

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Fotonikos ir nanotechnologijų institutas

Kornelijus Pūkas

LGAD DETEKTORIŲ SU VIDINIŲ STIPRINIMU TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas
Optoelektronikos medžiagų ir technologijų
studijų programa

Studentas

Kornelijus Pūkas

Leista ginti

2019-05-20

Darbo vadovas

prof. Eugenijus Gaubas

Instituto atstovas

prof. Vincas Tamošiūnas

Vilnius 2019

Turinys

I. Įvadas	3
II. Literatūros apžvalga ir matavimų įranga.....	5
2.1 Synopsys TCAD platforma.....	5
2.2 LGAD struktūros	8
2.3 Greitaveika.....	9
2.4 Rekombinacijos statistikos bendrieji bruožai ir parametrai.....	10
2.5 Srovės kinetikos ir krūvio surinkimo detektoriuje efektyvumas	12
2.6 Krūvio surinkimo sensoriuose charakteristikų matavimo sąranga	16
2.7 Srovės kinetikų skenavimo įranga	17
III. Modelinės ir eksperimentinė struktūros	19
3.1 Synopsys TCAD struktūros	19
3.2 Eksperimentiškai ištirtos LGAD struktūros.....	20
IV. Rezultatai ir jų aptarimas.....	22
4.1 Modelinės voltamperinės charakteristikos.....	22
4.2 Impulsinio srovės atsako charakteristikos	24
4.3 Dauginimo vertės	26
4.4 Srovės kinetikų profiliavimas	28
4.5 Impulsinio srovės atsako bei VACH charakteristikos vyraujant gaudyklėmis.....	30
4.6 Eksperimentinių ir teorinių rezultatų palyginamoji analizė.....	33
Esminių darbo rezultatų sąvadas ir išvados	38
V. Naudotų literatūros šaltinių sąrašas.....	39
Santrauka	41
Summary.....	42

I. Įvadas

Šiuo metu vykdomi pasirengimo darbai Didžiojo Hadronų Greitintuvo (angl. *Large Hadron Collider – LHC*) CERN patobulinimams, kurie išskėlė naujus reikalavimus šiuolaikinėms detektorių sistemoms, naudojamoms LHC dalelių fizikos eksperimentuose. Vienas tokių esminių reikalavimų, siekiant vystyti naujas silicio (Si) jutiklių technologijas, dalelių detektoriaus atsparumas radiacinėms pažeidoms esant įtėkiamis iki 2×10^{16} n_{eq}/cm^2 pikseliniams ir 1.5×10^{15} n_{eq}/cm^2 juosteliniam detektoriams [1, 2]. Tam tikros detektorių koncepcijos leidžia pagerinti laikinę skiriamąją gebą iki pikosekundžių (ps) trukmių. Be to, šiems dalelių detektoriams keliami aukšti erdvinės skiriamosios gebos reikalavimai, kurie negali būti blogesnių parametrų už pasiekiamus jau egzistuojančiomis technologijomis [3].

Mažo stiprinimo griūtiniai detektoriai (angl. *Low Gain Avalanche Detectors – LGAD*) yra viena iš pasiūlytų modernių technologijų. Tikimasi, jog šios technologijos detektorių laikinės savybės pranoks įprastinių silicio detektorių savybes – dėl vidinio krūvio dauginimo sustiprinto signalo [4] ir dėl vidutinio stiprinimo, kurio dėka išvengiama griūtinio dauginimosi metu sukeltamų triukšmų [5]. LGAD pagrindą sudaro įprastas p-tipo plokštuminis jutiklis su įterptu p-tipo stipriai legiruotu dauginimo sluoksniu prie np-sandūros. Šių prietaisų veikimo principas labai artimas įprastiniams griūtiniam fotodiodams (angl. *Avalanche Photo Diode – APD*), kurie dažniausiai naudojami optinių ir rentgeno spinduliuočių detektavimui [6]. Esminis skirtumas, nuo įprastinių APD, yra mažo stiprinimo reikalavimas didelės energijos dalelių detektavimui. Vidutinio dauginimo vertė leistų gaminti plonesnius prietaisus su ta pačia išėjimo signalo verte, kuri būdinga įprastiniams storesnių padėklų jutikliams.

Griūtiniai fotodiodai (APD) yra jautrūs, greitaveikiai puslaidininkiniai šviesos jutikliai. Lyginant juos su PIN konstrukcijos fotodiodais, APD yra būdinga vidinė elektronų dauginimo sritis. Kaip ir įprastuose fotodioduose, krintančių dalelių sugertis sukuria antrines elektron-skylines poras. Pridėtas stiprus užtvarinio poliarumo elektrinis laukas lemia stiprų vidinį elektrinį lauką, greitinantį krūvininkus, kurie dėl smūginės jonizacijos sukuria antrinius elektronus. Tai gali sąlygoti elektronų griūtinį dauginimą. LGAD prietaisai savo struktūra ir veikimo principu yra panašūs į APD, tačiau jiems būdingas stiprinimo sluoksnio įterpimas specialiu legiravimo profiliu, kuris suformuotas taip, kad tenkintų vidutinio stiprinimo sąlygą (nuo vienetų iki kelių dešimčių), kai tuo tarpu stiprinimo vertės, būdingos APD, vyrauja nuo 100 iki 1000.

Standartinius p-tipo LGAD sudaro N^+PP^+ sluoksniai su p-laidumo šuliniu, suformuotu gilios boro difuzijos į P^- sluoksnį procesu. Tačiau buvo parodyta, jog vidinis stiprinimas sumažėja dėl egzistuojančio „akceptorų pašalinimo“ (angl. *acceptor removal*) efekto, kuris

pasireiškia apšvitinus LGAD jutiklius [7]. Vienoje iš vyraujančių nuomonių, aiškinančių šį efektą, manoma, kad radiacinės pažeidimo dalinai pašalina borą iš dauginimo sluoksnio, ir dėl to sumažėja priemaišų koncentracija. Manoma, jog šio nepageidaujamo efekto padarinių būtų galima išvengti formuojant N-tipo ($P^+NN^-N^+$) Si struktūrą su fosforu legiruoju N-laidumo šuliniu epitaksiniame sluoksnyje.

Šio tiriamojo darbo tikslas buvo sumodeliuoti ir palyginti P-, N- tipų LGAD bei PIN struktūrų srovės kinetikas difuzijos-dreifo artinyje. Taip pat buvo siekiama nustatyti optimalius matavimų režimus. Svarbiausias tikslas buvo sumodeliuoti eksperimentuose registruojamas LGAD funkcines charakteristikas pasitelkiant Synopsys TCAD platformą.

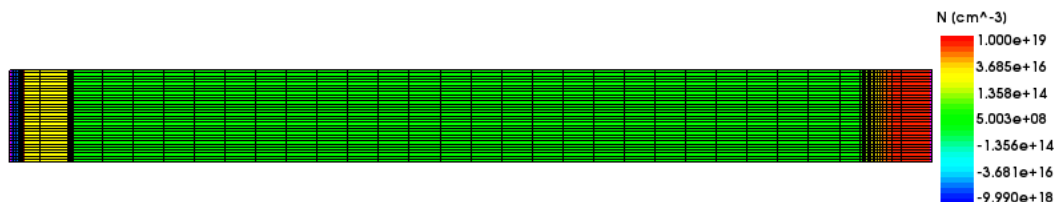
Darbo aprašas yra sudarytas iš penkių skyrių. Antrame skyriuje apžvelgta Synopsys TCAD platforma, CERN ir kitose literatūros šaltiniuose apžvelgtos LGAD struktūros, jų privalumai, poreikis, taikymo galimybės bei eksperimentinių matavimų įranga. Trečiame skyriuje aptartos modeliuojamos ir eksperimentinės bandinių sandaros. Ketvirtame skyriuje pateikiami ir aptariami eksperimentų bei modeliavimo rezultatai. Penktame skyriuje pateikiamos išvados. Tyrimai buvo atlikti Vilniaus Universiteto Fotonikos ir nanotechnologijų institute.

II. Literatūros apžvalga ir matavimų įranga

2.1 Synopsys TCAD platforma

Synopsys Sentaurus Device yra funkcionalus 2D ir 3D prietaisų modeliavimo įrankis, leidžiantis modeliuoti plataus diapazono prietaisus.

Sentaurus Device yra skaitmeniškai modeliuojamos atskirų puslaidininkinių prietaisų ir kelių fizikinių prietaisų sujungtų grandinėje elektrinės charakteristikos. Srovės, įtampos ir krūviai yra apskaičiuojami remiantis fizikinių prietaisų lygčių rinkiniais, kuriais aprašomi krūvininkų pasiskirstymo bei laidumo mechanizmai. Realus puslaidininkinis prietaisas, pavyzdžiui tranzistorius, yra atvaizduojamas kaip virtualus prietaisas, kurio fizikinės savybės yra diskretizuotos netolyginiu mazgų tinkleliu [8].



2.1 pav. 2D LGAD modeliavimo tinklelio diskretizuoto mazgais legiravimo profilis.

Virtualus prietaisas yra realaus prietaiso aproksimacija. Nekintančios savybės, tokios kaip legiravimo profilis, yra atvaizduojamos tinkleliu ir nusakomi baigtiniu skaičiumi diskretinių taškų erdvėje. Legiravimas bet kuriame taške tarp mazgų (ar bet koks kitas fizikinis dydis, apskaičiuotas Sentaurus Device) gali būti nustatytas interpoliacija. Kiekvieno virtualaus prietaiso struktūra aprašoma Synopsys TCAD (angl. *Technology Computer-Aided Design*) įrankių rinkiniu TDR failu su šia informacija:

- Prietaiso tinkleliu, kuriuo aprašomos ribos, medžiagų tipai ir elektrodų padėtys bei visų diskretinių mazgų ir jų jungčių padėtys.
- Duomenų sritis sudaro prietaisų savybės, tokios kaip legiravimo profiliai, kurie pateikiami duomenų, susietų su diskretiniais mazgais, pavidalu. LGAD diskretizuoto tinklelio legiravimo profilio pavyzdys pateikiamas 2.1 pav.

Taikant difuzijos-dreifo (DD) modelį su skirtingomis kraštinėmis sąlygomis bei legiravimo profiliais ieškomas netiesinių lygčių sprendinys. Lygčių sistemą yra tokia:

$$\begin{cases} \varepsilon_s \nabla^2 \Phi = -q(n - p + N_D - N_A); \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - R_{SRH} + G_{opt} + G_{avl}; \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla J_p - R_{SRH} + G_{opt} + G_{avl}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Čia Φ yra elektrostatinis potencialas, p , n – atitinkamai skylių ir elektronų tankiai, N_D , N_A – legiravimo profilio nulemtas donorų ir akceptorų tankis, atitinkamai, o J_n , J_p – elektronų ir skylių srovės tankiai. Nespindulinė rekombinacija per giliuosius defektų lygmenis aprašoma Shockley-Read-Hall (SRH) modeliu. Sentaurus Device naudojama tokia išraiška:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p \left(n + n_i \exp \left[\frac{E_{trap}}{kT} \right] \right) + \tau_n \left(p + p_i \exp \left[\frac{-E_{trap}}{kT} \right] \right)}, \quad (2.2)$$

kur E_{trap} yra energijų skirtumas tarp defekto ir savitojo laidumo lygmens, n_i – savitasis krūvininkų tankis, τ_p , τ_n – skylių ir elektronų gyvavimo trukmės.

Optinės spinduliuotės sugerties modelis nusako optinės generacijos spartą atsižvelgiant į tai, kad sugertis kinta spinduliuotės sklaidimo kryptimi:

$$G_{opt} = J_0 F_t(t) F_{yz} \alpha(\lambda) \exp \left(- \left| \int_{x_0}^x \alpha(\lambda) dx \right| \right). \quad (2.3)$$

Čia J_0 yra sužadavimo spinduliuotės intensyvumas, $F_t(t)$ – spinduliuotės impulso kitimo laike funkcija, F_{yz} – spinduliuotės erdvinis pasiskirstymas, $\alpha(\lambda)$ – sugerties koeficientas bei x_0 – paviršiaus koordinatė, nusakanti sužadavimo pluošto kritimo į bandinį erdvinę lokalizaciją.

Elektron-skylinės poros sukūrimui dėl griūtinės generacijos (smūginės jonizacijos) reikalingas tam tikras slenkstinis lauko stipris bei greitinimo galimybė, t.y. plati erdvinio krūvio sritis (EKS). Jei EKS plotis yra didesnis, negu laisvo kelio ilgis tarp dviejų jonizacinių susidūrimų, tuomet inicijuojamas krūvio dauginimas, kuris gali nulemti elektrinį pramušimą. Atvirkščias dydis laisvojo kelio ilgiui vadinamas jonizacijos koeficientu α . Su šiais koeficientais elektronams ir skylėms generacijos sparta išreiškiama tokia forma:

$$G_{avl} = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p, \quad (2.4)$$

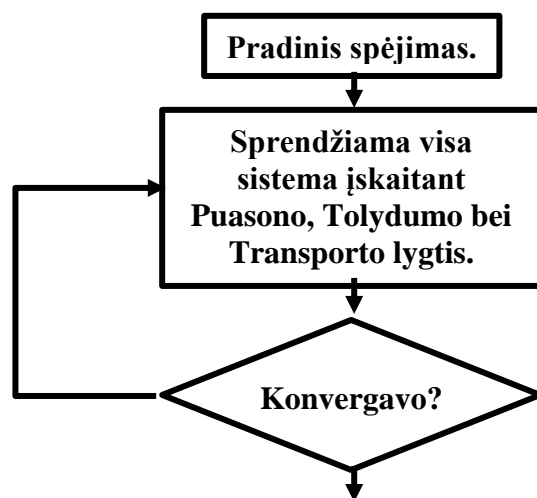
kur α_n , α_p – jonizacijos koeficientai, atitinkamai elektronams ir skylėms, priklausantys nuo elektrinio lauko stiprio, o v_n , v_p – krūvininkų greičiai.

Naudoti kvazi-hidrodinaminį modelį pilnam sistemos aprašymui nagrinėjamoje užduotyje nėra būtina dėl LGAD struktūrų geometrinių parametrų. Šiuo atveju galima atmesti energijos balanso lygtis krūvininkams.

Sentaurus TCAD platforma, naudojant baigtinių elementų metodą, transformuoja netiesinių lygčių sistemą (2.1) į algebrinių lygčių sistemą. Prietaiso tinklelio parametrai (atstumai tarp mazgų) yra užduodami Sentaurus Structure Editor programoje struktūros modeliavimo metu. Niutono iteracijų metodu surandamas algebrinių lygčių sprendinys.

Naudojamo iteracinio metodo tinkamumą nulemia juo pasiekiamas konvergencijos efektyvumas. Bendru atveju konvergencija ir skaičiavimų sparta yra du vienas kitam prieštaringi iššūkiai, kadangi, norint pagerinti konvergavimą, reikia padidinti iteracijų skaičių bei sutankinti tinklelį (t.y. padidinti taškų skaičių, kuriuose turi būti apskaičiuotas sprendinys).

Puslaidininkiniams prietaisams dažniausiai naudojamas Niutono iteracijų metodas [9] sprendžiant DD modelį sudarančią lygčių sistemą. Skaitmeninio sprendimo procesų seka iliustruojama 2.2 pav. Difuzijos-dreifo modelyje netiesinė dalinių išvestinių lygtis yra erdviškai diskretizuojama, ir yra pritaikomas Niutono metodas netiesinės sistemos sprendimui. Sprendinys konverguoja netiesiškai, - tai reiškia, kad klaida, kuri apibūdinama kaip nežinomojo tarp dviejų vienas po kito einančių iteracijų skirtumas, yra netiesinė iteracijos skaitiklio funkcija.



2.2 pav. Niutono iteracijų metodo algoritmas.

Konkrečiu LGAD modeliavimų atveju iš pradžių sprendžiama tik Puasono lygtis nuostoviuoju atveju, kai Puasono lygties kraštinės sąlygos $V=0$. Tada pradinis (2.1) lygčių sistemos sprendimo rezultatas naudojamas kaip pradinis spėjimas. Esant užduotoms didesnėms įtampoms, sistemos sprendiniai yra apskaičiuojami keičiant Puasono lygties kraštines sąlygas, tačiau kaip pradinį spėjimą paliekant prieš tai suskaičiuotą potencialo pasiskirstymą darinyje.

2.2 LGAD struktūros

Mažo stiprinimo griūtiniai detektoriai šiuo metu yra plačiausiai nagrinėjami detektoriai HEP (angl. *High Energy Physics*) eksperimentams [10].

Šie LGAD prietaisai yra perspektyviausi didelės energijos dalelių detekcijai. LGAD'ų stiprinimas turi kompensuoti signalo nuostolius, kurie atsiranda dėl dviejų priežasčių: naudojamų plonų padėklų bei radiacinių gaudyklių, kurios labiausiai riboja detektoriaus charakteristikas, esant dideliems apšvitos įtekėjimams iki $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (1 MeV neutronų pažaidos ekvivalentu) [11]. Šiuo tikslu vidutinio stiprinimo verčių, kaip stebėta stipriai apšvitintuose n-ant p-laidumo Si jutikliuose, prijungus gana didelę (iki 1700V) užtvarinę įtampą, gali pakakti [12]. Žvelgiant iš kitos pusės, norint pagerinti detektorių greitaveikos charakteristikas, LGAD stiprinimo vertės turi būti diapazone nuo 8 iki 30 [3]. Esant tokiam mažam stiprinimui, standartinės duomenų nuskaitymo grandinės galėtų būti naudojamos, nebijant signalo verčių įsotinimo. Be to, mažos stiprinimo vertės užtikrina žemą triukšmų lygį [6].

