

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Tomas Čeponis

RADIACINĖS Si PRIETAISŲ PARAMETRŲ OPTIMIZAVIMO IR
RADIACINIŲ DEFEKTŲ KONTROLĖS TECHNOLOGIJOS

Daktaro disertacijos santrauka
Technologijos mokslai, medžiagų inžinerija (08 T)

Vilnius, 2012

Disertacija rengta 2008–2012 metais Vilniaus universiteto Fizikos fakultete ir Taikomųjų mokslų institute.

Mokslinis vadovas:

habil. dr. Eugenijus Gaubas (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

Disertacija ginama Vilniaus universiteto medžiagų inžinerijos krypties mokslo taryboje:

Pirmininkas:

prof. habil. dr. Gintautas Tamulaitis (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

Nariai:

prof. habil. dr. Arvidas Galdikas (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

prof. habil. dr. Eugenijus Šatkovskis (Vilniaus Gedimino technikos universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

prof. habil. dr. Antanas Feliksas Oriukas (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

dr. Bonifacas Vengalis (FTMC Puslaidininkų fizikos institutas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

Oponentai:

prof. habil. dr. Sigitas Tamulevičius (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08 T).

prof. habil. dr. Vladimiras Gavriušinas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02 P).

Disertacija bus ginama 2012 metais rugsėjo 26 d. 15.00 valandą 704 auditorijoje Vilniaus universitete, Saulėtekio al. 9-III, LT-10222 Vilnius, Lietuva.

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2012 rugpjūčio 20 d.

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto bibliotekoje ir Fizinių ir technologijos mokslų centro Puslaidininkų fizikos institute.

Padėka

Nuoširdžiai dėkoju darbo vadovui habil. dr. E. Gaubui už jo nuolatinę paramą, patarimus, padrašinimus ir ilgai trunkančias diskusijas.

Esu dėkingas prof. V. Gavriušiniui ir dr. R. Maldžiui už kruopštų disertacijos recenzavimą ir vertingus patarimus ją tobulinant.

Dėkoju savo draugui ir kolegai A. Uleckui už bendradarbiavimą, įdomų komandinį darbą ir pagalbą atliekant eksperimentus.

Norėčiau padėkoti sužadėtinei Ksenijai, savo tėvams, artimiesiems ir draugams už jų nuolatinį palaikymą siekiant užsibrėžto tikslo.

Dėkoju Lietuvos valstybiniam mokslo ir studijų fondui ir Lietuvos mokslo tarybai už finansinę paramą.

IVADAS

Silicis (Si) yra viena plačiausiai naudojamų puslaidininkinių medžiagų mikroelektronikoje, iš kurios gaminami didelės galios perjungėjai, saulės elementai, dalelių detektoriai dėl Si gerai ištirtų savybių, išvystytos gamybos technologijos ir santykinai mažos kainos. Elektronikos grandynuose plačiai naudojami galios prietaisai, kurie turi valdyti didelės elektros galios perjungimus. Taip pat, šie prietaisai turi pasižymėti aukšta blokavimo įtampa ir maža nuotėkio srove, mažu įtampos kritimu tiesioginio jungimo režime, bei didele veikimo sparta, išlaikant „švelnų“ atgalinės srovės atsistatymą, siekiant išvengti indukcinų srovių išorinėje grandinėje. Srovės perjungėjai naudojami plačiame elektros galių ir dažnių intervale. Tiristoriai įprastai naudojami ten, kur reikia žemu dažniu komutuoti dideles sroves ir blokuoti aukštas įtampas, izoliuotos užtūros bipoliniai tranzistoriai (IGBT – Insulated Gate Bipolar Transistor) skirti vidutinės galios ir dažnio taikymuose, o metalo-oksido-puslaidininkio struktūros lauko tranzistoriai (MOSFET – Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) veikia aukštuose dažniuose, tačiau mažų galių srityje. Tačiau nėra tokio prietaiso, kuris veiktų plačiame galių ir dažnių intervale. Puslaidininkiniai galios diodai naudojami srovei grandinėse valdyti. Schottky struktūros diodai pasižymi didele veikimo sparta. Tačiau šiems prietaisams būdinga sąlyginai žema (<200 V) blokavimo įtampa, kuri gali būti padidinta diodo bazės storio sąskaita, o dėl to išauga tiesioginės įtampos kritimas. Diodinės *pin* struktūros pasižymi aukštomis blokavimo įtampomis (200 – 5000 V) ir didele veikimo sparta (dešimtys megahercų). Šių prietaisų greitaveika yra valdoma įvedant rekombinacinius centrus į bazės sritį aukso arba platinos atomų difuzijos būdu. Tačiau difuzijos būdai yra taršūs bei sudėtingai kontroliuojami. Greitaveikai valdyti gali būti įvedami rekombinaciniai centrai pasitelkiant radiacines technologijas (švitinant prietaisus elektronais, protonais, arba implantuojant reikiamus elementus). Tačiau apšvitų metu įvedamas platus lygmenų spektras, o tai nulemia nepageidautinus tiesioginės įtampos kritimo ir nuotėkio srovės išaugimus. Todėl prietaisų dinaminiai ir statiniai parametrai gali būti suderinami tik kompromiso būdu kombinuojant apšvitų ir iškaitinimų procedūras. Atgalinės srovės kinetikos simetriškumas, švelnumas taip pat yra svarbūs parametrai, kurie gali būti valdomi keičiant padidintos rekombinacijos spartos sluoksnio profilį ir lokalizavimą diodų bazės srityje.

Aukštųjų energijų fizikos eksperimentuose Europiniame Branduolinių Tyrimų Centre (CERN) plačiai naudojami puslaidininkiniai *pin* struktūros dalelių detektoriai, veikiantys visiško nuskurdinimo režime (kai pridėta užtvarinė įtampa yra didesnė už visiško nuskurdinimo įtampą) dalelių pozicijai nusakyti. Tačiau aukštųjų energijų spinduliuotė sukuria įvairius lygmenis draustinių energijų tarpe, kurie blogina detektorių parametrus. Seklūs lygmenys keičia efektyvų legirantų tankį, o tuo būdu ir visiško nuskurdinimo įtampą. Vidutinio gilumo lygmenys veikia kaip pagavimo centrai mažinantys krūvio surinkimo efektyvumą. O gilūs lygmenys didina nuotėkio srovę, kuri yra triukšmų šaltinis. Todėl yra labai svarbu tirti radiacinių defektų įtaką detektorių parametrams, ieškoti būdų kaip pagerinti detektorių funkcinius parametrus ir kurti naujas detektorių struktūras.

Apšvitintiems dalelių detektoriams charakterizuoti įprastai pasitelkiama volt-amperinių (I-V), volt-faradinių (C-V) būdingųjų dydžių matavimai ir analizė, giliųjų lygmenų talpinė spektroskopija (DLTS – deep level transient spectroscopy), šiluma skatinamųjų srovių spektroskopija (TSC – thermal stimulated currents), bei dreifo srovių matavimai (TCT – transient current technique). Šie metodai leidžia charakterizuoti

detektorius po apšvitos, bet neteikia informacijos apie defektų kūrimąsi apšvitos metu. Esant dideliems apšvitos įtekams C-V charakteristikų matavimai įprastiniu LRC parametrų kontrolės būdu tampa nekorektiški, kai krūvininkų generacijos trukmė tampa trumpesnė už LRC matuoklio testinio harmoninio signalo periodo trukmę. Tuomet LRC matuokliu matuojamas fazinis poslinkis tampa nulemtas generacinės srovės, o ne talpinio pokyčio. DLTS ir TSC metodai yra pagrįsti, atitinkamai, talpos ir srovės pokyčių nulemtų krūvininkų šiluminės emisijos iš defektų lygmenų spartos matavimais. Esant dideliems apšvitos įtekams, defektų koncentracija viršija legirantų tankį, todėl ne visos gaudyklės gali būti užpildytos. Taigi, DLTS ir TSC metodų naudojimas taip pat tampa ribotu, ir krūvininkų pagavimo/generacijos trukmės bei kiti svarbūs gaudyklių parametrai negali būti korektiškai įvertinti. Aukščiau aptartos metodikos gali būti taikomos charakterizuoti mažai apšvitintiems detektoriams stengiantis suprasti pirminius pažeidos mechanizmus ir jų įtaką detektorių funkciniam parametrui.

Puslaidininkiniai dalelių detektoriai buvo projektuojami remiantis Ramo slinkties srovių teorema, kuri apibūdina indukuotą srovę, tekančią išorinėje grandinėje, kai dalelė skrieja detektoriaus aktyviaja sritimi. Ši teorema buvo suformuluota vakuuminiam prietaisams, todėl ji tiesiogiai nenusako diodo srovių komponentių, kurios atsiranda dėl krūvio relaksacijos, krūvininkų generacijos, pagavimo procesų, kurie pasireiškia apšvitintuose detektoriuose. Be to, srovių analizė tampa dar sudėtingesnė, kai diodas nėra visiškai nuskurdintas.

Todėl yra labai svarbu vystyti modelius, kurie leistų išskirti srovių komponentes bei metodikas, kurios leistų įvertinti radiacinės pažeidos mechanizmus dideliais įtekais apšvitintuose ($\Phi \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) dioduose bei stebėti defektų evoliuciją apšvitos metu.

Darbo tikslas

Didelės galios *pin* diodų funkcinių parametrų optimizavimas pasitelkiant radiacines technologijas ir naujų metodų, skirtų stipriai apšvitintų diodų charakterizavimui, ir modelių, apibūdinančių krūvininkų pernašos, generacijos/rekombinacijos ir pagavimo parametrų kitimus stipriai apšvitintuose detektoriuose, kūrimas.

Uždaviniai

Darbo tikslui įgyvendinti buvo suformuluoti šie uždaviniai:

- protonų apšvitos režimų optimizavimas siekiant padidinti galios *pin* diodų perjungimo spartą iki šimtų nanosekundžių, išlaikant aukštą blokavimo ir mažą tiesioginio jungimo įtampą.
- apšvitos protonais režimų modeliavimas siekiant optimizuoti prietaisų statinius ir dinامينius parametrus formuojant δ - ir trikampio formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius ir parametrų palyginamoji analizė po apšvitos.
- metodikų, leidžiančių atskleisti radiacinės pažeidos mechanizmus stipriai apšvitintuose Si detektoriuose po apšvitos bei stebėti defektų evoliuciją apšvitos metu, kūrimas.
- metodikų, leidžiančių *in situ* kontroliuoti prietaisų parametrus apšvitos protonais metu, vystymas.
- metodikų, skirtų radiacinių defektų spektroskopijai ir legirantų tankio pasiskirstymo žvalgai sluoksninėse prietaisų struktūrose, kūrimas.
- iškaitinimo režimų analizė radiacinių defektų transformacijų valdymui.

Darbo aktualumas ir mokslinis naujumas

Šiame darbe sukurta metodologija galios prietaisų funkcinių parametų analizei siekiant optimizuoti *pin* diodų funkcinius parametrus, protonų pluoštelio formuojant įvairius padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius (δ arba trikampi) bei keičiant jų padėtį diodų bazės srityje. Terminio iškaitinimo operacijų režimai ir kontrolės technologijos elektriškai aktyvių defektų transformacijų valdymui ir kontrolei taip pat turi naujumo technologiniu aspektu. Išvystytos naujos technologijos ir metodikos, kurios leidžia *in situ* kontroliuoti medžiagos parametų kitimus bei stebėti defektų evoliuciją apšvitos metu. Sukurti modeliai krūvininkų pernašos, pagavimo/generacijos parametrams įvertinti, apibūdinantys slinkties, dreifo ir difuzijos srovių komponentes ir jų įtaką impulsinėms apšvitintų diodų charakteristikoms, sudaro mokslinį ir matavimo technologijų naujumą. Taip pat buvo sukurtos ir realizuotos matavimų metodikos defektų spektroskopijai, legirantų tankio skersinei žvalgai ir radiacinių defektų analizei.

Darbo praktinė reikšmė

Sukurta apšvitų ir iškaitinimų derinimo technologija galios prietaisų parametrų modifikuoti ir metodai dinaminėms charakteristikoms įvertinti yra svarbi technologiniu aspektu. Padidintos rekombinacijos spartos sluoksnių kūrimas diodų bazės srityje pasitelkiant sumodeliuotus apšvitos režimus ir tokiu būdu valdant perjungimo charakteristikas gali būti naudojamas galios prietaisų technologiniame gamybos maršrute.

Išvystytos metodikos leidžiančios *in situ* kontroliuoti medžiagos parametų kitimus apšvitos skvarbiaisiais hadronais arba jonų implantacijos metu, gali būti taikomos kuriant apšvitų technologijas galios prietaisų parametrų modifikuoti ir realaus laiko dozimetrijai dalelių greitintuvų aplinkos zonose.

Pasiūlytas modelis, srovių komponentių apšvitintuose dioduose išskyrimui naudojant skirtingo bangos ilgio ir intensyvumo impulsinį sužadinimą ir skirtingus nuskurdinimo režimus, yra taikytinas analizuojant registruojamus detektoriaus signalus. Darbe atskleisti detektorių degradavimo ypatumai dėl generacinės srovės ir nuskurdinimo srities padidėjimo, į kuriuos turėtų būti atsižvelgta kuriant naujus, atsparius apšvitai dalelių detektorius.

Buvo parodyta, kad impulsinės metodikos, analizuojant barjerinės talpos elektrinio bei kitas srovių komponentes, skirtos priemaišų ir defektų spektroskopijai, legirantų ir elektriškai aktyvių defektų tankio kitimų žvalgai gali būti taikomos technologinei detektorių, saulės elementų, galios perjungėjų ir kt. sandūrinių struktūrų parametų kontrolei.

Ginamieji teiginiai:

1. Sukurtas impulsinių elektrinio srovių modelis analizuojant slinkties, dreifo, difuzijos ir generacinės srovių komponentes, besikeičiant sandūrinių struktūrų barjerinėms ir difuzinėms talpoms, taikytinas laike išskirtųjų parametų kontrolės metodikų kūrimui, kurios įgalina įvertinti dalelių detektorių funkcinius parametrus ir apšvitintos medžiagos charakteristikas plačiame injektuoto krūvio tankių intervale.
2. Sukurtą barjerinės ir difuzinės talpos kitimų matavimo metodiką pridėjus tiesiškai augančios įtampos impulso, kai keičiama impulso trukmė, krūvininkų injekcija

pridėjus nuolatinę įtampą, bandinio temperatūra, bei papildomas nuolatinės veikos arba impulsinis skirtingo intensyvumo bei spektro pašvietimas, galima taikyti fotojonizacijos spektroskopijai, priemaišų ir radiacinių defektų žvalgai Si sluoksniniuose dariniuose.

3. Sukurta metodika, pasitelkiant barjerinės talpos elektrinimo srovių ir indukuoto krūvio srovių kinetikų kitimų nuo apšvitos įtėkio suderintus matavimus įgalina *in situ* radiacinių defektų evoliucijos analizę ir leidžia įvertinti prietaisų funkcinių charakteristikų degradaciją po apšvitos, analizuojant nuskurdinimo srities pločio, nuotėkio srovės, krūvininkų rekombinacijos, generacijos ir transporto parametrus apšvitintoje medžiagoje.
4. Diodo atsistatymo trukmės, perjungimo švelnumo ir tiesioginės įtampos kritimo charakteristikų modeliavimas ir matavimai Si galios dioduose leidžia kontroliuoti krūvininkų gyvavimo trukmės profiliavimo radiacinėmis technologijomis efektyvumą. Diodų dinamių ir statinių charakteristikų suderinamumas gali būti pasiektas tik kompromiso būdu ir realizuotas protonų pluošteliu formuojant reikiamo profilio ir lokalizacijos rekombinacinių centrų pasiskirstymą diodo bazės sluoksnyje. Siekiant suderinti dinamines ir statines charakteristikas radiaciniai defektai, kurie nulemia trumpą žemo sužadavimo krūvininkų gyvavimo trukmę, turi būti išskaitinti.

Disertacijoje pateiktų rezultatų publikavimas

Disertacijoje pateikti rezultatai kartu su bendraautoriais yra publikuoti 20 mokslinių publikacijų: 7 straipsniai išspausdinti Lietuvos fizikos žurnale, po 2 straipsnius išspausdinta Journal of Instrumentation ir Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A žurnaluose, po 1 straipsnį išspausdinta Journal of Applied Physics, ISRN Materials Science, Review of Scientific Instruments ir AIP Advances žurnaluose, bei 5 straipsniai išspausdinti konferencijų darbuose. Tyrimų rezultatai buvo pristatyti 31 tarptautinėje (RESMDD-2010, IWORID-13, CERN RD50 ir kt.) ir nacionalinėje (LNFK38, LNFK39) konferencijoje.

Disertacijos struktūra

Disertacija yra sudaryta iš septynių skyrių. Pirmajame skyriuje pateiktas įvadas. Antrajame skyriuje pateikta apžvalga apie galios prietaisų ir dalelių detektorių veikimo ypatumus. Trečiajame skyriuje aprašytos darbe naudotos standartinės ir darbo metu išvystytos tyrimų metodikos. Ketvirtajame skyriuje pateikti neutronais apšvitintų dalelių detektorių tyrimų rezultatai, o penktajame – defektų evoliucijos *in situ* tyrimai apšvitos metu. Šeštajame skyriuje aprašyti defektų spektroskopijos ir skersinės žvalgos metodų principai ir sluoksninių struktūrų tyrimų rezultatai. Galios diodų parametru optimizavimo rezultatai formuojant įvairius padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius ir vykdant išskaitinimo procedūras pateikti septintajame skyriuje. Disertacijos pabaigoje suformuluotos išvados, o po jų pateiktas cituotos literatūros sąrašas.

DISERTACIJOS TURINYS

Ivade yra trumpai apžvelgiama tyrimų būklė disertacijos tema. Šiame skyriuje suformuluojamas darbo tikslas bei uždaviniai, aptariamas darbo aktualumas bei mokslinis naujumas ir tyrimų praktinė reikšmė. Įvade taip pat yra suformuluoti ginamieji teiginiai, nusakytas autoriaus indėlis į vykdytus tyrimus bei pateiktas autoriaus, kartu su bendraautoriais, publikacijų ir pranešimų konferencijose sąrašas.

