-level model for heavily irradiated silicon detectors, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A, **425** (1999) 343 - 346.
- [21] В. Ф. Стась, И. В. Антонова, Е. П. Неустроев, В. П. Попов, Л. С. Смирнов, Термоакцепторы в облученном кремнии. Физика и техника полупроводников, **34** (2000) 162-167.
- [22] E. Fretwurst, G. Lindström, J. Stahl, I. Pintilie, Z. Li, J. Kierstead, E. Verbitskaya, R. Röder, Bulk damage effects in standard and oxygen-enriched silicon detectors induced by ⁶⁰Co-gamma radiation, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **514** (2003) 1–8.
- [23] Т. А. Пагава, З. В. Башелейшвили. Влияние концентрации основных носителей тока и интенсивности облучения на эффективность введения радиационных дефектов в кристаллах n-Si. Физика и техника полупроводников, **36** (2002) 1157-1158.
- [24] G. D. Watkins, Intrinsic defects in silicon, Materials Science in Semiconductor Processing **3** (2000) 227-235.
- [25] Z. Li, E. Verbitskaya, E. Fretwurst, J. Kierstead, V. Eremin, I. Ilyashenko, R. Röder, C. Wilburn, Paradoxes of steady-state and pulse operational mode characteristics of silicon detectors irradiated by ultra-high doses of X-rays, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A, **514** (2003) 25–37.
- [26] B. Dezillie, Z. Li, V. Eremin, W. Chen, L.J. Zhao, The effect of oxygen impurities on radiation hardness of fz silicon detectors for HEP after neutron, proton and gamma irradiation, IEEE Trans. Nucl. Sci., **47** (2000).
- [27] W. Jung, A. Misiuk, C.A. Londos, Pressure stimulated creation of oxygen-related defects in oxygen-implanted and neutron-irradiated silicon. Vacuum, **78** (2005) 199–203.
- [28] K. Borer, S. Janos, K. Pretzl, B. Dezillie, Z. Li, et al, RD39 STATUS REPORT. CERN/LHCC, 2002-004.
- [29] E. Verbitskaya, M. Abreu, P. Anbinderis, et al., The effect of charge collection recovery in silicon p–n junction detectors irradiated by different particles, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A, **514** (2003) 47–61.
- [30] C. Leroy, P. Roy, G. Casse, M. Glaser, E. Grigoriev, F. Lemeilleur, Study of charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **426** (1999) 99-108.

- [31] L. Beattie, T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, G. Hughes, S. McGarry, P. Rato, T. Sloan, Carrier lifetimes in heavily irradiated silicon diodes, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **421** (1999) 502-511.
- [32] V. Eremin, E. Verbitskaya, Z. Li, The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **476** (2002) 556–564.
- [33] L. Beattie, T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, G. Hughes, P. Ratoff, T. Sloan, Charge collection efficiency in heavily irradiated silicon diodes, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **412** (1998) 238-246.
- [34] G. Kramberger, V. Cindro, I. Dolenc, E. Fretwurst, G. Lindström, I. Mandic, M. Mikuz, M. Zavrtanik, Charge collection properties of heavily irradiated epitaxial silicon detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **554** (2005) 212–219.
- [35] G. Lindström, I. Dolenc, E. Fretwurst, F. Hönniger, G. Kramberger, M. Moll, E. Nossarzewska, I. Pintilie, R. Röde, Epitaxial silicon detectors for particle tracking-Radiation tolerance at extreme hadron fluences, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **568** (2006) 66–71.
- [36] M. Moll, J. Adey, and A. Al-Ajili, et al., Development of radiation tolerant semiconductor detectors for the Super-LHC, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **546** (2005) 99-107.
- [37] V. Bartsch, W. de Boer, and J. Bol, et al., Lorentz angle measurements in silicon detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **478** (2002) 330.
- [38] P. Blood and J.W. Orton, The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states, Philips Research Laboratories, Redhill, Surrey RH15HA, UK (1992).
- [39] R.H. Bube, Interpretation of hall and photo-hall effects in inhomogeneous materials, *Appl. Phys. Lett.*, **13** (1968) 136.
- [40] A. Medeisis, J. Viscakas, Determination of the physical parameters of polycrystalline materials from Hall and Seebeck effects, *Lith. J. Phys.*, **15** (1975) 260-264.
- [41] W. Siegel, S. Schulte, C. Reichel, G. Kuhnel, J. Monecke, Anomalous temperature dependence of the Hall mobility in undoped bulk GaAs, *J. Appl. Phys.*, **82** (1997) 3832-3835.
- [42] J. Viscakas, K. Lipskis, A. Sakalas, On the interpretation of Hall and thermoelectric effects in polycrystalline films, *Lith. J. Phys.*, **11** (1971) 799-806.
- [43] P. Scajev, A. Mekys, P. Malinovskis, J. Storasta, M. Kato, K. Jarasiunas, Electrical parameters of bulk 3C-SiC crystals determined by Hall effect, magnetoresistivity, and contactless time-resolved optical techniques, *Mater. Sci. Forum*, **679-680** (2011) 157-160.
- [44] R. Vasiliauskas, A. Mekys, P. Malinovskis, S. Juillaguet, M. Syvajarvi, J. Storasta, R. Yakimova, Impact of extended defects on Hall and magnetoresistivity effects in cubic silicon carbide, *J. Phys. D Appl. Phys.*, **45** (2012) 225102.
- [45] P.F. Lugakov, I.M. Filippov, Radiation defect clusters in electron-irradiated silicon, *Radiat. Eff.*, **90** (1985) 297-305.