Pirmieji LGAD prototipai buvo pagaminti Centro *Nacional de Microelectrónica* (CNM) Barselonoje [10] ir ištirti kelių mokslinių grupių. Taip buvo pademonstruotas LGAD perspektyvumas. Šie prietaisai yra konkurencingi dėl didelės erdvinės ir laikinės skiriamosios gebos. Tuo būdu LGAD tampa naujos kartos prietaisais tiek dalelių detektavimo srityje, tiek kituose taikymuose. Kai kurie atlikti tyrimai atskleidė ženklų stiprinimo sumažėjimą LGAD po apšvitų [7,10,13]. Todėl tolesniuose tyrimuose tam turėtų būti skirtas reikiamas dėmesys, įvertinant radiacinių pažaidų nulemtus LGAD'ų charakteristikų kitimus. Negana to, norint pereiti nuo padėklinių (angl. *pad*) detektorių prie juostelinių ar pikselinių prietaisų, yra reikalingi alternatyvūs detektorių konstravimo ir gamybos metodai.

Faktiškai egzistuojantys LGAD'ai yra suformuoti vienosios gamybos technologijos būdu, formuojant ominių kontaktą ant galinės pusės, o signalų nuskaitymo sandūrą ant priekinio paviršiaus. Papildomai įterpiamas legiravimo sluoksniu yra skirtas valdyti griūtinį dauginimą ir tinkamai suformuoti kraštus, užkertant kelią pirmalaikiam pramušimui. Visa tai pasiteisina padėklinių detektorių atveju. Tačiau struktūruotiems detektoriams tai reikštų didelius erdvinius signalo amplitudės netolygumus, kadangi sandūros kraštuose surinkti krūvininkai patirtų sumažėjusį dauginimą. Ši problema nėra nauja. Spartaus rentgeno spinduliuočių vaizdinimo taikymams, APD matricų segmentavimui buvo pasiūlyti du būdai,- padalinto katodo ir padalinto anodo [14], tačiau šiame darbe nėra pateikiamos tokio detektoriaus charakteristikos.

Modeliuojant krūvininkų dauginimą mažų įtampų srityje, griūtinio dauginimo procesas turi būti inicijuotas elektronų, kadangi jų jonizacijos koeficientas yra apytikriai dešimt kartų didesnis nei būdingas skylėms ($\alpha_e \cong 10\alpha_h$) [6]. Mažo stiprinimo griūtinuose detektoriuose dauginimo efektas pasiekiamas difuzijos būdu suformuojant boro sluoksnį žemiau

n^{++} elektrodo n- ir p- sandūros prietaise. Tokiu būdu sudaroma struktūra $n^{++}/p^+/p^-/p^+$. Tokioje konfigūracijoje elektrinio lauko pasiskirstymas turi smailę ties n^{++}/p^+ sandūra, kurios aplinkoje ($>10^5$ V/cm) krūvininkų pakanka dauginimui [15]. Tokiuose stipriuose elektriniuose laukuose krūvininkai gali įgyti pakankamai energijos, reikalingos elektron-skylinės poros sukūrimui ir toks procesas vadinamas smūgine jonizacija. Naujai sugeneruoti krūvininkai gali patys sukurti dar daugiau porų, tokiu būdu inicijuodami dauginimo grandinėlę. Dėl mažesnio skylių judrio, skylės rečiau pasitelkiamos elektron-skylinių porų kūrimui. Todėl efektyviau gaminti prietaisus, kurie daugina tik elektronus.

Atlikti modeliavimai parodė, kad nuo legiravimo profilio parinkimo priklauso tiek detektoriaus stiprinimo, tiek įtampos parametrai [10]. P^+ srities priemaišų koncentracija turi būti ganėtinai didelė, siekiant gauti norimą stiprinimą, bet nemažinant pramušimo įtampos. Didinant boro kiekį p^+ sluoksnyje, stiprinimo vertės didėja. Tuo tarpu pn sandūra „statėja“, o tai lemia mažesnes pramušimo įtampas. Maži boro priemaišų koncentracijos pakitimai (2×10^{12} cm^{-3} eilės) gali pastebimai pakeisti stiprinimo ir pramušimo įtampos vertes. Todėl preciziškas legiravimo profilio valdymas dauginimo srityje yra vienas svarbiausių technologinių uždavinių siekiant pagaminti aukštos kokybės LGAD'us.

2.3 Greitaveika

Ultra-spartūs silicio detektoriai (angl. ultra-fast silicon detector –UFSD) nustatė naują paradigmą erdvės-laiko dalelių detektoriams [16]. Iki tol, preciziški dalelių trajektorijos registravimo prietaisai apibrėždavo laiką gana skurdžiai, tuo tarpu geromis laikinėmis savybėmis pasižymintys prietaisai buvo per dideli tiksliams padėties nustatymams. Dėl šių priežasčių yra ribojami tolimesni tokių detektorių taikymai medicinoje (pozitronų emisijos tomografe - PET), masės bei dalelių spektrometrijoje.

Ieškoma galimybių sukurti prietaisą, galintį matuoti tiek laiko (~ 10 ps), tiek erdvės (~ 10 μm) dalelės koordinatas dideliu tikslumu. Buvo pademonstruota, jog silicio pikselinio detektoriaus parametrai, kurie jau dabar pasižymi gera erdvine skiriamąja geba, galėtų būti patobulinti geresnėms laikinėms charakteristikoms pasiekti. Mažo stiprinimo griūtinio detektoriaus atsakas į minimalios energijos jonizuojančią dalelę yra ilgesnis negu tokių pačių geometrinių parametru pin diodo,- dėl griūtinio dauginimo sukurtų krūvininkų dreifo link kontaktų [5]. Siekiant užtikrinti aukštą signalo-triukšmo santykį (SNR) reikalingą UFSD, turi būti tinkamai valdomas vidinio krūvininkų dauginimo mechanizmas silicio jutikliuose. Tai ne tik suteikia galimybę detektuoti dalelę trumpesniam detektoriuje (kai dėl to sumažėja lėkio trukmė bei darbinės įtampos), bet tuo pačiu ir padidina dV/dt – pradinio fronto statumą [17]. Tai itin svarbus parametras trukmių matavimuose, kuris nusako laikinę skyrą. Didžiausia

pasiekta laikinė skiriamoji geba pin diodams yra ~200 ps, kai tuo tarpu LGAD gali siekti 30 ps [18].

Pirmieji UFSD taikymai numatyti LHC atnaujinimuose, kadangi puiki LGAD laikinė skiriamoji geba kartu su gera erdvine skiriamąja geba leidžia ženkliai sumažinti branduolinių sąveikų/procesų efektus. Šiuose taikymuose keliami tokie reikalavimai UFSD detektoriams: vidutiniškas segmentavimas (kelių mm²) su radiaciniu atsparumu 10¹⁵ neq/cm² įtėkiam, reikalinga 30 ps laikinė skiriamoji geba, kuri gali būti pasiekta jungiant į eilę iki 4 jutiklių [3].

UFSD yra ploni taškiniai (pikseliniai, n ant p formavimo struktūros) silicio jutikliai pagrįsti LGAD dizainu. Greitaveikiams silicio detektoriams yra būdinga dreifo greičio problema,- dreifo greitis silicyje įsisotina ties 10⁷ cm/s verte. Dėl šios priežasties elektronų surinkimo trukmė 300 μm storio silicio sluoksnyje yra apribota ~3 ns, todėl greitaveikiai silicio jutikliai privalo būti labai ploni. Jutiklio laikinė skiriamoji geba priklauso nuo SNR. Tačiau to gali nepakakti, kai ploname sluoksnyje surenkamas per mažas krūvis. Norint apeiti šį ribojimą, buvo pasiūlyta išnaudoti krūvininkų dauginimą, tokiu būdu padidinant krūvio surinkimo efektyvumą ploname silicio jutiklyje taip, kad Si detektoriai galėtų būti pritaikomi ultrasparčiuose (didelės laikinės skyros) detektoriuose [3,16].

Laikinė skiriamoji geba σ_t gali būti parametrizuota taip:

$$\sigma_t = \left[\left(\frac{N}{S} \tau_R \right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S} \frac{S_{thr}}{S} \tau_R \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (2.5)$$

Čia S yra impulso amplitudė, τ_R – amplitudės kilimo trukmė, N – signalo virpesiai dėl elektrinio triukšmo, $\Delta S/S$ – yra triukšmų atsitiktinis „klajojimas“ dėl amplitudės dispersijos, įvertinamas iš Landau pasiskirstymo, atžvilgiu slenkstinės vertės S_{thr} . Signalo (srovės) kilimo trukmė prilyginama surinkimo trukmei, siekiant gauti optimalias laikines charakteristikas. Esant stiprinimui $G=10$, amplitudės priekiniame impulso fronte kilimo trukmei $\tau_R = 800$ ps ir jutiklio storiui 36 μm, laikinė skiriamoji geba galėtų siekti 30-40 ps [3].

2.4 Rekombinacijos statistikos bendrieji bruožai ir parametrai

Esminiai rekombinacijos modeliai yra skirti įvertinti rekombinacijos procesų svarbiausius bruožus ir centrų parametrus. Shockley-Read-Hall (S-R-H) [19,20] yra kiekybiškai išbaigtas rekombinacijos modelis, aprašantis krūvininkų poros gyvavimo trukmę, rekombinuojant per vieną lygmenį nespinduliniu būdu.

Elektromagnetine spinduliuote sužadinus medžiagą, nespindulinės rekombinacijos procesai vyksta per gilius lygmenis. Krūvininkų sužadinimas ir rekombinacija nulemia

elektrinio laidumo kitimus. Tai pasireiškia medžiagos fotolaidumo charakteristikose. Puslaidininkio savybes lemia fotolaidumo efekto sukulto krūvininkų judrumo, koncentracijos bei erdvinio krūvio pasiskirstymo kitimai, priklausantys nuo sužadavimo. Dydis, apibūdinantis nepusiausvirųjų krūvininkų tiesinės relaksacijos spartą, vadinamas relaksacijos trukme, įvertinamas $\exp(-1)$ lygyje. Medžiagą paveikus šviesa, dydis nusakantis jos elektrinio laidumo pokytį [19-22]:

$$\Delta\sigma = \sigma(I) - \sigma_0 \quad (2.6)$$

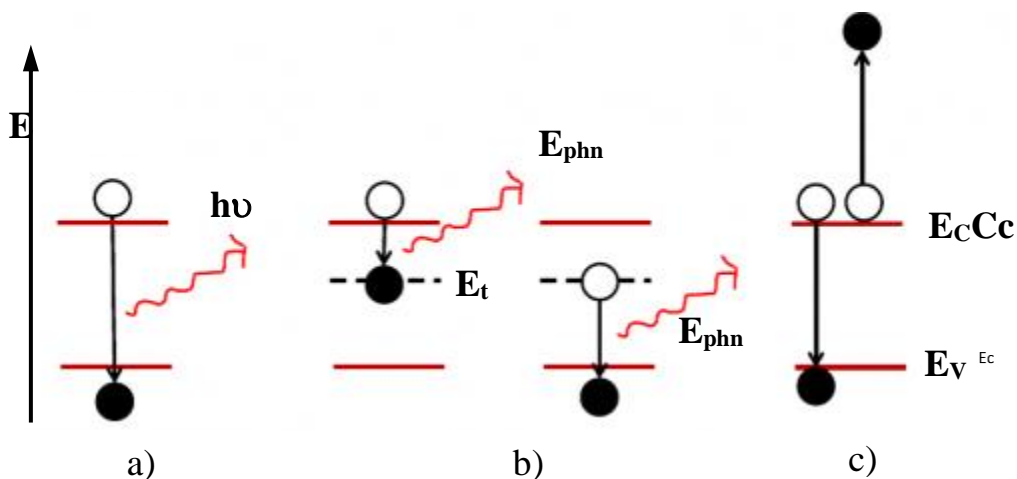
vadinamas fotolaidumu. Čia I – sužadavimo intensyvumas, $\sigma(I)$ – apšviestos medžiagos laidumas, σ_0 – laidumas tamsoje. Fotolaidumo padidėjimą apšvietus galima aprašyti lygtimi [19]:

$$\Delta\sigma = A \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (2.7)$$

o fotolaidumo relaksaciją, nutraukus apšvietimą:

$$\Delta\sigma = A' e^{-\frac{t}{\tau'}}, \quad (2.8)$$

čia τ ir τ' – akimirksninė relaksacijos trukmė, kuri priklauso nuo krūvininkų koncentracijos ir sužadavimo intensyvumo. Parametrai A ir A' yra dydžiai priklausantys nuo puslaidininkinės medžiagos charakteristikų ir šviesos intensyvumo.



2.2 pav. Svarbesnių rekombinacijos procesų schemas: (a) tarpjuostinė, (b) per defekto lygmenį (Shockley-Read-Hall) bei (c) Ože rekombinacija.

Rekombinacijos sparta bendru atveju netiesiškai priklauso nuo nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracijos. S-R-H tipo procesams p- bei n-tipo laidumo medžiagose pakanka nagrinėti nepagrindinių krūvininkų elgseną. Galima išskirti tris pagrindinius rekombinacijos mechanizmus (2.2 pav.), kurie lemia gyvavimo trukmės vertes ir jų kitimus. Tai: a) spindulinė

tarpjuostinė rekombinacija (U_{sp}); b) Shockley-Read-Hall (U_{SRH}) procesas per vieną (dėl defektų atsiradusias energetines būsenas draustinių energijų tarpe) lygmenį; c) smūginė (U_{Oze}) Ože (*Angl. Auger*) rekombinacija.

Bendra rekombinacijos trukmė, kai pasireiškia ir nepriklausomai veikia visi minėti procesai, t.y.. S-R-H, tarpjuostinė ir Ože rekombinacija, nusakoma partialinių procesų trukmėmis ir užrašoma tokiu pavidalu [22]:

$$\tau_r = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{S-R-H}} + \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{Oze}}} . \quad (2.9)$$

Čia τ_r yra atstojamoji rekombinacijos trukmė, τ_{S-R-H} – S-R-H rekombinacijos trukmė, τ_{sp} – tarpjuostinės spindulinės rekombinacijos trukmė ir τ_{Oze} – Ože rekombinacijos trukmė. Pastaroji išraiška galioja, kai vykstantys rekombinacijos procesai tarpusavyje yra nepriklausomi.

Rekombinacijos procesai vyksta išsilaikant energijai ir impulsui. Energijos ir impulso tvermė yra užtikrinama šviesos kvantų ($h\nu$) išspinduliavimu, vykstant tiesioginiams tarpjuostiniams elektronų šuoliams, kaskadais išspinduliuojant fononus (ph) S-R-H procesų atveju arba trečią dalelę (elektroną) Ože proceso atveju.

2.5 Srovės kinetikos ir krūvio surinkimo detektoriuje efektyvumas

Puslaidininkinio kondensatorinio detektoriaus pagrindą sudaro darinys su didelės varžos tarpelektrodine sritimi [23-26]. Prie išorinių elektrodų prijungiama pakankamai didelė įtampa, kad visas detektoriaus tūris būtų nuskurdintas. Jonizuojanti spinduliuotė detektoriaus tūryje sukuria elektron-skylines (e-p) antrinių krūvininkų poras. Bendru atveju yra sukuriamas elektron-skylinių porų skaičius $N=E/w$ energijos E spinduliuote, kai w yra vidutinė e-p sukūrimo energija. Tuomet tarpelektrodinėje srityje sukurtas didžiausias krūvis yra $Q_0=eE/w$. Krūvininkai pridėtu nuostoviu lauku atskiriami ir ištraukiami į priešingus detektoriaus elektrodus. Kadangi impulsas yra formuojamas dviejų rūšių krūvininkų dreifo, priekinis impulso frontas yra sudarytas iš dviejų sričių. Įprastai, skylių judris μ_h ir dreifo greitis τ_h yra mažesni negu elektronų. Judant krūvininkams, elektroduose indukuojamas krūvis $Q(t)$, ir išorinėje grandinėje teka Ramo srovė [27-30]. Indukuotam krūviui ir srovėms detektoriuose aprašyti yra plačiai taikoma Ramo teorema [27,28], kuri buvo suformuluota vakuuminiams prietaisams (tiesinei terpei). Laikant, kad elektrinis laukas yra homogeniškas detektoriaus darbiniam tūryje, o krūvininkų prilipimo procesai nepasireiškia, krūvininkų surinkimo efektyvumas (*Angl. Charge collection efficiency, CCE*), t.y. indukuotas krūvis sunormuotas į visuminį generuotą krūvį, aprašomas Hecht'o lygtimi [23]:

$$CCE = \frac{Q}{Q_0} = \left[\frac{\lambda_h}{L} \left(1 - e^{-\frac{z}{\lambda_h}} \right) + \frac{\lambda_e}{L} \left(1 - e^{-\frac{L-z}{\lambda_e}} \right) \right]. \quad (2.5)$$

Čia $\lambda_h = \mu_h \tau_h E$ ir $\lambda_e = \mu_e \tau_e E$ yra skylių ir elektronų difuzijos ilgiai. CCE taip pat priklauso ir nuo jonizuojančios spinduliuotės sąveikos vietos detektoriaus tūryje.

