

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS**

Aivaras Kazakevičius

**Lazerinės pažaidos tyrimas puslaidininkinių ir dielektrinių medžiagų
padėkluose**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinė fizika ir optinės technologijos

Studentas

Aivaras Kazakevičius

Leista ginti

2018-05-28

Darbo vadovas

dr. Egidijus Vanagas

Centro direktorius

prof. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

Turinys

Įvadas.....	3
1. Darbo uždaviniai.....	5
2. Literatūros apžvalga	6
2.1. Lazerinis pažeidimas	6
2.2. Lazerio impulso trukmės įtaka lazeriniam pažeidimui.....	11
2.3. Lazerinis pažeidimas medžiagos paviršiuose	12
2.4. Netiesinių reiškinių įtaka lazeriniam pažeidimui medžiagos tūryje.....	13
2.5. Kietų ir trapių medžiagų padėklų sudalinimo metodai.....	15
2.6. Mechaninis sudalinimas ir jo palyginimas su lazeriniais metodais.....	15
2.7. Paviršinis lazerinis raižymas–skraibavimas	16
2.8. Tūrinis lazerinis raižymas.....	16
2.9. Plazminis sudalinimas	18
2.10. Terminis skaldymas.....	18
2.11. Šviestukų parametrai ir jų matavimo metodai	19
2.12. Defektų skaičiaus įtaka šviestukų parametrams	21
2.13.Šviesos diodų efektyvumo didinimo metodikos.....	23
3. Eksperimento aprašymas	28
3.1. Tyrimo objektas	28
3.2. Eksperimento schema	29
3.3. Lazerinio pažeidimo slenksčio matavimas	31
3.4. Sklaidos centrų generavimo eksperimentas.....	32
3.5. Lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle eksperimentas	34
3.6. Padėklų su suformuotais šviestukais raižymas.....	35
4. Rezultatai ir jų aptarimas.....	37
4.1.Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės.....	37
4.2. Sklaidos centrų įtaka šviesos ištrūkai pro bandinio kraštą	38
4.3. Lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle matavimo rezultatai	41
4.4. Padėklų su suformuotais šviestukais raižymas	42
4.5. Rezultatų apibendrinimas	43
5. Išvados.....	45
Literatūros sąrašas	46
Santraukos	50
Priedai.....	52

Ivadas

Šviestukų rinka vis labiau plečiasi ir ši technologija tampa pritaikoma daugelyje sričių. Prieš kelis dešimtmečius šviestukai daugiausia buvo naudojami kaip įvairūs indikatoriai, pavyzdžiui, elektroninių prietaisų skydeliuose. Šiuo metu šviestukai jau yra įsitvirtinę kompiuterių ir mobiliųjų telefonų ekranų, reklaminių švieslenčių rinkose bei po truputį plečiasi į apšvietimo rinką. Tai lėmė nauji atradimai: XX a. antrojoje pusėje pirmiausia sukurti artimos infraraudonos, raudonos spinduliuotės ir vidurinės regimosios šviesos, vėliau sukurti mėlyni, o galiausiai – baltos šviesos šviestukai. Šie išradimai nulėmė šviestukų technologijos proveržį. Aukštas energijos našumas, ilgaamžiškumas, mechaninis atsparumas, maži gabaritai, platus bangos ilgių pasirinkimas ir valdymo dažninės savybės – visos šios savybės yra priežastys, kodėl būtent šie šviesos šaltiniai yra itin patrauklūs vartotojui. Prognozuojama, kad artimiausius ketverius metus šviesos diodų ir apšvietimo įrenginių su šiais prietaisais paklausa augs apšvietimo įrenginių rinkoje, pamažu išstumdama šiuo metu dar gana populiarias halogenines ir fluorescencines lempas [1].

Be jokios abejonės, didelė šviesos diodų paklausa lėmė ir jų gamybos technologijų vystymąsi. Vienas iš šio tyrimo objektų yra GaN pagrindu pagaminti šviestukai. Jie paruošiami taip: pirmiausia užauginamas puslaidininkinės arba dielektrinės medžiagos kristalas (dažniausiai taikomas *Czochralski* metodas[2]). Vėliau kristalas supjaustomas į padėklus, kurie poliruojami. Galiausiai ant vienos padėklų pusės suformuojami šviesos diodai, o ant kitos – paskirstytieji Brego reflektoriai (DBR).

Ant galutinai paruoštų padėklų suformuojamas didelis kiekis šviesos diodų. Pavyzdžiui, ant standartinio 101,6 mm skersmens padėklo suformuojama maždaug 33 tūkstančiai $0,242 \text{ mm}^2$ ploto šviestukų. Norint šviestukus atskirti, reikalingos padėklų sudalinimo technologijos. Tradicinis metodas – padėklų pjaustymas deimantiniu pjūkle. Šis metodas kol kas yra plačiausiai taikomas, tačiau pasižymi tam tikromis problemomis: dėl mechaninio poveikio mažėja sudalintų šviestukų našumas ir ilgaamžiškumas, dėl pjūklo storio daug medžiagos iššvaistoma, būtinos papildomos kristalo atplaišų šalinimo ir aušinimo sistemos [3]. Alternatyva mechaniniam pjaustymui yra lazerinio apdirbimo panaudojimas, kurį pritaikius išvengiama minėtos mechaninio apdirbimo problemos. Paskutiniame gamybos etape lustas montuojamas į korpusą, prie jo prilituojami papildomi didesnių gabaritų kontaktai ir ant prietaiso viršaus užliejama plastikinė kapsulė, kurios paskirtis apsaugoti šviestuką nuo aplinkos poveikio ir formuoti prietaiso emituojamos spinduliuotės kryptį.

2016 m. mechaninės apdirbimo sistemos užėmė apie 80%, o tūrinio lazerinio raižymo – apie 20% padėklų sudalinimo įrangos rinkos, tačiau prognozuojama, kad dėl savo privalumų, lazerinio raižymo įrangos rinka augs [4]. Tūrinio lazerinio raižymo technologija sukurta Hamamatsu

Photonics įmonėje [5]. Nepaisant to, kad pastarasis metodas jau yra taikomas pramonėje, lazerinio apdirbimo įtaka galutiniams pagamintų šviesos diodų parametrams dar nėra detaliai išnagrinėta. Šviestukų parametrai priklauso nuo apdirbimo metu naudotos lazerio spinduliuotės savybių, jos fokusavimo ypatumų ir sukurto pažeidimo formos [3]. Todėl nuolatos ieškomi ir nagrinėjami technologiniai sprendimai, kurie pagerintų sudalintų šviesos diodų parametrus. Pavyzdžiui, tūrinio raižymo technologija tobulinama lazerinį pažeidimą formuojant impulsų voromis [6,7], o šviestukų efektyvumas didinamas generuojant sklaidos centrus (*voids*) safyro padėkle [8]. Šio darbo metu pasirinkta ištirti lazerinio pažeidimo slenksčio formavimo ypatumus įprastai puslaidiinių pramonėje naudojamose medžiagose, šviesos ištrūkos šviestukų padėkluose didinimo galimybes ir lazerio spinduliuotės sugertį safyre. Taigi, **pagrindinis šio darbo tikslas:** ištirti įvairių apdirbimo parametrų bei metodų įtaką tūrinio lazerinio raižymo ir sudalintų šviestukų šviesos ištrūkos efektyvumui.

1. Darbo uždaviniai

1. Ištirti lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybę nuo impulso trukmės safyro, borosilikatinio stiklo, ličio niobato, silicio karbido, silicio padėklų ir galio nitrido sluoksnio, užauginto ant safyro padėklo, paviršiuje, 0,3 – 10 ps impulso trukmių diapazone.
2. Ištirti sklaidytos šviesos safyro padėkle intensyvumo priklausomybę nuo jame sukurtų sklaidos centrų generavimo sąlygų.
3. Ištirti lazerinės spinduliuotės sugerties priklausomybę nuo spinduliuotės fokusavimo gylio safyro padėkle, naudojant tipines safyro padėklų raižymo sąlygas.
4. Ištirti skirtingų raižymo režimų: augančio intensyvumo impulsų voromis ir tolygaus intensyvumo impulsų voromis įtaką LED šviesos ištrūkos rezultatams.

2. Literatūros apžvalga

2.1. Lazerinis pažeidimas

Lazerio spinduliuotės sąveikos su medžiaga ypatybės priklauso tiek nuo medžiagos, tiek nuo spinduliuotės savybių. Atsižvelgiant į šio tyrimo objektą, toliau nagrinėjama ultratrumpųjų lazerių spinduliuotės sąveika su puslaidininkinėmis ir dielektrinėmis medžiagomis, kurios pasižymi mažu laisvųjų elektronų tankiu nesužadintoje būsenoje ir draustinės energijos tarpu tarp valentinės ir laidumo juostų. Išskiriami keli pagrindiniai šios sąveikos etapai, po kurių susiformuoja lazerinis pažeidimas [9]:

- 1) Pirmiausia vyksta fotojonizacija. Šio proceso metu elektronai sugeria lazerio spinduliuotę ir yra perkelti iš valentinės juostos į laidumo juostą;
- 2) Toliau vyksta sugertis sugeneruotuose laisvuosiuose krūvininkuose. Dėl pakitusios būsenos fotojonizacijos metu sugeneruoti elektronai pakartotinai sugeria lazerio spinduliuotę ir todėl jų energija auga;
- 3) Vėliau vyksta smūginė jonizacija. Dėl pakartotinės sugerties laidumo juostoje esantys elektronai įgyja pakankamai energijos, kad susidūrimų su nesužadintais elektronais metu galėtų juos jonizuoti. Šis procesas yra griūtinis: jo metu sugeneruoti krūvininkai taip pat sugeria lazerio spinduliuotę ir jonizuoja dar daugiau valentinėje juostoje esančių elektronų;
- 4) Toliau laisvuosiuose elektronuose sukaupta energija perduodama gardelei;
- 5) Galiausiai įvyksta medžiagos savybių modifikacija – sukuriamas lazerinis pažeidimas.

Kai kuriose mokslinėse publikacijose šie procesai skirstomi į smulkesnius. Pavyzdžiui, medžiagos savybių modifikacija gali būti skirstoma į gardelės defektų generaciją, lūžio rodiklio modifikaciją ir gardelės suardymą. Vienas iš platesnių aprašymų pateiktas [10] šaltinyje. Taip pat verta paminėti, kad sąveikos metu vyksta ne tik laisvųjų krūvininkų generacija, bet ir jų relaksacija.

Fotojonizacija dielektrinėse arba puslaidininkinėse medžiagose gali vykti dviem skirtingais būdais: dėl daugiafotonės sugerties arba tunelinės jonizacijos. Daugiafotonė sugertis yra netiesinis lazerio spinduliuotės sąveikos su medžiaga mechanizmas, kurio metu esant pakankamam lazerio spinduliuotės intensyvumui vyksta vienalaikė lazerio spinduliuotės kvantų sugertis. Medžiagą veikiant itin stipriu elektromagnetiniu lauku, elektronus laikantis potencinis barjeras sumažėja tiek, kad elektronai gali pereiti iš valentinės į laidumo juostą. Taigi mechanizmas, dėl kurio bus generuojami laisvieji elektronai, priklauso nuo medžiagos ir spinduliuotės savybių. XX a. viduryje buvo pademonstruota, kad šie fotojonizacijos mechanizmai yra susiję [11-13]. Tai įrodyta nustatant elektrono-skyklės poros sukūrimo spartą w_k kieto būvio medžiagose, veikiamose elektrinio lauko,

kurio pavidalas yra $E(t) = E \cos(\omega t)$. Nustatyta, kad jonizacijos sparta gali būti apskaičiuota pasinaudojant išraiška:

$$w_k = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\gamma' \frac{m^* \omega}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} Q \left(\gamma, \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right) \exp \left\{ -\pi \left\langle \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} + 1 \right\rangle [K_{el}(\gamma'^{-1}) - E_{el}(\gamma'^{-1})] \div E_{el}(\gamma'^{-1}) \right\}, \quad (1)$$

čia \tilde{E}_g – efektyvusis jonizacijos potencialas:

$$\tilde{E}_g = \frac{2}{\pi} E_g \gamma' E_{el} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\gamma'^2}} \right), \quad (2)$$

funkcija $Q \left(\gamma, \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right)$ yra lėtai kintanti dažnio ir spinduliuotės elektrinio lauko funkcija, K_{el} ir E_{el} yra atitinkamai pilnieji pirmos ir antros eilės eliptiniai integralai, $\gamma' = \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma}$. Parametras γ dar vadinamas Keldišo parametru [10,11] ir aprašomas formule:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{m^* E_g}}{e E} = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{c n m^* \varepsilon_0 E_g}{I}}, \quad (3)$$

čia ω – lazerio spinduliuotės dažnis, m^* – redukuota elektrono masė, E_g – šviesa paveiktos medžiagos draustinės energijos tarpas, e – elektrono krūvis ir I – lazerio spinduliuotės intensyvumas. Ryšys tarp daugiafotonės sugerties ir tunelinės jonizacijos mechanizmų pademonstruotas analizuojant Keldišo parametro įtaką jonizacijos spartai (1). Kai lazerio spinduliuotės laukas yra santykinai silpnas, t.y. $\gamma \gg 1$, sparta (1) įgyja pavidalą, būdingą daugiafotonei sugerčiai:

$$w_{DS} = \frac{2}{9\pi} \omega \left(\frac{m^* \omega}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \Phi \left[\left(2 \left(\left\lfloor \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right\rfloor + 1 \right) - \frac{2\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \exp \left\{ 2 \left(\left\lfloor \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right\rfloor + 1 \right) \left(1 - \frac{1}{4\gamma^2} \right) \right\} \left(\frac{1}{16\gamma^2} \right)^{\left(\left\lfloor \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right\rfloor + 1 \right)}. \quad (4)$$

Sąsaja su daugiafotonės sugertimi akivaizdesnė nagrinėjant daugiklį $\left(\frac{1}{16\gamma^2} \right)^{\left(\left\lfloor \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right\rfloor + 1 \right)}$. Parametras γ yra atvirkščiai proporcingas lazerio spinduliuotės intensyvumui, o laispnis $\left\lfloor \frac{\tilde{E}_g}{\hbar \omega} \right\rfloor + 1$ atinka fotonų skaičių, reikalingą elektrono perkėlimui iš valentinės juostos į laidumo juostą. Taigi sparta $w_{DS} \sim I^N$.

Lazerio laukui smarkiai sustiprėjus ($\gamma \ll 1$), sparta w_{TJ} tampa proporcinga $\exp(-1/E)$, ir įgauna pavidalą, kuris būdingas tunelinei jonizacijai:

$$w_{TJ} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{E_g}{\hbar} \left(\frac{m^* E_g}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{e \hbar E}{m^{*\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}}} \right)^{\frac{5}{2}} \exp \left\{ -\frac{\pi m^{*\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}}}{2 e \hbar E} \left(1 - \frac{1}{8} \frac{m^* \omega^2 E_g}{e^2 E^2} \right) \right\}. \quad (5)$$

Taigi, parametras γ leidžia nustatyti, kuris mechanizmas dominuos vykstant fotojonizacijai. Tarpinė būsena pasiekama, kai $\gamma = 1$. Pastaruoju atveju abiejų mechanizmų įtaka fotojonizacijai yra vienoda.

Elektronai, patekę į laidumo juostą, gali sugerti medžiaga vis dar sklindančio impulso energiją. Energijos ir impulso tvermės dėsniai tenkinami dėl elektronų sąveikos su gardelės fononais. Energijos sugerties sparta elektronu aprašoma tiesiškai:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{3} \sigma I, \quad (6)$$

čia I – lazerio spinduliuotės intensyvumas ir σ – lazerio spinduliuotės sugerties skerspjūvis. Nors mokslinėse publikacijose siūlyti įvairūs metodai pastarajam parametru įvertinti [10], tačiau šiuo metu dažniausiai sugerties skerspjūvis aprašomas pasinaudojant Drudės modeliu [9,14,15]:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_D}{m^* (1 + \omega^2 \tau_D^2)}, \quad (7)$$

čia e – elektrono krūvis, m^* - laidumo juostoje esančio elektrono redukuota masė, ω – lazerio spinduliuotės dažnis ir τ_D – laidumo juostoje esančio elektrono gyvavimo trukmė.

Elektrono energijai pasiekus tam tikrą kritinę vertę ϵ_c , jis gali jonizuoti kitą valentinės juostos elektroną, susidūrimo su juo metu. Abiejų elektronų energija toliau auga lazerinės spinduliuotės elektriniame lauke, kol vėl pasiekiami ϵ_c ir pakartotinamai jonizuojami elektronai valentinėje juostoje. Šis procesas vyksta tol, kol medžiaga sklinda lazerio impulsas. Nagrinėjant šį mechanizmą paprastai laikoma, kad vos tik elektronas pasiekia ϵ_c , jis iškart jonizuoja dar vieną elektroną [10]. Tokiu atveju elektronų tankio kitimo sparta priklauso nuo to, kaip greitai pasiekiami kritinė energija, ir nuo elektronų tankio N pradiniu laiko momentu:

$$w_{SJ} = \frac{\sigma I}{\epsilon_c} N. \quad (8)$$

Taigi elektronų tankis dėl smūginės jonizacijos medžiagoje kinta eksponentiškai:

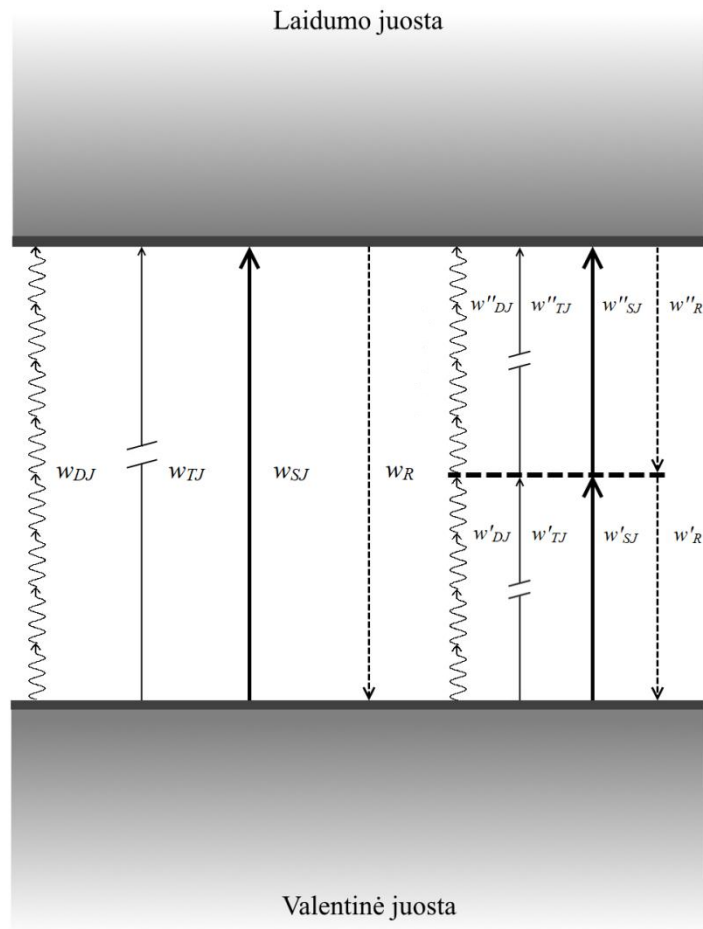
$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{\sigma I}{\epsilon_c} t\right). \quad (9)$$

Kritinė energija ϵ_c priklauso nuo medžiagos juostų struktūros ir paprastai yra išreiškiama pasinaudojant efektyviuoju jonizacijos potencialu \tilde{E}_g . Dėl eksponentinės priklausomybės šis procesas dar vadinamas griūtimi.

Bet kokios realios medžiagos struktūra nėra tobula – net ir kokybiškiausiuose kristaluose po gamybos lieka nedidelis kiekis priemaišų, susidaro gardelės defektai. Taip pat jie gali susidaryti sąveikos su lazerio spinduliuote metu. Dėl gardelės defektų medžiagos draustinių energijų tarpe atsiranda papildomos elektroninės būsenos. Elektronams, užimantiems šias būsenas, sužadinti reikia mažiau energijos nei esantiems valentinėje juostoje.

Lazerio spinduliuotės sąveikos su medžiaga metu vyksta ir elektronų relaksacija iš laidumo juostos į valentinę juostą. Šis procesas taip pat gali vykti tiesiogiai arba per papildomas būsenas draustinių energijų tarpe. Kiekvienu atveju relaksacija vyksta tam procesui būdinga sparta. Šios spartos paprastai yra nustatomos eksperimentiškai. Taigi vertinant laidumo juostos elektronų tankį,

kai kuriais atvejais būtina įskaityti ir defektų įtaką. Apibendrinta visų aptartų procesų schema pateikta 2.1 pav.



2.1 pav. Elektronų sužadavimo ir relaksacijos mechanizmų schema. Simboliais *DJ*, *TJ*, *SJ* ir *R* atitinkamai pažymėti daugiafotonės, tunelinės, smūginės jonizacijos ir relaksacijos mechanizmai, o *w* – atitinkamo mechanizmo sparta.

Laisvųjų elektronų tankiui medžiagoje pasiekus tam tikrą vertę N_c , jos gardelė ima smarkiai sugerti likusią lazerio impulso energiją [9], kuri nebuvo sunaudota elektronų sužadimui. Kritinė elektronų tankio laidumo juostoje vertė N_c naudojama kaip kokybinis parametras, leidžiantis nustatyti lazerinio pažeidimo slenkstį. Laikoma, kad pasiekus šią vertę, medžiagos gardelei perduodama pakankamai energijos, kad joje įvyktų negrįžtami pokyčiai – akimi ar mikroskopu užregistruojama medžiagos savybių modifikacija. Dielektrinėse medžiagose ir puslaidininkiuose šie procesai, kurių metu suformuojamas pažeidimas, skirstomi į Kuloninį mikrosprogimą, abliaciją, lydymą ir skilimą.

