

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Tomas Česnavičius

LIČIO NIOBATO KRISTALO PLOKŠTELIŲ MODIFIKUOTŲ FEMTOSEKUNDINIAIS
IMPULSAIS ĖSDINIMO YPATUMŲ TYRIMAI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos

studijų programa

Studentas

Vadovas

Konsultantas

Centro direktorius

Tomas Česnavičius

Prof. Habil. Dr. Valdas Sirutkaitis

Dr. Simas Butkus

Prof. Dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2022

TURINYS

IVADAS.....	4
1. LITERATŪROS APŽVALGA.....	5
1.1. KRISTALŲ MODIFIKAVIMAS FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS	6
1.1.1. LAZERIO IMPULSŲ TRUKMĖS IR ŠILUMINĖ ĮTAKA	6
1.2. NETIESINĖ SPINDULIUOTĖS SUGERTIS	8
1.2.1. NETIESINĖ FOTOJONIZACIJA	9
1.2.2. GRIŪTINĖ JONIZACIJA	11
1.2.3. LAISVŲJŲ KRŪVININKŲ SUGERTIS PLAZMOJE	12
1.3. NANOGARDELIŲ IR PORĖTŲ STRUKTŪRŲ FORMAVIMAS.....	13
1.3.1. NANOGARDELIŲ FORMAVIMAS ESANT SKIRTINGOMS POLIARIZACIJOMS	14
1.3.2. NANOGARDELIŲ FORMAVIMAS ESANT SKIRTINGOMS IMPULSŲ TRUKMĖMS.....	16
1.3.2. NANOGARDELIŲ FORMAVIMO MECHANIZMAI.....	17
1.4. LAZERIO IMPULSO IR MEDŽIAGOS SĄVEIKĄ VEIKIANTYS PARAMETRAI.....	20
1.4.1. BANGOS ILGIS (λ)	20
1.4.2. IMPULSO ENERGIJOS IR INTENSYVUMAS	21
1.5. LIČIO NIOBATAS.....	21
1.5.1. PAGRINDINĖS LIČIO NIOBATO SAVYBĖS	22
1.6. CHEMINIO APDIRBIMO TECHNOLOGIJA	24
1.6.1. HIDROFLUORIDINĖ RŪGŠTIS	25
1.6.2. CHEMINIS ĖSDINIMAS	25
2. TYRIMO METODIKA.....	28
2.1. DARBE NAUDOJAMOS PRIEMONĖS	28
2.2. TYRIMO EIGA	29
2.2.1. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ ENERGIJAS IR BANGOS ILGIUS	30
2.2.2. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ POLIARIZACIJAS	31
2.2.3. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ TRUKMES.....	33
3. TYRIMO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS	34
3.1. LIČIO NIOBATO KRISTALO PRAL AidUMO SPEKTRO MATAVIMAS.....	34

3.2. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO ENERGIJOS IR BANGOS ILGIO.....	35
3.3. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO POLIARIZACIJOS	39
3.4. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ ĖSDINIMO SPARTOS PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO POLIARIZACIJOS	42
3.5. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO TRUKMĖS	44
3.6. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ ĖSDINIMO SPARTOS PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO POLIARIZACIJOS	45
3.7. ĖSDINTOS ZONOS PROFILIO MATAVIMAS	47
IŠVADOS	49
LITERATŪRA	50
SANTRAUKA.....	57
SUMMARY	58

ĮVADAS

Viena dažniausiai fotonikoje sutinkamų medžiagų - ličio niobatas. Dėl išskirtinių cheminių savybių, tokių kaip didelis elektrooptinis, akustooptinis, pjezoelektrinis koeficientai, medžiaga panaudojama fotoninių kristalų bei optinių laikmenų gamyboje. Lazerinės spinduliuotės pralaidumas plačioje spektro juostoje bei didelis netiesiškumas įgalina kurti bei tobulinti derinamus fotoninius prietaisus. Pastaraisiais metais, vienas iš pagrindinių pritaikymų yra efektyvus, terahercų dažnio srities, fononų – polaritonų bangų bei polinių gardelių virpesių ir elektromagnetinės spinduliuotės generavimas naudojant femtosekundinius impulsus netiesinėje ličio niobato terpėje [1, 2]. Pritaikant įvairius mikro – apdirbimo metodus, medžiaga tampa patrauklia mikrodiskų [3, 4] bei fotoninių kristalų ant ličio niobato paviršiaus, gamyboje. Pastarieji gali būti panaudoti įvairiems funkciniais įrenginiams kaip elektro – optiniai modulatoriai [5, 6], optiniai filtrai [7], optiniai dažnio keitikliai [8]. Ličio niobato kristaluose integruoti įrenginiai rodo didžiulį potencialą optinės komunikacijos srityje [9], dažninių šukų generacijoje (*angl. frequency comb*) [10], netiesinėje holografijoje [11] bei kvantinėje kompiuterijoje [12]. Taip pat, vienas dažniausiai sutinkamų ličio niobato pritaikymų – optiniai bangolaidžiai. Kristalo savybės įgalina sukurti egzotiškus bangolaidžius, tokius kaip konfigūruojami fotorefrakciniai solitoniniai bangolaidžiai [13].

Tokių prietaisų gamybai labai svarbus mikro bei nano struktūrų formavimas. Panaudojant femtosekundinius lazerinius impulsus bei atrankų cheminį ėsdinimą, atsiranda galimybės formuoti aukštos kokybės mikrokanalus stikluose bei kristaluose. Sujungus šiuos procesus, medžiaga išėsdinama tik lazerio modifikuotose zonose. Šių struktūrų ėsdinimas yra daugiau nei 60 kartų spartesnis, nei nemonifikuoto paviršiaus [14]. Dėl plataus proceso pritaikymo sričių diapazono, atsiranda poreikis tobulinti šį metodą bei ieškoti optimaliausių parametrų.

Šio darbo tikslas – ištirti skirtumus, kurie atsiranda modifikuojant ličio niobato kristalų plokšteles didelio pasikartojimo dažnio Yb:KGW femtosekundinio lazerio, pirmos ir antros harmonikos impulsais, naudojant skirtingos poliarizacijos (*p, s, apskritiminė*) bei impulsų trukmės spinduliuotę bei vėliau tas zonas ėsdinant tinkamais cheminiais ėsdikliais. Modifikuojančio lazerio impulsų parametrai yra keičiami siekiant nustatyti optimalias jų vertes, kurios gali užtikrinti didžiausią ėsdinimo greitį bei aukščiausią kokybę. Ėsdinant kristalą yra ieškomos optimaliausios cheminio proceso trukmės, siekiant išgauti aukščiausios kokybės mikrodarinius – apskritimo formos žiedus.

1. LITERATŪROS APŽVALGA

Dėl išskirtinių optinio pralaidumo bei aukšto elektrinio izoliavimo savybių, kietumo, šiluminio bei cheminio stabilumo, kietos medžiagos, tokios kaip silicis, safyras, kvarcas, deimantas, randa pritaikymą plačiame prietaisų spektre. Įvairūs mechaniniai mikroprocesoriai, optiniai bei elektroniniai prietaisai, veikiantys atšiauriomis sąlygomis vandenynuose bei kosmose, reikalauja ypatingai preciziškų bei kokybiškų gamybos sprendimų [15]. Tradicinės technologijos, tokios kaip fotolitografija bei mechaninis apdirbimas, ilgą laiką buvo naudojamos kietų medžiagų apdirbimui [16, 17]. Tačiau žemas tikslumas bei nesugebėjimas pagaminti sudėtingas trimates mikro bei nano struktūras, pastūmėjo mokslininkus ieškoti naujų gamybos technologijų.

Pastaraisiais dešimtmečiais, tiesioginis femtosekundinis lazerinis įrašymas parodė esant didelio tikslumo apdorojimo metodas, kurį galima naudoti trimačių mikro ir nano darinių gamybai beveik bet kokiose medžiagose [15]. Ši technologija skirstoma į dvi kategorijas – auginimo ir substraktyvaus rašymo (*angl. additive and subtractive manufacturing*). Pasinaudojant auginimo technologija, *Ryan Welch, et al.* parodė mezo -, mikro – bei nanostruktūrų formavimo būdą bismuto teluride [18]. Naudojant lazerinį miltelių sluoksnių sintezės metodą, bismuto medžiagos granulės buvo išlydomos šviesolaidinio lazerio spinduliuote, o susidariusios nanostruktūros pasižymėjo pailga grūdelių struktūra, orientuota skenavimo kryptimi, bei žemu porėtumu. Tuo tarpu *Daniela Serien* bei *Koji Sugioka* aptaria trimačių mikro bei nano struktūrų gamybą biologinėse medžiagose, naudojant substraktyvaus rašymo technologiją [19]. Naudojant UV srityje šviečiantį lazerį, buvo sukurti laminariniai srautai mikrokanalėliuose, todėl ląstelės įgalinamos augti konkrečioje aplinkoje. Siekiant išgauti aukštesnės kokybės trimates struktūras, apjungiamos abi technologijos – auginimo ir substraktyvaus rašymo. *Linas Jonušauskas ir kiti* parodė hibridinį šių technologijų taikymą [20]. Naudojant femtosekundžių trukmės lazerinius impulsus, sukuriamos deformuojamos bei susipynusios polimero bei stiklo mikromechaninės struktūros.

Tačiau siekiant paspartinti įvairių mikro bei nano struktūrų formavimo procesą bei pagerinti jų kokybę, femtosekundiniais impulsais modifikuotos skaidrios medžiagos vėliau yra ėsdinamos įvairiomis rūgštimis. Šiuo metodu, pagerinamos mechaninės bei opto elektroninės savybės, lyginant su auginimo bei substraktyvaus rašymo technologija. Talkinant cheminiam ėsdinimui, lazerio spinduliuotė neturi pašalinti medžiagos nuo kieto kūno paviršiaus, todėl pasiekiamas didesnis tikslumas bei mažesnis paviršiaus šiurkštumas. Štai *Jintian Lin ir kiti* parodė aukštos kokybės mikrorezonatorių ličio niobato kristale gamybos būdą talkinant cheminiam ėsdinimui [21]. Tokie mikrorezonatoriai plačiai pritaikomi mikrolazeriuose bei ertmių kvantinėje elektrodinamikoje. Naudojant titano safyro kieto kūno lazerį, spinduliuotė fokusuojama į ličio niobatą, kuris yra panardintas vandenyje. Modifikavus kristalą visame tūryje, jis buvo panardintas į

5 % koncentracijos HF tirpalą. *Prasahnt Sivarajah ir kiti* pademonstravo skylių bei tuštumų pjovimo ličio niobato kristale procesą [22]. Pagamintos struktūros pasižymi 3 μm šonine skiriamąja geba, o skylių gylis siekia 100 μm . Siekiant apsaugoti ličio niobato kristalo paviršių, jis padengiamas silicio oksido sluoksniu, kuris vėliau yra nuėsdinamas. Eksperimente naudojamas kieto kūno lazeris su centriniu 800 nm bangos ilgiu. Cheminio ėsdinimo trukmė hidrofluoridinės rūšties tirpale siekė 40 min. Tuo tarpu *Marius Gželka* bei *Povilas Smaliukas*, naudodami ultrasparčios spinduliuotės lazerius, atliko tyrimus ieškodami optimalių šios technologijos parametrų iš pradžių modifikuojant ličio niobato kristalus visame medžiagos tūryje, o vėliau juos ėsdinant HF rūgštyje [23, 24].

1.1. KRISTALŲ MODIFIKAVIMAS FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS

Kadangi visos lazerinėse sistemose naudojamos inžinerinės medžiagos yra amorfinės arba kristalinės, jos nagrinėjamos pasinaudojant kietojo kūno teorija. Tačiau, kadangi skirtingos medžiagos turi skirtingą kiekį laisvų laidumo elektronų, medžiagoms naudojamos skirtingos teorijos [25]. Nagrinėjant skaidriųjų medžiagų sąveiką su ultrasparčiais lazeriniais impulsais, spinduliuotės sugertis kristale įvyksta dėl netiesinės daugiafotonės sugerties. Sufokusavus lazerinį impulsą skaidrios medžiagos tūryje, spinduliuotės sugertis apribojama regionu, esančiu šalia pluošto sąsmaukos. Dar viena svarbi ypatybė yra šilumos sklaidos apdorojamame plote slopinimas, kuris leidžia gaminti nanometrinių matmenų įrenginius. Be to, netiesinė daugiafotonė sugertis gali dar labiau pagerinti erdvinę skiriamąją gebą, viršijant lazerio skiriamąją gebą [26].

1.1.1. LAZERIO IMPULSŲ TRUKMĖS IR ŠILUMINĖ ĮTAKA

Viena iš pagrindinių ultratrumpųjų impulsų lazerinio apdirbimo savybių yra šilumos difuzijos slopinimas į apdirbamą regioną, dėl kelias dešimtis femtosekundžių siekiančių impulsų trukmės. Kai lazerio impulso trukmė mažesnė nei elektronų – fononų relaksacijos trukmė (*angl. coupling time*), šiluminė difuzija medžiagoje gali būti ignoruojama, nes didžioji su impulsu susijusios energijos dalis, prieš perduodant ją gardelei, atitenka elektronams [27]. Ličio niobato atveju, elektronų – fononų relaksacijos trukmė yra keletu pikosekundžių eilės [28]. Laisvųjų elektronų temperatūra sparčiai didėja ir tampa daug aukštesnė už gardelės temperatūrą, o šis procesas gali būti apibūdinamas dviejų temperatūrų modeliu [29]. Tuomet, lazerio sąveikos su medžiaga srityje, medžiaga per labai trumpą laiką išstumiamą karštos, tankios plazmos pavidalu, paliekant gardelę vis dar „šaltą“. Šis efektas akivaizdus femtosekundiniams lazeriams, kurių pasikartojimo dažnis yra mažas ($f < 10 \text{ kHz}$). Net esant dideliame impulsų pasikartojimo dažniui, šis procesas gali veiksmingai slopinti šilumos paveiktos zonos susidarymą, tokiu būdu sudarant galimybę gaminti smulkias nanostruktūras.

Šiame režime, šiluminės difuzijos ilgis l_d , kai medžiaga lazerinės spinduliuotės įkaitinama iki lydymosi taško yra:

$$l_d = \left[\frac{128}{\pi} \right]^{1/8} \left[\frac{DC_i}{T_l \gamma^2 C_e^l} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

čia D – šiluminis laidumas, C_i – gardelės šiluminė talpa, C_e^l yra elektronų šiluminės talpos ir elektrono temperatūros santykis, T_l – medžiagos lydymosi temperatūra, γ – elektronų – fononų relaksacijos konstanta [30].

Kita vertus, kai lazerinio impulso trukmė daug didesnė už elektronų – fononų relaksacijos trukmę, elektronas spėja perduoti energiją gardelei impulso metu. Tai leidžia elektronui ir gardelei pasiekti pusiausvyros būseną, todėl medžiaga yra įkaitinama iki lydymosi temperatūros impulso metu. Šiuo atveju smarkiai išauga šiluminės difuzijos koeficientas, bei pablogėja apdirbamų struktūrų kokybė.

Kai impulso trukmė τ daug didesnė už elektronų – fononų relaksacijos trukmę, difuzijos ilgis apskaičiuojamas:

$$l_d = \sqrt{\kappa\tau}, \quad (2)$$

čia κ – šiluminės difuzijos koeficientas.

Ilgų lazerinių impulsų atveju ir tiriant medžiagos pažaidos mechanizmus tampa svarbu nustatyti, iš kur atsiranda „sėklos“ laisvieji elektronai laidumo juostoje, kurie vėliau sugeria lazerinę spinduliuotę laisvųjų krūvininkų sugerties metu. Griūtinė jonizacija, ilgų impulsų atveju, yra labai efektyvi, nes ilga impulso trukmė suteikia daugiau laiko eksponentiškai augti elektronų tankiui. Kadangi ši jonizacija tokia efektyvi, lazerinis intensyvumas, reikalingas pažeisti medžiagai, ilgesniems nei 10 pikosekundžių impulsams, nėra didelis. Todėl termiškai, arba dėl priemaišų, atsiranda pradinių elektronų, kurie vėliau sukelia griūtinę jonizaciją. Didelė tokių lengvai jonizuotų elektronų koncentracija lemia, kad slenkstinė vertė optinei pažaidai nėra didelė.

Esant trumpiems lazeriniams impulsams, fotojonizacija užima svarbią rolę, generuojant laisvuosius elektronus laidumo juostoje. Priekinis lazerinio impulso kraštas, dėl fotojonizacijos efekto, suteikia laisvuosius „sėklos“ elektronus, reikalingus griūtinei jonizacijai likusio impulso metu. Toks laisvųjų elektronų generacijos procesas yra mažiau priklausomas nuo medžiagoje esančių priemaišų ir leidžia slenkstinei optinės pažaidos vertei būti labiau deterministinei [31].

Taigi ilgiems, nanosekundžių eilės impulsams, spinduliuotės sugerties procesai yra tiesiniai bei pasiekia daug ilgesnius difuzijos ilgius, palyginus su femtosekundiniais impulsais. Tiesinė sugertis gali sukelti gilesnį lydymosi gylį. Palyginus su ultratrumpaisiais impulsais,

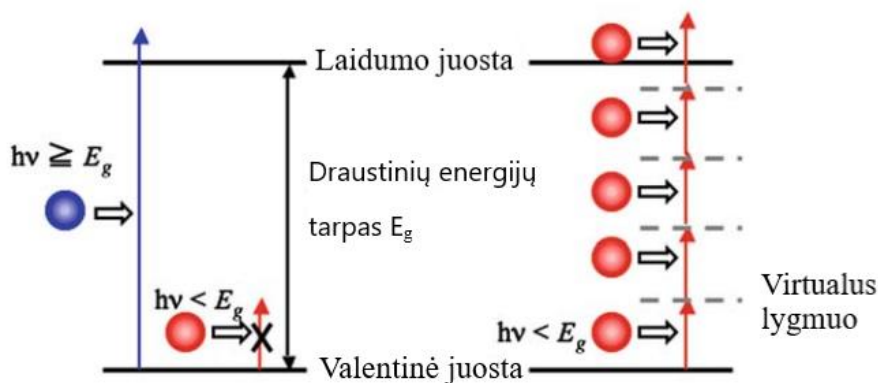
nanosekundžių eilės impulsų sukeltas temperatūros gradientas tarp išlydyto sluoksnio ir kietos medžiagos pagrindo yra mažesnis ir pasiskirstęs didesniu atstumu [32].

Jei lazerio spinduliuotės bangos ilgis yra skaidrus medžiagai, turint didelio intensyvumo pluoštus netiesinė sugertis gali būti sukeliama tiek nanosekundiniais, tiek femtosekundiniais impulsais. Tačiau esant panašioms impulsų energijoms femtosekundinių impulsų atvejų sufokusuotų pluoštų intensyvumai bus vos ne milijoną kartų didesni, lyginant su nanosekundiniais impulsais, todėl netiesinė sugertis bus daug intensyvesnė ir pasireikš mažesniame tūryje arti pluošto sąsmaukos. Priešingai, neskaidrioms medžiagoms įsiskverbimo gylis nustatomas pagal sugerties koeficientą dėl vienfotonės sugerties. Esant mažam sugerties koeficientui, mažesnis įsiskverbimo gylis gali būti pasiektas intensyviems ultratrumpiems impulsams dėl tiesinės ir netiesinės sugerties derinimo.

Ilgesni lazeriniai impulsai reiškia mažesnes smailines galias, lyginant su femtosekundiniais impulsais, todėl veikiant mažesne smailine galia, medžiaga pašalinama šiluminiu būdu [33].

1.2. NETIESINĖ SPINDULIUOTĖS SUGERTIS

Dar viena svarbi ultratrumpųjų lazerinių impulsų savybė yra ta, jog stipri impulso energijos sugertis gali būti sukuriama netgi tose medžiagose, kurios yra skaidrios šiai spinduliuotei. Šis reiškinys vadinamas netiesine daugiafotone sugertimi. *1 pav.* pavaizduota schema paaikškina skirtumus tarp vienfotonės ir daugiafotonės sugerties, remiantis elektronų laidumo juostomis.



1 pav. Elektronų sužadavimo į aukštesnius lygmenis procesai – vienfotonė (kairėje) ir daugiafotonė (dešinėje) sugertys [26]

Paprastai, elementariausias sugerties procesas yra tiesinė vieno fotono sugertis. Kai šviesa, kurios fotono energija yra didesnė nei specifinės medžiagos draustinių energijų tarpas E_g , patenka į medžiagą, ją sugeria medžiaga ir elektronas, iš valentinės juostos į laidumo juostą, sužadinas vieninteliu fonu. Kita vertus šviesa, kurios fotonų energija yra mažesnė už draustinį energijos tarpą, negali sužadinti elektronų į laidumo juostą, todėl stacionarioje būsenoje sugertis

nevyksta. Tačiau kai į medžiagą patenka ypač didelio tankio fotonai, elektroną gali sužadinti keli fotonai, o šis reiškinys vadinamas daugiafotone sugertimi. Tokie ypatingai didelio tankio fotonai, sukeliantys daugiafotone sugertį, gali būti lengvai gaunami femtosekundiniais lazeriais, dėl trumpos impulso trukmės.

1.2.1. NETIESINĖ FOTOJONIZACIJA

Daugiafotonės sugerties sparta ($P(I)$) priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo pagal dėsnį:

$$P(I) = \sigma_k I^k, \quad (3)$$

čia σ_k – daugiafotonės sugerties koeficientas kai yra k fotonų. Reikalingas mažiausias fotonų skaičius apsprendžiamas mažiausiu k parametru, tenkinančiu santykį:

$$k\hbar\omega \geq E_g, \quad (4)$$

čia \hbar – Planko konstanta. Tunelinės jonizacijos sparta yra mažiau priklausoma nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo nei daugiafotonės sugerties sparta.

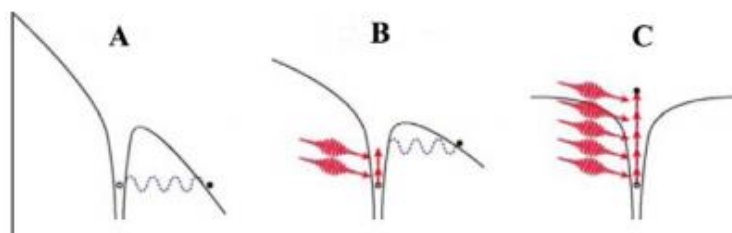
Tiesioginis elektrono sužadinimas stipriu femtosekundinio lazerinio impulso elektriniu lauku vadinamas fotojonizacija (įskaitant daugiafotonę ir tunelinę jonizaciją), kuri vyksta dviem skirtingais režimais, priklausomai nuo lazerio impulsų pasikartojimo dažnio ir spinduliuotės intensyvumo [34, 35]. Kai ultratrumpojo impulso elektrinis laukas pakankamai stiprus, Kulono laukas, kuris suriša valentinį elektroną su jo pirminiu atomu, bus labai slopinamas. Vėliau, surištas elektronas gali tuneliuoti per trumpą barjerą ir tapti laisvu, o šis procesas apibūdinamas kaip tunelinė jonizacija, kuri vaidina svarbų vaidmenį femtosekundinio lazerinio impulso ir medžiagos sąveikoje, esant stipriam elektriniam laukui ir žemam impulsų optinės spinduliuotės pasikartojimo dažniui, kaip parodyta 2a pav.

Daugiafotonė jonizacija dominuoja netiesiniame femtosekundiniame lazeriniame procese, esant aukštam lazerinės spinduliuotės dažniui (arba trumpam bangos ilgiui), vienu metu sugeriant kelis fotonus, kaip pavaizduota 2c pav. Fotojonizacijos greitis priklauso nuo lazerinio impulso intensyvumo, kaip nurodyta (3). Tačiau nepaisant to, tunelinės jonizacijos greitis silpnai priklauso nuo impulso intensyvumo. Perėjimas tarp daugiafotonės jonizacijos ir tunelinės jonizacijos gali būti apibūdinamas Keldyšo parametru:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{mc n \varepsilon_0 E_g}{I} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

čia ω – lazerinės spinduliuotės dažnis, I – spinduliuotės intensyvumas, m – elektrono redukuota masė, e – elektrono krūvis, c – šviesos greitis, n – medžiagos lūžo rodiklis, E_g – medžiagos draustinių energijų tarpas, o ϵ_0 – laisvos erdvės dielektrinė konstanta [34].