- [46] C. Leroy, P.-G. Rancoita, Particle interaction and displacement damage in silicon devices operated in radiation environments, *Rep. Prog. Phys.*, **70** (2007) 493-625.
- [47] G. Lindstrom et al., Radiation hard silicon detectors - developments by the RD48 (ROSE) collaboration, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **466** (2001) 308-326.
- [48] S.I. Parker, C.J. Kenney, Performance of 3-D architecture silicon sensors after intense proton irradiation, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **48** (2001) 1629-1638.
- [49] R.H. Bube, Interpretation of Hall and photo-Hall effects in inhomogeneous materials, *Appl. Phys. Lett.*, **13** (1968) 136.
- [50] D.V. Lang, Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors, *J. Appl. Phys.*, **45** (1974) 3023.
- [51] S. U. Pandey, P. Middelkamp, Z. Li, and V. Eremin, New experimental and analysis methods in I-DLTS, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **426** (1999) 109.
- [52] E. Gaubas, D. Bajarūnas, T. Čeponis, D. Meškauskaitė and J. Pavlov, Optically induced current deep level spectroscopy of radiation defects in neutron irradiated si pad detectors, *Lith. J. Phys.* **53** (2013) 215.
- [53] Z. Li, Systematic modelling and comparisons of capacitance and current-based microscopic defect analysis techniques for measurements of high-resistivity silicon detectors after irradiation, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **403** (1998) 399.
- [54] E. Gaubas, T. Ceponis, D. Meskauskaite and N. Kazuchits, Profiling of current transients in capacitor type diamond sensors, *Sensors*, **15** (2015) 13424.
- [55] I. Pintilie, E. Fretwurst, G. Lindstroem, and J. Stahl, *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) 2169.
- [56] I. Pintilie, C. Tivarus, L. Pintilie, M. Moll, E. Fretwurst, and G. Lindstroem, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **476** (2002) 652.
- [57] V. Kalendra, E. Gaubas, V.Kazukauskas, E. Zasiņas, and J.Vaitkus, Photoconductivity spectra and deep levels in the irradiated p+-n-n+ Si detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **612** (2010) 555–558.
- [58] L.I. Murin, V.P. Markevich, J.L. Lindstrom, and M. Kleverman, *Physica B*, **340** (2003) 1046.
- [59] E.E. Haller, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **378** (1995) 547.
- [60] G. D. Watkins, J. W. Corbett, *Phys. Rev.*, **138** (1965) A543.
- [61] R.H. Bartram, *Structural analysis of point defects in solids* Springer-Verlag, New York, (1992).
- [62] E.Gaubas, *Lith. Journ. Phys.*, **43** (2003) 145.
- [63] E.Gaubas and A.Kaniava, *Rev. Sci. Instr.*, **67** (1996) 2339.
- [64] E. Gaubas, E. Simoen and J. Vanhellemont, Review-Carrier lifetime spectroscopy for defect characterization in semiconductor materials and devices, *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **5** (2016) 3108.