Bendresniu atveju, išorinėje grandinėje srovės stipris impulse priklauso nuo pridėtos nuolatinės įtampos U , barjerinės sandūros talpos C_q , nuskurdinimo srities pločio W_q , pagavimo į giliuosius lygmenis rekombinacinės τ_{Cq} ir generacinės (nuotėkio) $\tau_{g,f}$ srovės ir krūvininkų dreifinio greičio v_q taip [31]:

$$i(t) = \frac{C_q(t)U}{2} \frac{W_q^2|_{U=0}(t)}{W_q^2(t)} \left[\frac{W_q^2(t)}{W_q^2|_{U=0}(t)} \frac{1}{\tau_{g,f}} \frac{n_T(t)}{N_{deff}(t)} + \frac{1}{\tau_{Cq}} \mp \frac{v_q(t)}{z_0(t)} \right] \quad (2.6)$$

Idealiame detektoriuje turėtų tekėti tik Ramo srovė [27,28]. Nereliatyvistiniu greičiu v_q judančios elektringos dalelės dreifo indukuotos elektrode srovės stipris yra proporcingas dalelės greičiui (tuo pačiu ir jos kinetinei energijai). Tad elektringos dalelės gali būti betarpiškai registruojamos, netgi jeigu jų energijos nepakanka elektron-skylinės poros sudarymui. Puslaidininkiniuose detektoriuose (netiesinėje terpėje) pasireiškia krūvio relaksacijos, rekombinacijos/generacijos, difuzijos procesai, kurie neįskaitomi Ramo teoremos formuluotėje [27]. Elektrinio lauko pasiskirstymas puslaidininkiniame detektoriuje nėra homogeniškas. Srovių kinetikos aprašymas tampa dar sudėtingesnis dėl neproporcingo įtampai nuskurdinimo srities pločio kitimų. Tik pridėjus žymiai didesnę už visišką nuskurdinimo užtvarinę įtampą ir injektavus mažą krūvį ($q < CU_R$), priartėjama prie sąlygų, kuomet srovės gali būti aprašomos apibendrinta Ramo teorema [27, 28, 32-34].

Siekiant apibūdinti injektuoto krūvio indukcinį srovių (*Angl. Injected charge drift current, ICDC*) kinetikas reikia aptarti elektrinio lauko persiskirstymą, nulemtą judančio injektuoto krūvio. Šis metodas, pagrįstas impulsinės srovės charakterizavimu, dažnai apibendrinamas kaip srovės kinetikų metodas (*Angl. Transients Current Technique, TCT*). Elektrinio lauko persiskirstymas įvertinamas sprendžiant Puasono lygtį, įskaitant išorinės įtampos U sukurtą krūvį elektrodoose ir šviesos fotono arba praleikiančios greitos dalelės sukurtų antrinių krūvininkų sub-domeno krūvį [32-34].

Momentinis srovės stipris aprašomas krūvio elektrodo plote kitimais laike, nusakomas charakteringąja pereinamojo vyksmo trukme τ_{tr} . Ši trukmė τ_{tr} yra surandama sprendžiant momentinio dreifo greičio lygtį, įsivedant nedimensinę momentinės judančio krūvio padėties koordinatę. Galimi įvairūs dreifo režimai [32-34]: visiškai bipolinis dreifas ir mišrus bipolinis dreifas. Pastaruoju atveju po bipolinio dreifo stadijos elektroda pasiekia elektronų arba skylių

subdomenai. Jei injektuotas krūvis yra žymiai mažesnis nei išorinės įtampos indukuotas krūvis elektrodoose, galima nepaisyti krūvininkų difuzijos. Tačiau tada tampa itin svarbūs skersinės difuzijos procesai, kurie gali būti žymiai trumpesni už laisvo lėkio trukmę $\tau_{TOF}=d^2/\mu U$, nusakoma tarp-elektrodinės srities ilgiu d bei krūvininku judriu μ . Tokiu atveju, viendimensinis dreifo nagrinėjimas nebėra tikslus, ir tenka įvertinti τ_{TOF} kitimus, priklausančius nuo injektuoto krūvio kitimų visomis koordinačių kryptimis. Supaprastinta τ_{TOF} išraiška tampa daugelio parametrų funkcija. Tada jos vertė tampa artima dielektrinės relaksacijos trukmei $\tau_M=\varepsilon_0 \varepsilon d/\mu q$, nulemtai injektuoto paviršinio krūvio q dydžio. Kai šios trukmės artimos, realizuojasi Ramo režimas. Priešingose situacijose, jei injektuotas paviršinis krūvis yra pakankamai didelis ir viršija paviršinių statinių krūvį, sukuriama išorinio įtampos šaltinio elektrodoose, injektuotas paviršinio krūvio domenas gali ekranuoti elektrinį lauką sąlygotą pridėtos nuostoviosios įtampos. Toks režimas yra vadinamas difuzijos ribotu režimu, kai srovė yra sąlygota krūvio difuzijos iš tūrio ir surinkimo elektrode laikinio kitimo.

Lokaliai injektuoto elektronų(q_e)-skylių(q_h) domeno paviršinio krūvio ($+\sigma$) ant aukštojo potencialo elektrodo ir išorinės įtampos U sąsaja yra įvertinama skaičiuojant antrąjį Puasono integralą. Skaliariniame artinyje paviršinis krūvis σ elektrode yra susietas su išorinio šaltinio sukurta įtampa U tarp elektrodų, elektronų ir skylių subdomenų paviršiniu krūviu $q_{e,h}$ ir nedimensinėmis $\psi_{e,h}=X_{e,h}/d$ subdomenų koordinatėmis normuotame vienetu tarp-elektrodiniame ilgyje. Puasono lygties sprendinys nusako priklausomybę nuo nedimensinių subdomenų koordinačių ($\psi_e(t)$ ir $\psi_h(t)$) [32-34]:

$$\sigma = U \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{d} - q_e(1 - \psi_e) - q_h \psi_h \equiv UC_{e-h}. \quad (2.7)$$

Šį sąryšį galima alternatyviai išreikšti detektoriaus sistemos dinaminės talpos kitimais: kur C_{e-h} – sistemos vienetinio paviršiaus ploto talpa, $\psi_{e,h}(t)=X_{e,h}/d$ – momentinė koordinatė, normuota į atstumą tarp elektrodų d , ε ir ε_0 – medžiagos ir vakuumo santykinė bei absoliutinė dielektrinės skvarbos, atitinkamai. Suradus σ ir įrašius į elektrinių laukų superpozijas įvairiose srityse, gaunamos skaliarinės skylių ir elektronų subdomenus veikiančių laukų išraiškos:

$$E(\psi) = \begin{cases} E_h = -\frac{U}{d} + \frac{q_e}{\varepsilon \varepsilon_0} (1 - \psi_e) - \frac{q_h}{\varepsilon \varepsilon_0} (1 - \psi_h), \text{ kai } x < X_h, \\ E_e = -\frac{U}{d} - \frac{q_e}{\varepsilon \varepsilon_0} \psi_e + \frac{q_h}{\varepsilon \varepsilon_0} \psi_h, \text{ kai } x > X_e. \end{cases} \quad (2.8)$$

Indukuota srovė išorinėje grandinėje išreiškiama paviršinio krūvio elektrode kitimais laike: $i(t)=\partial\sigma/\partial t$. Ši srovė teka išorinėje grandinėje dėl išorinio įtampos šaltinio, kuris turi

subalansuoti krūvio elektrode kitimus (dėl krūvio dreifo bei rekombinacijos) tarp-elektrodinėje srityje.

Bipolinio dreifo srovės kinetika yra aprašoma taip:

$$i(t) = \frac{d\sigma}{dt} S = -(q_h \frac{1}{d} \frac{dX_h}{dt} - q_e \frac{1}{d} \frac{dX_e}{dt}) S = q (\frac{d\psi_h}{dt} + \frac{d\psi_e}{dt}) S . \quad (2.9)$$

Čia S – elektrodų paviršiaus plotas. Kadangi $q = |q_h| = |q_e|$ ir $q_h = -q_e$ ($d\psi_h/dt < 0$), pastaroji srovės išraiška atitinka Ramo srovės [27,28] sandų sumą. Visiško bipolinio režimo atveju pereinamojo vyksmo $\tau_r = \tau_b$ trukmė yra nusakoma parcialinėmis subdomenų dreifo charakteristikų lygtimis:

$$\frac{(1-\psi_e)}{\frac{d\psi_e}{dt}} = \frac{\psi_h}{-\frac{d\psi_h}{dt}} = \tau_b . \quad (2.10)$$

Išskiriami keli grynojo bipolinio dreifo ir mišraus dreifo, kai bipolinį procesą keičia monopolinis atsilikusio subdomeno dreifas, atvejai:

$$\begin{aligned} \frac{\psi_0}{\frac{d\psi_h}{dt}} = \frac{(1-\psi_0)}{\frac{d\psi_e}{dt}} = \tau_b, \quad \text{kai} \quad \tau_b = \tau_{dr,e} = \tau_{dr,h}, \\ \frac{\psi_0}{-\frac{d\psi_h}{dt}} = \frac{(1-\psi_e)}{\frac{d\psi_e}{dt}} = \tau_{dr,h}, \quad \text{kai} \quad \tau_b = \tau_{dr,h} < \tau_{dr,e}, \\ \frac{\psi_h}{-\frac{d\psi_h}{dt}} = \frac{(1-\psi_0)}{\frac{d\psi_e}{dt}} = \tau_{dr,e}, \quad \text{kai} \quad \tau_b = \tau_{dr,e} < \tau_{dr,h}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Čia $\psi_0 = \psi_{0h} = \psi_{0e}$ – pradinės injekcijos lokalizacija nedimensinėse koordinatėse. Pirmoji išraiška atitinka vienalaikį elektronų ir skylių dreifą per visą sritį tarp elektrodų. Toks režimas gali būti realizuotas, kai krūvio domenas injektuojamas taške ψ_0 . Kai skylės pasiekia įžemintą elektrodą, bipolinio dreifo pabaigoje, dreifas tampa monopoliu, - bipolinį režimą pratęsia atsilikusio elektronų subdomeno monopolinis dreifas.

Bipolinio dreifo trukmė τ_b apskaičiuojama integruojant momentinio dreifo greičio lygtį laike:

$$\frac{d\psi_h}{dt} = \frac{\mu_h}{d} E_h;$$

$$\int_{\psi_0}^0 d\psi_h = - \int_0^{\tau_b} \left\{ \frac{1}{\tau_{TOF,h}} + (1-\psi_0) \left[\frac{1}{\tau_{Mq,h}} - \frac{\mu_h}{\mu_e} \frac{1}{\tau_{Mq,e}} \right] + \left[\frac{\mu_h}{\mu_e} \frac{1}{\tau_{Mq,e}} (1-\psi_0) + \frac{1}{\tau_{Mq,h}} \psi_0 \right] \frac{t}{\tau_b} \right\} dt; \quad (2.12)$$

$$\tau_b = \tau_{Mq,h} \frac{\psi_0}{\frac{\tau_{Mq,h}}{\tau_{TOF,h}} + \frac{1}{2}}.$$

Čia pereinamojo vyksmo trukmė $\tau_{tr} = \tau_b$ aprašoma įvedant injektuoto subdomeno dielektrinės relaksacijos $\tau_{Mq\ e,h} = \varepsilon_0 \varepsilon d / q_{e,h} \mu_{e,h}$ ir laisvo lėkio $\tau_{TOF,e,h} = d^2 / U \mu_e$, trukmių išraiškas. Čia $\mu_{e,h}$ - atitinkamai elektronų ir skylių judriai. Bendru atveju, kai tiek krūvio dydis, tiek krūvio dreifo momentinio greičio kitimas yra žymūs, srovės kitimai laike yra užrašomi tokia išraiška:

$$i(t) = \frac{d\sigma}{dt} S = \left[-\frac{\partial q_e(t)}{\partial t} (1-\psi_e(t)) - q_h(t) \frac{d\psi_h(t)}{dt} - \frac{\partial q_h(t)}{\partial t} \psi_h(t) - q_h(t) \frac{\partial \psi_h(t)}{\partial t} \right] S. \quad (2.13)$$

Grynojo bipolinio dreifo atveju, dreifo greitis yra pastovus, nes $\psi_{e,h}(t) \sim t$. Tai lemia stačiakampę srovės impulso formą.

Suintegravus srovės stiprio kitimus laike įvertinamas surinktas krūvis:

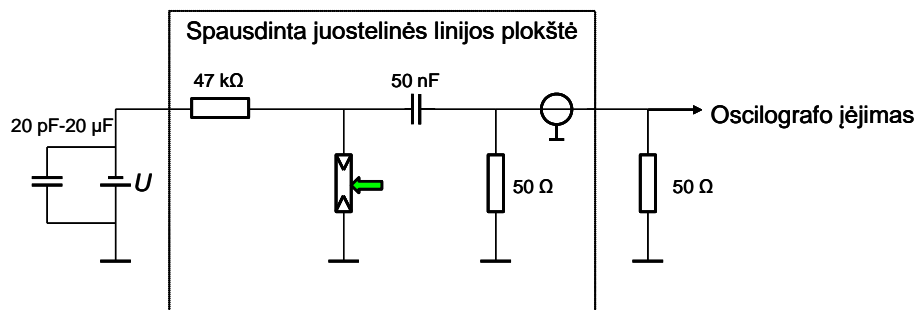
$$Q = \int_0^{t_{imp}} i(t) dt. \quad (2.14)$$

Surinkto krūvio santykis su injektuotu krūviu arba surinkto krūvio dydis apšvitintame sensoriuje su surinktu krūviu nepašvitintame sensoriuje ir apibrėžia krūvio surinkimo efektyvumą (CCE).

2.6 Krūvio surinkimo sensoriuose charakteristikų matavimo sąranga

Krūvio surinkimo sensoriuose charakteristikų matavimo grandynų schema yra pateikta

2.3 pav.

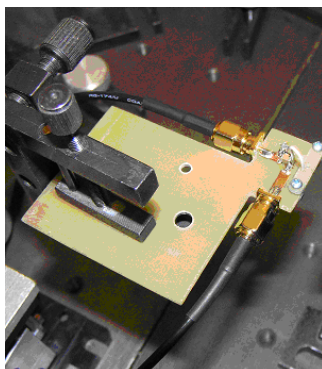


2.3 pav. Krūvio surinkimo sensoriuose kinetinių registravimo elektrinių grandynų schema.

Nuostovios įtampos šaltinis per ribojančią 47 kΩ varžą įelektrina tiriamąjį ir maitinimo 50 nF kondensatorius, sumontuotus spausdintoje juostelinės linijos plokštėje. Maitinimo šaltinis yra šuntuojamas kondensatorių baterija impulsinių signalų atžvilgiu. Detektoriaus

srovės impulsas formuojasi apšvietus lazerio impulsu tiriamąjį detektorių dėl šviesa injektuotų krūvininkų dreifo ir rekombinacijos. Impulso formavimosi metu įtampą ant tiriamojo kondensatorinio (~ 2 pF) sensoriaus palaiko didelės talpos 50 nF kondensatorius, kuriam išsielektrinant teka srovė per (50Ω) apkrovos varžą. Signalas koaksialiniu kabeliu siunčiamas į skaitmeninio oscilografo uždara (11 pF) įėjimą. Oscilografu TDS-5104 ir registruojama srovės kitimų kinetika.

Eksperimentinės sąrangos elementų nuotrauka iliustruojamos 4.4 pav.

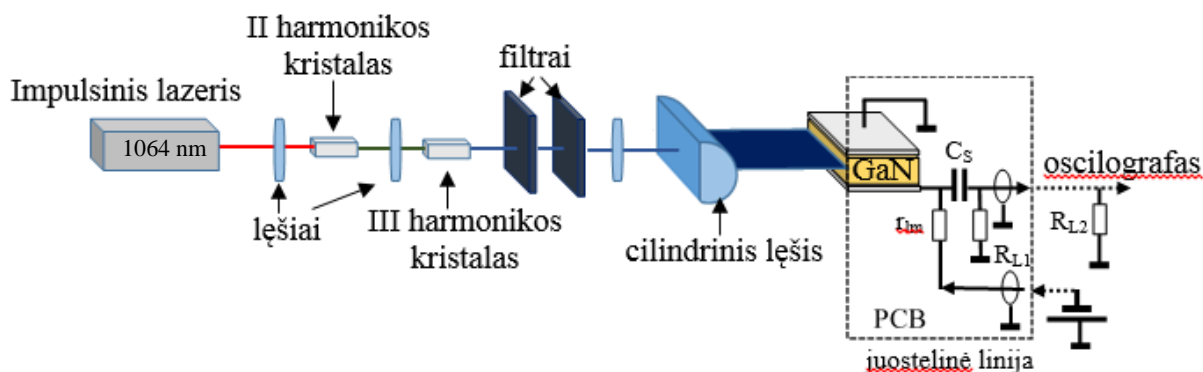


2.4 pav. Elektrinių grandynų elementų nuotrauka, – spausdinta juostelinės linijos plokštė pritvirtinta ant mikrometrinio stalelio, kur maitinimo įtampa ir tiriamieji signalai susiejami aukštadažnėmis SMA tipo jungtimis.