Kai Keldyšo parametras yra didesnis nei 1,5 vyksta fotojonizacija ir daugiafotonis procesas. Jei parametras mažesnis nei 1,5, vyksta tunelinė jonizacija. Gali būti ir tarpinis režimas, kai tunelinė ir daugiafotonė jonizacijos vyksta vienu metu (Keldyšo parametras lygus 1,5), kaip pavaizduota 2b pav.



2 pav. Femtosekundinio lazerinio sužadavimo fotojonizacijos schemas. A) tunelinė jonizacija, B) tunelinis ir daugiafotonis jonizavimas, C) daugiafotonė jonizacija [36]

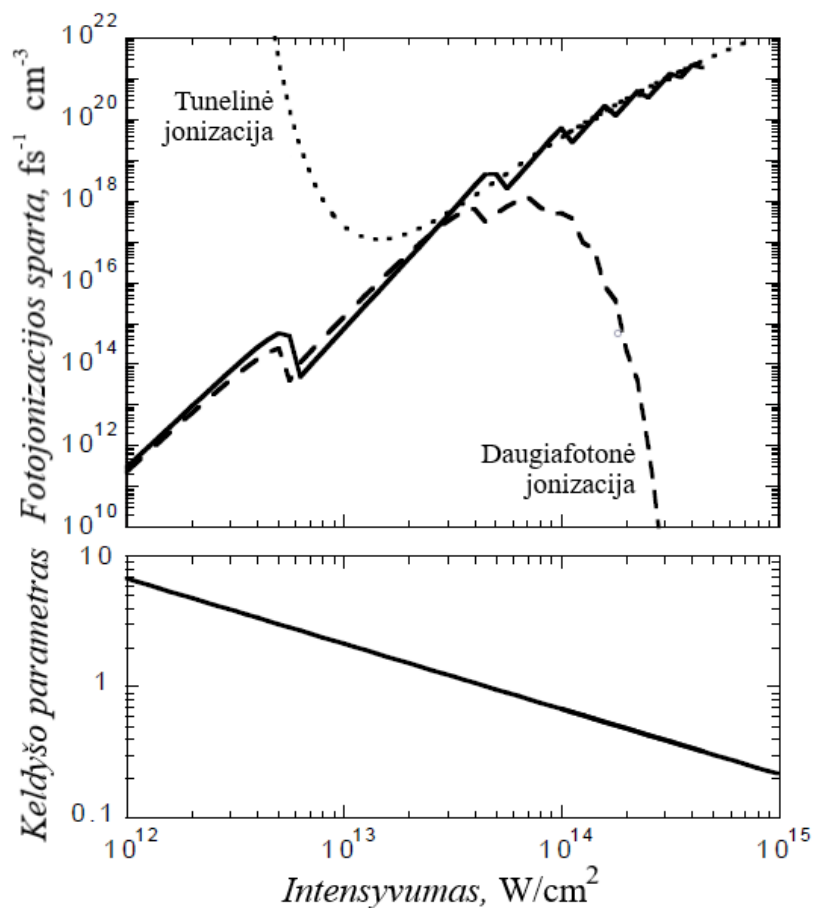
Be to, laidumo juostoje esantis sužadintas elektronas gali nuosekliai absorbuoti kelis lazerinio impulso fotonus ir veikti kaip kito proceso, vadinamo griūtinė jonizacija, pradžia.. Energija (E_{sug}), kurią laidumo juostoje sugeria n elektronų, gali viršyti draustinių energijų juostos tarpą:

$$E_{sug} = n\hbar\nu > E, \quad (6)$$

čia ν – sužadinto elektrono virpesių dažnis.

Šiuo atveju, stipriai jonizuotas elektronas atiduos energijos perteklių, kad sužadintų kitą elektroną laidumo juostoje per tiesioginį susidūrimą. Gauti du elektronai laidumo juostoje gali pakartoti šį procesą ir jonizuoti daugiau elektronų. Galiausiai, eksponentiškai padidėjęs laisvųjų elektronų kiekis leis pasiekti griūtinę jonizaciją. Tokia jonizacija sukuria stipriai sugeriančią medžiagą bei tankią plazmą, kuri palengvina energijos perdavimą iš femtosekundinių lazerinių impulsų į skaidrias medžiagas.

3 pav. pavaizduota fotojonizacijos bei Keldyšo parametro priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo. Ten ištisinė, brūkšniuota bei taškinė linijos reprezentuoja fotojonizacijos spartą atskirai daugiafotonei jonizacijai (40 lygtis šaltinyje [37]), tunelinei jonizacijai (41 lygtis šaltinyje [37]) bei pilnajam Keldyšo parametrai. Daugiafotonės bei tunelinės jonizacijų spartos sutampa, kai Keldyšo parametras yra apie 1,5. Sparta, priklausanti nuo tunelinės jonizacijos sutampa su pilnaja fotojonizacijos sparta, kai Keldyšo parametras mažesnis nei 1,5. Tuo tarpu sparta, priklausanti nuo daugiafotonės jonizacijos spartos sutampa su pilnaja fotojonizacijos sparta, kai Keldyšo parametras didesnis nei 1,5.



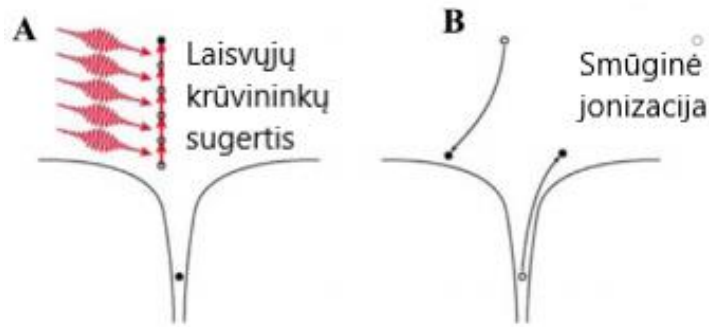
3 pav. Fotojonizacijos ir Keldyšo parametrų priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo. Ištinė linija rodo fotojonizacijos spartą, punktyrinė linija rodo daugiafotonės jonizacijos spartą o taškinė linija – tunelinės jonizacijos spartą. Abiejų spartų kreivės sutampa, kai Keldyšo parametras lygus 1,5 [38]

Po netiesinių procesų, dalis absorbuotos optinės energijos yra perkeliama iš elektronų į gardelę per elektronų – fononų relaksaciją pikosekundžių trukmės skalėje. Per keletą nanosekundžių, slėgis arba smūginė banga atsiskiria nuo tankaus, karšto židinio taško [39, 40]. Mikrosekundžių laiko skalėje, gauta energija perkeliama iš apšviestos srities šiluminės difuzijos dėka. Ilgalaiškės modifikacijos gaunamos lydant arba netermiškai jonizuojant ir vėl sukietinant medžiagą pakankamai didele energija.

1.2.2. GRIŪTINĖ JONIZACIJA

Griūtinėje jonizacija apima laisvųjų krūvininkų sugertį, kurią iš karto seka smūginė jonizacija. Elektronas, esantis laidumo juostoje, tiesiškai sugeria kelis lazerinės spinduliuotės fotonus bei pakyla į aukštesnes laidumo juostos būsenas (4a pav.). Norėdamas išsaugoti energiją ir judesio kiekį („momentum“), elektronas, sugerdamas fotoną, turi perduoti judesio kiekį išspinduliuojant fononą arba išsklaidant energiją nuo priemaišų [41]. Elektronams, esantiems aukštai laidumo juostoje, deformuojanti sklaidos trukmė yra apie 1 fs, todėl dažni jų susidūrimai apsprendžia laisvųjų krūvininkų sugerties efektyvumą [42]. Po nuoseklios n fotonų sugerties (n – mažiausias fotonų

skaičius, tenkinantis santykį $n\hbar\omega \geq E_g$), elektrono energija viršija laidumo juostos energiją daugiau, nei draustinio energijos tarpo energija. Tuomet elektronas, susidūrimų metu, jonizuoja kitus elektronus, esančius valentinėje juostoje, kaip pavaizduota 4b pav. Šio proceso rezultatas – du elektronai ties laidumo juostos apačia, kurių kiekvienas sugeria laisvųjų krūvininkų energiją ir vėliau gali susidūrimų metu jonizuoti daugiau elektronų, esančių valentinėje juostoje.



4 pav. Griūtinės jonizacijos schematinė diagrama. A) Laisvasis elektronas tiesiškai sugeria kelis lazerinius fotonus, B) Susidūrimų metu jonizuojami elektronai, esantys valentinėje juostoje [36]

Elektronų tankis N laidumo juostoje auga tol, kol egzistuoja lazerinė spinduliuotė. Elektronų tankis auga pagal:

$$\frac{dN}{dt} = \eta N, \quad (7)$$

čia η – griūtinės jonizacijos sparta.

Griūtinei jonizacijai svarbu, kad medžiagos laidumo juostoje iš anksto būtų „sėklos“ elektronų. Šie elektronai ten atsirasti gali trimis būdais:

- Sužadinant krūvininkus šiluminiu būdu;
- Jonizuojant priemaišas arba defektuotas būsenas;
- Sužadinant elektronus daugiafotonės arba tunelinės jonizacijos būdu.

1.2.3. LAZERINĖS SPINDULUOTĖS SUGERTIS PLAZMOJE

Daugiafotonės bei griūtinės jonizacijų suformuota plazma gali stipriai sugerti lazerinės spinduliuotės energiją, kai plazmos tankis tampa pakankamai didelis. Ši sugertis yra apibūdinama Drude modeliu. Kai plazmos tankis N auga tol, kol plazmos dažnis (8) pasiekia lazerinės spinduliuotės dažnį, sugertis tampa labai efektyvia.

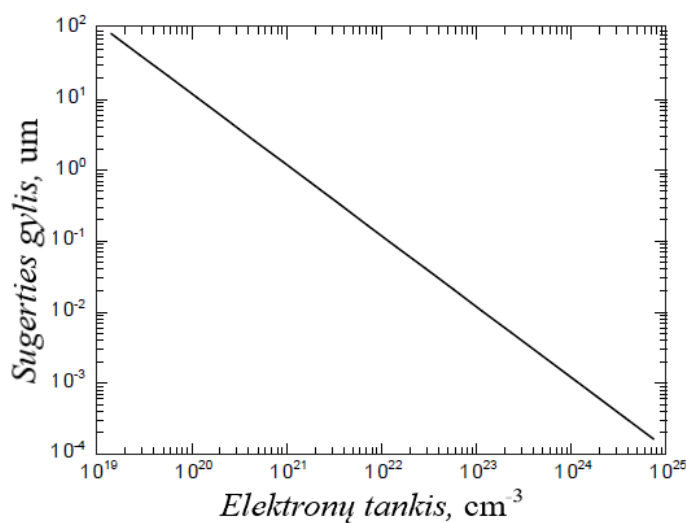
$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}}. \quad (8)$$

Sugerties koeficientas apskaičiuojamas pagal:

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \tau}{c(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (9)$$

čia ω – lazerio spinduliuotės dažnis, τ – Drude sklaidos trukmė.

Laisvųjų krūvininkų sugerties gylio priklausomybė nuo plazmos tankio pavaizduota 5 pav. Galime pastebėti, kad kai plazmos tankis yra apie 10^{21} cm^{-3} , sugerties gylis yra apie $1 \text{ }\mu\text{m}$. Esant aštrioms fokusavimo sąlygoms, Relėjaus ilgis gali būti mikrometrų eilės. Todėl jei plazma, atsiradusi dėl netiesinės jonizacijos mechanizmų pasiekia 10^{21} cm^{-3} tankį, didžioji lazerio impulso energijos dalis bus sugerama fokuso tūryje.



5 pav. Sugerties gylio priklausomybė nuo elektronų tankio [38]

Šalia to, kad plazma stipriai sugeria spinduliuotę, ji kartu pasižymi ir defokusavimo efektu, nes laisvieji krūvininkai prisideda mažindami lūžio rodiklį. Erdviniame pasiskirstyme, elektronų tankis yra didžiausios lazerinio impulso centre bei mažėja į kraštus dėl impulso erdvinio intensyvumo profilio. Būtent šis erdvinis elektronų plazmos pasiskirstymas sukuria neigiamą lęšį, kuris defokusuoja impulsą.

1.3. NANOGARDELIŲ IR PORĖTŲ STRUKTŪRŲ FORMAVIMAS

Esant aukštoms lazerinės spinduliuotės energijoms, vienalytė lūžio rodiklio modifikacija skaidrioje medžiagoje yra pakeičiama periodinėmis struktūromis. Pirmieji tokių struktūrų formavimo stebėjimai prasidėjo 1960 metais, kai *Birnbaum* paskelbė apie paviršinių bangelių susiformavimą ant puslaidininkio paviršiaus [43]. Reiškinytis yra universalus – periodinės struktūros gali būti suformuotos įvairiais bangos ilgiais - pradedant nuo infraraudonosios spinduliuotės spektro vidurio, baigiant mėlynuoju regimojo spektro galu. Kai spinduliuotė krenta statmenai bandinio paviršiui, struktūrų periodas yra artimas bangos ilgiui, o struktūros yra statmenos

spinduliuotės poliarizacijai [44]. Jei spinduliuotė krenta kampu bandinio paviršiui, paviršinės bangelės egzistuoja vienu iš dviejų galimų periodų [45]:

$$\Lambda_{gard} = \frac{\lambda}{1 \pm \sin\theta}, \quad (10)$$

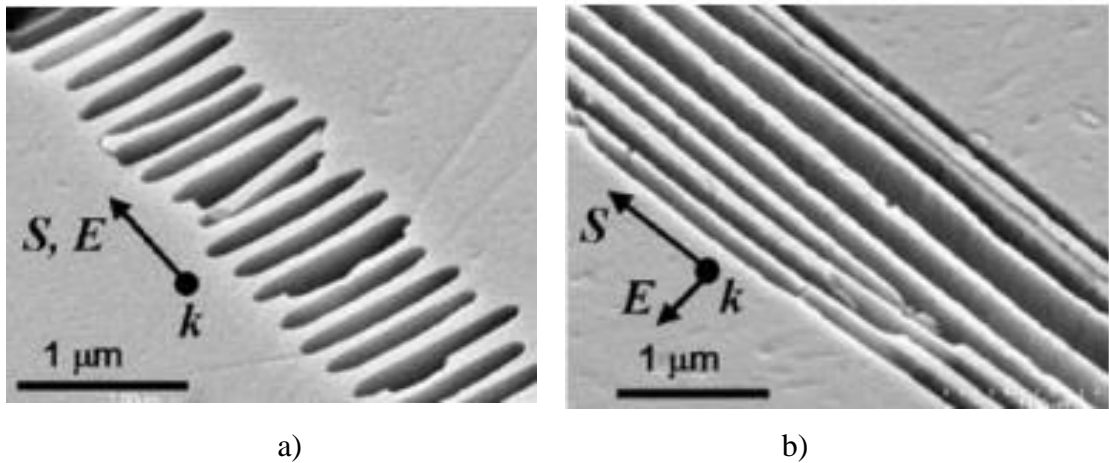
čia θ – spinduliuotės kritimo kampas, λ – spinduliuotės bangos ilgis.

Buvo pastebėta, jog ultratrumpieji impulsai gali sukelti dviejų tipų periodinių struktūrų formavimąsi [46]. Impulsui viršijant pažeidos slenkstį, formuojamos struktūros, kurių periodas artimas bangos ilgiui. Kai impulso energija mažesnė ir pažeidos slenkstis nepasiekiamas, struktūrų periodas gali siekti 30 nm [47]. Toliau didinant medžiagą veikiančių impulsų skaičių ir jų energijas, struktūrų periodas didėja.

1.3.1. NANOGARDELIŲ FORMAVIMAS ESANT SKIRTINGOMS POLIARIZACIJOMS

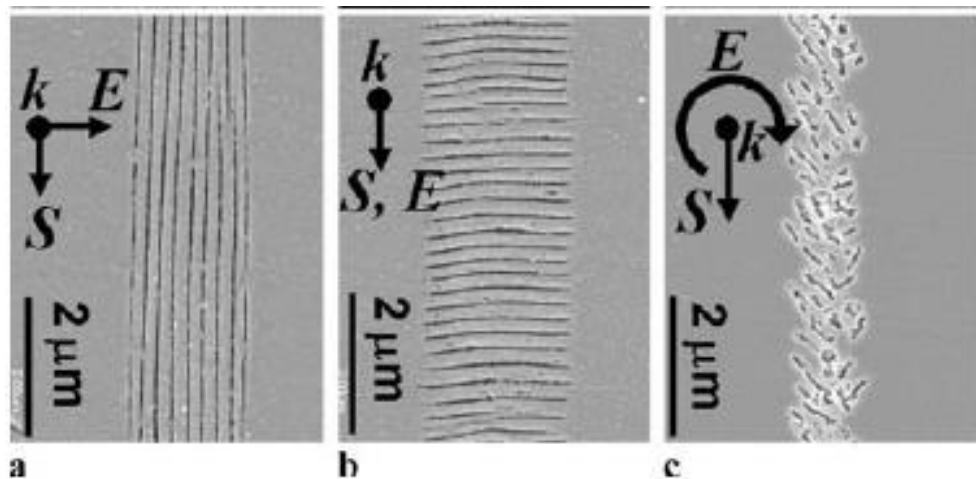
Šios struktūros, statmenos spinduliuotės poliarizacijai, yra atsakingos už anizotropinę sklaidą, šviesos atspindį ir neigiamą dvejoją laužiškumą ($n_e < n_o$) [48, 49]. Išsklaidytas elektronų vaizdavimas (*angl. backscattered electron imaging*) parodė atominio tankio kontrastus medžiagoje. Cheminės spektroskopijos tyrimų metu pastebėta, jog struktūros atitinka deguonies pašalinimą ir su tuo susijusią tankio moduliaciją [50]. Dėl šių struktūrų atsiradimo vis dar yra spekuliuojama nesutariant, ar šias nanogardeles geriausiai galima apibūdinti kaip labai modifikuotus skirtingų medžiagų regionus (pvz. ryšių nutraukimo kaupimas), ar kaip neįprastus, savaime organizuojamas nanotuštumas. Nepriklausomai nuo mechanistinio paaiškinimo (nanoplazmos, fotonų plazmonų trikdžiai, plazmonų polaritonai ar kompleksinis organizavimas, panašus į „Turingo“ struktūrą), nanogardelių atsiradimas susijęs su plazmos tankio ir temperatūros padidėjimu, kurie yra žymiai didesni nei vidutinis elektronų tankis ar temperatūra. Elektronų plazmos bangos interferencija su krintančios bangos elektriniu lauku sukuria elektronų plazmos tankio moduliaciją, kuri sukelia atitinkamą modifikaciją medžiagoje [50].

Mikrostruktūrų formavime, talkinant cheminiam ėsdinimui, ėsdinimo sparta stipriai priklauso nuo femtosekundinio lazerio poliarizacijos. Nanogardelių struktūrose, kurių plokštumos statmenos įrašymo kryptims, rūgštis sąveikauja su silpnai modifikuotos medžiagos (kuri yra lėtai ėsdinama) sluoksniais, kurie yra atskirti nanoįtrūkimais, o tai sumažina ėsdinimo greitį mikrokanale, įrašytame statmeniui spinduliuotės poliarizacijos vektoriui (*6b pav.*). Tačiau tuo atveju, kai nanogardelės struktūros yra lygiagrečios spinduliuotės poliarizacijos vektoriui, kumuliacinė ėsdinimo sparta yra labai didelė, nes rūgšties tirpalo srautas yra praktiškai netrukdomas ir nukeliauja didelius atstumus (*6a pav.*).



6 pav. Nuo poliarizacijos priklausantis ėsdinimas bei nanogardelių struktūros, kai a) nanogardelės struktūros lygiagrečios lazerio spinduliuotės poliarizacijos vektoriui, b) nanogardelės struktūros statmenos lazerio spinduliuotės poliarizacijos vektoriui [51]

Tuo atveju, kai mikrostruktūros formuojamos naudojant apskritiminės poliarizacijos lazerinę spinduliuotę, nanogardelių forma tampa netvarkinga. Struktūrų dydis gali kisti nuo 30 iki 300 nm, nebėra aiškių, atskirtų nanogardelių. Skirtinga struktūrų forma pavaizduota 7 pav.



7 pav. Nuo poliarizacijos priklausančių nanogardelių struktūra, kai a) įrašymo ir poliarizacijos kryptys statmenos, b) įrašymo ir poliarizacijos kryptys sutampa, c) įrašoma su apskritimine poliarizacija [51]

Didėjant įrašomos lazerinės spinduliuotės energijai, nanogardelės tampa vis mažiau pastovios. Esant apskritiminei poliarizacijai, didėjanti energija lemia, jog netvarkingų nanostruktūrų tankis didėja, todėl rūgštims yra sunkiau prasiskverbti į modifikacijos tūrį, taigi ėsdinimo sparta sumažėja.

Judant lazerinės spinduliuotės fokusui medžiagos tūryje, kai elektrinio lauko vektorius E lygiagretus įrašymo kryptiai, modų struktūra prieš tai buvusioje vietoje apsprendžia, kur atsiras naujos nanogardelės naujai apšviestoje vietoje. Kai elektrinio lauko vektorius E statmenas įrašymo kryptiai, struktūrų tvarka nurodoma per lauko pasiskirstymą nanogardelių kraštuose. Tuo atveju, kai

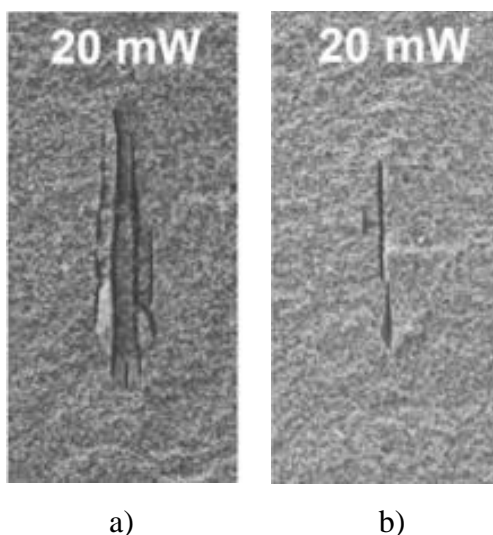
poliarizacija yra apskritiminė, nanoplazmos išsivysto į pailgus elipsoidus, kurių ilgoji ašis sutampa su pluošto sklaidimo vektoriumi k . Taip yra todėl, kad laukas yra stiprėjantis tik sankirtos taškuose, esančiuose šalia šios ašies.

1.3.2. NANOGARDELIŲ FORMAVIMAS ESANT SKIRTINGOMS IMPULSŲ TRUKMĖMS

Dar vienas svarbus lazerinės spinduliuotės parametras – impulso trukmė. Modifikuojant skaidrias medžiagas femtosekundinės spinduliuotės skirtingos trukmės impulsais, formuojamos skirtingų formų nanogardelės.

Kaip teigia *Yang Liao ir kiti*, trumpesni impulsai leidžia suformuoti nanogardeles, kurios turi aštresnius kraštus [52]. Taip pat, naudojant ypatingai trumpus impulsus, tampa sudėtinga suformuoti vieną nano – įtrūkimą. Todėl tokie parametrai nėra optimalūs nanofluidinių kanalų įrašymui dėl sunkumų, ieškant slenkstinių verčių vieno nanoplyšio susidarymui.