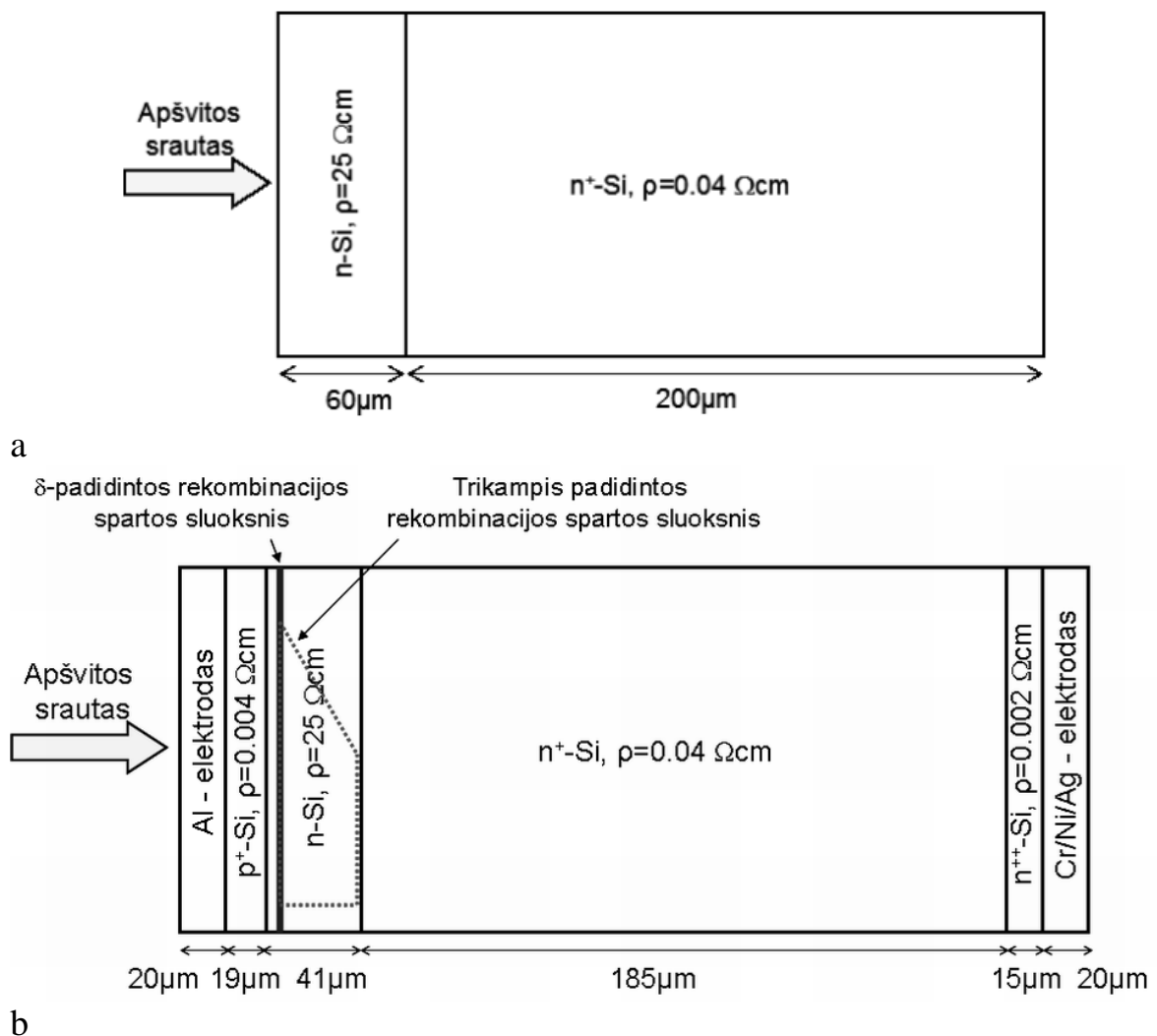
II-ame skyriuje apžvelgiami priemaišinimo ir radiacinių technologijų taikymo būdai (jų privalumai ir trūkumai) didelės galios *pin* diodų parametrų valdymui ir optimizavimui. Taip pat aptariami dalelių detektorių veikimo principai, modeliai, plačiai taikomi srovėms detektoriuose aprašyti (pasitelkiant Ramo teorema) ir jų galiojimo sąlygos, radiacinės pažeidos įtaka detektorių funkciniam parametrui. Šiame skyriuje apžvelgiami metodai, naudojami apšvitintų detektorių charakterizavimui, ir jų apribojimai bei galimi parametrų įvertinimo netikslumai, charakterizuojant stipriai apšvitintus detektorius.

III-ame skyriuje pateikiamos bandinių paruošimo apšvitoms bei pirminiam charakterizavimui technologijos. Taip pat šiame skyrelyje aprašytos darbe naudotos standartinės tyrimų metodikos. Čia taip pat pateiktas detalus šiame darbe išvystytų tyrimų metodikų, skirtų apšvitintų galios diodų ir dalelių detektorių charakterizavimui, pagrindimas.

Vykdamas galios diodų parametrų optimizavimo tyrimus buvo paruošti dviejų tipų bandiniai: nn^+ struktūros FZ n-Si padėklai (1 (a) pav.) rekombinacijos parametrų kontrolei ir *pin* struktūros diodai (1 (b) pav.) defektų ir funkcinio parametrų kontrolei. FZ n-Si padėklų struktūra buvo tokia: 60 μm storio n-Si sluoksnis, kurio savitoji varža $\rho=25 \Omega\text{cm}$ ir 200 μm storio n^+ -Si sluoksnis, kurio $\rho=0,04 \Omega\text{cm}$. O technologinė industrinių diodų struktūra buvo tokia: 20 μm storio Al elektrodas, 19 μm storio p^+ -Si sluoksnis, kurio $\rho=0,004 \Omega\text{cm}$, 41 μm storio n-Si sluoksnis, kurio $\rho=25 \Omega\text{cm}$, 185 μm storio n^+ -Si sluoksnis, kurio $\rho=0,04 \Omega\text{cm}$, 15 μm storio n^{++} -Si sluoksnis, kurio $\rho=0,002 \Omega\text{cm}$ ir 20 μm storio Cr-Ni-Ag metalų elektrodas. Tiriamų *pin* diodų blokai Si plokštelėse buvo pagaminti „Vilniaus Ventos Puslaidininkų“ įmonėje. Plokštelės buvo supjaustytos į blokėlius (kurių matmenys 21.04 mm \times 19.95 mm) po 20 diodų. Tokio dydžio bandiniai buvo tinkami vykdyti apšvitoms Helsinkio universiteto greitintuvų laboratorijoje esančiu greitintuvu. FZ n-Si padėklai buvo supjaustyti į tokio pat dydžio blokėlius.

Prieš apšvitą Si padėklai buvo charakterizuojami pasitelkiant mikrobangomis zondojuojamo fotolaidumo kinetikų (MW-PCT) metodą, kuris leidžia įvertinti technologinių defektų, kurie gali būti įvedami į medžiagą auginimo arba technologinių operacijų metu, parametrus kontroliuojant krūvininkų rekombinacijos trukmės vertes ir kitimus. MW-PCT metodu matuojama efektinė krūvininkų gyvavimo trukmė (τ_{eff}) priklauso nuo paviršinės (τ_s) ir tūrinės (τ_b) krūvininkų gyvavimo trukmės sandų, kurie yra susieti sąryšiu $\tau_{eff}=1/[1/\tau_b+1/(\tau_s+\tau_D)]$. Kai paviršinė rekombinacija paskirstytųjų parametrų sistemoje yra ribota difuzijos, paviršinės rekombinacijos trukmė nusakoma sandu $\tau_D=d_{eff}^2/\pi^2 D$. Kai paviršinės rekombinacijos sparta yra nulemta gaudyklių paviršiuje tankiu, paviršinė rekombinacija yra nusakoma jos greičiu (s) ir trukmės sandu $\tau_s=d_{eff}/s$, kur d_{eff} yra efektinis bandinio storis, o D – krūvininkų difuzijos koeficientas.

Bandinių paviršiaus pasyvavimui šiame darbe buvo įdiegta imersinė technologija, siekiant sumažinti paviršinės rekombinacijos įtaką (kuri gali žymiai įtakoti matavimų rezultatus nedidelio storio bandiniuose) ir korektiškai įvertinti tūrinę rekombinacijos trukmę. Ši metodika yra pagrįsta jodo jonų elektrostatine sąveika su kristalo paviršiaus krūvininkų sistema. Tam buvo naudojamas jodo spiritinis tirpalas (100 ml spirito : 5 g jodo). Pasyvavimo procedūros pradžioje Si padėklai buvo ėsdinami 5 minutes tirpale sudarytame iš fluoro, azoto ir acto rūgščių, sumaišytų santykiu $\text{HF} : \text{HNO}_3 : \text{H}_3\text{COOH} = 28 : 4 : 10$ oksido ir paviršinių defektų pašalinimui. Tuomet bandinys buvo talpinamas į plastikinį maišelį su jodo spiritiniu tirpalu. Plastikinis maišelis ir jodo spiritinis tirpalas yra skaidrūs infraraudonajai (IR) ir mikrobangų (MW) spinduliuotėms, todėl neįtakoja matavimų rezultatų. Gyvavimo trukmių vertės, išmatuotos pasyvuotame ir nepasyvuotame bandiniuose, buvo lygios $58 \pm 1 \mu\text{s}$ ir $1.2 \pm 0.1 \mu\text{s}$, atitinkamai, o įvertinus paviršinės rekombinacijos greitį $s \leq 100 \text{ cm/s}$ patvirtinta, kad imersiniu metodu, naudojant jodo spiritinį tirpalą (kurio jonų krūvis atstumia šalutinius krūvininkus medžiagoje nuo paviršiaus), galima efektyviai nuslopinti paviršinę rekombinaciją.



1 pav. FZ n-Si padėklų (a) ir pagamintų *pin* diodų (b) struktūros. Diodų struktūroje taip pat yra eskizu pavaizduoti δ - ir trikampio formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksniai.

Išmatavus tūrinę rekombinacijos trukmę buvo įvertinta savitųjų defektų koncentracija $N_i = 1/v_T \sigma_n \tau_R = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (kai krūvininkų šiluminis greitis $v_T = 10^7 \text{ cm/s}$ ir

pagavimo skerspjūvis $\sigma_n \leq 10^{-14} \text{ cm}^2$), kuri yra >10 kartų mažesnė už legirantų koncentraciją ($N_D = 1.74 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Todėl ši FZ n-Si medžiaga yra pakankamai kokybiška mikroelektronikos prietaisų formavimui.

Apšvitintų galios diodų ir detektorių parametrų įvertinimui buvo naudojamos standartinės I-V, C-V, DLTS, atgalinės srovės atsistatymo trukmės (τ_{RR}) ir tiesioginės įtampos kritimo (U_F) matavimų metodikos. MW-PCT metodika buvo naudojama rekombinacijos trukmės matavimams medžiagoje prieš apšvitą ir po jos.

Tačiau standartinės C-V, DLTS ir kt. metodikos negali būti taikomos stipriai apšvitintiems diodams charakterizuoti. Esant dideliems apšvitos įtekiamis išauga generacinė srovė, todėl LRC matuokliu matuojamas fazinis poslinkis tarp srovės ir įtampos tampa nulemtu ne talpinio pokyčio, o generacinės srovės, kai generacinė trukmė tampa trumpesnė už moduliuojančio harmoninio signalo periodą ($\tau_g < 1/f$). Tuomet C-V charakteristikų matavimas tampa nekorektišku. Kai defektų tankis (N_T) yra didesnis už legirantų tankį (N_D), t.y. kai $N_T > N_D$, tuomet ne visos gaudyklės gali būti užpildytos. Todėl DLTS metodas, pagrįstas talpos pokyčio dėl krūvininkų šiluminės emisijos iš defektų lygmenų spartos kitimų matavimais, taip pat negali būti taikomas siekiant korektiškai įvertinti gaudyklių parametrus (tankį, pagavimo skerspjūvius).

Todėl darbo metu buvo išvystytos barjerinės talpos kitimų nulemtų srovių impulsinių kinetikų (BELIV) ir indukuoto krūvio ir krūvio ištraukimo srovių matavimų (ICDC/ICHCC) metodikos, kurios leidžia išskirti pagavimo, rekombinacijos/generacijos, bei įvertinti pernašos parametrus medžiagoje po apšvitos ir apšvitos metu.

Barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikų matavimų metodika yra realizuojama nuosekliai sujungus tiesiškai augančios įtampos generatorių (GLIV) su tiriamu bandiniu ir $50 \text{ } \Omega$ apkrovos varža, kurioje oscilografu matuojamas signalas. Srovės kinetikų tyrimas yra pagrįstas kombinuotais matavimais diodą įjungus užtvarine ir tiesiogine kryptimis. Užtvarine kryptimi įjungtame diode matuojama srovė yra nulemta barjerinės talpos C_b kitimų, pridėjus tiesiškai augančios įtampos impulsą $U=At$. Diode be gaudyklių, C_b kitimai nuo įtampos, o tuo pačiu ir nuo laiko, apibūdinami nuskurdinimo srities artiniu. Tuomet staigiai asimetrinei p^+n sandūrai C_b kitimas užrašomas sąryšiu $C_b = C_{b0}(1+U/U_{bi})^{-1/2}$, kur $C_{b0} = \epsilon\epsilon_0 S/w_0 = (\epsilon\epsilon_0 S^2 q_e N_D / 2U_{bi})^{1/2}$ yra sandūros barjerinė talpa be išorinės įtampos, S – sandūros plotas, ϵ_0 dielektrinė konstanta, ϵ medžiagos dielektrinė skvarba, q_e elementarus krūvis, U_{bi} barjero aukštis, $w_0 = (2\epsilon\epsilon_0 U_{bi}/q_e N_D)^{1/2}$ nuskurdinimo srities plotis be išorinės įtampos, ir $A = U_P/\tau_{PL}$ tiesiškai augančios įtampos kitimo nuostovus greitis, kai amplitudės vertė U_P ir trukmė τ_{PL} įtampos impulse.

Krūvio $q = C_b U$ kitimas laike nulemia išorinės grandinės srovę $i_c(t)$:

$$i_c(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} \left(C_b + U \frac{\partial C_b}{\partial U} \right) = \frac{\partial U}{\partial t} C_{b0} \frac{1 + \frac{U_c(t)}{2U_{bi}}}{\left(1 + \frac{U_c(t)}{U_{bi}} \right)^{3/2}} \cong AC_{b0} \frac{1 + \frac{At}{2U_{bi}}}{\left(1 + \frac{At}{U_{bi}} \right)^{3/2}}. \quad (1)$$

Pradiniu barjero elektrinimo laiko momentu ($t=0$) srovės kinetikoje yra stebimas slinkties srovės šuolis AC_{b0} ir po jo sekanti krūvio ištraukimo srovės dedamoji (2 (a) pav.). Dėl galimo generatoriaus netiesiškumo, išorinės grandinės laiko nuostoviosios τ_{RC} nulemtų pereinamųjų procesų, difuzijos ir Maksvelo dielektrinės relaksacijos procesų,

pradinėje kinetikos dalyje pasireiškia srovės užlaikymas ir amplitudės sumažėjimas, kuris, išsprendus uždavinį Green'o vienutinio poveikio funkcijos metodu, gali būti išreikštas sąsūkos integralu:

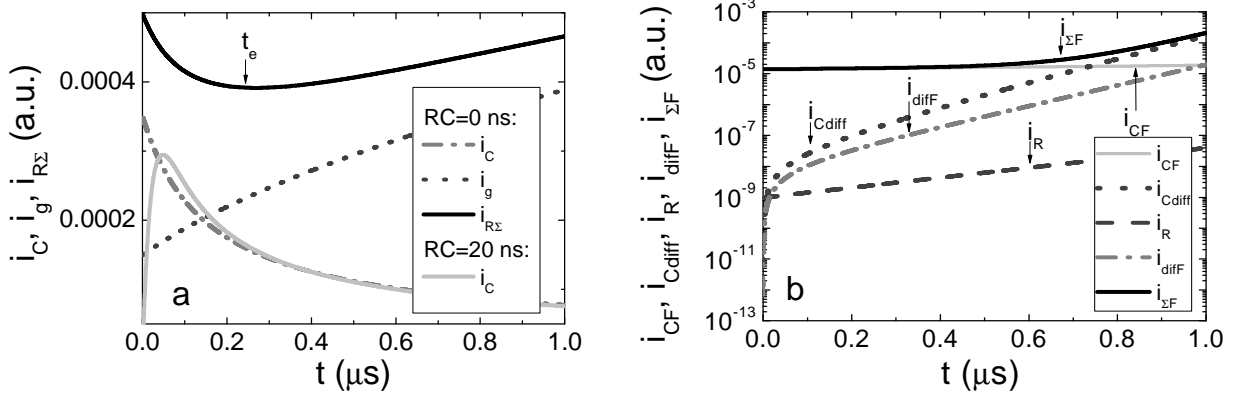
$$i_{CM}(t) = \frac{1}{\tau_{RC}} \int_0^t i_C(x) \exp\left[-\frac{(t-x)}{\tau_{RC}}\right] dx. \quad (2)$$

Sumodeliuota, kinetika naudojant (2) formulę, srovės kitimo yra iliustruojama 2 (a) pav.

Diode, kuriame yra gaudyklių, pasireiškia papildomas srovės amplitudės sumažėjimas ir užlaikymas pradinėje dalyje dėl pagavimo ir emisijos procesų, kurie keičia barjerinės talpos vertę. Generaciniai centrai nulemia generacinės srovės $i_g(t) = q_e n_i S w_0 (1 + At/U_{bi})^{1/2} / \tau_g$ išaugimą didėjant įtampai, kai plečiasi nuskurdinta sritis ir didėja tūris iš kurio surenkamas šiluma generuotas krūvis. Kai generacinė trukmė τ_g yra trumpa, tuomet i_g galinėje kinetikos dalyje gali viršyti barjero elektrinimo srovę. Tuomet bendra srovė ($i_{R\Sigma}(t) = i_C(t) + i_{diff}(t) + i_g(t)$), įskaičius difuzinės srovės komponentę $i_{diff}(t)$, užrašoma taip:

$$i_{R\Sigma}(t) = AC_{b0} \frac{1 + \frac{U_C(t)}{2U_{bi}}}{\left(1 + \frac{U_C(t)}{U_{bi}}\right)^{3/2}} + i_{diff\infty} \left(1 - e^{-\frac{q_e U_C(t)}{k_B T}}\right) + \frac{q_e n_i S w_0}{\tau_g} \left(1 + \frac{U_C(t)}{U_{bi}}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Sumodeliuota, pasitelkiant (3) formulę, pilnos srovės kinetika yra iliustruojama 2 (a) pav.