Matavimai buvo atliekami statmenoje (kai lazerio pluoštelis yra lygiagretus pridėto elektrinio lauko atžvilgiu) žadinimo geometrijoje, šviesos pluoštelį fokusuojant į skaidrų elektrodą.

2.7 Srovės kinetikų skenavimo įranga

Srovės kinetikų (*ang. Transient Current Technique - TCT*) skenavimo principinė schema yra pateikta 2.5 pav.



2.5 pav. Srovės kinetikų skenavimo principinė schema bei juostelinės linijos PCB plokštėje grandynų schema. Čia $R_{L1} = R_{L2} = 50 \Omega$, $C_S = 50$ nF ir $r_{lm} = 47$ k Ω .

Kondensatorinio tipo struktūros buvo montuojamos juostelinėje linijoje (PCB), naudojamoje siekiant sumažinti elektrinius triukšmus. Matavimai buvo atlikti kambario temperatūroje esant užduotai $U = 200$ V išorinei įtampai.

Aukšto pasikartojimo dažnio lazerinė spinduliuotė ($\lambda = 1064$ nm) yra fokusuojama ir gali būti nukreipiama į antros bei trečios harmonikos kristalus. Gautoji trečios harmonikos lazerio spinduliuotė ($\lambda = 354$ nm), perėjusi per filtrus, yra fokusuojama cilindrinio lęšiu į juostelę, kai krūvininkų domenai injektuojami tarpelektrodinėje srityje lygiagrečiai elektrodams arba įprastu lęšiu į tašką, kai krūvininkai injektuojami į detektoriaus tūrį pro skaidrų elektrodą. Pozicionavimo staliuku preciziškai keičiant sufokusuotos juostelės arba taško padėtį bandinio (LGAD'o) tarpelektrodinėje srityje, o kartu ir injektuotų krūvininkų lokalizaciją, oscilografe registruojamos srovės kinetika.

III. Modelinės ir eksperimentinė struktūros

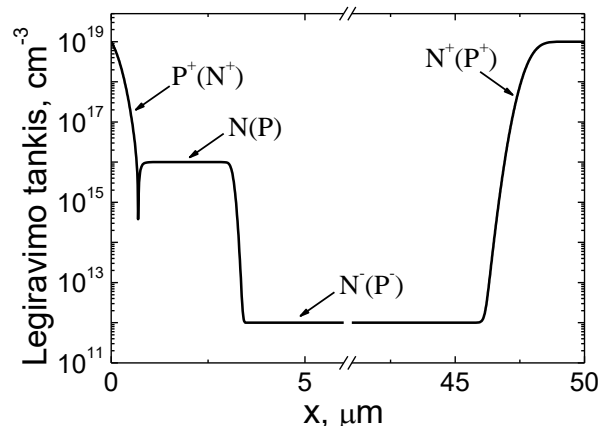
3.1 Synopsys TCAD struktūros

Mažo stiprinimo silicio griūtinių detektorių modeliavimai buvo atliekami Synopsys TCAD Sentaurus programiniu paketu.



3.1 pav. Modeliuojamo n-tipo LGAD struktūra xy-plokštumoje.

Atsižvelgiant į struktūros matmenis bei turimas priemones (3.1 pav.), modeliuoti 3D struktūrą nėra praktiška dėl didelio diskretinių mazgų skaičiaus, kuris turi įtakos skaičiavimų laikui. Dėl šios priežasties Puasono ir tolydumo lygčių sprendiniai ieškomi xy-plokštumoje darant prielaidą, jog legiravimas z kryptimi yra užduotas xy-plokštumo legiravimo profilio. Tuomet vykdomas perėjimas į kvazi-3D struktūrą atliekant sprendinių dauginimą iš diodo virtualaus storio z.

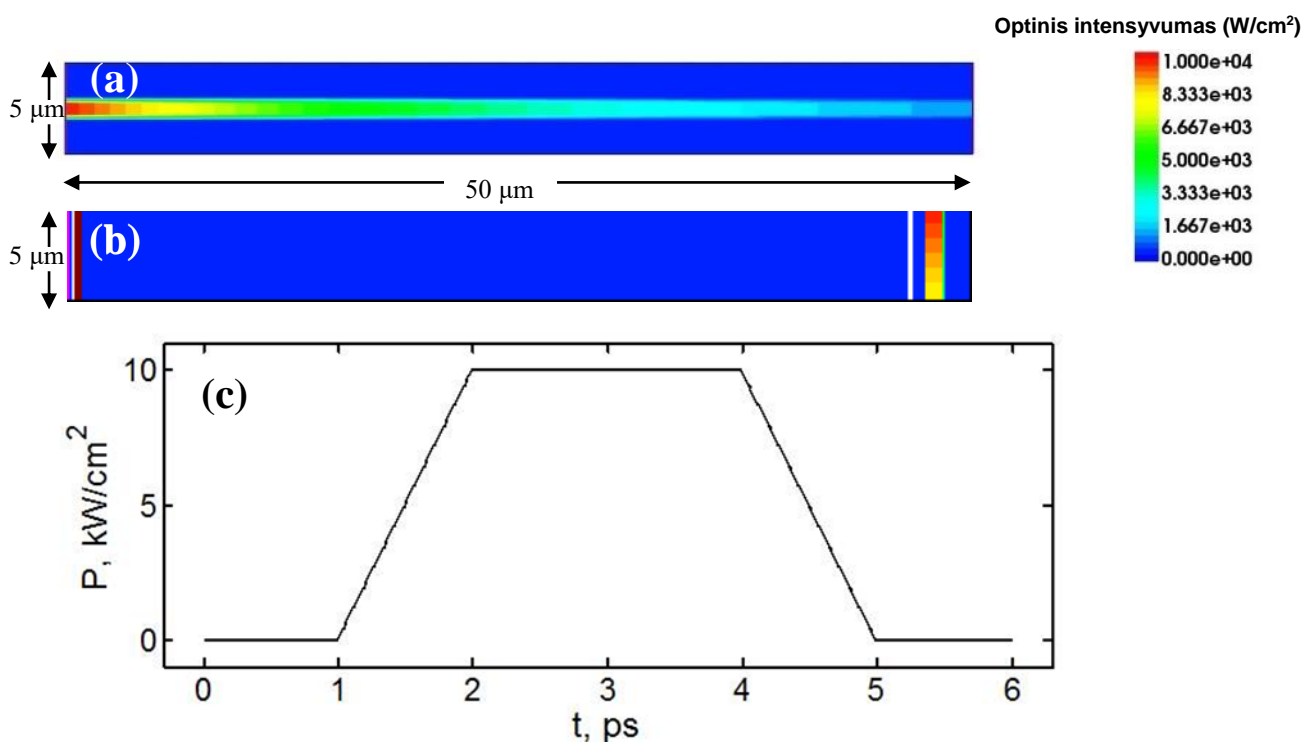


3.2 pav. N-tipo LGAD struktūros legiravimo profilis su fosforu legiruotu N-šulinio epitaksiniu sluoksniu.

Dėl vidinio krūvininkų dauginimo LGAD šie silicio jutikliai gali būti gaminami ganėtinai ploni ($\sim 50 \mu\text{m}$) ir veikti prie santykinai mažų įtampos verčių. Šiame tiriamajame darbe buvo nagrinėjamos tipinės P-tipo LGAD struktūros, sudarytos iš $\text{N}^+\text{PP}^-\text{P}^+$ sluoksnių bei P-šulinio, suformuotu giliai boro difuzijos į P-sluoksnį. P-šulinį formuojant kitu būdu - pasitelkiant epitaksijos procesą, galima sumažinti pramušimo įtampos jautrumą N^+ sluoksnio storiui [35]. Tačiau radiaciniai defektai galimai yra kompensuojami boru, ir tai sąlygoja stiprinimo mažėjimą P-tipo LGAD struktūrose. Šis nepageidaujamas efektas gali būti dalinai sustabdytas formuojant N-šulinio ($\text{P}^+\text{NN}^-\text{N}^+$) silicio struktūrą su fosforu legiruotu epitaksiniu (N-šulinio)

sluoksniu. Šiame darbe buvo sumodeliuotos P-tipo ir N-tipo LGAD bei PIN prietaisų veikimo charakteristikos.

Atsižvelgiant į tipinius n^+ ir p legiravimo tankius, minimus literatūroje [36], LGAD eksperimentinių rezultatų modeliavimui pasiruošti buvo pasirinkti tokie pusiausvirųjų krūvininkų tankiai: n^+ maksimalus tankis - 10^{19} cm^{-3} , p epitaksiniam sluoksnyje skylių tankis - 10^{16} cm^{-3} (sluoksnio storis $d = 3.13 \text{ } \mu\text{m}$), p^- - 10^{12} cm^{-3} , kaip tai iliustruojama 3.2 pav.



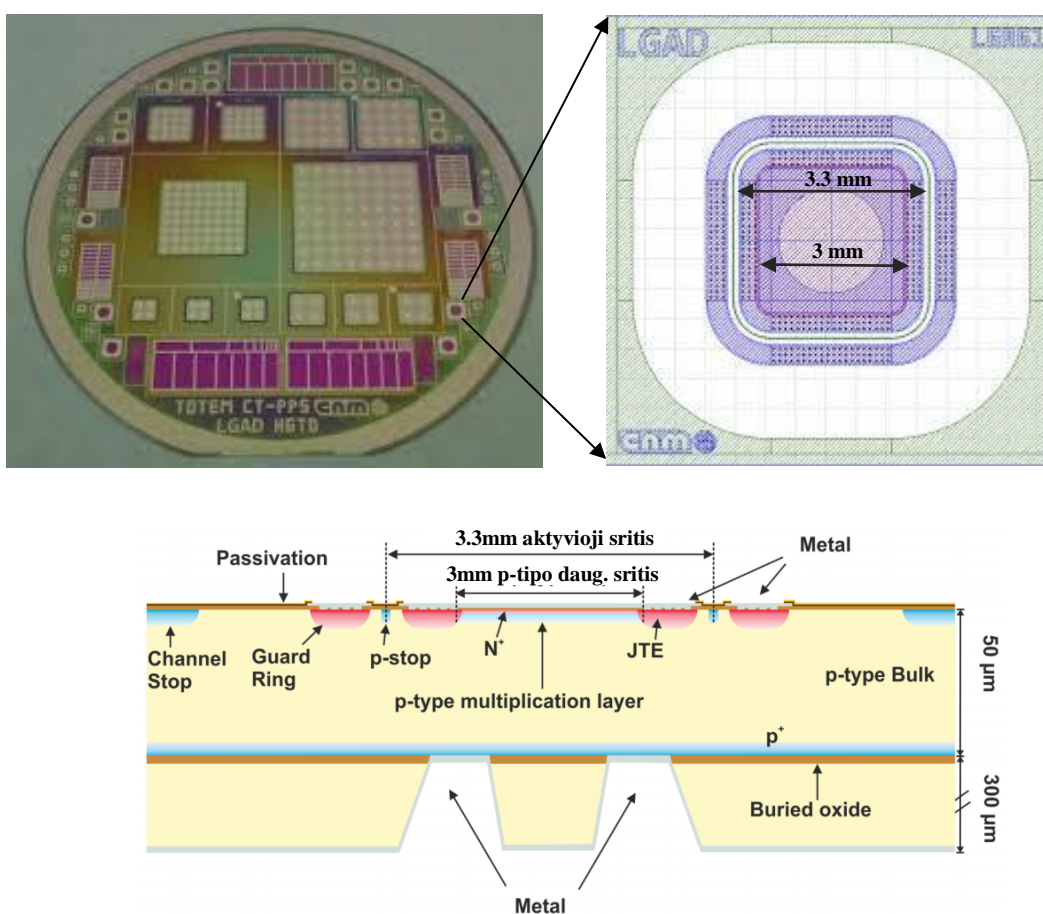
3.3 pav. Optinio intensyvumo statmenai (a) ir lygiagrečiai (b) elektrodų plokštumai pasiskirstymas struktūroje bei impulso forma (c) optiškai injektuojant krūvininkus 3 ps impulso trukme.

Dalelių detektavimas buvo imituojamas aukšto pasikartojimo dažnio optine spinduliuote (3 ps trukmės, 870 nm bangos ilgio ir 10^4 W/cm^2 galios tankio spinduliuotės impulsais) sukuriant siaurą lokalizuotą ($1 \times 50 \text{ } \mu\text{m}^2$) krūvininkų domeną statmenai elektrodų plokštumai. Tuo tarpu skersinis skenavimas buvo vykdomas injektuojant siaurą lokalizuotą ($1 \times 5 \text{ } \mu\text{m}^2$) krūvininkų paketą tarpelektrodinėje srityje keičiant impulso lokalizaciją. Injekcijos impulso forma ir intensyvumo pasiskirstymai struktūroje yra iliustruojami 3.3 pav.

3.2 Eksperimentiškai ištirtos LGAD struktūros

Šiame darbe eksperimentiškai buvo ištirti LGAD Run 9088 bandiniai pagaminti Centro Nacional de Microelectronica (CNM) Barselonoje [37]. 50 μm storio LGAD detektoriai buvo suformuoti ant 300 μm storio padėklo tokiu būdu padidinant struktūros mechaninį atsparumą. 3.4 pav. kairėje, iliustruojamas padėklas su skirtingomis LGAD struktūromis, kurių didžiąją

dalį sudaro diodinės struktūros su viena aktyviają $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ (LGA) ir $3.3 \times 3.3 \text{ mm}^2$ (LGB) sritimis. Šiame darbe buvo tiriama LGB struktūra, kurios paviršius ir profilis yra pavaizduoti 3.4 pav. dešinėje pusėje ir apačioje atitinkamai. Struktūrą sudaro 3.3 mm skersmens aktyvioji sritis su 3.2 mm skersmens n+ sritys. Dauginimas pasiekiamas po n+ sritymi esančiu 3 mm skersmens p-tipo dauginimo sluoksniu, kuris sustiprintina elektrinį lauką iki verčių reikalingų smūginiai jonizacijai prasidėti. Formuojant struktūras su skirtingomis stiprinimo bei pramušimo įtampos vertėmis dauginimo sluoksniu buvo implantuojamas trimis skirtingomis dozėmis: 1,8 (žema), 1,9 (vidutine), 2,0 (aukšta) $\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Šiame darbe nagrinėta tik vidutinių $1,9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ legiravimo dozių struktūra. Struktūros paviršius metalizuotas aliuminiu, paliekant nemetalizuotą langelį fotoinjekcijai.



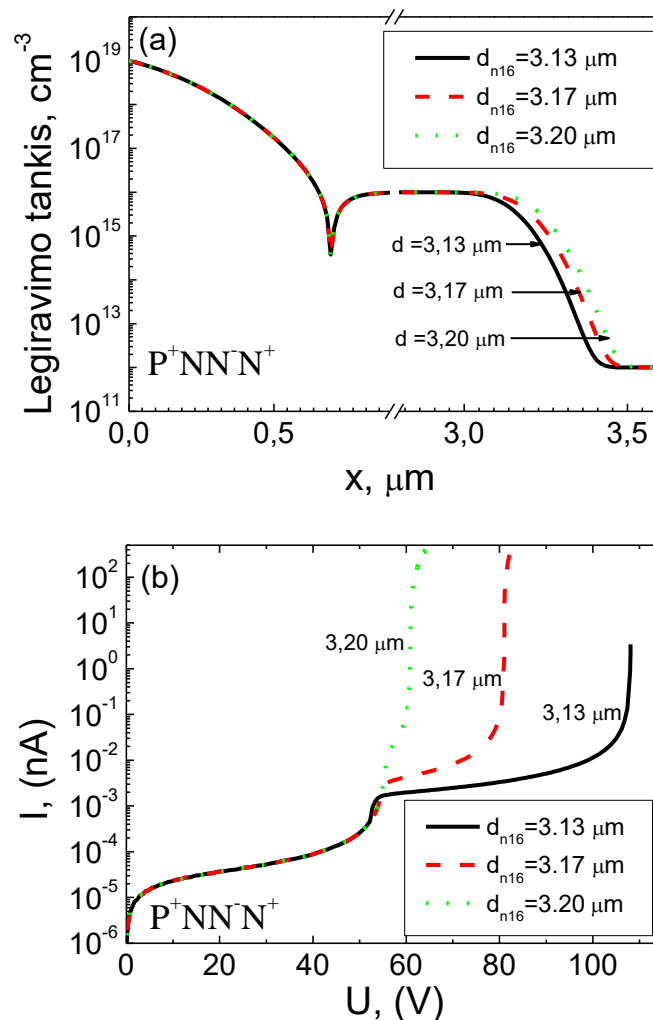
3.4 pav. Viršuje (kairėje) pateikiamas CNM suformuota detektorių seka Si padėkle su įvairiomis Si LGAD struktūromis. Viršuje (dešinėje) ir apačioje pavaizduotas LGB struktūros paviršius ir profilis.

IV. Rezultatai ir jų aptarimas

4.1 Modelinės voltamperinės charakteristikos

P-tipo ($N^+PP^-P^+$) LGAD struktūrai p-laidumo epitaksinio sluoksnio storis buvo fiksuotas ($d = 3.13 \mu\text{m}$), o N-tipo LGAD struktūros n-laidumo sluoksnio storis buvo varijuojamas, siekiant nustatyti optimalią pramušimo įtampą, kuri būtų artima vertėms, būdingoms P-laidumo struktūrai.