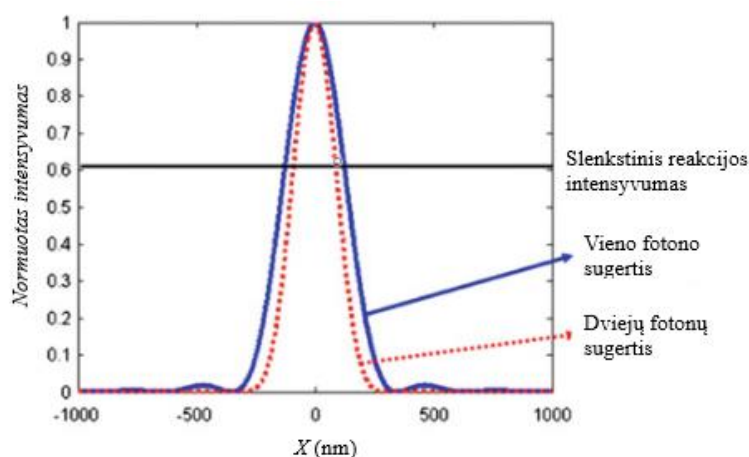
Tuo tarpu naudojant ilgesnės trukmės lazerinius impulsus, vienetiniai nano – įtrūkimai lengvai formuojami net prie didesnių impulso galių, palyginus su trumpesnės trukmės impulsais. 8 pav. pavaizduoti nanoplyšiai, suformuoti naudojant tą pačią impulso galią, bet skirtingas impulso trukmes. Nors ilgesni lazerinės spinduliuotės impulsai leidžia naudoti platesnį impulso galių diapazoną, sukuriant vienetinius nanoplyšius, kuris naudingas gaminant nanofluidinius kanalus, paties plyšio morfologija yra blogesnė, lyginant su trumpesnių impulsų atveju.



8 pav. Nanoplyšių skenuojančio elektronų mikroskopo nuotrauka, naudojant tą pačią impulso galią, bet skirtingas impulso trukmes a) 60 fs, b) 150 fs [52]

Tai reiškia, jog impulso trukmė atlieka labai svarbią rolę nanogardelių formavime naudojant femtosekundinę spinduliuotę. Tą galima suprasti kaip nelokalios impulsų sąveikos su stiklu rezultata. Ultratrumpojo lazerinio impulso erdvinis intensyvumo profilis, idealiu atveju, yra Gauso

formos, kaip pavaizduota 9 pav. Vieno fotono sugerties atveju, medžiagos sugertas erdvinis impulso energijos pasiskirstymas atitinka šį pluošto profilį (ω_0 – pluošto diametras). Tačiau daugiafotonės sugerties atveju, šis pasiskirstymas bus siauresnis, kadangi efektyvusis n – fotonų sugerties koeficientas yra proporcingas lazerio intensyvumui, pakeltam n – tuoju laipsniu. Punktyrinė linija 9 pav. atitinka erdvinį, dviejų fotonų sugerties skaidrioje medžiagoje, intensyvumo pasiskirstymą. Gaminant nanogardeles, skiriamoji geba gali būti patobulinta, kai lazerio galia sureguliuojama taip, kad atitiktų slenkstinį reakcijos intensyvumą (9 pav. tiesi ištinė linija). Todėl galima pasiekti skiriamąją gebą, viršijančią difrakcijos ribą.



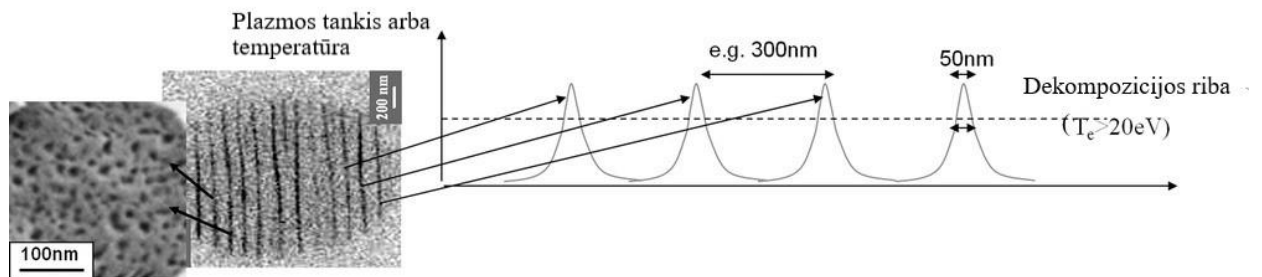
9 pav. Erdvinis lazerio energijos, sugertos skaidrioje medžiagoje, pasiskirstymas vieno (mėlyna linija) bei dviejų (raudona punktyrinė linija) fotonų sugerties atvejais. Juoda horizontali linija rodo slenkstinį reakcijos intensyvumą [52]

1.3.3. NANOGARDELIŲ FORMAVIMO MECHANIZMAI

Siekiant įvertinti nanogardelių formavimuisi reikalingus parametrus, tenka įvertinti keletą procesų. Lazeriniais impulsais veikiama medžiaga sugeba atvėsti mažiau nei per mikrosekundę – mažesnis laiko tarpas nei periodas tarp impulsų. Todėl pasiekti šilumos kaupimo režimą tampa sudėtinga. Kita vertus, kvazi – pusiausvyrinė chemija reikalauja, jog bandinio temperatūra viršytų 3100 K bent keletą sekundžių, norint pasiekti terminę disociaciją medžiagoje [53]. Be to, naudojant tokį temperatūros – impulso trukmės modelį, šilumos difuzijos ilgis deguonies dalelėms yra mažesnis nei vienas nanometras. Tokie procesai kaip vidutinė relaksacija ar šiluminė pusiausvyra nėra ryškūs nanogardelių formavime, todėl turi būti kitas mechanizmas, ištraukiantis deguonies molekules iš medžiagos atomų.

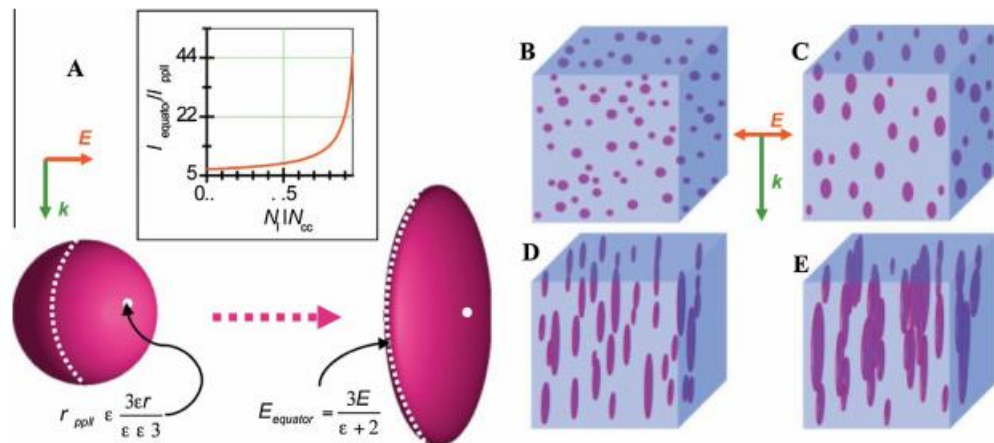
Matthieu Lancry ir kiti siūlo papildomą mechanizmą, paaiškinantį šį procesą. Esant intensyviai femtosekundinei spinduliuotei, elektronai iš valentinės juostos sužadunami į laidumo juostą dėl daugiafotonės jonizacijos proceso [54]. Tuo metu, kai laisvųjų elektronų tankis laidumo juostoje tampa ne nulinis, vėliau vykstanti sugertis didina elektronų plazmos kinetinę energiją. Tai

atitinka plazmos temperatūrą T_c (paprastai 30 – 40 eV). Procesas įvyksta sąveikos tūryje, kur energijos tankis yra didžiausias. Esant tokioms plazmos temperatūroms, pasireiškia aukštas deguonies atomo jonizacijos procesas, kurio metu teigiami krūviai lieka atome. Kai sužadinių tankis tame medžiagos taške yra didelis, Kulono jėga tarp jonizuotų deguonies jonų gali nusverti jų tarpusavio energiją ir juos nustumti vienas nuo kito. Tai reiškia, jog tuo metu plazmos elektronai gali perduoti jonizacijos energiją. Netiesinė plazmos tankio bangos nuotrauka pavaizduota 10 pav. Nanoskalėje laisvųjų elektronų tankio moduliacija yra „išpausta“ medžiagoje bei atskleidžia aukštą plazmos temperatūros (arba tankio) ribą, kuri viršija irimo ribą.



10 pav. Netiesinės plazmos tankio pokyčio bangos [54]

Taylor ir kiti pasiūlė nanoplazmonų modelį, kuris paremtas žiniomis apie nanogardelių formavimąsi ir jų orientaciją, atkreipiant dėmesį į vidinio elektrinio lauko augimą [36]. Šiuo atveju, nanogardelės gali būti suprantamos kaip įtrūkimų rinkinys, o organizuotumas atsiranda dėl kumuliacinio efekto bei reikalauja žemo jonizacijos laipsnio [55]. Skaidrioje medžiagoje, jonizuoti „karštieji taškai“ (angl. hot – spots) gali būti sukurti, medžiagą veikiant fokusuota, aukštos smailinės galios femtosekundinio lazerio impulsais dėl lokalizuoto nevienalytiškumo daugiafotonės jonizacijos defekto zonoje arba dėl spalvinių centrų. Šie karštieji taškai, per keletą lazerinių impulsų, gali tapti diskinės formos nanoplazmos dariniais, kuriuos sukelia grįžtamojo ryšio mechanizmas, paremtas atmintimi apie prieš tai vykusią netiesinę jonizaciją. Šis procesas pavaizduotas 11A pav.



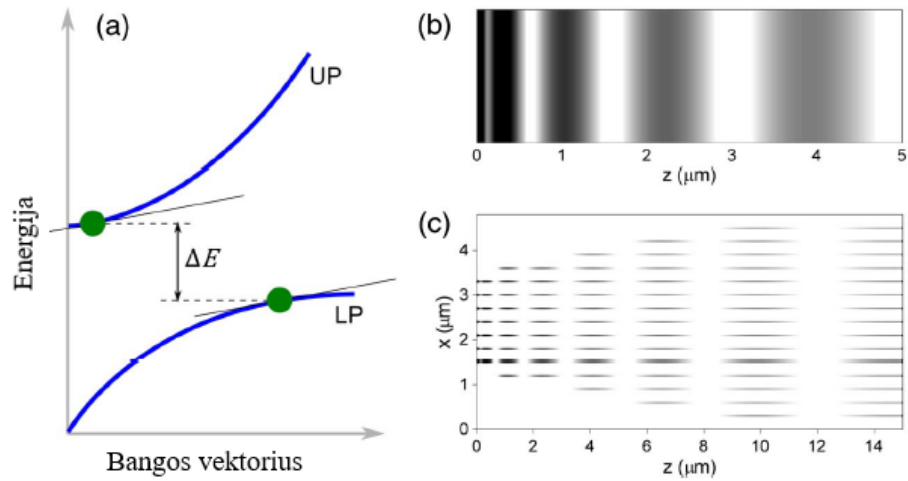
11 pav. A) asimetrinio sferinio nanoplazmos evoliucija veikiant lazerio elektriniam laukui E . Santykinis pralaidumas ϵ yra nanoplazmos skvarbos realiosios dalies santykis su dielektrine konstanta medžiagos, supančios nanoplazmą. (B-E) nanoplazmų evoliucija į nanogardeles. Atsitiktine tvarka pasiskirstę nanoplazmos lašeliai auga nesimetriškai dėl lazerio spinduliuotės elektrinio lauko per šimtus impulsų ir tampa elipsoidais, kurie vėliau suplokštėja, susijungia ir sudaro mikrometrines nanogardeles. [36]

Daugelio nanoplazmos diskų evoliucija schematiškai pavaizduota 11B-E pav. Elektrinio lauko didėjimas nanoplazmos diskų riboje skatina jų susiliejamą į nanogardeles. Diskų didėjimas iš kraštų toks didelis, kad jei viena nanoplazmos diskų eilė susiliečia su sekančia, egzistuojančios struktūros koherentiškai susijungia į naujas plokštumas bei priverčia jas išsirikiuoti kartu, todėl, esant daugeliui lazerinių impulsų, jos auga.

Plačius tyrimus apie mikrokanalų gamybą bei nanogardelių formavimąsi skirtingose medžiagose atliko C. Hnatovsky ir kiti. Mokslininkai sukūrė alternatyvų modelį, pagrįstą nanoplazmine teorija, atsižvelgiant į pastebėtas nanogardelių formavimosi tendencijas [51]. Remiantis jų modeliu, nanogardelių formavimasis ir evoliucija yra trijų pakopų procesas, vykstantis per daugybę lazerinių impulsų, įskaitant:

- Nehomogeniškas dielektrikų skilimas ir nanoplazmų formavimasis. Didelis proceso netiesiškumas gali sukelti nestabilumą, dėl kurio atsiranda vidinis nehomogeniškumas, o spalviniai centrai bei defektai gali veikti kaip branduolių susidarymo centrai [56].
- Medžiagos modifikaciją nanoskalėje, siekiant sukurti „atmintį“ apie ankstesnę nanoplazmos susidarymą ir modifikuotų zonų augimą į nanogardeles.
- Savarankiškas nanogardelių formavimasis.

Siekiant paaiškinti nanogardelių formavimąsi lydytame kvarce, M. Beresna ir kiti pasiūlė alternatyvią teoriją, kuri paremta traukos sąveika ir eksitono – poliaritono įkalinimu [57]. Nanogardelių formavimasis kryptimi, sutampančia su šviesos sklaidimo kryptimi GaAs kristale, buvo stebėtas dėl interferencijos tarp eksitono ir poliaritono modų [58]. Buvo nustatyta, kad tokių struktūrų periodas nuosekliai didėja kaip funkcija nuo atstumo. To priežastis – dviejų sąveikaujančių eksitono – poliaritono modų skilimas. Lydyto kvarco atveju, dvi dispersinės eksitono – poliaritono šakos gali būti sužadintos vienu metu dėl daugiafotonės sugerties. Interferencija tarp sklindančių eksitonų ir poliaritonų formuoja gardeles, pavaizduotas 12 pav.



12 pav. Eksitono ir poliaritono sąveika silicio stikle. a) Eksitono – poliaritono dispersiją vaizduojanti schema, ΔE – modų skilimo energija tarp viršutinės poliaritono šakos (UP) ir apatinės poliaritono šakos (LP). b) Gardelės vaizdas z kryptimi, c) gardelė x ir z kryptimis [57]

1.4. LAZERIO IMPULSO IR MEDŽIAGOS SĄVEIKĄ VEIKIANTYS PARAMETRAI

Femtosekundinių impulsų ir skaidrios medžiagos sąveikai įtaką daro daugelis parametru, pvz.: poliarizacija (p), lazerio spinduliuotės bangos ilgis (λ), impulso energija lazerio sąveikos su skaidria medžiaga taške (E), impulso trukmė (τ), impulsų pasikartojimo dažnis (f), sąveikos trukmė (t), skaitinė apertūra (NA), medžiagos savybės. Toliau esančiuose skyreliuose trumpai apžvelgiami svarbiausi parametrai, norint suprasti femtosekundinės spinduliuotės pobūdį lazerio ir medžiagos sąveikoje.

1.4.1. BANGOS ILGIS (λ)

Slenkstinis medžiagos pažeidimo intensyvumas, gautos struktūros bei jų savybės labai stipriai priklauso nuo bangos ilgio [34, 59]. T. Q. Jia ir kiti parodė, jog slenkstinė srauto tankio vertė (*angl. threshold fluence*), matomajame bangos ilgių diapazone, kinta nuo bangos ilgio [60]. Slenkstinė srauto tankio vertė tampa beveik pastovi 800 – 2000 nm bangos ilgių diapazone. Sukeltas lūžio rodiklio pokytis yra panašus visiems stiklams ($1 - 6 \times 10^{-4}$). *Dostovalov ir kiti* parodė, jog antrosios harmonikos spinduliuotė (515 nm) yra efektyvesnė nei pirmos harmonikos spinduliuotė (1030 nm), atsižvelgiant į sugertą medžiagos energijos kiekį žemesnėje modifikavimo srityje [61].

Be to, pluošto spindulys (ω_0) priklauso nuo bangos ilgio (λ), pluošto kokybės (M^2) ir skaitinės apertūros (NA):

$$\omega_0 = \frac{2\lambda M^2}{\pi} * (NA). \quad (11)$$

Taigi, bangos ilgis gali paveikti spinduliuotės intensyvumo pasiskirstymą židinio tūryje bei pakeisti fokusavimosi galią bei sąveikos sritį ir formą.

1.4.2. IMPULSO ENERGIJA IR INTENSYVUMAS

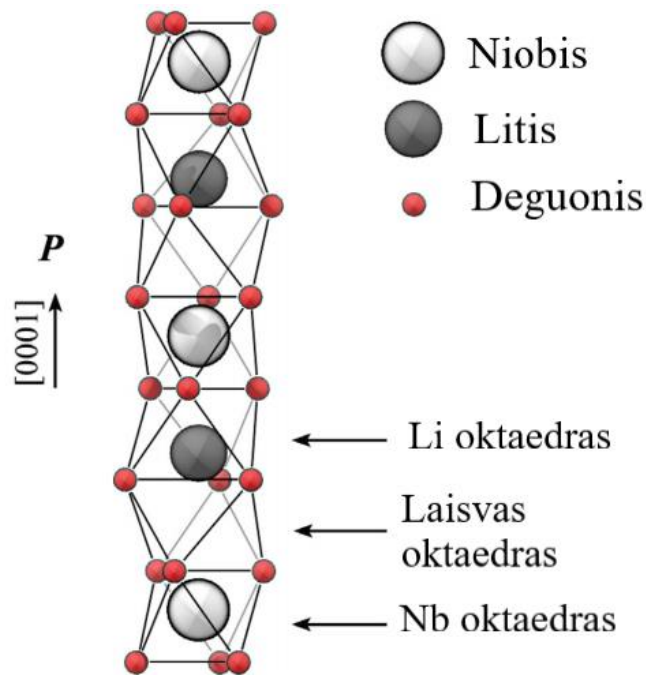
Femtosekundiniai lazeriniai impulsai, sufokusuoti skaidrioje medžiagoje, sugeriami per netiesinės fotojonizacijos procesus, sugeneruojant nuolatinę struktūrinę modifikaciją medžiagos tūryje. Mažiausia impulso energija, reikalinga netiesinei sugerčiai, atitinka ribinę energiją. Lūžio rodiklio pokyčio dydis skiriasi skirtingoms medžiagoms. Kai impulso energija žema, daugelyje stiklų, struktūrinę modifikaciją lydi lūžio rodiklio pokytis. Esant tarpiniai impulso energijos vertei, vyksta nanogardelių, pasižyminčiu dvejopu lūžiu, kūrimas. Tuo tarpu ypatingai aukštai impulso energijai, didelis slėgis židinio tūryje sukelia mikrosprogimus atitinkamai generuojant tuštumas.

Didinat impulso energiją, gali būti iškreipiamas židinio nuotolis, todėl sąveikos sritis yra ištempama prieš geometrinį fokusavimą ir tai sukelia savifokusavimą. Lūžio rodiklio pokytis priklauso nuo energijos, kai tuo metu savifokusuojančio pluošto energija priklauso tik nuo didžiausios impulso galios. Savifokusavimo slenkstinė energija yra viena eile didesnė nei slenkstinė pažeidimo vertė. Viršijus kritinę galią P_{kr} , dėl balanso tarp netiesinio lūžio rodiklio padidėjimo ir elektronų plazmos defokusavimo, pradeda reikštis optinis Kero efektas [62]. Kritinė galia apskaičiuojama pagal (12) pateiktą formulę:

$$P_{kr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}. \quad (12)$$

1.5. LIČIO NIOBATAS

Ličio niobatas ($LiNbO_3$) yra viena iš plačiausiai naudojamų kristalinių dielektrinių medžiagų dabartiniais laikais. Taip yra todėl, kad ši medžiaga pateikia savybių bei charakteristikų derinį, kuris leidžia panaudoti medžiagą įvairiuose prietaisuose. Ši medžiaga natūraliai gamtoje nesutinkama. Tik 20 a. pabaigoje prasidėjo gausesni ličio niobato tyrimai, kai Balmanas sugebėjo užauginti didelį $LiNbO_3$ kristalą, naudojantis Čokralskio metodu [63]. Įvairūs šio metodo variantai leidžia užauginti homogeniškus, keletą kilogramų sveriančius kristalus, kurių diametras gali viršyti 10 centimetrų. Dažniausiai pasitaikantys ličio niobato kristalai pasižymi didele vidinių defektų koncentracija. Siekiant sumažinti jų kiekį, kristalai legiruojami Mg^{2+} , Zn^{2+} , Sc^{3+} , In^{3+} jonais. Vidinių defektų ir priemaišų valdymas sukuria platų medžiagos atsako išoriniams veiksniams spektrą. Kitas, praktiniu požiūriu svarbus veiksnys – galimybė pagaminti skirtingas bandinio struktūras. Ličio niobato schematinė struktūra pavaizduota 13 pav.



13 pav. Ličio niobato schematinė struktūra [64]

1.5.1. PAGRINDINĖS LIČIO NIOBATO SAVYBĖS

Ličio niobatas kristalinėje struktūroje yra kieta kambario temperatūroje, chemiškai stabili medžiaga, nejautri drėgnos aplinkos veiksniams. Be to, ji yra pakankamai kieta, kad ja būtų galima lengvai manipuluoti. Pagrindinių parametrų santrauka pateikiama 1 lentelėje. Medžiaga, žemesnėje nei Kiuri temperatūra ($T_C \sim 1150 \text{ }^\circ\text{C}$), yra feroelektrinė. Mėginiuose yra feroelektrinių domenų, kurių orientacija yra 180° .

1 lentelė. Pagrindiniai LiNbO_3 kristalo parametrai [65]

Bendrosios savybės:	
Lydimosi temperatūra	$\sim 1260 \text{ }^\circ\text{C}$
Kristalo simetrija	Trigonalinė, 3m taškų grupė
Kristalo auginimo metodai	Čokralskio
Kietumas (Moso skalėje)	~ 5 Mohs
Tankis	$4,648 \text{ g/cm}^3$
Stochiometrija	Ne stochiometrinė medžiaga Lengva legiruoti didelėse koncentracijose
Feroelektriškumas	Kiuri temperatūra $T_C \sim 1150 \text{ }^\circ\text{C}$ Spontaninė poliarizacija 180° domenai
Optinės savybės:	

Skaidrumo zona	~350 nm - ~5 μm
Optinė anizotropija	Vienaašis, c – ašis
Lūžio rodikliai	$n_o = 2,286,$ $n_e = 2,203$
Optinis homogeniškumas	$\Delta n \sim 5 \times 10^{-5}$
Optiniai efektai	Akustooptinis Elektrooptinis Antros eilės netiesiškumas Fotovoltinis efektas Fotorefrakcijos efektas

Kambario temperatūroje kristalinė medžiagos struktūra atitinka trigoninę 3m taškų grupę. Dėl to kristalas yra optiškai vienašis, turinti du lūžio rodiklius n_o ir n_e . Abi lūžio rodiklių vertės yra didesnės nei 2 visame skaidrumo regione, todėl daugeliu atveju būtina užauginti skaidrinantį dangos sluoksnį ant optinio paviršiaus. Komercinių kristalų optinis homogeniškumas siekia $\Delta n \sim 10^{-5}$.

Gryna ličio niobato medžiaga skaidri nuo draustinių energijų krašto sugerties ties maždaug 320 nm (~3,9 eV) iki pirmųjų infraraudonųjų vibracinių lygmenų sugerties krašto ties 5 μm (0,25 eV), apimant visą regimąjį bei artimąjį infraraudonąjį spektro regionus. Tai suteikia platų spektrinį langą įvairiems fotoniniams taikymams.

Pakankamai stiprus akustooptinis efektas, kartu su pjezoelektriniu efektu, suteikia galimybę kurti paviršines ultragarso akustines bangas, siekiant kontroliuoti šviesos pluoštus. Elektrooptinis efektas tampa naudinga savybe prietaisuose, kuriuose elektrinis laukas kontroliuoja šviesos sklidimą medžiagoje. Taip pat, antros eilės netiesiškumas suteikia galimybę kurti naujų bangos ilgių šviesos bangas.

Kita įdomi šios medžiagos savybė – tūrinis fotovoltinis efektas [66]. Šią savybę išreiškia kai kurios ličio niobato priemonės, kurios sudaro sąlygas fotoindukuotų srovių arba įtampų generavimui esant tam tikram šviesos srautui.