2 pav. Sumodeliuotos barjero elektrinimo ir krūvio ištraukimo i_C , generacinės i_g ir pilnutinės $i_{R\Sigma}$ srovių komponentės užtvarine kryptimi įjungtame diode (a). Barjerinės talpos elektrinimo srovės komponentė, sumodeliuota naudojant sąsūkos integralą, kai $RC=20$ ns, taip pat yra pavaizduota pav. (a). Sumodeliuotos barjerinės $i_{CF}(t)$ ir difuzinės $i_{Cdiff}(t)$ talpų elektrinimo, rekombinacinės $i_R(t)$ ir injekcinės $i_{diff}(t)$ srovių komponentės tiesiogine kryptimi įjungtame diode (b).

Mažėjant krūvio ištraukimo ir didėjant generacinės srovės komponentei, taške t_e atsiranda srovės minimumas (2 (a) pav.), kuris randamas išsprendus lygtį $\partial i_{R\Sigma} / \partial t|_{t_e} = 0$. Tuomet (priėmus, kad $\partial i_{diff}(t) / \partial t = 0$, kai $t_e \gg k_B T / q_e A$), srovės minimumo kinetikoje susiformavimo momentas t_e surandamas iš tokio sąryšio

$$t_e = \frac{U_{bi}}{A i_g(0)} \left[\frac{i_C(0)}{4} - i_g(0) + \sqrt{\left(\frac{i_C(0)}{4}\right)^2 + \frac{3}{2} i_C(0) i_g(0)} \right]. \quad (4)$$

Taigi, barjero parametrai (U_{bi} , C_{b0}) gali būti surandami analizuojant pradinę kinetikos dalį (kai $t \ll t_e$) ((1) ir (2) formulės), o generacinė trukmė surandama pasitelkiant (4) išraišką.

Užtvarinės krypties jungimo atveju, kai tiriamo bandinio sandūros talpa ir tiesiškai augančios įtampos impulsas yra nedideli, beveik visa įtampa krinta ant bandinio, todėl nebūtina įskaityti įtampos persidalijimo tarp grandinės elementų. Tačiau siekiant tiksliai įvertinti diodo parametrus, diode krintanti įtampa (dėl įtampos persidalijimo tarp grandinės elementų), užrašoma $U_C(t) = At - R_L i_{R\Sigma}(t)$, kur R_L – apkrovos rezistorius, kuriame matuojamas signalas.

Tiesioginės krypties diodo jungimo atveju, išorinėje grandinėje tekanti srovė yra sudaryta iš barjerinės $i_{CF}(t)$ ir difuzinės $i_{Cdiff}(t)$ talpų elektrinimo, rekombinacinės $i_R(t)$ ir injekcinės $i_{diffF}(t)$ srovių komponentių (2 (b) pav.):

$$i_{\Sigma F}(t) = i_{CF}(t) + i_{Cdiff}(t) + i_R(t) + i_{diffF}(t) = \frac{\partial U_F(t)}{\partial t} \left[C_{b0} \frac{(1 - \frac{U_F(t)}{2U_{bi}})}{(1 - \frac{U_F(t)}{U_{bi}})^{3/2}} + C_{diff0} \left(e^{\frac{q_e U_F(t)}{k_B T}} \left(\frac{q_e U_F(t)}{k_B T} + 1 \right) - 1 \right) \right] + \frac{q_e n_i w_0 S}{2\tau_R} \left(1 - \frac{U_F(t)}{U_{bi}} \right)^{1/2} e^{q_e U_F(t)/2k_B T} + i_{diff0} \left(e^{q_e U_F(t)/k_B T} - 1 \right) \quad (5)$$

Formulėje (5) yra tokie parametrai $\tau_R = [1 + 2(n_i/n_0) \cosh(E_T - E_i)] / \sigma_c v_T N_T \approx 1 / \sigma_c v_T N_T$, $i_{diff0} = q_e S n_i^2 D_p^{1/2} / N_D \tau_p^{1/2}$, $C_{diff0} = i_{diff0} / (dU_C/dt) \approx i_{diff0} / A$. Difuzinė talpa išreiškiama taip $C_{diff} = d(\int_0^t i_{diff0} (\exp(q_e U(t)/k_B T) - 1) dt) / dU_C$. Šiuo atveju diode be gaudyklių pradiniu laiko momentu dominuoja barjerinės talpos elektrinimo, o didinant įtampą – injekcinės srovės komponentės.

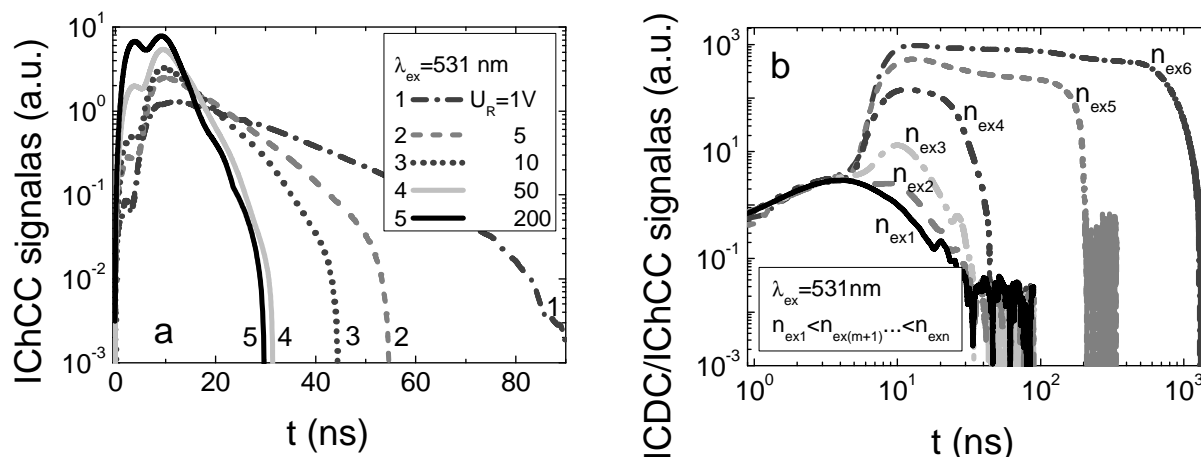
Tiesioginės krypties jungimo atveju reikia įskaityti įtampos persidalijimą tarp grandinės elementų. Tuomet įtampa krintanti diode užrašoma taip $U_F(t) = At - R_L i_{\Sigma F}(t)$.

Krūvininkų pernašos parametrams įvertinti buvo vystomos **indukuoto krūvio (ICDC) ir surinkimo (IChCC) srovių** matavimų metodikos. Šiuo atveju bandinys įjungiamas į grandinę užtvarine kryptimi. Trumpu (500 ps) skirtingo bangos ilgio (λ_{ex}) (1062 nm – tūriniam, o 531 nm – paviršiniam sužaditimui) lazerio impulsu injektuojamas krūvis, o signalas matuojamas oscilografu 50 Ω apkrovos rezistoriuje..

Srovių kinetikų kitimai, išmatuoti nešvitintame diode, esant fiksuotam paviršinio sužadavimo intensyvumui (n_{ex0}), kai keičiama užtvarinė įtampa ir esant fiksuotai užtvarinei įtampai $U_R = 70$ V, kai keičiamas paviršinio sužadavimo intensyvumas yra pavaizduoti 3 (a) ir (b) paveiksluose, atitinkamai. Didinant U_R kinetikos trukmė trumpėja, o amplitudė auga (3 (a) pav.), nes didesnis krūvis $q = CU_R$ yra ištraukiamas išorinio elektrinio lauko. Čia C yra geometrinė diodo talpa. Didinant n_{ex0} , didėja kinetikos galinės dalies amplitudė ir trukmė (3 (b) pav.), kai $q \gg CU_R$, nes tik krūvis lygus CU_R gali būti ištrauktas išorinio lauko. Tuo tarpu neištraukti krūvininkai ekranuoja išorinį lauką ir dėl gradiento difunduoja link elektrodų. Kai medžiagoje yra rekombinacinių centrų, tuomet difuzijos ir rekombinacijos procesai konkuruoja.

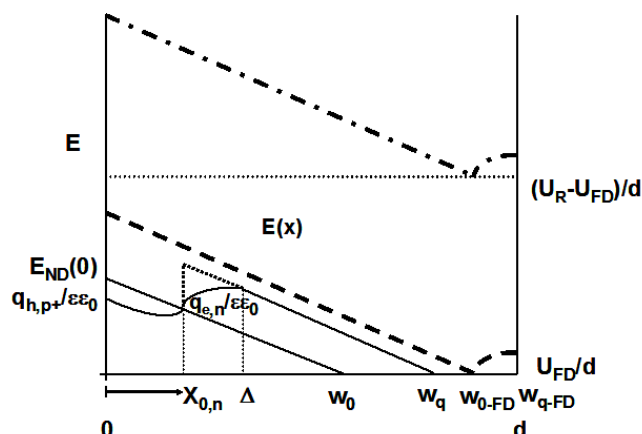
Srovėms detektoriuose aprašyti yra plačiai taikoma Ramo teorema, kuri buvo suformuluota vakuuminiais prietaisams (tiesinei terpei) iš judančio krūvio ir elektrodo elektrostatinio potencialo energijos balanso lygties. Tačiau puslaidininkiniuose detektoriuose (netiesinėje terpėje) ji negali būti tiesmukai taikoma, nes čia pasireiškia

krūvio relaksacijos, rekombinacijos/generacijos, difuzijos procesai, kurie neišskaitomi Ramo teoremos formuluotėje. Taip pat, elektrinio lauko pasiskirstymas puslaidininkiniame detektoriuje nėra homogeniškas. O kai diodo bazė nėra visiškai nuskurdinta, tuomet srovių kinetikos aprašymas tampa dar sudėtingesnis dėl neproporcingo įtampai nuskurdinimo srities pločio kitimų. Tik pridėjus žymiai didesnę už visiško nuskurdinimo užtvarinę įtampą ir injektavus mažą krūvį ($q < CU_R$), priartėjama prie sąlygų, kuomet srovės gali būti aprašomos apibendrinta Ramo teorema.



3 pav. Srovių kinetikos, išmatuotos nešvitintame diode, esant fiksuotam paviršinio sužadavimo intensyvumui, kai keičiama užtvarinė įtampa (a) ir (b) esant fiksuotai užtvarinei įtampai $U_R=70$ V, kai keičiamas paviršinio sužadavimo intensyvumas.

Taigi, siekiant apibūdinti srovės puslaidininkiniame detektoriuje, kai jis veikia įvairiais režimais (dalinai arba pilnai nuskurdintas), reikia aptarti elektrinio lauko persiskirstymą, nulemtą judančio injektuoto krūvio. Elektrinio lauko pasiskirstymas diodo bazės srityje injektavus nepusiausvirųjų krūvininkų poras ($n_{ex}=p_{ex}$) pavaizduotas 4 pav. Kai pridėta įtampa $U_R < U_{FD}$ ir į n-bazės sritį ties p^+n sandūra injektuotos krūvininkų poros yra išskiriamos elektrinio lauko, nepusiausvirošios skylės yra ištraukiamos iš n-bazės į p^+ sritį. Tuomet išorine grandine prateka srovė nulemta pagrindinių krūvininkų ištraukimo iš p^+ ir n-bazės sričių. Šio proceso metu srovės kinetikoje susiformuoja pirmoji smailė.



4 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas, kai injektuojamas paviršinis krūvis esant skirtingoms užtvarinės įtampoms vertėms: $U_R < U_{FD}$ – taškinė ir ištisinė linijos, $U_R \approx U_{FD}$ ir $w_q = d$ – brūkšninė linija, $U_R > U_{FD}$ brūkšninė-taškinė linija. Kai $U_R < U_{FD}$, pavaizduotas detalus elektrinio lauko pasiskirstymas: taškinė linija vaizduoja paviršinio krūvio lauką $q_{e,n}/\epsilon\epsilon_0$, o ištisinė linija vaizduoja Δ pločio injektuoto krūvio domeno kuriamą lauką.

Tuomet nepusiausvirujų elektronų n-bazės srityje kuriamas laukas $q_{e,n}/\epsilon_0\mathcal{E}$ nulemia nuskurdinimo srities pločio w_q pakitimą, lyginant su tokiu stacionariomis sąlygomis w_0 . Į p^+ sritį ištrauktos skylės sukuria tokį pat paviršinį lauką $q_{h,p^+}/\epsilon_0\mathcal{E}$, todėl yra išlaikomas krūvio balansas ($w_{p^+}N_{A,p^+}=w_nN_{D,n}^+$ ir $q_{h,p^+}X_{0,p^+}=q_{e,n}X_{0,n}$, kur w_{p^+} ir w_n – nuskurdinimo srities pločiai, N_{A,p^+} ir $N_{D,n}^+$ – akceptorijų ir donorų tankiai, $q_{h,p}$ ir $q_{e,n}$ – nepusiausvirujų skylių ir elektronų krūviai, $X_{0,p}$ ir $X_{0,n}$ skylių ir elektronų krūvio domenų nuotoliai nuo metalurginės p^+n sandūros p^+ ir n srityse, atitinkamai). Pasinaudoję nuskurdinimo srities artiniu surandame nuskurdinimo srities plotį w_q , nulemtą išorinės įtampos ir injektuoto krūvio, kuris, kai $U_R < U_{FD}$, išreiškiamas taip:

$$w_q = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q_e N_{Deff}} \left(U_R + \frac{(\pm)q_{e,n}}{\epsilon\epsilon_0} X_0 \right)}. \quad (6)$$

Čia N_{Deff} yra efektinis legirantų tankis, X_0 injektuotų krūvininkų išskyrimo nuotolis. Elektrinio lauko pasiskirstymas, kai injektuotas paviršinis krūvis $q_{e,n}$ yra nutolęs nuo metalurginės sandūros atstumu $X_{0,n}$ yra pavaizduotas taškine linija 4 pav. Šiuo atveju medžiaga ties nuskurdinimo srities riba (w_0 , w_q) yra neutrali (potencialas ir elektrinis laukas yra lygūs nuliui). Indukuoto krūvio srovė išorinėje grandinėje teka dėl krūvio $q_{e,n}(t)$ relaksacijos (pvz., dėl pagavimo procesų giliaisiais lygmenimis nuskurdintoje srityje), ir dėl atstumo $X_0(t)$ kitimo, kol w_q relaksuoja į w_0 . Krūvio relaksacijos procesas, kai laike gali kisti $X_0(t)$, ir $X_0(t)$ išreikštinė forma yra nusakoma išsprendus lygtį

paviršinio krūvio domeno slinkties srityje $\int_{-t_0}^{t_{dr}} dt = \int_0^w [1/\mu E(x, q_{e,n}, X_0)] dx$, o gaunamas sąryšis užrašomas taip:

$$q_{e,n}(t) = q_e N_{Deff} w_q(t) - \frac{q_e N_{Deff} X_0(t)}{1 - \exp\left(\frac{t + t_0}{\tau_M}\right)}. \quad (7)$$

Šiame sąryšyje t_0 yra krūvininkų išskyrimo ir krūvio domeno $q_{e,n}$ susidarymo trukmė, $\tau_M = \epsilon_0\mathcal{E}/q_e N_{Deff}\mu_e$ Maksvelo relaksacijos trukmė ir $N_{Deff} = n_0$ efektinis legirantų tankis. 4 pav. taškine linija yra pavaizduotas be galo siauras (koks gali būti tik idealiu atveju) injektuoto krūvio domenas. Tačiau lazerio impulsu injektuoto krūvio profilis yra artimas eksponentiškai mažėjančiam. Tuomet pasinaudojus Puasono ir Gauso integralais šio lazeriu injektuoto krūvio kuriamas elektrinis laukas užrašomas taip

$$E = q_e n_{ex0} \alpha^{-1} \frac{[1 - \exp(-\alpha\Delta)]}{\epsilon_0\mathcal{E}}. \quad (8)$$

Čia α yra sugerties koeficientas, n_{ex0} lazeriu injektuotų nepusiausvirujų krūvininkų tankis ir Δ - efektinis injektuoto krūvininkų domeno plotis. Elektrinio lauko pasiskirstymas dėl injektuoto krūvio išplitimo yra pavaizduotas ištisinėmis linijomis 4 pav. Šis išplitimas nulemia dvikuprės srovės kinetikos pobūdį kai $U \geq U_{FD}$, kadangi krūvis prieš ištraukiamas juda save greitanančiame lauke.

Indukuoto krūvio srovės kinetika priklauso nuo nuskurdinimo srities pločio $w_q(t)$ kitimo laike, kai $U \leq U_{FD}$. Kadangi $w_q(t)$ priklauso nuo krūvio $q_{e,n}(t)$ relaksacijos procesų, krūvininkų porų atskyrimo atstumo $X_0(t)$ ir efektinio legirantų tankio $N_{Deff}(t)$ kitimo (dėl krūvininkų emisijos iš užpildytų gaudyklių), ICD srovė yra sudaryta iš trijų komponentų, ir, pasinaudojus nuskurdinimo srities artiniu, užrašoma taip

$$i_{ICD}(t) = \frac{C(t)U}{2} \frac{\left((w_q(t)) \Big|_{U=0} \right)^2}{w_q^2(t)} \left[(\mp) \frac{v_{q,e}(t)}{X_0(t)} + \frac{1}{\tau_{capt}} + \frac{w_q^2(t)}{\left((w_q(t)) \Big|_{U=0} \right)^2} \frac{(\pm)n_d(t)}{N_{Deff}(t)} \frac{1}{\tau_{em}} \right]. \quad (9)$$

Čia $C(t) = \epsilon_0 \epsilon S / w_q(t)$, τ_{capt} yra nepusiausvirųjų krūvininkų ($q_{e,n}$) pagavimo trukmė, τ_g yra krūvininkų generacijos trukmė nuskurdintoje srityje, $n_d(t) = n_{d0} \exp(-t/\tau_{em})$ – krūvininkų, pagautų greitose gaudyklėse, tankis, $\left((w_q(t)) \Big|_{U=0} \right)^2 = 2q_{e,n} X_0 / q_e N_{Deff}$, S yra sandūros plotas.