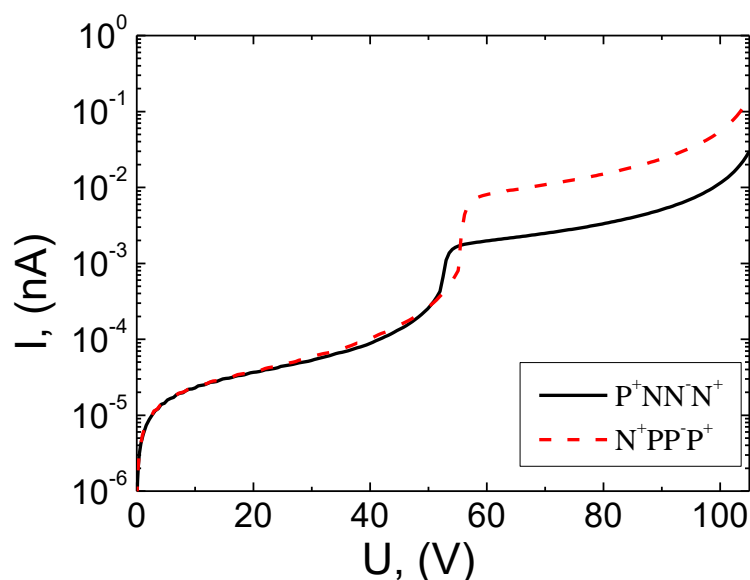
Eksperimentiškai tirtiems LGAD'ams yra būdingas vidutinių verčių dauginimo koeficientas, lyginant su griūtiniais fotodiodais. Todėl p^+n sandūros nuskurdintos srities plotis, o tuo pačiu ir stipraus elektrinio lauko sritis, turi būti siauras. Tuo būdu, p-laidumo sluoksnio padėtis buvo pasirinkta ties $0.7 \mu\text{m}$, ir buvo įvertinta sluoksnio storio įtaka pramušimo įtampos vertėms, kaip iliustruojama 4.1 pav.



4.1 pav. $P^+NN^-N^+$ struktūros p-epitaksinio sluoksnio storio variacijos legiravimo profilyje (a) bei pramušimo įtampos variacijos (b) keičiant p-sluoksnio storį.

Buvo gauta, kad net ir menki p-epitaksinio sluoksnio storio pakitimai ženkliai įtakoja pramušimo įtampos vertes. Sluoksnio storiai LGAD struktūroje buvo keičiami intervale nuo 3.13 μm iki 3.20 μm . Tuo tarpu pramušimo įtampos vertės, mažinant sluoksnio storį, didėjo srityje nuo ~ 60 V iki ~ 108 V. Gautos pramušimo įtampos vertės P-tipo struktūrai yra beveik du kartus didesnės negu N-tipo struktūroje, esant tam pačiam epitaksinio sluoksnio storiui ($d = 3.20$ μm). Pagrindinė įvertintų kitimų priežastis - skirtingi jonizacijos koeficientai .

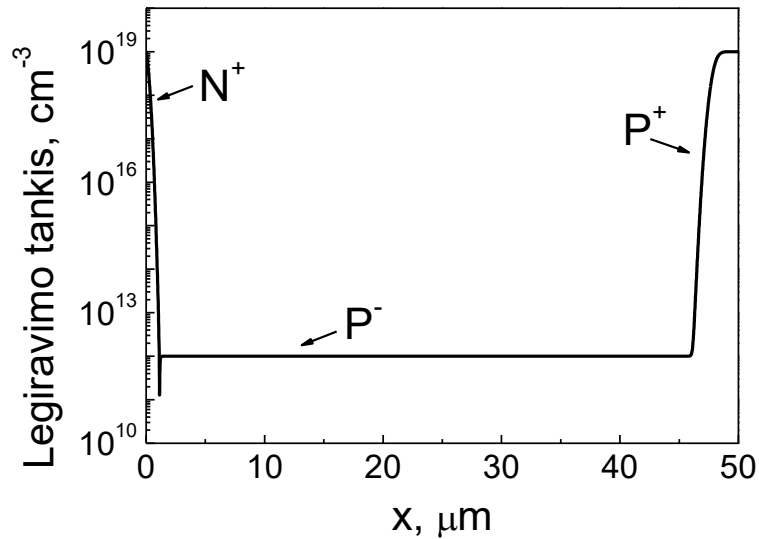
Siekiant tinkamai įvertinti ir palyginti P-tipo ir N-tipo struktūrų parametrus buvo siekiama suvienodinti jų voltamperines charakteristikas. Dėl pramušimo įtampos verčių priklausomybės nuo epitaksinio sluoksnio storio galima parinkti tokius LGAD struktūros geometrinius parametrus, kad jų nulemta N-tipo LGAD prietaiso voltamperinė charakteristika būtų kuo artimesnė būdingajai P-tipo charakteristikai.



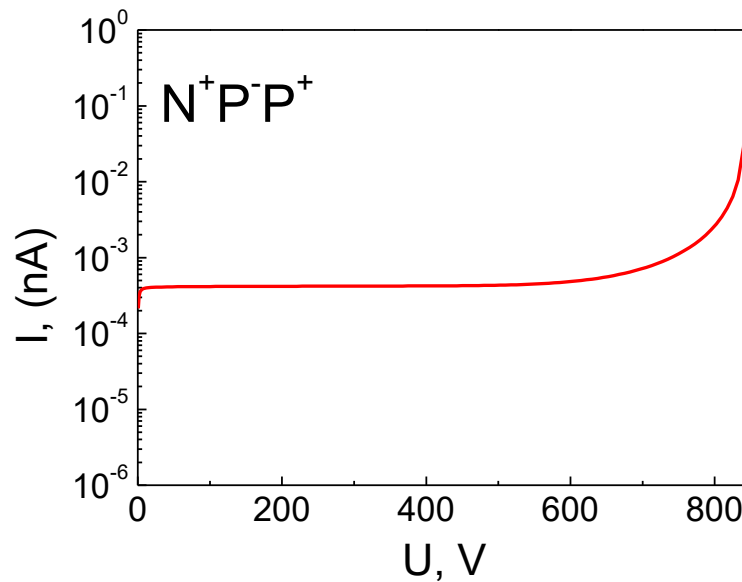
4.2 pav. P-tipo (raudona brūkšninė linija) ir N-tipo (juoda ištiesinė linija) LGAD struktūrų sumodeliuotos voltamperinės charakteristikos.

Padidintas epitaksinio sluoksnio storis (iki 3.20 μm , t.y. daugiau kaip 85 nm, lyginant su pradiniu $d = 3.13$ μm), leido pasiekti panašias, tačiau ne pilnai identiškąs pramušimo įtampas (4.2 pav.), reikalingas skirtingų laidumo tipų prietaisų objektyviam palyginimui.

PIN ($\text{N}^+\text{P}^+\text{P}^+$) tipo struktūrai suformuoti buvo pasirinktas P-tipo LGAD struktūra, pašalinant p-epitaksinį sluoksnį, tačiau išlaikant tuos pačius legiravimo tankius, kaip pavaizduota 4.3 pav.



4.3 pav. $N^+P^-P^+$ struktūros legiravimo profilis be P-tipo LGAD struktūrai būdingo p-epitaksinio sluoksnio.

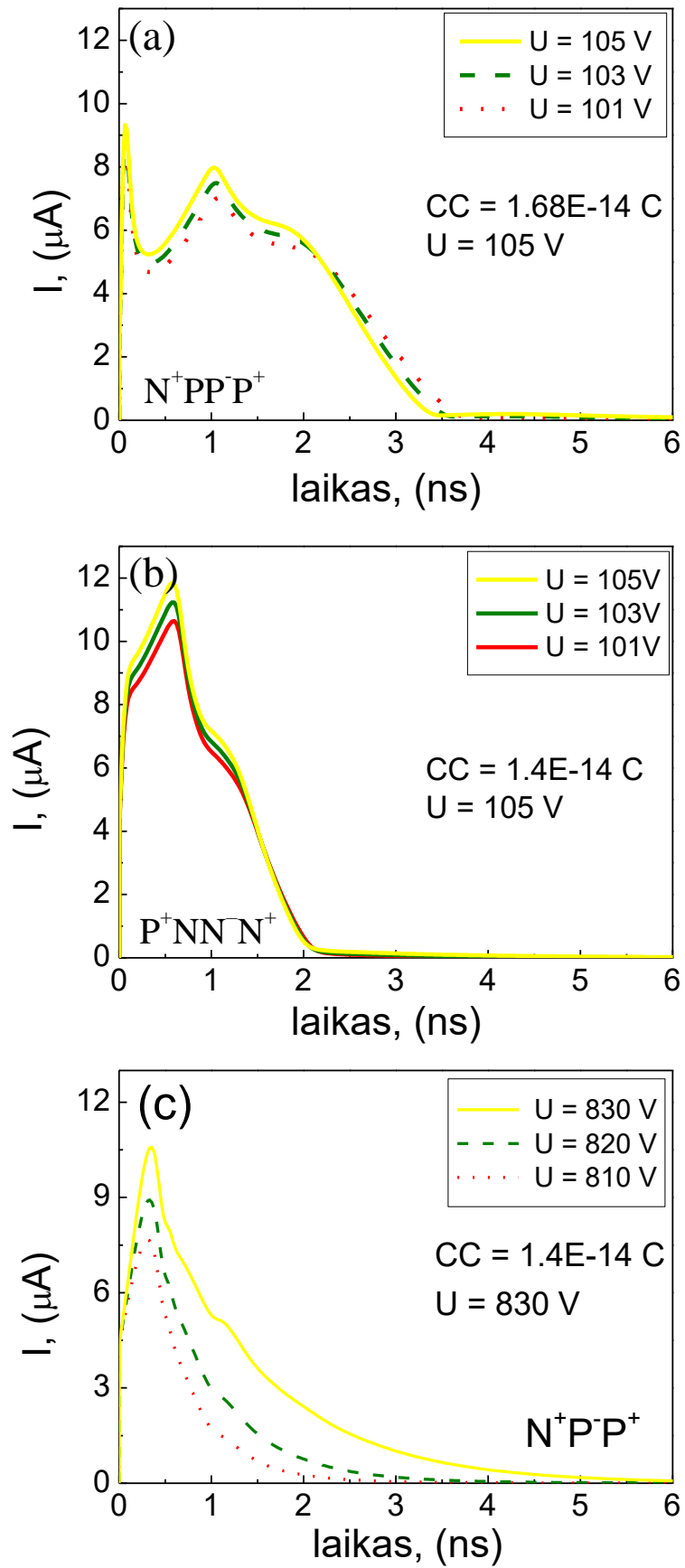


4.4 pav. PIN struktūros sumodeliuota voltamperinė charakteristika.

PIN diodo voltamperinės charakteristikos atveju pasiekama gerokai didesnė pramušimo įtampos vertė, kuri yra apytikriai 810 V (4.4 pav.).

4.2 Impulsinio srovės atsako charakteristikos

LGAD ir PIN detektoriuose surinktam krūviui (angl. *collected charge* – CC) įvertinti buvo panaudotas srovės impulsinio atsako charakteristikų modeliavimas. Synopsys TCAD Sentaurus paketu difuzijos-dreifo artinyje (įskaitant 2.4 skyriuje aptartas Shockley–Read–Hall, Ožė, rekombinaciją per du giluosius lygmenis bei krūvio generaciją, dėl smūginės jonizacijos) buvo sumodeliuotos impulsinės srovės atsako charakteristikos.



4.5 pav. N^+PP^+ (a), P^+NN^+ (b) ir N^+P^+ (c) struktūrų srovės impulsų kitimai priklausantys nuo užtvarinės įtampos.

P-tipo ir N-tipo mažo stiprinimo griūtinių detektorių struktūrų srovės impulsų (pav. 4.5 a, b) trukmės bei forma skiriasi dėl nevienodo elektrinio lauko pasiskirstymo silpnai legiruotose (N^- , P^-) srityse. Nėgana to, elektronams ir skylėms yra būdingi nevienodi jonizacijos koeficientai. Skylių jonizacijos koeficientas yra apie 10 kartų mažesnis nei elektronų ($\alpha_e \cong 10\alpha_h$), ir tai taip pat nulemia LGAD struktūrų srovės impulsų formos ir trukmės skirtumus. Tuo tarpu PIN struktūrai būdingos beveik du kartus mažesnės srovės impulso vertės dėl dauginimo sluoksnio nebuvimo.

Nepaisant impulsų nesutapimų, skirtingo laidumo LGAD prietaisais surinkto krūvio vertės yra ganėtinai panašios. Šios vertės apskaičiuojamos integruojant srovės impulsus laike. N-tipo struktūros prietaisu buvo surinkta mažiau krūvio negu P-tipo, o vertės atitinkamai siekė $\sim 1.4E-14$ C bei $1.7E-14$ C, esant užduotai 105 V įtampai. Nepaisant to, kad PIN struktūros detektoriumi surinkto krūvio vertė palyginama su LGAD vertėmis $\sim 1.4E-14$ C (pav. 4.5 c), jai pasiekti reikalinga apytikriai 8 kartus didesnė pridėta įtampa (830V), nei LGAD struktūrų atveju. Lyginant su mažo stiprinimo griūtinių detektorių struktūromis, srovės impulsas išplinta, o tai realaus detektoriaus atveju gali lemti ilgesnį krūvininkų ištraukimą ir dėl to didesnę tikimybę jiems rekombinuoti nepasiekus elektrodų.

Buvo pastebėtas impulso trukmė trumpėjimas augant užtvarinei įtampai P-tipo LGAD'uose. Tai gali būti paaiškinama išaugusiu elektrinio lauko stipriu, dėl kurio injektuoti krūvininkai greičiau pasiekia elektrodus.

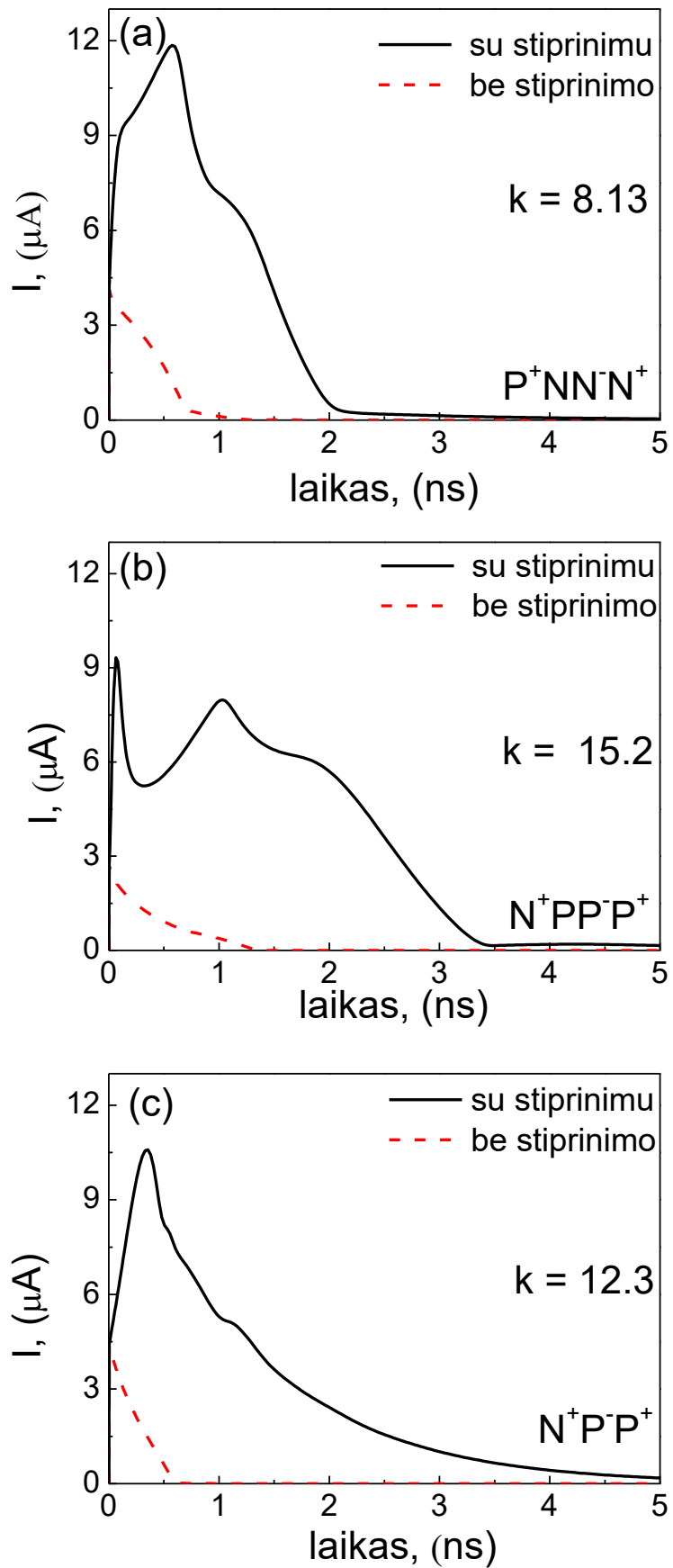
4.3 Dauginimo vertės

Siekiant įvertinti ar sumodeliuotos PIN ir LGAD struktūros veikia vidutinio stiprinimo režime buvo apskaičiuotos stiprinimo vertės kiekvienai iš jų.