Daugeliui optinių pritaikymų pavojingas efektas – optinė medžiagos pažaida. Lazeriniam pluoštui krentant į kristalą, išeinantis pluoštas rodo aiškų iškraipymą ir yra labiau išplėstas lygiagrečiai kristalo c ašiai. Šis iškraipymas atsiranda dėl sukkelto lūžio rodiklio pokyčio – ypač nepaprastojo (n_e). Šis pokytis atsiranda ne dėl netiesinių optinių efektų, nes jis neatsiranda akimirksniu ir išlieka kurį laiką, pašalinus lazerinę spinduliuotę [67]. Lazerinis pluoštas sukuria

optinę jonizaciją kai kurioms nekontroliuojamoms donoro priemaišoms, ištrūkęs krūvininkas, dėl įvairių pernašos mechanizmų (difuzija, dreifavimas), juda į tamsiąją bandinio pusę, kur yra įkalinamas akceptorius centrus. Erdvinis atstumas tarp jonizuoto donoro ir įkrauto akceptorius sukuria vidinį elektrinį lauką, kuris dėl elektrooptinio efekto sukelia lūžio rodiklio pokytį. Tol, kol šie krūvininkai yra erdviškai atskirti, medžiagoje lieka nevienodas lūžio rodiklio pokytis.

Tačiau siekiant išspręsti šią problemą, buvo rasta priemaišų, kurios žymiai sumažina optinę pažaidą. Pirmoji atrasta priemaiša – magnis. Legiruojant medžiagą 5% koncentracijos MgO , fotorefrakcijos indeksas sumažinamas maždaug 10 kartų, o tuo pačiu optinis atsparumas padidinamas apie 10 kartų [68]. Šis medžiagos optinio atsparumo padidėjimas leidžia naudoti ličio niobatą įvairiuose netiesinės optikos taikymuose.

Buvo rasta ir kitokių priemaišų, padidinančių medžiagos optinį atsparumą. Didesnė nei 6 mol% Zn koncentracija sukuria tokį patį poveikį, kaip ir legiravimas Mg [69]. Zn į ličio niobato gardelę patenka kaip Zn^{2+} . Trivalentės priemaišos, tokios kaip Sc^{3+} ir In^{3+} , taip pat didina medžiagos optinės pažaidos slenkstinę vertę [70].

1.6. CHEMINIO APDIRBIMO TECHNOLOGIJA

Fotomodifikacija, naudojant stipriai sufokusuotą femtosekundinę lazerinę spinduliuotę, plačiai naudojama siekiant pakeisti medžiagos parametrus arba ją pašalinti. Tai naudinga gaminant bangolaidžius, tačiau technologija buvo sėkmingai pritaikyta kuriant bei struktūrizuojant mikrostruktūras skaidrių medžiagų tūryje [71]. Tokia procedūra paprastai naudoja cheminį ėsdinimą, kurio dėka sukuriama kanalai, optiniai bei mikromechaniniai elementai, tuščiavidurės ertmės.

Cheminiu ėsdinimu talkinama femtosekundinio lazerio modifikacija kristalo tūryje susideda iš dviejų dalių – lazerinės modifikacijos bei po jos sekančio cheminio ėsdinimo. Intensyvi lazerinė spinduliuotė, sufokusuota į ribotą, mažą, plotą neabsorbuojančioje medžiagoje sukelia daugiafotonę sugertį, todėl dėl itin didelio fotonų tankio medžiagos morfologija pakinta. Dėl tokių modifikacijų, lazerinės spinduliuotės apšvitintos sritys įgauna didesnę tirpumą rūgštims. Parenkant tinkamus ėsdinimo tirpalus (rūgštiniai tirpalai arba vandeninis šarmas) modifikuotos zonos išėsdinamos ir pasiekiamos trijų dimensijų tuščiavidurės konstrukcijos. Pirmiausia šią technologiją pasiūlė *Marcinkevičius et al.*, 2001 metais [72]. Jie parodė trimačių mikrokanalų silicyje gamybos procesą. Nuo to laiko, šis procesas patobulėjo, o šiais laikais technologija buvo sukurta kaip kompiuteriu valdoma trimatė spausdinimo technologija ir yra realizuota komercinėje veikloje [73].

Visgi ši technologija turi ir trūkumų. Buvo pastebėta, jog ėsdinant modifikuotą safyrą hidrofluoridinėje rūgštyje, lazerinės spinduliuotės paveiktos zonos puikiai tirpo rūgštyje (selektyvumas $> 10^4$), tačiau selektyvumas stipriai sumažėja papildomai modifikuojant medžiagą

[74]. Nepaisant didžiulio hidrofluoridinės rūgšties populiarumo ėsdinant stiklus ir šalinant oksidus nuo silicio paviršiaus pramonėje, žmogaus organizmui šio ėsdinančio reagento poveikis labai toksiškas.

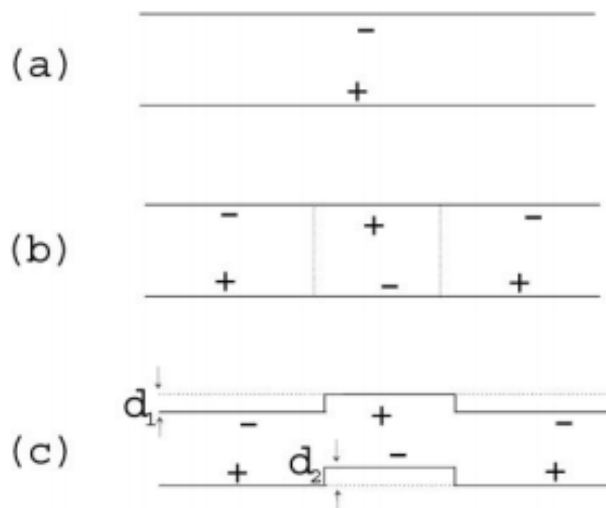
1.6.1. HIDROFLUORIDINĖ RŪGŠTIS

Hidrofluoridinė rūgštis yra vandenilio fluorida (HF) tirpalas vandenyje. Tai yra bespalvis, ėsdinantis skystis arba dujos, sudarytos iš vandenilio ir fluoro atomų. Rūgštis turi stiprų, dirginantį kvapą, lengvai tirpsta vandenyje. Ši medžiaga gali ištirpinti daugelį medžiagų, ypač oksidų, o jos gebėjimas ištirpinti stiklą buvo žinomas nuo XVII a. [75]. Tradiciškai stiklo ėsdinimui ir poliravimui buvo naudojama vandenilio fluorida rūgštis (HF). Šiuo metu ši rūgštis dažniausiai naudojama aliuminio gamyboje. Rūgštis pavojinga žmogaus sveikatai dėl fluoro jonų agresyvaus, destruktivaus įsiskverbimo į audinius. Ji taip pat pavojinga ir dėl žemos virimo temperatūros (19.2 °C).

Vandenilio fluoridas gaminamas dviem pavidalais – anhidroushidrogen fluoridas (*angl. anhydroushydrogen fluoride*) dujinėje formoje ir vandeninis vandenilio fluorida rūgšties tirpalas skystoje formoje.

1.6.2. CHEMINIS ĖSDINIMAS

Atliekant domeno inversiją $LiNbO_3$ kristale *z* ašimi (*angl. z – cut*) naudojant fotolitografinį modelį, po kurio seka elektrinio lauko poliavimas, diferencinio ėsdinimo technika gali vėliau būti panaudota gaminant galias struktūras, kurių šoninės sienos gali būti ypač lygios [76]. Kristalinių ašių ėsdinimo rodikliai schematiškai pavaizduoti 14 pav. Skirtinguose domenuose išgaunami labai skirtingi ėsdinimo rodikliai. *Collin L. Sones ir kiti* parodė, jog kambario temperatūroje, -*z* ašis yra ėsdinama $\sim 1 \mu m h^{-1}$ sparta, kai tuo tarpu +*z* ašis lieka neišėsdinta. Netgi pakėlus temperatūrą, -*z* ašies ėsdinimo sparta pakyla iki $\sim 30 \mu m h^{-1}$, o +*z* ašis lieka neišėsdinta [77].



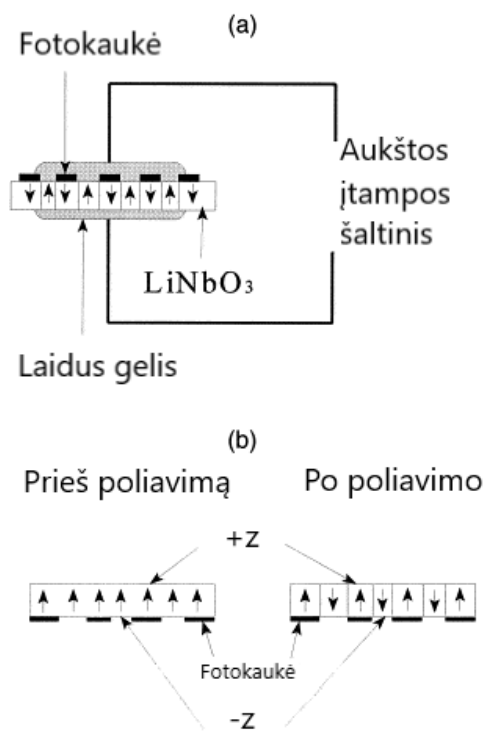
14 pav. Schema, rodanti +z ir -z kristalo ašis, kur a) prieš poliavimą, b) po selektyvaus poliavimo, c) po ėsdinimo [78]

Po poliavimo, naujai atsiradusių -z regionų ėsdinimo spartą galima sulyginti su egzistavusiu -z regionu prieš poliavimą. Kaip teigia V. Gopalan, $LiNbO_3$ kristale egzistuoja vidinis laukas, todėl po elektrinio lauko selektyvaus poliavimo, naujai invertuotas domenai turės kitokią priverstinio lauko vertę (*angl. coercive field*) [78]. Šis vidinis laukas ir daro įtaką ėsdinimo spartai.

14c pav. pavaizduoti ėsdintų zonų storiai d_1 ir d_2 nusako efektyvųjį kontrasto santykį c :

$$c = \frac{(d_1 - d_2)}{(d_1 + d_2)} \quad (13)$$

D. M. Knotter, tyrinėjęs silicio dioksido ėsdinimą nustatė, jog ėsdinimo spartą lemia stiklo paviršiaus hidroksido pakeitimas fluoridu. Todėl paviršiaus protonacija paaiškina ėsdinimo spartos pokytį – ėsdinimo sparta didėja didėjant rūgštinių protonų koncentracijai, o -z ašyje pasireiškianti didesnė ėsdinimo sparta susijusi su didesne teigiamai įelektrintų protonų sugertimi. $LiNbO_3$ kristalo poliavimo įgyvendinimo schema pateikta 15 pav. Procese naudojamas aukštos įtampos šaltinis, kuris kristalą veikia 22,5 kV/mm elektriniu lauku.



15 pav. a) schematinė poliavimo įrenginio diagrama, b) LiNbO_3 bandinio domenų struktūra prieš ir po poliavimo [76]

2. TYRIMO METODIKA

2.1. DARBE NAUDOJAMOS PRIEMONĖS

1. Ličio niobato kristalų modifikavimui naudojamas „UAB Light Conversion“ pagamintas femtosekundinės trukmės impulsus generuojantis lazeris „Pharos“. Kietojo kūno Yb:KGW lazerio parametrai nurodyti 2 lentelėje.

2 lentelė. „UAB Light Conversion“ lazerio „Pharos“ pagrindinės charakteristikos [79]

Maksimali išėjimo galia	20 W
Impulso trukmė	< 190 fs
Impulso trukmės reguliavimo diapazonas	190 fs – 20 ps
Maksimali impulso energija	2 mJ
Impulsų pasikartojimo dažnis	< 1 MHz
Centrinis bangos ilgis	1030 nm
Poliarizacija	Tiesinė
Pluošto kokybė	TEM ₀₀ ; M ² < 1,3
Pluošto diametras	2,9 mm

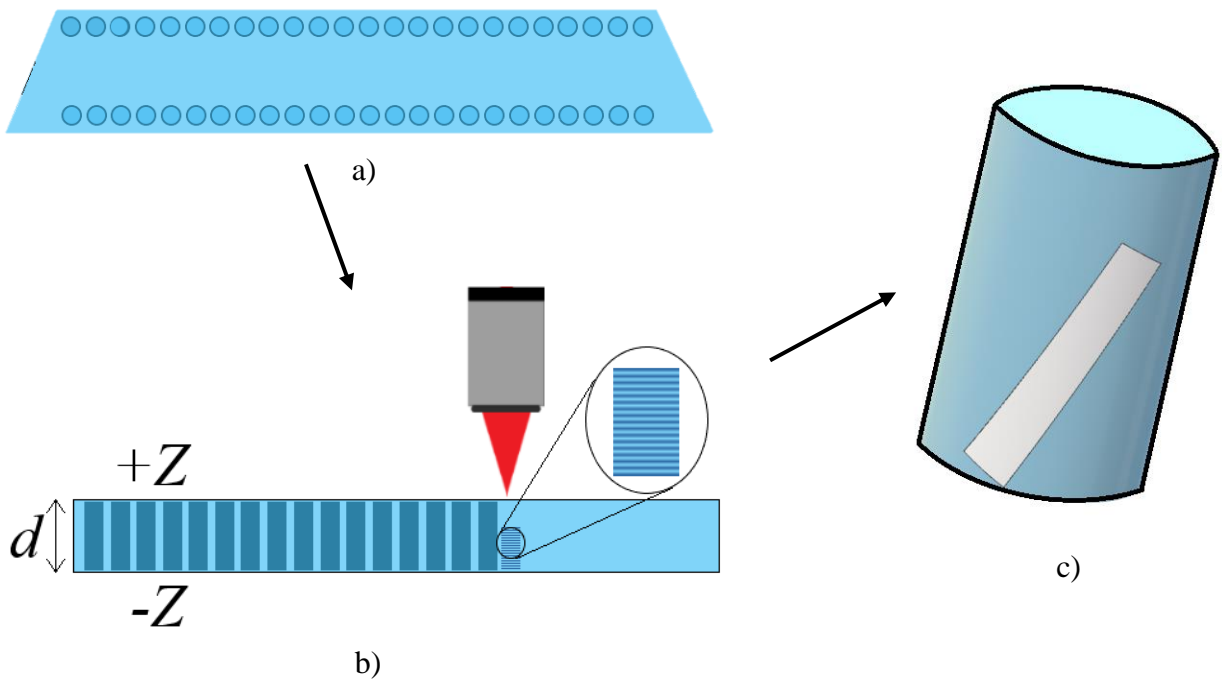
2. Antrosios harmonikos generavimui naudojamas „UAB Light Conversion“ pagamintas automatinis harmonikų generatorius „HG/Pharos“. „Pharos“ lazeris, kartu su šiuo generatoriumi, gali generuoti net 5 harmonikas, kurios valdomos programine įranga. Pirmosios harmonikos konvertavimo į antrąją efektyvumas > 50%.
3. Modifikuojant kristalą pirmąja harmonika, naudojamas „Mitutoyo M Plan Apo NIR 50X“ objektyvas. Objektyvo didinimas – 50 kartų, skaitinė apertūra NA = 0,42, židinio nuotolis 200 mm. Naudojant antrąją harmoniką, naudojamas 515 nm bangos ilgio spinduliuotei tinkamas objektyvas, kurio skaitinė apertūra NA = 0,4.
4. Modifikuojant pirmąja ir antrąja harmonikomis, impulso energija kontroliuojama naudojant „UAB Altechna“ rankinį atenuatorių. Atenuatoriaus sudėtis – pusės bangos ilgio plokštelė ($\lambda/2$) ir Briusterio kampu išpjautas poliarizatorius.
5. Poliarizacija valdoma naudojant tinkamam bangos ilgiui pritaikytas pusės bei ketvirčio bangos ilgio plokšteles ($\lambda/2$ ir $\lambda/4$) bei Glano prizmę.
6. Impulso trukmė matuojama naudojant skenuojantį autokoreliatorių „Geco“, kuris paremtas nekolineariąja antrosios harmonikos generacija netiesiniame kristale. Lazeryje impulso trukmė reguliuojama keičiant kompresoriaus padėtį.
7. Paveikus kristalą lazerio spinduliuote bei ruošiantis naujam modifikavimui, kristalas stebimas kamera, kurią sudaro šie „Thorlabs“ įrenginiai:

- Baltos šviesos LED šaltinis („*Thorlabs CWHLP1*“);
 - Nepoliarizuojantis impulsų daliklis („*Thorlabs CMI-BS013*“);
 - Fokusuojantis objektyvas, kurio NA = 0,4;
 - 35 mm diametro apertūra („*Thorlabs CP37/M*“).
8. Modifikuoti kristalai ėsdinami HF 45% koncentracijos, 22 °C temperatūros tirpale traukos spintoje, plaunami distiliuotu vandeniu bei džiovinami ant indukcinės kaitlentės.
 9. Išėsdintų struktūrų parametrai matuojami naudojantis optiniu profilometru „*Sensorfar PLμ2300*“. Naudojamas „*Nikon Lu Plan 20x/0.45*“ objektyvas. Naudojant šį objektyvą, matavimų paklaida siekia 40 nm.

2.2. TYRIMO EIGA

Eksperimentams naudojamas pirktas iš „*Eksma Optics*“ $LiNbO_3$ kristalas, kurio diametras 76,2 mm, o storis 0,5mm, kristalas pjaunamas z ašies kryptimis. Kristalas padalinamas į mažesnes, maždaug 1 cm pločio juosteles (7 dalys). Abi kristalo plokštelės pusės modifikuojamos naudojant vienodus parametrus, siekiant išsiaiškinti kuri pusė yra +z (arba -z) ašyje.

Sujustiravus opinę sistemą, ličio niobato kristalo plokštelė dedama ant pozicionavimo stalelio. Prie šio prijungtas suspaustas oras, kartu su vakuuminiu padėklu, neleidžia kristalo plokštei judėti. Naudojant „*Direct Machining Control*“ programinę įrangą, skirtą lazerinėms sistemoms valdyti, parašomas algoritmas kristalo modifikacijoms atlikti. Ličio niobate atliekamos apskritimo formos žiedų modifikacijos, kurių skersmuo yra 0,6 mm. Kristalas modifikuojamas per visą jo tūrį. Pradedant nuo apačios ir kylant į viršų kas 10 μm, padaromi 160 apskritimų. Principinė bandinio modifikavimą pavaizduojant schema pateikta *16 pav.*



16 pav. Ličio niobato kristalo modifikavimo schema. a) Kristalo vaizdas iš viršaus. Tamsūs taškeliai – modifikuojamos zonos. b) Kristalo vaizdas iš šono. Tamsūs stačiakampiai – modifikuoti apskritimo formos kanalai per visą kristalo tūrį (d). c) Kristalas ėsdinamas taip, jog rūgštis būtų apšėmusi visą kristalą.

Atlikus ličio niobato kristalo modifikavimą, bandinys paruošiamas ėsdinimui. Kristalo plokštelė nuvaloma distiliuotu vandeniu ir merkiama į kiuvetę su 45% koncentracijos HF tirpalu. Bandinys ėsdinamas kambario temperatūros (22 °C) hidrofluoridinėje rūgštyje. Atlikus ėsdinimo dalį, bandinys vėl nuplaunamas distiliuotu vandeniu, nusausinamas šluoste bei papildomai džiovinamas naudojant indukcinę kaitlentę, kuri įkaitinama iki 110 °C. Kadangi rūgštis garuoja žemoje temperatūroje, šis ėsdinimas atliekamas traukos spintoje dėvint apsaugines pirštines bei respiratorių.

2.2.1. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ ENERGIJAS IR BANGOS ILGIUS

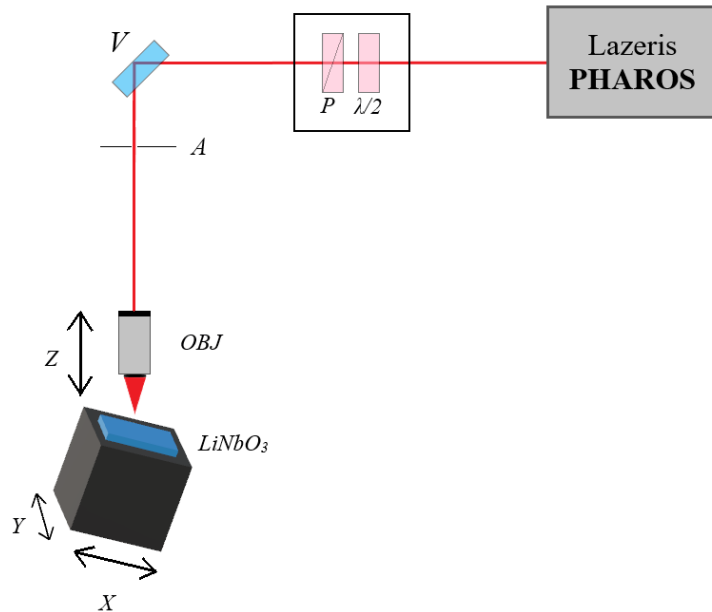
Kristalas modifikuojamas 0,4 μJ – 2,5 μJ impulso energijų diapazone, skenavimo sparta 0,25 mm/s – 3 mm/s, naudojamos pirmosios bei antrosios harmonikų spinduliuotės. Impulsų pasikartojimo dažnis yra pastovus ir lygus 100 kHz. Visi naudojami modifikavimo parametrai pateikti 3 lentelėje. Abi kristalo plokštelės pusės modifikuojamos naudojant vienodus parametrus, siekiant išsiaiškinti kuri pusė yra +z (arba -z) ašyje.

3 lentelė. Kristalo modifikavimui naudojami lazerio spinduliuotės parametrai

Impulsų pasikartojimo dažnis, kHz	100
Impulso trukmė, fs	290

Kristalo pusės	1				2			
Lazerinės spinduliuotės centrinis bangos ilgis, nm	1030				515			
Impulso energija, μJ	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,5	2	2,5
Skenavimo sparta, mm/s	0,25			1		3		

Principinė šioje eksperimento dalyje naudojama schema pavaizduota 17 pav.



17 pav. Eksperimente naudojamo tyrimo schema. Čia $\lambda/2$ ir P – Briusterio kamu išpjautas poliarizatorius sudaro „Altechna“ atenuatorių, V – pluoštą nukreipiantis veidrodis, A – apertūra, OBJ – „Mitutoyo“ objektyvas, LiNbO_3 – ličio niobato kristalas

Ėsdinimas bei kanalų gylis matavimas atliekamas tokiais laiko intervalais:

- Kristalas ėsdinamas 30 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 30 min.);
- Kristalas ėsdinamas 90 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 120 min.);
- Kristalas ėsdinamas 180 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 300 min.);
- Kristalas ėsdinamas 190 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 490 min.);

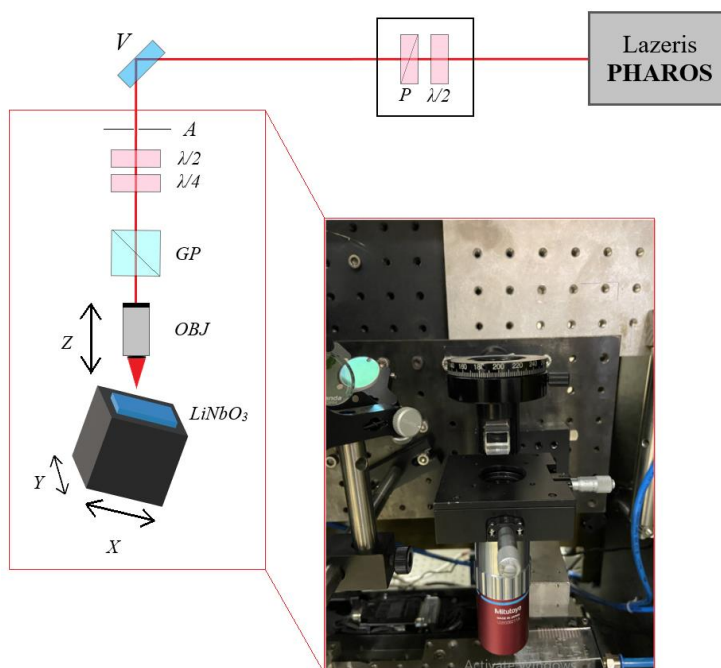
2.2.2. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ POLIARIZACIJAS

Kristalas modifikuojamas $1 \mu\text{J} - 5 \mu\text{J}$ impulso energijų diapazone, skenavimo sparta nuo 1 mm/s iki 5 mm/s . Impulsų pasikartojimo dažnis yra pastovus ir lygus 100 kHz . Visi naudojami modifikavimo parametrai pateikti 4 lentelėje.