Visų aukščiau minėtų procesų įtaka laisvųjų elektronų skaičiaus kitimui įprastai nagrinėjama pasitelkiant nesudėtingą modelį. Nagrinėjant konkretų atvejį pirmiausia nustatoma, kurių iš generacijos ir relaksacijos mechanizmų įtaka laisvųjų elektronų tankio kitimui yra didžiausia.

Vėliau sudaroma laidumo juostos elektronų tankio kitimą laike aprašanti lygtis, kurioje įskaitomi atrinkti mechanizmai. Bendroju atveju laisvųjų elektronų tankio pokytis lygus kiekvieno mechanizmo sukeltų pokyčių sumai. Tokiu atveju minėta lygtis gali būti užrašoma taip:

$$\frac{dN}{dt} = w_{g1} + w_{g2} + \dots + w_{gn} - w_{r1} - w_{r2} - \dots - w_{rm}, \quad (10)$$

čia w_g ir w_r atitinkamai yra generacijos ir relaksacijos spartos, o n ir m – atskirą mechanizmą atitinkantys indeksai. Klasikiniu atveju laikoma, kad daugiausia elektronų sugeneruojama fotojonizacijos ir griūtinės jonizacijos metu, o relaksacija gali būti apibūdinama viena sparta [10]. Tokiu atveju lygtis (10) įgauna pavidalą:

$$\frac{dN}{dt} = w_{FJ} + w_{SJ}N - w_R, \quad (11)$$

čia w_{FJ} yra fotojonizacijos sparta, w_{SJ} – smūginės jonizacijos sparta, o w_R – relaksacijos sparta. Toks teorinis modelis dažnai naudojamas dėl savo paprastumo ir atitikimo tarp teorinių skaičiavimų bei eksperimentinių matavimų. Siekiant padidinti modelio tikslumą, tam tikrais atvejais įvedami modelio papildymai. Vienu iš atvejų modelyje įskaitomas sugeneruotų laisvųjų elektronų energijos pasiskirstymas. Tokiu atveju įvedamos papildomos lygtys, aprašančios elektronų tankio kitimą visuose laidumo juostos lygmenyse. Kitu atveju gali būti įskaitoma defektų įtaka elektronų generacijos ir relaksacijos mechanizmams: įvedamos papildomos lygtys, aprašančios elektronų tankio kitimą gardelės defektų sukurtuose lygmenyse.

Aptartas modelis yra plačiai taikomas šiuolaikiniuose lazerinio pažeidimo tyrimuose [9,10, 17-19]. Siekiama surasti empirinius ir teorinius dėsnius, kurie leistų dideliu tikslumu nuspėti, kokiais atvejais medžiagoje bus sukelti negrįžtami pokyčiai. Tokie tyrimai naudingi kuriant sudėtingas ir inovatyvias lazerines optines sistemas, kuriose siekiama išvengti pažeidimų optiniuose elementuose. Mokslinių tyrimų nauda ypač išryškėja juos panaudojant itin didelės galios arba itin trumpų impulsų lazerinių sistemų projektavimui. Šiuo atveju optinių elementų gamyba yra sudėtingas ir brangus procesas. Todėl išvengiant lazerinio pažeidimo, sutaupomos moksliniams tyrimams skirtos lėšos. Kita vertus, lazerinio pažeidimo tyrimai yra naudingi ir lazerinio medžiagų apdirbimo srityje, siekiant padidinti lazerinio apdirbimo efektyvumą, spartą, gaunamų rezultatų atsikartojamumą, apdirbtų medžiagų ar prietaisų kokybę bei sumažinti apdirbamos srities matmenis. Naujausiuose lazerinio pažeidimo moksliniuose tyrimuose nagrinėjami lazerinio pažeidimo dėsningumai daugiasluoksnėse medžiagose, iš kurių gaminami optiniai elementai [9, 15]. Kita mokslinių tyrimų kryptis – lazerinio pažeidimo dinamikos vizualizavimas panaudojant skirtuminės sugerties metodiką [20-22]. Taip pat daug dėmesio skiriama itin atsparių optiniam pažeidimui medžiagų paieškai [23] ir optinio pažeidimo formavimo sąlygų įtakos mikroapdirbimui tyrimams [24].

2.2. Lazerio impulso trukmės įtaka lazeriniam pažeidimui.

Lazerinio pažeidimo slenkstinio intensyvumo I_{th} priklausomybei nuo lazerio impulso trukmės τ mokslinėje literatūroje skiriama daug dėmesio. Eksperimentiniai duomenys nuolat papildomi atsirandant vis mažesnės trukmės lazerinės spinduliuotės šaltiniams. Bendru atveju I_{th} priklausomybė nuo impulso trukmės gali būti aprašoma taip:

$$I_{th} \sim \tau^k, \quad (12)$$

čia k – kiekvienai medžiagai būdingas koeficientas. Impulso trukmei esant daugiau nei 10 ps lazerinio pažeidimo slenkstinis intensyvumas tampa proporcingas $\tau^{\frac{1}{2}}$.

Pastarasis dėsningumas literatūroje aiškinamas terminio mikroprogimo modeliu [25-27]. Šiame modelyje teigiama, kad lazerinis pažeidimas kuriamas vykstant greitam ir lokalizuotam lazerio spinduliuotės energijos perdavimui medžiagai. Taigi lazerinio pažeidimo dėsningumai gali būti nagrinėjami remiantis šilumos pernašos lygtimi:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T = N(1 - f)P, \quad (13)$$

čia T – medžiagos temperatūra, κ yra medžiagos šiluminis laidumas, ρC – medžiagos šiluminė talpa tūrio vienetui, N – elektronų tankis, P – sugertos lazerio spinduliuotės galia, o $(1 - f)$ atitinka sugertos energijos dalį, kuri perduodama medžiagos gardelei. Modelyje įvedamos prielaidos, kad lazeris veikia kaip šilumos šaltinis (ši prielaida tinkama tuo atveju, kai sąveikos laikas pakankamai ilgas, t.y., impulso trukmė τ yra palyginama arba didesnė už elektronų ir fononų sąveikos laiką bandinyje), o šiluma sklinda tik viena kryptimi. Pasinaudojus prielaidomis iš lygties (13), nustatytas atstumas L medžiagoje, kurį šiluma difunduoja per laiko intervalą τ :

$$L = \left(\frac{\kappa}{\rho C} \tau \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Iš (14) lygties akivaizdu, kad atstumas L , yra proporcingas šakniai iš impulso trukmės: kuo trumpesni lazerio impulsai, tuo mažesniame tūryje pasiskirsto medžiagos gardelei suteikta šiluma. Remiantis šiuo rezultatu, daroma išvada, kad lazerinio pažeidimo slenkstis atitinkamai taip pat yra proporcingas šakniai iš impulso trukmės τ . Šis modelis, nepaisant grubių aproksimacijų, dideliu tikslumu atitinka eksperimentinius rezultatus ir yra vis dar taikomas lazerinio pažeidimo analizei 10 ps – 10 ns impulso trukmių diapazone [25,28,29].

Atsiradus ultratrumpųjų impulsų lazeriniams spinduoliams, pastebėta, kad lazerinio pažeidimo priklausomybė nuo impulso trukmės nukrypsta nuo terminio mikroprogimo modelio rezultato – dėsnio $I_{th} \sim \sqrt{\tau}$ [25,28]. Taip nutinka, nes lazerio sąveikos su medžiaga trukmė tampa palyginama arba mažesnė už energijos perdavimo gardelei trukmę [30]. Tokiu atveju svarbu nagrinėti atskirų jonizacijos mechanizmų, kurie buvo aptarti 2.1 skyrelyje, įtaką lazerinio pažeidimo

formavimui. Pavyzdžiui, pademonstruota, kad SiO₂ ir CaF₂ medžiagose stipriai išauga daugiafotonės sugerties įtaka [28]. Kol kas universalus dėsnis, apibūdinantis $I_{th}(\tau)$ priklausomybę, nėra surastas. Literatūroje siūloma naudotis $I_{th} \sim \tau^k$ dėsniu, vertę k kiekvienai medžiagai surandant remiantis eksperimentiniais matavimais [10]. Verta paminėti, kad šios empirinės priklausomybės pilna forma yra:

$$F_{th}(E_g, \tau) \approx (c_1 + c_2 E_g) \tau^k, \quad (15)$$

čia E_g – medžiagos draustinių energijų tarpas, o c_1, c_2 – eksperimentų metu nustatomos konstantos. Pilna šios priklausomybės forma šiuo metu taip pat taikoma nagrinėjant lazerinio pažeidimo slenkstinio energijos tankio priklausomybę nuo lazerio spinduliuotės bangos ilgio arba tyrinėjant lazerinio pažeidimo dėsningumus skirtingo tipo medžiagose [9, 15].

2.3. Lazerinis pažeidimas medžiagos paviršiuose

Lyginant optinį pažeidimą skirtingose medžiagose atsižvelgiama ir į elektromagnetinio lauko pokyčius medžiagos paviršiuose. Nagrinėjant elektromagnetinio lauko kraštines sąlygas pastebima, kad elektrinio lauko vektorius šviesos įėjimo į medžiagą paviršiuje susilpnėja, o išėjimo paviršiuje – sustiprėja. Be to, vykstant optiniam pažeidimui medžiagos paviršiuje, susikuria plazma, kuri ekranuoja lazerio spinduliuotę taip sumažindama pažeidimą medžiagos paviršiuje. Vykstant pažeidimui spinduliuotės išėjimo iš medžiagos paviršiuje, plazma susiformuoja prie pat to paviršiaus, todėl energija yra efektyviau perduodama gardelei ir optinis pažeidimas sustiprėja [10]. Siekiant kiekybiškai įvertinti šių pastebėjimų įtaką, įvedamas perskaičiavimo koeficientas:

$$F = \frac{I_P}{I_0} F_m, \quad (16)$$

čia I_0 ir I_P atitinkamai yra krintančios ir dėl sąveikos medžiagos paviršiuje P ypatumų pakitusios lazerio spinduliuotės intensyvumai, F_m – eksperimento metu išmatuotas lazerinio pažeidimo slenkstis, o F – realus lazerinio pažeidimo slenkstis. Santykis I_P/I_0 išreiškiamas pasinaudojant medžiagos lūžio rodikliu n . Lazerio spinduliuotės kritimo į medžiagą paviršiuje šis santykis yra:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{4}{(n+1)^2}, \quad (17)$$

čia I_1 – intensyvumas spinduliuotės įėjimo paviršiuje. Tuo tarpu išėjimo paviršiuje šis santykis tampa:

$$\frac{I_2}{I_0} = \left(\frac{4n}{(n+1)^2} \right)^2, \quad (18)$$

čia I_2 – intensyvumas spinduliuotės išėjimo paviršiuje. Paminėtina, kad atliekant tyrimus su medžiagomis, padengtomis optinėmis dangomis, įvertinami ir spinduliuotės intensyvumo pokyčiai dėl interferencijos.

Šis rezultatas leido pakoreguoti lazerinio pažeidimo slenksčio tyrimų rezultatus, kuriuose buvo gaunamos skirtingos vertės toms pačioms medžiagoms. Be to, įskaitant lūžio rodiklį, lazerinio pažeidimo slenksčio rezultatai skirtingoms medžiagoms taip pat tampa palyginami. Dėl šių priežasčių, šie teoriniai samprotavimai yra plačiai taikomi atliekant mokslinius tyrimus [9, 15].

2.4. Netiesinių reiškinių įtaka lazeriniam pažeidimui medžiagos tūryje

Pagrindiniai netiesiniai procesai, darantys įtaką lazeriniam pažeidimui, yra netiesinė sugertis ir šviesos pluoštų saviveikos reiškiniai. Netiesinė lazerio spinduliuotės sugertis (daugiafotonė sugertis bei tunelinė jonizacija) plačiau aptarta 2.1. skyrelyje. Toliau aptarsime pluoštų saviveikos reiškinius. Daugiausia įtakos lazeriniam pažeidimui turi šviesos gijų formavimasis ir netiesinės sąveikos metu vykstantys spinduliuotės spektro pokyčiai: aukštesnių harmonikų bei baltos šviesos kontinuumo generacija. Šių procesų įtaka itin akivaizdi pažeidimus formuojant medžiagos tūryje.

Šviesos gijos lazerio spinduliuotei sklindant medžiaga susiformuoja dėl trijų optinių reiškinių konkurencijos: spinduliuotės savifokusavimo, difrakcijos bei defokusavimo laisvųjų elektronų plazmoje. Spinduliuotės savifokusavimasis vyksta į medžiagą krintant didelio intensyvumo spinduliuotei. Šiuo atveju medžiagos lūžio rodiklį sudaro du dėmenys:

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (19)$$

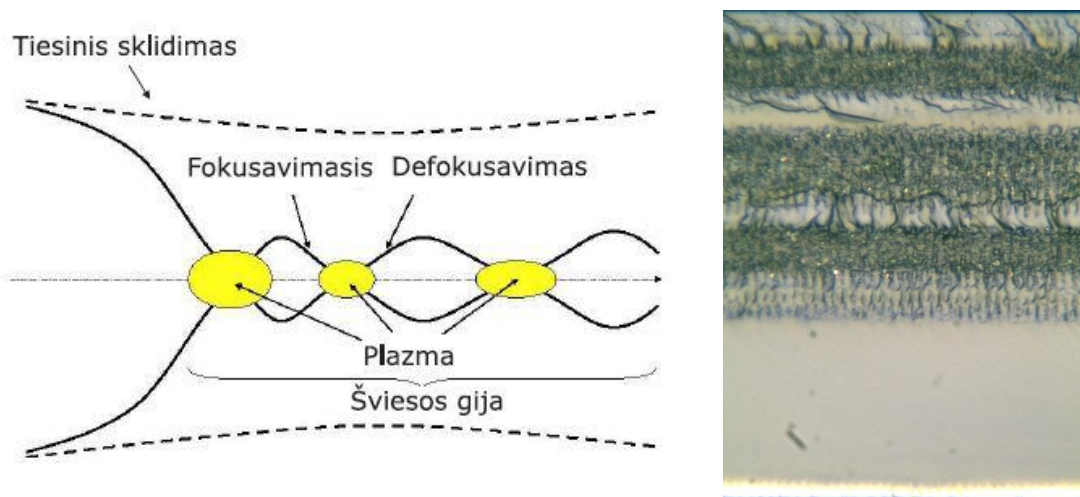
čia n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, o I – spinduliuotės intensyvumas. Taigi, kuo didesnio intensyvumo spinduliuotė sklinda medžiaga, tuo labiau ji veikiama savifokusavimosi proceso. Arti lazerio spinduliuotės sąmaukos jos intensyvumas smarkiai išauga ir sugeneruojama laisvųjų elektronų plazma – medžiaga toje srityje tampa nebeskaidri. Šioje srityje dėl difrakcijos ir defokusavimo elektronų plazmoje lazerio spinduliuotės diametras išplinta. Tačiau lazerio impulsui toliau sklindant medžiaga, jis vėl fokusuojasi, jeigu jo intensyvumas išlieka pakankamas. Šis procesas vyksta pakartotinai tol, kol lazerio spinduliuotės intensyvumas sumažėja tiek, kad nebevyktų savifokusacija. Savifokusacija vyksta, kai spinduliuotės galia viršija kritinę vertę P_{kr} :

$$P_{kr} = \frac{\pi(0,61)^2 \lambda_0^2}{8n_0 n_2}, \quad (20)$$

čia λ_0 – krintančios į medžiagą lazerio spinduliuotės bangos ilgis. Pakartotinai vykstant šiam procesui laikoma, jog susiformuoja šviesos gija.

Lazeriniams pažeidimams, suformuotiems šviesos gijų, būdingas specifinis pailgėjimas palei lazerio impulso sklidimo kryptį [10, 31]. Taip pat stebimos variacijos tarp pažeistos ir nepažeistos medžiagos srities, atitinkančios sritis, kuriose lazerio spinduliuotė susifokusavusi ir defokusavusi. Filamentacijos schema ir sukurtų pažeidimų seka tūrinio raižymo metu pateikta 2.2 pav.

Mokslinėje literatūroje nagrinėjama filamentacijos įtaka mikroapdirbimo greičiui ir kokybei. Pastebima, kad pasinaudojant filamentacijos reiškiniu, gali būti padidinamas mikroapdirbimo proceso greitis, kadangi viena sritis apdirbama vienu lazerio impulsu [24, 31]. Be to, demonstruojamas storesnių bandinių mikroapdirbimas nei įprastai naudojamų lazerinio apdirbimo procesų [24]. Filamentacijos reiškinys dažnai taikomas ir atliekant tūrinį raižymą puslaidininkių pramonėje.



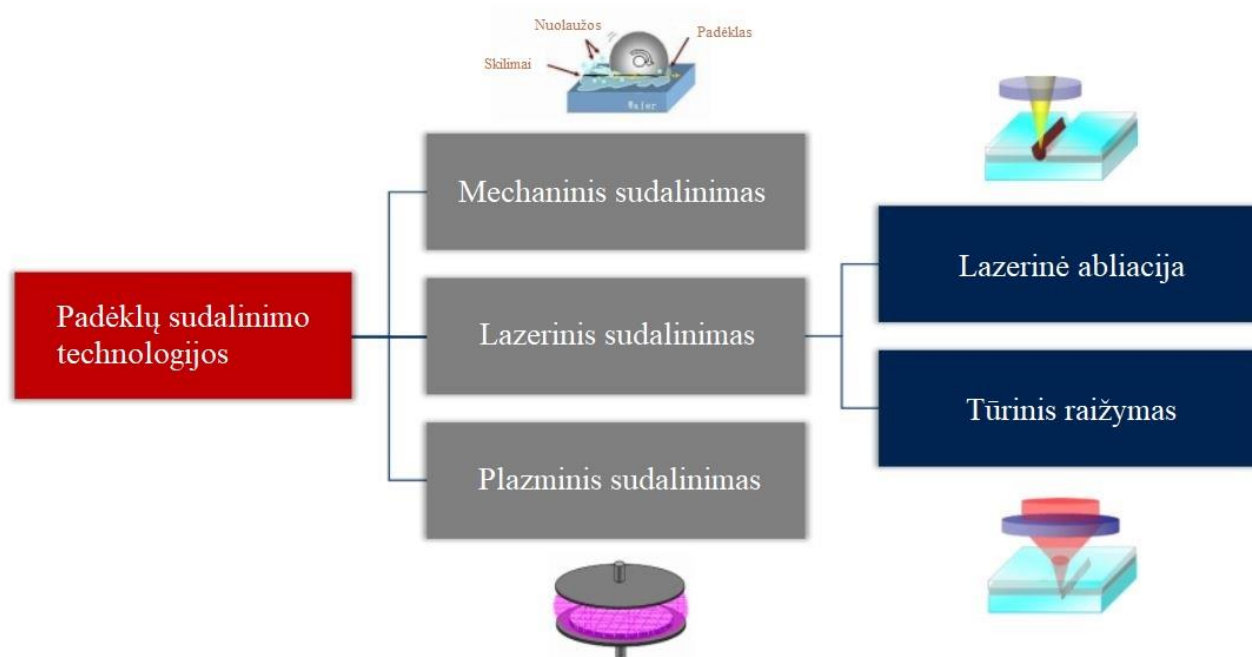
2.2 pav. Šviesos gijos sklidimo medžiaga schema (kairėje, adaptuota iš [16]) ir lazerinio pažeidimo safyro padėkle, kai medžiaga sklinda šviesos gija, pavyzdys (dešinėje).

Savaiminiai lazerio spinduliuotės spektro pokyčiai: aukštesniųjų harmonikų generacija ir baltos šviesos kontinuumo generacija taip pat turi įtakos lazeriniam pažeidimui. Aukštesniųjų harmonikų generacija vyksta netiesiniuose kristaluose – lazerio spinduliuotei sklindant šiomis medžiagomis susiformuoja dvigubo, trigubo ir aukštesnių dažnių spinduliuotė. Tokie procesai medžiagose pagreitina fotojonizacijos procesus, kadangi fotojonizacijos sparta dvigubai didesnio dažnio spinduliuotei gali būti iki keleto eilių didesnė. Taigi dėl šio netiesinio reiškinio gali sumažėti lazerinio pažeidimo slenkstis.

Baltos šviesos kontinuumo generacija vyksta intensyviai lazerio spinduliuotei sklindant medžiaga. Reiškiniai, nulemiantys kontinuumo sukūrimą, yra: elektronų-skylių plazmos suformavimas, tiesinė ir netiesinė dispersija, dispersija dėl sugerties ir spinduliuotės fazės savimoduliacija [10, 16, 26]. Šio netiesinio reiškinio įtaka lazeriniam pažeidimui panaši į aukštesniųjų harmonikų generacijos poveikį. Baltos šviesos kontinuumo trumpųjų bangų dalis skatina fotojonizaciją medžiagoje ir dėl šios priežasties lazerinio pažeidimo slenkstis sumažėja. Tai itin akivaizdu, kai medžiagos apdirbimas vyksta keletu arba daugiau impulsų.