Skaiciavimams atlikti buvo pasitelkta Sentaurus TCAD platforma. Stiprinimo koeficiento vertės (k) buvo nustatytos vertinant surinkto krūvio (CC) verčių santykį. Vienu atveju krūvis ($CC_{avalanche}$) buvo surenkamas struktūra, kuriai būdingas krūvio generacinis narys, kitu atveju ta pačia struktūra, tik „išjungiant“ krūvio generacinį narį:

$$k = \frac{CC_{avalanche}}{CC}. \quad (4.1)$$

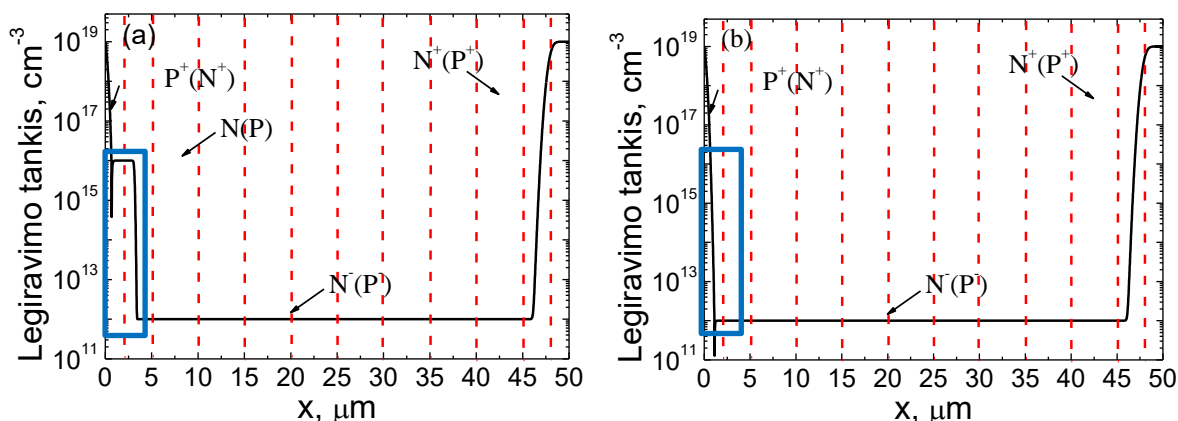
Gautos tiek PIN, tiek LGAD struktūrų stiprinimo vertės tenkina vidutinio stiprinimo sąlygą (stiprinimas nuo 8 iki 30), kaip pateikta 4.6 paveikslėlyje. N- ir P-tipo LGAD struktūrų stiprinimo vertės, esant 105 V užduotai pridėtai įtampai, siekė $k = 8.13$ ir $k = 15.2$ atitinkamai (4.6 pav. a, b). Tuo tarpu PIN struktūros atveju stiprinimo vertė buvo $k = 15.3$ esant 830 V įtampai (4.6 pav. c).



4.6 pav. N- (a) ir P-tipo (b) LGAD bei PIN (c) struktūrų srovės impulsai esant (ištisinė juoda linija) ir nesant (brūkšninė raudina linija) krūvio generaciniam nariui.

4.4 Srovės kinetikų profiliavimas

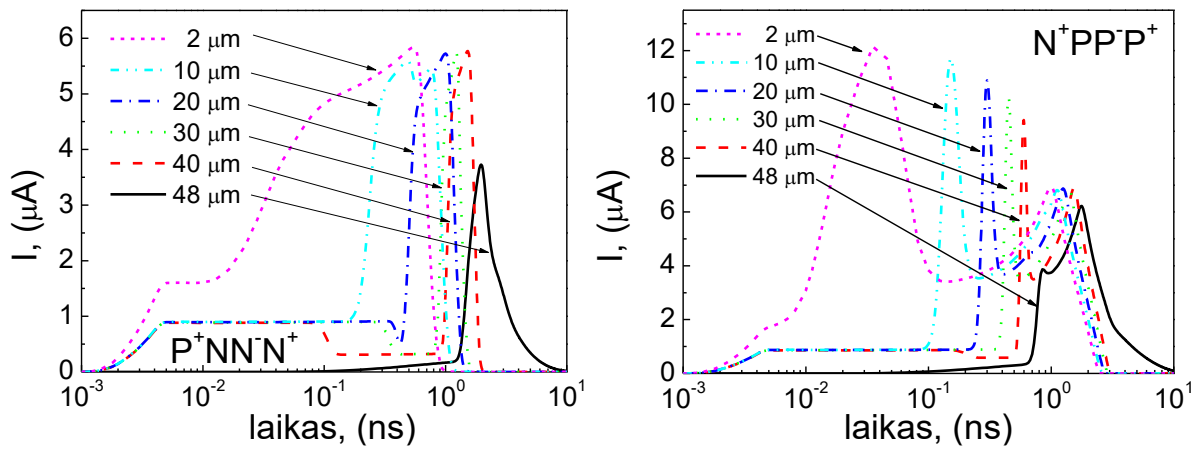
Skersinio skenavimo metodu krūvininkų domenai optiškai buvo injektuojamas tarpelektrodinėje srityje. Srovės impulsų vertės buvo modeliuojamos keičiant injekcijos lokalizaciją režiuose nuo 2 μm iki 48 μm tiek LGAD, tiek PIN struktūroms. Injekcijos pozicijos yra pavaizduotos 4.7 paveikslėlyje, - raudonos brūkšninės linijos žymi injekcijos vietą struktūroje.



4.7 pav. P- ir N-tipo LGAD (a) bei PIN (b) domenų injekcijos struktūroje pozicijos. Mėlynu stačiakampiu pažymėtas LGAD ir PIN legiravimo profilio skirtumas.

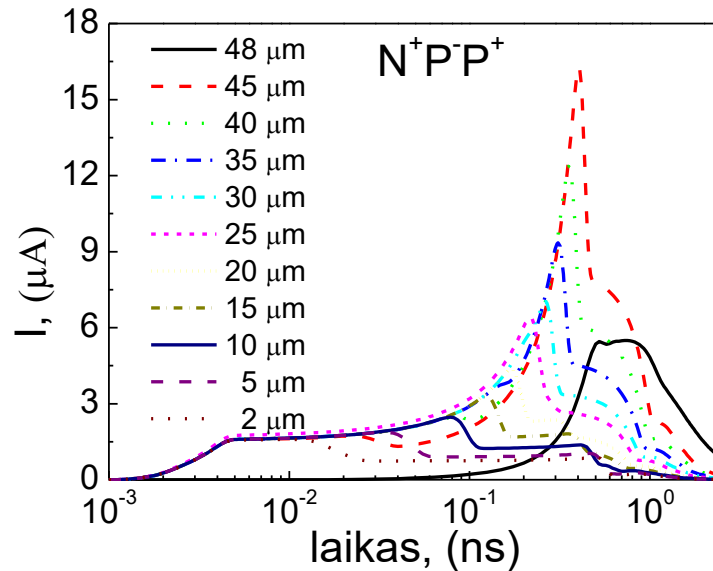
Srovės impulsų skirtumus tarp P-tipo mažo stiprinimo griūtinio detektoriaus ir PIN struktūrų labiausiai turėtų įtakoti p-sluoksniu (4.7 pav. pažymėtas mėlynu stačiakampiu) panaikinimas PIN struktūros atveju. Siekiant įvertinti šio sluoksniu įtaką buvo atlikti srovės kinetikų profiliavimo modeliavimai tiek P- ir N-tipo LGAD, tiek PIN struktūroms.

Kiekvienos struktūros atveju galima išskirti tris srovės impulso sritis: injekciją, krūvio dauginimą bei krūvio ištraukimą. LGAD struktūrų atveju, esant užduotai 105 V išorinei įtampai, keičiant injekcijos lokalizaciją nuo p^+ ir n^+ sluoksnių (48 μm) link p ir n sluoksnių (2 μm), atitinkamai P-tipo ir N-tipo struktūroms, yra stebimas surenkamo krūvio verčių didėjimas (4.8 pav.). Tai gali būti siejama su mažesniu dreifo keliu, kurį krūvininkams reikia įveikti, pasiekiant p^+ ir n^+ sluoksnius. Ir tuo būdu sumažėjant rekombinacijos tikimybei. Tuo tarpu didžiausias stiprinimas pasiekiamas injektuojant domeną tiesiai į p ir n sluoksnius.



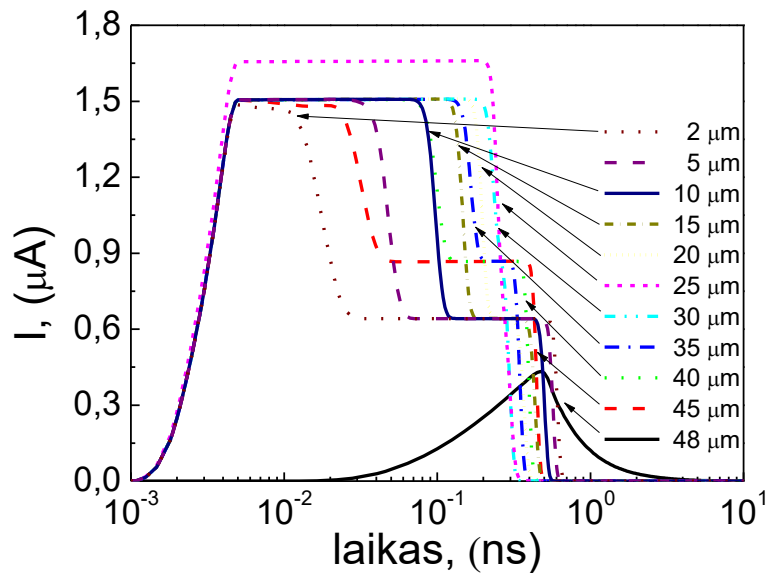
4.8 pav. N-tipo (kairėje) ir P-tipo (dešinėje) struktūrų srovės kinetinių profilių.

PIN struktūros atveju yra stebimas atvirkščias procesas, kuomet artėjant nuo struktūros krašto (45 μm) prie 2 μm pozicijos, kur turėtų būti p-sluoksnis, surenkamo krūvio vertės mažėja, esant užduotai 810 V įtampai (4.9 pav).



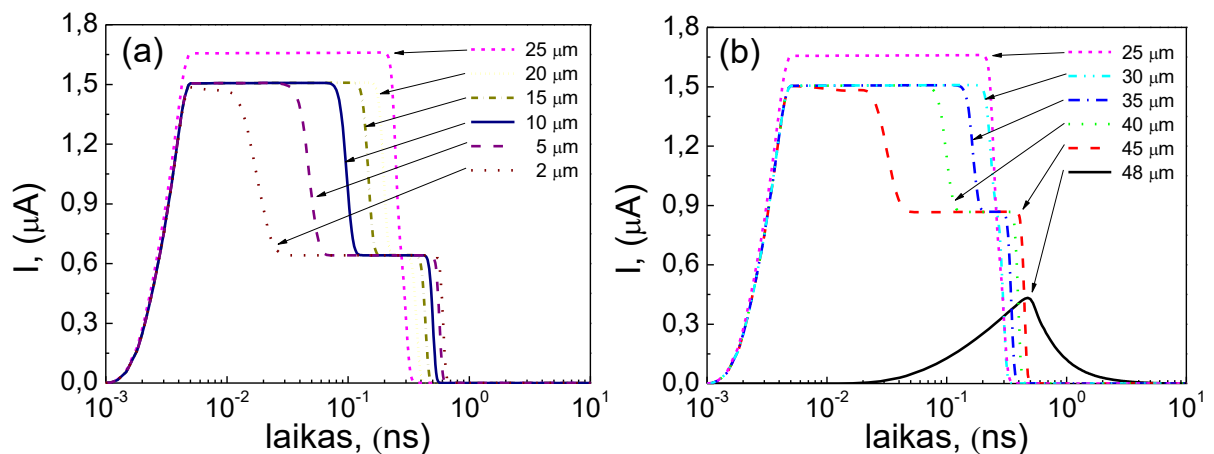
4.9 pav. PIN struktūros srovės kinetinių profilių esant užduotai 810 V įtampai.

PIN detektoriaus atveju, kuomet pridėta įtampa yra 400 V, kuri nesiekia stipinimo verčių (~810 V), srovės kinetinių profiliavimas atskleidžia kitokią prietaiso veikimo charakteristiką (4.10 pav.).



4.10 pav. PIN struktūros srovės kinetinių profilių esant užduotai 400 V įtampai.

Iš pradžių surenkamas krūvis auga kol pasiekiamas struktūros vidurys (25 μm) (4.11 pav. a), vėliau, artėjant prie struktūros krašto (48 μm), surenkamo krūvio vertės mažėja (4.11 pav. b).



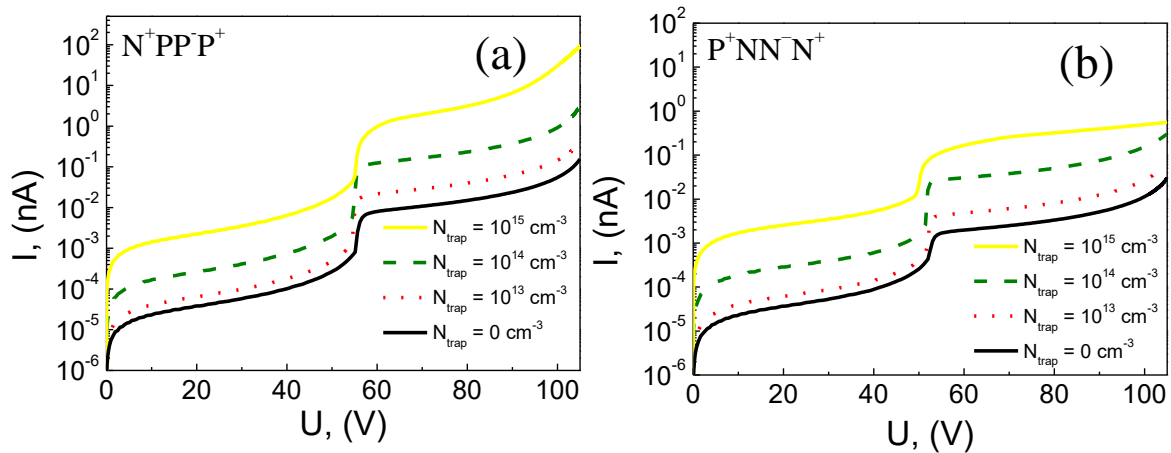
4.11 pav. PIN srovės kinetinių profilių iki struktūros vidurio (a) ir nuo struktūros vidurio (b).

4.5 Impulsinio srovės atsako bei VACH charakteristikos vyraujant gaudyklėmis

Apšvitinus detektorius skirtingais neutronų įtėkiais, įprastai yra stebimas krūvio surinkimo efektyvumo mažėjimas, kuris siejamas su rekombinacijos/pagavimo defektų tankio išaugimu dėl radiacinių pažeidimų [38]. Nėra išimtis ir LGAD detektoriai. Todėl buvo modeliuojamos srovės charakteristikos įskaitant krūvininkų gaudyklės.

Buvo tiriamos mažo stiprinimo detektorius voltamperinių charakteristikų variacijos bei impulsinio srovės atsako kitimų tendencijos priklausomai nuo skirtingų krūvininkų gaudyklės

koncentracijos. Gaudyklių koncentracijos buvo pasirenkamos intervale nuo $N_{\text{trap}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ iki $N_{\text{trap}} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ tokiu būdu imituojant radiacinių pažeidimų sukeltus efektus.



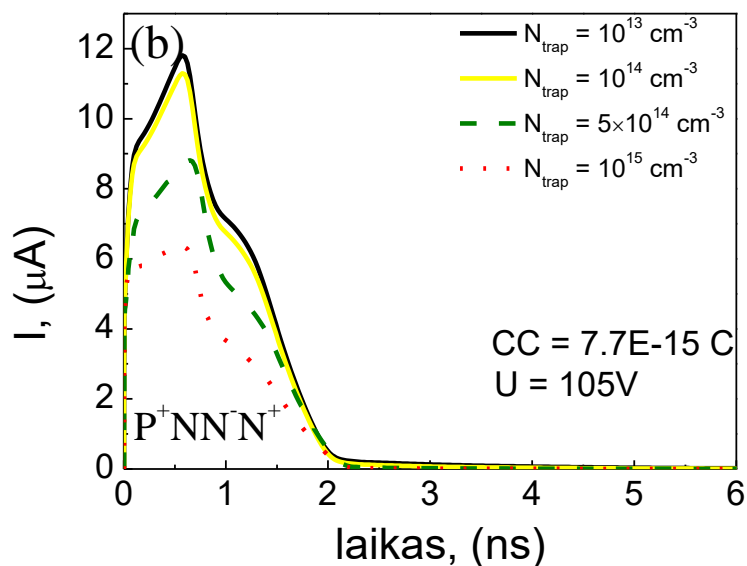
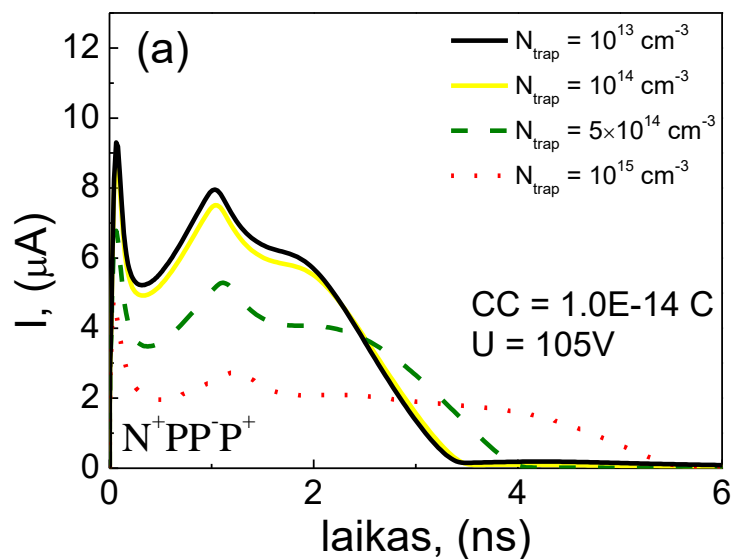
4.12 pav. P-tipo (a) ir N-tipo (b) LGAD voltamperinių charakteristikų variacijos kintant krūvininkų gaudyklių koncentracijai.