Pirmasis (9) formulės sandas yra nulemtas krūvininkų išskyrimo atstumo kitimo (kai $v_{q,n} = dX_0/dt \neq 0$), ir jis yra analogiškas Ramo slinkties srovei dielektrike tarp kondensatoriaus plokštelių. Formulėje ženklas (\mp) priklauso nuo indukuoto krūvio ženklo ir turinčios krūvį dalelės judėjimo krypties. Tačiau reikia pastebėti, kad ši slinkties srovės komponentės išraiška, nulemta krūvininkų dreifo erdvinio krūvio srityje, yra sudėtingesnė nei Ramo srovė ($i = q_e v/w$) ir ji priklauso nuo barjerinės talpos $C(t)$ ir nuskurdinimo srities (dėl judančio krūvio $q_{e,n}$) kitimų laike. Antrasis dėmuo yra nulemtas krūvininkų pagavimo procesų ($dq_{e,n}/dt = q_e dn_{ex,s}/dt = -q_e n_{ex,s} / \tau_{capt}$) nuskurdintoje srityje. Trečiasis sandas nusako greitų generacinių centrų įtaką bendrai srovei, kurią nulemia donoriniai (+) ir akceptoriniai (-) centrai, o lėti (gilūs) generaciniai centrai didina nuotėkio srovę $i_g(t) = q_e n_i w_q(t) S / \tau_g$. Įskaičius rekombinacinę ir difuzinę srovės n^+ ir p^+ srityse, pilnutinė srovė $i_s(t)$ užrašoma, susumavus visus minėtus sandus, taip: $i_s(t) = i_{ICD}(t) + i_g(t) + i_R(t)$.

Kai pridėta įtampa yra žymiai didesnė už visiško nuskurdinimo įtampą, elektrinis laukas yra beveik homogeniškai pasiskirstęs *pin* diodo bazės srityje. Tuomet mažo sužadavimo atveju iš ICDC kinetikos išmatavus krūvininkų dreifo trukmę (τ_{tr}), galima įvertinti krūvininkų judrį $\mu_e = d^2 / \tau_{tr} U_R$.

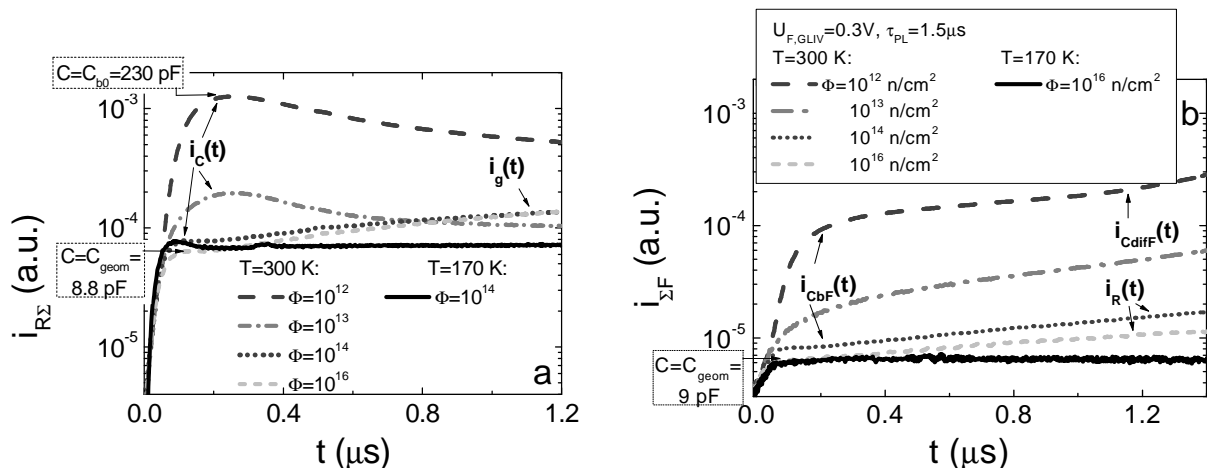
Krūvininkų difuzijos ir rekombinacijos procesai gali būti įvertinti, kai injektuotas krūvininkų tankis yra didesnis, nei gali būti ištrauktas išorinio lauko ($n_{ex0} > n_{tr} = \epsilon \epsilon_0 U_R / q_e w_q \Delta$). Tuomet išorinis laukas yra ekranuojamas per Maksvelo relaksacijos τ_M trukmę arba tranzito $\tau_{tr} = d^2 / \mu U_R$ trukmę (jei $\tau_{tr} \ll \tau_R$). Tada srovės kinetikos galinėje dalyje stebimas amplitudės išaugimas, o impulso trukmė $\tau_S = (\tau_D^{-1} + \tau_R^{-1})^{-1}$, kuri priklauso nuo rekombinacijos (τ_R) ir difuzijos ($\tau_D = d^2 / 4\pi^2 D_A$) procesų, pailgėja.

Apibendrinant, šiame skyriuje pateikti modeliai srovėms detektoriuje aprašyti yra pagrįsti krūvio tarpelektrodinėje srityje laikiniais kitimais. Šis krūvio kitimas yra nulemtas nuskurdinimo srities pločio pokyčiais dėl elektrinio lauko persiskirstymo. BELIV atveju lauko persiskirstymas yra nulemtas išorinės įtampos kitimų, o ICDC/IChCC atveju – nuskurdintoje srityje judančio krūvio. Šie modeliai leidžia išskirti ir kiekybiškai apibūdinti krūvininkų pagavimo, rekombinacijos/generacijos bei difuzijos procesus apšvitintuose dioduose. Taip pat parodyta, kad esant mažoms gaudyklių koncentracijoms medžiagoje, dominuoja Ramo slinkties srovė. Stipriai apšvitintuose dioduose dominuoja pagavimo ir emisijos srovių komponentės.

IV-ame skyriuje pateikti neutronais apšvitintų detektorių tyrimų rezultatai pasitelkiant voltamperinių, voltfaradinių charakteristikų bei barjero elektrinio srovių matavimus ir analizę. Buvo aptikta, kad C-V charakteristikos, išmatuotos nuosekliai (C_S) ir lygiagrečiai (C_P) jungimo būdu, nebesutampa $\Phi > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiu apšvitintuose bandiniuose bei C-V charakteristikos pradeda priklausyti nuo LRC matuoklio mažo

harmoninio signalo dažnio. Reiškia, kad LRC matuoklio matuojamas fazinis poslinkis tampa nulemtas ne talpinio pokyčio, o generacinės srovės išaugimo, kai krūvininkų generacijos trukmė (τ_g) tampa mažesnė už atvirkštinį kintamojo signalo dažnį ($\tau_g < 1/f$). Generacinės srovės padidėjimą patvirtina I-V charakteristikų užtvarinės krypties šakoje stebimas nuotėkio srovės išaugimas, didėjant apšvitos įtėkiui.

BELIV metodas leidžia išskirti pagavimo ir generacijos procesus. Esant mažiems apšvitos įtėkiams užtvarine kryptimi įjungtame diode dominuoja barjero elektrinimo ir krūvio ištraukimo srovių komponentės (5 (a) pav.), pridėjus tiesiškai augančios įtampos impulsą. Didėjant apšvitos įtėkiui barjero elektrinimo srovės komponentė mažėja dėl krūvininkų pagavimo trukmės sumažėjimo. Tuo pat metu išryškėja generacinės srovės sandas, dėl sumažėjusios generacinės trukmės, ir ši komponentė dominuoja $\Phi \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ įtėkiu apšvitintuose bandiniuose. Tiesiogine kryptimi įjungtuose dioduose esant mažiems apšvitos įtėkiams ($\Phi < 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) dominuoja barjerinės ir difuzinės talpų elektrinimo srovės (5 (b) pav.). Didėjant apšvitos įtėkiui minėti srovių sandai mažėja, o vyrauti pradeda rekombinacinės srovės komponentė, kuri beveik tiesiškai didėja augant įtampai. Tai reiškia, kad pablogėja sandūros injekcinės savybės net esant vidutiniams įtėkiams. Tai patvirtina srovės sumažėjimas I-V charakteristikos tiesioginės krypties šakoje. Taip gali įvykti, kai bazės sritis virsta izoliatoriumi. Srovės kinetikos, išmatuotos žemoje temperatūroje, tiek užtvarinio (5 (a) pav.), tiek tiesioginio (5 (b) pav.) jungimo būdu įgyja stačiakampę formą, kuri yra įprasta RC grandinei, kai kondensatoriaus talpa yra nuostovi.



5 pav. Barjerinės (a) ir difuzinės (b) talpų elektrinimo srovių kitimai neutronais apšvitintuose Si detektoriuose, išmatuoti užtvarinio (a) ir tiesioginio (b) diodo jungimo būdais.

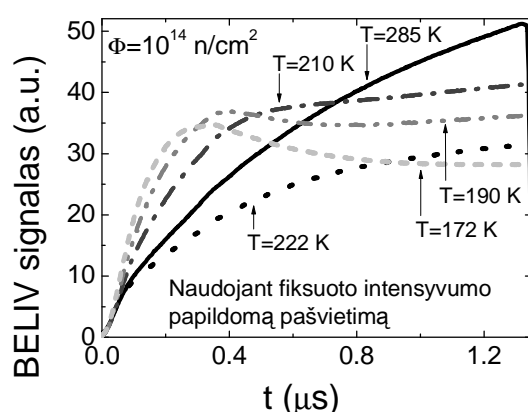
Bandinį papildomai apšvietus infraraudonosios (IR) spektro srities spinduliuote yra užpildomos gaudyklės. Tai nulemia barjero elektrinimo srovės išaugimą. Tuo tarpu generacinė srovė gali būti sumažinama bandinį atšaldžius. Šis reiškinys iliustruojamas 6 pav, kai kinetika įgyja formą, kuri yra įprasta nešvitintam bandiniui. Taigi, pasitelkiant papildomą IR pašvietimą bei keičiant bandinio temperatūrą galima sumažinti radiacinių defektų įtaka detektorių funkciniais parametrams.

Apšvitintuose dioduose barjero parametrai yra įvertinami suderinant užduotu tikslumu eksperimentines kreives su modelinėmis. Tačiau reikia atsižvelgti į keletą aspektų: matuojamos srovės kinetikos pradinės dalies užlaikymą atžvilgiu tiesiškai augančios įtampos impulso pradžios, tiesiškai augančios įtampos impulso tiesiškumą bei amplitudinę vertę, tiriamo bandinio sandūros barjerinės talpos vertę, generacinės srovės

pasireiškiamą erdvinio krūvio srityje ir krūvininkų pagavimo/emisijos (giliaisiais lygmenimis viršutinėje draustinių energijų tarpo pusėje) procesus. Kadangi matavimų grandinė yra sudaryta iš nuosekliai sujungtų varžos ir kondensatoriaus, reikia įskaityti įtampos persidalijimą grandinės elementuose. Kadangi kondensatoriaus talpa priklauso nuo įtampos, o tuo būdu ir nuo laiko, turi būti skaitmeniškai sprendžiama netiesinė diferencialinė lygtis

$$\frac{dU_C(t)}{dt} \frac{(1 + \frac{U_C(t)}{2U_{bi}})}{(1 + \frac{U_C(t)}{U_{bi}})^{3/2}} - \frac{U_p(t) - U_C(t)}{RC_{b0}} = 0 \quad (10)$$

su pradinėmis sąlygomis $U_p(t=0)=0$ ir $U_C(t=0)=0$. Nustatyta, kad netiesiškumai visada iškraipo kinetikų priekinį frontą, o iškreipymas didėja didėjant U_p ir C_{b0} .

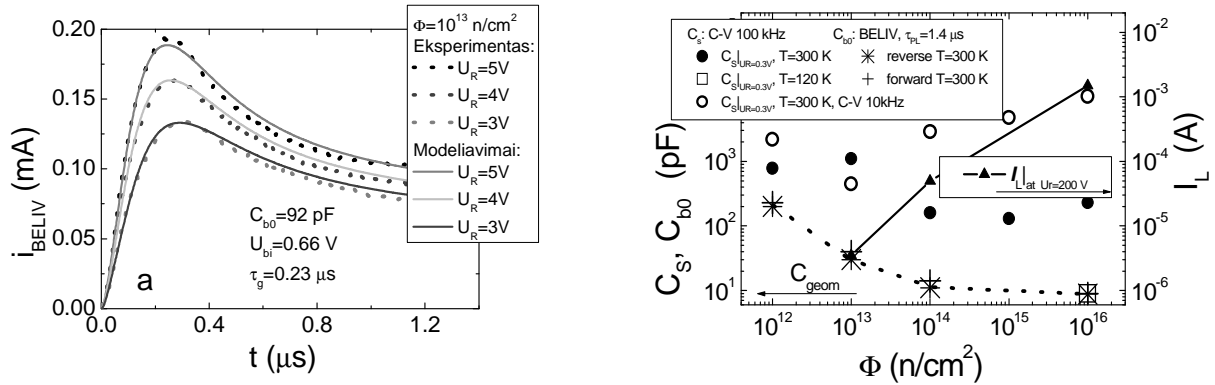


6 pav. BELIV kinetikos išmatuotos $\Phi=10^{14} \text{ cm}^{-2}$ neutronų įtėkiu apšvitintame bandinyje jį papildomai apšvietus ir atšaldžius.

Išmatuotos barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikos $\Phi=10^{13} \text{ cm}^{-2}$ neutronų įtėkiu apšvitintame diode, esant skirtingoms tiesiškai augančios įtampos amplitudėms (3, 4 ir 5 V) yra aproksimuotos modelinėmis (pasitelkiant (1) ir (3) formules) 7 (a) paveiksle. Siekiant išlaikyti uždarą lygčių sistemą, yra lyginama tiek kinetikų, užregistruotų esant skirtingoms tiesiškai augančios įtampos impulso amplitudėms, kiek yra laisvų parametrų (N_D , τ_g ir $i_{diff\infty}$). Modelinės kreivės yra sudaromos iš barjero elektrinimo, difuzinės ir generacinės srovių komponentių. O dydžiai U_{bi} , C_{b0} ir w_0 yra išreiškiami per legirantų tankį N_D . Neutronais apšvitintame ($\Phi=10^{13} \text{ cm}^{-2}$) bandinyje aptinkamas N_D sumažėjimas iki $1.05 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (lyginant su $N_D=2.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ neapšvitintame bandinyje), bei generacinės (kai $\tau_g=0.23 \text{ μs}$) ir difuzinės ($i_{diff\infty}=6 \text{ μA}$) srovių išaugimas.

Talpos (C_s) kitimai, įvertinti iš C-V charakteristikų, nuotėkio srovės kitimai įvertinti iš I-V charakteristikų užtvarinės krypties šakos ties $U_R=200 \text{ V}$, ir barjerinės talpos C_{b0} kitimai įvertinti BELIV metodu užtvarinio ir tiesioginio jungimo būdu neutronais apšvitintuose dioduose yra pateikti 7 (b) pav. Barjerinės talpos vertė, įvertinta BELIV metodu, mažėja didėjant neutronų įtėkiui ir pasiekia geometrinės talpos vertę, kai $\Phi \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. C_s vertės, išmatuotos LRC matuokliu ties $U_R=0.3 \text{ V}$, yra didesnės už tokias, išmatuotas BELIV metodu. Tai paaiškinama generacinės srovės išaugimu ir Maksvelo dielektrinės relaksacijos trukmės sumažėjimu. O tai ir nulemia nekorektišką talpos matavimą LRC matuokliu. Taip pat C_s išmatuotos vertės nepriklauso nuo apšvitos įtėkio,

o priklauso nuo harmoninio testinio signalo dažnio. Žemoje temperatūroje ($T=120$ K), kai sumažinama generacinė srovė, LRC matuokliu išmatuota talpos vertė sutampa su tokia verte, išmatuota BELIV metodu.



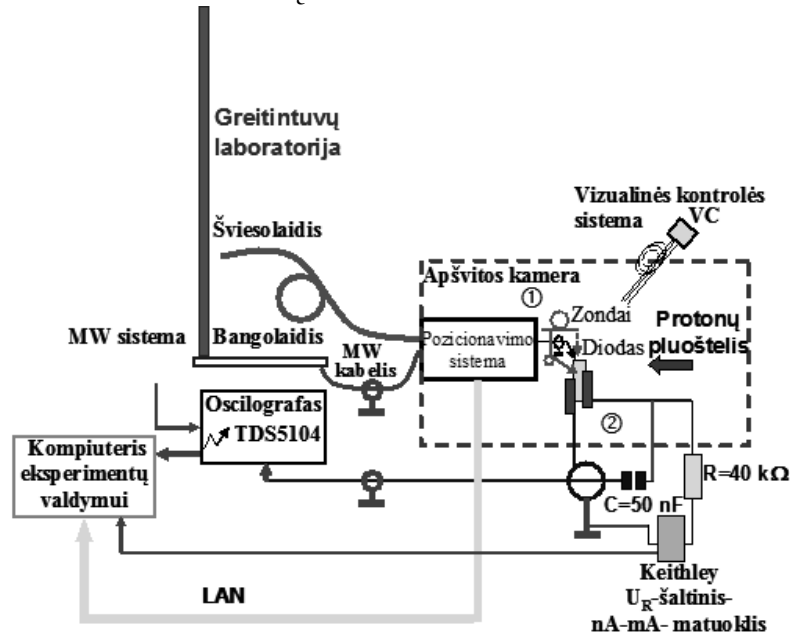
7 pav. a - Barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikos, išmatuotos (taškinės linijos) $\Phi = 10^{13}$ cm^{-2} neutronų įtėkiu apšvitintame diode, esant skirtingoms tiesiškai augančios įtampos amplitudėms (3, 4 ir 5 V) ir palygintos su modelinėmis (naudojant (1) ir (3) formules), išlaikant fiksuotus tokius parametrus: $N_D = 1.05 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_g = 0.23 \mu\text{s}$ ir $i_{diff\infty} = 6 \mu\text{A}$. b- palyginimas talpų, išmatuotų LRC matuokliu C_S ir C_P jungimo būdu, kai $U_R = 0.3$ V, o dažnis lygus 10 kHz (atviri apskritimai) ir 100 kHz (užpildyti apskritimai), esant temperatūrai 300 K ir 120 K (atviras kvadratas), ir talpų, išmatuotų BELIV būdu užtvarinio (žvaigždutės) ir tiesioginio (kryžiuokai) jungimo būdu 300 K temperatūroje. Taip pat (b) paveiksle yra pavaizduoti nuotėkio srovės kitimai nuo apšvitos įtėkio, išmatuoti I-V charakteristikų užtvarinės krypties šakoje, kai $U_R = 200$ V.