4 lentelė. Kristalo modifikavimui naudojami lazerio spinduliuotės parametrai

Impulsų pasikartojimo dažnis, kHz	100							
Impulso trukmė, fs	290							
Kristalo pusės	1				2			
Lazerinės spinduliuotės centrinis bangos ilgis, nm	1030				515			
Poliarizacijos tipas	Tiesinė (<i>s</i>)			Tiesinė (<i>p</i>)			Apskritiminė	
Impulso energija, μJ	1	1,5	2	3	4	5		
Skenavimo sparta, mm/s	1	1,5	2	2,5	3	4	5	

Principinė šioje eksperimento dalyje naudojama schema pavaizduota 18 pav.



18 pav. Eksperimente naudojamo tyrimo schema. Čia $\lambda/2$ ir P – Briusterio kampu išpjautas poliarizatorius sudaro „Altechna“ atenuatorių, V – pluoštą nukreipiantis veidrodis, A – apertūra, $\lambda/2$ ir $\lambda/4$ bei GP – Glano prizmė poliarizacijos valdymui, OB – „Mitutoyo“ objektyvas, $LiNbO_3$ – ličio niobato kristalas bei pozicionavimo stalėlis

Ėsdinimas bei kanalų gylis matavimas atliekamas tokiais laiko intervalais:

- Kristalas ėsdinamas 30 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 30 min.);
- Kristalas ėsdinamas 60 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 90 min.);
- Kristalas ėsdinamas 120 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 210 min.);
- Kristalas ėsdinamas 120 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 330 min.);

- Kristalas ėsdinamas 120 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 450 min.);

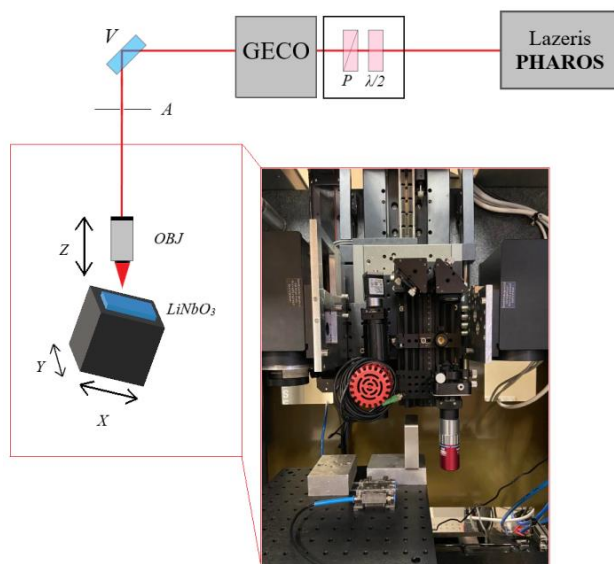
2.2.3. KRISTALO MODIFIKAVIMAS NAUDOJANT SKIRTINGAS FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ TRUKMES

Kristalas modifikuojamas 0,1 μJ – 1,5 μJ impulso energijų diapazone, skenavimo sparta 1 mm/s ir 3 mm/s. Impulsų pasikartojimo dažnis yra pastovus ir lygus 100 kHz. Visi naudojami modifikavimo parametrai pateikti 5 lentelėje.

5 lentelė. Kristalo modifikavimui naudojami lazerio spinduliuotės parametrai

Impulsų pasikartojimo dažnis, kHz	100							
Lazerinės spinduliuotės centrinis bangos ilgis, nm	1030				515			
Skenavimo sparta, mm/s	1				3			
Impulso trukmė, fs	290	320	360	400	450	500		
Impulso energija, μJ	0,1	0,25	0,4	0,6	0,8	1	1,25	1,5

Principinė šioje eksperimento dalyje naudojama schema pavaizduota 19 pav.



19 pav. Eksperimente naudojamo tyrimo schema. Čia $\lambda/2$ ir P – Briusterio kampų išpjautas poliarizatorius sudaro „Altechna“ atenuatorių, V – pluoštą nukreipiantis veidrodis, A – apertūra, GECO – skenuojantis autokoreliatorius, LiNbO_3 – ličio niobato kristalas bei pozicionavimo stalielis

Ėsdinimas bei kanalų gylio matavimas atliekamas tokiais laiko intervalais:

- Kristalas ėsdinamas 10 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 10 min.);

- Kristalas ėsdinamas 20 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 30 min.);
- Kristalas ėsdinamas 60 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 90 min.);
- Kristalas ėsdinamas 90 min. Matuojamas gylis (Viso ėsdinta 180 min.);

3. TYRIMO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

Siekiant įvykdyti išsikeltus darbo tikslus bei surasti geriausius lazerinio modifikavimo ir ėsdinimo parametrus, ličio niobato kristale gaminamos apvalios, 0,6 mm diametro kiaurymės. Siekiant išsiaiškinti kaip ėsdinimo sparta priklauso nuo modifikuojamos kristalo pusės, ličio niobato plokštelės į rūgštį įmerkiamos taip, kad būtų pilnai apsemtos ir rūgštis ėsdintų abi kristalo puses.

Dėl didelio LiNbO_3 kristalo lūžio rodiklio ($n = 2,2343$, kai $\lambda = 1030 \text{ nm}$), pluošto fokusavimosi vieta kristalo tūryje pakinta ir gali būti apskaičiuota naudojantis formulę:

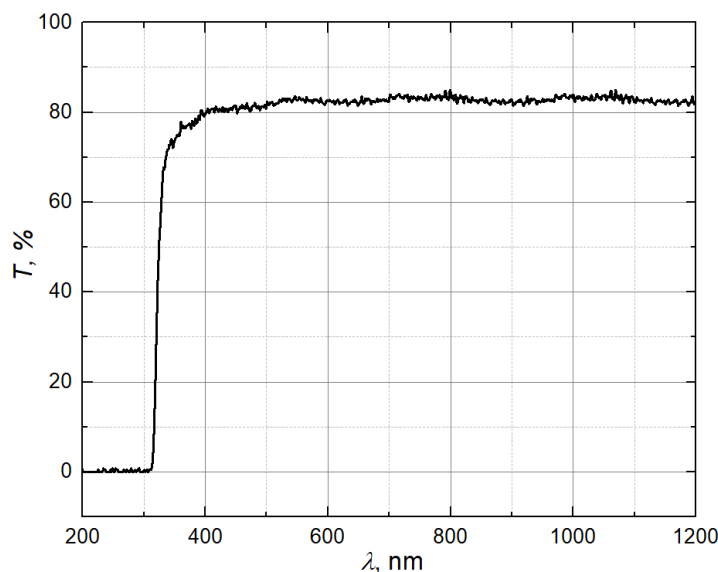
$$H = h_0 \frac{\sqrt{n_1^2 + NA^2}}{\sqrt{n_2^2 + NA^2}}, \quad (14)$$

čia H – realus fokuso gylis, h_0 – teorinis fokuso gylis, n_1 ir n_2 medžiagos ir aplinkos lūžio rodikliai atitinkamai, NA – fokusuojančio lazerinę spinduliuotę objektyvo skaitinė apertūra.

Įvertinę lūžio rodiklį ir apskaičiavę realų fokuso gylį randame, jog prieš modifikavimą, z ašis turi būti nuleista $300 \mu\text{m}$.

3.1. LIČIO NIOBATO KRISTALO PRAL AidUMO SPEKTRO MATAVIMAS

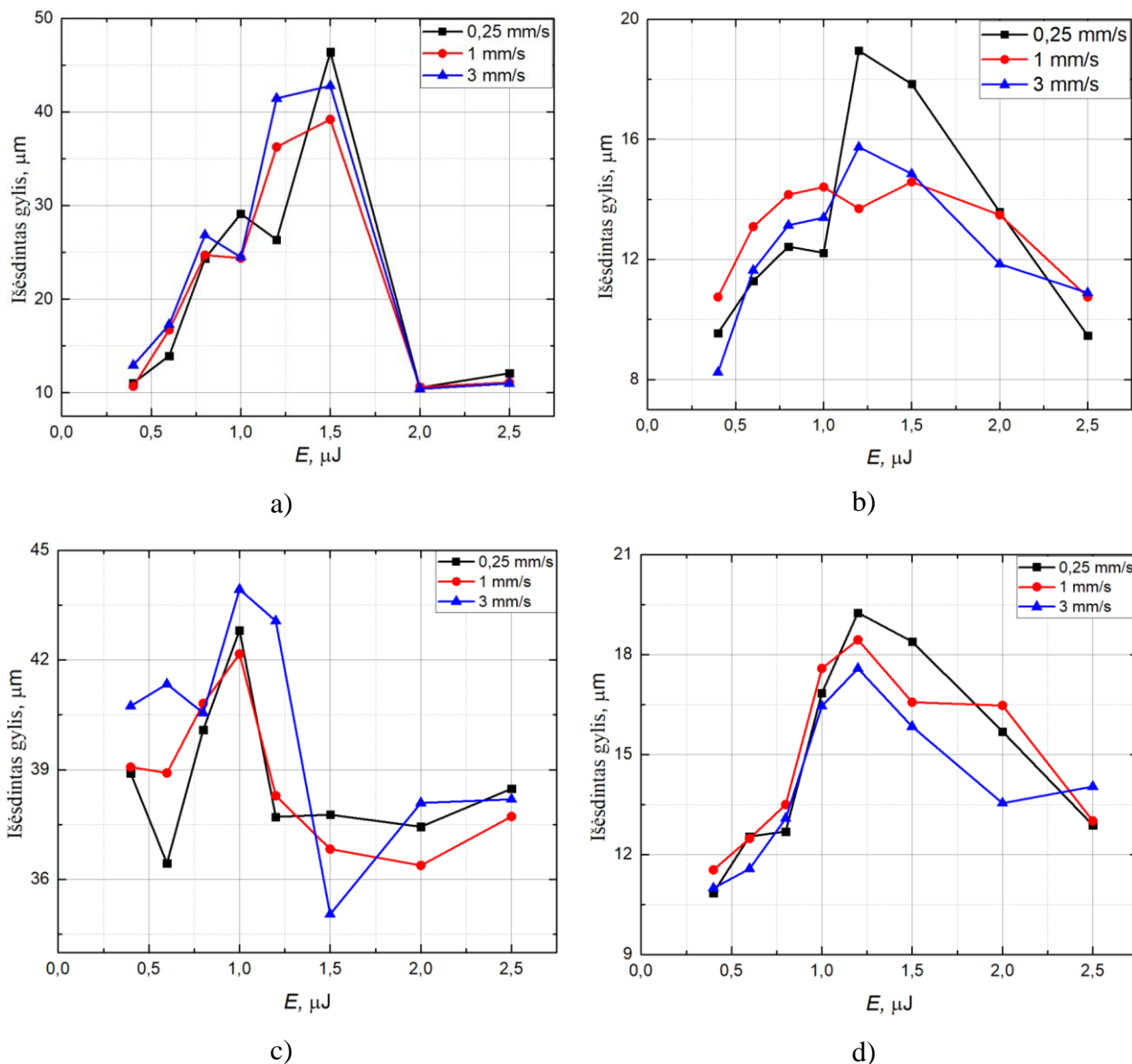
Norint nustatyti, kokiam bangos ilgių diapazone iš tikrųjų galima modifikuoti ličio niobato kristalą, naudojantis spektrofotometru „Shimadzu UV-3101PC“ atliekamas mėginio pralaidumo matavimas. Gautas rezultatas pateikiamas 20 pav.



20 pav. Ličio niobato kristalo pralaidumo spektras

3.2 MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO ENERGIJOS IR BANGOS ILGIO

Atliekame lazerinį modifikavimą ir ličio niobato plokštelę merkiama į rūgšties tirpalą. Po 30 min. ėsdinimo gauti rezultatai pateikiami 21 pav.

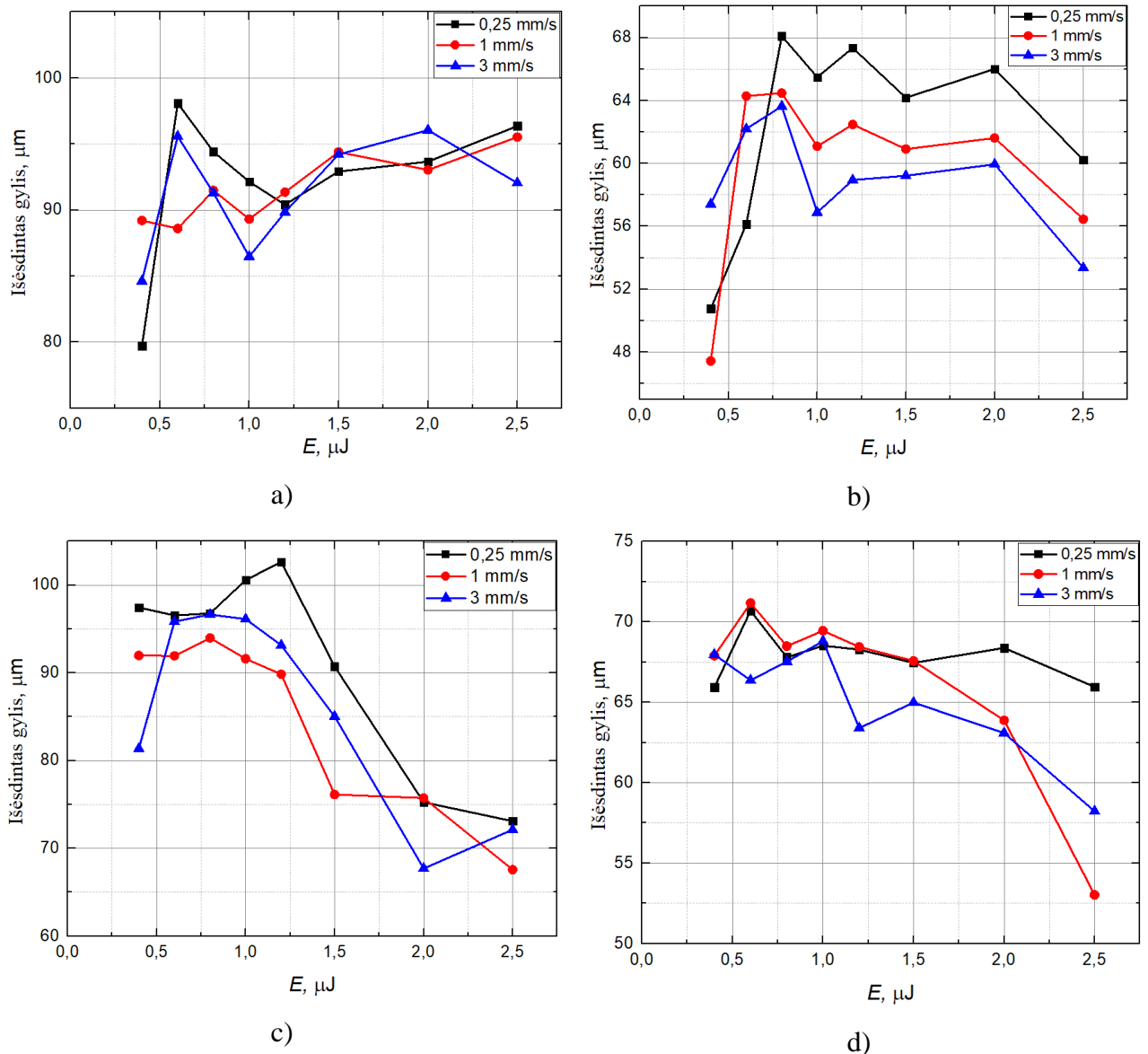


21 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išėsdinto kanalo gylio priklausomybė nuo energijos, esant skirtingiems skenavimo greičiams. Ėsdinimo trukmė 30 min. a) modifikacija 1 harmonika, pirmoji kristalo pusė, b) modifikacija 1 harmonika, antroji kristalo pusė, c) modifikacija 2 harmonika, pirmoji kristalo pusė, d) modifikacija 2 harmonika, antroji kristalo pusė

Pagal 21 pav. pateiktus duomenis galime pastebėti, jog antroji ličio niobato kristalo pusė yra beveik dvigubai mažiau išėsdinta per tą patį laiką nei pirmoji. Iš teorijos žinome, jog -z plokštuma yra ėsdinama daug sparčiau, todėl nuo šiol pirmąją pusę vadinsime -z plokštuma, o antrąją pusę +z plokštuma.

Taip pat galime pastebėti, jog didėjant impulso energijai, išsėdintas gylis visais atvejais (a-d) didėja, tačiau pasiekus 1 – 1,5 μJ energiją pradeda mažėti. Taip pat svarbu atkreipti dėmesį į tai, jog didžiausi išsėdintų kanalų gyliai pasiekiami esant mažiausioms skenavimo spartoms. Esant trumpai ėsdinimo trukmei matome, jog pirmosios harmonikos spinduliuote modifikuotas kristalas yra geriau ėsdinamas ir per tą patį laiką pasiekė 2,45 μm didesnį gylį.

Kristalas ėsdinamas dar 90 minučių. Viso ėsdinama 120 minučių, o gautos išsėdinto gylio priklausomybės nuo impulso energijos pateiktos 22 pav.

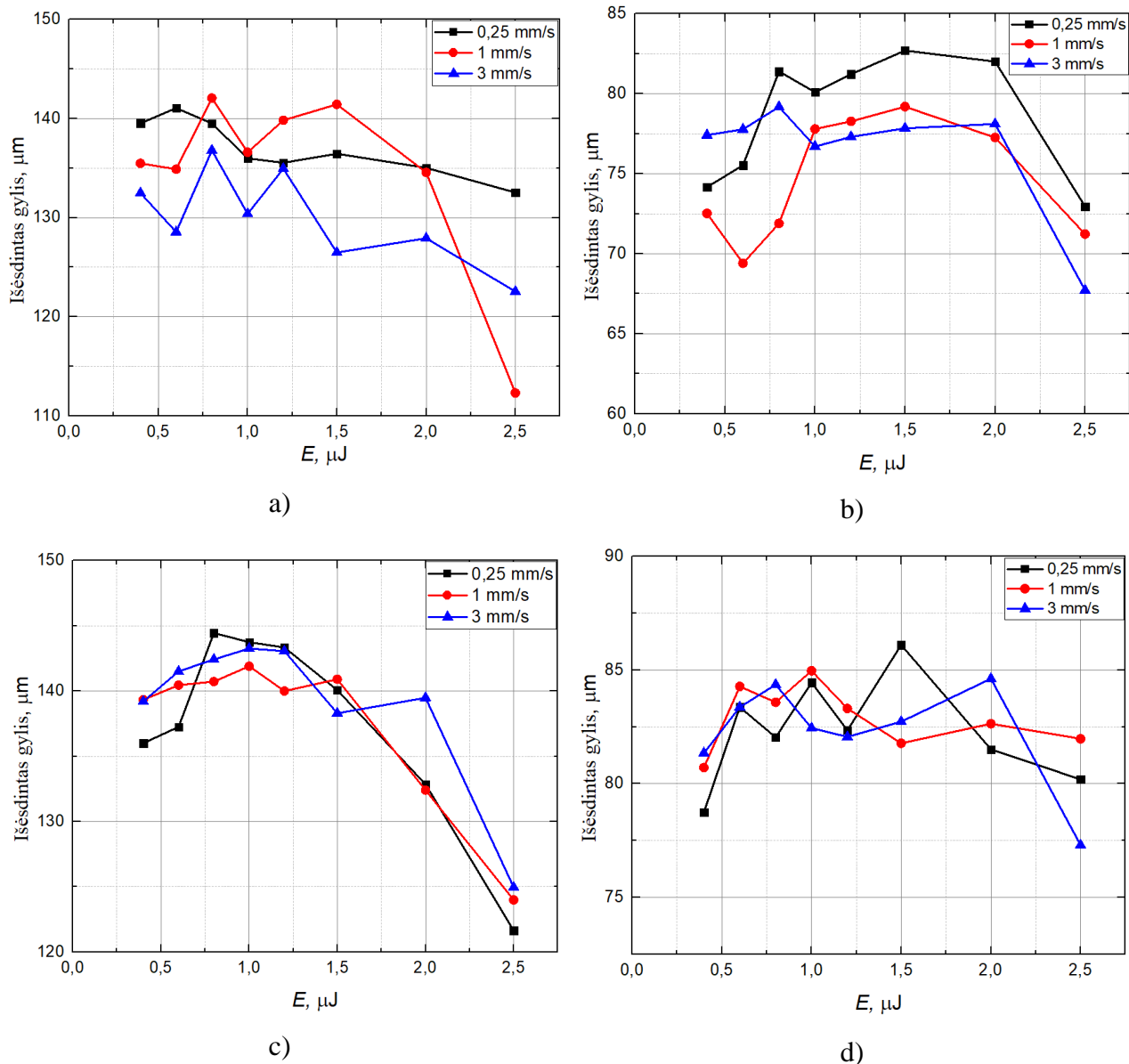


22 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išsėdinto kanalo gylio priklausomybė nuo energijos, esant skirtingiems skenavimo greičiams. Ėsdinimo trukmė 120 min. a) modifikacija 1 harmonika, -z kristalo pusė, b) modifikacija 1 harmonika, +z kristalo pusė c) modifikacija 2 harmonika, -z kristalo pusė, d) modifikacija 2 harmonika, +z kristalo pusė

Pagal 22 pav. pateiktus rezultatus galime pastebėti, jog didesnis išsėdintų sričių gylis pasiekiamas naudojant antrąją harmoniką, o skirtumas tarp gylių yra beveik 5 μm . Gylių skirtumas

tarp +z ir -z kristalo pusių yra beveik 30 μm . Kaip ir 21 pav. pateiktuose rezultatuose galime pastebėti, jog pasiekus 1,2 μJ impulso energiją, išsėdintas gylis pradeda mažėti.

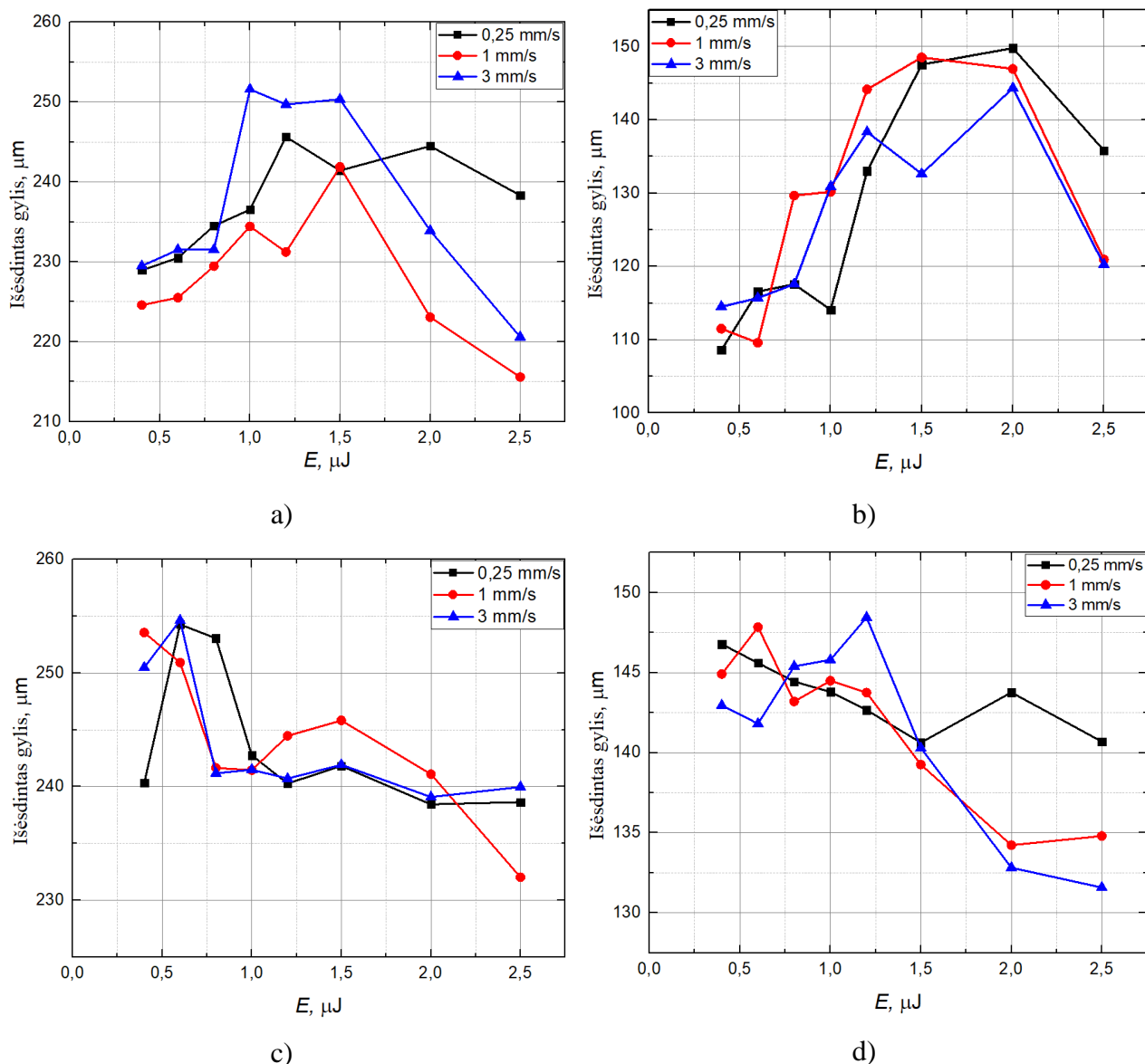
Kristalas ėsdinamas dar 180 minučių, todėl bendras ėsdinimo laikas yra 300 min. Gauti rezultatai pateikti 23 pav.