2.5. Kietų ir trapių medžiagų padėklų sudalinimo metodai

Padėklų sudalinimo metodika labai priklauso nuo pjaustomos medžiagos rūšies, pažeidimo formavimo ypatumų, fizikinių mechanizmų, technologijos ypatybių ir kt. Tai reiškia, kad padėklų sudalinimo metodų įvairovė yra didelė. Toliau aptarsime mechaninio sudalinimo, paviršinio bei tūrinio raižymo, plazminio sudalinimo metodus, kurie dažniausiai taikomi pjaustant kietas ir trapias medžiagas. Taip pat apžvelgsime ir terminio skaldymo metodą, kuris įdomus nagrinėjant mechaninių įtempimų įtaką padėklų sudalinimui, nors pačių padėklų raižymui naudojamas rečiau. Plačiausiai pramonėje taikomų metodų schema pateikta 2.3 pav. (adaptuota iš [4]).



2.3 pav. Pramonėje paplitusių sudalinimo metodų schema (adaptuota iš [4]).

2.6. Mechaninis sudalinimas ir jo palyginimas su lazeriniais metodais

Mechaninio sudalinimo metu šviestukų padėklai iš esmės yra pjaustomi. Pjovimui naudojamas besisukantis deimantinis diskas. Tam naudojama paprasta mechaninė sistema bei padėklo pozicionavimo ir orientavimo sistemos. Kita mechaninio sudalinimo atmaina yra raižymas. Deimantiniu rėžtuku padėklai suraižomi maždaug $1/3$ padėklo storio rėžiais ir vėliau sulaužomi kitu prietaisu ties įrėžtomis linijomis. Dėl metodų paprastumo, mechaninio sudalinimo sistemos šiuo metu yra labiausiai paplitusios pramonėje [1].

Lyginant lazerinius ir mechaninius medžiagų pjaustymo metodus galima išskirti kelis bendrus privalumus ir trūkumus, būdingus visiems metodams. Visais lazerinio apdirbimo atvejais

pažeidimus medžiagose galima formuoti didesniu greičiu, palyginti su mechaniniais. Didesnis ir pažeidimų formavimo tikslumas, todėl pjūviai yra aukštos kokybės. Lazerinės sistemos naudingos ir tuo, kad jų eksploataavimo sąnaudos yra mažesnės negu mechaninių sistemų. Mechaninėse sistemose pjaustymui arba raižymui naudojami dylantys deimantiniai pjūklai arba rėžtukai, kuriuos reikia keisti, o lazerinėse sistemose ši problema neegzistuoja, nes pažeidimas formuojamas šviesos impulsais. Privalumas būtų ir tai, kad lazerinis apdirbimas yra plėtojama pramonės šaka, todėl ateityje tikimasi dar geresnių šios metodikos rezultatų. Dar vienas lazerinių sistemų privalumas – apdirbimo skyra yra didesnė lyginant su mechaninio sudalinimo metodais. Tai reiškia, kad mechaninio apdirbimo metu sukuriama daug platesni grioveliai, pjūviai, todėl viename padėkle telpa mažiau šviestukų ir taip atsiranda daugiau sąnaudų. Kita vertus, mechaniniai medžiagų pjaustymo metodai yra puikiai ištirti ir gerai įsisavinti gamybinėse įmonėse. Dėl šios priežasties juos taikant gaunami pastovūs rezultatai, o pramonei toks rezultatas yra patrauklus. Be to, mechaninės sistemos paprastai būna daug paprastesnės, ne tokios jautrios aplinkoje vykstantiems pokyčiams ir pigesnės.

2.7. Paviršinis lazerinis raižymas–skraibavimas

Lazerinis paviršiaus raižymas yra vienas iš lazerinio pjaustymo metodų, kuriuos taikant kietos ir trapios medžiagos paviršiuje suformuojami negilūs įpjovimai dėl medžiagos abliacijos mechanizmo. Tada medžiagą lengva sulaužyti. Šis metodas patogus, nes nereikia sudaryti pažeidimo per visą medžiagos storį, todėl sutaupoma laiko, energijos ir medžiagos. Be to, medžiaga laužimo vietoje nuskyta kokybiškai.

Įpjovimui galima naudoti ir nuolatinės veikos, ir didelio impulsų pasikartojimo dažnio impulsinės veikos lazerius. Trapių ir kietų medžiagų atveju vyrauja medžiagos išgarinimo mechanizmas, o įgilinimus rekomenduojama sudaryti iki trečdaliao padėklo storio [32].

2.8. Tūrinis lazerinis raižymas

Tūrinis lazerinis raižymas yra vienas iš pažangiausių lazerinio raižymo metodų, kuris iš esmės panašus į paviršinį lazerinį raižymą, tačiau jo atveju pažeidimas formuojamas medžiagos tūryje. Tam, kad pažeidimas būtų efektyviai formuojamas medžiagos tūryje, reikia tinkamai sufokusuoti lazerio spinduliuotę medžiagoje. Tai pasiekama panaudojant didelės skaitinės apertūros objektyvo lęšį, pavyzdžiui, asferinį lęšį.

Priklausomai nuo parinktų spinduliuotės parametrų, medžiagos tūryje suformuotas pažeidimas sugeneruoja skilimą medžiagos paviršiuje. Šio proceso tikslas – gauti kuo tolygesnį

medžiagos skilimą paviršiuje. Tai pasiekama derinant spinduliuotės energiją ir jos fokusavimo medžiagoje gylį. Jeigu spinduliuotė fokusuojama per arti medžiagos paviršiaus, jis yra pažeidžiamas arba jame susidarantis skilimas būna netolygus. Taip nutinka, nes prie paviršiaus suformuotas pažeidimas deformuoja virš jo esančias medžiagos sritis, kurios savo ruožtu sudaro „patogesnes“ sąlygas medžiagai skilti įvairiomis kryptimis. Kita vertus, jeigu pažeidimas formuojamas per giliai medžiagoje, jis pradeda daryti vis mažiau įtakos skilimo, kuris ima trūkinėti, formavimuisi. Taigi, įtrūkia skilime susidaro dėl medžiagos deformacijų arba medžiagos gardelėje jau esančių defektų. Fokusuojant spinduliuotę dar giliau medžiagoje, jos paviršius visai neskyla. Tačiau dėl pažeidimo suformavimo medžiagoje gali susidaryti mechaniniai įtempiai, kuriuos panaudojant įmanoma medžiagą perlaužti palei pjūvio liniją. Visais aukščiau aptartais atvejais medžiagos paviršius suskilinėja, o suskilimų dažnumas yra viena iš charakteristikų, apibūdinančių pjūvio kokybę. Parinkus optimalų spinduliuotės fokusavimo gylį, medžiagos paviršiuje susidaro tiesus ir nepertraukiamas skilimas. Optimalus fokusavimo gylis priklauso nuo energijos: kuo didesnė spinduliuotės impulso energija, tuo giliau reikia fokusuoti spinduliuotę. Taip pat svarbus ir tikslus fokusavimo gylio palaikymas, kadangi padėtis, kurioje spinduliuotė fokusuojama optimaliai, dažniausiai yra kelių mikrometrų ar mažesniame diapazone.

Pagrindinis tokio medžiagos pjaustymo pranašumas yra švara – idealiu atveju medžiagos paviršius nėra pažeidžiamas, todėl į aplinką nepatenka sudegusios ar išgarintos medžiagos dalelių. Dėl šios priežasties sistemose, kuriose pritaikoma tūrinio pažeidimo formavimo metodika, atliekant pjūvius objektyvo lęšis neapsineša abliacijos produktais ir papildomos sistemos, skirtos medžiagos dalelėms nupūsti arba išsiurbti, nėra reikalingos. Taip pat pažeidimus medžiagoje galima sukurti pakartotinai, įvairiame medžiagos gylyje, todėl įmanoma dideliu tikslumu kontroliuoti medžiagos skilimą, siekiant kuo aukštesnės pjūvio kokybės. Žinoma, norint išlaikyti aukštą tikslumą, tokiose sistemose būtinas kuo pastovesnių medžiagos apdirbimo sąlygų išlaikymas, kas šiuo metu yra vis dar sprendžiamas uždavinys.

Tūrinio lazerinio raižymo metodas dar žinomas, kaip „*stealth dicing*“ metodas (iš angl. kalbos – nematomas medžiagos padalijimas), kurį patentavo įmonė „Hamamatsu photonics“ [33, 34]. Šis metodas yra antras pagal pritaikomumą puslaidininkių pramonėje, atliekant kietų ir trapių dielektrikų padėklų (angl. *wafers*) sudalinimą, ant kurių suformuoti puslaidininkiai prietaisai, pavyzdžiui, šviestukai arba mikroschemos. Šiuo metu metodas efektyviai taikomas pjaustant silicio, stiklo, safyro, silicio karbido, ličio niobato, galio arsenido ir kitų medžiagų padėklus. Tačiau plėtojamos lazerinės ir optinės technologijos leidžia išmėginti įvairias pjūvimo sąlygas ir taip tobulinti bei keisti tūrinio lazerinio raižymo metodiką.

2.9. Plazminis sudalinimas

Plazminio sudalinimo metodas paremtas joninio ėsdinimo principu. Panaudojant magnetinį lauką dujose sukuriama plazma. Iš plazmos spinduliuojami jonai, kurie atsimušę į bandinį, išmuša iš jo molekules. Metodą naudojant sudalinimui, padėklas yra padengiamas litografijos būdu pagaminta kauke, kuri uždengia šviestukus, taigi jonais eksponuojami tik tarpai tarp prietaisų. Paskutiniame etape šalinama kaukė.

Nors pats ėsdinimo procesas yra santykinai lėtas, tačiau panaudojant plazminį sudalinimą, visas padėklas gali būti sudalinamas vienu metu. Todėl plazminio sudalinimo trukmė tam tikro ploto padėklams yra mažesnė, lyginant su mechaninio apdirbimo metodais ir panaši – lyginant su lazerinio apdirbimo metodais. Kitas plazminio sudalinimo privalumas – metodo paprastumas leidžia atsisakyti sudėtingų optinių sistemų bei pozicionavimo sistemų išlaikant didelį tikslumą.

2.10. Terminis skaldymas

Terminis skaldymas yra kita lazerinio pjaustymo metodika, kuri paremta mechaninių įtempimų sudarymu trapios medžiagos paviršiuje. Mechaniniai įtempimai medžiagos paviršiuje susidaro dėl jos plėtimosi pašildžius mažo tūrio paviršiaus zoną nedidelės galios lazerio spinduliuote. Jeigu netoli šios vietos medžiaga jau yra įskilusi, skilimas išplis ir į pašildytą sritį [35]. Metodas tinkamiausias pjaunant medžiagas tiesia linija, kadangi tokiu atveju skilimo procesas yra lengvai kontroliuojamas, o sudaromi lokalūs terminiai įtempimai aprašomi paprasta išraiška:

$$\sigma = \frac{\beta E_T T}{2(1-\mu)}, \quad (21)$$

čia: β - medžiagos linijinis terminio plėtimosi koeficientas, E_T – tamprumo modulis, T – temperatūra lazerio pluošto poveikio zonoje ir μ - Puasono koeficientas. Tam, kad skilimas būtų indukuojamas medžiagoje, terminiai įtempimai turi kelis kartus viršyti jos tamprumo ribą [32].

Viena iš šios metodikos savybių yra ta, kad pjūviui atlikti netgi nėra būtinas lazeris. Ankstyvaisiais metodikos tyrinėjimo etapais buvo naudojami įvairūs šilumos perdavimo būdai, kaip pavyzdžiui, karšto oro srauto panaudojimas, dielektrinis kaitinimas didelio dažnio radijo bangomis ar netgi kontaktinis šildymas [36]. Tačiau kaitinimas lazerio spinduliu yra pranašesnis dėl galimybės lazerio spinduliuotę sufokusuoti į labai mažą tašką ir taip padidinti eksperimentų tikslumą.

Pagrindinis šios metodikos privalumas taip pat kaip ir tūrinio lazerinio raižymo atveju yra mažas pjovimo metu sugeneruojamų šiukšlių kiekis. Parinkus tinkamas eksperimento sąlygas, medžiaga nėra išlydoma ar išgarinama. Geriausi rezultatai gaunami medžiagas pjaunant tiesia linija.

Nepageidautinas medžiagos suskilinėjimas stebimas tik ties medžiagos kraštais, kur terminių įtempių susidarymo mechanizmas tampa sudėtingesnis ir ne taip lengvai kontroliuojamas. Su panašia problema susiduriama bandant iš medžiagos išpjauti formas, kadangi medžiaga nekontroliuojamai suskilinėja ties formos užbaigimo vieta, pavyzdžiui, baigiant pjauti apskritimą [35].

Galimos įvairios šios metodikos variacijos, kaip pavyzdžiui, skilimo-lydimosi zonos formavimas dviejų lazerių spinduliu arba lazeriu pakaitintos zonos aušinimas vandens čiurkšle. Pirmuoju atveju sufokusuota didelės galios nuolatinės veikos lazerio spinduliuote medžiagos paviršiuje išlydomas gilus ir siauras griovys, o antrosios defokusuotos nuolatinės veikos lazerio spinduliuotės pagalba suformuojami terminiai įtempimai, kurie pasiskirsto ties suformuoto griovelio apačia. Taip medžiaga tiesiai suskaldoma. Metodas patogus kelių milimetrų storio bandiniams pjaustyti. Antruoju atveju mažos galios lazeriu medžiagos paviršiuje sugeneruojami terminiai įtempimai, o staigiai atšaldžius medžiagą vandens srove, sugeneruojamas skilimas. Pastarasis metodas pasižymi didesniu skilimo formavimo tikslumu. Įvairios metodo variacijos sėkmingai pritaikytos keramikos, stiklų ir dielektrikų plokštelių pjaustymui [37,38].

2.11. Šviestukų parametrai ir jų matavimo metodai

Šviesos diodai pasižymi itin patraukliomis savybėmis: jie yra ilgaamžiai ir gali tarnauti dešimtis tūkstančių valandų, t.y., kelis kartus ilgiau nei fluorescenciniai ir šimtus kartų ilgiau nei halogeniniai ar kaitriniai šviesos šaltiniai. Dėl aukštų šių prietaisų efektyvumo taupoma energija, kas yra itin svarbu prietaisams, kurie veikia bevieliu režimu arba gauna energiją iš baterijų. Maži šviestukų gabaritai praplečia konstrukcinių sprendimų galimybes, o platus bangos ilgių pasirinkimas ir atsparumas aplinkos poveikiui leidžia šiuos šaltinius taikyti įvairiose srityse. Būtent dėl šių savybių artimiausiu laikotarpiu prognozuojamas šviestukų rinkos augimas visose jų taikymo srityse [1,39]. Siekiant užtikrinti, kad visi šie parametrai atitiktų reikalavimus, gamyboje įvedamas etapas – kokybės kontrolė. Šio etapo metu matuojami trys pagrindiniai šviestukų parametrai: tiesiogine kryptimi sujungtų diodų darbinė įtampa, atgaline kryptimi sujungtų diodų nuotėkio srovė ir diodo emituojamos šviesos galia. Tokie tyrimai atliekami užauginus šviestukus ant padėklo, po padėklo sudalinimo ir paruošus galutinį produktą. Pirmieji du parametrai teikia informaciją apie šviesos diodo ilgaamžiškumą, o paskutinis – apie šviesos diodo efektyvumą.

Tiesiogine kryptimi sujungto šviesos diodo darbinė įtampa (*forward voltage*) yra reikalinga, kad diodas imtų spinduliuoti, ir yra susieta su diodo darbine srove. Dauguma šviestukų konstruojami taip, kad veiktų ties tam tikra darbinės srovės verte. Viena iš tipinių verčių yra 20 mA.

Tiek darbinės įtampos, tiek srovės vertės galima rasti gamintojo pateikiamoje naudojimo instrukcijoje. Šios vertės priklauso nuo šviesos diodo gamybai naudojamų puslaidininkinių darinių juostų struktūros draustinės energijos tarpo. Kuo didesnis draustinės energijos tarpas, tuo didesnės įtampos reikia, kad diodas pradėtų šviesti.

Atgaline kryptimi sujungtas šviesos diodas beveik nepraleidžia srovės. Vis dėl to, maža srovės vertė, praleidžiama per p-n sandūrą, priklauso nuo šalutinių krūvininkų. Ši srovė dar vadinama nuotėkio srove (*leakage current*). Įprastai tokiu būdu šviestukai nėra jungiami ir atgaline kryptimi sujungto šviesos diodo voltamperinė charakteristika nagrinėta dėl mokslinio intereso. Tačiau būtent dėl mokslinių tyrimų pastebėta, kad tiek darbinė įtampa, tiek nuotėkio srovė tam tikrose voltamperinės charakteristikos srityse priklauso nuo gardelės defektų (daugiausia – dislokacijų), šviestuko suskilinėjimo, priemaišų difuzijos ir elektromigracijos [40]. Šio darbo kontekste svarbiausia yra gardelės defektų įtaka šviestukų parametrams, nes padėklo sudalinimo metu substrate ir dioduose yra generuojami defektai.

Šviesos diodo emituojamos šviesos galia yra glaudžiai susieta su jo efektyvumu ir yra matuojamas dydis. Nors efektyvumas teikia daugiau informacijos, tačiau atliekant šviestukų kokybės kontrolę po padėklo sudalinimo, kai naudojami nauji apdirbimo parametrai, užtenka išmatuoti galią, kuri vėliau lyginama su standartiniu būdu apdirbtos plokštelės šviestukų galia.

Šviesos diodo efektyvumas gali būti apibūdinamas dvejopai. Jeigu svarbus tik išorinis kvantinis efektyvumas, tai užtenka išmatuoti emituojamos šviesos galios ir diodu tekančios srovės galios santykį:

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}}. \quad (22)$$

Detaliau nagrinėjant išorinį kvantinį našumą pastebėta, kad jį sudaro trys komponentai:

$$\eta_{ext} = \eta_{inj}\eta_{int}\eta_{extr}, \quad (23)$$

čia η_{inj} , η_{int} ir η_{extr} atitinkamai yra injekcinis našumas, vidinis kvantinis našumas ir šviesos ištrūka. Injekcinis našumas parodo, kokia dalis per šviesos diodą praėjusių krūvininkų yra injektuojami į aktyviają sritį. Vidinis kvantinis našumas parodo, kokia dalis injektuotų krūvininkų virsta fotonais. Šviesos ištrūka yra parametras, kuris priklauso nuo į šviesos diodo išorę patekusių fotonų ir aktyviojoje srityje emituotų fotonų skaičiaus. Šiuolaikinių šviestukų injekcinis našumas yra artimas 100% ir šio parametro didinimui neskiriama daug dėmesio. Vidinis kvantinis našumas didinamas mažinant diode sugeneruojamų defektų skaičių, ieškant substratų, kurių gardelės labiau atitiktų puslaidininkio gardeles, tobulinant medžiagų, kurios yra naudojamos gamyboje, gryninimo technologijas. Šviesos ištrūką galima padidinti panaudojant įvairius konstrukcinius sprendimus: naudojamos epoksidinių dervų kapsulės, paskirstytieji Brego reflektoriai, trapecijos formos padėklai, sklaidos didinimas generuojant sklaidos centrus substrate ar šiurkštinant paviršius.

Padėklų sudalinimo metu generuojami gardelės defektai, todėl itin svarbu parinkti tinkamus apdirbimo parametrus, kurie leistų minimizuoti generuojamų defektų skaičių. Be to, lazeriu sugeneruoti pažeidimai taip pat didina sklaidą.

Aptartiems parametrams išmatuoti gaminamos automatizuotos sistemos, kurios leidžia palyginti greitai išmatuoti daugelio šviestukų parametrus. Paprastai padėklų sudalinimas vyksta juos priklijavus ant lipnios plėvelės. Atlikus sudalinimą ši plėvelė yra ištempama ir taip atskiriami šviesos diodai. Tada šviestukai su plėvele yra talpinami į testavimo sistemą, kurioje matuojami visi parametrai iš karto. Tam naudojamas zondas su kontaktais ir fotodetektorius, kurie yra montuojami ant XYZ pozicionavimo sistemos. Zondu, kuris prijungtas prie elektros šaltinio, matuojama darbinė įtampa ir nuotėkio srovė, o fotodetektoriumi – šviestuko emituojamos spinduliuotės galia. Sistema automatiškai aptinka šviestukus ir juos išmatuoja, o vartotojui pateikiama statistinė informacija apie parametrų vertes bei šviesos diodų charakteristikų žemėlapiai, padedantys nustatyti, kuriose padėklo srityse sudalinimas atliktas kokybiškai, o kuriose – ne. Dėl apdirbimo sistemos trūkumų dažniausiai sudalinimas prasčiau atliekamas plokštelės kraštuose.

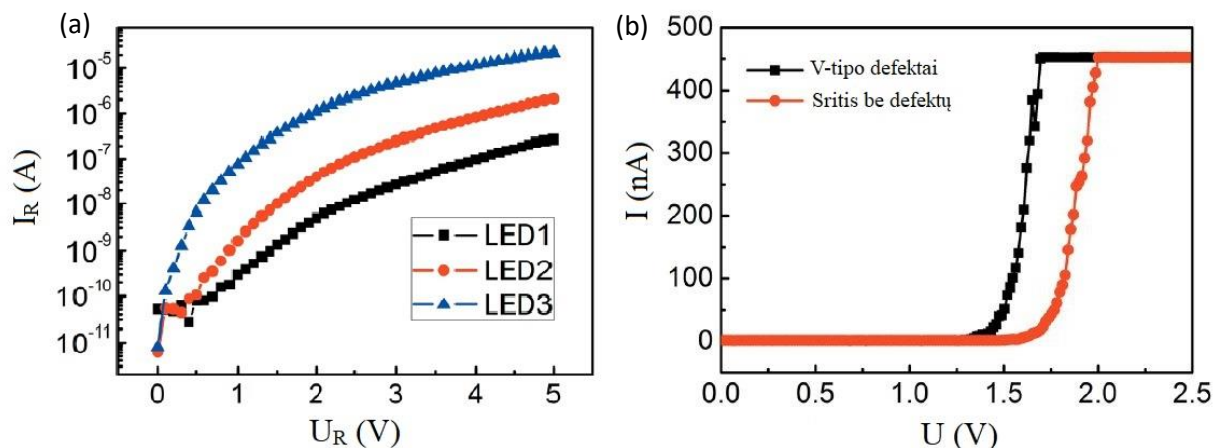
2. 12. Defektų skaičiaus įtaka šviestukų parametrams

Šviesos diodų epitaksinio sluoksnio struktūros defektai riboja jų ilgaamžiškumą bei emituojamos spinduliuotės galią. Dėl šios priežasties defektų skaičiaus įtaka ir priežastys, dėl kurių jie formuojasi, yra nagrinėjamos tiek mokslinėse institucijose, tiek gamybinių įmonių tyrimų padaliniuose.