Didėjant gaudyklių koncentracijai aiškiai stebimas voltamperinių charakteristikų (4.12 pav.) kitimas gali būti siejamas su nuotėkio srovės didėjimu dėl atsiradusių radiacinių pažeidimų. P-tipo LGAD struktūros didesnes srovės vertes, esant identiškoms įtampos vertėms N-tipo struktūroje, lemia LGAD struktūros geometriniai parametrai.

Nagrinęjant impulsinius srovės atsakus (4.13 pav) buvo pastebėta, kad P-tipo struktūrai yra būdingas impulso trukmės ilgėjimas, didėjant gaudyklių koncentracijai. Tai gali būti siejama su krūvininkų pagavimu ir jų (terminškai emituotų iš radiacinių defektų) ištraukimu. Tai sąlygotų impulso išplitimą. Tuo tarpu N-tipo struktūroje ši tendencija nebuvo stebima.

Tiek N-tipo tiek P-tipo struktūroms yra būdingas srovės amplitudės sumažėjimas, didėjant radiacinių defektų koncentracijai. Dėl šios priežasties dalis foto-injektuotų krūvininkų rekombinuoja nepasiekę elektrodų.

Surinkto krūvio vertės, kaip ir buvo galima numanyti, LGAD struktūrose mažėja didėjant pagavimo centrų koncentracijai. Esant maksimaliai $N_{\text{trap}} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ gaudyklių koncentracijai, P-tipo struktūroje surinkta krūvio vertė ($CC = 1\text{E-}14 \text{ C}$) buvo didesnė negu N-tipo struktūroje CC vertė ($CC = 5.5\text{E-}15 \text{ C}$).



4.13 pav. $N^+PP^-P^+$ (a) ir $P^+NN^-N^+$ (b) LGAD impulsinio srovės atsako variacijos kintant gaudyklių koncentracijai.

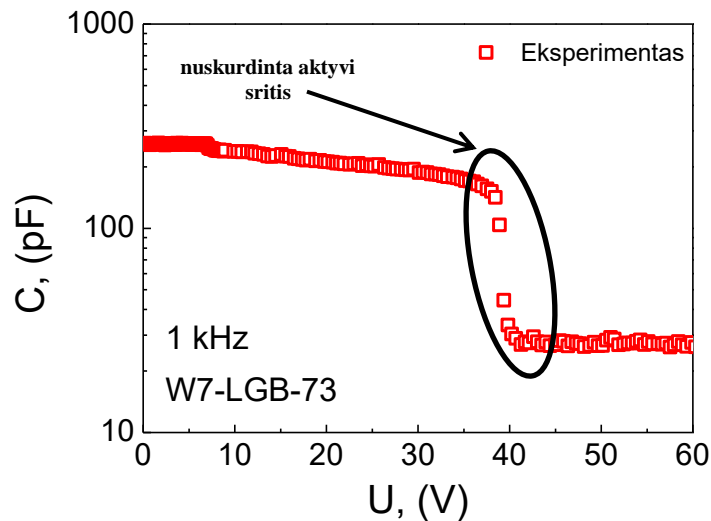
Nepaisant radiacinių defektų koncentracijos išaugimo, detektorių charakterizuojantis krūvio surinkimo efektyvumas P-laidumo medžiagos pagrindu suformuotame LGAD'e $CCE \approx 59\%$ yra apytikriai tik 4% didesnis nei N-laidumo LGAD'e ($CCE 55\%$), normuojant į krūvo vertę, surinktą detektoriumi be gaudyklių. Be to, reikia atsižvelgti į $N^+PP^-P^+$ struktūros srovės impulso išplitimą, - tai realaus detektoriaus atveju galėtų sąlygoti ilgesnį krūvininkų ištraukimą ir didesnę tikimybę jiems rekombinuoti, nepasiekus elektrodų.

4.6 Eksperimentinių ir teorinių rezultatų palyginamoji analizė

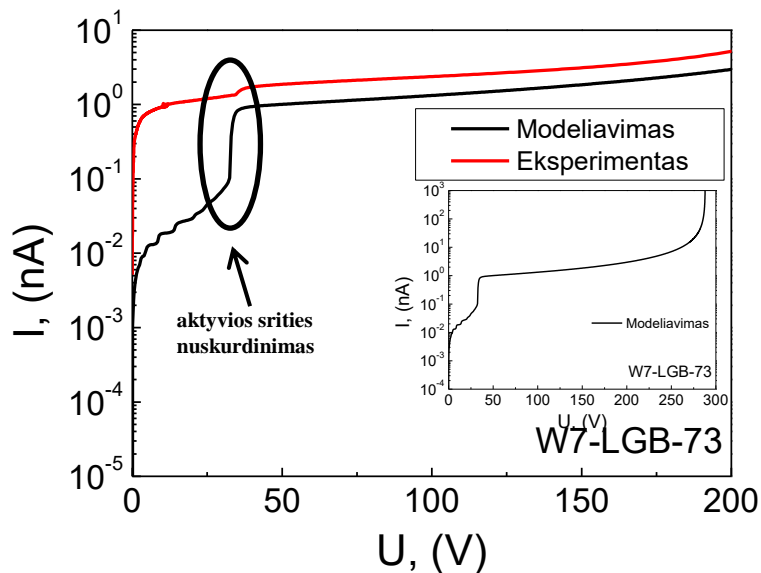
Šiame darbe buvo ištirta mažo stiprinimo griūtinių detektorių LGB struktūra W7 LGB-73 su $3 \times 3 \text{ mm}^2$ dauginimo sritimi. Siekiant nustatyti struktūros legiravimo profilius buvo pasitelkta 1 kHz dažnio talpos matavimo metodika (C-V). C-V charakteristika (4.14 pav.) atskleidė, jog, pridėjus užtvarinę įtampą, struktūros vidutiniškai legiruota sritis p nusiskurdina apytikriai ties 37 V. Toliau didinant įtampos vertę iki 40 V yra aiškiai stebimas silpnai legiruoto p^- sluoksnio nusiskurdinimas. Iš C-V charakteristikos taip buvo apskaičiuotas ir aktyvios srities (p ir p^-) sluoksnių storis. Eksperimentinių C-V analizė parodė, jog visiškai nuskurdinto detektoriaus talpa siekė 26,9 pF. Žinant sandūros plotą (A), nuskurdintos srities talpą (C) bei silicio dielektrinę skvarbą (ϵ_s) galima įvertinti nuskurdintos srities storį remiantis tokia formule [39]:

$$x = \frac{A \times \epsilon_s}{C(V)} \quad (4.2).$$

Apskaičiuotas W7 LGB-73 bandinio aktyvios srities storis tesiekė apytikriai $42 \mu\text{m}$, nors LGAD dokumentacijoje nurodomas $50 \mu\text{m}$ plotis. Toks pločio sumažėjimas gali būti siejamas su gilia stipriai legiruotų n^+ ir p^+ priemaišų difuzija struktūros priekinėje ir galinėje pusėse, atitinkamai, tokiu būdu stebint apytikriai $8 \mu\text{m}$ mažesnį aktyvios srities storį.

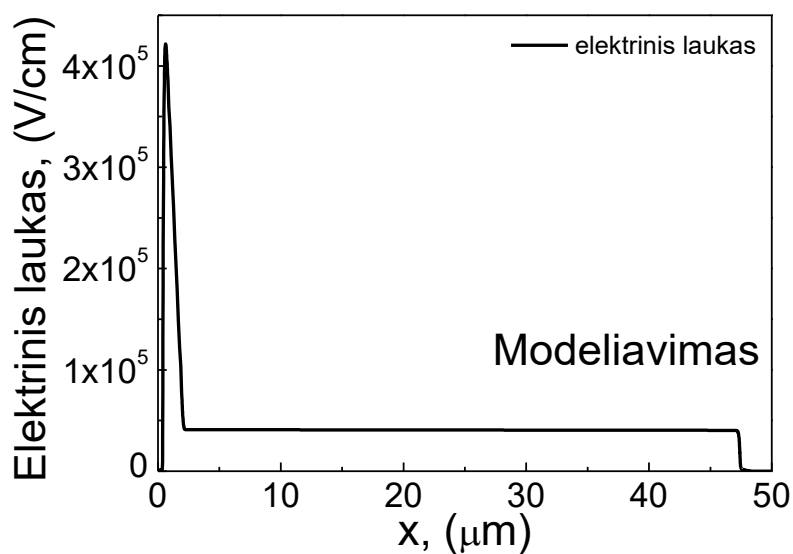


4.14 pav. Eksperimentinė C-V charakteristika su išryškinta aktyviaja sritimi (juodas ovalas).



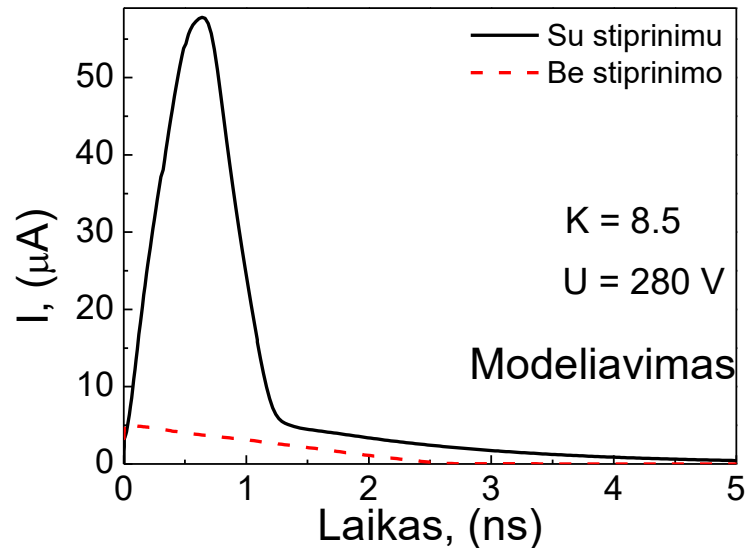
4.15 pav. Eksperimentinė (raudona linija) ir sumodeliuota (juoda linija) I-V charakteristika esant užduotai užtvarinei įtampai. Intarpe pateikiama sumodeliuota I-V charakteristika iki pramušimo.

Siekiant atkurti voltamperinę (I-V) W7 LGB-73 charakteristiką (4.15 pav.) buvo atsižvelgta į šiuo atveju esminę I-V charakteristikos sritį, kurioje įvyksta visiškas aktyvios srities nusiskurdinimas. Iš I-V matavimų buvo nustatyta, jog aktyvios srities nusiskurdinimas pasiekiamas ties 40 V įtampa, kurios vertė sutampa su nustatyta iš C-V matavimų. Teorinė kreivė neidealiai, tačiau gana tiksliai atkartoja eksperimentinius rezultatus. Iš atliktų modeliavimų galima numatyti, jog pramušimo įtampa turėtų siekti apie 280 V. Iš teorinių modeliavimų aiškiai stebimas dauginimo mechanizmo įsijungimas ties pramušimo įtampa, kadangi augant įtampai toliau stipriai auganti srovė niekada nepasieks įsotrinimo (tikrojo plato) srities.



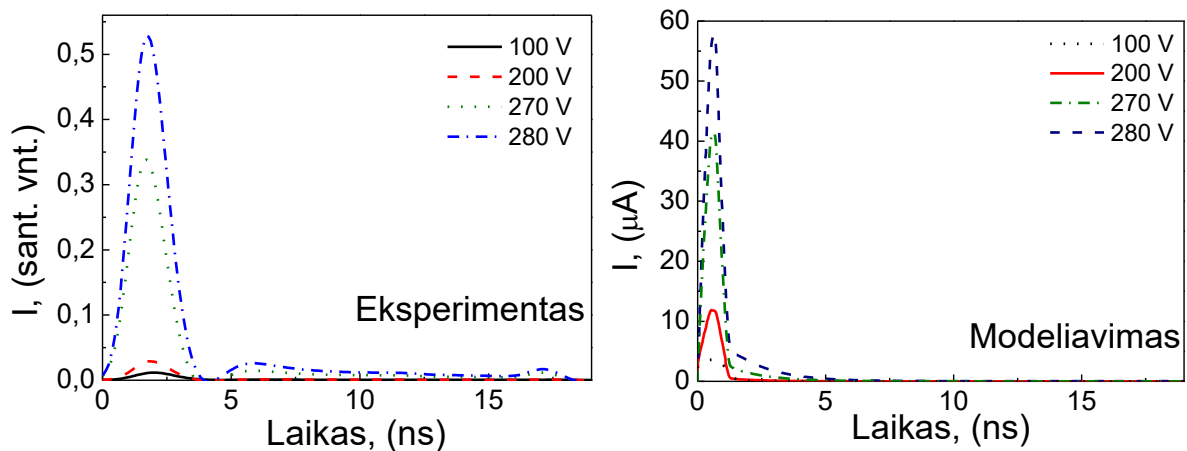
4.16 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas sumodeliuotoje LGAD struktūroje.

Sumodeliuotos LGB-73 struktūros elektrinio lauko pasiskirstymas joje pateikiamas 4.16 pav. Elektrinio lauko maksimumas buvo stebimas ties maždaug $0,5 \mu\text{m}$, kur buvo lokalizuota n^{++}/p^{+} sandūra, tuo tarpu minimumas ties p^{++} sluoksnio kraštu. Maksimali elektrinio lauko vertė siekia $4,2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ ir yra pakankama elektron-skylinės poros sukūrimui ($>10^5 \text{ V/cm}$).



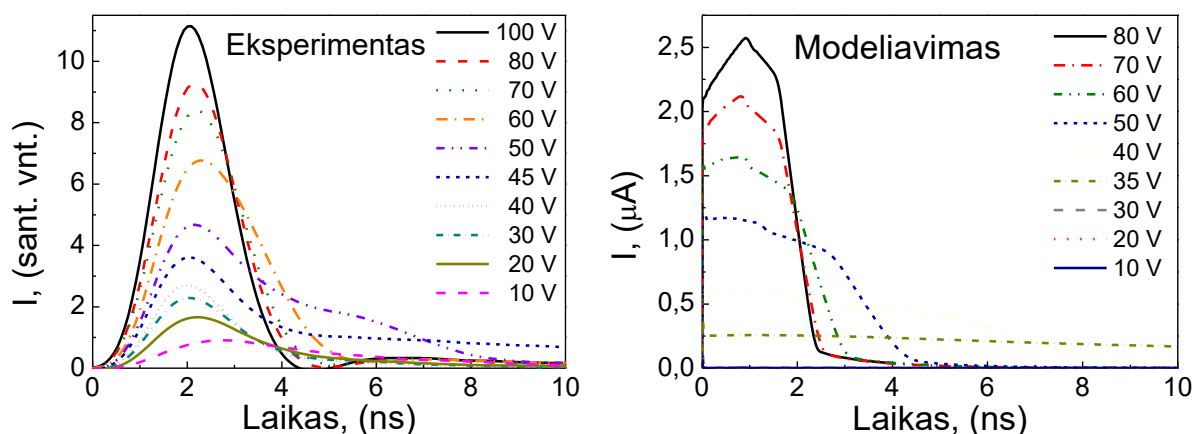
4.17 pav. Sumodeliuotos W7 LGB-73 struktūros srovės impulsai esant (juoda išsistinė linija) ir nesant (rauna punktyrinė linija) krūvio generaciniam nariui.

Siekiant įvertinti ar sumodeliuotas W7 LGB-73 veikia vidutinio stiprinimo ($K = 8$ iki 30) režime buvo apskaičiuota stiprinimo vertė. Stiprinimo vertės nustatymui buvo sumodeliuoti srovės impulsai su krūvio generaciniu nariu ir be jo (4.17 pav.) esant užduotai 280 V atvirkštinei pridėtinei įtampai. Apskaičiuota, kad tokios struktūros dauginimo vertė siekia 8,4 ir tenkina vidutinio stiprinimo sąlygą.