23 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išsėdinto kanalo gylio priklausomybė nuo energijos, esant skirtingiems skenavimo greičiams. Ėsdinimo trukmė 300 min. a) modifikacija 1 harmonika, -z kristalo pusė, b) modifikacija 1 harmonika, +z kristalo pusė c) modifikacija 2 harmonika, -z kristalo pusė, d) modifikacija 2 harmonika, +z kristalo pusė

Pagal 23 pav. pateiktus rezultatus galime pastebėti, jog ėsdinant 300 minučių, didesnis išsėdintų sričių gylis pasiekiamas naudojant antrąją harmoniką, o skirtumas tarp gylių išlieka toks pat ir siekia beveik 5 μm . Gylių skirtumas tarp +z ir -z kristalo pusių yra beveik 60 μm . Kaip ir anksčiau pateiktuose rezultatuose galime pastebėti, jog pasiekus 1,2 – 2,0 μJ impulso energiją, išsėdintas gylis pradeda mažėti.

Kristalas ėsdinamas dar 190 minučių, todėl bendras ėsdinimo laikas yra 490 min. Gauti rezultatai pateikti 24 pav.

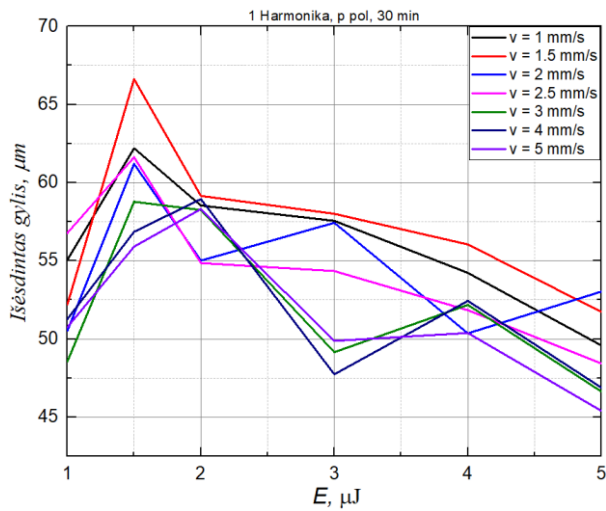


24 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išėsdinto kanalo gylis priklausomybė nuo energijos, esant skirtingiems skenavimo greičiams. Ėsdinimo trukmė 490 min. a) modifikacija 1 harmonika, -z kristalo pusė, b) modifikacija 1 harmonika, +z kristalo pusė c) modifikacija 2 harmonika, -z kristalo pusė, d) modifikacija 2 harmonika, +z kristalo pusė

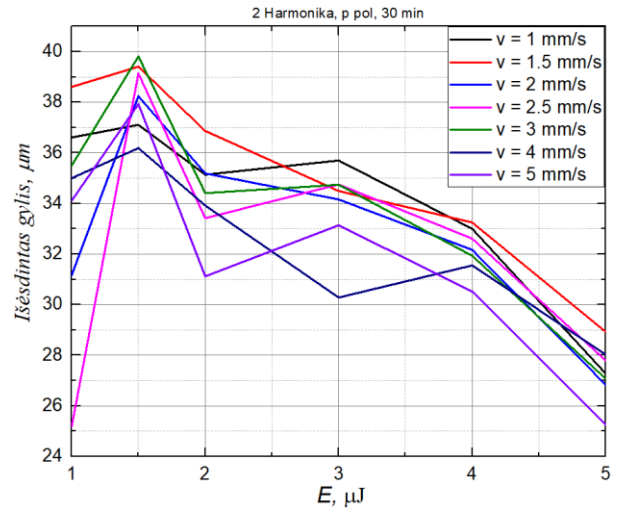
Pagal 24 pav. pateiktus rezultatus galime pastebėti, jog ėsdinant 490 minučių, išėsdintų sričių gylis modifikuojant pirmąją ir antrąją harmonikos beveik susilygina, o skirtumas tarp gylių sumažėja iki kiek mažiau nei 2 μm. Gylių skirtumas tarp +z ir -z kristalo pusių yra beveik 105 μm. Kaip ir anksčiau pateiktuose rezultatuose galime pastebėti, jog pasiekus 1,2 – 2,0 μJ impulso energiją, išėsdintas gylis pradeda mažėti.

3.3. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO POLIARIZACIJOS

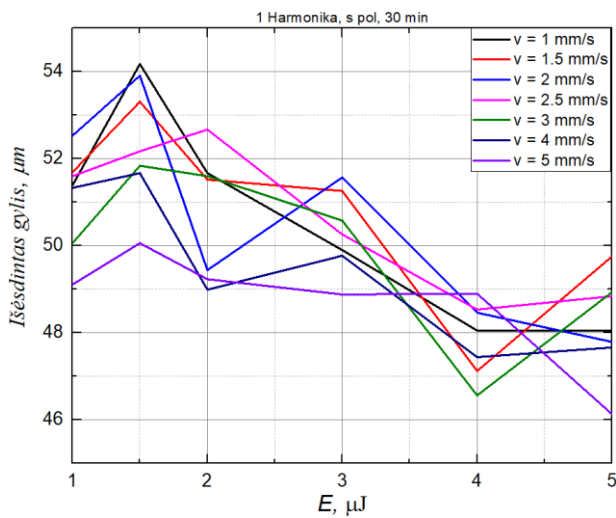
Atliekame lazerinį modifikavimą ir ličio niobato plokštelę merkiame į rūgšties tirpalą. Po 30 min. ėsdinimo siekiama nustatyti, kokiomis skenavimo spartomis modifikuojant kristalą gaunamos giliausios zonos. Išėsdinto gylio priklausomybės nuo energijos, esant skirtingoms skenavimo spartoms, spinduliuotės poliarizacijoms bei harmonikoms pavaizduotos 25 pav.



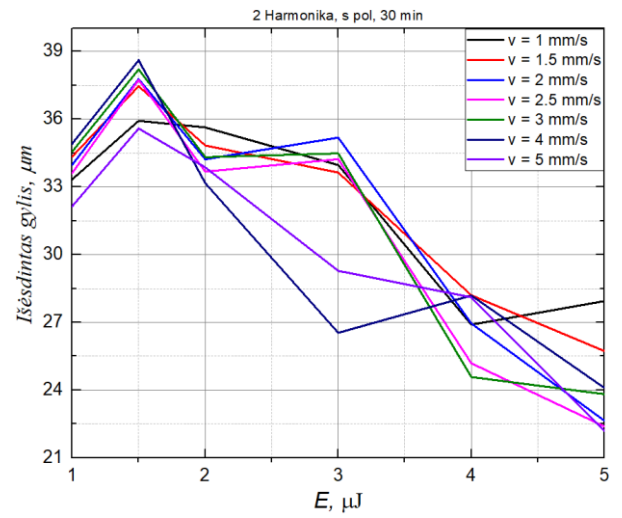
a)



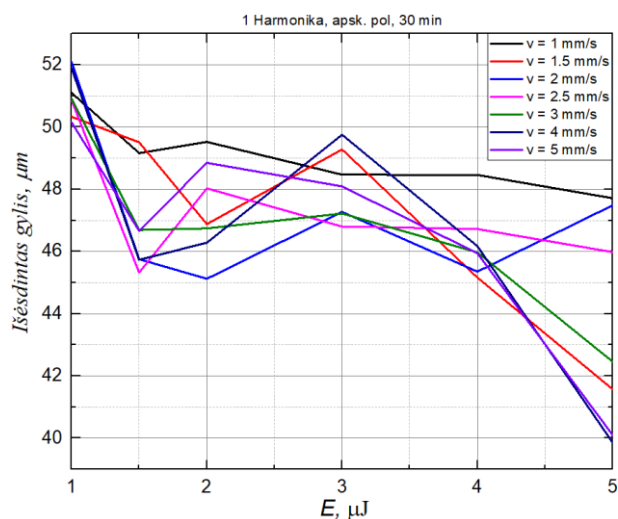
b)



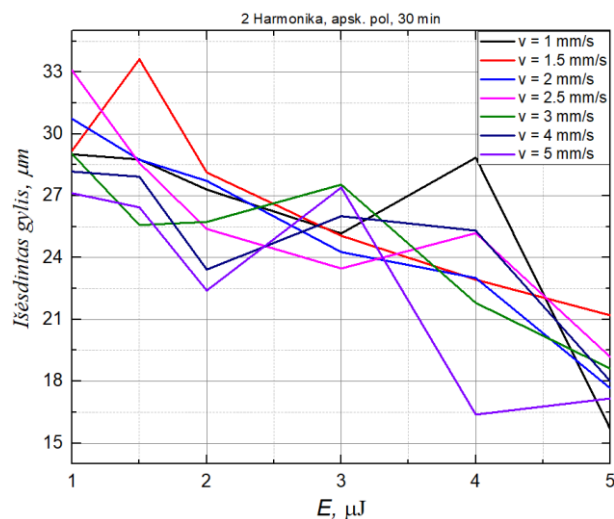
c)



d)



e)



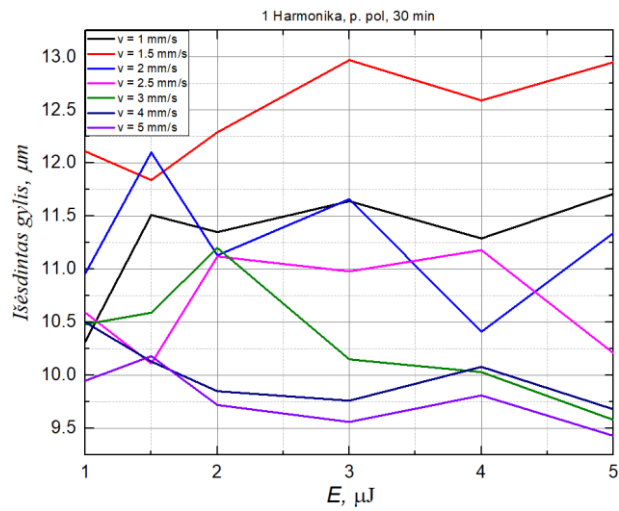
f)

25 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išėsdinto kanalo gylis priklausomybė nuo energijos po 30 min. ėsdinimo, -Z kristalo ašis a) 1 harmonika, p poliarizacija, b) 2 harmonika, p poliarizacija, c) 1 harmonika, s poliarizacija, d) 2 harmonika, s poliarizacija, e) 1 harmonika, apskritiminė poliarizacija, f) 2 harmonika, apskritiminė poliarizacija

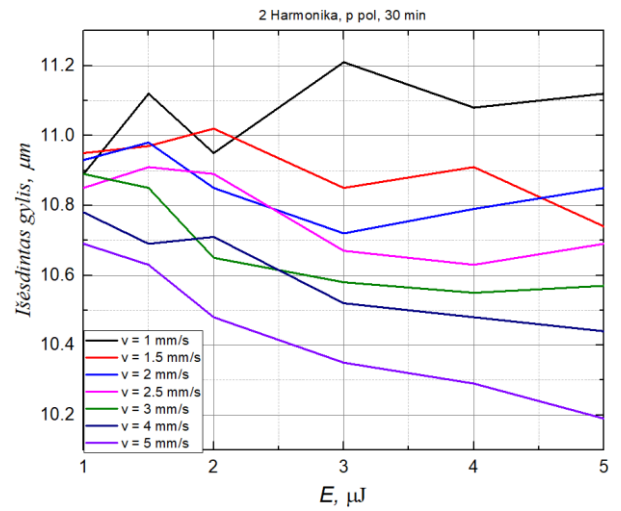
Pagal 25 pav. pateiktus duomenis galime pastebėti keletą svarbių dalykų:

- Visais atvejais didesnis išėsdintos zonos gylis pasiekiamas naudojant pirmosios harmonikos spinduliuotę. Naudojant *p* poliarizaciją, maksimalių gylių skirtumas tarp pirmosios ir antrosios harmonikų yra 27,21 μm . Naudojant *s* poliarizaciją, skirtumas yra 16,41 μm , o naudojant apskritiminę poliarizaciją – 18,47 μm .
- Pagal rezultatus galime pastebėti, jog didesnis išėsdintos zonos gylis yra pasiekiamas naudojant mažas skenavimo spartas. Vidutinis išėsdintų zonų gylių skirtumas, tarp didžiausios ir mažiausios skenavimo spartų, yra 2,6 μm .
- Taip pat matome, kad maksimalus išėsdintos zonos gylis pasiekiamas naudojant 1 harmonikos spinduliuotę ir *p* poliarizaciją. Jis siekia 66,62 μm po 30 minučių ėsdinimo. Mažiausias išėsdintos gylis pasiekiamas naudojant 2 harmonikos apskritiminę poliarizaciją. Jis siekia 17,17 μm po 30 minučių ėsdinimo.

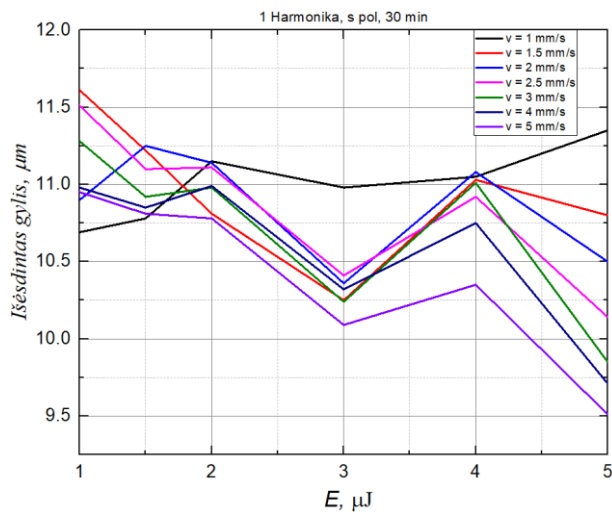
Taip pat, siekiant išsiaiškinti išėsdintų zonų gylių skirtumus tarp kristalo +Z ir -Z ašių, brėžiamos 26 pav. pateiktos išėsdintų zonų gylis priklausomybės nuo energijos esant skirtingiems spinduliuotės parametrams, kai matuojamas gylis +Z ašyje.



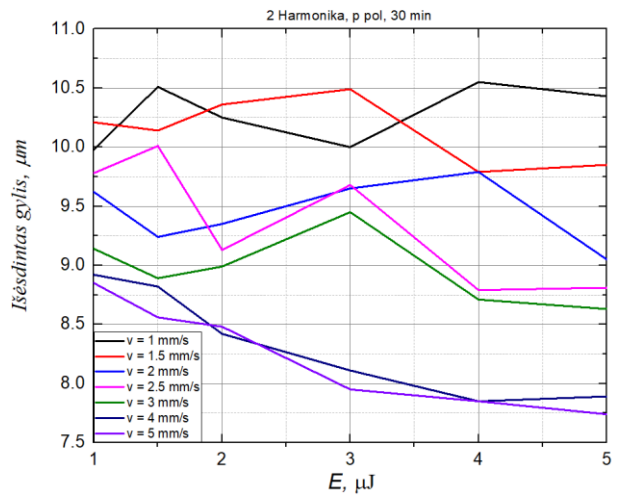
a)



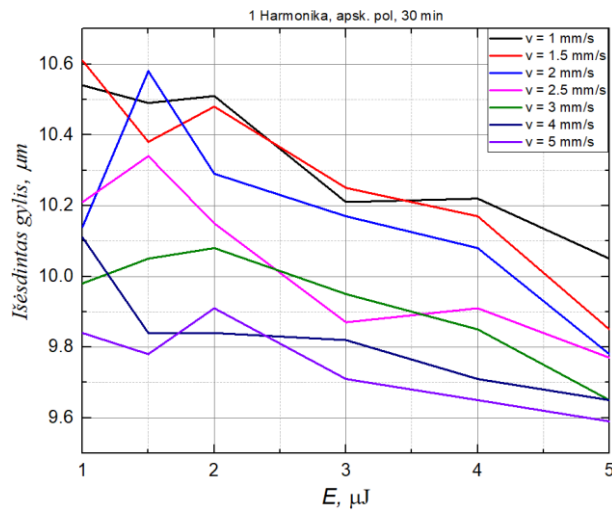
b)



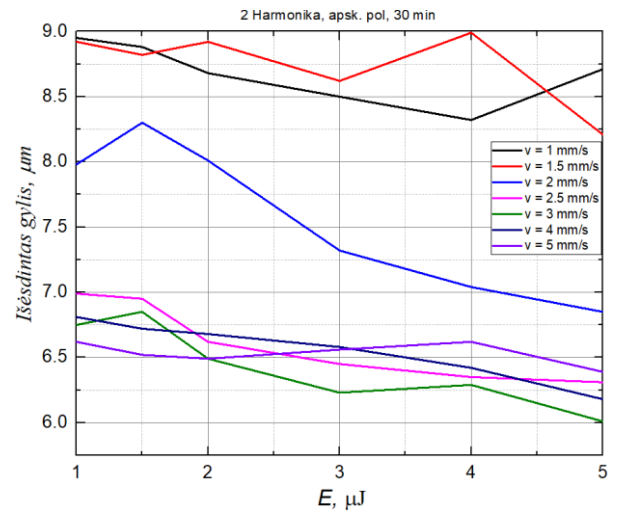
c)



d)



e)



f)

26 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išėsdinto kanalo gylis priklausomybė nuo energijos po 30 min. ėsdinimo, +Z kristalo ašis a) 1 harmonika, p polarizacija, b) 2 harmonika, p polarizacija, c) 1 harmonika, s polarizacija, d) 2 harmonika, s polarizacija, e) 1 harmonika, apskritiminė polarizacija, f) 2 harmonika, apskritiminė polarizacija

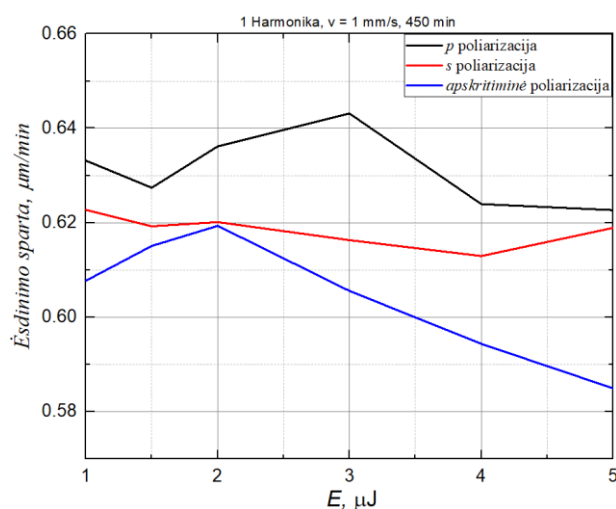
Pagal 26 pav. pateiktus duomenis galime pastebėti, jog +Z kristalo ašyje išėsdintų zonų gyliai, esant toms pačioms apdirbimo bei ėsdinimo sąlygoms yra daug mažesni. Palyginus su 25 pav. pateiktais duomenimis, maksimalus išėsdintos zonos gylis yra 12,97 μm (kai -Z kristalo ašyje maksimalus gylis siekė 66,62 μm).

Taip pat, kaip ir modifikuojant kristalą -Z ašyje, +Z ašyje maksimalus ėsdinimas pasiekiamas naudojant 1 harmonikos spinduliuotę, kai naudojama *p* poliarizacija. Minimalus išėsdintas gylis pasiekiamas naudojant 2 harmonikos spinduliuotę, kai naudojama apskritiminė poliarizacija. Palyginus su 25 pav. pateiktais duomenimis, minimalus išėsdintos zonos gylis sumažėja nuo 17,17 μm iki 6,01 μm .

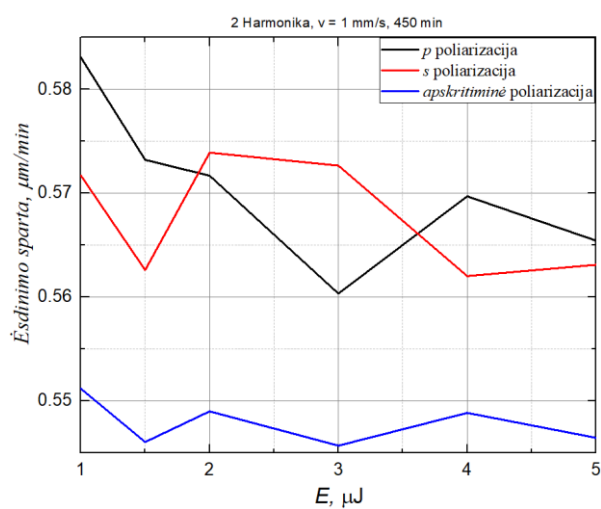
Atsižvelgę į 25 pav. ir 26 pav. pateiktus duomenis galime pastebėti bendrą tendenciją, kad optimaliausi modifikavimo parametrai ir giliausios išėsdintos zonos pasiekiamos naudojant mažą skenavimo spartą (1 – 2,5 mm/s). Atsižvelgus į tai, toliau pateikiamose ėsdinimo spartos priklausomybėse nuo impulso energijos nurodomi rezultatai, esant šioms skenavimo spartoms.

3.4. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ ĖSDINIMO SPRTOS PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO POLIARIZACIJOS

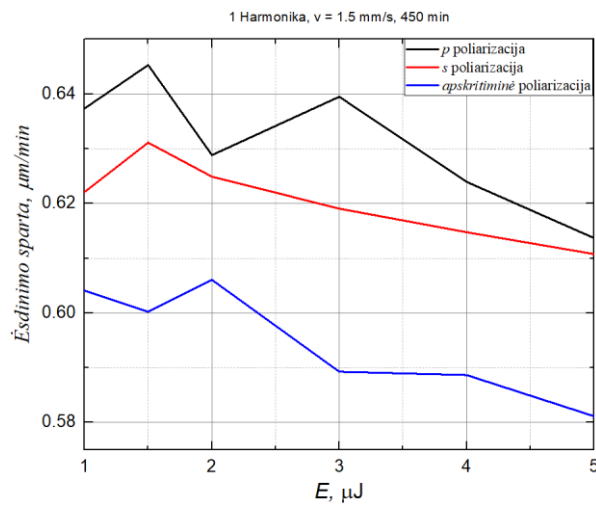
Siekiant įvertinti modifikuotų zonų ėsdinimo spartą, ličio niobato kristalas ėsdinamas skirtingus laiko intervalus. Po kiekvieno ėsdinimo, matuojamas modifikuotos zonos gylis bei apskaičiuojama ėsdinimo sparta tam laiko intervalui. Kristalas ėsdinamas 5 kartus, keičiant ėsdinimo trukmę nuo 30 min iki 120 min. Todėl sumoje gaunamas 450 min ėsdinimas. Toliau pateikiami modifikuotų zonų ėsdinimo spartos priklausomybės nuo impulso energijos, esant skirtingoms skenavimo spartoms, poliarizacijoms bei naudojamiems bangos ilgiams.