Viena iš pagrindinių priežasčių, kodėl gardelės defektai lemia šviestukų kokybinių parametrų prastėjimą yra ta, kad jie veikia kaip nespindulinės rekombinacijos centrai [40]. Dėl nespindulinės rekombinacijos didėja šviestukų nuotėkio srovė, kas lemia jų optinės galios sumažėjimą. Taip pat nežymiai išauga ir šviestukuose generuojama šiluma. Defektų skaičiaus didėjimą gali nulemti bet koks terminis ar mechaninis poveikis, taigi ir lazerinio raižymo procedūra. Dėl šios priežasties svarbu tirti lazerinio raižymo metu naudojamų sistemos parametrų įtaką šviesos diodų charakteristikoms.

Defektų skaičiaus didėjimas nulemia tam tikrus šviestuko voltamperinės charakteristikos pokyčius, kurie gali būti stebimi ir suteikti informacijos apie pagamintų šviestukų kokybę. 2.4 pav. pateiktos skirtingą defektų skaičių turinčių atgaline (a) ir tiesiogine (b) kryptimi sujungtų šviestukų voltamperinės charakteristikos (adaptuota iš [41]). Šie rezultatai suteikia kelias ne tik moksliskai, bet ir technologiškai svarbias žinias: matome, kad nuotėkio srovės auga didėjant defektų skaičiui šviestukuose ir taip pat matome voltamperinės charakteristikos poslinkį dėl gardelės defektų tiesiogine kryptimi sujungtame šviesos diode. Šiame ir kituose darbuose tokie voltamperinės

charakteristikos pokyčiai siejami būtent su vakansijomis ir sraigtinio tipo dislokacijomis GaN šviestukuose [41,42].



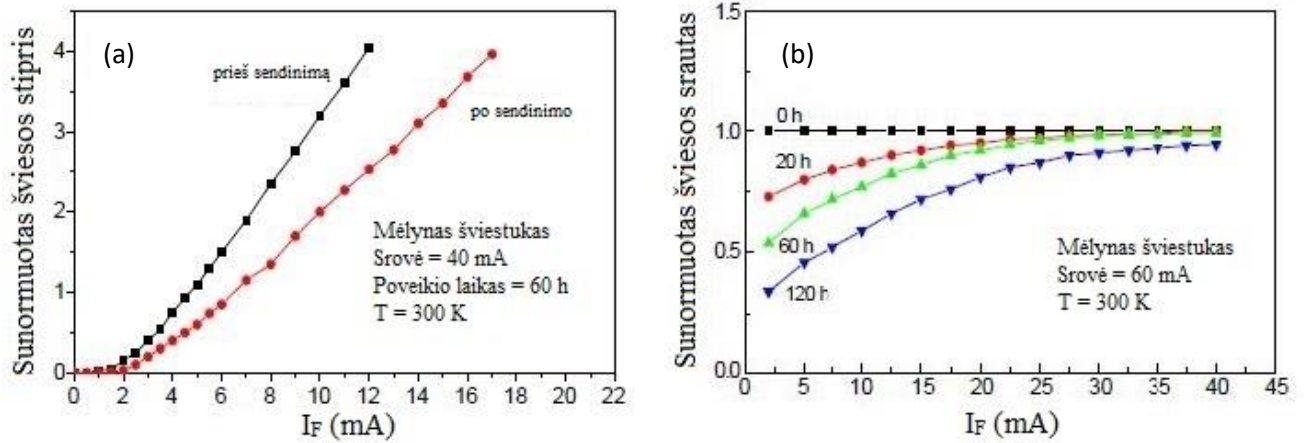
2.4 pav. Atgaline (a) ir tiesiogine (b) kryptimi sujungtų šviesos diodų voltamperinių charakteristikų pokyčiai esant skirtingam gardelės defektų skaičiui (adaptuota iš [41]).

Šviestukai yra ilgaamžiai – jų veikimo trukmė gali siekti 50000 – 100000 valandų [43]. Laikui bėgant šviesos diodų intensyvumas mažėja, kol šie nustoja veikti. Tačiau įprastai prietaiso gedimu laikoma, kai šviestukas praranda tam tikrą dalį savo intensyvumo. Šios vertės parenkamos pagal taikymų sritį: pavyzdžiui, bendrojo apšvietimo sistemose šviesos diodų lempų gedimu siūloma laikyti 30% intensyvumo praradimą, o dekoratyviniams tikslams naudojamų šviestukų – 50% [44]. Šviestukų senėjimo procesas taip pat gali būti siejamas su gardelės defektų skaičiumi. Defektų skaičius auga dėl elektros apkrovos šviestuko veikimo metu. 2.5 pav. matomi komercinių kvantinių duobių AlGaIn/InGaIn/GaN šviestukų intensyvumo (a) ir šviesos srauto (b) pokyčiai dirbtinai sendinant šviestukus tam tikrą laiko tarpą naudojant didesnę nei rekomenduojamą šaltinio srovę diodui įjungti (adaptuota iš [45]).

Siejant šiuos rezultatus su kitais moksliniais darbais [46-48], galima teigti, kad šie pokyčiai yra glaudžiai susiję su gardelės defektų formavimusi šviesos diodų veikimo metu. Vienas iš dominuojančių nespindulinės rekombinacijos mechanizmų GaN šviesos dioduose yra *Shockley Hall Read* nespindulinė rekombinacija. Parodyta, kad šio tipo nespindulinės rekombinacijos konstanta yra tiesiogiai proporcinga defektų tankiui [45]:

$$A = N_t v_{th} \sigma, \quad (24)$$

čia N_t – defektų tankis, v_{th} – krūvininkų greitis, σ – krūvininkų pagavimo skerspjūvis. Padėklo sudalinimo metu šviesos diodai patiria optinį, terminį ir mechaninį poveikį, kurių metu gali papildomai susigeneruoti gardelės defektų. Taigi atlikus šviestukų padėklo sudalijimą, išmatavus jų nuotėkio srovės bei darbinės įtampas, galime įvertinti šviesos diodų ilgaamžiškumą ir apdirbimo metodo įtaką sudalintų šviesos diodų kokybei.



2.5. pav. Komercinių kvantinių duobių AlGaIn/GaN šviestukų intensyvumo (a) ir šviesos srauto (b) pokyčiai dirbtinai sendinant šviestukus 40 mA (a) ir 60 mA (b) srove (adaptuota iš [45]).

2.13. Šviesos diodų efektyvumo didinimo metodikos

Kaip jau minėta, šviesos diodų našumą galima didinti įvairiais būdais. Tai daroma siekiant taupyti elektros energiją, kas yra patrauklu vartotojams. Šiame skyrelyje aptariami keli metodai: šviesos ištrūkės didinimas panaudojant konstrukcinius sprendimus, paviršių šiurkštinimas bei sklaidos centrų kūrimas.

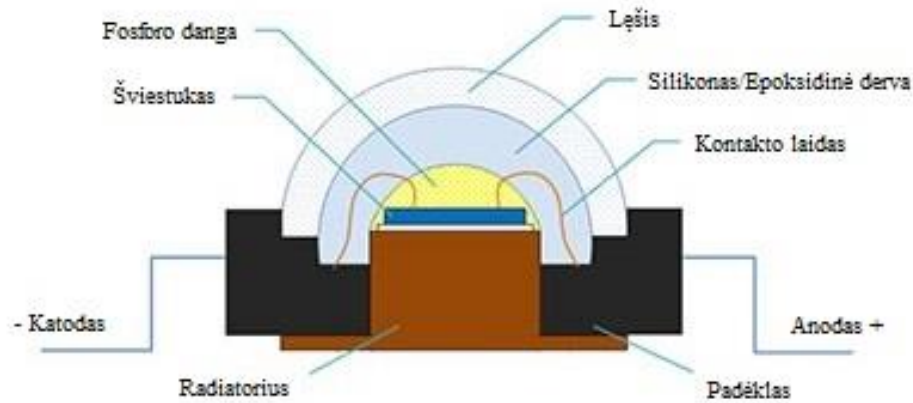
Konstrukciniai sprendimai šviesos ištrūkės didinimui yra pats paprasčiausias būdas, kurį panaudojus šviesos diodai tapo efektyvesni. Šviesos ištrūką riboja visiškai atspindys. Kadangi šviesos diodai nėra kryptingi šviesos šaltiniai, šviesa iš kiekvieno sandūros taško yra spinduliuojama bet kuria kryptimi. Šviesos lūžimo dėsniai teigia, kad egzistuoja šviesos sklaidimo iš didesnio lūžio rodiklio medžiagos į mažesnio lūžio rodiklio medžiagą, kurį viršijus šviesa nelūžta, o yra atspindima atgal į didesnio lūžio rodiklio medžiagą. Šiam efektui pasireiškus šviesos diode, spinduliuotė yra reabsorbuojama ir relaksuoja nespindulinės relaksacijos kanalais virsdama šiluma. Daugumos puslaidininkių lūžio rodiklis yra apie 2,5. Jeigu tokie šviestukai talpinami ore, kurio lūžio rodiklis lygus ≈ 1 , gaunamas mažas kritinis kampas. Dėl šios priežasties tik maža dalis šviesos gali ištrūkti iš puslaidininkio. Kritinį kampą galima nesunkiai apskaičiuoti pasinaudojant Snelio dėsniu:

$$\alpha_k = \arcsin \frac{n_1}{n_2}, \tag{25}$$

čia α_k – kritinis kampas, n_1 – aplinkos lūžio rodiklis, n_2 – medžiagos, iš kurios sklinda šviesa, lūžio rodiklis. Ši išraiška išvedama iš Snelio dėsnio tariant, kad kampas, kuriuo lūžta šviesa yra lygus 90° . Pavyzdžiui GaN, kurio pagrindu gaminami mėlynos spalvos šviestukai spinduliuojantys apie 450 nm šviesą, lūžio rodiklis ties šiuo bangos ilgiu yra $\approx 2,4869$. Jeigu toks šviestukas talpinamas ore, $\alpha_k \approx 23,7^\circ$. Žinant kritinį kampą, nesunkiai galima įvertinti, kiek šviesos patenka į aplinką [43]:

$$\frac{P_{out}}{P_{tot}} = \frac{1}{2}(1 - \cos\alpha_k), \quad (26)$$

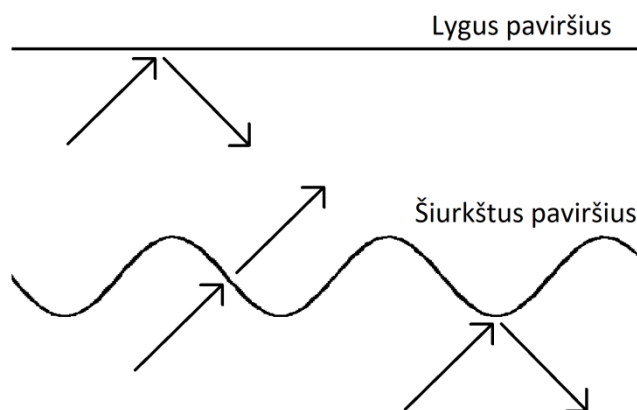
čia P_{tot} yra visa sugeneruotos spinduliuotės galia, o P_{out} – į aplinką patekusios spinduliuotės galia. Taigi, GaN atveju į šviesos diodo išorę patektų tik $\approx 4,21\%$ šviesos vien dėl visiško vidaus atspindžio reiškinio.



2.6 pav. Tipinė balto šviesos diodo su sferine epoksidinės dervos kapsule struktūra.

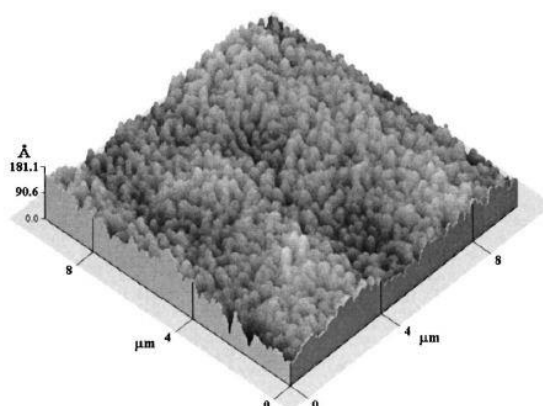
Tam, kad išvengtų visiškojo vidaus atspindžio, gamintojai užlieja šviestukus sferinės formos skaidria epoksidine derva, kurios lūžio rodiklis panašus į puslaidininkio. Tipinė tokios architektūros baltos spalvos šviestuko schema pateikta 2.6 pav. Sferinė kapsulės forma ir epoksidinės dervos lūžio rodiklio sutapatinimas su šviesos diodo medžiagos lūžio rodiklio daugelį kartų sumažina šviesos atspindžio tikimybę.

Kitas metodas, leidžiantis padidinti šviesos diodų efektyvumą, yra paviršių šiurkštinimas. Sprendimai gali būti įvairūs: paviršinio šviesos diodo struktūros sluoksnio šiurkštinimas, panaudojant drėgną ar fotocheminį ėsdinimą, fotoninių kristalų panaudojimas, $\text{SiO}_2/\text{PS}/\text{TiO}_2$ mikrolęšių formavimas arba šviestuko dengimas plona polimero plėvele, kurios paviršius pašiurkštintas [49]. Paviršių šiurkštinimas gali būti atliekamas įvairiais būdais: moksliniuose tyrimuose dažniau naudojami tikslesni, pvz., ėsdinimo elektronų pluoštu, ėsdinimo plazma arba holografinės litografijos metodai, o industrijoje tyrimai dažniausiai atliekami panaudojant greitesnius litografijos metodus, pavyzdžiui, mikropernešamąjį liejimą. Visų šių metodikų principas – paviršiaus ploto, kuriame vyksta visiškasis vidaus atspindys, mažinimas. Schematiškas šio principo atvaizdavimas pateiktas 2.7 pav.



2.7 pav. Atspindys lygiuose ir šiurkščiuose paviršiuose.

Plačiau panagrinėsime šviesos diodo paviršiaus šiurkštinimą drėgnojo ėsdinimo metodu. Viename iš mokslinių darbų atliktas InGaN/GaN kvantinių duobių šviestukų ėsdinimas juos įmerkus į verdantį fosforo rūgšties tirpalą ir panaudojus platinos klasterius kaip kaukę, kuri vėliau nuėsdinta azoto ir druskos rūgščių mišiniu [50]. Ėsdinimas, atliktas viršutiniam diodo p-tipo GaN sluoksniui. Paviršiaus morfologija pateikta 2.8 pav. Vėliau matuota apdirbtų ir kontrolinių šviestukų spinduliuojamos šviesos galia abiejuose paviršiuose. Pastebėtas 52,4% galios padidėjimas viršutinėje šviesos diodo pusėje ir 30% – apatinėje (matuojant pro safyro padėklą) [50]. Tai reiškia, kad paviršiaus šiurkštinimas didina šviesos ištrūką.



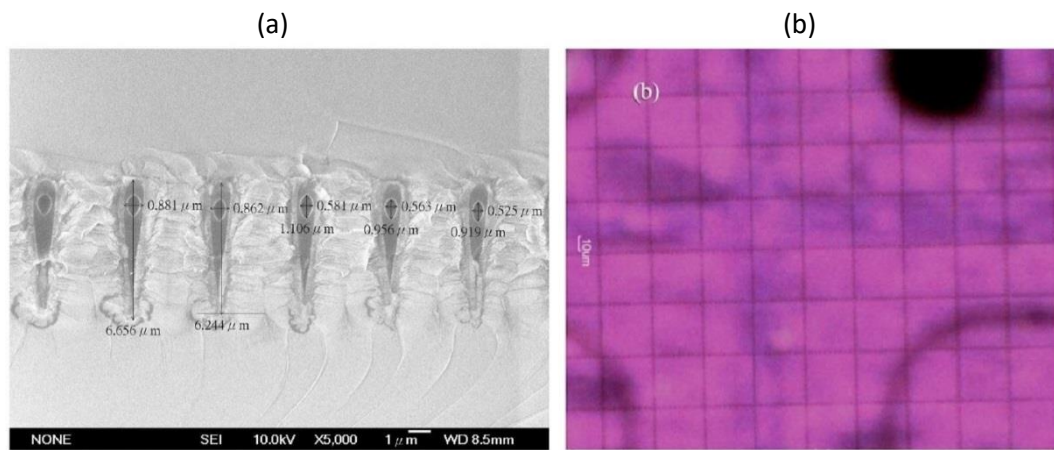
2.8 pav. Atominių jėgų mikroskopu padaryta pašiurkštinto viršutinio InGaN/GaN kvantinių duobių šviestuko p-tipo GaN sluoksnio nuotrauka (adaptuota iš [50]).

Šviesos ištrūkų padidėjimas priklauso nuo pritaikytos metodikos. Tačiau šios metodikos dar nėra plačiai taikomos industrijoje, nepaisant teigiamų mokslinių rezultatų, dėl dviejų pagrindinių priežasčių: rezultatai nėra pastovūs, net kartojant eksperimentus dažnai gaunami skirtingi rezultatai ir dėl gamybos procese atsirandančių papildomų etapų, kurie didina gamybos sąnaudas.

Kitas būdas, kuriuo gali būti mažinamas visiškas vidaus atspindys, gali būti sudalinimo metu atliekamas padėklų raižymas. Kaip jau minėta, šviestuke spinduliuotė sklinda visomis kryptimis, taigi ir pro apatinę šviestuko pusę. Todėl visiškas vidaus atspindys gali vykti ir padėklo (pvz.: safyro) sandūroje su aplinka. Raižymo metu padėkle suformuojamos pažeidimų sekos, kurios po sudalinimo lieka ant padėklo sienelės. Srityse, kuriose buvo suformuotas pažeidimas, padėklo paviršius nelygus ir dėl šios priežasties šviesos ištrūka (analogiškai prieš tai aptartiems metodams) gali padidėti. Bendrai tariant, kuo didesnis pažeidimas suformuotas, tuo didesnis šviesos ištrūkimas padidėjimas. Raižymo metu įprastai pasinaudojama daugiafotonės sugerties reiškiniu, kuris užtikrina didelį apdirbimo tikslumą ir atsikartojamumą. Kadangi daugiafotonei sugerčiai reikalingas aukštas spinduliuotės intensyvumas, gali pasireikšti ir kiti netiesiniai reiškiniai, tokie kaip antros harmonikos generacija (šis reiškinys vyksta raižant netiesinių kristalų padėklus, pvz LiNbO_3) arba šviesos gijų formavimasis. Pastarasis reiškinys gali būti itin naudingas, nes jam vykstant ilgėja lazeriniai pažeidimai. Kita vertus, taip pat didėja ir tikimybė pažeisti pačius šviestukus. Be to, pakeitus raižymo parametrus, gali pasunkėti šviestukų sudalinimo procesas (tampa sunkiau perlaužti substratą pjūvio vietoje) – jam atlikti reikalingas didesnis mechaninis poveikis. Taigi sudalinimo metu galimai sugeneruojama daugiau gardelės defektų, dėl ko galutinis rezultatas gali būti net prastesnis. Vis dėlto, lazerio spinduliuotės parametrų ir kartu jos sugeneruotų pažeidimų įtaka dar nėra plačiai ištyrinėta ir todėl toks metodas turi potencialo padidinti šviesos ištrūkumą.

Kitas būdas panaudoti lazerio spinduliuote sugeneruotus pažeidimus šviesos ištrūkai padidinti gali būti sklaidos centrų formavimas, kaip pavyzdžiui, periodinio mažų pažeidimų tinklelio padėklo tūryje generavimas [51]. Tankus mažų pažeidimų tinklelis sklaido šviesą, tačiau pažeidimų mažumas neleidžia šviestukui subyrėti jį veikiant mechaniškai ar termiškai. Tyrimuose, kuriuose nagrinėtas tokio apdirbimo rezultatas, sugeneruotų pažeidimų ilgis buvo apie $6\ \mu\text{m}$ [8,51]. 2.9 pav. pateiktas tokiu metodu sugeneruotų pažeidimų pavyzdys (adaptuota iš [8]): jų formą ir ilgį galima įvertinti stebint pažeidimus pro substrato šoną (a), o tinklelis matomas pažeidimus stebint pro šviestuko paviršių (b).