- [65] G. E. Stillman, S. S. Bose, M. H. Kim, B. Lee, T. S. Low., Characterization and properties of semiconductors. Handbook on semiconductors. 3, 2nd Ed, Elsevier, (1994).
- [66] Dieter K. Schroder, Semiconductor material and device characterization. Third Edition, Arizona State University Tampa, AZ, IEEE PRESS (2006) .
- [67] A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris, Puslaidininkių fizikos pagrindai, Vilnius, Mokslas, (1985).
- [68] L. C. Kimerling, M. T. Asom, J. L. Benton, P. J. Drevinsky, C. E. Cafer, Interstitial defect reactions in silicon. Mater. Sci. Forum. **38-41** (1989) 141–150.
- [69] G. Lucovsky, Solid state communications, (1965) 299-302.
- [70] J.Vaitkus, R. Bondzinskas, V. Kažukauskas, P. Malinovskis, A. Mekys, G. Mockevičius, J. Storasta, N. Vainorius, and E. Žąsinas, Lith. Journ. Phys., **51** (2011) 345–350.
- [71] M. Jaros, Wave functions and optical cross sections associated with deep centers in semiconductors, Phys. Rev. B., **16** (1977).
- [72] S. U. Pandey, P. Middelkamp, Z. Li, and V. Eremin, New experimental and analysis methods in I-DLTS, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **426** (1999) 109.
- [73] C. J. Li and Z. Li, Development of current-based microscopic defect analysis methods and associated optical filling techniques for the investigation on highly irradiated high resistivity silicon detectors, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **364** (1995),108.
- [74] C. Hurtes, M. Boulou, A. Mitonneau and D. Bois, Deep-level spectroscopy in high-resistivity materials, Appl. Phys. Lett., **32** (1978) 821.
- [75] C. J. Li and Z. Li, Development of current-based microscopic defect analysis methods and associated optical filling techniques for the investigation on highly irradiated high resistivity silicon detectors, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A, **364** (1995) 108.
- [76] F.Hönniger, Radiation damage in silicon - defect analysis and detector properties, PhD thesis, University of Hamburg, 2008.
- [77] <http://www.phytech.de>; Company homepage.
- [78] S. Weiss. Deep-level transient fourier spectroscopy. PhD thesis, University of Kassel, 1991.
- [79] T. Otaredian, Solid-State Electronics, **36** (1993) 153.
- [80] C. Swiatkowski, A. Sanders, K.-D. Buhre, and M.Kunst, Journ. Appl. Phys., **78** (1995) 1763.
- [81] S.M. Ryvkin, Photoelectric effects in semiconductors, Consulting Bureau, New York (1965).
- [82] A. Dargys and J. Kundrotas, Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994).
- [83] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel, Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals, Phys. Rev., **98** (1955) 368–384.
- [84] F.J. Morin, J.P. Maita, Electrical properties of silicon containing arsenic and boron, Phys. Rev., **96** (1954) 28.