Taigi tyrimai rodo, kad didėjant apšvitos įtėkiui diodų barjerinė talpa mažėja, nes plečiasi nuskurdinimo sritis dėl radiacinių gaudyklių, kurios išgaudo laisvuosius krūvininkus ir kompensuoja donorų krūvį. Tuomet didžiavaržė Si medžiaga tampa izoliatoriumi.

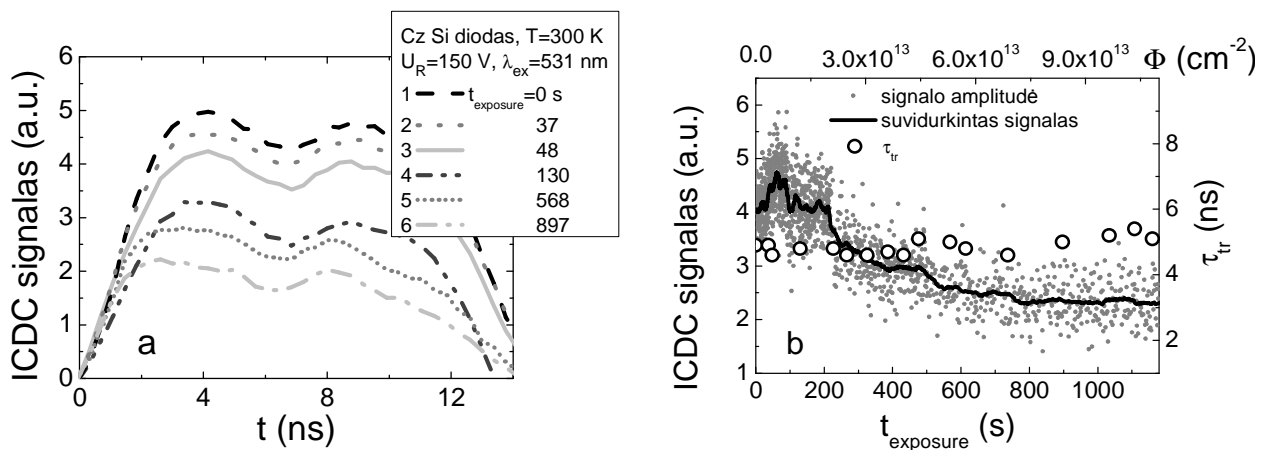
V – ame skyriuje yra pateikti defektų evoliucijos *in situ* tyrimų rezultatai švitinant medžiagoje stabdomais (1.5 MeV) ir skvarbiaisiais (8 MeV) protonais. Siekiant įvertinti krūvininkų sklaidos ir transporto parametrų kaitą ir įtaką detektorių funkcinėms charakteristikoms, o taip pat išskirti bei iširti rekombinacijos parametrų variacijas apšvitos metu, nulemtas radiacinių defektų susidarymu, buvo kombinuojamos indukuoto krūvio ir krūvio surinkimo srovių kinetikų analizės metodikos su vienu metu matuojamomis mikrobangomis zondojuojamo fotolaidumo kinetikomis (kai pridėtas išorinis elektrinis laukas) (MW-PCT-E). Minėtų vienalaikių ICDC/IChCC ir MWT-PC-E matavimų sąranga (kurios schema yra pavaizduota 8 pav.) buvo pritaikyta ir įdiegta Helsinkio universiteto greitintuvų laboratorijoje. Bandinys buvo montuojamas į specialiai pagamintą laikiklį ir patalpinamas į vakuumuotą apšvitų kamerą. Elektrinių zondų (ICDC/IChCC kinetikų ir nuotėkio srovės registravimui), bangolaidžių (mikrobangomis zondojuojamo fotolaidumo kinetikoms registruoti) ir šviesolaidžių (krūvininkų sužadinimui) signalams perduoti iš/į apsaugotą nuo radiacijos zoną buvo suformuotos ilgos (>15 m) linijos. Signalai buvo matuojami Tektronix TDS-5104 oscilografu ir registruojami kompiuteriu.

Krūvininkų jūdris apšvitos skvarbiaisiais protonais metu buvo matuojamas registruojant fotoatsako kinetikas, pridėjus didesnę nei visiško nuskurdinimo įtampą ($U > U_{FD}$) ir siekiant, kad elektrinio lauko pasiskirstymas būtų artimas homogeniškam,

buvo fotoinjektuojamas mažas krūvis ($q < CU_R$). Judris buvo įvertinamas analizuojant tranzito trukmę τ_{tr} pasinaudojus sąryšiu $\mu_e = d^2 / \tau_{tr} U_R$. Trukmė τ_{tr} buvo matuojama tarp dviejų ICDC kinetikoje stebimų smailių (9 (a) pav.), kurios atitinka krūvininkų išskyrimo (pradiniame kinetikos sande) ir ištraukimo procesus (impulso pabaigoje). Apskaičiuota iš eksperimentinių kinetikų elektronų judrio vertė buvo gauta $1300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Kadangi įvertinta krūvininkų tranzito trukmė beveik nepriklauso nuo apšvitos (9 (b) pav.), tai rodo, kad radiaciniai defektai nežymiai įtakoja krūvininkų sklaidos parametrus. Tačiau kinetikų amplitudė mažėja apšvitos metu dėl radiacinių gaudyklių, kurios išgaudo krūvininkus, ir tuo būdu mažina srovę.



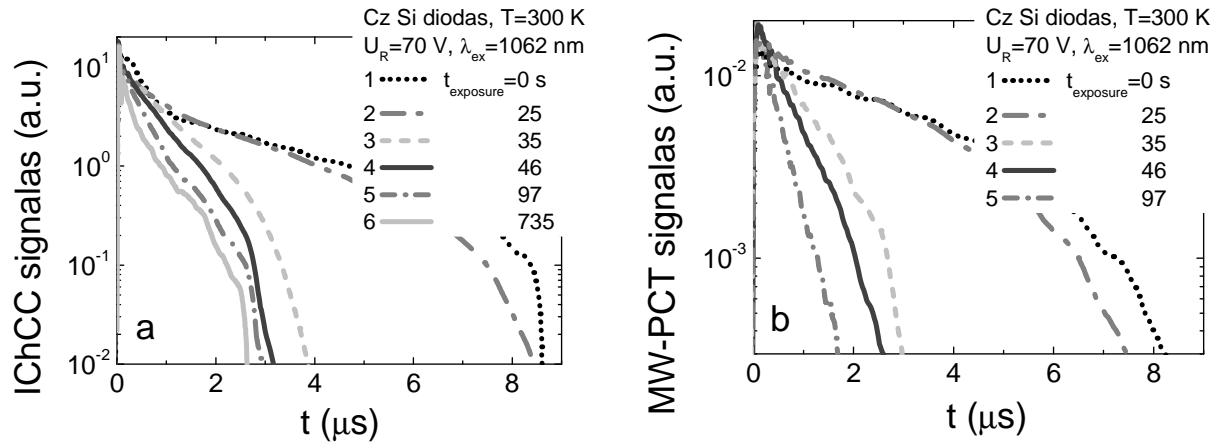
8 pav. Įrangos, skirtos krūvininkų transporto ir rekombinacijos parametrų *in situ* kontrolei, schema.



9 pav. Indukuoto krūvio srovių kinetikų (a) ir amplitudžių bei krūvininkų tranzito trukmių (b) kitimai, išmatuoti 8 MeV protonais apšvitos metu, naudojant paviršinį sužadinimą, kai krūvininkai generuojami ties p^+n sritimi.

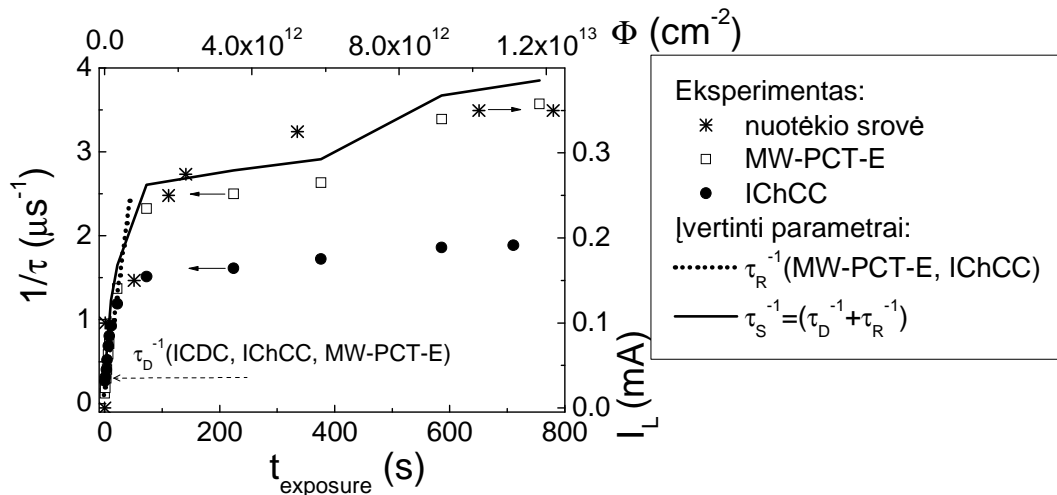
Krūvio surinkimo srovių (IChCC) kinetikos (10 (a) pav.) vienu metu su mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo (MW-PCT-E) kinetikomis (10 (b) pav.) buvo matuojamos pridėjus išorinį elektrinį lauką pridėjus įtampą $U > U_{FD}$ ir naudojant tūrinį

sužadiniama, kai sužadavimo intensyvumas $q_e n_{ex} \Delta > C U_R$ sukelia ir elektrinio lauko ekranavimo efektus. Šiuo atveju IChCC kinetikos efektinė trukmė $\tau_S = (\tau_D^{-1} + \tau_R^{-1})^{-1}$ yra nulemta rekombinacijos (τ_R) ir difuzijos $\tau_D \approx d^2 / 4 \pi^2 D_A$ procesų trukmių.



10 pav. Krūvio surinkimo (a) ir mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo (b) kinetinių kitimų išmatuoti 8 MeV protonais apšvitos metu, kai naudojamas pastovaus intensyvumo tūrinis sužadimas ir pridėta nuostovi užtvarinė įtampa $U_R > U_{FD}$.

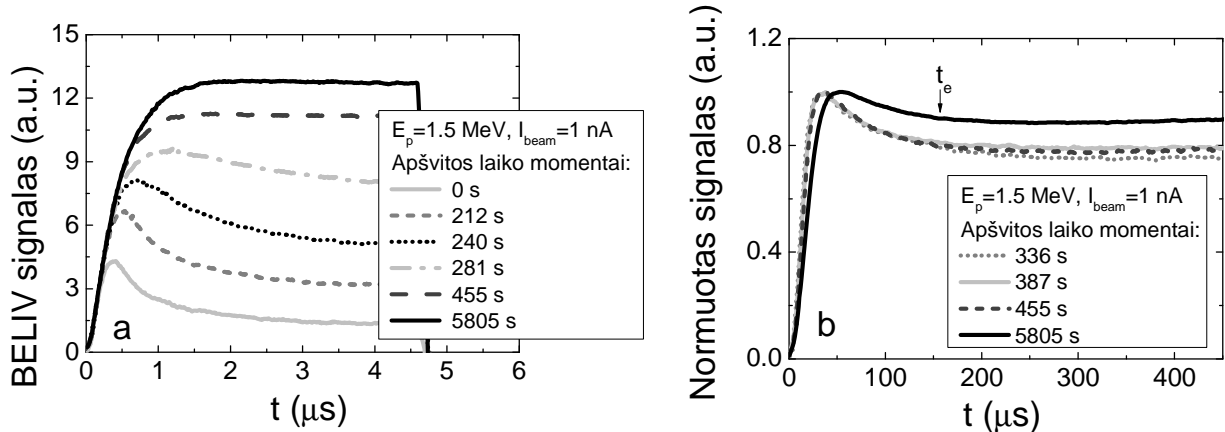
Apibendrinti, gauti analizuojant ICDC/IChCC ir MW-PCT-E kinetikas, parametru kaitos rezultatai yra pateikti 11 pav. Atvirkštinė rekombinacijos trukmė didėja beveik tiesiškai pradiniais apšvitos laiko momentais. Didėjant apšvitos įtekėjimui, efektinė rekombinacijos trukmė τ_R , išmatuota MW-PCT-E būdu dioduose su pridėtu elektriniu lauku, įsisotina. Tai paaiškintina daugkartinio prilipimo procesais, kai vienu metu veikia keletas prilipimo ir rekombinacijos procesų. Trukmės τ_R įsisotinimas koreliuoja su nuotėkio srovės išaugimu, išmatuotu apšvitos metu tuose pačiuose bandiniuose.



11 pav. Išmatuoti (simboliniai) ir įvertinti (linijos) krūvininkų dreifo/difuzijos, rekombinacijos ir generacijos parametru kitimai. Šie parametrai buvo išmatuoti 8 MeV protonų apšvitos metu pasitelkiant ICDC, IChCC (rutuliukai) ir MW-PCT-E (kvadratai) metodus. Nuotėkio srovės kitimai nuo apšvitos įtekio yra pavaizduoti žvaigždutėmis.

Barjerinės talpos elektrinimo srovių metodika buvo pritaikyta *in situ* tyrimams siekiant įvertinti sandūros parametru kitimus protonų implantacijos metu. Įranga buvo instaliuota tandeminio tipo greitintuvo laboratorijoje Valstybiniame mokslinių tyrimų

institute Fizinių ir technologijos mokslų centre. Bandinys buvo talpinamas į greitintuvo apšvitų kamerą, o matavimai vykdomi švitinant 1.5 MeV energijos protonais, kai pluoštelio srovė $I_{beam}=1$ nA.



12 pav. Barjero elektrinimo srovių kitimai išmatuoti 1.5 MeV apšvitais protonais metu, esant skirtingoms tiesiškai augančios įtampos impulso trukmėms: 5 μ s (a) ir 450 μ s (b).

Pradiniais apšvitais laiko momentais buvo registruojama tipinė barjero elektrinimo ir krūvio ištraukimo srovių kinetika ($i_C(t)$), kai impulso trukmė yra gana trumpa (4.5 μ s) (12 (a) pav.). Tai rodo sparčius Maksvelo relaksacijos procesus, kai $\tau_M \ll \tau_{PL}$. Didėjant apšvitais įtėkiui išauga generacinė srovė, o tuo būdu, ir bendra srovė. Registruojama srovės kinetikos amplitudė įsisotina didėjant įtėkiui, nes padidėja grandinės τ_{RC} , kai išauga nuosekioji varža elektriškai neutralioje srityje dėl laisvųjų krūvininkų sumažėjimo (dėl rekombinacijos, kai išauga radiacinių defektų tankis). Tai lemia ir Maksvelo relaksacijos trukmės τ_M išaugimą. Tipinės barjero elektrinimo srovių kinetikos pasireiškia tik pailginus impulso trukmę (iki 450 μ s) (12 (b) pav.). Tačiau, dėl išaugusios nuosekiosios varžos (o tuo būdu ir grandinės τ_{RC}) pasireiškia pradinės kinetikos dalies vėlinimas, esant didžiausiems apšvitais įtėkiams (12 (b) pav.).

Pateiktos metodikos leidžia *in situ* įvertinti krūvininkų pernašos, rekombinacijos, pagavimo/generacijos parametrus apšvitais metu. Kadangi barjero elektrinimo srovių kinetikos jautriai priklauso nuo apšvitais įtėkio, šis reiškinys galėtų būti pritaikytas *in situ* dozimetrijai.

VI – ame skyriuje aprašomi BELIV metodikos taikymo būdai defektų spektroskopijai ir sluoksnių darinių skersinei žvalgai, siekiant įvertinti giliųjų lygmenų spektrus, legirantų pasiskirstymo profilius, sandūrų gylius ir gaudyklių parametrus.