Aptartoje literatūroje stebimas 24,7% [51] ir 4,59% [8] šviesos ištrūkimo padidėjimas bei rezultato priklausomybė nuo parinktų apdirbimo parametrų generuojant mažus pažeidimus [8]. Taigi sklaidos centrų generavimas šviestuko substrate taip pat gali būti panaudotas šviesos ištrūkimo didinimui. Vis dėlto aptarti eksperimentai pasižymi keliais trūkumais. Pirmiausia, didžiausias šviesos ištrūkimo padidėjimas stebimas ties didelėmis injekcijos srovės vertėmis, kokios paprastai nėra naudojamos veikiant šviestukui, nes tokia apkrova daug kartų sumažina prietaiso maksimalią veikimo trukmę. Antra, sklaidos centrų tinklelio formavimas yra ganėtinai ilga procedūra, kas gamyboje reikštų sąnaudų didėjimą. Nepaisant to, galimybė didinti šviestukų efektyvumą skatina atlikti mokslinius tyrimus mokslo institucijose ir gamybinėse įmonėse.



2.9 pav. Skenuojančiu elektronų mikroskopu (didinimas – 5000) padaryta padėklo pjūvio profilio nuotrauka, kurioje matoma sugeneruotų $\sim 6 \mu\text{m}$ ilgio pažeidimų seka (a) ir optiniu mikroskopu padaryta pažeidimų tinklelio nuotrauka (b), stebint pro šviestuko paviršių (adaptuota iš [8]).

3. Eksperimento aprašymas

3.1. Tyrimo objektas

Šiame darbe naudoti trijų tipų bandiniai: 1) puslaidininkinių bei dielektrinių medžiagų padėklai, 2) padėklas, padengtas epitaksiniu galio nitrido sluoksniu, ir 3) padėklai, ant kurių iš vienos pusės suformuoti šviestukai, o kitos - paskirstytasis Brego reflektorius (*DBR*).

Tyrime naudoti šių medžiagų padėklai: safyro, borosilikatinio stiklo, silicio karbido, ličio niobato ir silicio. Kai kurios iš minėtų medžiagų savybių pateikiamos 3.1 lentelėje.

3.1 lentelė. Tyrime naudotų medžiagų padėklų savybės.

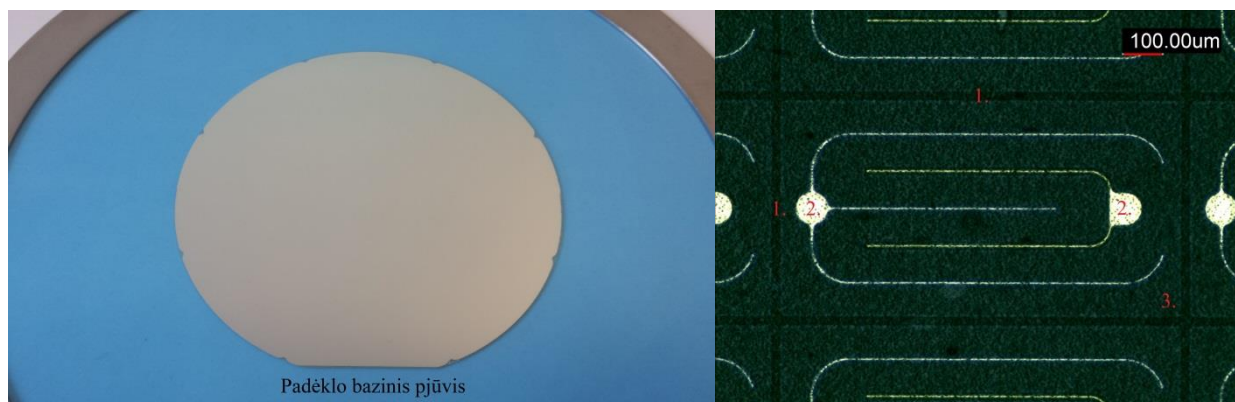
Medžiaga	d , μm	n (1030nm)	E_g , eV	Pastabos
Safyras (Al_2O_3)	330	1,726*	8,3(a)	* iš [52], (b) iš [15]
Borosilikatinis stiklas (SiO_2 - B_2O_3)	200	1,501*	4,3(b)	* iš [52], (c) iš [53]
Ličio niobatas (LiNbO_3)	200	2,234*	4,7(c)	* iš [52], (d) iš [54]
Silicio karbidas (SiC)	330	2,586*	3(d)	* iš [52], (e) iš [55]
Silicis (Si)	150	3,565*	1,1(a)	* iš [52], (b) iš [15]
Galio nitridas (GaN)	5+400*	2,335*	3,4(e)	* iš [52], (f) iš [56]

Čia d – padėklo storis, n – lūžio rodiklis, E_g – draustinių energijų tarpas,* – 5 μm storio galio nitrido sluoksnis užaugintas ant 400 μm storio safyro padėklo, (a)-(e) ir * – lit. šaltiniai.

Dažniausiai safyro, silicio, ličio niobato padėklai gaminami tokiu būdu: pirmiausia *Czochralski* metodu užauginamas cilindro formos kristalas. *Czochralski* metodo esmė – į medžiagos lydinį įleidžiamas užuomazginis (*seed*) kristalas ir vėliau nedideliu greičiu traukiamas. Šio proceso metu lydinys pamažu aušta ir sukietėja įgaudamas užuomazginio kristalo gardelės savybes. Suformuoto cilindro formos kristalo matmenys priklauso nuo užuomazginio kristalo ištraukimo greičio ir aplinkos sąlygų. Vėliau iš užauginto kristalo išpjaunami padėklai, kurie toliau yra poliruojami siekiant padidinti jų paviršiaus lygumą ir pasiekti reikiamą storį. Galiausiai kiekviename padėkle nupjaunamos bazės, žyminčios kristalo orientaciją padėkle. Silicio karbido kristalai įprastai auginami naudojantis fizinių garų transportavimo ir nusodinimo metodu. Borosilikatinio stiklo padėklai gaminami įprastais stiklo paruošimo metodais, kaip pavyzdžiui, liejimo. Naudojantis tokiais metodais pagaminti ir šiame darbe naudoti bandiniai.

Pramonėje puslaidininkinių ir dielektrinių medžiagų padėklai naudojami įvairiems mikroelektronikos prietaisams gaminti. Šiame darbe tirti safyro padėklai su suformuotais šviesos

diodais. Tokie bandiniai paprastai paruošiami taip: pirmiausia ant padėklo suformuojami šviestukai, vėliau pasinaudojant kauke užgarinami jų kontaktai ir galiausiai, naudojant kitą kaukę, išėsdinami takeliai tarp prietaisų. Tokio tipo bandinių pavyzdys pateiktas 3.1. pav.



3.1 pav. Tipinio bandinio nuotrauka (kairėje) ir mikroskopu padaryta šviestuko nuotrauka (dešinėje). Numeriais pažymėta: 1. – padėklo takeliai, 2. – šviestuko kontaktai, 3. – šviesos diodas.

Tyrime naudotų safyro padėklų su šviestukais kristalografinė struktūra orientuota taip, kad C plokštuma (C -plane) sutampa su paviršiaus plokštuma. Raižymo kryptis, lygiagreti padėklo baziniam pjūviui, pažymėta CH_1 , o statmena baziniam pjūviui – CH_2 . Atstumai tarp gretimų padėklo takelių centrų toliau vadinamais padėklo periodais L_{CH_1} ir L_{CH_2} atitinkamai kiekvienai raižymo kryptiai. 3.2 lentelėje apibendrinti tyrime naudotų bandinių matmenys.

3.2 lentelė. Bandinių savybės.

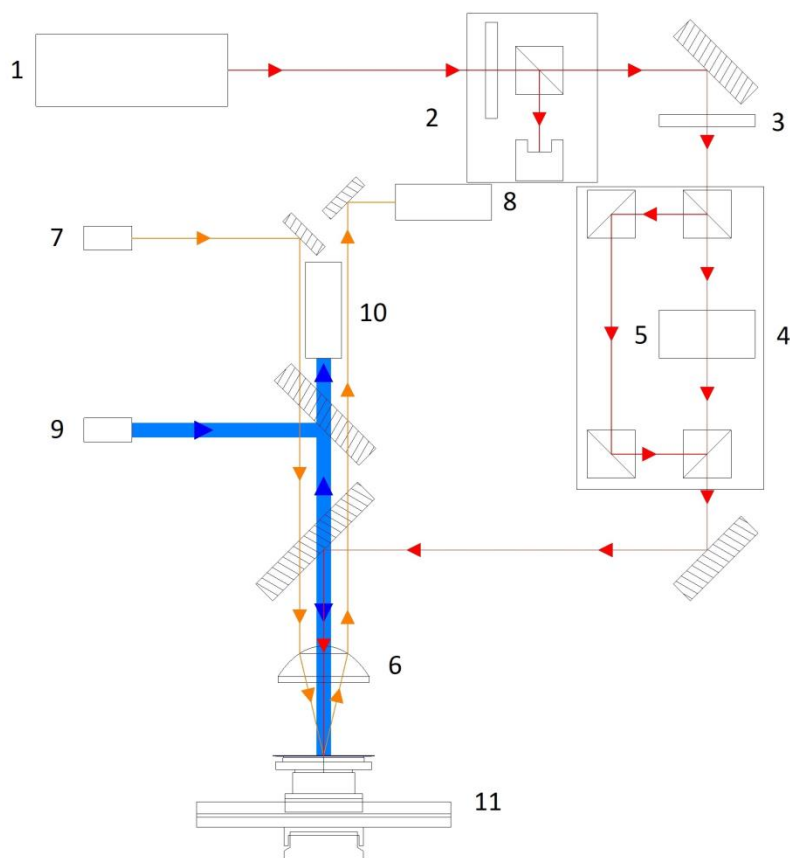
Grupė	Skaičius	h , μm	d , mm	L_{CH_1} , μm	L_{CH_2} , μm
1	4	125	101.6	1143	225
2	4	200	101.6	560	1016

3.2. Eksperimento schema

Eksperimentams atlikti buvo surinkta optinė sistema, kurios principinė schema pateikta 1 pav. Kaip lazerinės spinduliuotės šaltiniai naudoti impulsinės veikos „UAB MGF Šviesos Konversija“ lazeriai PHAROS ir CARBIDE. Šie lazeriai spinduliuoja 1030 nm bangos ilgio, 0,3 – 12,5 ps trukmės spinduliuotę, kurios impulsų pasikartojimo dažnis gali būti keičiamas 1 kHz – 1 MHz diapazone. Papildomai PHAROS lazeryje integruotas impulsų voras generuojantis modulis, kurio pagalba kiekvieną impulsą galima sudalinti į kelis mažesnio intensyvumo impulsus atsikartojančius kas 15,5 ns.

Eksperimentams naudotos sistemos pagrindinės dalys (žr. 3.2 pav.): PHAROS arba CARBIDE lazeris (1), optinė sistema (2 – 10), Aerotech pozicionavimo stalų sistema (11). Lazerio

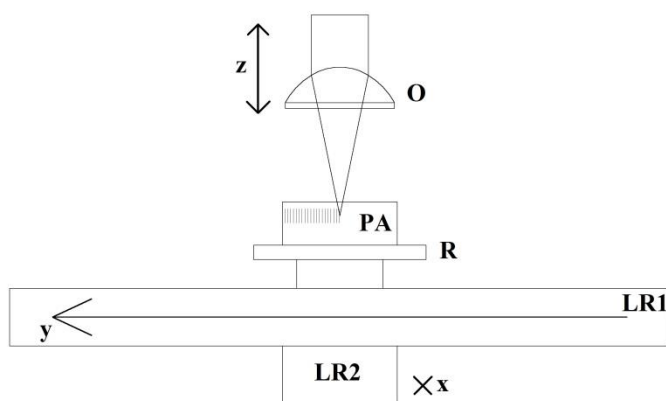
spinduliuotė pirmiausia nukreipiama į atenuatorių (2), kuriuo parenkama tiksli apdirbimui naudojamos spinduliuotės galia (šį parametą matuojant galios matuokliu *FieldMaxII-TO*, po objektyvo lęšiu (6)). Toliau lazerio spinduliuotė nukreipiama į pluošto daliklį (4), kuriuo spinduliuotė padalinama į dvi dalis, ir šios dalys vėl suvedamos viena ant kitos. Prieš daliklį esančia $\lambda/2$ plokštele (3) nustatomas į daliklio šakas patenkančios spinduliuotės galios santykis. Taip pat, vienoje iš daliklio šakų montuojamas lęšis (5), kurio keičiama ta šaka sklindančios spinduliuotės skėstis ir taip realizuojamas medžiagos raižymas dviejuose gyliuose vienu metu. Galiausiai spinduliuotė nukreipiama į asferinį objektyvo lęšį (6), kuriuo ji fokusuojama bandinyje.



3.2 pav. Eksperimentinė schema safyro ir stiklo lazeriniam apdirbimui tyrinėti, kurioje panaudoti šie prietaisai ir optiniai elementai: 1. – Pharos lazeris, 2. – Atenuatorius, susidedantis iš $\lambda/2$ plokštelės, Briusterio kampu pastatyto poliarizatoriaus ir pluošto gaudyklės, 3. – $\lambda/2$ plokštelė, 4. – Pluošto daliklis susidedantis iš 4 poliarizatorių, pastatytų Briusterio kampu ir lęšio (5), 6. – sistemos objektyvas – asferinis lęšis, 7. – Lazerinis diodas (785 nm), 8. – linijinė CCD kamera, 9. – LED (940 nm), 10. – CCD kamera, 11. – pozicionavimo stalų kompleksas, susidedantis iš XY linijinių ir rotacinio pozicionavimo stalų.

Optinėje schemoje taip pat integruotos dvi posistemės: bandinio apšvietimo sistema, skirta bandinio orientavimui pjovimo kryptimi, ir jo stebėjimui realiu laiku bei autofokusavimo sistema, kuri palaiko vienodą atstumą tarp objektyvo lęšio (6) ir apdirbamo bandinio paviršiaus. Apšvietimo

sistema susideda 940 nm bangos ilgio šviestuko (9), kurio spinduliuotė nukreipiama į objektyvo lęšį, ir CCD kameros (10), kuria stebimas padidintas bandinio vaizdas. Autofokusavimo sistema susideda iš 785 nm bangos ilgio lazerinio diodo (LD) (7) ir linijinės CCD kameros (8). Lazerinio diodo spinduliuotė nukreipiama į objektyvo lęšio kraštą, todėl kampu krenta į bandinio paviršių ir nuo jo atsispindi. Toliau spinduliuotė grįžta pro objektyvo lęšį ir yra nukreipiama į linijinę CCD kamerą, ant kurios registruojama spindulio padėtis. Ši padėtis kinta, kai keičiasi atstumas tarp objektyvo lęšio ir bandinio paviršiaus. Tam, kad šis atstumas išliktų tas pats, objektyvo lęšis (6) montuojamas ant pjezoelektrinio stalelio, o atstumas susiejamas su lazerinio diodo spindulio padėtimi ant linijinės CCD kameros. Tada, atstumui tarp objektyvo lęšio ir bandinio pasikeitus (tai vyksta dėl pozicionavimo stalų, vakuuminio prisiurbėjo, bandinio paviršių netolygumų, sistemos pozicionavimo netolygumų ir kt.), pjezoelektrinio stalelio padėtis keičiama, siekiant kompensuoti LD (785nm) spindulio pozicijos pokytį ant linijinės CCD kameros. Taip atstumas tarp objektyvo lęšio ir bandinio paviršiaus raižymo metu palaikomas +/- 2 μm tikslumu. Pažeidimo sekos formavimo schema pateikta 3.3 pav.



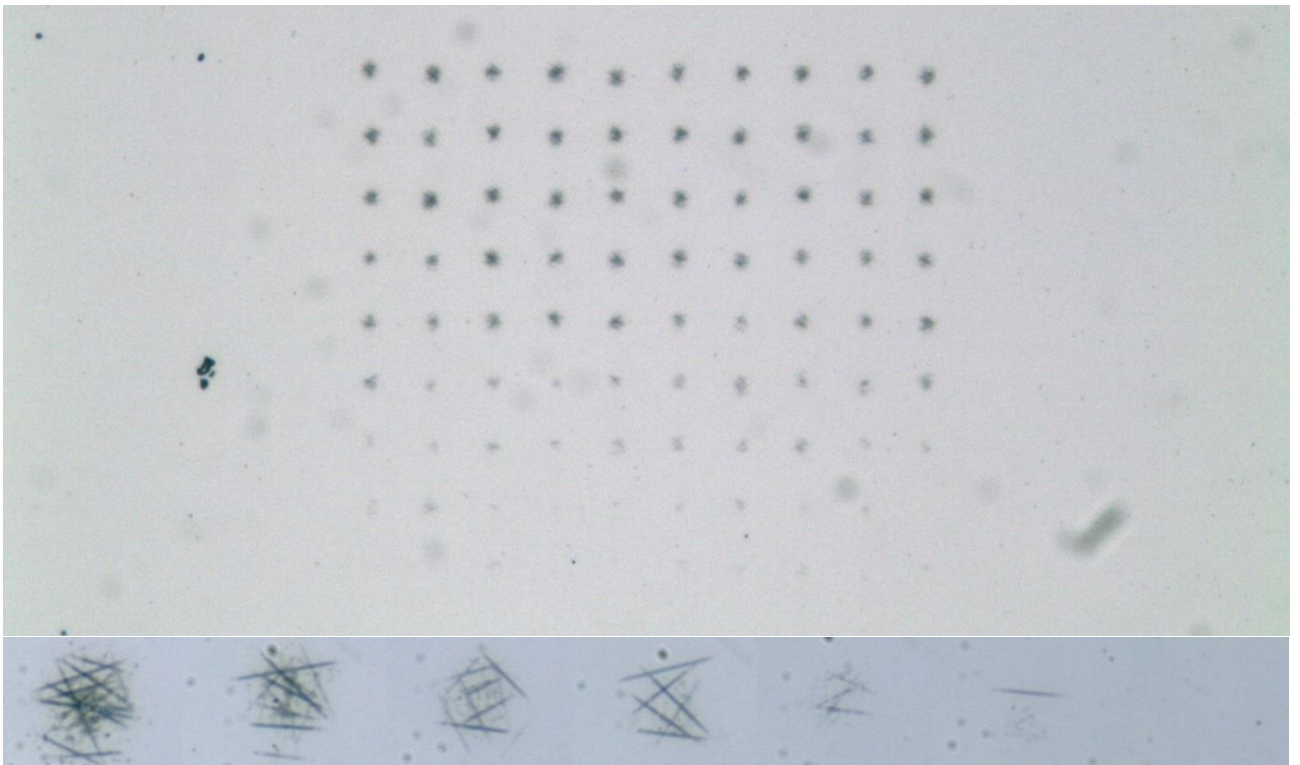
3.3 pav. Pažeidimo sekos sukūrimo schema; y – transliacinio stalo judėjimo kryptis.

3.3. Lazerinio pažeidimo slenkščio matavimas

Lazerinio pažeidimo slenkstis padėkluose tirtas vienašūviu (1x1) ir daugiašūviu (Nx1) metodais. Lazerio spinduliuotė yra fokusuojama bandinio paviršiuje ir sukuriamas pažeidimas vienu (1x1) arba N (Nx1) impulsais. Toliau pozicionavimo stalais keičiant bandinio padėtį, pažeidimas suformuojamas dar 9 bandinio srityse (tai daroma siekiant užtikrinti didesnę eksperimento tikslumą). Vėliau bandinio pozicija keičiama, lazerio spinduliuotės intensyvumas sumažinamas, ir pažeidimai sugeneruojami dar 10-tyje bandinio sričių. Ši procedūra kartojama, kol ties keliomis spinduliuotės intensyvumo vertėmis, pažeidimai nebėra suformuojami nė vienoje iš paveiktų bandinio sričių.

Šio eksperimento metu pažeidimai formuoti 3.1 lentelėje aprašytų bandinių paviršiuje, 1, 2, 4 ir 8 impulsais, kurių trukmė buvo nuo 10 ps iki 0.3 ps. Taip pat naudoti du lęšiai, kuriais lazerio spinduliuotė fokusuota į bandinių paviršius: asferinis lęšis A260TMA-B safyro ir borosilikatinio stiklo bandiniams ir standartinis lęšis, kurio $f = +100$, – likusiems bandiniams. Įvertintas lazerio spinduliuotės sąsmaukos plotas atitinkamai buvo: $34,7 \mu\text{m}^2$ A260TMA-B lęšiui ir $472 \mu\text{m}^2 +100$ lęšiui (lazerio pluošto sąsmaukos skersmuo vertintas ties $1/e^2$ intensyvumo maksimumo verte). Skirtingi lęšiai buvo naudojami parenkant tyrimui patogų spinduliuotės intensyvumo diapazoną. Taip pat siekiant užtikrinti didesnę tikslumą, 3.2 schemeje pavaizduotas pluošto daliklis perdarytas į atenuatorių. Tai padaryta uždengus šaką, kurioje įmontuotas lęšis, ekranu.

Lazerio spinduliuote paveiktos sritys tirtos optiniu mikroskopu. Suformuotų pažeidimų sekos pavyzdys pateiktas 3.4 pav.

