

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Paulius Kniukšta

**PAVIRŠINIAI DIFRAKCINIAI OPTINIAI ELEMENTAI IR JŲ FORMAVIMAS ANT
SKAIDRIŲ DIELEKTRIKŲ ULTRATRUMPAISIAIS UV LAZERIO IMPULSAIS**

MAGISTRANTŪROS STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas	Paulius Kniukšta
Leista ginti	2026-05-22
Darbo vadovas	prof. dr. Domas Paipulas
Darbo recenzentas	dr. Mindaugas Gedvilas
Centro direktorė	dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	4
1. Teorinis įvadas	5
1.1. Difrakciniai optiniai elementai	5
1.2. Kompiuteriu generuotos hologramos ir IFTA algoritmas	5
1.3. Difrakcinių optinių elementų gamybos metodai	7
1.3.1. Fotolitografija ir cheminis ėsdinimas	7
1.3.2. Elektronų pluošto litografija	8
1.3.3. Mechaninis mikroapdirbimas	8
1.3.4. Tiesioginis lazerinis rašymas	9
1.4. Šviesos sugerties mechanizmai	10
1.4.1. Netiesinės sugerties mechanizmai	10
1.4.2. Tiesinės sugerties mechanizmas	12
1.5. Lazerinė abliacija	12
1.5.1. Ilgų impulsų lazerinė abliacija	13
1.5.2. Ultratrumpų impulsų lazerinė abliacija	13
1.6. Cheminis stiklo ėsdinimas	14
2. Eksperimento metodika	17
2.1. Eksperimente naudota įranga	17
2.2. Hologramų įrašymo algoritmas	18
2.3. DOE optinio efektyvumo matavimas	20
2.4. Lazeriu išabliuotų kraterių cheminis ėsdinimas	20
2.5. Paviršiaus šiurkštumas	22
2.6. Paviršiaus morfologijos charakterizavimas ir duomenų analizė	24
2.6.1. Automatizuotas topografinių duomenų apdorojimo algoritmas	25
3. Rezultatai ir jų aptarimas	26
3.1. Parametrinė analizė skirtingoms medžiagoms	26
3.1.1. Abliacijos slenksčių analizė	26
3.1.2. Kraterių gylgio evoliucija	27
3.1.3. Kraterių skersmens evoliucija	27
3.1.4. Išvados difrakcinių optinių elementų (DOE) gamybai	29
3.1.5. Lazerinė abliacija ant kristalinės struktūros medžiagos	30
3.2. Kraterių gylgio jautrumo ir stabilumo analizė	30
3.3. Cheminio ėsdinimo įtaka kraterių morfologijai	32
3.4. Difrakcinių optinių elementų įrašymas naudojant galvanometrinių skenerių	37
3.5. Difrakcinių optinių elementų efektyvumo optimizavimas	40
3.6. Įvairių difrakcinių elementų realizavimas	43

Išvados	46
Literatūra	47
Aprobacija	51

Įvadas

Pastaraisiais dešimtmečiais difrakciniai optiniai elementai (DOE) tapo neatsiejama moderniosios fotonikos dalimi, leidžiančia preciziškai valdyti šviesos amplitudę ir fazę bei formuoti sudėtingus intensyvumo skirstinius. Nors dinaminiai erdviniai šviesos modulatoriai (angl. *SLM – Spatial Light Modulators*) yra plačiai naudojami laboratorinėse sąlygose, jų pritaikomumą pramonėje ir didelės galios lazerinėse sistemose riboja žemas pažeidimo slenkstis. Dėl šios priežasties statiniai, ant skaidrių dielektrikų (stiklo, kristalų) suformuoti faziniai DOE išlieka nepakeičiami.

Šiuo metu pramoninė tokių elementų gamyba dažniausiai remiasi litografijos metodais, kurie, nors ir užtikrina aukštą raišką, tačiau yra brangūs, reikalauja daugiažingsnio bandinio paruošimo bei specifinių kaukių. Kaip alternatyvą, tiesioginis lazerinis rašymas (angl. *Direct Laser Writing*) siūlo lankstesnį ir greitesnį gamybos būdą. Ilgą laiką paviršinis skaidrių medžiagų mikroapdirbimas buvo laikomas itin sudėtingu uždaviniu, nes lazerinės abliacijos metu inicijuojami destruktivūs procesai – mikrotrūkiai, nanogardelių formavimasis bei abliacijos šiukšlių nusėdimas – stipriai degraduodavo paviršiaus kokybę. Dėl šių priežasčių tyrėjai, naudodami lazerinį rašymą, didžiausią dėmesį skyrė DOE formavimui medžiagos tūryje, modifikuojant lūžio rodiklį. Nors šis metodas leidžia išvengti sunkiai kontroliuojamo paviršiaus apdirbimo problemos, jis reikalauja šimtų sluoksnių formavimo medžiagos tūryje, o gamybos procesas trunka valandas.

Situacija iš esmės pasikeitė atsiradus ultravioletiniams (UV) femtosekundiniams lazeriams. Ultratrumpi UV impulsai leidžia abliuoti skaidrių medžiagų paviršių tokiu tikslumu, kurį yra labai sunku arba visiškai neįmanoma naudojant ilgesnių bangos ilgių ar ilgesnės trukmės impulsų lazerius. Šis technologinis pranašumas suteikia galimybę formuoti mikrometrinius kraterius ir kontroliuoti jų gylį dešimčių nanometrų tikslumu, kas yra esminė sąlyga gaminant aukštos optinės kokybės paviršinius difrakcinius elementus.

Šio darbo tikslas — ištirti paviršinių difrakcinių optinių elementų formavimo procesą ant skaidrių dielektrikų naudojant ultratrumpuosius UV lazerio impulsus, derinant lazerinę abliaciją su terminiu atkaitinimu, bei įvertinti cheminio postapdirbimo galimybes.

Darbo uždaviniai:

1. Ištirti skirtingų dielektrinių medžiagų (silikatinio stiklo, BK7, lydyto kvarco ir organinio stiklo) abliacijos slenksčius ir nustatyti stabilias abliacijos gylio kontrolės sritis.
2. Realizuoti greitą keturių fazės lygių DOE įrašymą naudojant galvanometrinių skenerių.
3. Įvertinti kraterių persiklojimo įtaką, bei ištirti terminio atkaitinimo poveikį difrakcinių optinių elementų efektyvumui.
4. Įvertinti cheminio ėsdinimo vandenilio fluorida (HF) rūgštyje įtaką kraterių morfologijai, paviršiaus šiurkštumui ir formos transformacijai.

1. Teorinis įvadas

1.1. Difrakciniai optiniai elementai

Difrakciniai optiniai elementai (DOE) – tai mikrostruktūrizuoti optiniai komponentai, skirti preciziškai valdyti šviesos bangos sklaidimą, formą ir intensyvumo skirstinį. Skirtingai nei tradicinė optika, kuri paremta bangos lūžiu (pvz., klasikiniai lęšiai ar prizmės), DOE veikimo principas remiasi šviesos bangų difrakcijos ir interferencijos reiškiniais [1].

Fizikiniu požiūriu DOE paviršiuje suformuojamas reljefas, kurio matmenys (gylis ir periodas) yra artimi krintančios šviesos bangos ilgiui (λ). Toks reljefas sukuria skirtingą optinio kelio ilgį skirtingose krintančios bangos fronto dalyse. Praėjusi pro tokį elementą, šviesos banga yra išsklaidoma į daugelį antrinių bangų, kurios laisvoje erdvėje interferuoja tarpusavyje. Tinkamai parinkus paviršiaus reljefo parametrus, galima pasiekti konstruktyvią interferenciją norimose erdvės vietose ir destruktyvią visur kitur, taip suformuojant pageidaujamą šviesos lauko pasiskirstymą. Fiziškai šis procesas yra valdomas erdvėje moduluojant krintančios bangos fazę. Kadangi elektromagnetinės bangos fazė yra periodinė funkcija, difrakciniuose elementuose fazės vėlinimas paprastai yra realizuojamas intervale nuo 0 iki 2π . Optinio kelio ilgio prasme, pilnas 2π fazės poslinkis atitinka tiksliai vieno krintančios šviesos bangos ilgio (λ) optinio kelio skirtumą tarp bangų, sklindančių per skirtingo storio dielektriko sluoksnius. Dėl šios priežasties maksimalus paviršinio reljefo gylis, reikalingas pilnam bangos fronto valdymui, yra tiesiogiai susietas su medžiagos lūžio rodikliu ir dažniausiai neviršija paties bangos ilgio.

Pagrindinis DOE privalumas – galimybė realizuoti optines funkcijas, kurios tradicinei optikai yra sunkiai pasiekiamos arba išvis neįmanomos. Pavyzdžiui, DOE gali padalinti vieną lazerio pluoštą į tūkstančius atskirų pluoštelių, suformuoti tolygaus intensyvumo stačiakampį pluoštą (angl. *top-hat*) arba atkurti sudėtingus dvimačius ir trimačius vaizdus. Be to, šie elementai yra plokšti ir itin lengvi, todėl plačiai taikomi lazeriniame medžiagų apdirbime, optinėse komunikacijose bei jutiklių sistemose [1].

Paprastų difrakcinių elementų, tokių kaip difrakcinė gardelė ar Frenelio lęšis, fazės profiliai gali būti apskaičiuojami analitiškai. Tačiau norint suformuoti laisvos formos, asimetrinius ar kitus sudėtingus intensyvumo skirstinius, analitinių sprendimų nepakanka. Tokiais atvejais pereinama prie skaitmeninių skaičiavimo metodų, o patys elementai vadinami kompiuteriu generuotomis hologramomis.

1.2. Kompiuteriu generuotos hologramos ir IFTA algoritmas

Kompiuteriu generuotos hologramos (KGH, angl. *Computer-Generated Holograms* – CGH) – tai skaitmeniniu būdu sumodeliuoti difrakciniai optiniai elementai, leidžiantys formuoti sudėtingus šviesos intensyvumo skirstinius tolimajame lauke [2]. Skirtingai nei amplitudinės hologramos, kurios blokuoja dalį krintančios šviesos ir dėl to patiria energijos nuostolius, KGH dažniausiai realizuojamos kaip faziniai elementai, dar vadinami kinoformomis (angl. *kinofoms*). Tokių elementų amplitudinis pralaidumas visame plote teoriškai yra lygus vienetui, o norimas šviesos pasiskirsty-

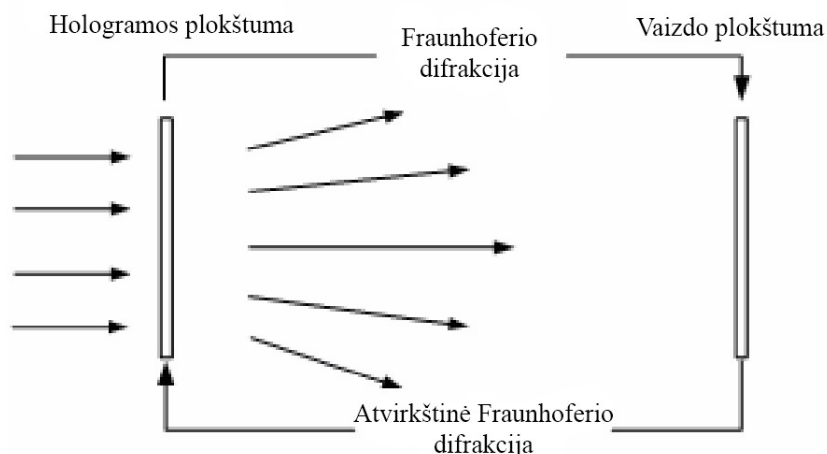
mas gaunamas erdviškai moduliuojant tik krintančios bangos fazę. Kompiuteriu generuotos hologramos tikslas – nustatyti optimalią fazės funkciją, reikalingą norimam difrakciniam vaizdui sukurti.

Remiantis šviesos difrakcijos teorija, erdvinį šviesos sklidimą galima skirstyti į Frenelio ir Fraunhoferio difrakciją. Frenelio difrakcija vertinama esant baigtiniam atstumui tarp optinio elemento ir stebimos plokštumos (artimajame lauke). Tuo tarpu Fraunhoferio difrakcija aprašo šviesos sklidimą į begalybę (tolimajį lauką), o matematiškai ši sistema gali būti modeliuojama taikant Furjė transformaciją [3]. Kadangi KGH dažniausiai projektuojamos veikti Fraunhoferio zonoje, jų fazės žemėlapių skaičiavimui plačiausiai taikomas iteratyvus Furjė transformacijos algoritmas (angl. *IFTA – Iterative Fourier Transform Algorithm*).

IFTA algoritmo esmė – iteratyviai skaičiuoti bangos fronto sklidimą tarp hologramos plokštumos ir norimo šviesos intensyvumo vaizdo plokštumos. Perėjimas tarp šių plokštumų atliekamas pasinaudojant tiesiogine ir atvirkštine greitąja Furjė transformacija (žr. 1 pav.). Skaičiavimų metu taikomos dvi pagrindinės apribojimų sąlygos:

- **Hologramos plokštumoje:** apribojama amplitudė. Daroma prielaida, kad krintanti banga turi tolygų amplitudės skirstinį (apšviečiama vienalyte plokščiąja banga), todėl po atvirkštinės transformacijos pakoreguojama tik elemento fazė.
- **Vaizdo plokštumoje:** apribojamas intensyvumas. Fiksuojamas iš anksto užduotas norimas šviesos intensyvumo pasiskirstymas (amplitudė), o fazė paliekama laisva.

Po kiekvienos iteracijos banga yra perduodama tarp plokštumų, o amplitudės profiliai koreguojami pagal minėtus apribojimus, kol gaunamas reikiamas vaizdas su minimalia paklaida.



1 pav. IFTA algoritmo veikimo principas [4]

Sėkmingai pritaikius IFTA algoritmą, sugeneruojamas skaitmeninis fazės žemėlapis (žr. 2 pav.). Dažniausiai šis tolydus fazės profilis yra diskretizuojamas į baigtinį lygmenų skaičių (pavyzdžiui, 4, 8 ar 16 lygių laiptelius), siekiant supaprastinti fizinę gamybą.



2 pav. Skaitmeninio difrakcinio elemento fazės pasiskirstymas (kairėje) ir jį atitinkantis kvadratinės formos Fraunhoferio lauko pasiskirstymas (dešinėje) [5]

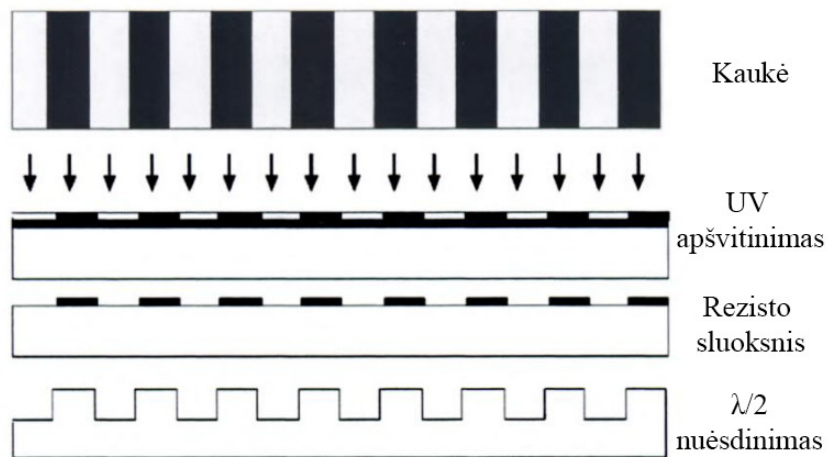
Norint, kad šis teorinis fazės skirstinys veiktų realybėje, jį būtina perkelti ant fizinės medžiagos paviršiaus, suformuojant atitinkamų gylių reljefą. Praktikoje tam pasitelkiami įvairūs mikro ir nanostruktūrizavimo metodai, kurie tiesiogiai nulemia pagaminto difrakcinio elemento optinę kokybę, atsparumą bei gamybos spartą. Toliau bus aptariami pagrindiniai DOE įrašymo būdai ir jų technologiniai ypatumai.

1.3. Difrakcinių optinių elementų gamybos metodai

Norint, kad kompiuteriu sugeneruotas teorinis fazės skirstinys veiktų realybėje, jį būtina perkelti ant medžiagos paviršiaus, suformuojant atitinkamų gylių reljefą. Šiuolaikinėje optikoje tam pasitelkiami įvairūs mikro ir nanostruktūrizavimo metodai, kurių kiekvienas pasižymi savais privalumais ir apribojimais rezoliucijos, gamybos greičio bei kainos atžvilgiu [6]. Pagrindinės difrakcinių optinių elementų (DOE) gamybos technologijos apima fotolitografiją, elektronų pluošto litografiją, mechaninį mikroapdirbimą bei tiesioginį lazerinį rašymą.

1.3.1. Fotolitografija ir cheminis ėsdinimas

Fotolitografija, perimta iš puslaidininkių pramonės, išlieka vienu plačiausiai naudojamų metodų didelio tikslumo DOE gamyboje [6]. Formuojant binarinį (dviejų fazės lygių) elementą, ant bandinio užnešamas plonas fotorezisto sluoksnis, ant kurio uždedama optinė kaukė, sudaryta iš skaidrių ir neskaidrių segmentų. Bandinį apšvitinus ultravioletine spinduliuote, atvirų zonų rezistas fotochemiškai modifikuojamas ir vėliau pašalinamas. Likęs rezisto raštas veikia kaip apsauginis sluoksnis cheminio ar plazminio ėsdinimo metu. Substratas ėsdinamas iki tokio gylio, kad krintančiai spinduliuotei sukuriama optinio kelio skirtumas atitiktų pusę bangos ilgio (π fazės poslinkį) (žr. 3 pav.).



3 pav. Binarinio difrakcinio elemento gamybos principas fotolitografijos būdu [7]

Sudėtingesnių, keturių ar daugiau fazės lygių kinoformų gamybai taikoma kelių žingsnių litografija, reikalaujanti kelių skirtingų kaukių ir itin tikslaus jų centravimo, arba pilkumo lygmenų (angl. *gray-scale*) litografija [7]. Nors litografiniai metodai leidžia pasiekti mažesnę nei 100 nm erdvinę skyrą, šis daugiapakopis procesas yra brangus, lėtas ir reikalauja specifinių kaukių gamybos kiekvienam naujam elementui.