Defektų spektroskopija yra realizuojama registruojant ir analizuojant barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikas apšviečiant tiriamą bandinį optinio parametrinio osciliatoriaus impulsine (impulso trukmė 100 fs) spinduliuote ir keičiant bangos ilgį 1.2-10 μ m srityje. Barjerinės talpos $C_b(t)=\epsilon\epsilon_0 S/w_d(t)$ kitimai priklauso nuo nuskurdinimo srities pločio kitimų laike

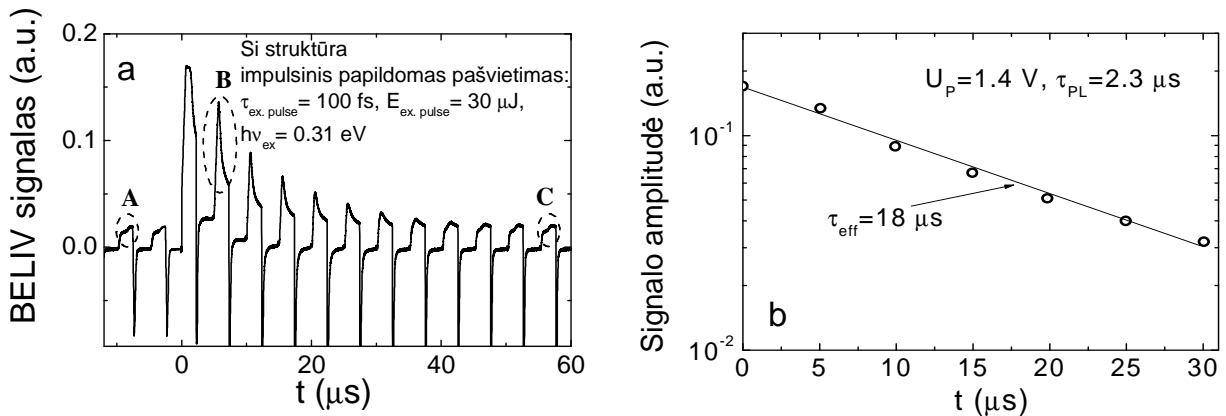
$$w_d(t) = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_{bi} + At)}{q_e(N_D + (N_d - n_d(t)))} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Kai bandinys neapšviestas, srovė $i_C(t)$, užtvarine kryptimi pridėjus tiesiškai augančios įtampos impulsa, dėl krūvio $q=CU$ kitimo laike užrašoma taip

$$i_c(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{d[C_b(t)U(t)]}{dt} = AC_b(t) \left[\frac{1 + \frac{At}{2U_{bi}}}{1 + \frac{At}{U_{bi}}} + \frac{t}{2\tau_{em}} \frac{n_d(t)}{N_D + (N_D - n_d(t))} \right]. \quad (12)$$

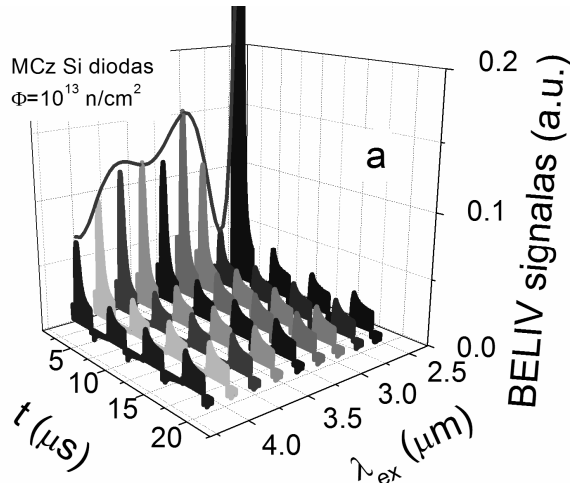
Formulėje (12) išreikšti slinkties ir laidumo srovių sandai. Laidumo srovė teka pereinamajame nuskurdintos srities sluoksnyje ties nuskurdinimo srities riba dėl šiluminės krūvininkų emisijos iš gaudyklių (kurių tankis N_d) plečiantis nuskurdinimo sričiai $w_d(t)$. Krūvininkų emisija iš lygmenų apibūdinama išraiška $n_d(t) = n_{d0} \exp(-t/\tau_{em})$, kur n_{d0} yra užpildytų gaudyklių tankis pradiniu laiko momentu. Krūvininkų šiluminės emisijos trukmė $\tau_{em} = 1/[\sigma_{dth} v_T N_C \exp(-E_d/k_B T)]$ priklauso nuo krūvininkų pagavimo skerspjūvio σ_{dth} , šiluminio greičio v_T , būsenų tankio N_C laidumo juostoje ir gaudyklių aktyvacijos (E_d), bei šiluminės ($k_B T$) energijos. Generacinė srovė $i_g(t) = q_e n_i w_d(t) S / \tau_g$ dėl krūvininkų emisijos iš gilių (lėtų) gaudyklių veikia kaip nuotėkio srovė ir priklauso nuo generacinės trukmės τ_g .

Barjero elektrinimo kinetikų seka, išmatuota tiristorinėje Si struktūroje, yra iliustruojama 13 (a) pav. Kai struktūra neapšviesta, barjero elektrinimo srovės amplitudė yra sumažėjusi (kinetikos 13 (a) paveiksle pavaizduotos **A** raide). Bandinį apšvietus 100 fs trukmės 4 μm bangos ilgio šviesos impulsu ir tokiu būdu fotojonizavus gaudykles, srovė pradinėje dalyje išauga (kinetikos pažymėtos **B** raide), tačiau laikui bėgant relaksuoja į pradinę būseną (kinetikos pažymėtos **C** raide), kai krūvininkai yra pagaunami gaudyklių. Keičiant impulsinės spinduliuotės bangos ilgį, išmatuojamas giliųjų lygmenų spektras. Šiuo atveju buvo aptikta viena dominuojanti spektro smailė, o įvertinta lygmens aktyvacijos energija yra 0.3 eV. Šis rezultatas dera su giliųjų lygmenų talpinės spektroskopijos (DLTS) rezultatais, kuomet išmatuotame DLTS spektre aptinkama vyraujanti smailė, apibūdinanti lygmenį su tokia pat aktyvacijos energija. Gaudyklių pagavimo parametrai gali būti įvertinami iš barjero elektrinimo srovių amplitudžių relaksacijos spartos (13 (b) pav.). Šioje struktūroje ji buvo gauta $\tau_{eff} = 18 \mu\text{s}$.



13 pav. a- Barjero elektrinimo srovių seka išmatuota tiristorinėje Si struktūroje. Raide **A** pažymėtos kinetikos, kai bandinys neapšviestas (kinetikų pradinės dalys yra sumažėjusios dėl užpildytų gaudyklių įtakos). **B** raide pažymėtos kinetikos bandinį apšvietus 100 fs trukmės 4 μm bangos ilgio impulsine spinduliuote, o **C** raide pažymėtos kinetikos, kai fotojonizuoti krūvininkai yra vėl pagauti gaudyklių. b- Barjero elektrinimo srovių pradinių dalių amplitudžių relaksacija į pradinę būseną fotojonizavus gaudykles ir krūvininkų pagavimo/rekombinacijos trukmės įvertinimas.

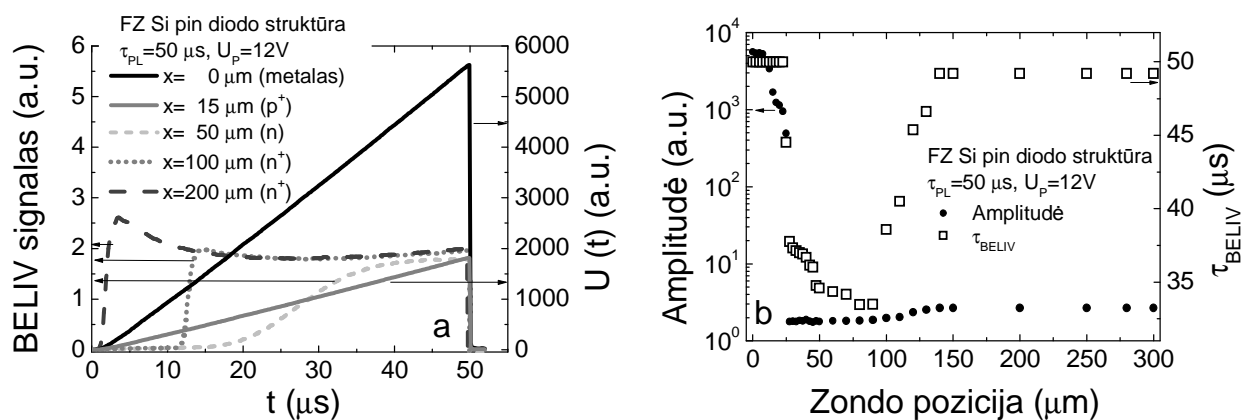
Si dalelių detektoriaus, apšvitinto $\Phi=10^{13} \text{ cm}^{-2}$ neutronų įtėkiu, giliųjų lygmenų spektre (14 pav.) aptinkamos trys smailės, kurios nusako lygmenų aktyvacijos energijų tokias vertes: $E_1=0.3\pm 0.02 \text{ eV}$, $E_2=0.41\pm 0.01 \text{ eV}$ ir $E_3=0.51\pm 0.01 \text{ eV}$. Šios smailės priskiriamos skirtingos elektrinės būsenos divakansijoms (E_1 ir E_2) ($V_2^{-/}$ ir V_2^{-0}) ir defektų klasteriams (E_3), atitinkamai.



14 pav. Barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikos, išmatuotos Si *pin* detektoriuje, apšvitintame $\Phi=10^{13} \text{ cm}^{-2}$ neutronų įtėkiu, keičiant impulsinio pašvietimo bangos ilgį.

Iš kinetikų amplitudžių relaksacijos spartos matosi, kad kiekvienai gaudyklei priskirtini skirtingi krūvininkų pagavimo parametrai.

Skaidos varžos ir barjerinės talpos pasiskirstymo žvalgai sluoksninėse struktūrose BELIV metodas realizuojamas pasitelkiant statmenai orientuotus elektrodus. Vienas jų yra plokštuminis elektrodas, suformuotas gaminat sluoksninę sandūrinę tiriamo prietaiso struktūrą, kitas – adatinis zondas, lokalizuojamas tam tikrame bandinio sluoksnyje žvalgant jo briauną. Kai adatinis zondas yra tame pačiame sluoksnyje, kaip ir plokščiasis elektrodas, yra stebima kinetika, kuri pakartoja LIV generatoriaus įtampos impulso formą, o signalo amplitudė tiesiškai priklauso nuo sluoksnio sklaidos varžos (15 (a) pav.).



15 pav. a- Barjerinės talpos elektrinimo srovių kinetikų kitimai, išmatuoti *pin* diode kai adatinis zondas pozicionuojamas skirtinguose darinio sluoksniuose. b- Amplitudžių ir trukmių profiliai išmatuoti žvalgant *pin* diodo briauną.

Kai zondas lokalizuojamas už metalurginės sandūros, yra stebima barjerinės talpos elektrinimo ir krūvininkų ištraukimo srovės būdinga kinetika. Jei yra generacinių centrų, tuomet registruojamoje kinetikoje aptinkamas generacinės srovės sandas. Kai sluoksnio laidumas mažas, išauga grandinės τ_{RC} , todėl pasireiškia matuojamo srovės impulso vėlinimas atžvilgiu tiesiškai augančios įtampos impulso pradžios. Analizuojant pastarosios kinetikos amplitudę, formą bei jos vėlinimą LIV impulso pradžios atžvilgiu, BELIV žvalgos metodu galima įvertinti lokalias legirantų tankio bei krūvininkų rekombinacijos/emisijos centrų charakteristikas. 15 (b) pav. yra iliustruojamas BELIV signalo amplitudžių profilis, išmatuotas žvalgant *pin* diodo briauną, gerai dera su trukmių profiliu išmatuotu toje pačioje struktūroje.

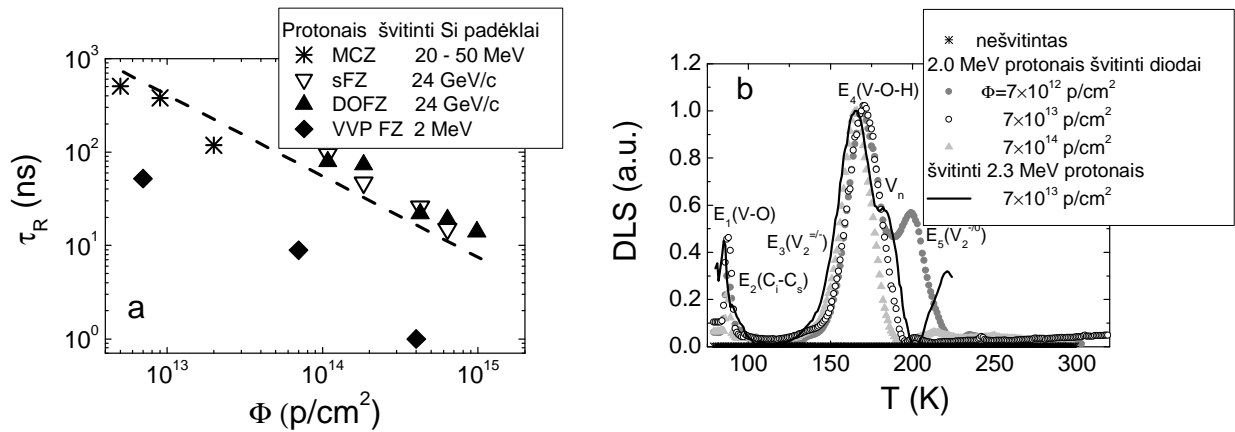
Barjerinės talpos elektrinimo srovių matavimai sandūrinėse Si struktūrose, naudojant papildomą impulsinį tam tikro bangos ilgio pašvietimą, leidžia išnagrinėti giliųjų lygmenų spektrą. BELIV kinetikų matavimai, adatinio zonu žvalgant sluoksninių darinių briauną, leidžia įvertinti legirantų profilius ir gaudyklių parametrus.

VII – ame skyriuje pateikti apšvitų režimai protonų pluošteliu formuojant δ ir trikampio formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius galios *pin* diodų bazės srityje siekiant sumažinti atgalinės srovės atsistatymo trukmę (τ_{RR}). Šiame skyriuje aptarti rekombinacijos parametrų, giliųjų lygmenų spektrų, diodų statinių ir dinaminių charakteristikų kitimai, formuojant įvairaus profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius bei defektų transformacijos bandinius izochroniškai iškaitinant.

Šiame skyriuje buvo parodyta, kad siekiant sumažinti galios *pin* diodų atgalinės srovės atsistatymo trukmę ($\tau_{RR}=2\tau_{HL}(I_F/I_{PR})$, kur I_F – tiesioginė srovė, I_{PR} – maksimali srovė užtvarine kryptimi diodo perjungimo metu) reikia į jų bazės sritį įvesti lygmenis, kurie nulemtų trumpą aukšto sužadavimo lygio krūvininkų gyvavimo trukmę (τ_{HL}). Tačiau trumpa τ_{HL} lemia tiesioginio įtampos kritimo (U_F) išaugimą, nes išauga bazės varža dėl sumažėjusios injektuotų krūvininkų koncentracijos. Taip pat, reikia išlaikyti ilgą žemo sužadavimo lygio gyvavimo trukmę (τ_{LL}), nes ši trukmė lemia užtvarine kryptimi įjungto diodo nuotėkio srovę $I_L=q_e n_i w_d S/2\tau_{LL}$. Taip pat prietaisų statiniai ir dinaminiai parametrai priklauso nuo padidintos rekombinacijos spartos sluoksnio padėties ir profilio diodų bazės srityje.

Siekiant protonų apšvita optimizuoti prietaisų parametrus, buvo suprojektuoti apšvitos režimai, kurie leidžia suformuoti δ ir trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksnius diodų bazės srityje. δ formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksniai buvo formuojami švitinant bandinius fiksuotos energijos protonų pluošteliu, o sluoksnio padėtis diodo bazėje buvo keičiama varijuojant pluoštelio energiją. Trikampio formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksnis buvo formuojamas laipsniškai keičiant pluoštelio energiją ir įtekį.

Krūvininkų rekombinacijos trukmė, išmatuota mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo būdu, mažėja beveik tiesiškai augant įtekiui (16 (a) pav.). Tačiau rekombinacijos trukmė yra beveik dydžio eile mažesnė už trukmę, išmatuotą bandiniuose, apšvitintuose skvarbiaisiais protonais. Šis rezultatas patvirtina modelinius rezultatus, kad efektyviausia pažeida pasiekama apšvitinant stabdomais medžiagoje protonais.



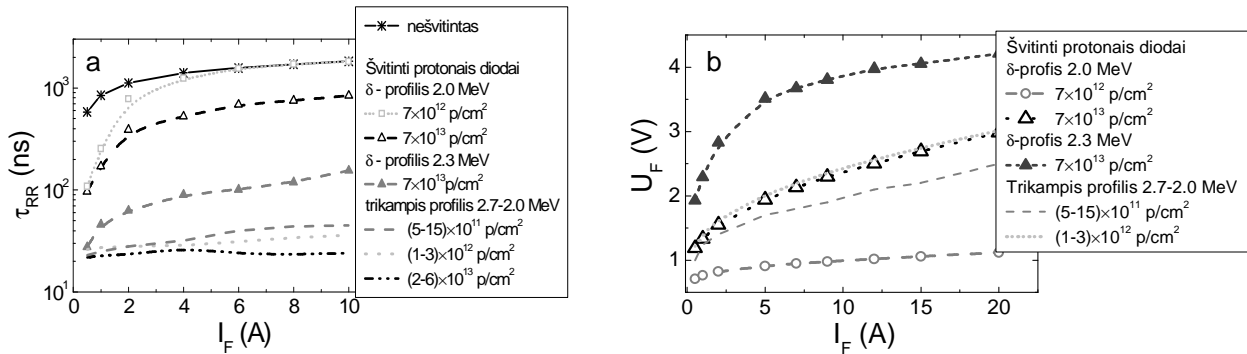
16 pav. a- Krūvininkų rekombinacijos trukmės kitimai nuo apšvitos įtėkio, išmatuoti 2.0 MeV protonais apšvitintuose bandiniuose, kurie yra palyginti su rekombinacijos trukmėmis, išmatuotomis įvairios auginimo technologijos Si bandiniuose, apšvitintuose įvairios energijos skvarbiaisiais protonais. b- Giliųjų lygmenų spektrų kitimai, išmatuoti protonais apšvitintuose dioduose, kuriuose suformuotas δ formos (prie metalurginės p^+n sandūros ir diodų bazės viduryje) padidintos rekombinacijos spartos sluoksnis.

Giliųjų lygmenų spektruose, išmatuotuose po apšvitos dioduose, kuriuose suformuoti tiek δ formos (16 (b) pav.), tiek trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos profiliai, aptinkamos penkios dominuojančios DLTS smailės temperatūrų intervaluose: 88-90 K, 90-110 K, 130-150 K, 150-170 K, ir 200-220 K. Šios smailės priskirtinos vakansijos-deguonies (VO) kompleksui (E_1 smailė), anglies įterptinio ir pakaitinio atomo kompleksui (E_2 smailė), skirtingos elektrinės būsenos divakansijai (E_3 ir E_5 smailės priskirtinos $V_2^{=}$ ir $V_2^{=0}$, atitinkamai), ir vakansijos-deguonies-vandenilio (VOH) kompleksui (E_4 smailė). VOH kompleksams priskirtina smailė pradeda vyrauti didinant apšvitos įtėkį, nes didėja implantuotų vandenilio atomų tankis. Bandiniuose, kuriuose buvo suformuotas δ -formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksnis bazės viduryje (16 (b) pav.) ir bandiniuose su trikampi defektų pasiskirstymo profiliu, smailė temperatūrų 160-200 K intervale yra DLTS spektre persiklojusi su papildoma komponente aukštesniųjų temperatūrų šlaite, kuri gali būti priskirta vakansiniams klasteriams (V_n).