- [85] R.H. Bube, Interpretation of hall and photo-hall effects in inhomogeneous materials, *Appl. Phys. Lett.*, **13** (1968) 136.
- [86] G.D. Watkins, J.W. Corbett, Defects in irradiated silicon: electron paramagnetic resonance of the divacancy, *Phys. Rev.*, **138** (1965) 543.
- [87] J.W. Corbett, G.D. Watkins, Silicon divacancy and its direct production by electron irradiation, *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961) 314.
- [88] J.W. Corbett, G.D. Watkins, R.M. Chrenko, R.S. McDonald, Defects in irradiated silicon. II. Infrared absorption of the Si-A center, *Phys. Rev.*, **121** (1961) 1015.
- [89] J.H. Evans-Freeman, A.R. Peaker, I.D. Hawkins, P.Y.Y. Kan, J. Terry, L. Rubaldo, M. Ahmed, S. Watts, L. Dobaczewski, High-resolution DLTS studies of vacancy- related defects in irradiated and in ion-implanted n-type silicon, *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **3** (2000) 237-241.
- [90] P. Mangiagalli, M. Levalois, P. Marie, A comparative study of induced damage after irradiation with swift heavy ions, neutrons and electrons in low doped silicon, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **146** (1998) 317-322.
- [91] E. M. Conwell and V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **77** (1950) 388.
- [92] H. Brooks, *Adv. Elect. Electron Phys.*, **7** (1955) 85.
- [93] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T. Claussen, L. Jensen, Measurements of permittivity, dielectric loss tangent, and resistivity of float-zone silicon at microwave frequencies, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **54** (2006) 3995.
- [94] J.-W. Chen, A.G. Milnes, Energy levels in silicon, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **10** (1980) 157-228.
- [95] P. Hazdra, H. Dorschner, Radiation defect distribution in silicon irradiated with 600 keV electrons, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **201** (2003) 513-519.
- [96] S. Lazanu, I. Lazanu, M. Bruzzi, Microscopic modelling of defects production and their annealing after irradiation in silicon for HEP particle detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **514** (2003) 9-17.
- [97] B. Bogdanovitch, V. Senioukov, A. Koroliov, K. Simonov, Application of low energy electron beams for technology and medicine, in: *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, (1999), 2570.
- [98] E.W. Kreutz, X-radiation effects in bulk si at subthreshold energies, *Phys. Status Solidi A*, **34** (1976) 489-495.
- [99] L. S. Smirnov, *Physical processes in irradiated semiconductors*, Nauka, Novosibirsk, 1977, (in Russian).
- [100] N.V. Kuznecov, G.G. Solovyov, *Silicon irradiation hardness*, Moscow, Energoizdat, 1989, (in Russian).
- [101] A.A. Shvartsburg, M.F. Jarrold, Bei Liu, Zhong-Yi Lu, Cai-Zhuang Wang, Kai- Ming Ho, Dissociation energies of silicon clusters: a depth gauge for the global minimum on the potential energy surface, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 4616.
- [102] T. Giedrys, V. Grivickas, L. Pranevicius, A. Ragauskas, J. Vaitkus, Formation of distant recombination centers in silicon by ion implantation, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **6** (1985) 427-429.

- [103] E. Holmstrom, A. Kuronen, K. Nordlund, Threshold defect production in silicon determined by density functional theory molecular dynamics simulations, *Phys. Rev. B*, **78** (2008) 045202.
- [104] R.A. Baltramiejuonas, J.V. Vaitkus, V.V. Grivickas, J. Storasta, Investigation of transient processes in the scattering of carriers and in the dependence of the mobility on the excitation conditions by the method of the pulsed Hall photoeffect, *Lith. J. Phys.*, **18** (1978) 231-242.
- [105] T.C. McGill, R. Baron, Neutral impurity scattering in semiconductors, *Phys. Rev. B*, **11** (1975) 5208.
- [106] N. D. Wilsey, R. L. Statler, B. J. Faraday, Defect clusters in electron-irradiated silicon, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **15** (1968) 55-60.
- [107] P.F. Lugakov, I.M. Filippov, Radiation defect clusters in electron-irradiated silicon, *Radiat. Eff.*, **90** (1985) 297-305.
- [108] P.Norton, T.Braggins, H.Levinstein. Impurity and lattice scattering parameters as determined from Hall and mobility analysis in n-type silicon. *Phys. Rev. B*, **8** (1973) 5632-5653.
- [109] A.C. Beer. Galvanomagnetic effects in semiconductors. Academic Press, N.Y., (1963).
- [110] C. Jacoboni, P. Lugli. The Monte Carlo method for semiconductor device simulation, Springer Science & Business Media, (2012) - Technology & Engineering.
- [111] Karl W. Böer., Handbook of the physics of thin-film solar cells. Springer Science & Business, 2014.
- [112] B.K.Ridley., Reconciliation of the Conwell-Weisskopf and Brooks-Herring formulae for charged-impurity scattering in semiconductors: Third-body interference., *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **10** (1977).
- [113] H. J. Stein., Electrical studies of neutron-irradiated n-type Si: defect structure and annealing., *Phys. Rev.*, **163** (1967) 801-808.
- [114] H. J. Juretschke, R. Landauer, and J.A. Swanson, Hall effect and conductivity in porous media, *J. Appl. Phys.*, **27** (1956) 838.
- [115] M. Sze, Physics of semiconductor devices. New York: Wiley, (1981).
- [116] J.S.Blakemore, Semiconductor statistics. Pergamon Press. Oxford-London-New York-Paris, (1962).
- [117] B. J. Svensson, M. J. Rayson, P. R. Briddon, J. Coutinho, V. P. Markevich, A. R. Peaker, B. Hamilton, S. B. Lastovskii, L. I. Murin, Electronic and dynamical properties of the silicon trivacancy, *Phys. Rev. B* **86** (2012) 174101.
- [118] G. Lindström, M. Moll, E. Fretwurst, Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **426** (1999) 1–15.
- [119] P.F.Ermolov, D.E.Karmanov, A.K.Leflat, V.M.Manankov, M.M.Merkin, E.K.Shabalina, Neutron irradiation-induced effects caused by divacancy clusters with a tetravacancy core in float-zone silicon, *Semiconductors*, **36** (2002) 1114-1122.