1.3.2. Elektronų pluošto litografija

Siekiant išvengti fotokaukių gamybos apribojimų ir pasiekti dar aukštesnę erdvinę skyrą, KGH gamyboje dažnai pasitelkiama elektronų pluošto litografija (angl. *Electron Beam Lithography*). Šio proceso metu raštas formuojamas ne apšviečiant visą paviršių per kaukę, o tiesiogiai skenuojant sufokusuotą elektronų pluoštą per elektronams jautrų rezisto sluoksnį [6].

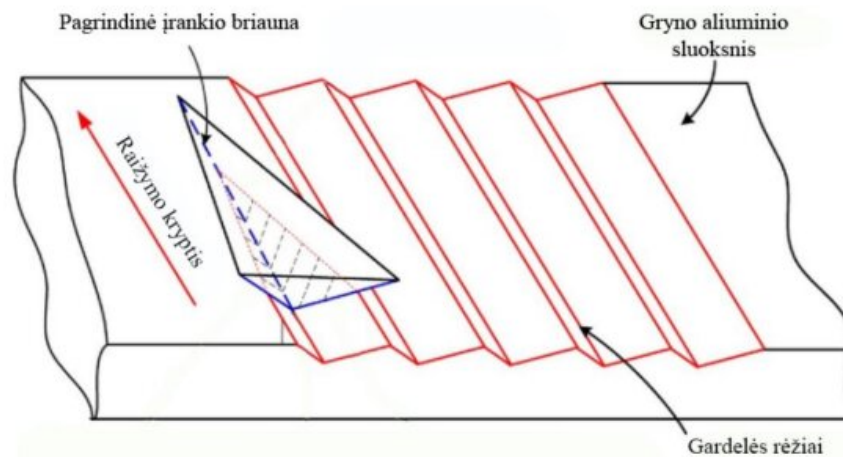
Kadangi elektronų de Broilio bangos ilgis yra itin mažas, elektronų pluošto litografija leidžia išvengti optinės difrakcijos ribojimų ir suformuoti nanometrinių tikslumo reljefus su stačiomis sienelėmis. Nors šis metodas užtikrina nepriekaištingą optinę kokybę, dėl pikselio po pikselio skenavimo principo elektronų pluošto litografijos procesas yra itin lėtas ir brangus. Dažniausiai jis taikomas tik pavienių etaloninių elementų gamybai, kurie vėliau replikuojami masinėje gamyboje taikant nanoįspaudimo (angl. *nanoimprint*) metodus.

1.3.3. Mechaninis mikroapdirbimas

Mechaninis mikroapdirbimas – tai metodas, kai paviršiaus reljefas formuojamas tiesiogiai šalinant medžiagą preciziniais mechaniniais įrankiais, dažniausiai taikant deimantinį tekinimą arba mikroraižymą (žr. 4 pav.). Šiuo metodu stiklo ar metalo paviršiaus aukštis keičiamas iš anksto užkoduota trajektorija, tiesiogiai atkartojant apskaičiuotą hologramos fazės žemėlapi [8].

Šis metodas pasižymi itin aukštu vertikaliu tikslumu ir leidžia išgauti optiškai švarų, glotnų reljefą. Jis ypač tinkamas ištisinio reljefo elementams (pvz., ešelinėms gardelėms ar Frenelio lęšiams) bei nedidelių serijų prototipavimui. Tačiau mechaninis raižymas turi du esminius trūkumus: procesas yra itin lėtas dideliems plotams, o dėl baigtinio deimantinio įrankio spindulio neįmanoma

suformuoti fazinių laiptelių, kurie būtini optimaliam KGH veikimui.

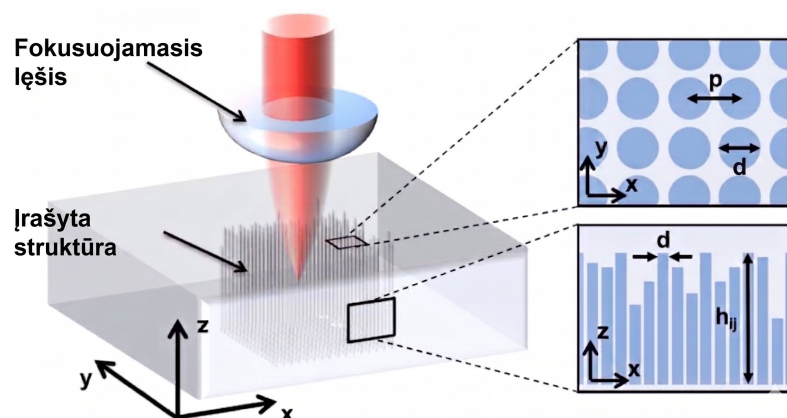


4 pav. Mechaninio raizymo metodo schema [8]

1.3.4. Tiesioginis lazerinis rašymas

Įvertinus tradicinių metodų trūkumus (kaukių poreikį, brangumą ir geometrinius ribojimus), vis didesnę dėmesį pritraukia tiesioginis lazerinis rašymas (angl. *Direct Laser Writing, DLW*). Tai lankstus, kaukių nereikalaujantis metodas, leidžiantis formuoti mikrodarinius tiesiogiai keičiant medžiagos savybes fokusuotu lazerio pluoštu [6]. Tobulėjant ultratrumpųjų impulsų lazeriams, darinius tapo įmanoma formuoti ir kietose skaidriose medžiagose, taikant tūrinį arba paviršinį reljefo formavimą.

Tūrinis KGH įrašymas realizuojamas medžiagos viduje suformuojant išilginių modifikacijų masę (žr. 5 pav.). Kiekviena lazeriu indukuota lūžio rodiklio modifikacija veikia kaip fazinis pikselis, kurio sukuriama fazės poslinkis priklauso nuo jo ilgio Z ašyje. Siekiant išvengti krintančio pluošto sklaidos nuo jau įrašytų struktūrų, reljefas formuojamas tolygiai skenuojant bandinį iš apačios į viršų. Nors tokie elementai yra apsaugoti nuo aplinkos poveikio ir pasižymi aukštu difrakciniu efektyvumu [9], metodas turi kritinį trūkumą – itin ilgą gamybos trukmę. Kadangi kiekvienas pikselis formuojamas atskirai lėtai skenuojant Z ašimi, nedidelio (384×384 pikselių) masyvo įrašymas gali trukti net 28 valandas [9].



5 pav. Įrašytos KGH struktūros skaidrios medžiagos tūryje, sudarytos iš išilginių modifikacijų masyvo su kintamu aukščio profiliu h_{ij} [9]

Siekant išvengti šio laiko ribojimo, šiame darbe koncentruojamasi į kur kas našesnį metodą – tiesioginį paviršinių difrakcinių elementų formavimą. Paviršinė femtosekundinė abliacija leidžia sukurti KGH fazinius laiptelius vos per keliasdešimt sekundžių, tačiau pagrindinis iššūkis išlieka itin jautri gylio kontrolė ir morfologinis tolygumas. Norint kontroliuoti šį procesą skaidriuose dielektrikuose, tolesniuose skyriuose išsamiai aptariami šviesos sugerties mechanizmai bei lazerinės abliacijos fizika.

1.4. Šviesos sugerties mechanizmai

Lazerinė spinduliuotė, ypač femtosekundinių impulsų diapazone, suteikia galimybę itin tiksliai pašalinti medžiagą formuojant mažų matmenų kraterius. Tokia abliacija įmanoma tik tada, kai fotonų energija (arba jų kolektyvinė, netiesinė sąveika) sukuria pakankamai laisvųjų krūvininkų, kad spinduliuotė būtų efektyviai sugerta ir jos energija konvertuota į lokalų medžiagos išgarinimą arba plazmos susidarymą. Dielektrikuose vieno fotono energija dažnai nepakankama peržengti draustinės juostos tarpą, todėl vyrauja netiesinės sugerties mechanizmai: daugiafotonė, tunelinė ir griūtinė jonizacija. Toliau trumpai aptarsime šiuos procesus ir jų priklausomybę nuo lazerio parametrų.

1.4.1. Netiesinės sugerties mechanizmai

Sąveika tarp medžiagos ir lazerinės spinduliuotės priklauso nuo daugelio veiksnių. Lazerine spinduliuote veikiant medžiagą dalis jos gali būti atspindėta, pereiti medžiagą kiaurai ar sugerta. Tai priklauso nuo spinduliuotės ir medžiagos savybių, tokių kaip: bangos ilgis, impulso trukmė, spinduliuotės intensyvumo ir medžiagos savybių. Todėl, norint šviesos pagalba modifikuoti medžiagą yra būtina žinoti tiek medžiagos fizines ir chemines savybes, tiek tinkamai parinkti lazerinės spinduliuotės parametrus. Dielektrinėse medžiagose, tokiose kaip stiklas, tarp laidumo ir valentinės juostos yra draustinių juostų tarpas, kuriame nėra energetinių lygmenų. Tai nulemia ar spinduliuotė bus sugerta, ar kiaurai pereis medžiagą. Koks bus spinduliuotės sugerties mechanizmas, priklausys nuo to, ar medžiagos draustinės juostos tarpas E_g yra didesnis ar mažesnis už vieno fotono energiją E_{ph} , kurį galima apskaičiuoti pagal (1) formulę, žinant spinduliuotės bangos ilgį λ . Taigi, kuo trumpesnis bangos ilgis, tuo didesnė vieno fotono energija.

$$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda} = h\omega, \quad (1)$$

čia E_{ph} – vieno fotono energija, h – Planko konstanta, c – šviesos greitis, λ – bangos ilgis ir ω – spinduliuotės dažnis.

Jeigu fotono energija E_{ph} yra mažesnė už medžiagos draustinės juostos plotį E_g , spinduliuotė medžiagoje vis tiek gali būti sugerta, veikiant netiesinės sugerties mechanizmui, taip tam tikram bangos ilgiui skaidri terpė gali būti transformuota į absorbuojančią. Kad terpė taptų sugerianti, būtina sugeneruoti daug laisvųjų elektronų, kurie galėtų tą spinduliuotę sugerti [10]. Tai galima padaryti, jeigu vyksta daugiafotonė, griūtinė arba tunelinė jonizacija. Koks procesas inicijuos sugertį

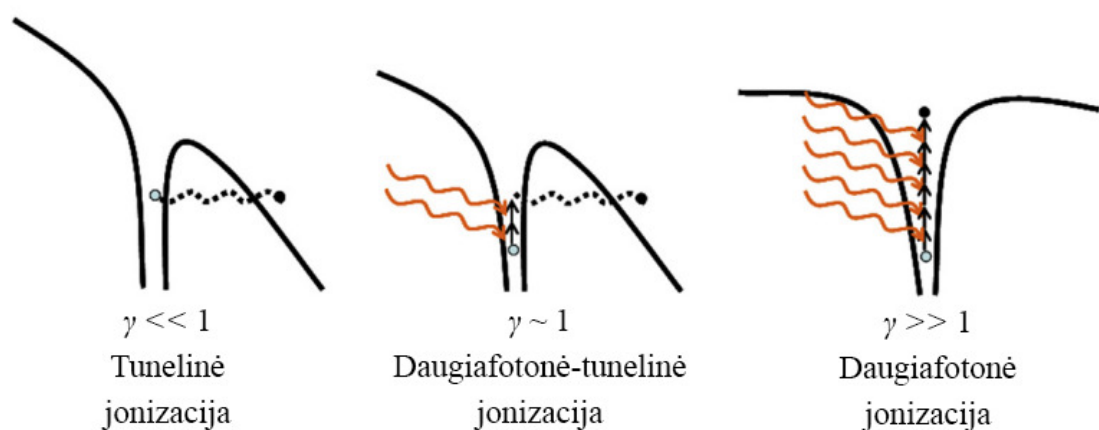
medžiagoje parodo Keldyšo parametras, žr. (2) formulę.

$$\gamma_K = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e \varepsilon_0 c n_0 E_g}{I_0}}, \quad (2)$$

čia e – elementarusis krūvis, m_e – elektrono masė, $\omega = 2\pi c/\lambda$ – spinduliuotės dažnis, ε_0 – dielektrinė konstanta, c – šviesos greitis vakuume, n_0 – medžiagos lūžio rodiklis, E_g – medžiagos draustinės juostos tarpas, I_0 – lazerio smailinis intensyvumas. Kai Keldyšo parametras $\gamma_K \gg 1$, o tai būdinga didelio intensyvumo lazerio sąveikai su dielektrikais, vyksta daugiafotonė jonizacija [11]. Tai procesas, kada vienu metu yra sugeriami du ar daugiau fotonų, kurių energijos atskirai yra mažesnės už draustinės juostos tarpą, bet visų fotonų suminė energija yra pakankama perkelti elektroną iš valentinės į laidumo juostą. Kadangi šis procesas reikalauja didelių intensyvumų, tai jis stipriausiai pasireiškia naudojant ultratrumpuosius impulsus.

Kai Keldyšo parametras $\gamma_K \ll 1$, vyrauja tunelinė jonizacija [12]. Tokiu atveju stiprus lazerio elektrinis laukas iškreipia medžiagos potencialo barjerą taip, kad elektronas gali tuneliuoti iš valentinės į laidumo juostą, net jei vieno fotono energija yra gerokai mažesnė už draustinės juostos plotį E_g . Skirtingai nuo daugiafotonės jonizacijos, tunelinio proceso tikimybė nepriklauso nuo fotonų skaičiaus, o eksponentiškai priklauso nuo lauko stiprumo [13]; todėl jis tampa reikšmingas tik esant labai aukštoms lauko amplitudėms ir dažniau pasireiškia ilgų bangų (IR) diapazone.

Vis dėlto tipiniuose UV–mėlynos srities femtosekundinių impulsų eksperimentuose, tunelinės jonizacijos indėlis paprastai yra antraeilis, nes $\gamma_K \gg 1$, o pradinių laisvųjų krūvininkų generaciją lemia dviejų ar trijų fotonų sugerties procesai [14, 15]. Dėl itin trumpos impulso trukmės ir palyginti didelės fotonų energijos, tunelinis mechanizmas neturi pakankamai laiko įsigalėti, nes pirminė plazma formuojasi daugiafotonės sugerties būdu. Jonizacijos mechanizmai esant skirtingiems Keldyšo parametrams atvaizduoti (6 pav.).



6 pav. Keldyšo parametro priklausomybė nuo intensyvumo [16]

Griūtinė jonizacija – dar vienas netiesinis procesas, kuris prisideda prie laisvųjų krūvininkų generacijos. Pasireiškia, kai terpėje jau egzistuoja pradinis laisvųjų krūvininkų tankis sugeneruotas daugiafotonės sugerties, arba dėl priemaišų medžiagoje ir/arba gardelės defektų [14]. Šie elekt-

ronai, sąveikos su lazerio spinduliuote metu, įgyja energijos ir yra greitunami. Elektronai, įgiję pakankamai energijos, gali smūgio metu išlaisvinti kitus surištuosius elektronus, tokiu būdu prisidėdami prie laisvųjų elektronų generacijos. Vis dėlto UV femtosekundinių impulsų režime, nagrinėjamame šiame darbe, τ impulso trukmė yra per trumpa, kad šis mechanizmas spėtų ženkliai išsivystyti, todėl griūtinė jonizacija lieka mažiau reikšminga už pradinį daugiafotonį sužadinimą.

1.4.2. Tiesinės sugerties mechanizmas

Kai fotono energija E_{ph} yra didesnė arba lygi medžiagos draustinės juostos pločiui E_g , vyraujančiu mechanizmu tampa tiesinė vienfotonė sugertis. Tai leidžia tiesiogiai sužadinti elektronus iš valentinės į laidumo juostą nereikalauiant daugiafotoninių netiesinių procesų [11], todėl ir anksčiau aptartas Keldyšo parametras tampa nebereikalingas. Vietoj to, vienais svarbiausių tampa spinduliuotės ir medžiagos sąveiką aprašantys parametrai. Gylis, kuriame bus sugerta spinduliuotė, priklauso nuo sugerties koeficiento, o šis – nuo bangos ilgio ir ekstincijos koeficiento. Atitinkamai žiūrėti (3) ir (4) formules:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (3)$$

$$\delta = \frac{1}{\alpha}, \quad (4)$$

čia λ – bangos ilgis vakuume, k – ekstincijos koeficientas, t. y. kompleksinio lūžio rodiklio menamoji dalis $\tilde{n} = n + ik$; jis priklauso nuo bangos ilgio, medžiagos cheminės sudėties bei laisvųjų krūvininkų tankio. α žymi sugerties koeficientą, o δ – optinį prasiskverbimo gylį.

Iš pateiktų formulių galima matyti, kad prie trumpų bangos ilgių gylis, kuriame bus sugerta spinduliuotė taip pat mažėja. Tai padeda išvengti šilumos paveiktų zonų (angl. *HAZ – heat affected zone*).

1.5. Lazerinė abliacija

Lazerinė abliacija yra šiluminis arba nešiluminis procesas, kurio metu siekiama atomus pašalinti iš medžiagos, ją apšvitinant intensyvia lazerine spinduliuote. Naudojant ultratrumpus didelio intensyvumo lazerinius impulsus, lazerinis abliavimas tapo įmanomas net ir didelio energijos draustinio tarpo medžiagoms, pavyzdžiui, stiklui [17]. Taigi, stiklo abliacijai naudojant kieto kūno Yb:KGW šerdies lazerį, kurio pagrindinės, pirmos, harmonikos (1H) bangos ilgis yra 1030 nm. Tokios spinduliuotės stiklas nesugeria. Tačiau pasinaudojus netiesiniais reiškiniais galima generuoti aukštesnių harmonikų spinduliuotę. Taigi, sugeneravus ketvirtos harmonikos (4H) spinduliuotę gaunamas bangos ilgis $\lambda = 257$ nm, kur vieno fotono energija $E_{ph} = 4,82$ eV. Tuo tarpu silikatinio (angl. *soda-lime*) stiklo draustinis energijos tarpas $E_g \approx 3,2$ eV [18], todėl spinduliuotė bus sugerta tiesiniu sugerties mechanizmu aptartu praėjusiame skyrelyje. Jeigu lazerinės spinduliuotės energijos tankis F_0 viršija medžiagos abliacijos slenkstinę vertę F_{th} , medžiagos paviršiuje prasideda abliacijos procesas. Smailinę energijos tankio vertę galima apskaičiuoti pagal šią išraišką:

$$F_0 = \frac{2E_p}{\pi\omega_0^2}, \quad (5)$$

čia F_0 – smailinė energijos tankio vertė, E_p – pavienio impulso energija, ω_0 – pluošto pusplotis ($1/e^2$ intensyvumo spindulys).