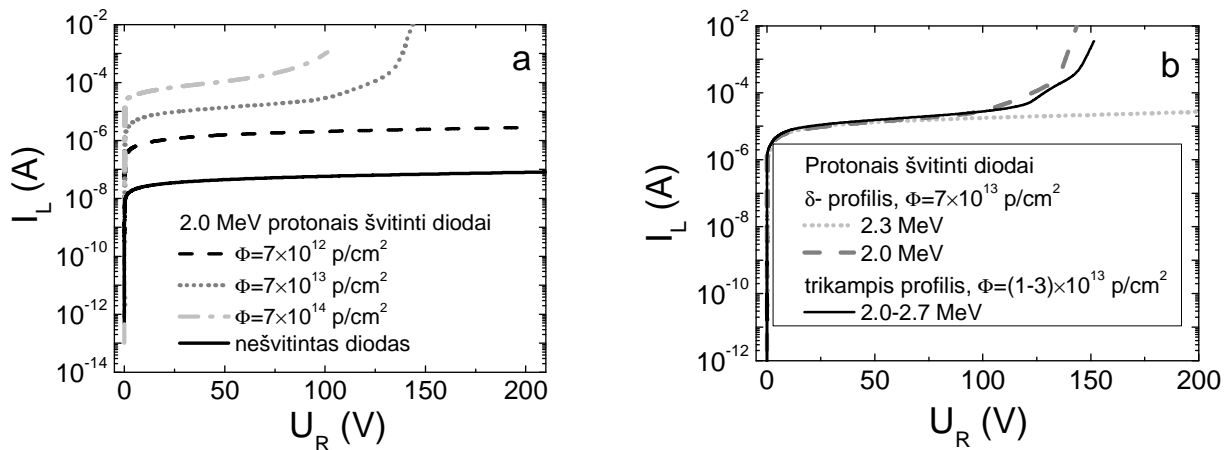
Atgalinės srovės atsistatymo trukmė (τ_{RR}) (17 (a) pav.) ir tiesioginės įtampos kritimas (U_F) (17 (b) pav.) priklauso nuo defektų pasiskirstymo profilio ir apšvitos įtėkio. Trukmė τ_{RR} trumpėja didinant apšvitos įtėkį ir yra mažiausia bandiniuose, kuriuose buvo suformuotas trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksnis. Be to, bandiniuose su trikampi defektų profiliu, τ_{RR} nepriklauso nuo tiesioginės srovės (injekcijos lygio), nes sukurtų defektų ir jų pasiskirstymo pobūdis užtikrina trumpą aukšto injekcijos lygio krūvininkų gyvavimo trukmę. Tačiau po apšvitos išauga U_F . Šio parametro vertė yra didžiausia bandiniuose su δ formos defektų profiliu, suformuotu diodų bazės viduryje, bei trikampio formos defektų profiliu. Tai gali būti paaiškinta bazės varžos išaugimu, kuomet dėl rekombinacijos sumažėja injektuotų krūvininkų tankis, o esant didelei defektų koncentracijai, gali būti pažeistos laidumo moduliacijos sąlygos.

Nuotėkio srovė po apšvitos išauga ir didėja beveik tiesiškai, didėjant įtėkiui (18 (a) pav.) dėl radiacinių defektų (nulemiančių trumpą τ_{LL}), kurie veikia kaip generaciniai centrai. Kai apšvitos įtėkis pasiekia vertes $\Phi \geq 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, stebimas staigus nuotėkio

rovės išaugimas. Šis staigus srovės išaugimas gali pasireikšti, kai radiacinių defektų nulemtų klasterių aplinkoje susidaro stiprūs lokalūs elektriniai laukai, kurie nulemia mikroplazmos susidarymą.



17 pav. Atgalinės srovės atsistatymo trukmės (a) ir tiesioginės įtampos kritimo (b) kitimai nuo tiesioginės srovės dioduose, kuriuose suformuoti δ -formos ir trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksniai.

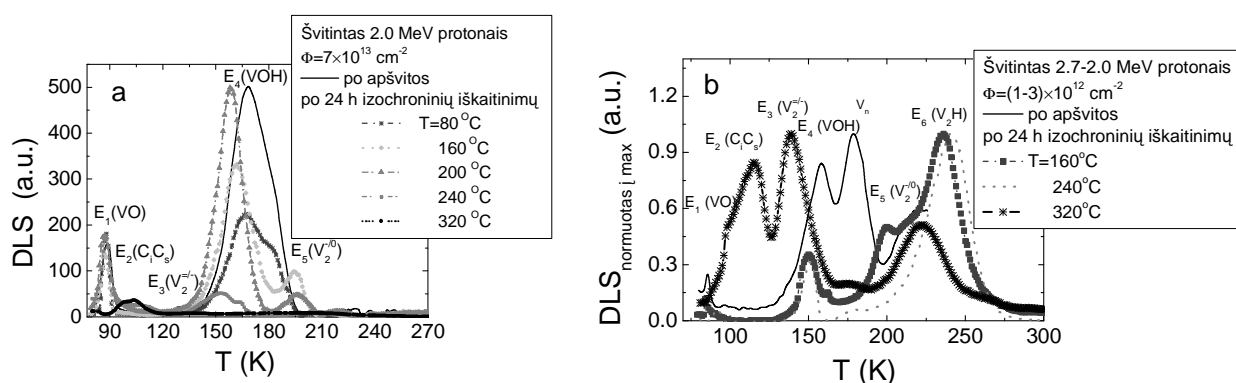


18 pav. a- I-V charakteristikos, išmatuotos 2.0 MeV energijos protonais skirtingais įtėkais apšvitintuose dioduose. b- I-V charakteristikų, išmatuotų dioduose, kuriuose suformuotas δ -formos sluoksnis, lokalizuotas prie metalurginės p^+n sandūros ir bazės viduryje, palyginimas esant artimiems apšvitos įtėkiais su I-V charakteristikomis, išmatuotomis dioduose su trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksniu.

18 (b) paveiksle yra pateiktas palyginimas I-V charakteristikų, išmatuotų dioduose, kuriuose suformuotas δ -formos sluoksnis, lokalizuotas prie metalurginės p^+n sandūros arba bazės viduryje, su tokiais, išmatuotomis esant artimiems apšvitos įtėkiais dioduose, kuriuose buvo suformuoti trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksniai. Palyginus minėtas charakteristikas matosi, kad staigus nuotėkio srovės išaugimas pasireiškia dioduose su δ -formos sluoksniu, lokalizuotu prie metalurginės p^+n sandūros, ir trikampio profilio defektų sluoksniais. Tai paaiškinta didele defektų koncentracija stipraus lauko srityje (ties metalurgine p^+n sandūra). Tuo tarpu, staigus įtampos išaugimo išvengiama paslinkus δ -formos defektų sluoksnį į bazės vidurį (į silpnescio lauko sritį).

Siekiant sumažinti tiesioginės įtampos kritimą ir nuotėkio srovę, bandiniai buvo 24 h izochroniškai iškaitinami fiksuotai keičiant iškaitinimo temperatūrą. Po kiekvienos iškaitinimų procedūros visuose giliųjų lygmenų spektruose, išmatuotuose bandiniuose su

įvairiais defektų pasiskirstymo profiliais, pastebimi tariami smailių pasislinkimai ir jų amplitudžių kitimai (19 pav.). Apšvitintus bandinius, kuriuose suformuotas δ formos padidintos rekombinacijos spartos sluoksnis prie metalurginės p^+n sandūros, iškaitinus $T=80^\circ\text{C}$ temperatūroje, VOH kompleksus apibūdinanti smailė mažėja (19 (a) pav.). Tuo pat metu išryškėja vakansinius klasterius (V_n) nusakanti smailė, o divakansijų defektus $V_2^{-/0}$ nusakanti smailė sumažėja. Padidinus iškaitinimo temperatūrą iki $T\geq 160^\circ\text{C}$, V_n klasteriai išnyksta, tačiau susidaro VOH ir $V_2^{-/0}$ defektai. Padidinus iškaitinimo temperatūrą iki $T>240^\circ\text{C}$, VO, VOH ir divakansijų ($V_2^{-/-}$ ir $V_2^{-/0}$) defektai išsikaitina, - tai indikuoja sumažėjusi smailės amplitudė DLTS spektre. Tuomet pradeda vyrauti anglies įterptinio ir pakaitinio atomų kompleksams C_iC_s priskirtina DLTS smailė.

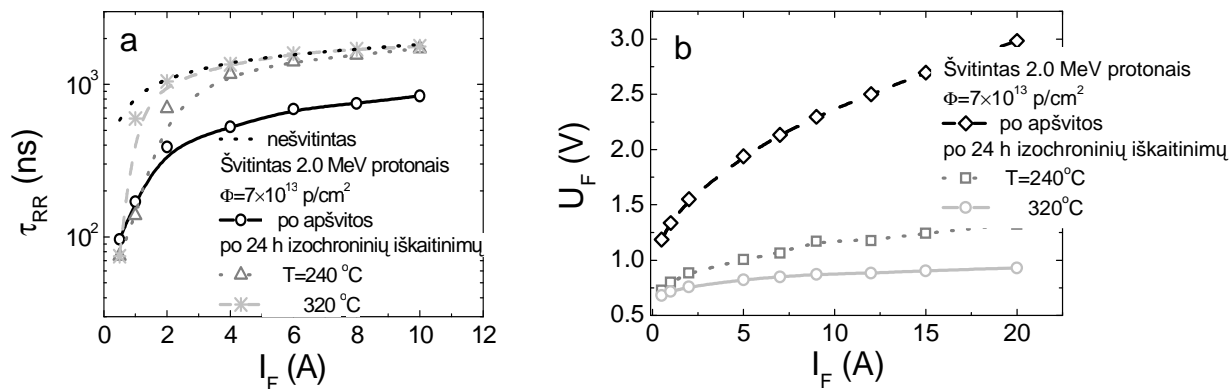


19 pav. Giliųjų lygmenų spektrų kitimai nuo iškaitinimo temperatūros, išmatuoti dioduose su δ formos (a) ir trikampi (b) defektų pasiskirstymo profiliais.

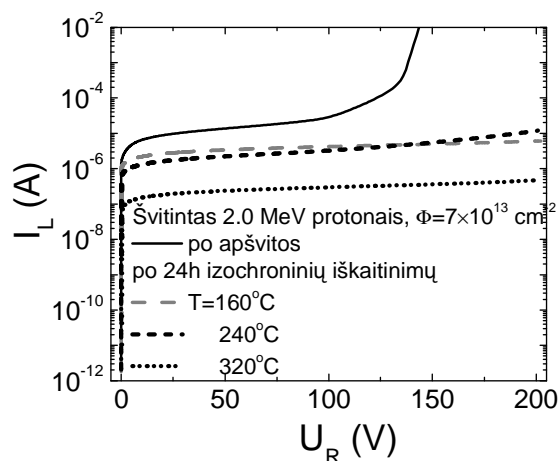
Panašios defektų transformacijos bandinius iškaitinant vyksta ir dioduose, kuriuose δ formos defektų sluoksnis yra lokalizuotas diodų bazės viduryje ir bandiniuose su trikampi defektų pasiskirstymo profiliu. Tačiau bandiniuose su trikampi defektų pasiskirstymo profiliu išryškėja divakansijų ir vandenilio atomų V_2H kompleksams priskirtina DLTS smailė, bandinius iškaitinus $T=160^\circ\text{C}$ temperatūroje. V_2H kompleksų formavimasis yra tikėtinas šiuose bandiniuose, nes, formuojant trikampi padidintos rekombinacijos spartos pasiskirstymo profilį, vandenilis implantuojamas visoje prietaiso bazėje. Bandinius iškaitinus aukščiausiose temperatūrose, vėlgi dominuoja C_iC_s kompleksai.

Atgalinės srovės atsistatymo trukmės ir tiesioginės įtampos kritimo kitimai, priklausantys nuo tiesioginės srovės, aptikti diode, apšvitintame 2.0 MeV energijos protonų $\Phi=7\times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ įtėkiu bandinį izochroniškai iškaitinus, yra iliustruojami 20 (a) ir (b) paveiksluose, atitinkamai. Atgalinės srovės atsistatymo trukmė po kiekvienos iškaitinimų operacijos auga, o tiesioginės įtampos kritimas mažėja. Taip atsitinka dėl aukščiau aptartų defektų transformacijų, kurios lemia τ_{HL} išaugimą.

Nuotėkio srovės kitimai, išmatuoti 2.0 MeV protonais $\Phi=10^{13}\text{ cm}^{-2}$ įtėkiu apšvitintame diode, atlikus izochroninius 24 h iškaitinimus įvairiose temperatūrose yra iliustruojami 21 pav. Nuotėkio srovė mažėja po kiekvienos iškaitinimo procedūros, o esant net mažiausiai iškaitinimo temperatūrai $T=160\text{ K}$, išnyksta staigus nuotėkio srovės išaugimas tiriamame įtampų intervale ($U_R\leq 200\text{ V}$). Tai paaiškinta giliųjų centrų, nulemiančių trumpą τ_{LL} , išsikaitinimu.



20 pav. Atgalinės srovės atsistatymo trukmės (a) ir tiesioginės įtampos kritimo (b) kitimai nuo tiesioginės srovės diode, apšvitintame 2.0 MeV energijos protonų $\Phi=7 \times 10^{13}$ cm⁻² įtėkiu, bandinį izochroniškai iškaitinus.



21 pav. I-V charakteristikų kitimai 2.0 MeV protonais $\Phi=10^{13}$ cm⁻² įtėkiu apšvitintame diode, atlikus izochroninius 24 h iškaitinimus įvairiose temperatūrose.

Prietaisų parametrai gali būti optimizuojami tik kompromiso būdu. Atgalinės srovės atsistatymo trukmės sumažinimui reikia įvesti seklius lygmenis, nulemiančius trumpą aukšto sužadavimo lygio gyvavimo trukmę (τ_{HL}). Tačiau trumpa τ_{HL} didina tiesioginės įtampos kritimą (U_F). Rekombinacijos centrai, kuriems yra būdingi radiacinių defektų nulemti gilūs lygmenys ir kurie nusako žemo sužadavimo lygio gyvavimo trukmę (τ_{LL}), ir tuo būdu nulemiantys nuotėkio srovės išaugimą, turi būti iškaitinti po apšvitos.

Išvados

Matavimo technologijos

1. Paviršiaus pasyvavimas jodo spiritiniu tirpalu pailgina krūvininkų rekombinacijos trukmę nuo 1.2 μs iki 58 μs ištirtuose FZ n-Si bandiniuose ir leidžia įvertinti ilgąs tūrinės rekombinacijos trukmes.
2. Barjero įvertinimo tiesiškai augančios įtampos (BELIV) impulsinė metodika įgalina išskirti barjero elektrinimo ir krūvininkų pagavimo/emisijos srovių komponentes ir įvertinti gaudyklių poveikį.
3. Pateikti modeliai, kiekybiškai aprašantys sroves nevisiškai nuskurdintame diode injektavus paviršinio krūvio domeną esant įvairiems injekcijos režimams, -mažam arba dideliame fotogeneruotų krūvininkų tankiui diodo bazėje. Esant mažoms gaudyklių koncentracijoms medžiagoje, dominuoja Ramo slinkties srovė. Stipriai apšvitintuose dioduose krūvininkų pagavimo ir emisijos komponentės dominuoja.
4. BELIV metodika yra efektyvi giliųjų lygmenų spektroskopijai ir legirantų tankio profiliavimui. Ši metodika yra tinkama sandūrų gylio įvertinimui sluoksninėse struktūrose. Sukurti matavimų įrenginiai giliųjų lygmenų spektroskopijai ir pasiskirstymo profiliavimui.

Spektroskopijos rezultatai

5. Spektrai, išmatuoti pasitelkiant BELIV-IR impulsinę metodiką Si tiristorinėse struktūrose, kai gaudyklių tankis yra artimas legirantų tankiui, gerai dera su spektrais, išmatuotais C-DLTS metodu tuose pačiuose bandiniuose. Aptiktų tiristoriuose dominuojančio gaudyklių lygmens aktyvacijos energija yra 0.3 eV, o lygmuo priskirtinas sieros priemaišai.
6. Spektuose, išmatuotuose BELIV-IR metodu $\Phi=10^{13}$ n/cm² neutronų įtėkiu apšvitintuose detektoriuose, kuriuose legirantų tankis $N_D \approx 10^{12}$ cm⁻³, aptiktos trys smailės, kurioms priskirtinos tokios aktyvacijos energijos: $E_1=0.3 \pm 0.02$ eV, $E_2=0.41 \pm 0.01$ eV ir $E_3=0.51 \pm 0.01$ eV. Šios krūvininkų gaudyklės identifikuotos, kaip skirtingos elektrinės būsenos divakansijos $V_2^{-/}$, $V_2^{-/0}$ ir defektų klasteriai, atitinkamai.
7. Legirantų tankio pasiskirstymas ir sandūrų gylis buvo įvertinti adatiniais zondais žvalgant *pnp*, *pnpn*⁺ ir *pin* struktūrų briauną impulsiniu BELIV metodu. BELIV metodas leidžia įvertinti gaudyklių įtaką ir lokalizaciją šiose struktūrose. BELIV metodu aptiktų gaudyklių egzistavimas buvo patvirtintas C-DLTS metodu, o aptiktos smailės identifikuotos kaip S, C ir Cu priemaišoms priskirtina termoemisija. S, C ir Cu priemaišoms priskirtinų gaudyklių BELIV metodu įvertintas pasiskirstymas koreliuoja su pasiskirstymo profiliu įvertintu diferenciniu C-DLTS metodu. Taip pat, V_2 gaudyklių pasiskirstymo profiliai *pin* struktūroje buvo įvertinti C-V ir diferenciniu C-DLTS metodais.