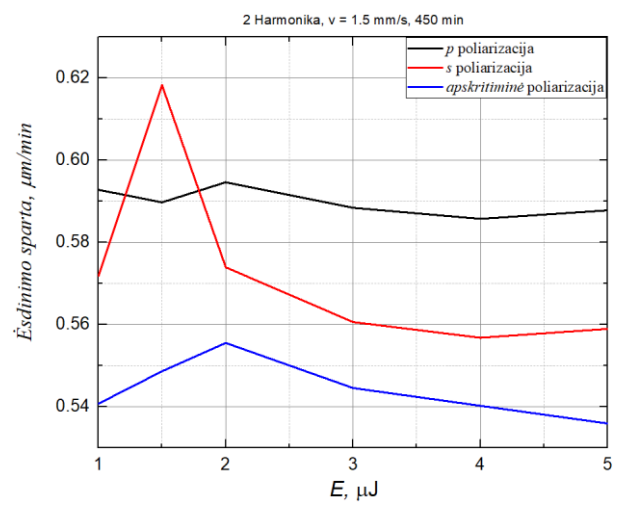
a)



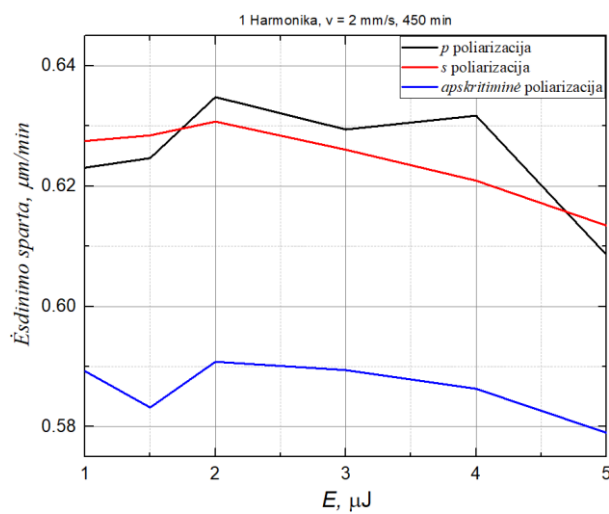
b)



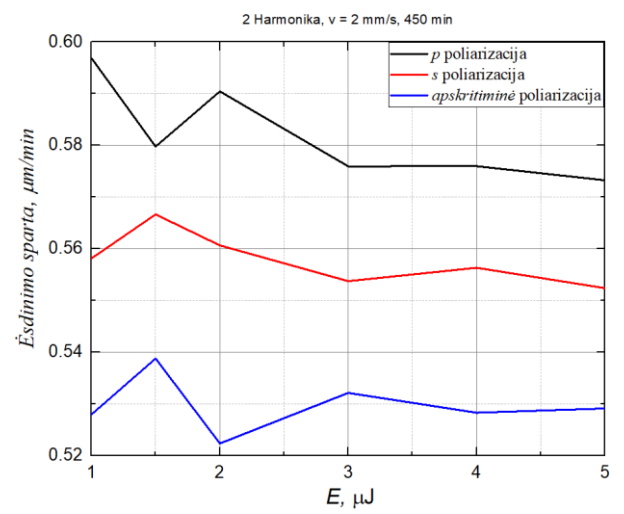
c)



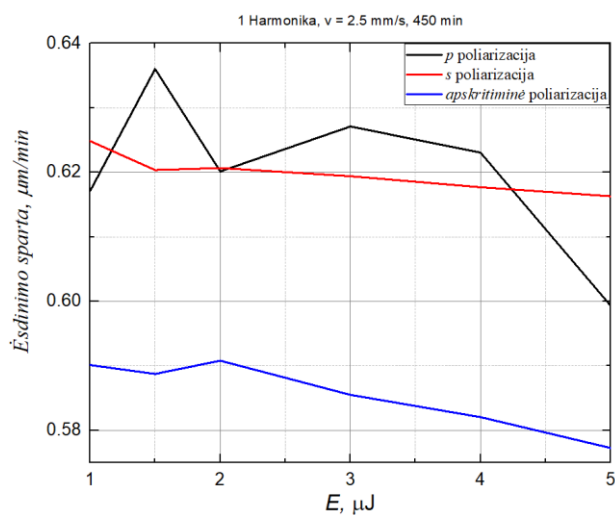
d)



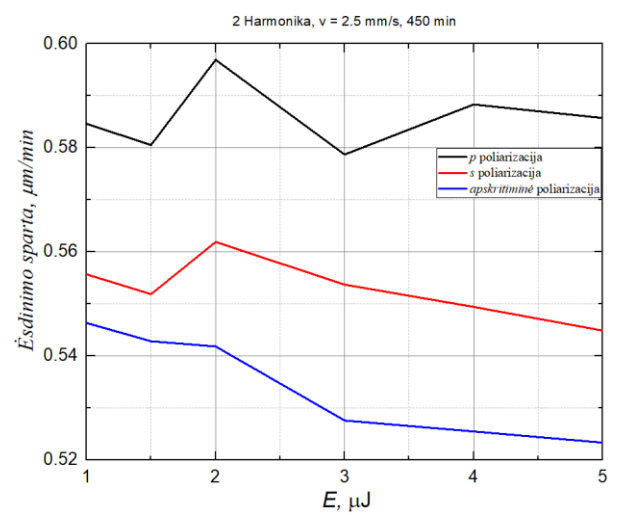
e)



f)



g)



h)

27 pav. Vidutinės ėsdinimo spartos priklausomybė nuo impulso energijos, esant skirtingoms poliarizacijoms, po 450 min ėsdinimo: a) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 1 \text{ mm/s}$, b) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 1 \text{ mm/s}$, c) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 1,5 \text{ mm/s}$, d) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 1,5 \text{ mm/s}$, e) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 2 \text{ mm/s}$, f) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 2 \text{ mm/s}$, g) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 2,5 \text{ mm/s}$, h) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 2,5 \text{ mm/s}$

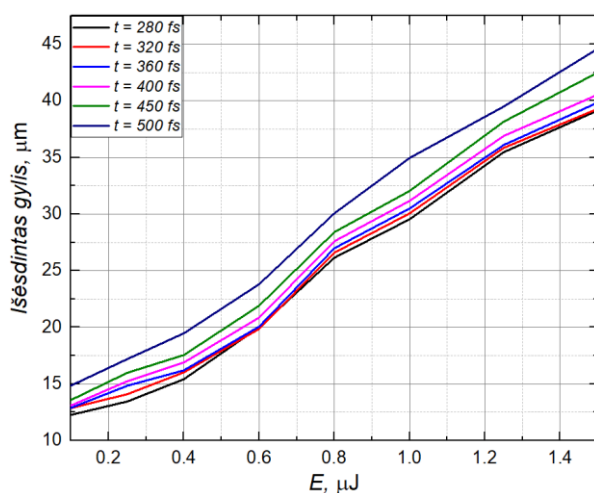
Iš 27 pav. pateiktų priklausomybių svarbu išskirti didžiausią vidutinę ėsdinimo spartą. Ji pasiekama tuomet, kai naudojama 1 harmonika, impulso energija 1,5 μJ , skenavimo sparta 1,5 mm/s ir p poliarizacijos spinduliuotė. Vidutinė ėsdinimo sparta tuomet lygi 0,65 $\mu\text{m}/\text{min}$.

Skirtumas tarp maksimalios ėsdinimo spartos, naudojant pirmąją ir antrąją harmonikas, yra 0,05 $\mu\text{m}/\text{min}$. Tai reiškia, jog norint išėsdinti 0,5 mm storio kristalą, naudojant antrąją harmoniką tektų ėsdinti valanda ilgiau, nei pirmąją.

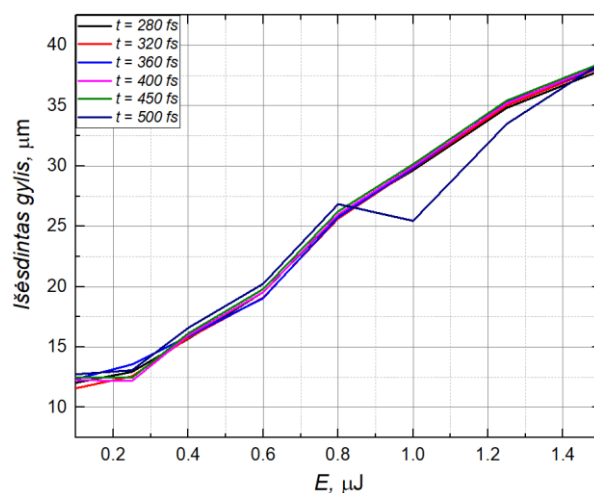
Taip pat svarbu pastebėti, jog didžiausios vidutinės ėsdinimo spartos, beveik visais atvejais, pasiekiamos naudojant p poliarizacijos spinduliuotę. Mažiausios – naudojant apskritiminę poliarizaciją. Tą lemia modifikacijos metu susiformavusios netvarkingos nanogardelės, palyginus su tiesine poliarizacija.

3.5. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĘSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ GYLIO PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO TRUKMĖS

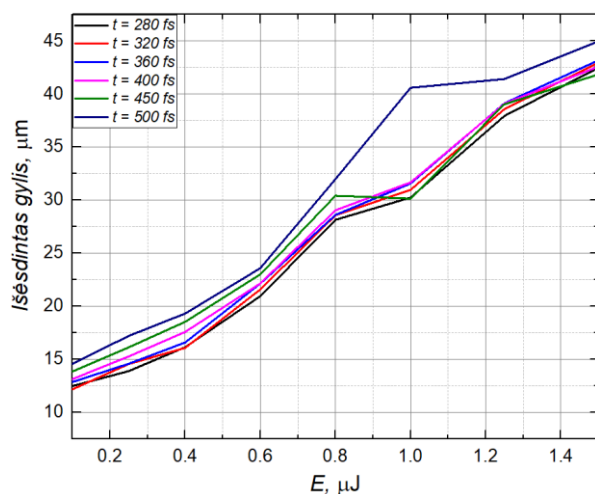
Atliekame lazerinį modifikavimą ir ličio niobato plokštelę merkiame į rūgšties tirpalą. Po 30 min. ėsdinimo siekiama nustatyti, kokiomis lazerinio impulso trukmėmis modifikuojant kristalą gaunamos giliausios zonos. Išėsdinto gylio priklausomybės nuo energijos, esant skirtingoms impulso trukmėms bei skenavimo spartoms, pavaizduotos 28 pav.



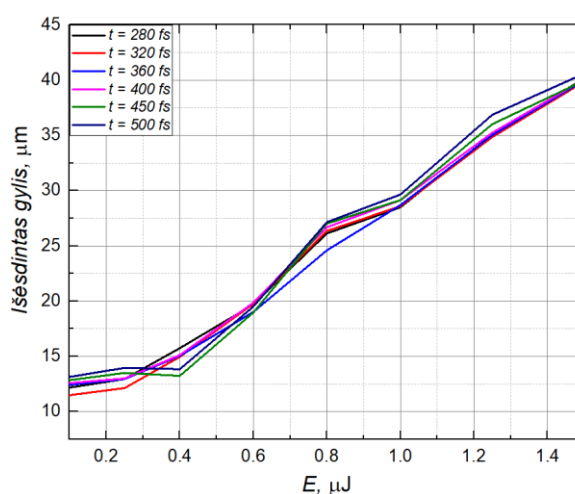
a)



b)



c)



d)

28 pav. Modifikuoto ličio niobato kristalo išėsdinto kanalo gylis priklausomybė nuo energijos, esant skirtingoms impulso trukmėms, po 30 min ėsdinimo, -Z kristalo ašis a) 1 harmonika, $v = 1 \text{ mm/s}$, b) 1 harmonika, $v = 3 \text{ mm/s}$, c) 2 harmonika, $v = 1 \text{ mm/s}$, d) 2 harmonika, $v = 3 \text{ mm/s}$

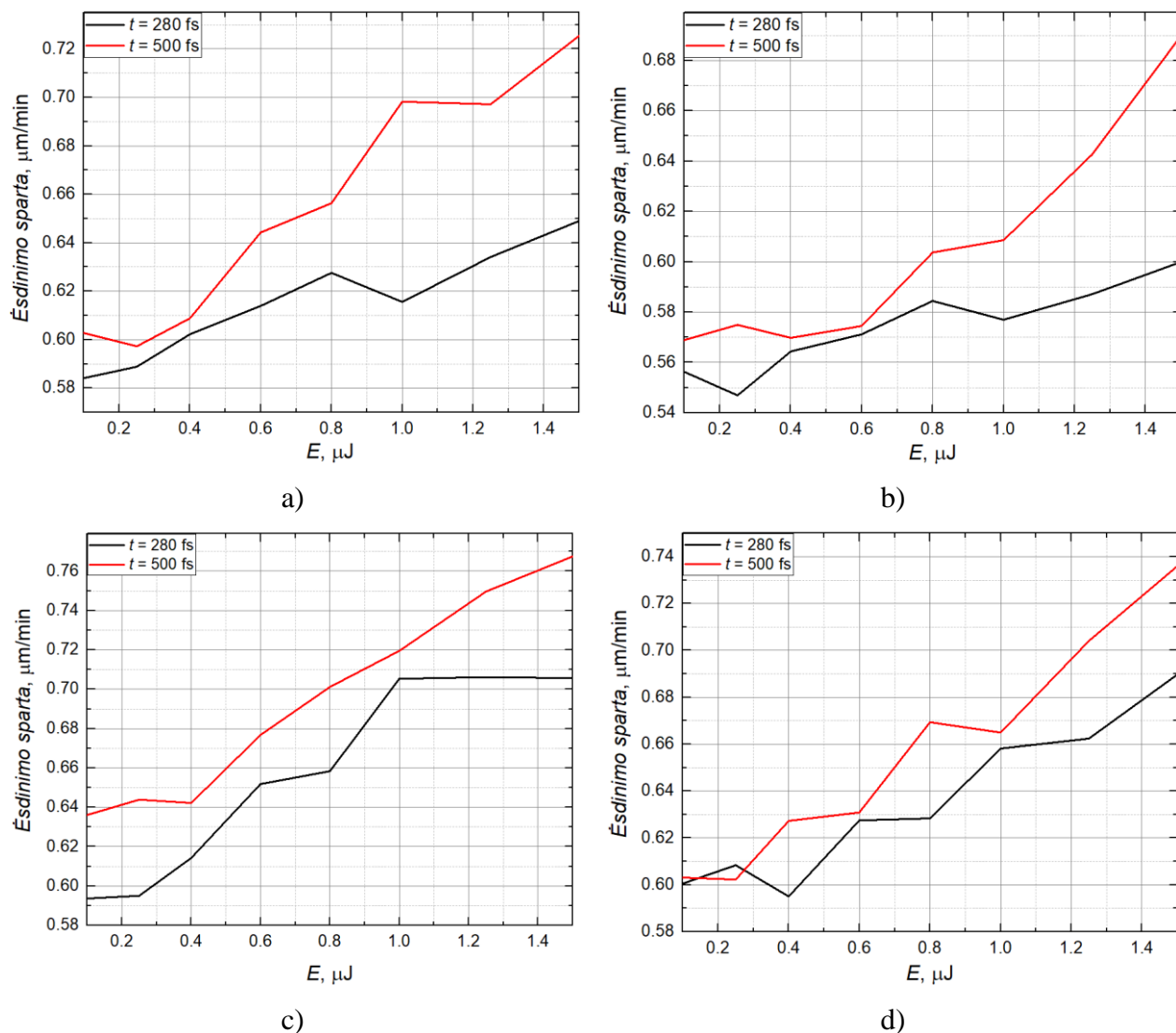
Iš 28 pav. pateiktų priklausomybių galime pastebėti keletą svarbių dalykų:

- Visais atvejais, didesnis išėsdintos zonos gylis pasiekiamas naudojant antrosios harmonikos spinduliuotę. Naudojant ilgiausius impulsus (500 fs), išėsdinama vidutiniškai $2 \mu\text{m}$ gylesnė zona, nei naudojant trumpiausius impulsus (280 fs).
- Pagal rezultatus galime pastebėti, jog didesnis išėsdintos zonos gylis yra pasiekiamas naudojant mažas skenavimo spartas. Vidutinis išėsdintų zonų gylių skirtumas, tarp didžiausios ir mažiausios skenavimo spartų, yra $2,84 \mu\text{m}$.
- Galime pastebėti, jog maksimalus išėsdintos zonos gylis pasiekiamas naudojant antrosios harmonikos spinduliuotę, kai impulso trukmė yra ilgiausia – 500 fs. Išėsdinamas kanalas, kurio gylis $44,96 \mu\text{m}$ (po 30 minučių ėsdinimo, skenavimo sparta 1 mm/s). Mažiausias išėsdinto kanalo gylis pasiekiamas naudojant pirmosios harmonikos spinduliuotę, kai impulso trukmė mažiausia – 280 fs. Išėsdinamas kanalas, kurio gylis $37,59 \mu\text{m}$ (skenavimo sparta 3 mm/s).

3.6. MODIFIKUOTŲ BEI CHEMIŠKAI ĖSDINTŲ LIČIO NIOBATO KRISTALO KANALŲ ĖSDINIMO SPARTOS PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSO TRUKMĖS

Siekiant įvertinti modifikuotų zonų ėsdinimo spartą, ličio niobato kristalas ėsdinamas skirtingus laiko intervalus. Po kiekvieno ėsdinimo, matuojamas modifikuotos zonos gylis bei apskaičiuojama ėsdinimo sparta tam intervalui. Kristalas ėsdinamas 4 kartus, keičiant ėsdinimo trukmę nuo 10 min. iki 90 min. Todėl sumoje gaunamas 180 min. ėsdinimas.

29 pav. pateikiamos modifikuotų zonų ėsdinimo spartos priklausomybės nuo impulso energijos, esant skirtingoms skenavimo spartoms, bangoms ilgiams, kai naudojama maksimali bei minimali impulso trukmės.



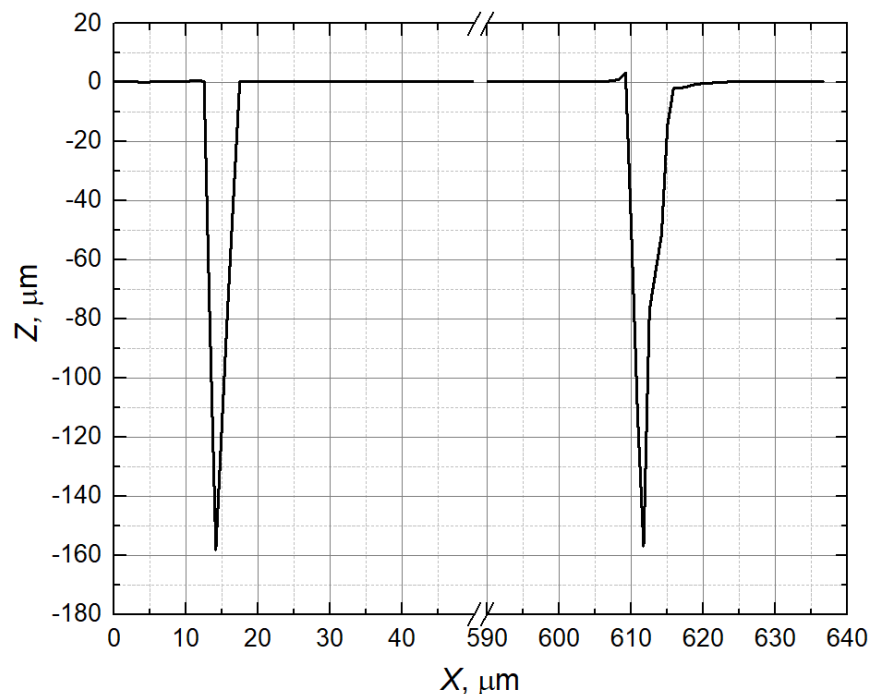
29 pav. Vidutinės ėsdinimo spartos priklausomybė nuo impulso energijos, esant skirtingoms lazerinio impulso trukmėms, po 180 min. ėsdinimo a) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 1$ mm/s, b) 1 harmonika, skenavimo sparta $v = 3$ mm/s, c) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 1$ mm/s, d) 2 harmonika, skenavimo sparta $v = 3$ mm/s

Iš 29 pav. pateiktų priklausomybių svarbu išskirti didžiausią vidutinę ėsdinimo spartą. Ji pasiekama naudojant antrosios harmonikos spinduliuotę, kuomet impulso energija 1,5 μJ , skenavimo sparta 1 mm/s o impulso trukmė – 500 fs. Vidutinė ėsdinimo sparta tuomet lygi 0,77 $\mu\text{m}/\text{min}$.

Svarbu pastebėti, jog didžiausios ėsdinimo spartos visais atvejais pasiekiamos naudojant ilgiausią impulso trukmę – 500 fs. Vidutinis skirtumas tarp maksimalių ėsdinimo spartų, naudojant ilgiausią ir trumpiausią lazerinius impulsus, yra 0,07 $\mu\text{m}/\text{min}$.

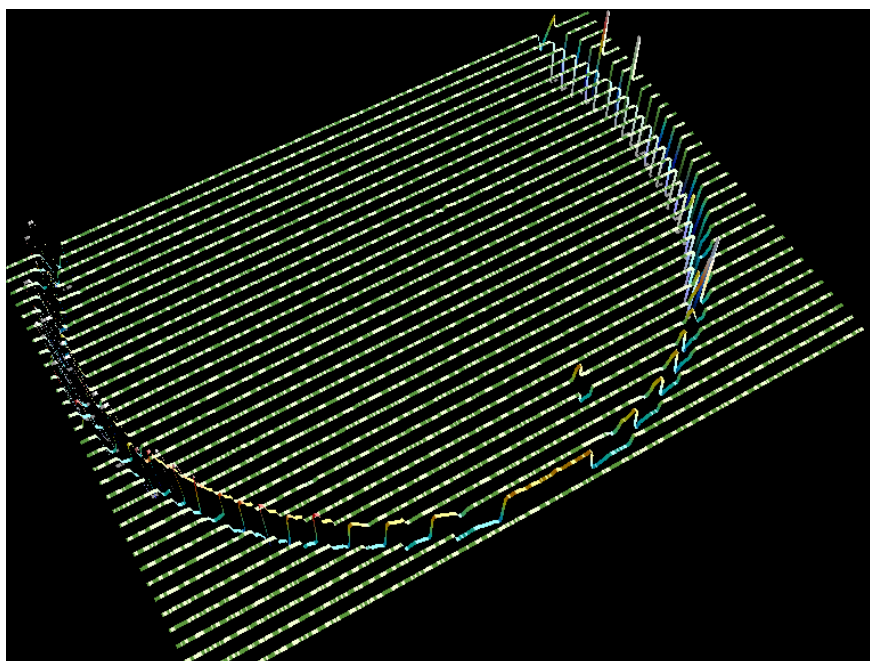
3.7. ĖSDINTOS ZONOS PROFILIO MATAVIMAS

Naudojant optinį profilometrą bei siekiant išsiaiškinti ėsdinamo kanalo profilį, išmatuojamas modifikuoto ir išėsdino apskritimo profilis. 30 pav. pateikto profilio modifikavimo parametrai – 1030 nm, 1 μ J energija bei 1 mm/s skenavimo sparta. Kristalas ėsdintas 90 min.



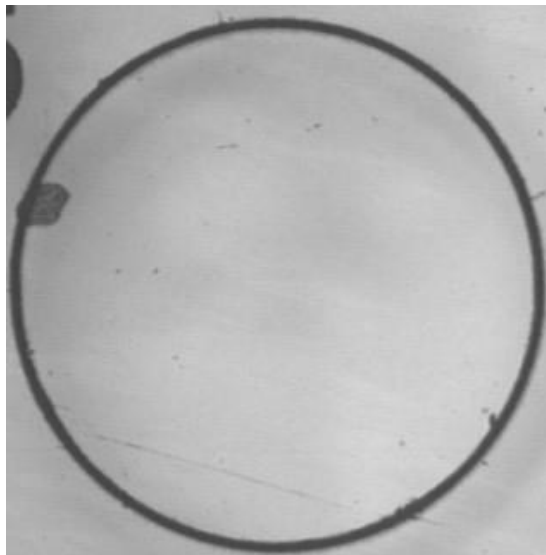
30 pav. Ėsdinamo kanalo profilis, kai $\lambda = 1030$ nm, $E = 1\mu$ J, skenavimo sparta 1 mm/s, ėsdinta 90 min

Taip pat išmatuojama modifikuoto bei ėsdinto kristale esančio apskritimo paviršiaus topografija. Ji pateikiama 31 pav.