Slenkstinis energijos tankis F_{th} išreiškiamas analogiškai per slenkstinę impulso energiją E_{th} :

$$F_{th} = \frac{2E_{th}}{\pi\omega_0^2}, \quad (6)$$

čia E_{th} – minimali impulso energija, reikalinga abliacijai inicijuoti.

Remiantis Liu metodu [19], kvadratinis kraterio skersmuo D^2 priklauso logaritmiškai nuo energijos tankio F_0 ir yra aprašomas:

$$D^2 = 2\omega_0^2 \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right), \quad (7)$$

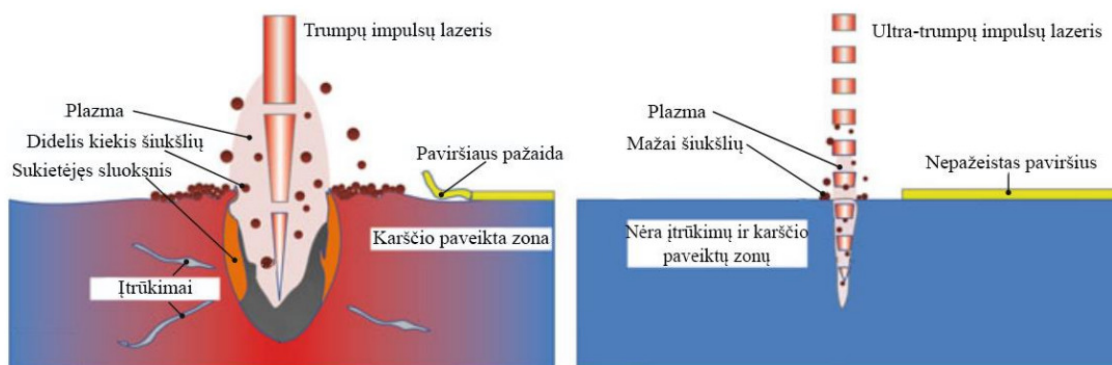
čia D – kraterio diametras, susidaręs medžiagos paviršiuje po vieno impulso. Ši metodika leidžia eksperimentiniu būdu, matuojant kraterių skersmenis, tiksliai nustatyti slenkstinę abliacijos energijos tankį F_{th} .

1.5.1. Ilgų impulsų lazerinė abliacija

Kuris iš paminėtų (šiluminis ar nešiluminis) procesų vyks, nulemia naudojama lazerinių impulsų trukmė. Kai kieto kūno paviršius apšviečiamas ilgo impulso lazerio pluoštu, medžiaga įkaista dėl elektronų-fononų relaksacijos. Tai reiškia, kad sugerta spinduliuotės energija, bus perduota į gardelę dar impulso trukmės metu. Taip įkaitinama sritis aplink pluošto dėmę. Dėl šio įkaitimo pagreitėja dalelių šiluminis judėjimas. Kai sugertoji energija viršija sublimacijos energiją, dalelės išgaruoja arba sublimuoja, t. y. dalis medžiagos išabliuojama [16].

1.5.2. Ultratrumpų impulsų lazerinė abliacija

Kadangi, ultratrumpų impulsų atveju, elektronų-fononų relaksacija įvyksta per kiek daugiau nei 10 pikosekundžių, tai šiluminė difuzija prasideda jau po impulso [20]. Dėl šios priežasties tik nedidelė absorbuotos energijos dalis spėja pasklisti į abliuojamas zonos aplinką. Taip židinyje susiformuoja itin aukštos temperatūros sritis, iš kurios medžiaga išgaruoja praleisdama lydymosi fazę. Kadangi femtosekundiniai impulsai sugeriami dar nespėjus prasidėti šiluminei difuzijai, dėl to šilumos paveikta zona (HAZ) minimali. Taip pat atliekant ultratrumpų impulsų abliaciją, išvengiama didelio šiukšlių kiekio, nėra įtrūkimų ir aplinkinio paviršiaus pažaidos, kas įprastai pasitaiko naudojant ilgesnių impulsų lazerinę spinduliuotę (žr. 7 pav.).



7 pav. Trumpų ir ultratrumpų lazerio impulsų palyginimas

1.6. Cheminis stiklo ėsdinimas

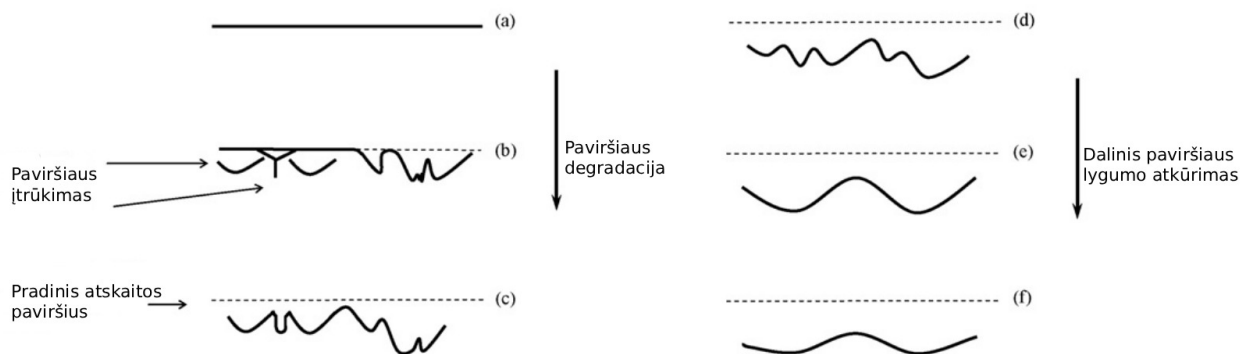
Nors lazerinė abliacija yra tikslus mikroapdirbimo metodas, tiek moksliniuose tyrimuose, tiek pramonėje ji dažnai derinama su cheminiu apdirbimu. Toks hibridinis procesas taikomas siekiant pagerinti galutinius rezultatus, pavyzdžiui: paviršiaus poliravimui, selektyviajam ėsdinimui ar norimiems išabliuotų struktūrų morfologiniams pokyčiams pasiekti. Silikatinių stiklų cheminiam apdirbimui dažniausiai naudojama vandenilio fluoro rūgštis (HF), kadangi ji geba efektyviai tirpdyti silicio dioksido gardelę. Pagrindinė cheminė reakcija, vykstanti vandeniniame tirpale, aprašoma (8) lygtimi:



Šios reakcijos metu kietosios fazės silicio dioksidas paverčiamas vandenyje tirpia heksafluorsilicio rūgštimi, kuri lengvai pašalinama plaunant bandinį.

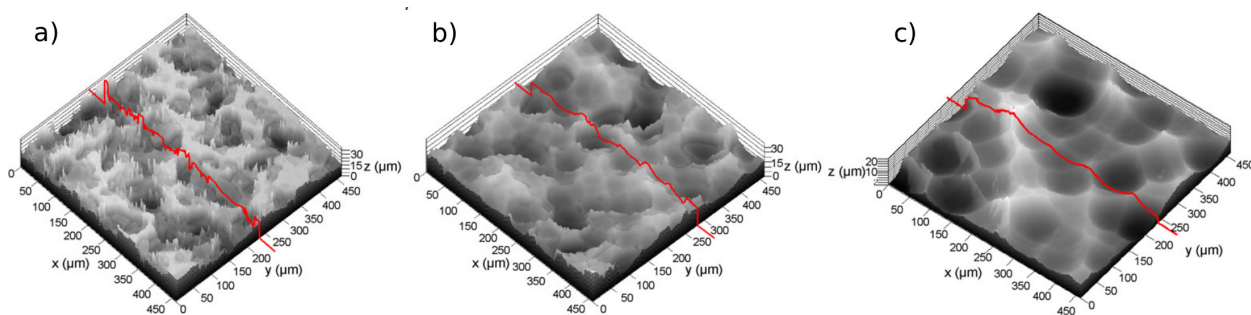
Šiame darbe tiriami trys skirtingi optiniai stiklai: lydytas kvarcas (UVFS), borosilikatinis stiklas (BK7) ir natrio-kalcio silikatinis stiklas (Soda-lime). Nors visų jų pagrindą sudaro silicio dioksidas, cheminė sudėtis lemia ėsdinimo proceso ypatumus. Lydytas kvarcas yra chemiškai gryniausia medžiaga (daugiau nei 99,9 % SiO_2), todėl dėl aukšto homogeniškumo ėsdinimas jame vyksta tolygiai. Tuo tarpu daugiakomponenčiuose stikluose (BK7, Soda-lime), be silicio dioksido, yra įterptinių oksidų (pvz., boro, natrio, kalcio). Šios priemaišos modifikuoja stiklo gardelę, sukurdamos daugiau nutrauktų ryšių arba juos susilpnindamos, todėl dažnai tokie stiklai ėsdinasi greičiau nei grynas kvarcas.

Nepaisant sudėties skirtumų, visiems tirtiems stiklams būdingas ėsdinimo izotropiškumas. Tai lemia specifinius paviršiaus topografijos pokyčius: Izotropinis ėsdinimas linkęs greičiau pašalinti aštrias paviršiaus viršūnes ir briaunas, nes jos turi didesnę sąlyčio plotą su rūgštimi turio vienetui. Tai lemia paviršiaus šiurkštumo (S_a) mažėjimą (žr. 8 pav.).



8 pav. Schematinis smėliasrove apdoroto stiklo paviršiaus būklės kitimo vaizdavimas HF cheminio apdorojimo metu: (a) pradinis (neapdorotas) stiklas; (b) smėliasrove apdorotas, bet chemiškai neapdorotas stiklas; (c), (d), (e) ir (f) – smėliasrove apdorotų ir chemiškai apdorotų stiklų sekos, atitinkančios didėjančias apdorojimo trukmes t_1 , t_2 , t_3 ir t_4 . [21]

Vienas iš stiklo ėsdinimo pavyzdžių siekiant pagerinti paviršiaus kokybę yra Kolli atliktas tyrimas [21]. Šiame eksperimente autoriai tyrinėjo mechaniškai pažeisto (smėliuoto) natrio-kalcio stiklo apdirbimą HF rūgštimi. Tyrimo metu nustatyta, kad cheminis ėsdinimas efektyviai transformuoja aštusius, smėliavimo metu atsiradusius mikroįtrūkimus į lėkštas, suapvalintas duobutes. Tai leido ne tik pašalinti pažeistą sluoksnį, bet ir reikšmingai sumažinti paviršiaus šiurkštumą bei padidinti stiklo skaidrumą (žr. 8 pav.).



9 pav. Smėliuoto stiklo mikroskopiniai stebėjimai po HF cheminio ėsdinimo a) 0 min, b) 2 min, c) 60 min [21]

Ėsdinimo greitį lokaliai veikia ir lazerio indukuoti medžiagos struktūriniai pokyčiai. Ypač sili-katiniuose stikluose (Soda-lime) femtosekundinė abliacija sukuria defektus, tokius kaip spalviniai centrai, paveiktos zonos tankio modifikacijas, kas lemia lūžio rodiklio pokyčius. Lazeriu modifi-kuota sritis pasižymi didesniu ėsdinimo greičiu abliacijos paveiktoje zonoje nei lazeriu nemodifi-kuotoje srityje.

Norint paaiškinti stebimą ėsdinimo fenomeną, galima remtis kokybiniu modeliu, aprašančiu lazerio ir medžiagos sąveiką. Kai fokusuotos lazerinės spinduliuotės galia viršija optinės pažai-dos slenkstį, medžiagos tūryje įvyksta mikrosprogimas. Dėl spinduliuotės sugerties generuojama laisvųjų krūvininkų plazma. Mikrosprogimo metu susidaro aukšto slėgio smūginė banga, kuri stu-mia išsilydžiusią medžiagą iš centro į išorę. Dėl to aplink židinio sritį susiformuoja sutankinto stik-lo apvalkalas. Būtent aukšto slėgio banga yra pagrindinė silicio dioksido sutankėjimo priežastis.

Struktūrinė analizė rodo, kad šis tankėjimas kyla dėl pokyčių SiO_4 tetraedrų geometrijoje, konkrečiai – dėl vidutinio $Si-O-Si$ jungties kampo sumažėjimo (nuo standartinio 144°). Jungties kampo sumažėjimas sutankintame stikle deformuoja deguonies valentinėje juostoje esančių elektronų konfigūraciją ir padidina deguonies cheminį reaktyvumą. Šią deformaciją galima aiškinti Lewiso bazių teorija: modifikuoti deguonies atomai tampa chemiškai aktyvesni ir lengviau reaguoja su rūgštimis nei atomai nepaveiktame stikle. Eksperimentinėmis sąlygomis stiklo tankis aplink mikro-sprogimo vietą gali padidėti apie 10 %. Dėl aprašytų struktūrinių ir cheminių pokyčių (sumažėjusio jungties kampo ir didesnio reaktyvumo), femtosekundiniais impulsais apšvitinta sritis pasižymi žymiai didesniu ėsdinimo greičiu lyginant su nemodifikuotu stiklu. Tai paaiškina selektyvų lazeriu suformuotų struktūrų ėsdinimą ir galimybę formuoti gilesnius kanalus ar kraterius [22].

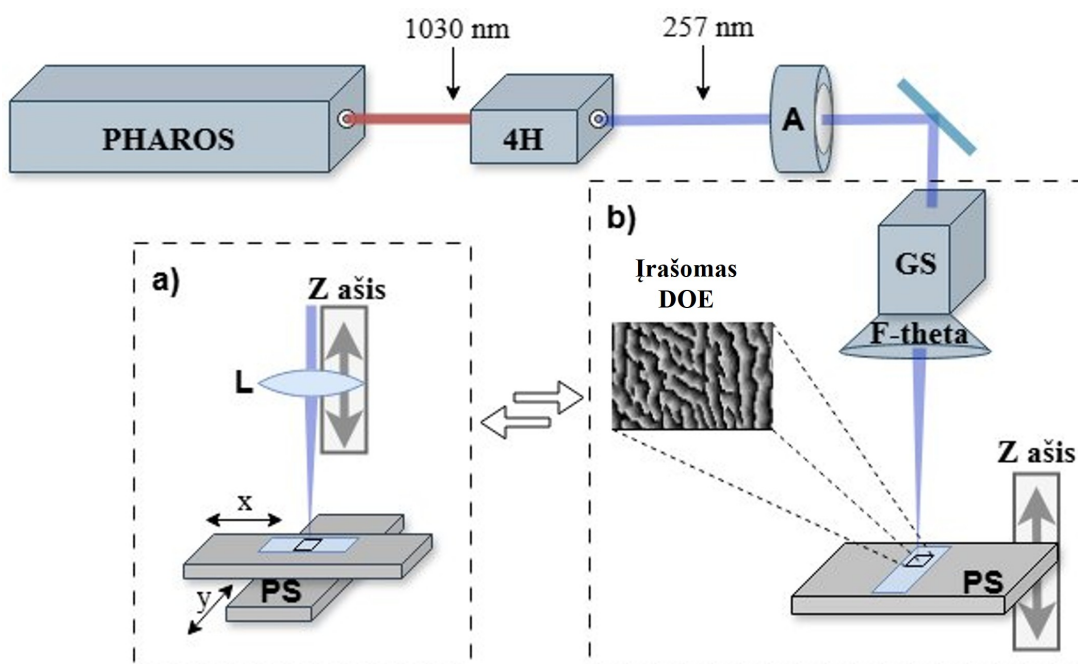
2. Eksperimento metodika

2.1. Eksperimente naudota įranga

Kaip lazerinis šaltinis buvo naudojamas Yb:KGW aktyvųjį elementą turintis „Pharos“ (Light Conversion) lazeris generuojantis 1030 nm bangos ilgį ir 240 fs trukmės impulsus su 100 kHz pasikartojimo dažniu. Dielektrinių veidrodžių pagalba lazerio pluoštas nuvedamas į 4H – išorinį harmonikų generavimo modulį, kur sugeneruojama 4 harmonika, todėl iš jo išeinančios lazerinės spinduliuotės bangos ilgis – 257 nm. Toliau lazerio pluoštas nukreipiamas į motorizuotą, kompiuteriu valdomą, atenuatorių (A), kuriuo galima valdyti spinduliuotės galią.