- [120] R.M.Fleming, C.H.Seager, D.V.Lang, P.J.Cooper, E.Bielejec, J.M.Campbell, Effects of clustering on the properties of defects in neutron irradiated silicon, *J. Appl. Phys.*, **102** (2007) 043711.
- [121] P.C.Serce, Multiphonon-assisted tunneling through deep levels A rapid energy-relaxation mechanism in nonideal quantum-dot heterostructures – *Phys. Rev. B*, **51** (1995) 14532-14541.
- [122] J. Borgoin, M. Lannoo, Point defects in semiconductors II: experimental aspects, Springer, Berlin, (1981).
- [123] V. I. Perel, I. N. Yassievich, Model of a deep impurity center in a semiconductor twoband-approximation, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **82** (1982) 237-245.
- [124] P. Rinke, A. Schleife, E. Kioupakis, A. Janotti, C. Rödl, F. Bechstedt, M. Scheffler, C.G. Van de Walle, *Phys.Rev. Lett.*, **108** (2012) 126404.
- [125] Y. Ma, M. Rohlfing, *Phys.Rev. B*, **77** (2008) 115-118.
- [126] D.V. Lang, L.C. Kimerling, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 489.
- [127] J. Dong, D.A. Drabold, *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 1928.
- [128] E. Holmström, K. Nordlund, and M. Hakala, *Phys. Rev. B*, **82** (2010) 104-111.
- [129] M. Bruzzi, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS **48** (2001) 960.
- [130] N. Ganagona, L. Vines, E. V. Monakhov, B. G. Svensson, Formation kinetics of trivacancy-oxygen pairs in silicon, *J. Appl. Phys.*, **116** (2014) 124510.
- [131] E. Fretwurst et al., Recent advancements in the development of radiation hard semiconductor detectors for S-LHC, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.A*, **552** (2005) 7.
- [132] P. Balbuena et al., RD50 Status Report 2006 "Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders" Centro Nacional de Microelectrónica (IMB-CNM, CSIC), Barcelona, Spain Diamond Light Source, UK, 2007.
- [133] A. Khan, M. Yamaguchi, S. J. Taylor, T. Hisamatsu and S. Matsuda, Effects of annealing on type converted Si and space solar cells irradiated with heavy fluence 1 MeV electrons, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38** (1999) 2679.
- [134] N. Ganagona, B. Raeissi, L. Vines, E. V. Monakhov and B. G. Svensson, Formation of donor and acceptor states of the divacancy-oxygen centre in p-type Cz-silicon, *J. Phys.: Condens. Matter*, **24** (2012) 435801.
- [135] V. P. Markevich, A. R. Peaker, S. B. Lastovskii, L. I. Murin, J. Coutinho, V. J. B. Torres, P. R. Briddon, L. Dobaczewski, E. V. Monakhov and B. G. Svensson, Trivacancy and trivacancy-oxygen complexes in silicon: experiments and ab initio modeling, *Phys. Rev. B*, **80** (2009) 235207.
- [136] J. Krynicki, J. C. Bourgoin G. Vassal, Energy dependence of defect energy levels in electron irradiated silicon, *Rev. Phys. Appliquée*, **14** (1979) 481.
- [137] S. D. Brotherton, Defect production and lifetime control in electron and γ -irradiated silicon, *J. Appl. Phys.*, **53** (1982) 5720.