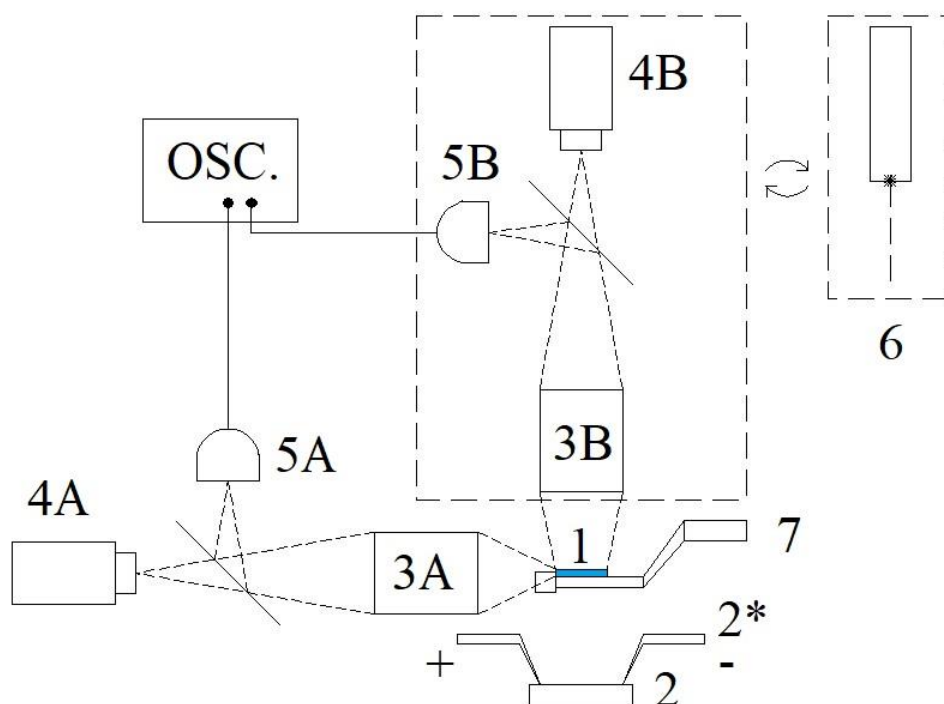


3.4 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio matavimo eksperimento metu formuotų pažeidimų sekos pavyzdys. Nuotraukos padarytos mikroskopu (objektyvo didinimas 10 ir 100 atitinkamai viršutinės ir apatinės nuotraukos). Medžiaga – silicio karbidas.

3.4. Sklaidos centrų generavimo eksperimentas

Bandinių paruošimas. Šio eksperimento metu panaudotas $150 \mu\text{m}$ storio safyro padėklas. Jame, naudojant 3.2 pav. pateiktą schemą, suformuoti sklaidos centrai. Tam parinktos tokios eksperimento sąlygos: naudotas Carbide lazeris, kuriuo sugeneruota 300 fs trukmės spinduliuotė,

parinktas 80 kHz impulsų pasikartojimo dažnis, 300 mm/s pozicionavimo stalų greitis. Safyro padėklo gardelės pažeidimai suformuoti dviejuose gyliuose – 30 μm ir 60 μm . Suformuotas sklaidos centrų tinklelis, kuriame atstumas tarp pažeidimų buvo 3,75 μm , o atstumas tarp gretimų pažeidimų sekų – 40 μm . Bandinys suskirstytas į 5 sritis, kuriose sklaidos centrai formuoti skirtingos energijos pavieniais impulsais: nuo 0,4 μJ iki 1,2 μJ energiją keičiant 0,2 μJ žingsniu. Vėliau bandinys suraižytas standartinėmis apdirbimo sąlygomis ir sudalintas į 1 mm pločio juosteles. Galiausiai atrinktos 5-ios juostelės, kuriose skirtingomis impulso energijomis suformuotos sklaidos centrų sritys. Taip pat iš to paties bandinio išpjauta 1 mm pločio safyro juostelė, kurioje nebuvo suformuoti sklaidos centrai. Šis bandinys naudotas palyginimui.



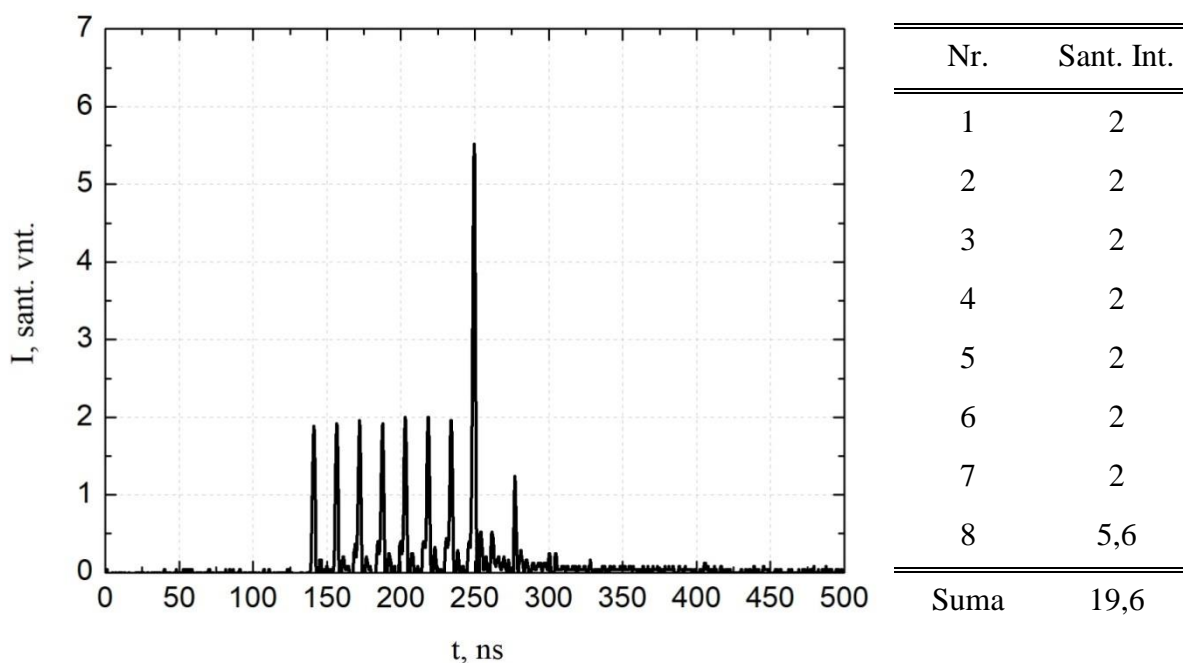
3.5 pav. Bandinių su sugeneruotais sklaidos centrais, tyrimo schema. 1 – bandinys (mėlyna spalva), 2 – šviestukas, 2* – adatos, 3A ir 3B – objektyvai, 4A ir 4B – CCD kameros, 5A ir 5B – fotodiodai, 6 – 405 nm bangos ilgio lazerinis diodas, 7 – laikiklis, OSC – oscilografas.

Eksperimentas. 3.5 pav. pateikta schema, kuria buvo atliekamas aukščiau aptartų bandinių tyrimas. Safyro juostelė (1) pozicionuojama ant bandinio laikiklio (7), kuris pritvirtintas ant 3 mikrometrinių stalelių, kuriais galima keisti bandinio poziciją X, Y ir Z kryptimis. Šis laikiklis mikroskopu (3B-4B) pozicionuojamas virš šviestuko (2), kuris pritvirtintas ant dviejų motorizuotų mikrometrinių stalelių, leidžiančių šviestuką pozicionuoti X ir Y ašimis. Mikrometrinių stalų pagalba bandinys (1), šviestukas (2) ir adatos (2*) pozicionuoti taip, kad atsidurtų vienas virš kito Z ašyje. Prie adatų (2*) prijungtas maitinimo šaltinis. Adatos (2*) įtvirtintos ant motorizuoto mikrometrinio stalelio, kuriuo jos nuleistos ant šviestuko (2) kontaktų. Mikroskopo principu

surinktos sistemos 3A-5A ir 3B-5B naudotos šviestuko spinduliuotės registravimui. Bandinio kraštas ir paviršius atitinkamai suprojektuotas į CCD kameras 4A ir 4B. Signalas registruotas fotodiodais 5A ir 5B bei stebėtas oscilografu (OSC.). Antroje eksperimento dalyje sistema 3B-5B pakeista 405 nm lazeriniu diodu (6), kurio galia – 56 mW. Lazerinio diodo (6) spinduliuotė nukreipta į bandinio (1) paviršių. Pro bandinio kraštą sklindančios spinduliuotės signalas registruotas tuo pačiu principu.

3.5. Lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle eksperimentas

Šis eksperimentas atliktas panaudojant 3.2 pav. pateiktą schemą. Eksperimentui atlikti panaudotas 150 μm storio safyro padėklas.



3.6 pav. Sugeneruotos voros impulsų santykinis intensyvumas ir spinduliuotės intensyvumo dalis, tenkanti kiekvienam impulsui (lentelėje, dešinėje).

Sugertis matuota toliau aprašytu būdu. Po safyro bandiniu pozicijuotas galios matuoklis *OPHIR 100C-ROHS*. Tam, kad šis matuoklis tilptų po bandiniu, programa *Turbocad 20* nubraižytas laikiklio 3D modelis, kuris vėliau atspausdintas 3D spausdintuvu ir įmontuotas ant Aerotech pozicionavimo sistemos. Ant šio laikiklio priklijuotas safyro padėklas. Atsižvelgiant į galios matuoklio atsako laiką, pažeidimai padėkle formuoti 8 sekundes. Eksperimento metu naudotos tokios sąlygos: 6 ps impulso trukmės, 8 kHz pasikartojimo dažnio, PHAROS lazerio spinduliuotė. Pažeidimams suformuoti pasirinkti 5 μJ energijos pavieniai impulsai ir 8 impulsų, tolygaus

intensyvumo, voros (3.6 pav.), kurių suminė energija taip pat lygi 5 μJ . Be to, naudotas 30 mm/s pozicionavimo stalų greitis. Fokusavimo gylis keistas 17,5 μm – 105 μm diapazone, kas 17,5 μm . Galios matavimai atlikti keičiant bandinio poziciją taip, kad kiekvienas lazerio impulsas būtų fokusuojamas nepaveiktoje padėklo srityje. Atraminė spinduliuotės galia matuota patraukus bandinį.

3.6. Padėklų su suformuotais šviestukais raižymas

Safyro padėklai su suformuotais šviestukais raižyti panaudojant 3.2 pav. pateiktą eksperimento schemą. Raižymas atliktas toliau aprašytu būdu: 1) stebint padėklą apšvietimo sistemos CCD kamera plokštelė orientuojama rotacinio stalo pagalba (padėklo takelio orientacija sutapatinama su pozicionavimo sistemos y ašimi), 2) patikslinamas takelių periodas, 3) padėklas pozicionuojamas ties pirmojo padėklo takelio centru, 4) įjungiamas autofokusavimo sistema – palaikomas tam tikras vienodas atstumas tarp bandinio paviršiaus ir objektyvo lęšio, 5) atliekamas raižymas kas 20-40 periodų patikslinant centravimą takelyje, 6) padėklas pasukamas 90 laipsnių, 7) kartojami 1)-5) punktai. Padėklų raižymo metu naudoti sistemos parametrai pateikti 3.3 lentelėje. Raižymas atliktas naudojantis nestandartiniu 0,78 NA asferiniu objektyvo lęšiu.

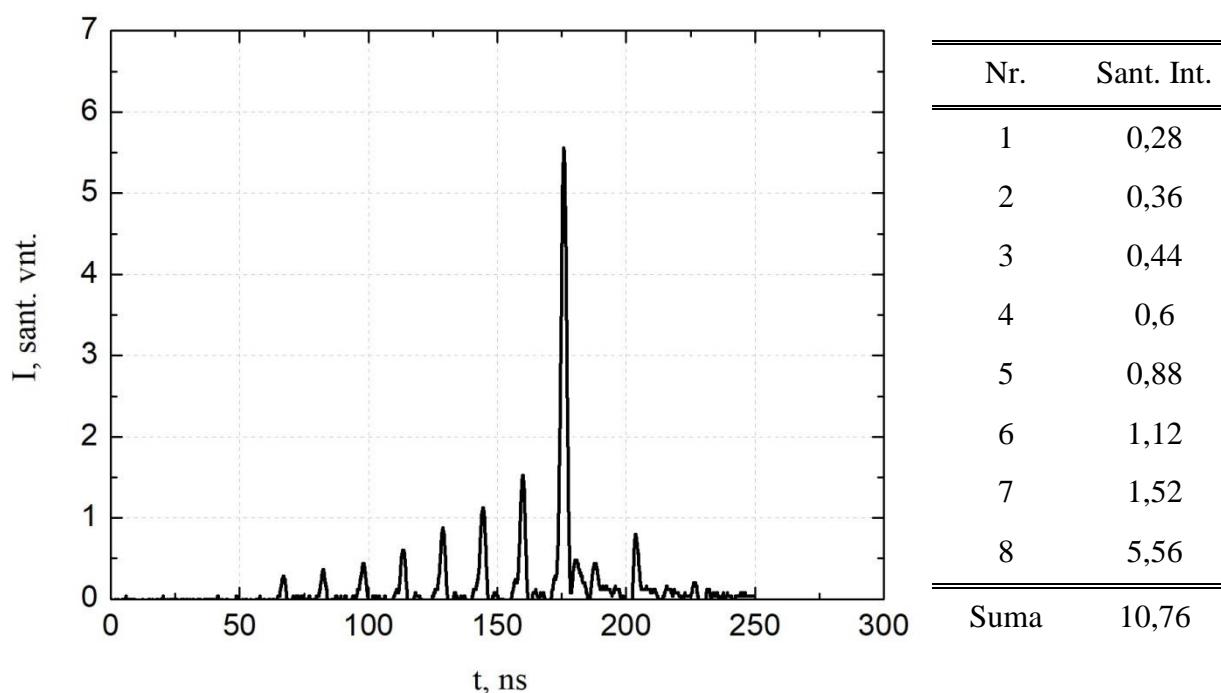
3.3 lentelė. Bandinių raižymo sąlygos

Grupė	Band. nr.	Kryptis	$E_1, \mu\text{J}$	$E_2, \mu\text{J}$	AFWD, μm	$v, \text{mm/s}$	f, khz	τ, ps	b
1	1-2	CH1	4,5	1,5	15	300	80	6	1
		CH2	4,5	1,5	15	300	80	6	1
1	3-4	CH1	5	2,5	18	300	80	6	8
		CH2	5	2,5	18	300	80	6	8
2	5-8	CH1	5	5	19	300	80	6	8
		CH1	5	-	57	300	80	6	8
		CH2	5	5	19	300	80	6	8
		CH2	5	-	57	300	80	6	8

Čia E_1 – spinduliuotės, sklindančios pirmąja daliklio šaka, impulso energija, E_2 – spinduliuotės, sklindančios antrąja daliklio šaka, impulso energija, AFWD – spinduliuotės, sklindančios pirmąja daliklio šaka, fokusavimo gylis bandinyje (matuojamas nuo bandinio paviršiaus), v – pozicionavimo stalų greitis atliekant raižymą, f – lazerio impulsų pasikartojimo dažnis, τ – lazerio impulso trukmė, b – impulsų skaičius voroje.

Pasinaudojant PHAROS lazeryje integruotu moduliu, sugeneruotos impulsų voros 3-8 bandinių apdirbimui. Voros impulsų santykinis intensyvumas išmatuotas oscilografu ir pateiktas 3.7 pav.

Atlikus raižymą padėklai laužomi ir taip atskiriami šviestukai. Laužant padėklą CH1 ašimi, safyras skyla vertikaliai, todėl lazerio spinduliuotės fokusavimo židinio pozicija sutapatinama su takelio centru. Atliekant sudalinimą CH2 ašimi, safyras skyla sudarydamas kelių laipsnių kampą su bandinio plokštumai vertikalia ašimi. Dėl šios priežasties fokusavimo židinio padėtis pozicionuojama kelių mikrometrų atstumu nuo takelio centro taip, kad laužiant padėklas skiltų takelio centre. Tikslus pozicionavimo atstumas priklauso nuo raižymo sąlygų ir bandinio storio. Šio darbo metu parinkti atstumai buvo 5 μm ir 7 μm atitinkamai 1 ir 2 bandinių grupėms.

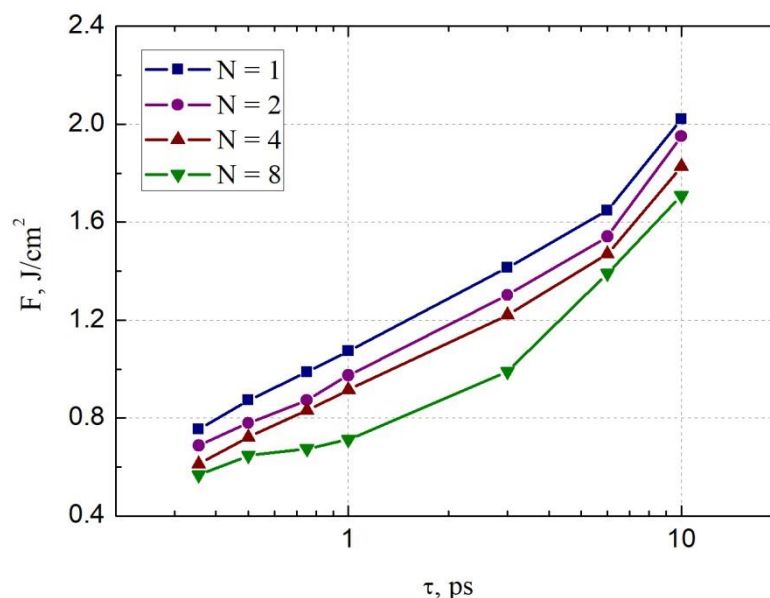


3.7 pav. Sugeneruotos voros impulsų santykinis intensyvumas ir spinduliuotės intensyvumo dalis, tenkanti kiekvienam impulsui (lentelėje, dešinėje).

4. Rezultatai

4.1. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės

Lazerinio pažeidimo slenksčio safyro paviršiuje matavimo rezultatai pateikti 4.1 pav., silicio karbido – 4.2 pav., o likusių medžiagų – P.1 – P.4 pav. prieduose. Į skaičiavimus įtrauktas koeficientas, pateiktas (17) formulėje.

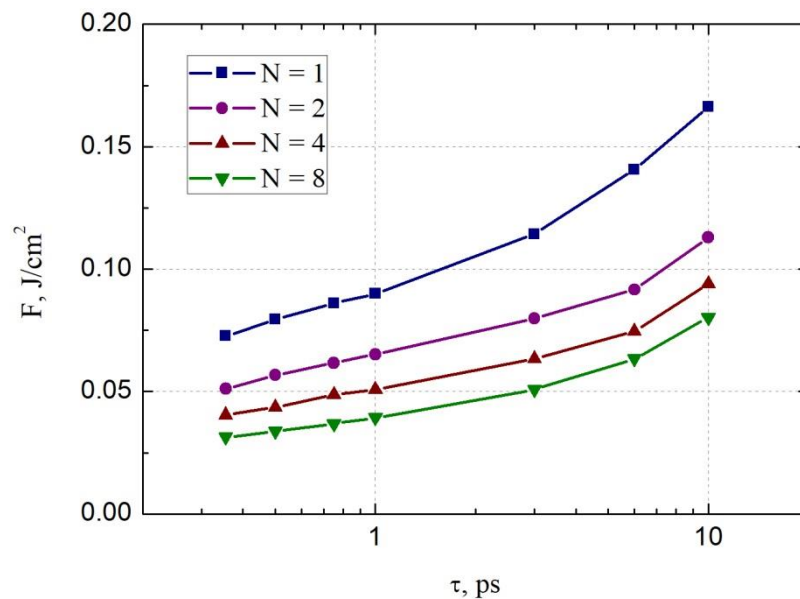


4.1 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės safyro padėklo paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.

Išmatuotų lazerinio pažeidimo slenksčio kreivių pavidalas yra tipinis puslaidininkinėms ir dielektrinėms medžiagoms ir atitinka (15) formulėje pateiktą priklausomybę. Lyginant 4.1 – 4.2 ir P.1 – P.4 paveikslus taip pat galima pastebėti, kad pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulsų, kuriais buvo formuojami pažeidimai, skaičiaus, priklauso nevienodai. Tai reiškia, kad akumuliaciniai reiškiniai medžiagose pasireiškia nevienodai. Tikėtina, kad toks rezultatas gaunamas dėl defektų susidarymo ypatumų skirtingose medžiagose. Tai patvirtinti padėtų defektų tankio bandinyje po poveikio lazerine spinduliuote, kurios intensyvumas nedaug mažesnis už lazerinio pažeidimo slenkstį, tyrimas.

Siekiant patikrinti šių matavimų tikslumą, rezultatai palyginti su gaunamais literatūroje [9,15]. Palygintos lazerinio pažeidimo slenksčio vertės safyro ir silicio padėkluose ties 500 fs impulso trukme. Šio eksperimento metu apskaičiuotas lazerinio pažeidimo slenkstis buvo maždaug 1,5 karto mažesnis. Likusių medžiagų lazerinio pažeidimo slenksčių vertės, lygintos su panašaus

draustinių energijų tarpo medžiagų tyrimų rezultatais, pateiktais [9,15] šaltiniuose. Šiuo atveju nustatyti didesni skirtumai (tai nestebina, nes lyginamos skirtingos medžiagos), tačiau lyginamų matavimų vertės buvo tos pačios eilės.



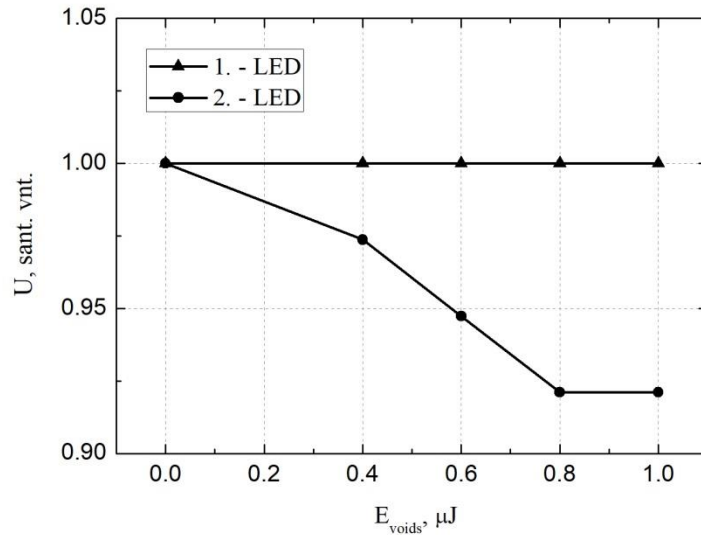
4.2 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės silicio karbido padėklo paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.