Toliau sistema gali būti perjungama į vieną iš dviejų lazerinio rašymo konfigūracijų (žr. 10 pav.):

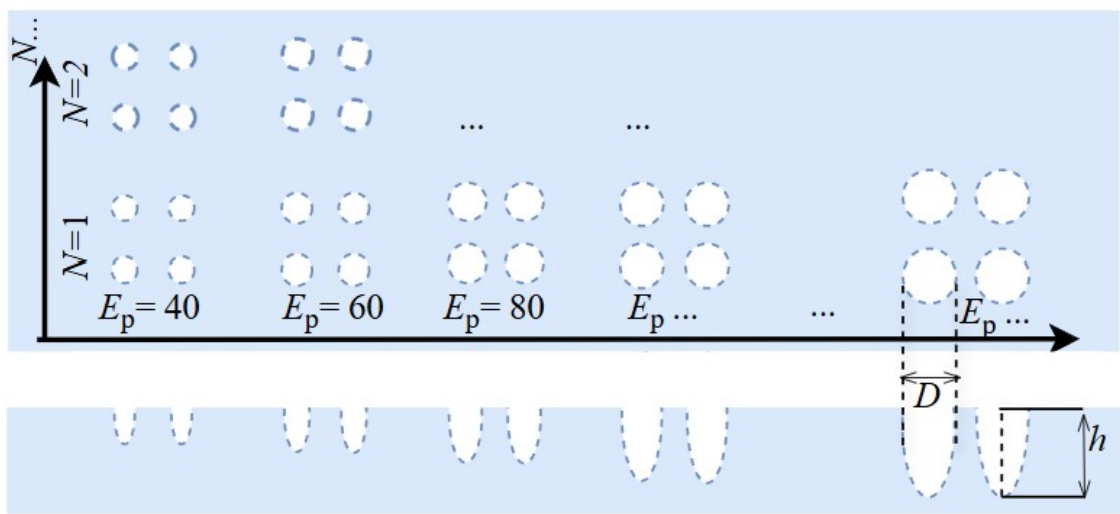
- a) **Fokusuojantis lęšis + pozicionavimo stalai** (statinis pluoštas, judantis bandinys). „Aerotech ANT130“ vertikali z ašis, prie kurios tvirtinamas L – lęšis ($f = 100$ mm) fokusavimui valdyti. Abliacija vykdoma judinant bandinį PS – „Aerotech ANT180“ pozicionavimo stalų pagalba horizontaliose x ir y ašyse. Ši konfigūracija naudota keturių skirtingų medžiagų (silikatinio, BK7, lydyto kvarco ir organinio stiklo) abliacijai. Lazerinė sistema šioje konfigūracijoje valdoma kompiuterine mikroapdirbimo programa „SCA“ (Altechna).
- b) **Galvanometrinis skeneris + F-theta objektyvas** (judantis pluoštas, stacionarus bandinys). GS – „Scanlab“ galvanometrinis skeneris skenuoja spindulį, F-theta – telecentrinis objektyvas ($f = 160$ mm) palaiko fokusą viso apdirbamo lauko plokštumoje. Mėginys dedamas ant motorizuoto z-ašimi valdomo stalo PS (fokusavimo korekcijai). Ši konfigūracija taikyta hologramų ant silikatinio stiklo rašymui. Lazerinė sistema šioje konfigūracijoje valdoma kompiuterine mikroapdirbimo programa „laserDESK“ (Scanlab).



10 pav. Eksperimente naudotos sistemos principinė schema

Eksperimento metu įrašinėjant mikrodarinius lazerinė spinduliuotė fokusuojama į viršutinį bandinio paviršių. Tačiau norint šia lazerine įranga suformuoti veikiančius difrakcinius elementus, pirmiausia būtina sugeneruoti fazės žemėlapius modelius ir atlikti parametrinę abliacijos analizę.

Siekiant ištirti lazerinės spinduliuotės sąveika su medžiaga ir nustatyti tikslias abliacijos charakteristikas, buvo atliekama parametrinė analizė formuojant bandomųjų kraterių matricas (žr. 11 pav.). Eksperimento metu buvo nuosekliai keičiami du pagrindiniai parametrai: vieno impulso energija (E_p) ir į vieną tašką iššauamų impulsų skaičius (N). Kiekvienam parametru deriniui buvo suformuojama atskira kraterių grupė. Po abliacijos buvo matuojami pagrindiniai geometriniai kraterių parametrai – gylis (h) ir skersmuo $1/e^2$ lygmenyje (D). Toks matricos principas leidžia surinkti duomenų bazę, parodančią, kaip kinta kraterio morfologija, ir yra būtina sąlyga tiksliai fazinių lygmenų gylį valdymui gaminant difrakcinius elementus.



11 pav. Lazeriu formuojami krateriai, skirti parametrinės analizės gylio (h) ir skersmens (D) matavimams priklausomai nuo impulsų skaičiaus N ir impulso energijos E_p

2.2. Hologramų įrašymo algoritmas

Skaitmeniniai fazės žemėlapiai buvo generuojami naudojant „VirtualLab Fusion“ kompiuterinę programą, kurioje pritaikytas anksčiau aptartas IFTA (angl. *iterative Fourier Transform Algorithm*). Buvo generuojami 4-ių fazės lygių pilkumo žemėlapiai, kurie lazerinės abliacijos būdu perkeliama ant silikatinio stiklo. Atitinkamai reikalingi fazės pokyčiai sukuriama esant skirtingiems pažeidimų gyliams. Norint sukelti fazės pokytį $\Delta\varphi$, reikiamas duobutės gylis h apskaičiuojamas pagal (9, 10) formules:

$$h_k = \frac{\lambda}{2\pi(n_s - n_e)} \Delta\varphi_k, \quad (9)$$

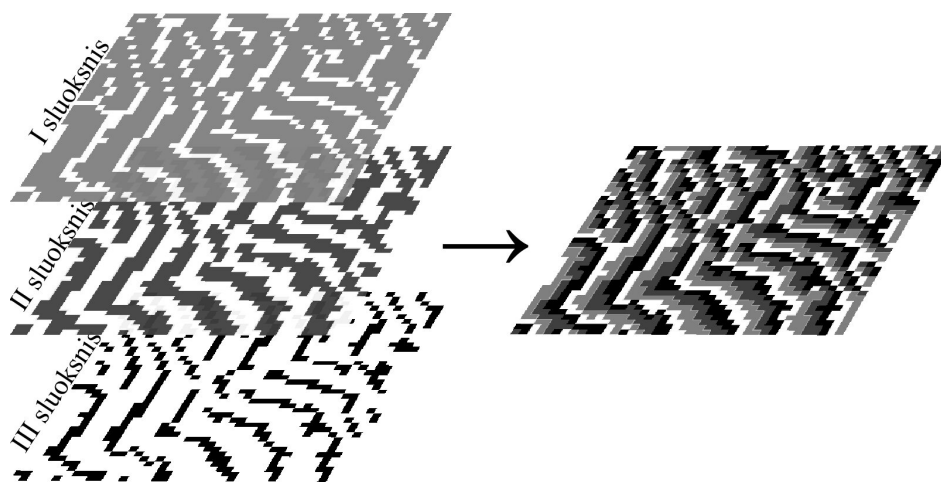
$$\Delta\varphi_k = \frac{2\pi k}{4}, \quad k = 0, 1, 2, 3; \quad (10)$$

čia n_s – medžiagos lūžio rodiklis ties darbinio bangos ilgiu λ , n_e – aplinkos (oro) lūžio rodiklis, h – išabliuotos duobutės gylis, $\Delta\varphi$ – sukurto fazės poslinkio vertė. Taigi, norint suformuoti keturių

lygių hologramą ant silikatinio stiklo, kuri bus testuojama He–Ne lazeriu ($\lambda = 633 \text{ nm}$), reikia išgauti nurodytus pažeidimų gylius: $\Delta h \approx \{0, 300, 600, 900\} \text{ nm}$.

Siekiant išgauti kuo greitesnį hologramų pagaminimą, įrašymo algoritmas buvo optimizuotas tokiu būdu (žr. 12 pav.):

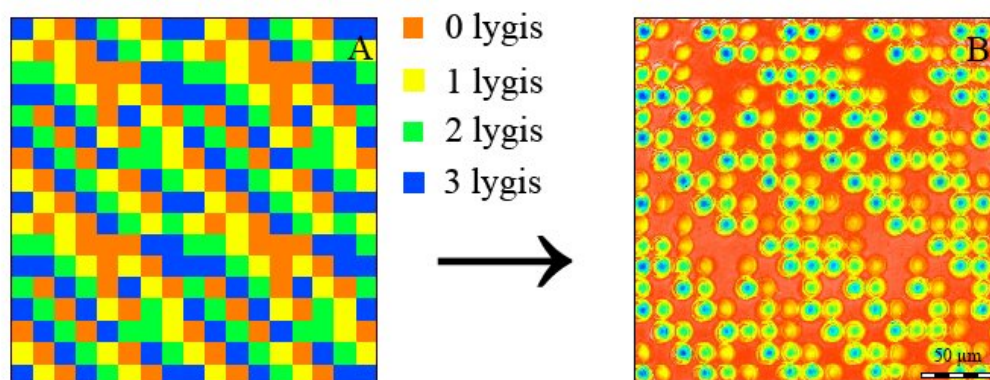
- **I sluoksnis.** Visi pikseliai, kuriems reikiamas $\Delta h \geq 300 \text{ nm}$ (1–3 lygiai, 0 lygis neabliuojamas), apšvitinami N_1 impulsų kiekiu, kol pasiekiamas reikiamas gylis. Taip sukuriamas pirmas reljefo sluoksnis $\Delta h_1 \approx 300 \text{ nm}$.
- **II sluoksnis.** Pikseliai, kuriems reikia $\Delta h \geq 600 \text{ nm}$ (2–3 lygiai), gauna papildomus N_2 impulsus, kol pasiekiamas $\Delta h_2 \approx 600 \text{ nm}$.
- **III sluoksnis.** Giliausi, 3-iojo lygio pikseliai apšaudomi dar N_3 impulsais, galutinis reljefo gylis $\Delta h_3 \approx 900 \text{ nm}$.



12 pav. Sluoksnių perdengimo strategija įrašant hologramą ant fizinio paviršiaus

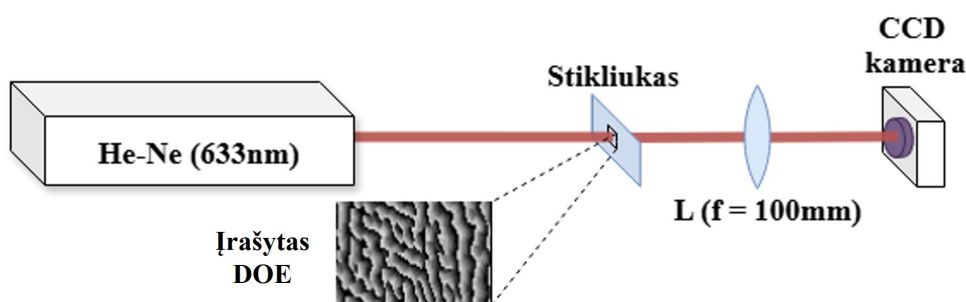
Naudojant tokį įrašymo būdą, hologramą galima užrašyti greičiau nei įrašant kiekvieną lygį atskirai, nes reikia mažiau kartų skenuoti bandinį lazerio pluoštu, kad suformuoti norimą reljefą.

Svarbu pažymėti, kad kiekvienas lazerinės abliacijos būdu suformuotas krateris, atitinka vieną skaitmeninės hologramos pikselį. Kiekvienas toks taškas realizuoja atitinkamą fazės poslinkį $\Delta\varphi_k$ (žr. 10 formulę), priklausantį nuo kraterio gylio h_k . Tad skaitmeninis pilkumo žemėlapis hologramos projektavimo metu tiesiogiai konvertuojamas į atitinkamų gylių mikrosdarinius stiklo paviršiuje. Palyginimui, žemiau pateiktame paveiksle parodytas skaitmeninis fazės žemėlapis bei tos pačios struktūros paviršiaus reljefas, išmatuotas profilometru po femtosekundinės abliacijos (žr. 13 pav.). Fiziškai realizavus šias skaitmenines hologramas ant stiklo substratų, Kitas metodologinis žingsnis – jų optinio efektyvumo ir kokybės įvertinimas.



13 pav. A – skaitmeninis keturių fazės lygių hologramos žemėlapis; B – tos pačios hologramos paviršiaus reljefas, išmatuotas „Olympus LEXT OLS5100“ 3-D profilometru po femtosekundinės lazerinės abliacijos.

2.3. DOE optinio efektyvumo matavimas



14 pav. DOE optinio efektyvumo matavimo principinė schema

Difrakcinių optinių elementų optinis efektyvumas buvo vertinamas naudojant matavimo sistemą, kurios principinė schema pavaizduota 14 pav. Kaip lazerinis šaltinis naudotas He–Ne lazeris, generuojantis 633 nm bangos ilgio spinduliuotę. Lazerio pluoštas buvo nukreiptas į analizuojamą difrakcinį elementą, kuris buvo įrašytas ant stiklo paviršiaus. DOE buvo tiriamas taikant klasikinę $2f$ optinę konfigūraciją: lazerio pluoštas praeina per DOE ir pataiko į lęšį ($f = 100$ mm), o difrakcinis vaizdas fiksuojamas CCD kameroje, esančioje per židinio nuotolį nuo lęšio.

Eksperimento metu CCD kamera užfiksuoja atkurtą DOE difrakcinį vaizdą, kuris perduodamas į kompiuterį. Naudojant „BeamGage“ programą išanalizuojamas šviesos intensyvumas. Optinis efektyvumas buvo apskaičiuotas kaip pirmosios eilės difrakcinis vaizdas, palyginta su lazerinės spinduliuotės intensyvumu. Taip buvo galima įvertinti, kiek efektyviai įrašyta holograma difraguoja šviesą sukurdamą norimą difrakcinį raštą, bei kokia hologramos kokybė esant skirtingiems įrašymo parametrams.

2.4. Lazeriu išabliuotų kraterių cheminis ėsdinimas

Nors optinis efektyvumas parodo bendrą hologramos veikimo kokybę, norint suprasti ir optimizuoti fundamentalius reljefo formavimo bei cheminio postapdirbimo procesus, sudėtingų DOE

struktūrų analizės nepakanka. Tam tikslui buvo suformuoti atskiri bandomieji pavyzdžiai, leidžiantys izoliuotai tirti lazerio parametrų ir ėsdinimo įtaką kraterių morfologijai.

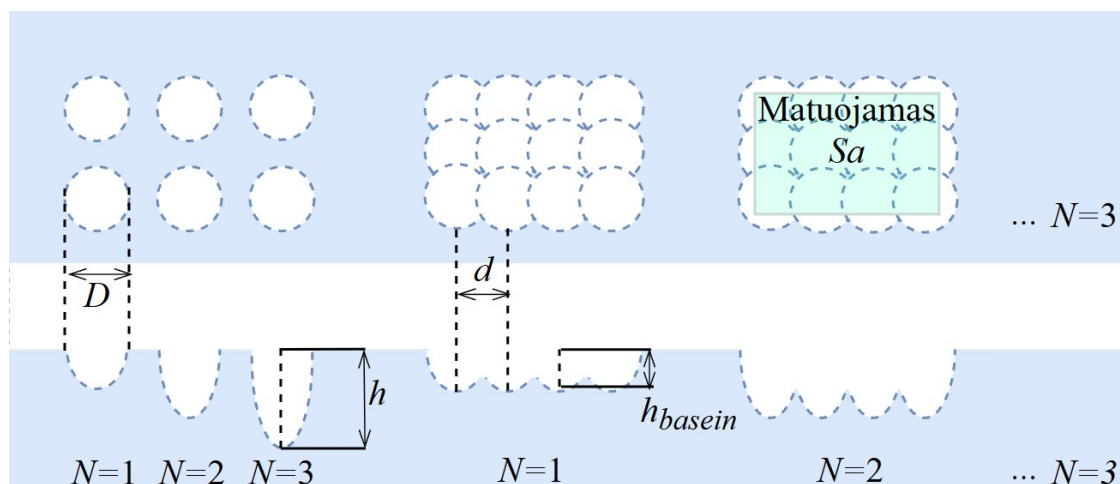
Siekiant įvertinti cheminio ėsdinimo poveikį lazeriu modifikuotam stiklui, ant kiekvieno bandinio (Silikatinio, BK7, UVFS) buvo suformuotos dviejų tipų testinės struktūros. Struktūrų formavimo schema ir matuojami parametrai pateikiami 15 paveiksle.

Pirmąją grupę sudarė pavieniai, vienas nuo kito izoliuoti krateriai (žr. 15 pav. kairėje). Jie buvo formuojami keičiant lazerio impulsų skaičių viename taške ($N = 1, 2, 3...$). Šios struktūros skirtos nustatyti pagrindinius parametrus prieš ėsdinimą ir po jo:

- Kraterio skersmens (D) pokytį.
- Kraterio gylio (h) evoliuciją.

Antrąją grupę sudarė persiklojančių kraterių suformuoti baseinėliai (žr. 15 pav. dešinėje). Šios struktūros buvo formuojamos skenuojant lazerio pluoštą xy plokštumoje su fiksuotu periodu $d = 10\ \mu\text{m}$ ir $8\ \mu\text{m}$ silikatiniam ir BK7 stiklams, o $d = 8\ \mu\text{m}$ ir $6\ \mu\text{m}$ lydyto kvarco stiklui. Persiklojantys krateriai suformuoja paviršių, imituojantį lazerinės abliacijos tiesioginio rašymo būdu gaminamų difrakcinių elementų dugną. Šiose zonose buvo vertinamas ploto šiurkštumas (S_a), matuojamas pasirinktame plote (paveiksle žymima žaliu stačiakampiu).

Toks dviejų etapų bandinių paruošimas leido atskirti geometrinius parametrus pavienių kraterių atveju nuo persiklojančių, atsirandančius dėl kraterių sąveikos ir medžiagos įtempimų persiklojimo zonose. Paruošus šias testines struktūras, toliau buvo atliekamas cheminis postapdirbimas.



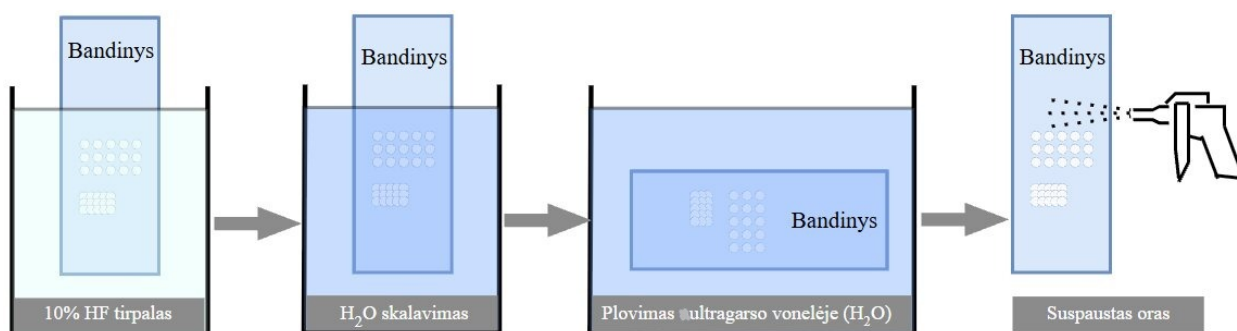
15 pav. Lazeriu formuojamų testinių struktūrų schema. Kairėje: pavieniai krateriai, skirti gylio (h) ir skersmens (D) matavimams priklausomai nuo impulsų skaičiaus N . Dešinėje: persiklojančių kraterių matrica su periodu d , skirta ploto šiurkštumo (S_a) analizei.