31 pav. Modifikuoto bei ėsdinto kristale esančio apskritimo paviršiaus topografija

Pažvelgus į modifikuotas zonas pro mikroskopą galime pastebėti, jog naudojant didesnes nei $2,5 \mu\text{J}$ energijas bei ilgesnius nei 500 fs lazerinius impulsus, yra dalinai pažeidžiamas kristalas. Modifikuota zona suskilinėja, suprastėja struktūros kokybė, palyginus su atveju, kuomet lazerinė modifikacija atliekama mažesne impulso energija. Modifikuotų zonų pavyzdžiai pateikiami 32 pav.



a)



b)

32 pav. Ličio niobato kristale modifikuotų zonų nuotraukos, kai kristalas modifikuojamas a) $1 \mu\text{J}$ impulso energija ir b) $4 \mu\text{J}$

IŠVADOS

1. Atlikus kristalų modifikavimo femtosekundiniais impulsais bei cheminio ėsdinimo eksperimentus buvo nustatyta, jog modifikuojant -Z kristalo paviršių, mikrokanalų gylis, po 8 valandų ėsdinimo HF rūgštyje, yra daugiau nei 100 μm didesnis, lyginant su +Z modifikuojamu ir ėsdinamu paviršiumi.
2. Siekiant įvertinti geriausią mikrokanalėlių kokybę bei atsižvelgiant į modifikuojančio impulso energijas buvo pastebėta, jog 2,5 μJ impulso energija bei didesnė nei 500 fs impulso trukmė, net prie mažiausių skenavimo spartų, yra per didelė kokybiško mikrokanalėlio gamybai.
3. Nustatyta, jog optimaliausia impulso energija ličio niobato kristalo modifikavimui yra nuo 1,2 iki 1,5 μJ , kadangi esant didesnėms energijoms, modifikacijų gyliai pradeda mažėti.
4. Atliekant eksperimentus naudojant skirtingų poliarizacijų lazerinę spinduliuotę buvo pastebėta, jog didžiausios vidutinės ėsdinimo spartos pasiekiamos naudojant p poliarizaciją (0,65 $\mu\text{m}/\text{min}$) bei yra mažiausios, naudojant apskritiminę poliarizaciją (0,5 $\mu\text{m}/\text{min}$). Tą lemia tai, jog lazerinės modifikacijos metu susiformuoja netvarkingos nanogardelės, palyginus su tiesine poliarizacija.
5. Atliekant eksperimentus naudojant skirtingas lazerinių impulsų trukmes buvo pastebėta, jog didžiausios vidutinės ėsdinimo spartos pasiekiamos naudojant antrosios harmonikos, 500 fs impulso trukmės lazerinę spinduliuotę. Kai skenavimo trukmė mažiausia, sparta yra 0,77 $\mu\text{m}/\text{min}$. Taip nutinka todėl, kad prie ilgesnių impulso trukmių, vienetiniai nano – įtrūkimai formuojami lengviau, nei prie trumpesnių impulsų.
6. Nustatyta, jog optimaliausi modifikavimo parametrai yra - impulso energija $\sim 1,5 \mu\text{J}$, skenavimo sparta 1 mm/s, p poliarizacijos 2 harmonikos spinduliuotė, kai impulso trukmė 500 fs. Naudojant šiuos parametrus, pasiekiamą didžiausią vidutinę ėsdinimo spartą.. Taip pat nustatyta, jog beveik visais atvejais, mažiausia skenavimo sparta yra optimaliausia, nes medžiagoje suformuojamos kokybiškiausios nanogardelės.

LITERATŪRA

- [1] T. P. Dougherty, G. P. Wiederrecht and K. A. Nelson, Impulsive stimulated Raman scattering experiments in the polariton regime, *JOSA B* **9**(12), 2179-2189 (1992).
- [2] K. L. Yeh, M. C. Hoffmann, J. Hebling and K. A. Nelson, Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification, *Applied Physics letters* **90**(17), 171121 (2007).
- [3] Z. Fang, Y. Xu, M. Wang, L. Qiao, J. Lin, W. Fang and Y. Cheng, Monolithic integration of a lithium niobate microresonator with a free-standing waveguide using femtosecond laser assisted ion beam writing, *Scientific Reports* **7**(1), 1-6 (2017).
- [4] R. Wu, M. Wang, J. Xu, J. Qi, W. Chu, Z. Fang, J. Zhang, J. Zhou, L. Qiao, Z. Chai, et al., Long low-loss-litium niobate on insulator waveguides with sub-nanometer surface roughness, *Nanomaterials* **8**(11), 910 (2018).
- [5] C. Wang, M. Zhang, X. Chen, M. Bertrand, A. Shams – Ansari, S. Chandrasekhar, P. Winzer and M. Lončar, Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages, *Nature* **562**(7725), 101-104 (2018).
- [6] M. Li, J. Ling, Y. He, U. A. Javid, S. Xue and Q. Lin, Lithium niobate photonic-crystal electro-optic modulator, *Nature Communications* **11**(1), 1-8 (2020).
- [7] Y. Yao, J. Hou, H. Liu, A. Zhang, B. Liu, H. Zhang, J. Liu, Design of programmable multi-wavelength tunable filter on lithium niobate, *Results in Physics* **15**, 102741 (2019).
- [8] B. Zhang, L. Li, L. Wang and F. Chen, Second harmonic generation in femtosecond laser written lithium niobate waveguides based on birefringent phase matching, *Optical Materials* **107**, 110075 (2020).
- [9] Z. Yu, Y. Tong, H. K. Tsang and X. Sun, High-dimensional communication on etchless lithium niobate platform with photonic bound states in the continuum, *Nature communications* **11**(1), 1-9 (2020).
- [10] M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams – Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn and M. Lončar, Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator, *Nature* **568**(7752), 373-377 (2019).
- [11] P. Chen, C. Wang, D. Wei, Y. Hu, X. Xu, J. Li, D. Wu, J. Ma, S. Ji, L. Zhang, et al., Quasi-phase-matching-division multiplexing holography in a three-dimensional nonlinear photonic crystal, *Light: Science & Applications* **10**(1), 1-7 (2021).

- [12] F. Lenzini, J. Janousek, O. Thearle, M. Villa, B. Haylock, S. Kasture, L. Cui, H. P. Han, D. V. Dao, H. Yonezawa, et al., Integrated photonic platform for quantum information with continuous variables, *Science advances* **4**(12), eaat9331 (2018).
- [13] M. Bazzan and C. Sada, Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications, *Applied Physics Reviews* **2**(4), 040603 (2015).
- [14] V. Stankevič and G. Račiukaitis, Formation of rectangular channels in fused silica by laser-induced chemical etching, *Lithuanian Journal of Physics* **54**(3), 136-141 (2014).
- [15] X. Q. Liu, B. F. Bai, Q. D. Chen and H. B. Sun, Etching-assisted femtosecond laser modification of hard materials, *Opto-Electronic Advances* **2**(9), 09190021 (2019).
- [16] I. S. Kang, J. S. Kim, M. C. Kang, K.Y. Lee, Tool condition and machined surface monitoring for micro-lens array fabrication in mechanical machining, *Journal of materials processing technology* **201**(1-3), 585-589 (2008).
- [17] A. Toros, M. Kiss, T. Graziosi, H. Sattari, P. Gallo and N. Quack, Precision micro-mechanical components in single crystal diamond by deep reactive ion etching, *Microsystems & nanoengineering* **4**(1), 1-8 (2018).
- [18] R. Welch, D. Hobbis, G. Nolas, S. LeBlanc, Meso-, micro-, and nano-structures induced in bismuth telluride thermoelectric materials by laser additive manufacturing, *Energy Harvesting and Storage: Materials, Devices, and Applications X*, Vol 11387 (International Society for Optics and Photonics, 2020) pp. 1138710.
- [19] D. Serien and K. Sugioka, Fabrication of three-dimensional proteinaceous micro- and nano-structures by femtosecond laser cross-linking, *Opto-Electronic Advances* **1**(4), 180008-1 (2018).
- [20] L. Jonušauskas, T. Baravykas, T. Tičkūnas, A. Butkutė, T. Gadišauskas and D. Andrijev, Femtosecond Laser-Enabled Hybrid Additive-Subtractive 3D Manufacturing of Highly Articulated Micromechanical Structures, *Advanced Solid State Lasers* (Optical Society of America, 2019), pp JM5A-45.
- [21] J. Lin, Y. Xu, Z. Fang, M. Wang, J. Song, N. Wang, L. Qiao, W. Fang and Y. Cheng, Fabrication of high-Q lithium niobate microresonators using femtosecond laser micromachining, *Scientific reports* **5**(1), 1-4 (2015).

- [22] P. Sivarajah, Chemically assisted femtosecond laser machining for applications in LiNbO₃ and LiTaO₃, *Applied Physics A* **112**(3), 615-622 (2013).
- [23] M. Gželka, Ličio niobato kristalų mikroapdirbimas chemiškai išdinant ultratrumpaisiais impulsais modifikuotas sritis, PhD Thesis, Vilniaus universitetas (2018).
- [24] P. Smaliukas, Mikrokaurių formavimas ličio niobato kristalo plokštelėse mikrokaurių sritis modifikuojant femtosekundiniais lazerio impulsais ir chemiškai išdinant, Bakalauro darbas, Vilniaus universitetas (2019).
- [25] O. Balachninaite, A. Bargelis, A. Demetjev, R. Jonušas, G. Račiukaitis and V. Sirutkaitis, *Lazerinė technologija* (Vilniaus universiteto leidykla, 2008).
- [26] A. Miotello and P. M. Osi, *Laser-surface interactions for new materials production* (Springer, 2010).
- [27] F. He, Y. Liao, J. Lin, J. Song, L. Qiao, Y. Cheng and K. Sugioka, Femtosecond laser fabrication of monolithically integrated microfluidic sensors in glass, *Sensors* **14**(10), 19402-19440 (2014).
- [28] F. Freytag, P. Booker, G. Corradi, S. Messerschmidt, A. Krampf and M. Imlau, Picosecond near-to-mid-infrared absorption of pulse-injected small polarons in magnesium doped lithium niobate, *Optical Materials Express* **8**(6), 1505-1514 (2018).
- [29] A. Gleizes, J. J. Gonzalez and P. Freton, Thermal plasma modelling, *Journal of Physics D: Applied Physics* **38**(9), R153-R183 (2005).
- [30] P. B. Corkum, F. Brunel, N. K. Sherman, T. Srinivasan – Rao, Thermal response of metals to ultrashort-pulse laser excitation, *Physical review letters* **61**(25), 2886 – 2889 (1988).
- [31] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs, *Applied physics letters* **64**(23), 3071-3073 (1994).
- [32] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur and S. K. Sundaram, Ultrafast laser processing of materials: a review, *Advances in Optics and Photonics* **7**(4), 684-712 (2015).
- [33] Chris Dorman and Matthias Schulze, Picosecond Micromachining Update: Unique fiber-based laser technology delivers high pulse energy and average power, *Laser Technik Journal* **5**(4), 44-47 (2008).

- [34] C. B. Schaffer, A. Brodeur and E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Measurement Science and Technology* **12**(11), 1784-1974 (2001).
- [35] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion and M. J. Withford, Investigation of ultrafast laser--photonic material interactions: challenges for directly written glass photonics, *IEEE journal of selected topics in quantum electronics* **14**(5), 1370-1381 (2008).
- [36] D. Tan, K. N. Sharafudeen, Y. Yue and J. Qiu, Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications, *Progress in Materials Science* **76**, 154-228 (2016).
- [37] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP* **20**(5), 1307-1314 (1965).
- [38] C. B. Schaffer, *Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials* (Harvard University, 2001).
- [39] C. B. Schaffer, N. Nishimura, E. N. Glezer, A. M. T. Kim and E. Mazur, Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds, *Optics express* **10**(3), 196-203 (2002).
- [40] M. Sakakura and M. Terazima, Initial temporal and spatial changes of the refractive index induced by focused femtosecond pulsed laser irradiation inside a glass, *Physical Review B* **71**(2), 024113 (2005).
- [41] Y. U. Peter and M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties* (Springer Science & Business Media, 2010).
- [42] N. Bloembergen, Laser-induced electric breakdown in solids, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **10**(3), 375-386 (1974).
- [43] M. Birnbaum, Semiconductor surface damage produced by ruby lasers, *Journal of Applied Physics* **36**(11), 3688-3689 (1965).
- [44] A. Siegman and P. Fauchet, Stimulated Wood's anomalies on laser-illuminated surfaces, *IEEE journal of quantum electronics* **22**(8), 1384-1403 (1986).
- [45] Z. Guosheng, P. M. Fauchet and A. E. Siegman, Growth of spontaneous periodic surface structures on solids during laser illumination, *Physical Review B* **26**(10), 5366 (1982).

- [46] A. Borowiec and H. K. Haugen, Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses, *Applied Physics Letters* **82**(25), 4462-4464 (2003).
- [47] N. Yasumaru, K. Miyazaki, and J. Kiuchi, Femtosecond-laser-induced nanostructure formed on hard thin films of TiN and DLC, *Applied Physics A* **76**(6), 983-985 (2003).
- [48] P. G. Kazansky, H. Inouye, T. Mitsuyu, K. Miura, J. Qiu, K. Hirao and F. Starrost, Anomalous anisotropic light scattering in Ge-doped silica glass, *Physical Review Letters* **82**(10), 2199-2202 (1999).
- [49] E. Bricchi, B. G. Klappauf and P. G. Kazansky, Form birefringence and negative index change created by femtosecond direct writing in transparent materials, *Optics letters* **29**(1), 119-212 (2004).
- [50] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu and K. Hirao, Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses, *Physical review letters* **91**(24), 247405 (2003).
- [51] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, P. P. Rajeev, D. M. Rayner, V. R. Bhardwaj and P. B. Corkum, Fabrication of microchannels in glass using focused femtosecond laser radiation and selective chemical etching, *Applied Physics A* **84**(1), 47-61 (2006).
- [52] Y. Liao, B. Zeng, L. Qiao, L. Liu, K. Sugioka, Y. Cheng, Threshold effect in femtosecond laser induced nanograting formation in glass: influence of the pulse duration, *Applied Physics A* **114**(1), 223-230 (2014).
- [53] M. E. B. Younes, D. C. Grégoire, and C. L. Chakrabarti, Vaporization and removal of silica for the direct analysis of geological materials by slurry sampling electrothermal vaporization-inductively coupled plasma-mass spectrometry, *Journal of Analytical Atomic Spectrometry* **14**(11), 1703-1708 (1999).
- [54] M. Lancry, B. Poumellec, J. Canning, K. Cook, J. C. Poulin and F. Brisset, Ultrafast nanoporous silica formation driven by femtosecond laser irradiation, *Laser & Photonics Reviews* **7**(6), 953-962 (2013).
- [55] R. Buschlinger, S. Nolte and U. Peschel, Self-organized pattern formation in laser-induced multiphoton ionization, *Physical Review B* **89**(18), 184306 (2014).
- [56] L. N. Gaier, M. Lein, M. I. Stockman, P. L. Knight, P. B. Corkum, M. Y. Ivanov and G. L. Yudin, Ultrafast multiphoton forest fires and fractals in clusters and dielectrics, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **37**(3), L57-L67 (2004).

- [57] M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky, T. Taylor and A. V. Kavokin, Exciton mediated self-organization in glass driven by ultrashort light pulses, *Applied Physics Letters* **101**(5), 053120 (2012).
- [58] G. Malpuech, A. Kavokin, and G. Panzarini, Propagation of exciton polaritons in inhomogeneous semiconductor films, *Physical Review B* **60**(24), 16788 (1999).
- [59] L. Shah, A. Y. Arai, S. M. Eaton and P. R. Herman, Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate, *Optics express* **13**(6), 1999-2006 (2005).
- [60] T. Q. Jia, H. X. Chen, M. Huang, F. L. Zhao, X. X. Li, S. Z. Xu, H. Y. Sun, D. H. Feng, C. B. Li, X. F. Wang, et al., Ultraviolet-infrared femtosecond laser-induced damage in fused silica and CaF₂ crystals, *Physical Review B* **73**(5), 054105 (2006).
- [61] A. Dostovalov, S. Babin, M. Dubov, M. Baregheh and V. Mezentsev, Comparative numerical study of energy deposition in femtosecond laser microfabrication with fundamental and second harmonics of Yb-doped laser, *Laser Physics* **22**(5), 930-936 (2012).
- [62] A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz, Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Physical Review B* **71**(12), 125435 (2005).
- [63] A. A. Ballman, Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique, *Journal of the American Ceramic Society* **48**(2), 112-113 (1965).
- [64] S. Sanna, and W. G. Schmidt, LiNbO₃ surfaces from a microscopic perspective, *Journal of Physics: Condensed Matter* **29**(41), 413001 (2017).
- [65] L. Arizmendi, Photonic applications of lithium niobate crystals, *physica status solidi (a)* **201**(2), 253-283 (2004).
- [66] B. I. Sturman and V. M. Fridkin, *The photovoltaic and photorefractive effects in noncentrosymmetric materials* (Routledge, 2021).
- [67] F. S. Chen, Optically induced change of refractive indices in LiNbO₃ and LiTaO₃, *Journal of applied physics* **40**(8), 3389-3396 (1969).
- [68] L. Arizmendi and F. Agulló-López, LiNbO₃: A paradigm for photorefractive materials, *MRS Bulletin* **19**(3), 32-38 (1994).
- [69] T. R. Volk, V. I. Pryalkin, and N. M. Rubinina, Optical-damage-resistant LiNbO₃: Zn crystal, *Optics letters* **15**(18), 996-998 (1990).

- [70] T. Volk, N. Rubina and M. Wöhlecke, Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate, *JOSA B* **11**(9), 1681-1687 (1994).
- [71] S. Juodkasis, V. Mizeikis, S. Matsuo, K. Ueno and H. Misawa, Three-dimensional micro-and nano-structuring of materials by tightly focused laser radiation, *Bulletin of the Chemical Society of Japan* **81**(4), 411-448 (2008).
- [72] A. Marcinkevičius, S. Juodkasis, M. Watanabe, M. Miwa, S. Matsuo, H. Misawa and J. Nishii, Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica, *Optics Letters* **26**(5), 277-279 (2001).
- [73] J. Gottmann, M. Hermans, N. Repiev and J. Ortmann, Selective laser-induced etching of 3D precision quartz glass components for microfluidic applications—up-scaling of complexity and speed, *Micromachines* **8**(4), 110 (2017).
- [74] S. Juodkasis, K. Nishimura, H. Misawa, T. Ebisui, R. Waki, S. Matsuo and T. Okada, Control over the crystalline state of sapphire, *Advanced Materials* **18**(11), 1361-1364 (2006).
- [75] J. G. Speight, *Industrial inorganic chemistry, Environmental inorganic chemistry for engineers*, 111-169 (2017).
- [76] I. E. Barry, G. W. Ross, P. G. R. Smith, R. W. Eason and G. Cook, Microstructuring of lithium niobate using differential etch-rate between inverted and non-inverted ferroelectric domains, *Materials Letters* **37**(4-5), 246-254 (1998).
- [77] C. L. Sones, S. Mailis, W. S. Brocklesby, R. W. Eason and J. R. Owen, Differential etch rates in z-cut LiNbO₃ for variable HF/HNO₃ concentrations, *Journal of Materials Chemistry* **12**(2), 295-298 (2002).
- [78] V. Gopalan and M. C. Gupta, Origin and characteristics of internal fields in LiNbO₃ crystals, *Ferroelectrics* **198**(1), 49-59 (1997).
- [79] „UAB Light Conversion“ lazerio „Pharos“ specifikacijų lapas. <https://lightcon.com/product/pharos-femtosecond-lasers/#specifications> (žiūrėta 2022-05-25)

Santrauka

Tomas Česnavičius

LIČIO NIOBATO KRISTALO PLOKŠTELIŲ MODIFIKUOTŲ FEMTOSEKUNDINIAIS IMPULSAIS ĖSDINIMO YPATUMŲ TYRIMAI

Viena dažniausiai fotonikoje sutinkamų medžiagų - ličio niobatas. Dėl išskirtinių cheminių savybių, tokių kaip didelis elektrooptinis, akustooptinis, pjezoelektrinis koeficientai, medžiaga panaudojama fotoninių kristalų bei optinių laikmenų gamyboje. Tokių prietaisų gamybai labai svarbus mikro bei nano struktūrų formavimas. Panaudojant femtosekundinius lazerinius impulsus bei atrankų cheminį ėsdinimą, atsiranda galimybės formuoti aukštos kokybės mikrokanalus stikluose bei kristaluose. Sujungus šiuos procesus, medžiaga išėsdinama tik lazerio modifikuotose zonose. Šių struktūrų ėsdinimas yra daugiau nei 60 kartų spartesnis, nei nemodifikuoto paviršiaus. Dėl plataus proceso pritaikymo sričių diapazono, atsiranda poreikis tobulinti šį metodą bei ieškoti optimaliausių parametų.

Šio darbo tikslas – ištirti skirtumus, kurie atsiranda modifikuojant ličio niobato kristalų plokšteles didelio pasikartojimo dažnio Yb:KGW femtosekundinio lazerio, pirmos ir antros harmonikos impulsais, naudojant skirtingos poliarizacijos (p, s, apskritiminė) bei impulsų trukmės spinduliuotę bei vėliau tas zonas ėsdinant tinkamais cheminiais ėsdikliais. Modifikuojančio lazerio impulsų parametrai yra keičiami siekiant nustatyti optimalias jų vertes, kurios gali užtikrinti didžiausią ėsdinimo greitį bei aukščiausią kokybę.

Atlikus tyrimą buvo nustatyta, jog optimaliausi modifikavimo parametrai yra - impulso energija $\sim 1,5 \mu\text{J}$, skenavimo sparta $\sim 1,5 \text{ mm/s}$, p poliarizacijos 1 harmonikos spinduliuotė, kai impulso trukmė 500 fs. Naudojant šiuos parametrus, pasiekama didžiausia vidutinė ėsdinimo sparta. Taip pat nustatyta, jog beveik visais atvejais, mažiausia skenavimo sparta yra optimaliausia, nes medžiagoje suformuojamos kokybiškiausios nanogardelės.

Summary

Tomas Česnavičius

INVESTIGATION OF FEMTOSECOND LASER MODIFIED AND CHEMICALLY ETCHED LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

One of the most common substances in photonics is lithium niobate. Due to its exceptional chemical properties, such as high electro-optical, acousto-optical, piezoelectric coefficients, the material is used in the production of photonic crystals and optical media. The formation of micro and nano structures is very important for the production of such devices. By using femtosecond laser pulses and selective chemical etching, it is possible to form high-quality microchannels in glasses and crystals. When these processes are combined, the material is etched only in the laser-modified areas. The etching of these structures is more than 60 times faster than that of an unmodified surface. Due to the wide range of application areas of the process, there is a need to improve this method and to look for the most optimal parameters.

The aim of this work is to investigate the differences when the plates of lithium niobate are modified using high repetition rate Yb: KGW femtosecond laser using its first and second harmonic pulses, different polarizations (p, s, circular) and pulse durations and then etching those zones with suitable chemical etchants. The parameters of the modifying laser pulses are changed to determine their optimal values, which can ensure the highest etching speed and the highest quality.

After the study was done it was determined that the optimal modification parameters are: 1,5 μJ pulse energy, scanning speed 1,5 mm/s, *p* polarization, 1st harmonic radiation with a pulse duration of 500 fs. Using these parameters, the highest average etching rate is achieved. It has also been found that in almost all cases, the lowest scanning speed is optimal because the highest quality nano structures are formed in the material.