Radiacinių defektų tyrimų rezultatai

8. Analizuojant C-V, I-V ir barjero elektrinio srovių kitimus atskleista, kad 300 μm storio n-tipo bazės Si dioduose, kurių bazės legirantų koncentracija yra 10^{12} cm^{-3} , barjerinė talpa mažėja, augant neutronų apšvitos įtėkiui, ir pasiekia geometrinę talpą $C_{geom}=9 \text{ pF}$, esant didžiausiems apšvitos įtėkiams ($\Phi \geq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$), kai didžiavaržė Si bazė tampa izoliatoriumi.
9. Efektinė krūvininkų gyvavimo trukmė, išmatuota mikrobangomis zonduojamo fotolaidumo būdu dioduose su pridėtu išoriniu lauku, švitinant 8 MeV protonais, įsisotina. Šis įsisotinimas paaiškintas daugkartinių prilipimo procesų pasireiškimu, kai kartu veikia keletas skirtingų centrų. Efektinės rekombinacijos trukmės įsisotinimas koreliuoja su nuotėkio srovės išaugimu apšvitos metu.
10. Parodyta, kad krūvininkų dreifo srovės kinetikos yra nulemtos nepusiausvirųjų krūvininkų tankio kitimais dėl rekombinacijos radiaciniuose centruose, kai radiacinių defektų įtaka krūvininkų sklaidos parametrams 8 MeV protonų apšvitos metu, yra nežymi, o įvertintas elektronų judris yra $\mu_e=1300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.
11. Barjerinės talpos elektrinio srovių *in situ* tyrimai protonų implantacijos metu parodė, kad krūvininkų rekombinacijos procesai nulemia Maksvelo relaksacijos trukmės padidėjimą elektriškai neutralioje (ENR) diodo bazės srityje. Tai nulemia nuskurdinimo srities stabilizavimosi trukmės išaugimą. Krūvininkų pagavimo/emisijos procesai erdvinio krūvio srityje (SC) ir pereinamajame sluoksnyje (tarp ENR ir SC) nulemia generacinės/rekombinacinės srovių išaugimus apšvitintame diode.

Prietaisų optimizavimo radiacinėmis technologijomis rezultatai

12. Atgalinės srovės atsistatymo trukmės, švelnumo ir tiesioginės įtampos kritimo charakteristikų modeliavimas ir tyrimai Si galios dioduose atskleidė, kad šie parametrai stipriai priklauso nuo krūvininkų gyvavimo trukmės aukšto sužadavimo sąlygomis ir gyvavimo trukmės pasiskirstymo bazės srityje. Mažėjant gyvavimo trukmei aukšto sužadavimo sąlygomis τ_{HL} , sumažėja atgalinės srovės atsistatymo trukmė, tačiau tuo pat metu išauga tiesioginės įtampos kritimas.
13. Protonais implantuotuose dioduose dominuoja VOH kompleksai protonų įsiskverbimo gylyje tuoj po apšvitos. Bandinius 24 h izochroniškai iškaitinus VOH kompleksai transformuojasi į divakansijų defektus per tarpines vakansinių klasterių V_n būsenas. Divakansijos ir vandenilio (V_2H) kompleksai aptikti dioduose, kuriuose suformuotas trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksniš. Šios iškaitinimų nulemtos defektų transformacijos paaiškintos VOH kompleksų pasiskirstymu visoje prietaiso bazėje. Divakansijų ir vandenilio kompleksų (V_2H) vienalaikis formavimasis pasireiškia dėl homogeniško protonų pasiskirstymo trikampio profilio padidintos rekombinacijos spartos sluoksnyje. Bandinius

kaitinant aukštesnėse temperatūrose ($>320^{\circ}\text{C}$), divakansijos išsikaitina, o dominuoti pradeda C_iC_s kompleksai dėl vakansinių kompleksų neutralizacijos.

14. Statinės ir dinaminės charakteristikos gali būti optimizuojamos tik kompromiso būdu, protonų pluošteliu formuojant rekombinacinius centrus ir juos tinkamai lokalizuojant, bei apšvitos įtėkiu valdant sukuriamų radiacinių defektų tankį. Siekiant suderinti statinius ir dinامينius diodų parametrus, radiaciniai defektai, kurie nulemia trumpą žemo sužadavimo lygio krūvininkų gyvavimo trukmę, turi būti iškaitinti, siekiant kompensuoti generacinės nuotėkio srovės išaugimą.

Publikacijų sąrašas

- A1. E. Gaubas, **T. Čeponis**, D. Šalucha, I.Šimkienė, and A. Uleckas, Characteristics of surface recombination in silicon diode isolation grooves. *Lith. J. Phys.* **47** (2007) 461.
- A2. J. Višniakov, E. Gaubas, **T. Čeponis**, A. Uleckas, J. Raisanen, and S. Vayrynen, Comparative investigation of recombination characteristics in proton and electron irradiated Si structures. *Lith. J. Phys.* **48** (2008) 137.
- A3. J. Višniakov, **T. Čeponis**, E. Gaubas, and A. Uleckas, Comparative study of the recombination characteristics in electron, proton and neutron irradiated Si structures. Materials of the international conference “Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies 2008” Kaunas, “Technologija” (2008) 22.
- A4. **T. Čeponis**, E. Gaubas, A. Uleckas, and J. Višniakov, Investigation of the anneal induced transformations of radiation defects in proton implanted Si structures. Materials of the international conference “Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies 2008” Kaunas, “Technologija” (2008) 226.
- A5. J. Višniakov, **T. Čeponis**, E. Gaubas, and A. Uleckas, Anneal-induced variations of the recombination characteristics in 2 MeV proton irradiated Si structures. *Lith. J. Phys.* **48** (2008) 325.
- A6. J. Višniakov, **T. Čeponis**, E. Gaubas, and A. Uleckas, Study of recombination characteristics in 2 MeV protons irradiated and annealed Si structures. *Nucl. Instrum. Methods A* **607** (2009) 95.
- A7. E. Gaubas, **T. Čeponis**, A. Uleckas, and J. Vaitkus, Anneal dependent variations of recombination and generation lifetime in neutron irradiated MCZ Si. *Nucl. Instrum. Methods A* **612** (2010) 563.
- A8. A. Uleckas, **T. Čeponis**, A. Dzimidavičius, E. Gaubas, J. Pavlovas, and K. Žilinskas, Investigation of the switching and carrier recombination characteristics in the proton irradiated and thermally annealed Si *pin* diodes. *Lith. J. Phys.* **50** (2010) 225.
- A9. **T. Čeponis**, A. Balčytis, A. Dzimidavičius, E. Gaubas, J. Kusakovskij, and K. Žilinskas, Dependence of silicon *PIN* diode electrical characteristics on proton fluence. *Lith. J. Phys.* **50** (2010) 215.
- A10. **T. Čeponis**, E. Gaubas, A. Uleckas, and K. Žilinskas, *In situ* study of carrier drift and diffusion characteristics during proton irradiation. Materials of the international conference “Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies 2010” Kaunas, “Technologija” (2010) 77.

- A11. E. Gaubas, **T. Čeponis**, S. Sakalauskas, A. Uleckas, and A. Velička, Fluence dependent variations of barrier and generation currents in neutron and proton irradiated Si *pin* diodes. *Lith. J. Phys.* **51** (2011) 227.
- A12. E. Gaubas, **T. Čeponis**, J. Vaitkus, and J. Raisanen, Carrier drift and diffusion characteristics of Si *pin* detectors measured *in situ* during protons irradiation. *Lith. J. Phys.* **51** (2011) 351.
- A13. E. Gaubas, **T. Čeponis**, and J. Vaitkus, Impact of generation current on evaluation of the depletion width in heavily irradiated Si detectors. *J. Appl. Phys.* **110** (2011) 033719.
- A14. E. Gaubas, **T. Čeponis**, J. Kusakovskij, and A. Uleckas, Barrier evaluation by linearly increasing voltage technique applied to Si solar cells and irradiated *pin* diodes. *ISRN Materials Sc.* **2012** (2012) Article ID 543790.
- A15. E. Gaubas, **T. Čeponis**, and J. Kusakovskij, Profiling of barrier capacitance and spreading resistance by transient linearly increasing voltage technique. *Rev. Sc. Instrum.* **82** (2011) 083304.
- A16. E. Gaubas, **T. Čeponis**, J. Vaitkus, and J. Raisanen, Study of variations of carrier recombination and charge transport parameters during proton irradiation of silicon *pin* diode structures. *AIP Advances*, **1** (2011) 022143.
- A17. **T. Čeponis**, E. Gaubas, V. Kalendra, A. Uleckas, J. Vaitkus, K. Zilinskas, V. Kovalevskij, M. Gaspariunas, and V. Remeikis, *In situ* analysis of carrier lifetime and barrier capacitance variations in silicon during 1.5 MeV protons implantation. *J. Instrum.* **6** (2011) P09002.
- A18. E. Gaubas, **T. Čeponis**, A. Uleckas, and R. Grigonis, Room temperature spectroscopy of deep levels in junction structures using barrier capacitance charging current transients. *J. Instrum.* **7** (2012) P01003.
- A19. **T. Čeponis**, and E. Gaubas, Peculiarities of separation of the radiation detector currents. Materials of the international conference “Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies 2012” Kaunas, “Technologija” (2012) 274.
- A20. J. Kusakovskij, **T. Čeponis**, E. Gaubas, and D. Meškauskaitė, Profiling of proton irradiated Si *pin* diodes by capacitance-voltage technique. Materials of the international conference “Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies 2012” Kaunas, “Technologija” (2012) 278.

Informacija apie disertacijos autorių

Vardas Pavardė	Tomas Čeponis	
Gimimo data ir vieta	1983 m. rugsėjo 6 d., Panevėžys, Lietuva	
Adresas	Justiniškių 73-34, Vilnius, Lietuva	
Elektroninis paštas	tomas.ceponis@ff.stud.vu.lt	
Išsilavinimas	2002	Panevėžio „Saulėtekio“ vid. mokykla
	2002-2006	Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas Įgytas bakalauro laipsnis
	2006-2008	Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas Įgytas magistro laipsnis
	2008-2012	Vilniaus universitetas doktorantūros studijos
Darbo patirtis	2006-2009	Vilniaus universitetas, Taikomųjų mokslų institutas; Inžinierius
	2006-2008	UAB „Vilniaus Ventos Puslaidininkiai“; Inžinierius-technologas
	2010-2012	Vilniaus universitetas, Taikomųjų mokslų institutas; Jaunesnysis mokslo darbuotojas
Specializacija	Krūvininkų pernašos, pagavimo, rekombinacijos/generacijos parametrų tyrimai puslaidininkiniuose dariniuose kontaktiniais metodais. Radiacinių defektų puslaidininkiuose tyrimai.	
Publikacijos	24 moksliniai straipsniai, 29 pranešimai konferencijose.	

Summary

Silicon (Si) is one of the most widely used semiconductor materials in microelectronics, in production of semiconductor power devices, of solar cells and ionizing radiation detectors, etc., due to its well established fundamental properties and well developed technology and relatively low price. Many nowadays applications require power devices that are capable to control large amount of energy during switching cycle, to ensure high blocking voltage and low leakage current, to maintain low voltage drop during on-state regime, and those are capable to operate at high switching rates with soft reverse recovery behaviour. Rectifiers designed on *pin* structures are capable to support high voltages (200 – 5000 V) at blocking regime and operate at frequencies higher than tenths of MHz. However, appropriate material properties (carrier lifetime, doping densities and profiles) must be chosen and the device structure should be designed to maintain the desired static and dynamic parameters of devices in a compromise way. Reverse recovery time (RRT) of power devices is usually controlled by introducing recombination centres into the active region of a device. These recombination centres are usually introduced by gold or platinum doping, by irradiation with electrons or protons beam, by implantation of necessary elements. The shape of the reverse recovery current transient and symmetry of the reverse recovery characteristic, which is also an important parameter of the power device, can be controlled by positioning and profiling of the enhanced recombination layer within an active region of the device.

In many high energy physics experiments at European Organization for Nuclear Research (CERN), high resistivity Si particle detectors of *pin* structure operating at full depletion (diode base is fully depleted due to sufficient external electric field applied) regime are employed for tracking of the ionizing particles. These detectors should be capable to survive radiation fluences up to 10^{16} cm⁻². However, radiation induced defects within Si material that act as generation/recombination and carrier capture centres, consequently affect the detector functional parameters. Therefore, a variety of experiments are performed and different techniques are applied to evaluate the radiation damage mechanisms and their impact on detector functional parameters. Furthermore, it is necessary to search for the new approaches on how to suppress or control the degradation process of detectors, as well as to design advanced detector structures.

Examination of leakage current, of carrier generation lifetime is performed by thermally stimulated current (TSC), by capacitance deep level transient spectroscopy (DLTS) and by exploiting measurements of drift current transients (TCT) in analysis of the post-irradiation state of devices. However, capacitance and depletion based measurements (DLTS, C-V and TCT) become complicated when high resistivity material (with rather small doping density) is exploited in fabrication of particle detectors. Then, heavily irradiated diodes may experience a transition to an insulating substance state with rather small free carrier concentration (due to high density of different type carrier capture centres) insufficient to sustain a depletion boundary, by exhibiting a long dielectric relaxation time. In the range of high irradiation fluences ($>10^{14}$ cm⁻²), application of the above-mentioned techniques is complicated since the radiation defect density significantly overpasses the concentration of dopants, and cluster formation may become the dominant mechanism in radiation damaged detector material. Additionally, measurements carried out after irradiation do not provide direct information on the evolution and interactions within the densely radiation damaged material.

Particle detectors are designed referring to Ramo's theorem which describes the induced current flowing in the external circuit when the particle crosses the detector volume. This theorem was originally formulated for the linear medium in design of vacuum tubes and does not describe the current components caused by charge relaxation, generation and capture processes that are inherent for the irradiated semiconductor detectors. Furthermore, the analysis of current transient flowing in the external circuit becomes more complicated if the diode is not fully depleted.

Hence, it is important to develop the techniques that would allow revealing of parameters of the material and devices irradiated with high fluences ($\Phi \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$), radiation damage mechanisms and evolution of defects during irradiation.

The aim of this work is addressed to the technological developments for optimization of the functional parameters of *pin* power diodes, when radiation technologies are employed, as well as to developments of materials science and defect engineering, by creation of novel techniques for the characterization of heavily irradiated diodes and models capable to reveal peculiarities of the variations in carrier transport, generation/recombination and capture parameters within detectors irradiated by high fluences. The main objectives were concentrated on: i) optimization of the regimes of protons irradiation applied to power *pin* diodes for enhancement of the switching rates to hundreds of nanoseconds by maintaining the high blocking and low on-state voltages, ii) simulation of irradiation regimes for the optimization of the device static and dynamic parameters by formation the δ - or triangle shape enhanced recombination layers and comparative analysis of parameters after irradiation, iii) creation of the techniques capable to unveil radiation damage mechanisms in heavily irradiated Si detectors after irradiation and to monitor the evolution of defects during irradiation, iv) development of techniques for the *in situ* control of the device operational parameters during modification by protons beam, v) design of the techniques for spectroscopy of radiation induced carrier traps and for profiling of depth-distribution of radiation defects within layered device structures, vi) analysis of the regimes for suppression of radiation defects by anneal technologies.

Relevance and scientific novelty of these investigations consists of detail analysis of different device operation factors to reach a trade-off and optimization of the static and dynamic parameters of power *pin* diodes by varying the protons irradiation regimes and by formation of various profiles of the enhanced recombination layers (δ - or triangle shape) as well as their location within diode base region comprise novelty in this work. Comprehensive control techniques and regimes of thermal anneal procedures in suppression and manipulation of the electrical activity of the radiation induced defects also contains technological novelty. Development of the techniques allowing of the *in situ* monitoring of the modification of material parameters as well as evolution of radiation defects during irradiation is a new approach and technological solution. Models describing displacement, drift and diffusion current components and their impact on the pulsed operation characteristics of the irradiated detectors are proposed and approved for analysis of carrier transport and capture/generation parameters, comprising scientific and measurement technology novelties. New measurement techniques for spectroscopy and profiling of dopants and for analysis of radiation defects have been designed and implemented in fast characterization of layered device structures.

The designed irradiation/anneal procedures within modification of parameters of the power rectifiers and techniques for control of dynamic characteristics of devices

performed on industrial structures comprise the technological importance of this study. The irradiation regimes for profiling of enhanced recombination layers and for governing of the reverse recovery characteristics might be included into a technological route of production of the power devices. The techniques developed for the *in situ* monitoring of variations of material parameters during hadrons irradiation or implantation of ions can be applied in practice for the design of radiation technologies in modification of parameters of power devices and for the on-line dosimetry of background irradiations within accelerator facilities. The proposed model for separation of current components in irradiated diodes, when using different pulsed excitation and biasing regimes, is beneficial for the analysis of registered signals, generated by detectors during their operation. The revealed peculiarities of degradation of the detectors caused by the increase of generation current and of depletion width should be considered within design of novel and radiation tolerant detectors. It has been also shown that the developed pulsed techniques for spectroscopy and profiling of impurities and other defects, based on concerted analysis of barrier and storage capacitance transients as well as of various current components, is a powerful tool for fast analysis of different device structures and can be applied for technological control of radiation detectors, solar cells, power switches and other junction structures.

The main results of this research can be summarized as follows: i) The proposed model of pulsed charging current transients, by analyzing the displacement as well as carrier drift, diffusion and generation components within changes of barrier and storage capacitance of junction structures, can be applied for a design of transient techniques for evaluation of the operational particle detectors parameters and irradiated material characteristics in a wide range of induced charge densities. ii) The designed technique of barrier and storage capacitance changes under linearly increasing voltage pulses, implemented by combining of varied pulse durations, of priming by dc voltage bias, by varying of sample temperature and by applying either cw or pulsed bias illumination of different intensity as well as of spectral range, can be applied for spectroscopy and profiling of impurities and radiation defects in Si junction structures. iii) The designed technology of combined measurements of barrier capacitance charging current and of induced charge current pulsed transients as a function of irradiation fluence enables one to examine *in situ* an evolution of radiation defects and to determine a degradation of operational characteristics of device structures post-irradiation, by evaluating the changes of depletion width and of leakage current device characteristics and of simultaneous variations in carrier recombination, generation and transport parameters in the irradiated material. iv) The combined modelling and measurements of the reverse recovery time, of recovery softness and of forward voltage drop characteristics in Si power diodes show that these parameters strongly depend on values of carrier lifetime at high injection and on their depth-distribution within diode base region, while the desired trends in variations of these parameters dependent on carrier lifetime appear at discrepant tendencies. Therefore optimization of dynamic diode operation characteristics can be only achieved by trade-off, using formation of strongly localized and predictably distributed recombination centres by proton beams when stabilized extended radiation defects are created. To reach a trade-off between the dynamic and static diode parameters, the radiation induced traps with short low-level carrier lifetime should be annealed, however creation of different species and densities of protons beam induced defects makes the annealing procedure complicated.