Po lazerinės abliacijos bandiniai buvo apdorojami chemiškai, siekiant įvertinti kokią įtaką tai gali turėti išabliuotai struktūrų geometrijai ir paviršiaus šiurkštumui. Ėsdinimo procesas vyko tokia seka (žr. 16 pav.):

1. **Tirpalo paruošimas:** Ėsdinimui naudotas 10 % koncentracijos vandenilio fluorida (HF) vandeninis tirpalas. Kadangi HF rūgštis reaguoja su stiklu, procesas buvo vykdomas chemiškai atspariose polipropileno talpose.

2. **Ėsdinimas:** Skirtingų stiklų (silikatinio, BK7, UVFS) bandiniai buvo panardinami į 10 % HF vandeninį tirpalą 1 min.
3. **Reakcijos stabdymas ir valymas:** Ištraukus bandinius iš rūgšties tirpalo, reakcija buvo sustabdoma juos greitai panardinant į distiliuotą vandenį.
4. **Galutinis valymas:** Likusioms šiukšlėms ir reakcijos produktams pašalinti bandiniai buvo plaunami ultragarso vonelėje, užpildytoje distiliuotu vandeniu (5 min.) ir po to nuvalomi izopropilo alkoholiu.

Galiausiai bandiniai buvo nusausinami suspausto oro srautu. Tokia metodika užtikrina, kad ant stiklo paviršiaus neliktų druskų nuosėdų (ypač aktualu silikatiniam stiklui dėl galimo CaF_2 susidarymo) ir paviršius būtų paruoštas tolesniems morfologiniams matavimams. Galutiniame eksperimento etape, visų suformuotų (tiek chemiškai apdorotų, tiek neapdorotų) struktūrų analizė buvo atliekama vertinant jų 3D topografiją.

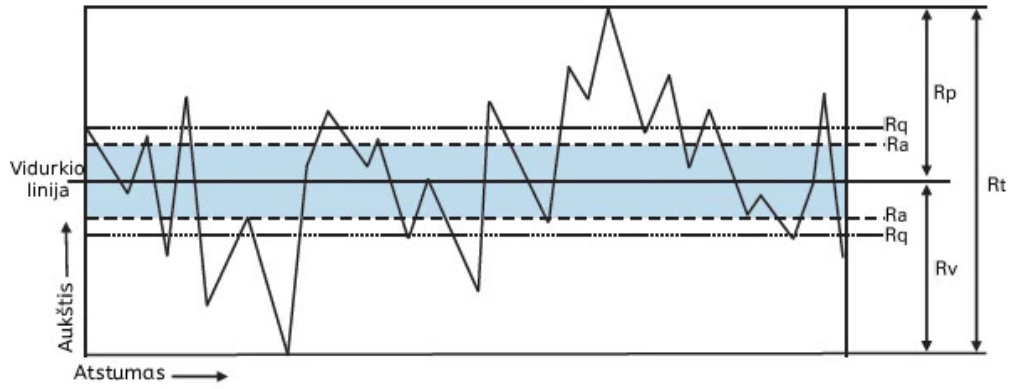


16 pav. Ėsdinimo proceso seka

2.5. Paviršiaus šiurkštumas

Lazerinės abliacijos procesas, net ir naudojant femtosekundinius impulsus, nėra idealiai deterministinis. Medžiagos šalinimo metu dėl stochastinių procesų, nevienalyčio energijos sugėrimo ir abliacijos metu atsiradusių nanodalelių nusėdimo susiformuoja mikroskopinis paviršiaus šiurkštumas. Optiniuose elementuose šie nelygumai charakterizuojami profilio šiurkščio vidutine verte R_a arba ploto šiurkščio vidutine verte S_a . [23].

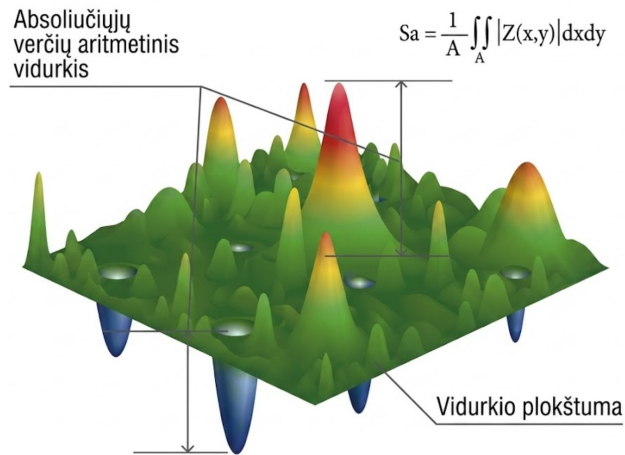
Parametras R_a apibrėžia vidutinį aritmetinį profilio aukščio absoliutinių reikšmių nuokrypį nuo vidurkio linijos tam tikrame matavimo ilgyje (žr. 17 paveikslą ir 11 formulę).



17 pav. Parametrai, naudojami 2D paviršiaus šiurkštumui įvertinti

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |z(x)| dx \quad (11)$$

Tačiau, vertinant lazeriu suformuotus mikro-kraterius ir difrakcines struktūras, vienmačio profilio R_a dažnai nepakanka pilnai paviršiaus kokybei aprašyti. Tam pasitelkiamas S_a parametras, kuris kuris yra vienmačio R_a plėtinys, pritaikytas dvimačiam pavirčiui. Jis išreiškia kiekvieno taško aukščio skirtumo absoliučiąją vertę, lyginant su paviršiaus aukščių aritmetiniu vidurkiu (žr. 12 formulę). Tai yra vienas plačiausiai naudojamų parametru bendram paviršiaus šiurkštumui vertinti.



18 pav. Paviršiaus šiurkštumo parametro S_a nustatymo principinė schema [24]

$$S_a = \frac{1}{A} \iint_A |z(x, y)| dx dy \quad (12)$$

Paviršiaus šiurkštumas yra pagrindinis nepageidaujamos šviesos sklaidos šaltinis. Kai paviršiaus nelygumų matmenys tampa palyginami su krentančios spinduliuotės bangos ilgiu λ , banga patiria fazės iškraipymus. Tai sukelia šviesos sklaidą į nepageidaujamas kryptis, kas difrakciniuose optiniuose elementuose (DOE) pasireiškia kaip optinis triukšmas.

Suminė integruota sklaida (angl. *TIS – Total Integrated Scattering*) tiesiogiai priklauso nuo paviršiaus nelygumų aukščio [23]: didėjant šiurkštumui (R_a ar S_a), didėja ir išsklaidytos šviesos dalis, o tai gali mažinti suformuotų DOE difrakcinį efektyvumą bei vaizdo kontrastą. Todėl šiame darbe

bus siekiama šiuos nepageidaujamus reikškimus mažinti taikant cheminį postapdirbimą, kuris gali padėti pašalinti abliacijos šiukšles ir sumažinti išabliuotų zonų šiurkštumą.

Remiantis skaliarine sklaidos teorija, ryšys tarp paviršiaus šiurkštumo σ ir TIS koeficiento (esant statmenam šviesos kritimui) gali būti išreikštas lygtimi:

$$TIS \approx \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2, \quad (13)$$

čia σ - vidutinis kvadratinis šiurkštis [25].

Iš (13) lygties matyti, kad sklaida didėja proporcingai šiurkštumo kvadratui. Skaitmeninėse hologramose ir kituose difrakciniuose optiniuose elementuose (DOE) ši sklaida pasireiškia kaip fono triukšmas, kuris mažina atkurtos hologramos kontrastą (angl. *signal-to-noise ratio* – *SNR*) ir pirmosios eilės difrakcinį efektyvumą. [23].

Nors klasikinė sklaidos teorija dažnai operuoja vidutiniu kvadratinio šiurkštumu (RMS), tačiau praktiniuose matavimuose vidutinis aritmetinis nuokrypis (R_a ir S_a) yra tiesioginis paviršiaus kokybės indikatorius. Suminė integruota sklaida (TIS) yra tiesiogiai proporcinga paviršiaus nelygumų aukščiui, todėl matuojant S_a vertės mažėjimą po cheminio ėsdinimo, galima daryti pagrįstą išvadą apie minimizuojamus sklaidos nuostolius [23].

2.6. Paviršiaus morfologijos charakterizavimas ir duomenų analizė

Suformuotų mikrodarinių geometrinių parametrų ir paviršiaus kokybė buvo vertinami naudojant lazerinį skenuojantį konfokalinį mikroskopą „Olympus LEXT OLS5100“. Matavimams naudoti 50× ir 100× didinimo objektyvai, užtikrinantys submikrometrinę vertikalią skyrą. Šiuo prietaisu struktūrų matavimai buvo atliekami visų eksperimentų metu, analizuojant paviršiaus morfologijos priklausomybę nuo lazerinės abliacijos parametrų (impulso energijos, energijos tankio, impulsų skaičiaus) bei vertinant papildomo cheminio apdorojimo įtaką. Pagrindiniai matavimų tikslai buvo nustatyti:

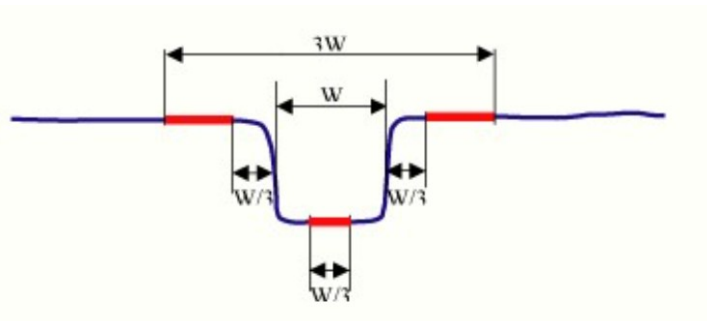
1. **Kraterių geometrijos priklausomybės:** vertinami abliacijos duobučių gylio (h) ir skersmens (D) pokyčiai keičiant lazerio sistemos nustatymus bei taikant cheminį ėsdinimą.
2. **Profilio evoliuciją:** analizuojama kraterio skerspjūvio forma ir jos transformacija (pvz., sienelių statumo kitimas, dugno plokštėjimas).
3. **Paviršiaus šiurkštumą:** analizuojamas ploto šiurkštumo parametras (S_a) lazerinės abliacijos ir rūgšties paveiktose zonose.

Gautų 3D topografinių duomenų kiekybinei analizei ir sisteminių paklaidų eliminavimui buvo pasitelkta „Sensomap“ programinė įranga bei joje automatizuoti duomenų apdorojimo algoritmai (MATLAB).

2.6.1. Automatizuotas topografinių duomenų apdorojimo algoritmas

Siekiant objektyviai įvertinti kraterių geometriją ir eliminuoti pavienių struktūrų nehomogeniškumo bei matavimo triukšmų įtaką, taikyta specialiai pritaikyta duomenų apdorojimo seka:

1. **Statistinis vidurkinimas ir filtravimas:** Algoritmas automatiškai atmeta ekstremalias vertes ir atrenka bei suvidurkina reprezentatyvią 9 kraterių imtį, suformuojant vieną „vidutinį“ 3D modelį.
2. **Profilio generavimas:** Iš vidurkinto modelio išskiriami horizontalus ir vertikalus pjūviai, kurie sujungiami į vieną radialinį profilį ($P_{rez} = \frac{P_{vert} + P_{hor}}{2}$).
3. **Bazinio lygmens ir pločio nustatymas:** Pagal profilio kraštinius taškus (nepaveiktą bandinio paviršių) nustatomas nulinis atskaitos lygmuo. Taškai, viršijantys šį lygį (pvz., nusėdusios abliacijos liekanos), yra programiškai pašalinami. Siekiant išlaikyti tikslumą, kraterio plotis (D) matuojamas ties $1/e^2$ lygmeniu, atskaitos tašku laikant neabliuotą nulinį paviršių.
4. **Gylio vertinimas pagal ISO standartą:** Kraterio gylis (h) nustatomas vadovaujantis ISO 5436-1 standartu. Pagal šią metodiką gylis apskaičiuojamas automatiškai padalijant struktūros plotį (W) į sekcijas: analizei naudojamas centrinis kraterio dugno trečdalis ($W/3$), kurio vidutinis aukštis lyginamas su tokio paties pločio ($W/3$) neabliuoto paviršiaus ruožais abipus kraterio (žr. 19 pav.). Toks standartizuotas vertinimas eliminuoja matavimo paklaidas, atsirandančias dėl lokalių kraterio dugno ar kraštų nelygumų



19 pav. Kraterių gylio vertinimo metodika pagal ISO 5436-1 standartą

3. Rezultatai ir jų aptarimas

3.1. Parametrinė analizė skirtingoms medžiagoms

Siekiant nustatyti, kaip skirtingos dielektrinės medžiagos reaguoja į ultratrumpus (femtosekundinius) lazerio impulsus, atlikta parametrinė abliacijos analizė keturioms medžiagoms: silikatiniam stiklui (*soda-lime*), lydytam kvarcui (UVFS), borosilikatiniam stiklui (BK7) bei organiniam stiklui (*Plexiglass* / PMMA). Tyrimo tikslas – išmatuoti pavienių kraterių gylį (h) ir skersmenį (D) priklausomybę nuo impulsų skaičiaus N (nuo 1 iki 5) ir energijos tankio F .

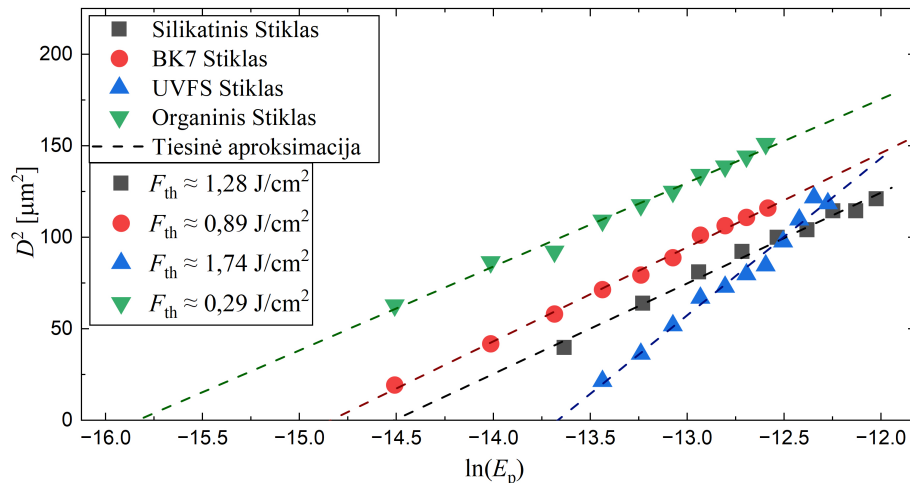
Kiekvienai medžiagai sudarytos eksperimentinės matricos, sistemingai keičiant abliacijos parametrus. Po abliacijos visi krateriai išmatuoti 3D lazeriniu konfokaliu mikroskopu „Olympus LEXT OLS5100“.

3.1.1. Abliacijos slenksčių analizė

Remiantis kraterių skersmens matavimais skirtingoms energijos tankio vertėms, pagal Liu metodą [19] apskaičiuotas sufokusuoto pluošto skersmuo $2\omega_0 \approx 10 \mu\text{m}$ (ant lydyto kvarco $2\omega_0 \approx 6,5 \mu\text{m}$) ir nustatytos abliacijos slenkstinės vertės F_{th} kiekvienai medžiagai. Šių matavimų duomenų tiesinės aproksimacijos, naudojamos slenksčiams nustatyti, pavaizduotos 20 paveiksle.

Gauti rezultatai atskleidė aiškią slenksčių priklausomybę nuo medžiagos prigimties: aukščiausias abliacijos slenkstis nustatytas lydytam kvarcui ($F_{\text{th}} \approx 1,78 \text{ J/cm}^2$), kiek mažesnis – silikatiniam stiklui ($F_{\text{th}} \approx 1,28 \text{ J/cm}^2$), o BK7 stiklui jis siekė ($F_{\text{th}} \approx 0,89 \text{ J/cm}^2$). Ši tendencija puikiai koreliuoja su stiklų draustinės juostos pločiu: kadangi lydytas kvarcas yra chemiškai gryniausias silicio dioksidas (SiO_2), pasižymintis plačiausia draustine juosta, jam sužadinti reikalingas daugiafotonės sugerties mechanizmas.

Žemiausias abliacijos slenkstis užfiksuotas organiniam stiklui ($F_{\text{th}} \approx 0,29 \text{ J/cm}^2$). Šis skirtumas atsiranda dėl polimerinės medžiagos sandaros: skirtingai nei kietos neorganinių stiklų gardelės, polimerų makromolekulinės grandinės yra lengvai nutraukiamos UV fotonų, todėl abliacija prasideda esant itin mažiems energijos tankiams.



20 pav. Abliacijos slenksčių nustatymas taikant Liu metodą

3.1.2. Kraterių gylio evoliucija

Išanalizavus gylio (h) priklausomybę nuo energijos tankio ir impulsų skaičiaus, pastebėta, kad pradiniam etape kraterio gylis auga beveik tiesiškai didinant N ir F vertes. Tačiau pasiekus aukštesnius energijos tankius ($F > 5 \text{ J/cm}^2$), gylio augimo sparta pradeda mažėti – pasireiškia sotinimosi efektas.