- [138] M. Bruzzi et al, Thermal donors formation via isothermal annealing in magnetic Czochralski high resistivity silicon, *J. Appl. Phys.*, **99** (2006) 093706.
- [139] W. Keller, K. Wunstel, Thermal donors in silicon: Consistent interpretation of Hall-effect and capacitance transient spectroscopy, *Appl. Phys. A*, **31** (1983) 9.
- [140] V. P. Markevich, A. R. Peaker, B. Hamilton, S. B., Lastovskii, L. I. Murin, Donor levels of the divacancy-oxygen defect in silicon, *J. Appl. Phys.*, **115** (2014) 012004.
- [141] M. Mikelsen, J. H. Bleka, J. S. Christensen, E. V. Monakhov and B. G. Svensson, Annealing of the divacancy-oxygen and vacancy-oxygen complexes in silicon, *Phys. Rev. B*, **75** (2007) 155202.
- [142] K. G. Svantesson and N. G. Nilsson, Determination of the temperature dependence of the free carrier and interband absorption in silicon at 1.06 μm , *J. Phys. C Solid State Phys.*, **12** (1979) 3837.
- [143] E. Gaubas, T. Čeponis, J. Pavlov, A. Velička and V. Kalesinskas, Spectroscopy of radiation traps by temperature dependent photoconductivity and generation currents in Si, *Lith. J. Phys.*, **54** (2014) 89.
- [144] E. Gaubas, T. Čeponis, A. Uleckas and J. Vaitkus, Anneal dependent variations of recombination and generation lifetime in neutron irradiated MCZ Si, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **612** (2010) 563.
- [145] www.cern.ch/rd50
- [146] M. A. Trauwaert, et al., On the behaviour of the divacancy in silicon during anneals between 200 and 350 C., *Mater. Sci. Forum*, **196-201** (1995) 1147–1152.
- [147] C. Nyamhere, Characterization of process and radiation induced defects in Si and Ge using conventional deep level transient spectroscopy (DLTS) and Laplace-DLTS. (2010).
- [148] Y. Tokuda, H. Sato, Isochronal annealing study of hydrogen interaction with implantation-induced point defects in p-type silicon. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **6** (2003) 277–279.

Summary

The radiation detection is a front matter in nowadays physics and its importance may be seen in the recent experimental achievements in CERN, where a new particle was discovered, which should help to understand the origin of fundamental mass. In such experiments the irradiation detectors are planned to be used only for limited time because they cannot withstand irradiation damages. Thus, the detectors have to be replaced with new ones to continue the experiments. More irradiation resistant detectors may serve longer and the creation of such devices has become important task. In the detector fabrication process the material characterization is one of the principal procedures from which the electrical measurements are the best suitable because the detectors are used as the electrical elements characterized by such material parameters as conductivity, carrier mobility, break down field, etc.

Two sets of p- and n-conductivity type silicon samples have been irradiated by 6.6 MeV electrons with fluence from 1 to 5 ($\times 10^{16}$) e/cm². Hall and magnetoresistivity (MR) measurement techniques were used to determine irradiation induced changes. The point defect coalescence was assumed to describe the behaviour of the electrical parameters. The Hall and (MR) mobility measurements were carried out simultaneously and the temperature dependences correlated. The ratio of MR and Hall mobilities was found equal to 1.15 ± 0.25 . The MR effect is less sensitive than the Hall effect to micro-inhomogeneities and it can be used for analysis of properties of semiconductors with the extended defects. It was shown that the irradiation influences more p- than n-type silicon. Our analysis show that the amount of irradiation damage is almost the same for both conductivity samples, so the stronger p-type material response was attributed to the compensating effect, since this kind of irradiation produces more donor-like defects. The carrier mobility in these samples is not much perturbed by irradiation; however Hall mobility measurement fails at higher irradiation doses for the p-type material. The average single defect creation energy was evaluated from the number of irradiation created scattering centres. It was found that in p-type material this

energy is about 2 eV, while in n-type material it varies with fluence from 2 eV to 12 eV. All these values coincide with the ones found in the literature, and here they are reasonably connected. It was found that the internal potentials of the defects in p-type material (with initial shallow doping $10^{15}/\text{cm}^3$) may significantly overlap at room temperature after the material exposure to 8×10^{16} e/cm^2 fluence.