Netikslumus lazerinio pažeidimo slenksčio matavimo metu lėmė kelios priežastys: 1) netikslus lazerio spinduliuotės galios matavimas (galia buvo nustatoma atenuatorių $\lambda/2$ plokšteles derinant ranka), 2) nešvarumai bandinių paviršiuje, dėl kurių galėjo sumažėti lazerinio pažeidimo slenkstis, 3) analizuojant bandinius optiniu mikroskopu, nepavyko išskirti ribos tarp lūžio rodiklio modifikacijos ir lazerinio pažeidimo, todėl tikėtina, kad dalis matavimų atlikti stebint skirtingus reiškinius.

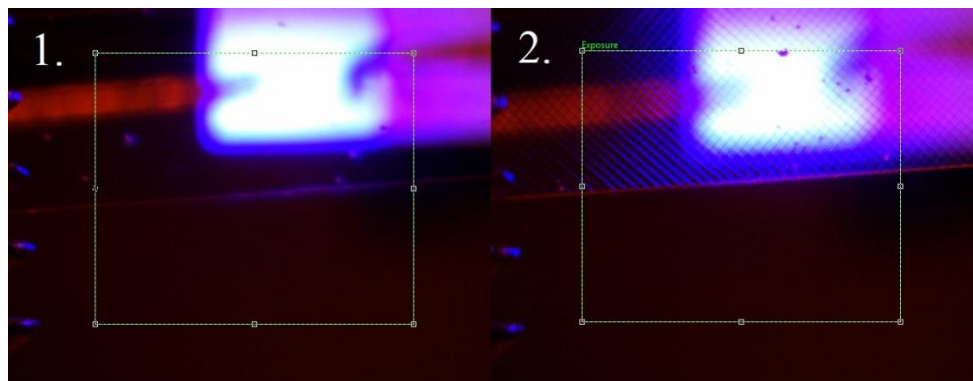
Tūrinio raižymo metu siekiama nepažeisti bandinio paviršių ir gauti reikiamą pažeidimą medžiagos tūryje. Gauti matavimų rezultatai tolesniuose tyrimuose bus naudojami įvertinti optimalias fokusavimo sąlygas raižymo metu: fokusavimo gylį, skaitmeninę apertūrą, impulso trukmę, energiją, kt.

4.2. Sklaidos centrų įtaka šviesos išstrūkai pro bandinio kraštą

4.3 ir 4.5 pav. pateikti atitinkamai šviestuko ir lazerinio diodo surinktos spinduliuotės iš safyro bandinių priklausomybės nuo impulso energijos, kuria tuose bandiniuose sugeneruoti sklaidos centrai.



4.3 pav. Surinktos standartinio ant padėklų auginamo šviestuko spinduliuotės pokyčio priklausomybė nuo energijos, kuria suformuoti sklaidos centrai bandiniuose. 1. – matavimas atliktas surenkant spinduliuotę pro bandinio šoną. 2. – matavimas atliktas surenkant spinduliuotę iš bandinio viršaus. 0 μJ energija atitinka atskaitos bandinį, kuriame sklaidos centrai nebuvo suformuoti.

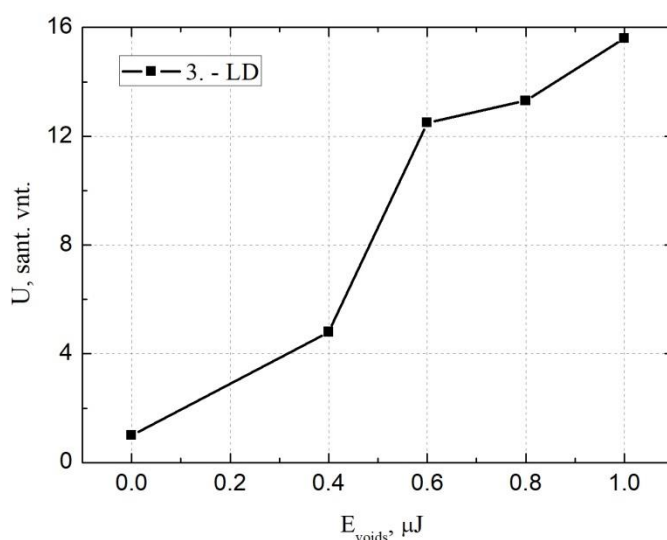


4.4 pav. Safyro bandinių nuotraukos iš viršaus. Nuotraukos padarytos mikroskopu, apšvietimui naudojant ant safyro padėklo suformuotą šviestuką, vaizdą fokusuojant į bandinio paviršių. 1. – safyro bandinys, kuriame nesuformuoti sklaidos centrai. 2. – safyro bandinys, kuriame sklaidos centrai suformuoti panaudojant 0,6 μJ energijos impulsus.

Matuojant šviestuko (4.3 pav. – 1.) spinduliuotės signalą iš bandinių krašto nepastebėta jokių pokyčių. Taip galėjo nutikti dėl keleto priežasčių: 1) spinduliuotė dėl suformuotų safyro gardelės struktūros pakeitimų nėra sklaidoma, 2) sklaidyta šviesa nesklinda pro bandinio kraštą arba 3) atstumas tarp bandinio ir šviestuko per didelis, o signalo pokyčiai itin maži, todėl nepakankamas eksperimento tikslumas. 4.4. pav. pateiktas palyginimas tarp dviejų bandinių: safyro nuopjovos, kurioje nebuvo sugeneruoti sklaidos centrai (kairėje) ir safyro nuopjovos, kurioje sklaidos centrai sugeneruoti panaudojant 0,6 μJ energijos impulsus. Iš šio paveikslo galima spręsti, kad periodiniai

safyro gardelės struktūros pažeidimai didina sklaidą bandiniuose, kadangi ties sklaidos centrais stebimas šviestuko spinduliuotės suintensyvėjimas. Taip pat 4.3 pav. stebimas signalo intensyvumo kritimas didėjant energijai, kuria buvo sugeneruoti sklaidos centrai, patvirtina šią prielaidą. Taigi spinduliuotė bandiniuose, kuriuose sugeneruoti periodiniai safyro gardelės pažeidimai, yra sklaidoma. Be to, sklaidomos šviesos intensyvumas auga, didėjant pažeidimams.

4.5 pav. pateikta 405 nm lazerinio diodo spinduliuotės pokyčio priklausomybė nuo energijos, kuria suformuoti sklaidos centrai, spinduliuotę surenkant pro bandinio kraštą. Šiuo atveju stebimas iki 16 kartų didesnis signalo pokytis. Taigi dėl periodinių pažeidimų spinduliuotė sklinda pro bandinio kraštą. Kadangi lazerinio diodo spinduliuotė yra intensyvesnė, pokyčius dėl sklaidos pavyko užregistruoti. Lyginant 4.3 ir 4.5 pav. pateiktus rezultatus galima teigti, kad tokie pokyčiai naudojant šviestuko spinduliuotę nėra stebimi dėl per mažo signalo.



4.5 pav. Surinktos lazerinio diodo spinduliuotės pokyčio priklausomybė nuo energijos, kuria suformuoti sklaidos centrai bandiniuose. 3. – matavimas atliktas surenkant spinduliuotę pro bandinio šoną. 0 μJ energija atitinka atskaitos bandinį, kuriame sklaidos centrai nebuvo suformuoti.

Šio eksperimento metu pavyko nustatyti, kad spinduliuotės, sklindančios pro nupjautą padėklą kraštą, intensyvumas padidėja dėl bandinyje sugeneruotų sklaidos centrų. Šį rezultatą pavyko pasiekti tik naudojant lazerinio diodo spinduliuotę. Tikėtina, kad teigiamą rezultatą pavyktų pasiekti ir naudojant šviestuko spinduliuotę, tačiau šiuo atveju derėtų pasirinkti kitokią eksperimento konfigūraciją: sklaidos centrus generuoti padėkle su suformuotais šviestukais arba bandinius pozicionuoti prie pat šviesos diodo – taip spinduliuotės, sklindančios pro bandinio kraštą, signalas būtų daug stipresnis.

Taip pat šio eksperimento metu nustatytos spinduliuotės, kuria generuojami sklaidos centrai, impulso energijos ribos:

1) kai impulso energija maža ($\sim 0,1 - 0,3 \mu\text{J}$), safyro gardelėje pažeidimai visai nesugeneruojami arba juos sugeneravus sklaidytos šviesos intensyvumas yra per mažas, kad tokiu būdu būtų pasiekiamas žymus šviesos išrūkos padidėjimas padėkluose, ant kurių suformuoti šviesos diodai. Tai patvirtina ir anksčiau atlikti eksperimentai, kuriuose sklaidos centrai sugeneruoti šviestukų padėkluose, naudojant 0,2, 0,3 ir 0,4 μJ impulsus;

2) kai impulso energija didelė ($\sim 1,2 \mu\text{J}$), safyro padėklas ima trupėti, todėl bandinių apdirbimui šis procesas tampa nebetinkamas.

Remiantis eksperimento rezultatais (4.3 ir 4.5) pav. galima teigti, kad optimaliausia sklaidos centrus formuoti panaudojant 0,6 – 0,8 μJ energijos impulsus.

Pabrėžtina, kad rezultatai gali keistis naudojant kitokias bandinių apdirbimo sąlygas. Pavyzdžiui, sklaidos centrus generuojant tankiau tikėtina, kad sklaidytos šviesos signalas bus didesnis, tačiau kartu didėja tikimybė bandiniui sutrupėti. Taip pat abejonių gali kelti ir tikslumas, kadangi šio eksperimento metu nebuvo naudotasi tiksliais bandinių pozicionavimo sistemomis. Dėl skirtingo bandinių pozicionavimo kiekvieno matavimo metu paklaidos galėjo išaugti.

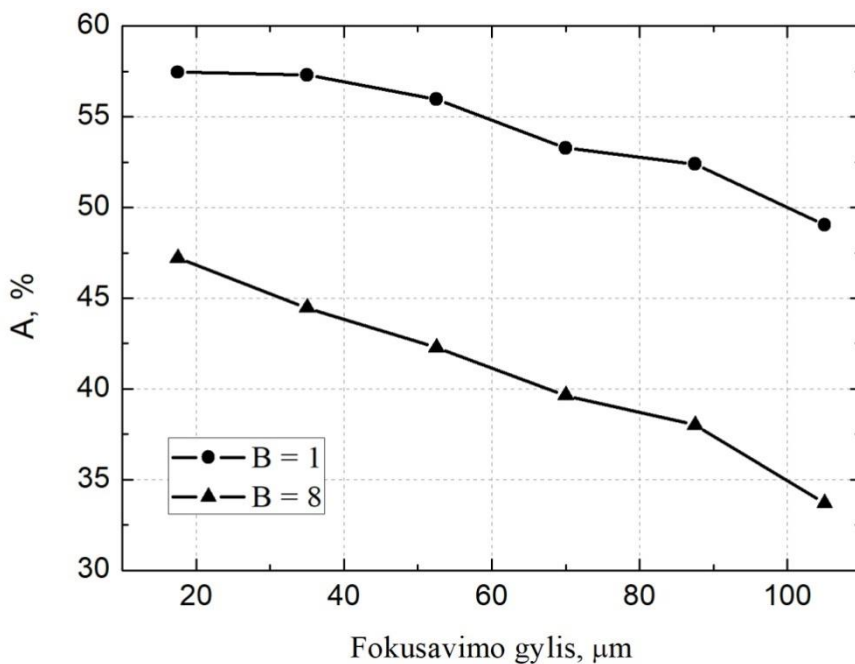
4.3. Lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle matavimo rezultatai

Efektyvi lazerio spinduliuotės sugertis raižant padėklus, ant kurių paviršių suformuoti elektronikos ar optoelektronikos prietaisai, naudinga – kuo daugiau energijos sugerama generuojant pažeidimus padėkle, tuo mažesnė tikimybė pažeisti ant padėklo paviršių suformuotus darinius. Šio eksperimento metu išmatuotos lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle priklausomybė nuo spinduliuotės fokusavimo gylio bandinyje. Matavimas atliktas pažeidimų formavimui naudojant tipines apdirbimo sąlygas. Rezultatai pateikti 4.6 pav.

Nustatyta, kad pažeidimus formuojant vienu 5 μJ impulsu, lazerio spinduliuotė safyre sugerama maždaug 20% efektyviau negu tai darant 8 impulsų vora, kurios suminė energija lygi 5 μJ . Tokie rezultatai gaunami, nes pavienio impulso voroje energija yra nepakankamai aukšta, kad, lazerio spinduliuotę fokusuojant bandinyje, susidarytų šviesos gija. Spinduliuotei bandinyje sklindant šviesos gijos pavidalu, ji pakartotinai fokusuojasi bandinyje ir formuoja ilgesnį pažeidimą, jeigu impulso intensyvumas tebeviršija medžiagos pažeidimo slenkstį. Dėl šios priežasties daugiau lazerio impulso energijos sugerama bandinyje.

Didinant lazerio spinduliuotės fokusavimo gylį bandinyje, sugerties efektyvumas mažėja. Taip nutinka, nes lazerio spinduliuotės fokusavimo sąsmaukos diametras priklauso nuo fokusavimo gylio, t.y. kuo giliau bandinyje fokusuojama spinduliuotė, tuo stipresnis skersinių aberacijų poveikis, tuo didesnis sąsmaukos diametras.

Taigi, kai padėklai raižomi panaudojant impulsų voras, verta atsižvelgti į lazerio spinduliuotės sugerties efektyvumo sumažėjimą. Tai svarbu, kai raižomi padėklai su suformuotais šviestukais. Tikėtina, kad pavienius impulsus galima sufokusuoti didesniame bandinio gylyje, nepažeidžiant struktūrų, suformuotų ant padėklo paviršiaus. Kita vertus, pavienių impulsų voroje energija yra mažesnė ir jų periodas voroje yra ilgesnis už laikines medžiagų krūvininkų relaksacijos konstantas (~1-10 ps eilės). Taigi dėl šių priežasčių mažėja tikimybė pažeisti šviestukus. Dėl šios priežasties neprieinamos vienareikšmės išvados. Taip pat paminėtina, kad didinti bendrą impulsų voros energiją gali būti naudinga. Nors didinant impulsų energiją auga tikimybė pažeisti ant padėklų suformuotas struktūras, bet kartu tikėtina, kad išaugs ir lazerio spinduliuotės sugerties efektyvumas. Taigi, šių reiškinų poveikiai apdirbimo procesui gali kompensuoti vienas kitą. Tai panagrinėti pavyktų išmatavus sugerties efektyvumą esant skirtingoms suminėms impulsų voros energijoms.



4.6 pav. Lazerio spinduliuotės sugerties safyro padėkle priklausomybė nuo spinduliuotės fokusavimo galios. Čia A – spinduliuotės procentinė dalis, kuri buvo sugerta, B – impulsų skaičius voroje.

4.4. Padėklų su suformuotais šviestukais raižymas

Bandinių sudalinimą mechaninėmis staklėmis bei šviestukų parametrų matavimus bei palyginimą su kontroliniais bandiniais atliko klientas iš Kinijos. 4.1 lentelėje pateikti matavimų rezultatai. Pirmosios grupės bandinių spinduliuotės ištrūkų pokytis lyginant su standartiniu apdirbimo metodu yra -0.2%, o antrosios – +0.3%. Spinduliuotės ištrūkų sumažėjimą 1-ojoje

bandinių grupėje galima būtų priskirti raižymo sąlygoms. Kadangi pirmųjų dviejų bandinių raižymui nenaudotos impulsų voros, tikėtina, kad šviesos ištrūka mažesnė būtent šiuose bandiniuose. Kai bandinių raižymui nenaudojamos impulsų voros, medžiagos tūryje suformuojami didesni pažeidimai, nes pavienio impulso intensyvumas yra didesnis. Taip pat bandinių sudalinimui mechaninėmis staklėmis reikalinga didesnė jėga. Taigi šviesos ištrūka bandiniuose gali sumažėti dėl dviejų priežasčių: didesnio nesugertos impulso dalies intensyvumo pažeidžiami ant padėklo dugno suformuoti šviestukai arba didesnio defektų skaičiaus, kurie sugeneruojami laužymo metu. 4.1 lentelėje taip pat pateikti ir anksčiau atlikto eksperimento, kurio metu bandinių apdirbimui naudotos tolygaus intensyvumo impulsų voros, rezultatai (3-čia bandinių grupė). 2-osios grupės bandinių vidutinis šviesos ištrūkų pokytis lygus 0,3%, o 3-čiosios – -0,1%. Kadangi (2-ajai bandinių grupei raižyti naudotų sąlygų) paskutiniame voros impulse sukonzentruota maždaug 50% voros intensyvumo, suformuojami pakankamai ilgi pažeidimai, dėl kurių įtakos padidėja sklaidomos šviesos intensyvumas. Taigi, tokiu atveju pasiekiamas balansas tarp dviejų teigiamų raižymo sąlygų efektų: šviesos ištrūkų padidėjimo dėl medžiagos tūryje sugeneruojamo didesnio pažeidimo ir kokybiškesnio sudalinimo bandinius raižant impulsų voromis.

4.1 lentelė. Safyro padėklų, su suformuotais šviestukais ir DBR, raižymo eksperimento rezultatai.

Bandinių grupė	$\Delta P, \%$
1	-0,2
2	0,3
3*	-0.1

4.5. Rezultatų apibendrinimas

Šio darbo metu pasiekti tokie pagrindiniai rezultatai:

- ištirtos lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybės nuo impulso trukmės Al_2O_3 , SiO_2 - B_2O_3 , $LiNbO_3$, SiC , Si ir GaN bandinių paviršiuje, 0,3 – 10 ps impulso trukmės diapazone, pažeidimui formuoti naudojant 1, 2, 4 arba 8 impulsus;
- lazerinio pažeidimo akumuliacija skirtinguose bandiniuose pasireiškia nevienodai, dėl defektų generacijos ypatumų, būdingų tam tikrai medžiagai;
- naudojantis šviestuku nepavyko užregistruoti šviesos ištrūkų pokyčių pro bandinio kraštą dėl per mažo signalo. Naudojantis lazeriniu diodu užregistruotas iki 16 kartų didesnis spinduliuotės, sklindančios pro bandinio kraštą, signalas, lyginant su bandiniu, kuriame nebuvo sugeneruoti sklaidos centrai;
- pasirinktos sklaidos centrų formavimo sąlygos (300 fs trukmės, 0,6 – 0,8 μJ , 1030 nm bangos ilgio impulsai) tolimesniems šviesos diodų šviesos ištrūkų didinimo

eksperimentams. Sklaidos centrų generavimo sąlygas riboja šie veiksniai: 1) sukuriant mažų matmenų sklaidos centrus šviesos ištrūka pro bandinio kraštą kinta nežymiai, 2) generuojant didelių matmenų sklaidos centrus sutrupa bandinys;

- nustatyta, kad lazerio spinduliuotės sugertis apdirbimo metu yra 20% efektyvesnė raižymui naudojant pavienius impulsus nei naudojant impulsų voras;
- nustatyta, kad lazerio spinduliuotės sugerties efektyvumas mažėja, didėjant spinduliuotės fokusavimo gyliui bandinyje;
- raižymui naudojant augančio intensyvumo impulsų voras pavyko nežymiai (0,3%) padidinti šviesos ištrūką padėkluose su suformuotais šviestukais.

5. Išvados

- 1) Atliktas medžiagų paviršiaus lazerinio pažeidimo tyrimas leis padidinti tūrinio raižymo metodo atlikimo kokybę bei išvengti bandinių paviršių pažeidimo.
- 2) Šviesos ištrūką padėkluose su suformuotais šviestukais efektyviausia didinti generuojant sklaidos centrus su 0,6 – 0,8 μJ impulsais.
- 3) Fokusuojamos lazerio spinduliuotės sugerties efektyvumas medžiagos tūryje priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo židinyje bei šviesos gijų formavimosi ypatumų.
- 4) Naudojant augančio intensyvumo impulsų voras padidinama šviesos ištrūka sudalintuose šviestukuose dėl suformuojamų ilgesnių pažeidimų pjūvio profilyje.