Sotinimosi reiškiny labiausiai pastebimas lydytame kvarce (žr. 21 pav.), kur po 5 impulsų maksimalus pasiektas gylis siekė $1,40 \mu\text{m}$. Nors dalį energijos gali sugerti plazmos ekranavimo (angl. *plasma shielding*) efektas, pagrindinė šio sotinimosi priežastis yra geometrinė. Pirmiesiems impulsams išabliavus medžiagą, susiformuoja V formos krateris. Vėliau ateinančių impulsų energija krenta ne statmenai į plokščią paviršių, o pasiskirsto ant nuožulnių kraterio sienelių. Dėl padidėjusio apšviečiamo ploto lokalus energijos tankis ant sienelių drastiškai sumažėja ir galiausiai nukrenta žemiau medžiagos abliacijos slenksčio, todėl tolesnis gylio augimas sustoja.

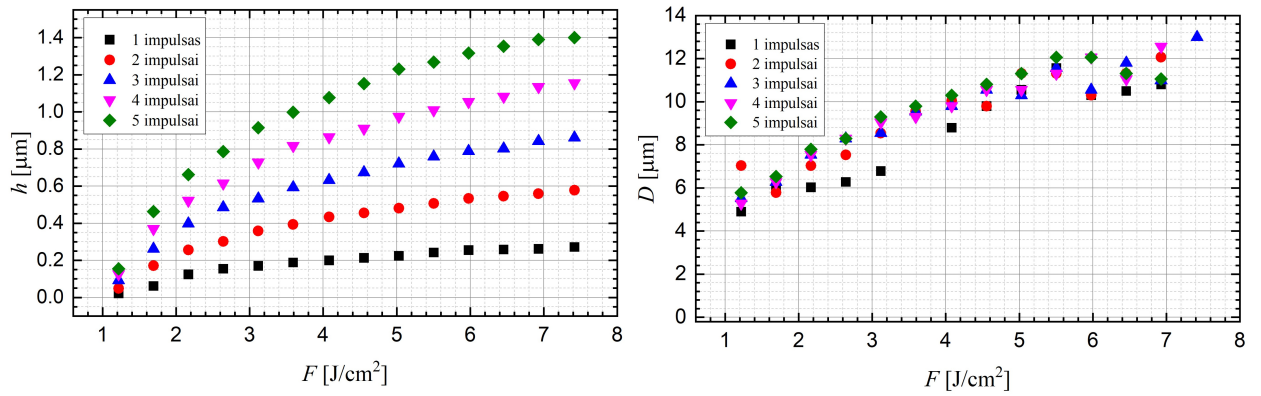
Silikatiniame ir BK7 stikle (atitinkamai 22 ir 23 pav.) šis sotinimosi efektas prasideda vėliau, todėl juose maksimalūs pasiekti gyliai buvo gerokai didesni (atitinkamai $2,30 \mu\text{m}$ ir $2,22 \mu\text{m}$). Šį skirtumą lemia žemesnis daugiakomponenčių stiklų abliacijos slenkstis ir stipresnė UV spindulių sugertis. Dėl žemesnio slenksčio, net ir energijai išsisklaidžius ant nuožulnių V formos kraterio sienelių, lokalus intensyvumas vis dar išlieka pakankamas medžiagai šalinti, todėl abliacija gali tęstis gilyn ilgiau nei chemiškai gryname ir atspariame lydytame kvarce.

Išskirtiniu elgesiu pasižymėjo organinis stiklas (žr. 24 pav.). Dėl mažo abliacijos slenksčio ir kitokio pažaidos mechanizmo, gyliai polimere augo drastiškai, per 5 impulsus pasiekdami net $6,40 \mu\text{m}$.

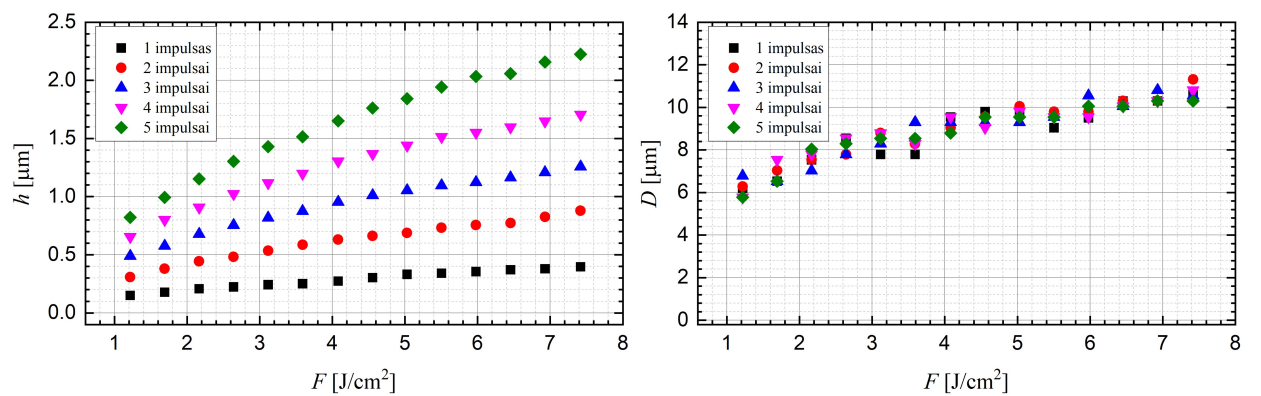
3.1.3. Kraterių skersmens evoliucija

Skirtingai nei gylis, kraterių skersmuo (D) visose tirtose medžiagose demonstravo tik silpną priklausomybę nuo impulsų skaičiaus (N). Maksimalus suformuojamo kraterio plotis tiesiogiai priklauso nuo pritaikyto energijos tankio F bei medžiagos optinės pažaidos slenksčio: organiniame stikle prie didžiausių energijų pasiektas net $\sim 17 \mu\text{m}$ skersmuo (žr. 24 pav.), o neorganiniuose stikluose (žr. 21, 22, 23 pav.) jis varijavo iki $11\text{--}12,5 \mu\text{m}$. Tačiau svarbiausias pastebėjimas yra tas, jog fiksuojant tą patį energijos tankį, pločio augimas greitai sustoja: po pirmojo ar antrojo impulso kraterio skersmuo stabilizuojasi ir toliau didinant N kinta labai nežymiai.

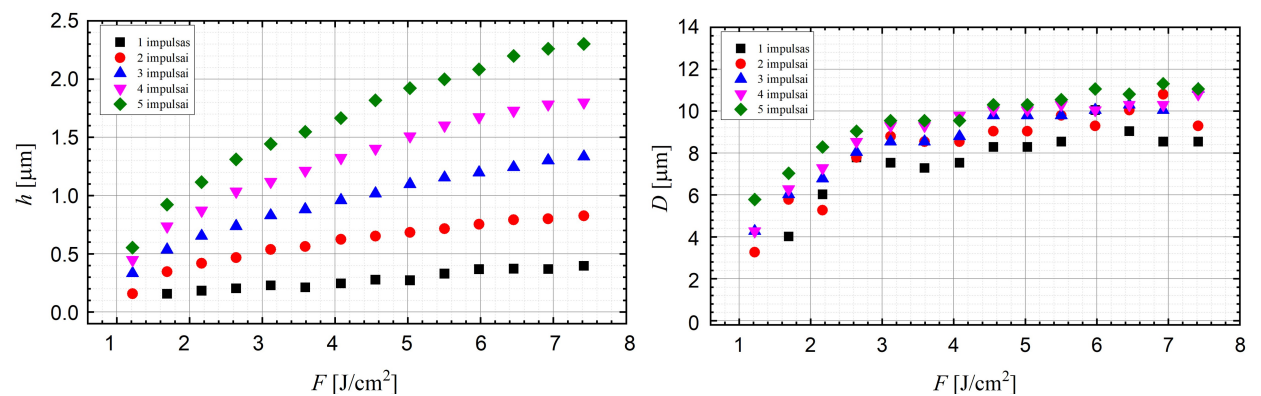
Fizikiniu požiūriu tai lemia geometrinis krintančio pluošto ir besiformuojančio kraterio reljefo sąveikos efektas. Pirmojo impulso abliuojamos srities plotį iš esmės apriboja Gauso pluošto skerspjūvio dalis, kurios intensyvumas viršija medžiagos abliacijos slenkstį F_{th} . Vėlesni lazerio impulsai pataiko į jau suformuotą kraterio ildubą. Kadangi po pirmųjų impulsų kraterio sienelės tampa vis statesnės, tas pats periferinės lazerio pluošto dalies energijos kiekis pasiskirsto žymiai didesniame sienelių paviršiaus plote. Dėl šio geometrinio efekto vietinis energijos tankis ant nuožulnių sienelių drastiškai sumažėja ir nukrenta žemiau abliacijos slenksčio. Tuo tarpu kraterio dugne, kuris išlieka santykinai statmenas krintančiam pluoštui, energijos tankis išlieka pakankamas abliacijai tęsti. Dėl šios priežasties su kiekvienu papildomu impulsu medžiaga yra šalinama išskirtinai iš dugno (gilinant pažeidimą), o ne plečiant jo kraštus.



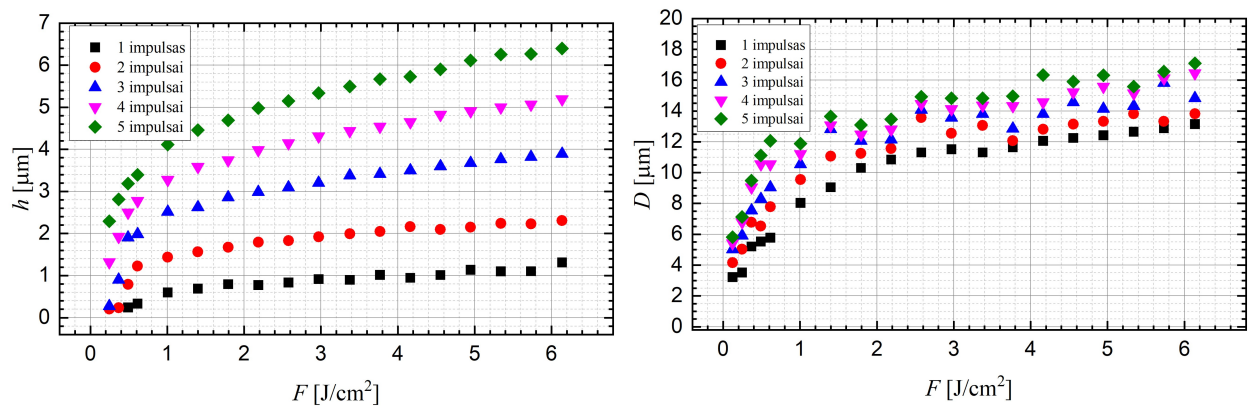
21 pav. Kraterių gylis h (kairėje) ir pločio D (dešinėje) priklausomybė nuo energijos tankio F ir impulsų skaičiaus ant lydyto kvarco stiklo (UVFS)



22 pav. Kraterių gylis h (kairėje) ir pločio D (dešinėje) priklausomybė nuo energijos tankio F ir impulsų skaičiaus ant silikatinio stiklo



23 pav. Kraterių gylis h (kairėje) ir pločio D (dešinėje) priklausomybė nuo energijos tankio F ir impulsų skaičiaus ant BK7 stiklo

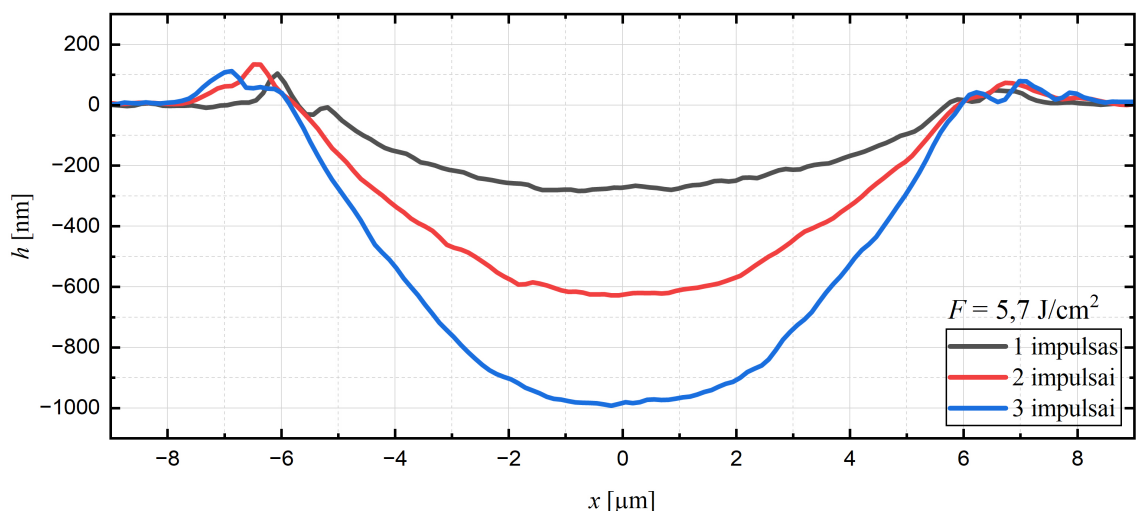


24 pav. Kraterių gylis h (kairėje) ir pločio D (dešinėje) priklausomybė nuo energijos tankio F ir impulsų skaičiaus ant organinio stiklo

3.1.4. Išvados difrakcinių optinių elementų (DOE) gamybai

Atlikta parametrinė analizė yra kritiškai svarbi skaitmeninių hologramų formavimui. Siekiant pagaminti 4-ųjų fazės lygių DOE ant stiklo ($n \approx 1,5$) su projektiniu bangos ilgiu $\lambda = 633 \text{ nm}$, pagal IFTA algoritmą reikalinga suformuoti laiptuotą reljefą, kurio gyliai yra maždaug 300 nm, 600 nm ir 900 nm (nulinis lygis neabliuojamas).

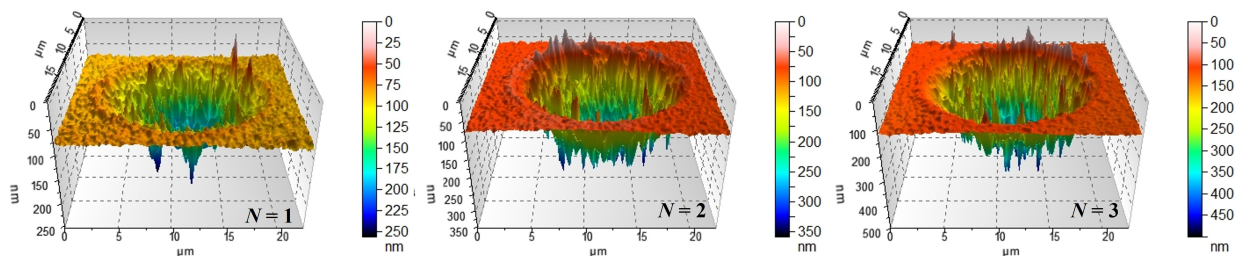
Apibendrinant, eksperimentai įrodė, kad organinis stiklas (dėl itin greito gylio augimo ir kraterio morfologijos) yra sunkiai kontroliuojamas tokio tikslumo fazinių laiptelių formavimui. Tuo tarpu neorganiniai amorfiniai stiklai (ypač silikatinis ir BK7) demonstruoja optimaliausias savybes paviršinių DOE gamybai. Šiose medžiagose kraterio skersmens stabilumas leidžia išlaikyti vienodą pikselio rezoliuciją hologramos plokštumoje, o tolygi, beveik tiesinė gylio evoliucija (žr. 25 pav.) leidžia parinkti tokią impulsų skaičiaus (N) ir energijos tankio (F) kombinaciją, kuri užtikrintų reikiamų fazinių laiptelių formavimą dešimčių nanometrų tikslumu. Dėl šių priežasčių tolesniame darbe bandomųjų hologramų įrašymui buvo pasirinktas silikatinis stiklas.



25 pav. Kraterių gylis priklausomybė nuo impulsų skaičiaus ant silikatinio stiklo

3.1.5. Lazerinė abliacija ant kristalinės struktūros medžiagos

Kadangi didelės galios lazerinėse sistemose naudojamiems difrakciniams elementams keliami itin aukšti optinio ir mechaninio atsparumo reikalavimai, papildomai buvo ištirta femtosekundinės abliacijos ir monokristalinio 6H silicio karbido (6H-SiC) saveika. Nors UV spinduliuotės fotonų energija ($E_{ph} \approx 4,82 \text{ eV}$) yra pakankama 6H-SiC tiesinei sugerčiai, eksperimentiniai profiliai (žr. 26 pav.) atskleidė itin netaisyklingą abliacijos morfologiją, gausų medžiagos nusėdimą (angl. *redeposition*) bei chaotišką kraterio dugno topografiją. Skirtingai nei amorfiniai stiklai, 6H-SiC kristalas normaliajame slėgyje neturi stabilios skystosios fazės, todėl veikiant intensyviems femtosekundiniams impulsams, jame pasireiškia lazerio indukuoti faziniai virsmai ir termocheminė dekompozicija į (Si) silicį ir (C) anglį [26,27]. Ant paviršiaus susidaręs šių produktų mišinys bei kristalo gardelės defektai drastiškai pakeičia lokalias optines medžiagos savybes. Pasireiškus inkubacijos efektui, tolesnių lazerio impulsų energija absorbuojama netolygiai, paviršiuje atsiranda gilios, asimetrinės įdubos. Dėl šių reiškinių tiesioginis lazerinis rašymas atvira ore yra sunkiai pritaikomas aukštos optinės kokybės DOE formavimui ant silicio karbido. Siekiant išvengti nepageidaujamos paviršiaus oksidacijos ir termocheminės korozijos bei užtikrinti tolygų medžiagos šalinimą, reikalingas specifinis technologinio proceso optimizavimas, pavyzdžiui, abliaciją vykdant vandenyje [27].