The electrical properties of the irradiated by neutrons Si material are analysed by means of the Hall effect and magnetoresistance temperature dependence. It is demonstrated that the electron mobility decreases with increasing neutron fluence in a wide fluence range, and the samples contain micro-inhomogeneities causing the differences between mobility values from the measured Hall and magnetoresistance effects. Exploiting the magnetoresistance mobility temperature dependence the free carrier concentration dependence on temperature was analysed. It was found the neutron irradiation introduce the deep levels in the upper part of the bandgap but their contribution decreases with the neutron fluence that is explained by more effective generation of acceptor type levels in the middle or lower part of the bandgap. The activation energy of electrical conductivity did not follow the homogeneous semiconductor model, so the dark conductivity origin related to the clusters and their environment was proposed.

Spectral photocurrent measurements in the range from 0.5 eV up to 1.4 eV showed accumulation of the signal and long time relaxation behaviour in some series of Si (MCZ and FZ) wafers. The proposed differential spectrum analysis method revealed the defects corresponding to strong electron-phonon coupling centres. In the case when photo-excitation induced signal accumulation effect is observed, the temperature dependence of photoresponse spectrum demonstrates the strong electron-phonon interaction. Deep level is responsible for the main extrinsic photoresponse, which shows a possible contribution to recombination on the local defects inside the clusters. The slow dependence of photoresponse transients during the excitation and decay permitted to propose the deep level competition processes and a role of cascade

type excitation of free carriers. The signal accumulation effect is not desirable in a particle detector. Therefore the material testing for the deep levels with the strong electron-phonon interaction is strongly recommended before fabrication of the particle detector. We also recommend for future investigation to find out if the presence of centres with strong electron-phonon interaction increase or decrease silicon hardness to irradiation, because during recombination process the released energy may stimulate defect annealing.

The combined study of DLTS and MW-PC techniques appeared to be the effective tool for the identification and spectroscopy of the radiation defects in heavily electron irradiated Si. The correlations between the DLTS and MW-PC spectral signatures enabled us to trace radiation defect transforms in heavily electron-irradiated samples of CZ n-Si with P dopant concentrations in the range of 10^{15} cm^{-3} . The radiation induced defects, ascribed to vacancy-oxygen (*VO*) and interstitial Si-oxygen (*IO₂*) complexes, to agglomeration of vacancies E_{A-V} , to vacancy-phosphorus (*VP*) complex, and to non-identified defects (labelled as *E170*, *E185*, *I120*, *I180*, *I205*), have been observed in the irradiated non-annealed samples by C-DLTS and I-DLTS spectroscopic techniques. The amplitudes of the di-vacancy and the *I180* ascribed peaks increase with enhancement of irradiation fluence. Annealing at 80°C leads to the increase of the *VO*, *E170*, *E185* and *I180* defect density. As predicted, the annealing out of the *VP* defect has been detected after annealing at 180°C. The heat treatment at the highest applied temperature of 280°C leads to the considerable transformation of these defects, as follows: the peaks attributed to *VO* and to *E105* defects prevail in samples irradiated with rather low fluences of $\Phi \leq 2 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$. While, the irradiation by elevated fluences of $\Phi \geq 3 \times 10^{16} \text{ e/cm}^2$ leads mainly to prevailing of the more intricate vacancy-oxygen complexes *V₃O* and *V₂O*. The benefit of heat treatment using elevated temperatures has been revealed through the reduction of concentration of the deep centres (*V₂⁻* and *VP*). However, this suppression of deep traps is accompanied by increase of the shallow acceptor concentrations, attributed to the accelerated formation of *E105* defect. This implies dissociation of radiation

induced vacancy complexes such as VP and V_2^- . An enhancement of the concentration of these shallower acceptor-type traps determines nevertheless the dopant compensation effects and degrades the diode barrier characteristics.

The complicated experimental spectra, recorded using DLTS and MW-PC techniques, of carrier recombination and thermal emission lifetimes have been fitted using the simulated characteristics of $\tau_R(1/kT)$ and $\tau_{tr}(1/kT)$. The contact-less MW-PC technique allowed to identify the trapping centres in the heavily irradiated samples after heat treatment at $T_{an} \geq 180^\circ\text{C}$. These trapping centres have been ascribed to $I180$, $E185$, $E170$, V_3O , $I120$, and VO defects, respectively, in agreement with DLTS spectroscopy data. It has been demonstrated that the contact-less MW-PC measurements and temperature dependent carrier trapping (TDTL) analysis can be a preferential tool to reveal the interplay of several radiation defects.