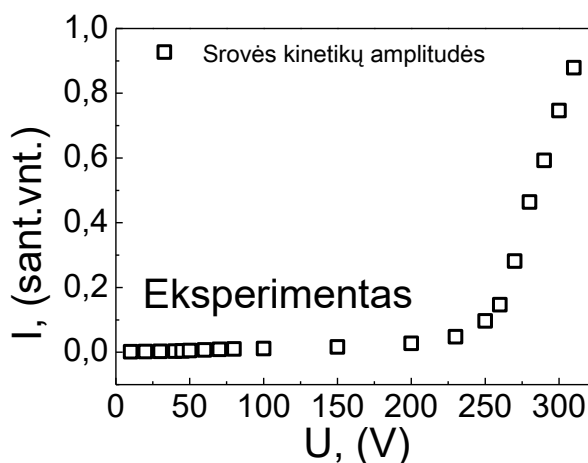
4.18 pav. Eksperimentinės (kairėje) ir sumodeliuotos (dešinėje) srovės kinetikos varijuojant užduodama pridėtine įtampa.

TCT matavimams buvo naudojamas 1064 nm bangos ilgio lazeris, siekiant optiškai injektuoti krūvininkų domeną struktūros tūryje pro paviršiuje paliktą nemetalizuotą diafragmą. Tiek eksperimentinės, tiek modelinės charakteristikos (4.18 pav.) atskleidė, jog ištirtų LGB detektorių TCT atsakai būdingos ganėtinai trumpos srovės impulsų trukmės <5 ns. Eksperimentiniai TCT srovės impulsai šiek tiek ilgesni galimai dėl struktūros netobulumo. Tiek eksperimentinių, tiek modeliųjų dreifo kinetikų atveju yra aiškiai stebima priklausomybė nuo užtvarinės įtampos varijavimo ribose nuo 100 V iki 280 V.



4.19 pav. Eksperimentinės (kairėje) ir sumodeliuotos (dešinėje) srovės dreifo kinetikų priklausomybės nuo varijuojamos pridėtinės įtampos.

Eksperimento metu pridėtinę įtampą keičiant ribose nuo 10 V iki 100 V buvo aiškiai stebimas impulsinės srovės atsako charakteristikos trukmės kitimas (4.19 pav. kairėje). Iš pradžių srovės impulso trukmė įtampai augant nežymiai mažėja, tačiau kuomet yra pasiekama 40 V vertė srovės impulsas išplinta. Tokia tendenciją atkartoja ir sumodeliuotos srovės kinetikos, kuomet pasiekus 35 V pridėtinę įtampą yra stebimas staigus impulso išplitimas (4.19 pav. dešinėje). Tai gali būti siejama su p dauginimo sluoksnio nusiskurdinimu. Toliau didinat įtampą iki 100 V stebimas impulso siaurėjimas gali būti siejamas su greitesniu injektuotų krūvininkų ištraukimu į elektrodus, dėl didėjančio elektrinio lauko.



4.20 pav. Srovės kinetikų maksimumų priklausomybės nuo pridėtinės atvirkštinės įtampos grafikas.

Didėjant įtampai buvo stebimas netiesinis srovės maksimumų dreifo kinetikose augimas, kuris gali būti siejamas su LGAD detektoriams būdingu vidutiniu stiprinimu ir krūvininkų dauginimo mechanizmo ypatumais (4.20 pav.).

Esminių darbo rezultatų sąvadas ir išvados

1. Pramušimo įtampos vertės P-tipo struktūrai yra beveik du kartus didesnės nei N-tipo struktūroje, esant tam pačiam epitaksinio sluoksnio storiui ($d = 3.20 \mu\text{m}$). Pagrindinė priežastis - skirtingi jonizacijos koeficientai ($\alpha_e \cong 10\alpha_h$).
2. Krūvio surinkimo (CC) parametro vertės P- ir N-tipo LGAD bei PIN struktūrose be gaudyklių, yra labai panašios $\sim 1.7E-14 \text{ C}$, $1.4E-14 \text{ C}$ bei $1.4E-14 \text{ C}$, atitinkamai.
3. Parodyta, kad tiek modelinės, tiek eksperimentinės, o taip pat tiek LGAD, tiek PIN struktūros tenkina vidutinio stiprinimo reikalavimą. Stiprinimo koeficientų vertės P-tipo, N-tipo ir W7 LGB-73 LGAD ir PIN struktūrose buvo gautos 15.2, 8.13, 8.4 ir 12.3, atitinkamai.
4. Nepaisant to, kad sumodeliuoti LGAD jutikliai buvo santykinai ploni ($50 \mu\text{m}$), o jų darbinės įtampos yra gana mažos, dėl vidinio dauginimo padidėjusio krūvininkų tankio, šios įtampos yra pakankamos, kad surinktas krūvis galėtų būti detektuojamas.
5. Apskaičiuotas W7 LGB-73 bandinio aktyvios srities storis tesiekė apytikriai $42 \mu\text{m}$, nors LGAD dokumentacijoje nurodomas $50 \mu\text{m}$ plotis. Toks pločio sumažėjimas gali būti siejamas su gilia stipriai legiruotų n^+ ir p^+ priemaišų difuzija struktūros priekinėje ir galinėje pusėse.
6. Didėjant įtampai LGB-73 struktūroje buvo stebimas netiesinis srovės kinetikų maksimumų augimas, kuris gali būti siejamas su LGAD detektoriams būdingu vidutiniu stiprinimu.

V. Naudotų literatūros šaltinių sąrašas

- [1] Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment, CERN, (2012).
- [2] D. Contardo, M. Klute, J. Mans, L. Silvestris, J. Butler, Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector, CERN, (2015).
- [3] H. F.-W. Sadrozinski ir kt., *Sensors for ultra-fast silicon detectors*, NIM A **765**, (2014) 7.
- [4] N. Cartiglia, M. Baselga, G. Dellacasa, S. Ely, V. Fadeyev, Z. Galloway, S. Garbolino, F. Marchetto, S. Martoiu, G. Mazza, J. Ngo, M. Obertino, C. Parker, A. Rivetti, D. Shumacher, H F-W Sadrozinski, A. Seiden, A. Zatserklyaniy, *Performance of ultrafast silicon detectors*, JINST **9**, (2014) C02001.
- [5] P. Fernandez-Martinez ir kt., *Low Gain Avalanche Detectors for high energy physics*, Electron Devices (CDE), 10th Spanish Conference on, (2015) 1.
- [6] S.M. Sze, K.K. Ng., *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed., (John Wiley & Sons, USA, (2007)).
- [7] G. Kramberger, et al, *Radiation effects in Low Gain Avalanche Detectors after hadron irradiations*, Journal of Instrumentation **10**, (2015) P07006.
- [8] Synopsys, *Sentaurus Device User Guide*, versija: M-2016.12, (2016).
- [9] AdiBen-Israel, *A Newton-Raphson method for the solution of systems of equations*, Journal of Mathematical Analysis and Applications **15**, (1966) 243.
- [10] G. Pellegrini, ir kt., *Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **765**, (2014) 12.
- [11] G.Lindström ir kt., *Radiation hard silicon detectors—developments by the RD48 (ROSE) collaboration*, NIM A **466**, (2001) 308.
- [12] I. Mandić, G. Kramberger ir kt., *Measurement of anomalously high charge collection efficiency in n^+p strip detectors irradiated by up to 10^{16} n_{eq}/cm^2* , NIM A **603**, (2009) 263.
- [13] G. Kramberger ir kt., *Radiation hardness of Low Gain Amplification Detectors (LGAD)*, 24th RD50 Workshop, Bucharest, June (2014).
- [14] Ch.Thil ir kt., *The APA Pixel Readout ASIC for an APD Based Fast 2D X-Ray Hybrid Pixel Detector*, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC), (2012) N1-231.
- [15] E.Cavallaro ir kt., *First measurements of segmented silicon tracking detectors with built-in multiplication layer*, NIM A **796**, (2015) 136.
- [16] H.F.-W. Sadrozinski ir kt., *Exploring charge multiplication for fast timing with silicon sensors*, 20th RD50 Workshop, Bari, Italy, May, (2012).
- [17] V. Sola ir kt., *Ultra-Fast Silicon Detectors for 4D tracking*, Journal of Instrumentation, **12**, (2017) C02072–C02072.
- [18] R.Arcidiacono, *A new timing detector for the CT-PPS project*, NIM A **845**, (2017) 16.
- [19] W. Shockley, W.T. Read, *Statistics of the recombinations of holes and electrons* Phys.Rev. **87**, (1952) 5.
- [20] J.S.Blackmore, *Semiconductor statistics* (Pergamon Press, New York, 1962).

- [21] G.Purvaneckienė, J.Vaitkus, Fotolaidumas ir jo taikymas puslaidininkiams tirti (Vilnius, 1989).
- [22] E. Gaubas, *Transient absorption techniques for investigation of recombination properties in semiconductor materials*, Lith. Journ. Phys. **43**, (2003) 145.
- [23] M. Pomorski ir kt., *Characterisation of single crystal CVD diamond particle detectors for hadron physics experiments*, Phys. Status Solidi A **202**, (2005) 2199.
- [24] L. Fernandez-Hernando et al., *Development of a CVD diamond next term Beam Condition Monitor for previous term CMS next term at the Large Hadron Collider*, Nucl. Instr. Meth. A **552**, (2005) 183.
- [25] C. Manfredotti ir kt., *Ion Beam Induced Charge characterization of epitaxial single crystal CVD diamond*, Diam. & Relat. Mater. **16**, (2007) 940.
- [26] N. Tranchant ir kt., *Time of flight study of high performance CVD diamond detector devices*, Phys. Status Solidi A **204**, (2007) 3023.
- [27] S.Ramo, *Currents induced by electron motion*, Proc. IRE. **27**, (1939) 584.
- [28] A.Shockley, *Currents to conductors induced by a moving point charge*, J. Appl. Phys. **9**, (1938) 635.
- [29] W. Dabrowski, *Transport equations and Ramo's theorem: applications to the impulse response of a semiconductor detector and to the generation-recombination noise in a semiconductor junction*, Prog. Quant. Electr. **13**, (1989) 233.
- [30] Z. He, *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors*, Nucl. Instr. And Meth. A **463**, (2001) 250
- [31] E. Gaubas, T. Ceponis, A. Jasiunas, V. Kalendra, J. Pavlov, N. Kazuchits, E. Naumchik, and M. Rusetsky. *Lateral scan profiles of the recombination parameters correlated with distribution of grown-in impurities in HPHT diamond*, Diam. & Rel. Mat. **47**, (2014) 15.
- [32] E. Gaubas, T. Ceponis, V. Kalesinskas, *Currents induced by injected charge in junction detectors*, Sensors **13**, (2013) 12295.
- [33] E. Gaubas, T. Ceponis, and J. Pavlov, "*Pulsed current signals in capacitor type particle detectors*", J. Instrum. (JINST) **10**, (2015) C-01006.
- [34] E. Gaubas, T. Ceponis, V. Kalesinskas, J. Pavlov, J. Vyšniauskas. *Operational characteristics of different type GaN particle detectors*, Sensors **15**, (2015) 5429.
- [35] Maria del Mar Carulla, *Status of CNM technological developments on LGAD and future plans*, 29th RD50 Workshop (CERN), (2016).
- [36] P.F.-Martínez ir kt., *Design and fabrication of an optimum peripheral region for low gain avalanche detectors*, NIM A **821**, (2016) 93.
- [37] J. Lange, M. Carulla ir kt., *Gain and time resolution of 45 μm thin Low Gain Avalanche Detectors before and after irradiation up to a fluence of 10^{15} neq/cm²*, JINST **12**, (2017) P05003.
- [38] E. Gaubas ir kt., *Study of neutron irradiated structures of ammonohermal GaN*, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, (2017) 135102.
- [39] A. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, ISBN: 978-0-470- 53794-7, John Wiley, 1967.

LGAD DETEKTORIŲ SU VIDINIŲ STIPRINIMU TYRIMAS

Santrauka

Silicio jutikliai su krūvininkų dauginimo sluoksniu, dar žinomi kaip mažo stiprinimo griūtiniai detektoriai (LGAD), dėl gero radiacinio atsparumo galėtų būti taikomi didelių įtėkių dalelių detektavimui. Parodyta, kad vidinis stiprinimas gali būti pasiekiamas krūvininkų griūtinio dauginimo būdu, padidina signalo-triukšmo santykiui (SNR). Todėl LGAD jutikliai tampa vienais perspektyviausių prietaisų aukštųjų energijų fizikos eksperimentų taikymuose, kur sutinkamos stiprios radiacinės pažeidos tokios, kaip Didžiojo Hadronų Greitintuvo (LHC) vidiniuose sluoksniuose. Šio darbo tikslas - sumodeliuoti eksperimentuose registruojamas LGAD funkcines charakteristikas pasitelkiant Synopsys TCAD platformą.

Įprastiniai P-tipo LGAD yra sudaryti iš $N^+PP^-P^+$ sluoksnių su P-šuliniu, suformuotu gilios boro difuzijos į P- sluoksnį. Šiame darbe pateikti P-tipo ir N-tipo LGAD bei PIN prietaisų funkcinių charakteristikų modeliavimo rezultatai. Buvo parodyta, jog apšvitintuose LGAD-uose egzistuoja „akceptorių pašalinimo“ efektas, dėl kurio sumažėja vidinis stiprinimas. Radiacinės pažeidos dalinai pašalina borą iš dauginimo sluoksnio, ir tuo būdu sumažėja legirantų koncentracija. Atskleista, kad šis nepageidaujamas efektas gali būti susilpnintas formuojant N-šulinio ($P^+NN^-N^+$) Si struktūrą su fosforu legiruotu epitaksiniu (N-šulinio) sluoksniu.

LGAD ir PIN prietaisų teorinis efektyvumas buvo įvertintas skaitmeniniais eksperimentais, pasitelkiant TCAD algoritmus difuzijos-dreifo artinyje. Modeliavimai buvo atlikti pasitelkiant Sentaurus Device programinę įrangą. Buvo gauta, kad N ir P tipų Si LGAD impulsinio srovės atsako forma bei trukmės yra skirtingos dėl skirtingų jonizacijos elektronais ir skylėmis koeficientų. Šis koeficientas elektronams yra apytikriai 10 kartų didesnis ($\alpha_e \cong 10 \cdot \alpha_h$). Nepaisant to, P-tipo ir N-tipo Si LGAD-uose surenkamo krūvio vertės yra panašios kai galima neatsižvelgti į radiacinių pažeidų sukurtas krūvininkų gaudyklių įtaką.

Buvo pademonstruota, kad LGAD-ų aktyvios srities sluoksnio storis yra svarbus krūvio surinkimo efektyvumui. Gauta, kad LGAD santykinai plonais ($50\mu\text{m}$) jutikliais su būdingomis mažomis įtampomis dėl vidinio dauginimo padidėjusio krūvininkų tankio pakanka, kad surinktas krūvis galėtų būti detektuojamas. Aptarta radiacinių gaudyklių įtaka jutiklio srovės stipriui, krūvio surinkimo efektyvumui. Eksperimentinės I-V ir TCT W7 LGB-73 LGAD struktūros charakteristikos buvo atkurtos ir sutapo su modeliavimo rezultatais. Buvo įvertintos geometrinės ir elektrinės LGAD-ų savybės.

STUDY OF LGAD DETECTORS WITH INTERNAL GAIN

Summary

Silicon sensors with charge multiplication layer, known as Low Gain Avalanche Detectors (LGAD), are anticipated to be functional as the particle detectors after heavy irradiation by hadrons. The concept of internal gain due to charge multiplication is addressed to the enhancement of the signal-to-noise ratio (SNR). The LGAD detectors became the most promising devices for applications in high energy physics experiments where harsh radiation environments, such as the inner detectors of Large Hadron Collider (LHC), are met. The aim of this work is to simulate LGAD experimentally measured functional characteristics based on Synopsys TCAD.

Conventional a P-type LGAD consists of N^+PP^+ layers with P-well formed by deep diffusion of boron (B) into P⁻ layer. It had been shown that the effect of the “acceptor removal” occurs in the heavy irradiated LGAD sensors. This causes a loss of the internal gain. Radiation damage partially removes a boron from the multiplication layer, thereby reducing the effective doping concentration. This detrimental effect might be partially suppressed by forming the N-well (P^+NN^+) Si structures with the phosphorus doped epitaxial (N-well) layer. In this work, the results of simulations of the operation characteristics for the P-type and N-type LGAD and PIN devices are reported.

A functionality of LGAD and PIN device has been validated by digital experiments performed using of Technology Computer-Aided Design (TCAD) algorithms within the Drift-Diffusion (DD) approach. Simulations have been carried out employing the Sentaurus Device software platform. It has been obtained that the shape and duration of current pulses is quite different for N- and P-type Si LGAD's mainly due to the difference of the ionization coefficients. These coefficients are approximately 10 times greater for electrons than that for holes ($\alpha_e \cong 10 \cdot \alpha_h$). Nevertheless, the collected charge is almost the same for P-type and N-type Si devices if radiation traps are ignored in simulations.

A probability of carrier trapping during their drift increases with irradiation fluencies assumed in simulations. It has been shown that thickness of the active layer within a sensor plays an important role in charge collection efficiency. Nevertheless, the rather thin (~50 μm) modelled LGAD sensors appear to be functional and exhibit a proper charge collection efficiency due to the carrier density increase through the internal amplification, proportional to the radiation injected secondary carrier pairs. The experimental I-V, C-V and TCT characteristics have been recorded on W7 LGB-73 LGAD structures and fitted by using simulated ones. The geometrical and electrical parameters have thereby been evaluated.