26 pav. SiC kraterių morfologija didinant impulsų skaičių N , energijos tankis $F = 12,38 \text{ J/cm}^2$

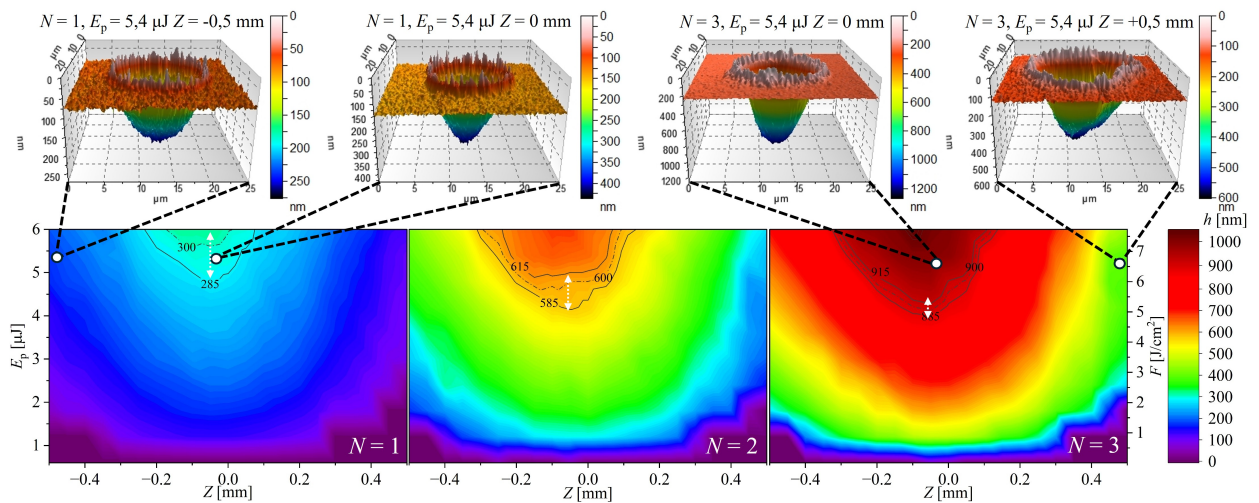
3.2. Kraterių gylio jautrumo ir stabilumo analizė

Siekiant tiksliai suformuoti keturių fazės lygmenų difrakcinius optinius elementus, išabliuotų kraterių gylis tampa kritiniu parametru, tiesiogiai lemiančiu fazinį vėlinimą ir galutinį difrakcinį efektyvumą. Kadangi femtosekundinė abliacija pasižymi dideliu jautrumu fokusavimo ir energijos fliktuacijoms, būtina identifikuoti stabilias darbinės šių parametų zonas. Tam tikslui buvo sudaryti kraterių gylio priklausomybės nuo impulso energijos (E_p) ir bandinio padėties optinėje ašyje (Z) kontūriniai žemėlapiai (27 pav.). Šie žemėlapiai sudaryti remiantis duomenimis, gautais naudojant (a) eksperimentinę konfigūraciją (žr. 2.1 poskyrį) su fokusavimo lęšiu ($f = 100 \text{ mm}$). Pateiktuose žemėlapiuose kairioji vertikali ašis nurodo vieno impulso energiją, o dešinioji – energijos tankį (F). Energijos tankio vertės nustatytos židinio plokštumoje ($Z = 0$), kur lazerio pluošto skersmuo siekia $2\omega_0 \approx 10 \text{ μm}$.

Analizuojant gylio tolerancijos ribas ties $Z = 0$ plokštuma, nustatyta, kad proceso jautrumas energijos pokyčiams stipriai priklauso nuo impulsų skaičiaus. Norint pasiekti pirmajam fazės lygiui reikalingą $\sim 300 \text{ nm}$ gylį išlaikant leistiną $\pm 15 \text{ nm}$ toleranciją (zona tarp 285 ir 315 nm), nustatytas

pakankamai platus, apie $1,4 \mu\text{J}$ apimantis energijos langas. Tačiau didinant impulsų skaičių, šis langas siaurėja: pasiekti antrąjį fazės lygį (585–615 nm) galima tik $0,7 \mu\text{J}$ intervale (nuo 4,3 iki $5,0 \mu\text{J}$), o trečiąjį (885–915 nm) – siaurame, vos $0,4 \mu\text{J}$ siekiančiame lange (nuo 4,25 iki $4,65 \mu\text{J}$). Tai įrodo, kad formuojant gilesnius fazinius lygmenis reikalinga itin tiksli impulso energijos kontrolė.

Be to, atidžiau išanalizavus kontūrinius žemėlapius, išryškėja priklausomybė tarp naudojamos energijos ir faktinės židinio padėties. Esant mažoms energijoms, giliausi krateriai formuojasi tada, kai bandinio paviršius sutampa su iš anksto nustatytu geometrinio objektyvo židiniu (atskaitos taškas $Z = 0$). Tačiau didinant impulso energiją iki $6 \mu\text{J}$, maksimalaus abliacijos gylio sritis pasislenka per $0,06 \text{ mm}$ arčiau lęšio (eksperimentinėje ašyje tai atitinka $Z \approx -0,06 \text{ mm}$ padėtį). Šį faktinio židinio nuotolio sutrumpėjimą gali sukelti netiesiniai optiniai reiškiniai. Kai lazerio impulso smailinė galia tampa pakankamai didelė, ore arba paties stiklo paviršiniame sluoksnyje pasireiškia Kero efektas. Jis sukelia savaiminį pluošto susifokusavimą, kuris veikia tarsi papildomas teigiamas lęšis ir suformuoja pluošto sąsmauką anksčiau, nei realus židinio nuotolis.



27 pav. Kraterių gylio jautrumo ir morfologijos priklausomybė nuo bandinio padėties (Z), impulso energijos (E_p) ir energijos tankio (F apskaičiuoto prie $Z = 0$). Kontūriniai gylio žemėlapiai esant $N = 1$, $N = 2$ ir $N = 3$ impulsams, su pažymėtomis $\pm 15 \text{ nm}$ tolerancijų zonomis. Viršutinėje dalyje rodomi 3D kraterių profiliai, parodantys fokusavimo įtaką pažeidimo kokybei

Viršutinėje paveikslo dalyje pateikti 3D profiliai parodo ryškia išfokusuojimo krypties įtaką kraterio morfologijai. Nors tiksliai fokusavus ($Z = 0$) formuojami giliausi ir siauriausi krateriai, išfokusuojant pasireiškia asimetrija. Pristūmus bandinį arčiau lęšio ($Z < 0$, paviršių kerta konverguojantis pluoštas), krateriai tampa platesni ir seklesni, bet išlaiko labai taisyklingą apskritą formą ir tolygų dugną. Priešingai, atitraukus bandinį ($Z > 0$, paviršių kerta diverguojantis pluoštas), kraterio forma stipriai iškraipoma: prarandama simetrija, o dugnas tampa netolygus, banguotas.

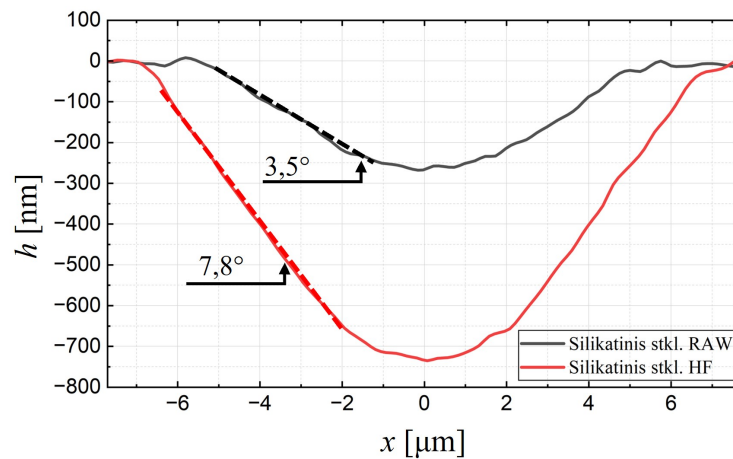
Ši morfologinė asimetrija yra tiesiogiai susijusi su optiniu oro pramušimu. Atveju $Z > 0$, pluoštas susifokusuoja ore prieš pat taikinį, kur susidariusi plazma išsklaido spinduliuotę, todėl paviršių pasiekia erdvėje iškraipytas intensyvumo skirstinys. Tuo tarpu $Z < 0$ atveju pluoštas ore nesusifokusuoja ir paviršių pasiekia išlaikydamas taisyklingą Gauso formą. Šie rezultatai įrodo, jog difrakcinių elementų gamyboje būtinas itin tikslus bandinio pozicionavimas Z ašimi, nes nukrypimas į $Z > 0$ zoną lemia fazinio pikselio degradaciją ir turi neigiamą įtaką difrakcinio optinio

elemento kokybei.

3.3. Cheminio ėsdinimo įtaka kraterių morfologijai

Nors ankstesniuose skyriuose atliktos parametrinės analizės parodė, kad parinkus tinkamą impulsų skaičių ir energijos tankį galima dešimčių nanometrų tikslumu kontroliuoti abliacijos gylį, tiesioginis lazerinis rašymas turi neišvengiamų trūkumų. Siekiant maksimizuoti difrakcinių optinių elementų kokybę, kritinę reikšmę turi ne tik tikslus kraterių gylis, bet ir jų geometrinė forma (morfologija). Tiesioginės lazerinės abliacijos metu suformuoti krateriai natūraliai atkartoja Gauso pluošto intensyvumo skirstinį, todėl pasižymi nuožulniais šlaitais ir ganėtinai smailiu dugnu. Tačiau idealiam faziniam vėlinimui užtikrinti reikalingas stačiakampis profilis su maksimaliai plokščiu dugnu ir vertikaliomis sienelėmis. Esminis šio eksperimento tikslas buvo įvertinti, kaip cheminis ėsdinimas gali transformuoti pradinę lazeriu suformuotą kraterio morfologiją į DOE gamybai palankesnę formą. Taip pat buvo atlikti kraterių šiurkštumo matavimai prieš ir po cheminio ėsdinimo. Visa eksperimento metodika aprašyta 2.4 skyrelyje. Išanalizavus kraterių profilius prieš ir po cheminio ėsdinimo, matyti, kad skirtingos stiklų rūšys pasižymi nevienodu cheminiu atsparumu ir skirtingu formos kitimu. Kiekviena tiriama medžiaga į vandenilio fluorida rūgštį reagavo skirtingai, todėl toliau detaliai aptariami kiekvieno stiklo paviršiaus morfologijos pokyčiai.

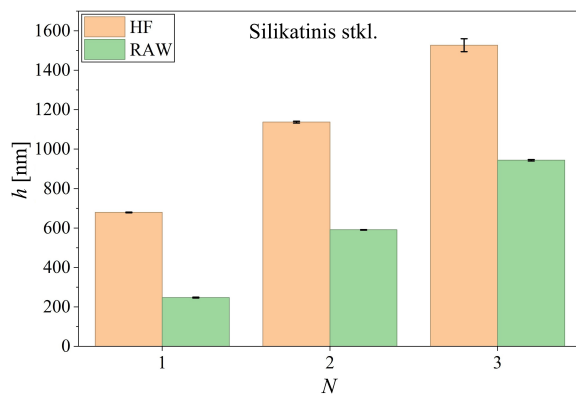
Analizuojant silikatinio stiklo profilius (žr. 28 pav.) prieš ir po cheminio ėsdinimo (HF 10%, 1 min), stebimas ryškus selektyvus ėsdinimo poveikis. Cheminis ėsdinimas turėjo didelę įtaką suformuotų kraterių gyliui dėl lazerio modifikuotoje srityje pakitusio medžiagos tankio ir cheminio atsparumo. Po vienos minutės ėsdinimo pradinis lazeriu suformuoto kraterio gylis padidėjo nuo maždaug 260 nm iki 700 nm. Svarbu pabrėžti, kad krateris pagilėjo kur kas labiau nei išsiplėtė. Šis skirtumas akivaizdžiai rodo selektyvų lazeriu paveiktos zonos ėsdinimą – rūgštis struktūriškai modifikuotą medžiagą kraterio dugne tirpino daug greičiau nei nepaveiktą stiklą jo kraštuose. Vis dėlto, didesnės praktinės naudos difrakcinio elemento geometrijai šiuo atveju nepastebėta: nors šlaito nuolydžio kampas šiek tiek padidėjo (nuo $3,5^\circ$ iki $7,8^\circ$), pati kraterio forma pasikeitė labai mažai, o dugno plokštumas išliko beveik toks pat. Toks staigus ir didelis gylio šuolis parodo, kad pasirinkta rūgšties koncentracija šiai medžiagai yra per stipri, nes dėl per greito tirpimo tampa neįmanoma išlaikyti tikslų projektuotų reljefo matmenų.



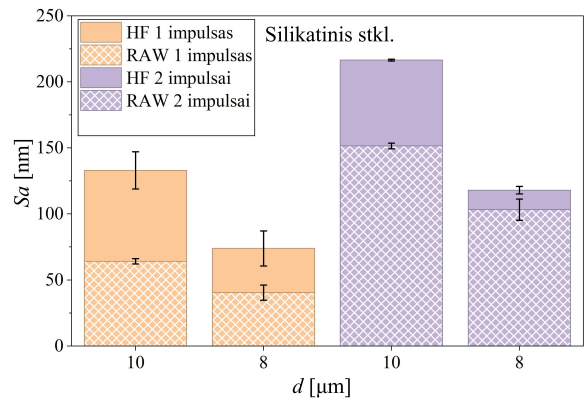
28 pav. Silikatinio stiklo kraterio profilio evoliucija prieš ir po cheminio ėsdinimo 10 % HF tirpale

Atlikus išsamesnę kraterių gylio kitimo analizę esant skirtingiems impulsų skaičiams (N) (žr. 29a pav.), gauti rezultatai atskleidžia svarbų dėsninę sąryšį: nepriklausomai nuo pradinio kraterio gylio, po cheminio apdorojimo visų pažeidimų gylis padidėjo labai panašiu dydžiu, patenkančiu į 470 nm to (numerical range) 530 nm intervalą. Ši tendencija yra itin reikšminga difrakcinių optinių elementų gamybos procesui. Kadangi skirtingiems faziniams vėlinimams pasiekti naudojami nevienodi impulsų skaičiai, vienodas cheminis poveikis visai struktūrai užtikrina, jog visi faziniai lygmenys bus modifikuojami tolygiai, išlaikant suprojektuotą reljefo proporcingumą. Vis dėlto, toks spartus gylio prieaugis per trumpą laiką dar kartą patvirtina, jog pasirinkta 10 % vandenilio fluorida rūgšties koncentracija yra pernelyg agresyvi silikatiniam stiklui. Nors procesas pasižymi vienu gylio pokyčiu, siekiant užtikrinti aukštesnę technologinio proceso kontrolę ir išvengti nevaldomo gylio šuolio, tikslingiau būtų naudoti mažesnės koncentracijos tirpalą, atitinkamai ilginant ėsdinimo trukmę ir taip pasiekiant preciziškesnį galutinį rezultatą.

Analizuojant perklotų kraterių ploto šiurkštumą (S_a) (29b pav.), svarbu įvertinti impulsų persiklojimo laipsnį: kadangi pavienio kraterio plotis siekia apie 12 μm , mažesnis įrašymo periodas ($d = 8 \mu\text{m}$) užtikrina didesnę fizinių kraterių persidengimą nei periodas $d = 10 \mu\text{m}$. Dėl šios priežasties tankesnis persiklojimas ($d = 8 \mu\text{m}$) lemia lygesnį paviršių tiek prieš, tiek po cheminio apdorojimo, nes daugiau nuabliuojamos zonos tarp kraterių centrų. Vis dėlto, rezultatai atskleidžia, kad ėsdinimas vandenilio fluorida rūgštyje silikatiniam stiklui poliravimo efekto nesuteikia – visais atvejais mikrošiurkštumas tik padidėjo.



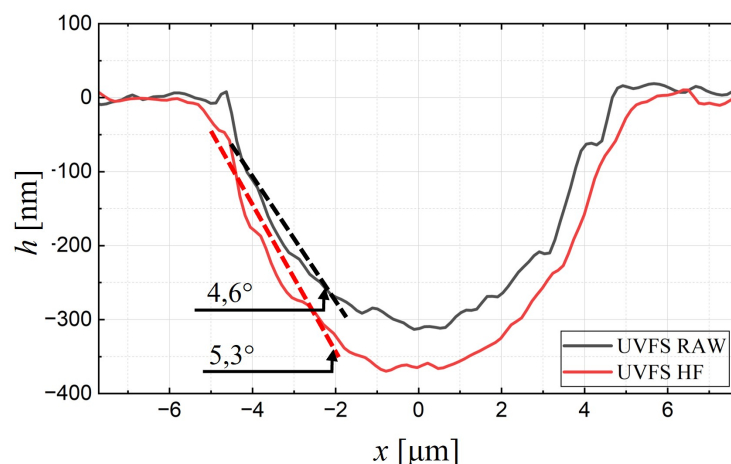
a) Kraterio gylis



b) Šiurkštumas S_a

29 pav. Suformuotų kraterių ant silikatinio stiklo parametrų pokyčiai po cheminio ėsdinimo: a) kraterio gylis (h) priklausomybė nuo impulsų skaičiaus (N); b) perklotų kraterių ploto šiurkštumas (S_a) nuo periodo (d)

Lydytas kvarcas (UVFS), pasižymintis vienalytiškumu ir didesniu cheminiu atsparumu, po ėsdinimo pakito kur kas mažiau (30 pav.). Skirtingai nei silikatiniam stiklė, čia kraterio gylis padidėjo nežymiai – nuo maždaug 300 nm iki 360 nm. Sienelių statumas taip pat pasikeitė minimaliai (nuo $4,6^\circ$ iki $5,3^\circ$), todėl ryškaus formos virsmo į stačiakampę nepastebėta. Nors bendra kraterio geometrija išliko beveik nepakitusi, šioje medžiagoje išryškėjo kitas svarbus teigiamas papildomo apdorojimo bruožas: kraterio profilio kreivė po ėsdinimo (raudona linija) tapo vizualiai lygesnė už pradinę (juoda liniją). Tai rodo, kad ėsdiklis sėkmingai ištirpino lazerinės pažaidos metu susidariusį šlaką ir paviršines nanodaleles, taip sumažindamas mikroskopinį paviršiaus šiurkštumą, kas yra itin svarbu mažinant šviesos sklaidą difrakciniuose elementuose.