Literatūros sąrašas

- [1] SMALLWOOD, P., *Lighting, LEDs and Smart Lighting Market Overview*[interaktyvus], 2016 [žiūrėta 2018 m. sausio 22 d.]. Prieiga per internetą: <https://energy.gov/sites/prod/files/2016/02/f29/smallwood_mktadoption_raleigh2016.pdf>
- [2] TOMASZEWSKI, P. E., Jan Czochralski – father of the Czochralski method, *Journal of Crystal Growth*, 2002, vol. 236, no. 1-3, p. 1-4.
- [3] UŽDAROJI AKCINĖ BENDROVĖ „EVANA TECHNOLOGIES“, Method of Laser Processing for Substrate Cleaving or Dicing Through Forming „Spike-like“ Shaped Damage Structures, Int. Cl.: C 03 B 33/02. Lietuvos patentas, WO 2016/059449 A1, 2016 04 21.
- [4] PIZZAGALI, A., Thin Wafer Processing And dicing Equipment Market [interaktyvus], *Yole Développement*, Market and Technology report, 2016 [žiūrėta 2018 m. gegužės 22 d.]. Prieiga per internetą: <https://www.i-micronews.com/images/SAMPLES/MANUFACTURING/Yole_Thin_wafer_processing_and_Dicing_equipment_market_May_2016_Sample.pdf>.
- [5] „HAMAMATSU PHOTONICS“ Ltd., Laser Processing Method and Laser Processing Apparatus, Int. Cl. H 01 L 21/36, United States Patent, US 6,992,026 B2.
- [6] REZAEI, S., *Burst-train Generation for Femtosecond Laser Filamentation-driven Micromachining*: Magistro studijų baigiamasis darbas, University of Toronto, p. 59-74.
- [7] SONG, K-H. *et all*, Analysis of Cutting Characteristic of the Sapphire Wafer using a Internal Laser Scribing Process for LED Chip, *Journal of the Korea Academia-industrial cooperation Society*, 2015, vol. 16, no. 9, p. 5748-5755.
- [8] WU, S-J. *et all*, Exploring Light Extraction Efficiency of InGaN LED by creating structured voids in substrate with a femtosecond laser, *Optics & Laser Technology*, 2017, vol. 88, p. 134-139.
- [9] GALLAIS, L. *et all*, Wavelength dependance of femtosecond laser-induced damage threshold of optical materials, *Journal of Applied Physics*, 2015, vol. 117, no. 22, p. 223103-1 – 223103-14.
- [10] RISTAU, D., *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, Taylor & Francis, 2014, p. 77-83, 106-110, 112-119, 121-123, 131-146, 252-253.
- [11] KELDYSH, L. V., Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave, *Soviet Physics JETP*, 1965, vol. 20, no. 5, p. 1307-1314.
- [12] POPRUZHENKO, S. V., Keldysh Theory of Strong Field Ionization: History, Applications, Difficulties and Perspectives, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2014, vol. 47, no. 204001, p. 1-35.
- [13] ZHELTIKOV, A. M., Keldysh Photoionization Theory: through the barriers, *Reviews of Topical Problems*, 2017, vol. 60, no. 11, p. 1087-1120.

- [14] JING, X., *et al*, Calculation of Femtosecond Pulse Laser induced Damage Threshold for Broadband Antireflective Microstructure Arrays, *Optics Express*, 2009, vol. 17, no. 26, p. 24137-24152.
- [15] GALLAIS, L., COMMANDRE, M., Laser-induced Damage Thresholds of bulk and Coating Optical Materials at 1030 nm, 500 fs, *Applied Optics*, 2014, vol. 53, no. 4, p. 186-196.
- [16] DUBIETIS, A., *Netiesinė optika*, Vilniaus Universiteto leidykla, 2011, p. 114-121.
- [17] RISTAU, D., JUPE, M., STARKE, K., Laser Damage Thresholds of Optical Coatings, *Thin Solid Films*, 2009, vol. 518, no. 5, p. 1607-1613.
- [18] RETHFELD, B., *et al*, Interaction of Dielectrics with Femtosecond Laser Pulses: Application of Kinetic Approach and Multiple Rate Equation, *Applied Physics A*, 2010, vol. 101, no. 1, p. 19-25.
- [19] CHIMIER, B., *et al*, Damage and Ablation Thresholds of Fused-silica in Femtosecond Regime, *Physical Review B*, 2011, vol. 84, no. 9, p. 094104-1 – 094104-10.
- [20] ŠIAULYS, N., GALLAIS, L., MELNINKAITIS, A., Direct Holographic Imaging of Ultrafast Laser Damage Process in Thin Films, *Optics Letters*, 2014, vol. 39, no. 7, p. 2164-2167.
- [21] SOZET M., *et al*, Sub-picosecond Laser Damage Growth on High Reflective Coatings for High Power Applications, *Optics Express*, vol. 25, no. 21, p. 25767-25781.
- [22] CAO, Z., *et al*., Transient Transmittance and Scattering Changes During Nanosecond Laser-induced Damage in Fused Silica, *Proceedings of SPIE*, 2017, vol. 10339, no. 0Y, p. 1-7.
- [23] BACH, F., *et al*, High Repetition Rate, Femtosecond and Picosecond Laser Induced Damage Thresholds of Rb:KTiOPO₄ at 1.03 um, *Optical Materials Express*, 2017, vol. 7, no. 3, p. 744-750.
- [24] BUTKUS, *et al*, Rapid Microfabrication of Transparent Materials Using a Filamented Beam of The IR Femtosecond Laser, *Applied Physics A*, 2014, vol. 114, no. 1, p. 81-90.
- [25] STUART B. C., *et al*, Nanosecond-to-femtosecond Laser-induced Breakdown in Dielectrics, *Physical review B*, 1996, vol. 53, no. 4, p. 1749-1761.
- [26] BOYD, R. W., *Nonlinear optics, Third Edition, Elsevier*, 2008, p. 546-548.
- [27] MANENKOV, A. A., Fundamental Mechanisms of Laser-induced Damage in Optical Materials: Today's State of Understanding and Problems, *Optical Engineering*, 2014 vol. 53, no. 1, 010901-1 – 010901-7.
- [28] PERRY, M. D., *et al*, Ultrashort-pulse Laser Machining of Dielectric Materials, *Journal of Applied Physics*, 1999, vol. 85, no. 9, p. 6803-6810.
- [29] WANG, X, *et al*, Laser-induced Damage Threshold of Silicon in Milisecond, Nanosecond, and Picosecond Regimes, *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 108, no. 3, 033103-1 – 033103-7.
- [30] ZHOKHOV, P. A., ZHELTIKOV, A. M., Optical Breakdown of Solids by Few-cycle Laser Pulses, *Scientific Reports*, 2018 vol. 1824, no. 8, p. 1-10.

- [31] HERBSTMAN, J. F., HUNT, A. J., High-aspect Ratio Nanochannel Formation by Single Femtosecond Laser Pulses, *Optics Express*, 2010, vol. 18, no. 16, p. 16841 – 16848.
- [32] BALACHNINAITĖ, O., *et al*, Laserinė technologija, Vilniaus Universiteto Leidykla, 2008, p. 225-241.
- [33] „HAMAMATSU PHOTONICS“ Ltd., Laser Processing Method and Laser Processing Apparatus, Int. Cl. H 01 L 21/36, United States Patent, US 6,992,026 B2.
- [34] KUMAGAI, M., Uchiyama, N., OHMURA, E., SUGIURA, R., ATSUMI, K., FUKUMITSU, K., Advanced Dicing Technology for Semiconductor Wafer – Stealth Dicing, *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 2007, vol. 20, no. 3, p. 215-218.
- [35] DAHOTRE, N. B., HARIMKAR S. P., Laser Fabrication and Machining of Materials, Springer, 2008, p. 69-96.
- [36] DEKKER, J. N., ZONNEVELD, M. H., Thermal Severing. The Cutting of Brittle Materials by thermally Induced Fracture, *International Conference on Fracture*, Houston (USA), 1989, p. 2825-2834.
- [37] TSAI, C-H., CHEN, C-J, Application of Iterative Path Revision technique for Laser Cutting with Controlled Fracture, *Optics and Lasers in Engineering*, 2004, vol. 41, no. 1, p.189-204.
- [38] TSAI, C-H., CHEN, H-W., Laser Cutting of Thick Ceramic Substrates by Controlled Fracture Technique, *Journal of Materials Processing Technology*, 2003, vol. 136, no. 1-3, p. 166-173.
- [39] SANDERSON, S. W., SIMONS, K. L., Light Emitting Diodes and the Lighting Revolution: The Emergence of a Solid-state Lighting Industry, *Research Policy*, 2014, vol. 43, p. 1730-1746.
- [40] CHANG, M-H., DAS, D., VARDE, P. V., PECHT, M., Light Emitting Diodes Reliability Review, *Microelectronics Reliability*, 2012, vol. 52, p. 762-782.
- [41] LE, L. C. *et al*, Carriers Capturing of V-defect and its Effect on Leakage Current and Electroluminescence in InGaN-based Light-emitting Diodes, *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 101, no. 25.
- [42] CAO, X. A., Teetsov, J. A., SHAHEDIPOUR-SANDVIK, F., ARTHUR, S. D., Microstructural Origin of Leakage Current in GaN/InGaN Light-emitting Diodes, *Journal of Crystal Growth*, 2004, vol. 264, p. 172-177.
- [43] SCHUBERT, E. F., Light-emitting Diodes, Second Edition, Cambridge University Press, 2006.
- [44] U.S. Department of Energy, Lifetime of White LEDs [interaktyvus], 2009. Prieiga per internetą: <https://betterbuildingssolutioncenter.energy.gov/sites/default/files/attachments/lifetime_white_leds.pdf>.
- [45] UDDIN, A., WEI, A. C., ANDERSSON, T.G., Study of Degradation Mechanism of blue Light Emitting Diodes, *Thin Solid Films*, 2005, vol. 483, p. 378-381.

- [46] CAO, X. A., SANDVIK, P. M., LEBOEUF, S. F., ARTHUR, S. D., Defect Generation in InGaN Light-emitting Diodes Under Forward and Reverse Electrical Stresses, *Microelectronics Reliability*, 2003, vol. 43, p. 1987-1991.
- [47] MENEGHESSO, G. et al, Degradation mechanisms of GaN-based LEDs After Accelerated DC Current Aging, *IEDM '02 International Conference*, San Francisco 2002, DOI: 10.1109/IEDM.2002.1175789.
- [48] HSU, Y-C. *et all*, Failure Mechanisms Associated With Lens Shape of High-Power LED Modules in Aging Test, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2008, vol. 55, no. 2, p. 689-694.
- [49] HUANG, K., GAN, Y., WANG, Q., JIANG, X., Enhanced Light Extraction Efficiency of Iterated LEDs devices With Taper Holes Microstructures Arrays, *Optics & Laser Technology*, 2015, vol. 72, p. 134-138.
- [50] HUH, C., LEE, K-S., KANG, E-J., PARK, S-J., Improved Light-output and Electrical Performance of InGaN-based Light-emitting Diode by Microroughening of the p-GaN Surface, *Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 93, no. 11, p. 9383-9385.
- [51] ZHANG, Y., ZHENG, H., DONG, P., Improved Light Output from InGaN LEDs by Laser-Induced Dumbbell-like air-voids, *Optics Express*, 2013, vol. 21, no. 26, p. 32582-32588.
- [52] POLYANSKIY, M. N., Refractive index database [interaktyvus], 2008-2018 [žiūrėta 2018 m. gegužės 15 d.]. Prieiga per internetą: <<https://refractiveindex.info/>>
- [53] LITTLE, D. J., AMS, M., WITHFORD, M. J., Influence of Bandgap and Polarization on Photoionization: Guidelines for Ultrafast Laser Inscription, *Optical Materials Express*, 2011, vol. 1, no. 4, p. 670-671.
- [54] MAMOUN, S., MERAD, A. E., GUILBERT, L., Energy Band Gap and Optical Properties of Lithium Niobate from ab initio Calculations, *Computational Materials Science*, 2013, vol. 79, no. 19, p. 125-131.
- [55] LÜNING, J., *et all*, Electronic Structure of Silicon Carbide Polytypes Studied by Soft X-ray Spectroscopy, *Physical Review B*, 1999, vol. 59, no. 16, p. 573-582.
- [56] ARAKAWA, Y., Progress in GaN-Based Quantum Dots for Optoelectronics Applications, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002, vol. 8, no. 4, 823-832.

Santrauka

Šiuo metu šviestukų rinka sparčiai plečiasi. Šviesos diodai jau dominuoja daugelyje sričių, kuriose reikalingas apšvietimas, o pastaruojų metu sparčiai veržiasi ir į bendrojo apšvietimo rinką, išstumdami paplitusius halogeninius, fluorescencinius ir kaitrinius šviestuvus. Patraukliausios šviesos diodų savybės: aukštas energijos našumas, ilgaamžiškumas, mechaninis atsparumas, maži gabaritai, platus bangos ilgių pasirinkimas ir kt. Visos šios savybės ir lemia šviestukų rinkos augimą ir todėl juntamas poreikis sukurti efektyvesnius šių prietaisų gamybos metodus.

Šiame darbe aptariami lazerinio pažeidimo formavimo ypatumai, šviestukų padėklų sudalinimo, kokybės įvertinimo bei jų efektyvumo didinimo metodai. Darbo metu atlikti tokie eksperimentai: lazerinio pažeidimo slenksčio puslaidininkinių bei dielektrinių medžiagų padėkluose matavimas; šviesos ištrūkų didinimo galimybės panaudojant lazeriu suformuotus sklaidos centrus; įprastai apdirbimo metu naudojamos lazerio spinduliuotės sugerties medžiagoje matavimai; šviestukų padėklų raižymas pasirinktais režimais.

Pagrindinis šio tyrimo tikslas: panagrinėti įvairių apdirbimo parametrų bei metodų įtaką tūrinio lazerinio raižymo ir sudalintų šviesos diodų šviesos emisijos efektyvumui. Eksperimentų metu išmatuotos lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybės nuo vienetinio impulso, kurio trukmės buvo 0,3 – 10 ps diapazone, taip pat panaudojant kelis 2, 4, 8 impulsus. Panaudojant lazerinį diodą, nustatytas šviesos ištrūkų pro nupjautą bandinio kraštą padidėjimas. Išmatuota lazerio spinduliuotės sugerties efektyvumo priklausomybė nuo spinduliuotės fokusavimo gylio bandinyje. Taip pat atliktas safyro padėklų su suformuotais šviestukais raižymas, panaudojant augančio intensyvumo impulsų voras. Parinkus tokias raižymo sąlygas, šviesos diodų efektyvumas padidintas 0,3%, lyginant su standartiniu apdirbimo metodu ir pastovios amplitudės voros forma.

Summary

Laser-induced damage in semiconductor and dielectric material wafers

Aivaras Kazakevičius

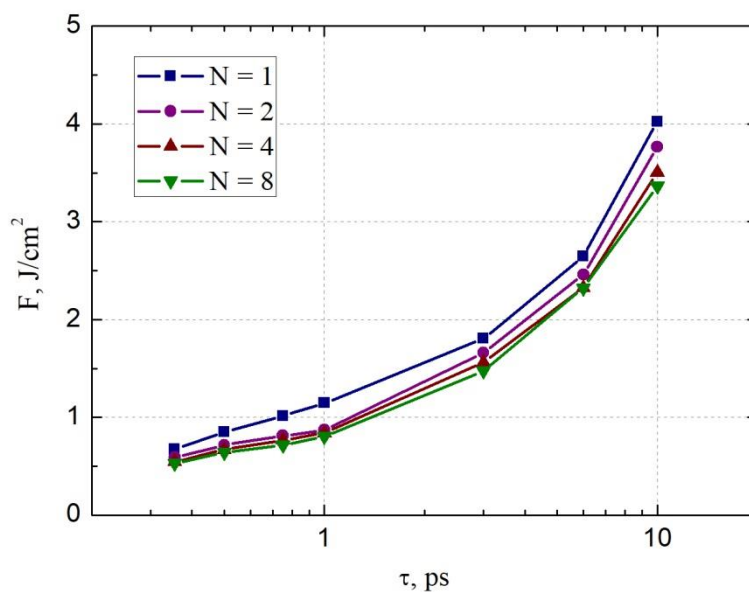
The light emitting diode (LED) market is growing rapidly at the moment. LED's are dominating in many areas of lighting and currently are quickly spreading into the common household and industrial lighting market, where conventional halogen, CFL and incandescent lamps are commonly used. The attractive properties of LED's are as follows: high energy efficiency, outstanding device lifespan, mechanical durability, small size, wide selection of wavelength and other. All the properties are the major reason why the LED market is spreading and therefore the need to create more efficient LED production and treatment techniques is also increasing.

In this study the process of laser damage formation, LED wafer dicing technologies are discussed. Also, LED quality control and efficiency enhancement methods are discussed. During this study experiments of laser induced damage threshold (LIDT) in semiconductor and dielectric media measurement, enhancement of light output power through the dicing profile by periodic laser induced damage structures within material, absorption of laser radiation within material while using conventional dicing parameters of laser radiation and LED wafer dicing, have been carried out.

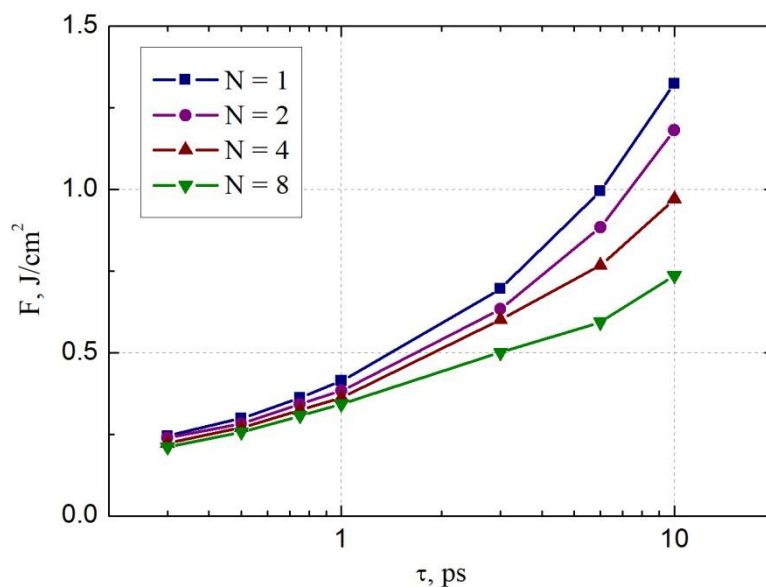
The major goal of this work is to study the impact of various processing parameters and methods on dicing efficiency and LED quality. During this study, 1, 2, 4 and 8 pulse LIDT has been measured while using 0,3 – 10 ps laser radiation. Also, it was observed that light out power through dicing profile was enhanced when laser diode was used as a sample illumination source. A laser radiation absorption efficiency dependence on laser focal depth within the sample has also been measured. Lastly, dicing of LED wafers has been performed and an increase of average LED light output power by 0.3% has been observed.

Priedai

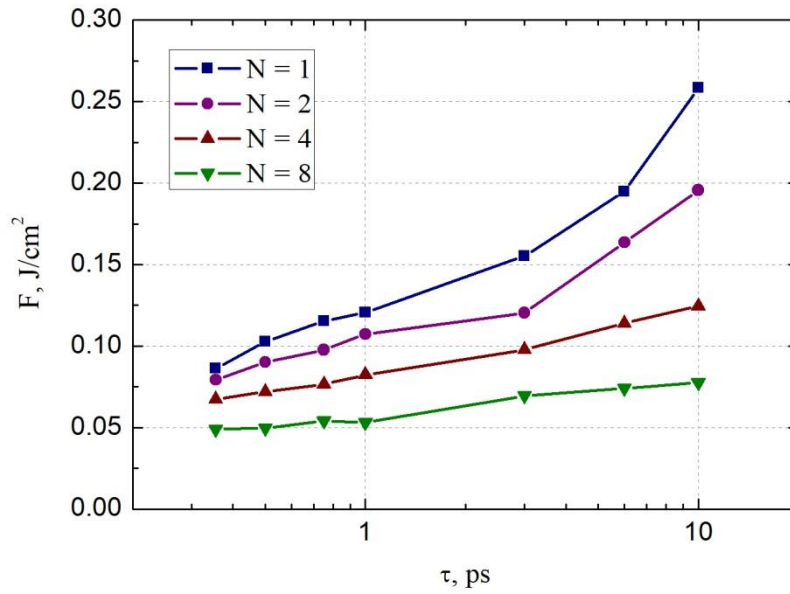
Prieduose pateikti lazerinio pažeidimo slenksčio matavimo eksperimento rezultatai (3.3 ir 4.1 skyriai) šiems medžiagoms: borosilikatinio stiklo, ličio niobato, galio nitrido ir silicio (pav. P.1-P.4).



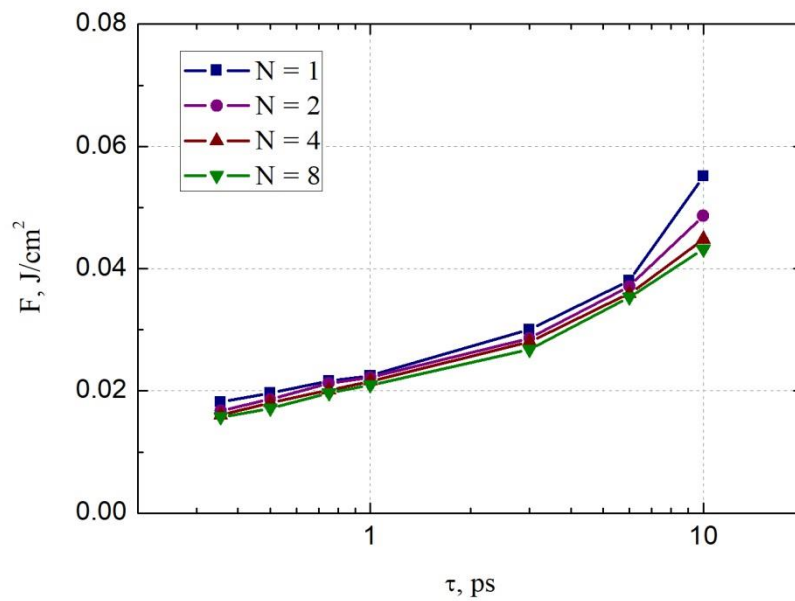
P.1 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės borosilikatinio stiklo padėklo paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.



P.2 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės ličio niobato padėklo paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.



P.3 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės galio nitrido epitaksinio sluoksnio paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.



P.4 pav. Lazerinio pažeidimo slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės silicio padėklo paviršiuje. N – impulsų skaičius, kuriuo buvo formuojami pažeidimai vienoje bandinio srityje.