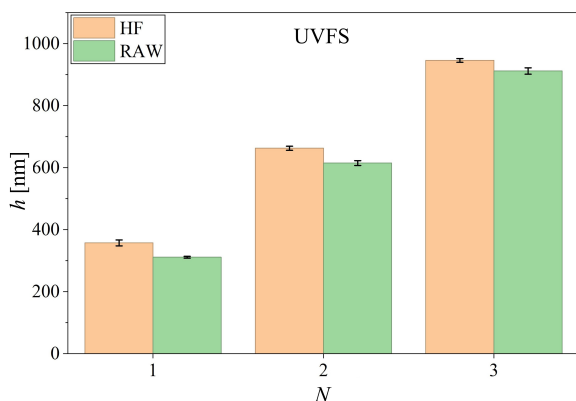


30 pav. Lydyto kvarco (UVFS) kraterio profilio evoliucija prieš ir po cheminio ėsdinimo 10 % HF tirpale

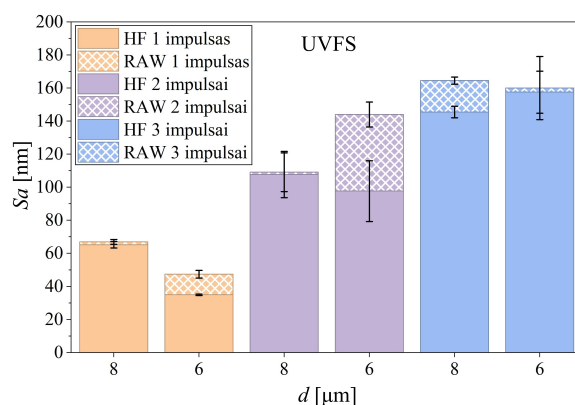
Atlikus išsamesnę kraterių gylio analizę esant skirtingiems impulsų skaičiams (N) (žr. 31a pav.), stebimas gerokai didesnis medžiagos atsparumas nei silikatinio stiklo atveju. Po cheminio apdorojimo visų pažaidimų gylis padidėjo labai nedideliu, tačiau stabiliu dydžiu – vos apie 40–50 nm (pavyzdžiui, vieno impulso krateris pagilėjo nuo ~310 nm iki ~360 nm). Šis minimalus ir vienodas

gilio priaugis visame impulsų diapazone rodo, kad vienalytė UVFS struktūra ėsdinama tolygiai ir lėtai. Dėl šios priežasties suvaldyti technologinį procesą ir išlaikyti tikslias reljefo proporcijas šioje medžiagoje yra kur kas lengviau, net ir naudojant agresyvesnį 10 % HF tirpalą.

Vertinant perklotų kraterių ploto šiurkštumą (S_a) esant $d = 8 \mu\text{m}$ ir $d = 6 \mu\text{m}$ įrašymo periodams (čia kraterio skersmuo $D = 9 \mu\text{m}$) (žr. 31b pav.), aiškiai pasitvirtina pavienio kraterio profilyje pastebėtas teigiamas poliravimo efektas. Priešingai nei silikatiniam stiklė, ėsdinimas vandenilio fluorida rūgštyje UVFS paviršiaus šiurkštumą sumažino. Ryškiausias kokybės pagerėjimas užfiksuotas formuojant reljefą dviem impulsais su $6 \mu\text{m}$ periodu, kur šiurkštumas po ėsdinimo nukrito nuo $\sim 145 \text{ nm}$ iki $\sim 100 \text{ nm}$. Šie rezultatai rodo, kad dėl vienalytės stiklo sudėties rūgštis teigiamai veikia iš persiklojančių kraterių suformuotus baseinėlių dugnus.



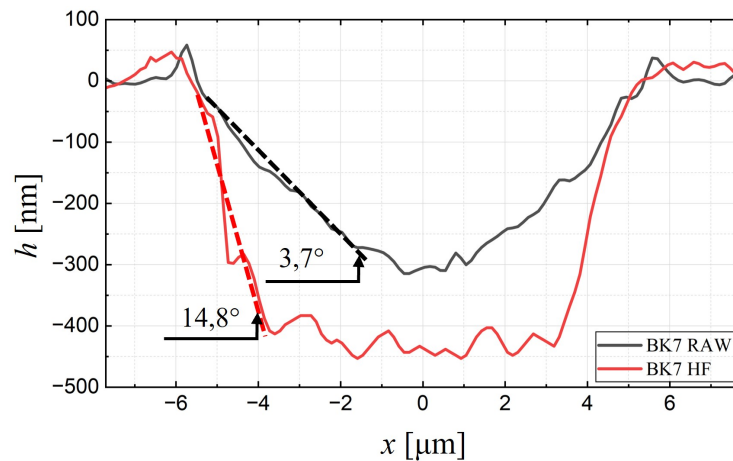
a) Kraterio gylis



b) Šiurkštumas S_a

31 pav. Suformuotų kraterių ant lydyto kvarco (UVFS) parametrų pokyčiai po cheminio ėsdinimo: a) kraterio gylis (h) priklausomybė nuo impulsų skaičiaus (N); b) perklotų kraterių ploto šiurkštumas (S_a) nuo periodo (d)

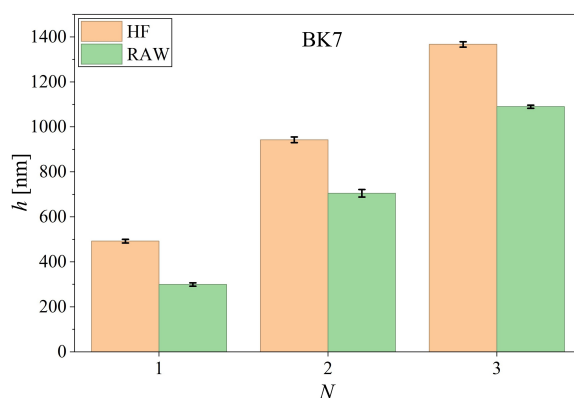
Patys perspektyviausi formos transformacijos rezultatai užfiksuoti BK7 stiklė (32 pav.). Skirtingai nei kitose tirtose medžiagose, čia stebimas aiškus profilio morfologijos kitimas pageidaujama linkme. Nors ėsdinimo metu kraterio gylis taip pat padidėjo (nuo $\sim 300 \text{ nm}$ iki $\sim 450 \text{ nm}$), jo dugnas pastebimai išplokštėjo, o šlaitų kampas padidėjo net keturis kartus – nuo $3,7^\circ$ iki $14,8^\circ$. Ši izotropinio ėsdinimo savybė, kai modifikuota lazerio pažaidos zona tirpsta greičiau ir formuoja plokščiadugnę geometriją, yra esminis įrodymas, kad metodas gali sėkmingai transformuoti Gauso profilio įdubas į stačiakampio profilio (angl. *top-hat*) fazinius laiptelius.



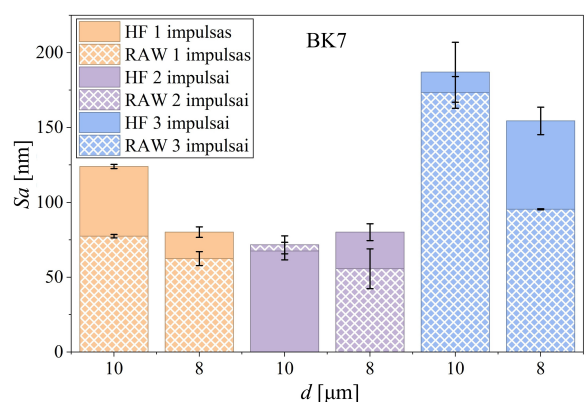
32 pav. BK7 stiklo kraterio profilio evoliucija prieš ir po cheminio ėsdinimo 10 % HF tirpale

Išsamesnė BK7 stiklo kraterių gylio analizė (žr. 33a pav.) atskleidžia lėtesnį medžiagos ėsdinimą lyginant su silikatinio stiklu. Po cheminio apdorojimo visų kraterių gylis padidėjo tolygiai – maždaug 200–260 nm visame tirtame impulsų diapazone. Kadangi šis gylio prieaugis yra maždaug perpus mažesnis nei silikatiniam stiklui, ėsdinimo procesą BK7 stiklo galima kontroliuoti gerokai tiksliau ir išvengti pernelyg drastiško reljefo gylio šuolio. Tai puikiai papildė anksčiau aptartus pavienio profilio matavimus – šis metodas ne tik leidžia sėkmingai suformuoti difrakcinei optikai palankią plokščiadugnę geometriją, bet ir užtikrina kontroliuojamą gylio kitimą formuojant skirtingus reljefo lygius.

Vertinant perklotų kraterių ploto šiurkštumą (S_a) (33b pav.), stebima analogiška tendencija kaip ir silikatiniam stiklui – cheminis ėsdinimas paviršiaus kokybės nepagerina, o mikrošiurkštumą padidina visais tirtais režimais. Nors BK7 stiklas pademonstravo perspektyviausius formos transformacijos rezultatus, išaugęs paviršiaus šiurkštumas atskleidžia technologinį kompromisą. Šie rezultatai dar kartą patvirtina poreikį ateityje naudoti silpnesnės koncentracijos tirpalą, kuris leistų išlaikyti norimą reljefo formą neaukojant paviršiaus lygumo.



a) Kraterio gylis



b) Šiurkštumas S_a

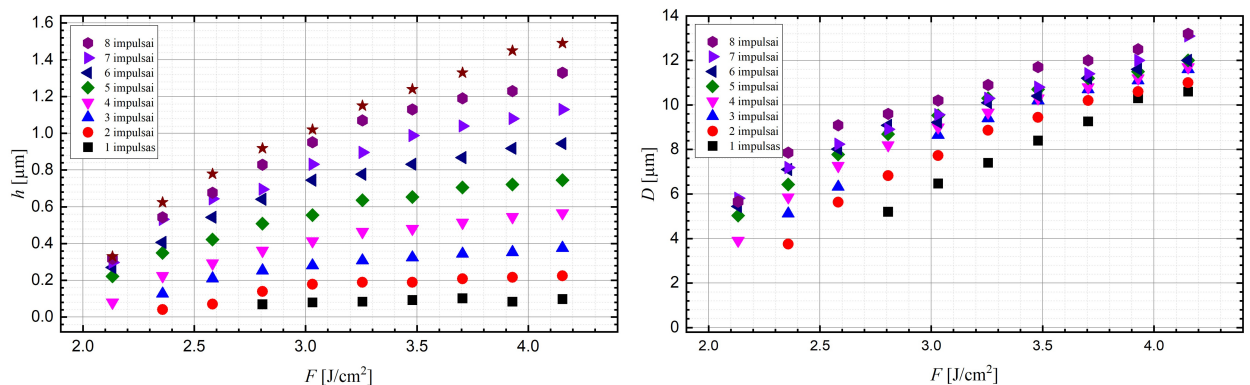
33 pav. Suformuotų kraterių ant BK7 parametrų pokyčiai po cheminio ėsdinimo: a) kraterio gylis (h) priklausomybė nuo impulsų skaičiaus (N); b) perklotų kraterių ploto šiurkštumas (S_a) nuo periodo (d)

Apibendrinant galima teigti, kad nors 10 % koncentracijos HF tirpalas yra per stiprus ir sukelia pernelyg spartų kraterių pagilėjimą bei šiurkštumo augimą daugiakomponenčiuose stikluose (silikatiname ir BK7), pats papildomo cheminio apdorojimo metodas yra perspektyvus. Išryškėjusios teigiamos savybės – paviršiaus poliravimo efektas lydytame kvarce (UVFS) bei ryškus sienelių statėjimas ir dugno plokštėjimas BK7 stiklo – patvirtina šio metodo naudą difrakcinių optinių elementų gamyboje. Siekiant išlaikyti tikslias projektines reljefo proporcijas ir visiškai išnaudoti formos modifikavimo galimybes, ateities tyrimuose rekomenduojama naudoti silpnesnės koncentracijos tirpalus (pavyzdžiui, 1–2 %), ėsdinimo trukmę ilginant palaipsniui ir taip užtikrinant aukštesnę technologinio proceso kontrolę.

3.4. Difrakcinių optinių elementų įrašymas naudojant galvanometrinių skenerių

Anksčiau aprašyta parametrinė analizė parodė, kad naudojant femtosekundinę UV abliaciją, pozicionavimo stalus ir 100 mm židinio nuotolio lęšį, galima tiksliai formuoti pavienius kraterius, kurių matmenys yra tinkami keturių ar daugiau fazės lygių difrakciniams optiniams elementams kurti. Vis dėlto, siekiant ženkliai paspartinti tiesioginio lazerinio rašymo procesą, atliktas eksperimentas, kuriame buvo pritaikytas galvanometrinių skeneris su telecentrinio F-theta objektyvu (žr. 10b pav.).

Pakeitus fokusavimo optiką į F-theta tipo objektyvą, kurio židinio nuotolis yra ilgesnis ($f = 160$ mm), buvo būtina iš naujo įvertinti pluošto fokusavimo sąlygas bei abliacijos efektyvumą. Kadangi didesnis židinio nuotolis lemia platesnį pluošto sąsmaukos skersmenį $2\omega_0$ ir atitinkamai mažesnį energijos tankį (esant tai pačiai impulso energijai), tai tiesiogiai keičia formuojamų pažeidimų geometriją. Dėl šios priežasties buvo atlikta papildoma parametrinė kraterių analizė ant silikatinio stiklo paviršiaus (34 pav.). Šiuo tyrimu siekiama nustatyti optimalius impulsų energijos ir jų skaičiaus (N) derinius, leidžiančius tiksliai suformuoti reikiamų gylių (pvz., 300 nm, 600 nm ir 900 nm) kraterius, kurie vėliau būtų naudojami keturių lygių fazinių hologramų įrašymui.



34 pav. Kraterių gylis h (kairėje) ir pločio D (dešinėje) priklausomybė nuo energijos tankio F ir impulsų skaičiaus ant silikatinio stiklo naudojant telecentrinį F-theta $f = 160$ mm objektyvą

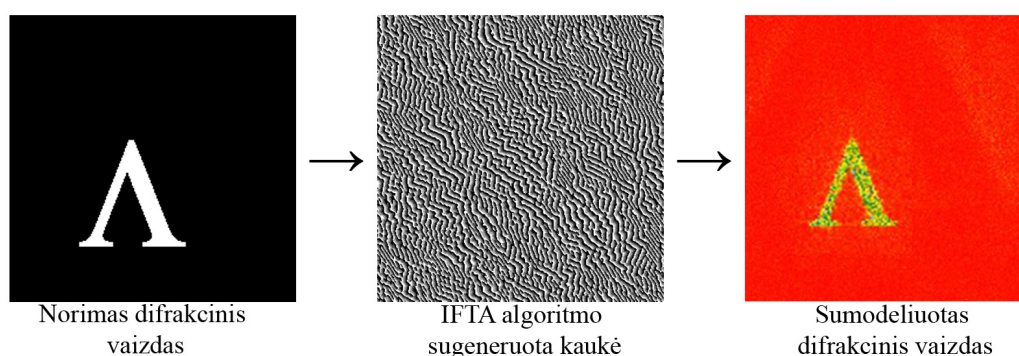
Gauti matavimų rezultatai patvirtino prielaidą, jog ilgesnio židinio nuotolio F-theta objektyvas ($f = 160$ mm) suformuoja platesnę lazerio pluošto sąsmauką. Didžiausių taikytų energijų srityje kraterių skersmuo išsiplėtė iki 12–13 μm . Nepaisant to, pločio evoliucija išlaikė tą pačią

anksčiau aprašytą tendenciją: kraterio skersmuo labiausiai priklauso nuo taikomos energijos, o didinant impulsų skaičių greitai stabilizuojasi ir kinta tik nežymiai.

Analizuojant kraterių gylius (matavimai atlikti iki $N = 8$ impulsų), išryškėjo nuoseklus ir tolygus gylis augimas, maksimaliai pasiekiantis $1,33 \mu\text{m}$.

Praktiniu požiūriu šie rezultatai yra tinkami 4 fazės lygių difrakcinių optinių elementų gamybai. Reikalingus 300 nm, 600 nm ir 900 nm gylius galima tiksliai suformuoti parenkant optimalų energijos tankio ir impulsų skaičiaus derinį.

Iš parametrinės analizės parinkus reikiamą energijos tankio vertę ir impulsų kiekius, reikalingus trims fazės lygiams sukurti (4-tas neabliuojamas), buvo pereita prie realių difrakcinių struktūrų formavimo ant silikatinio stiklo paviršiaus. Kaip bandomasis tikslinis objektas buvo pasirinkta graikiška raidė „ Λ “. Pasitelkus anksčiau aprašytą IFTA algoritmą, šiam norimam difrakciniam vaizdui (žr. 35 pav., kairėje) buvo sugeneruotas 4 fazės lygių skaitmeninis fazės žemėlapis (žr. 35 pav., viduryje). Prieš pradėdant fizinę lazerinę abliaciją, programinėje įrangoje buvo atliktas optinio lauko sklaidimo modeliavimas. Sumodeliuotas teorinis difrakcinis vaizdas (žr. 35 pav., dešinėje) patvirtino, kad apskaičiuotas fazės skirstinys sėkmingai atkuria norimą Λ formos intensyvumo skirstinį tolimajame lauke. Būtent šis patikrintas skaitmeninis modelis buvo naudojamas tolimesniems lazerinio rašymo eksperimentams.

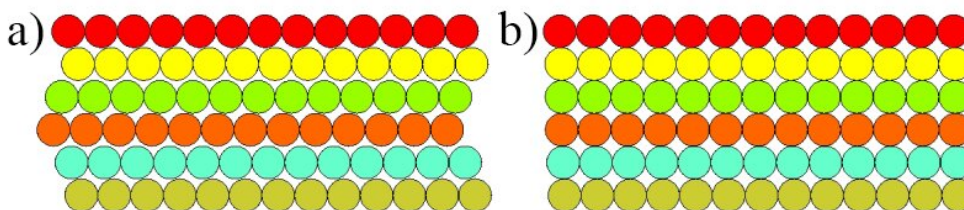


35 pav. Tikslinis difrakcinis vaizdas (raidė Λ), pagal kurį sugeneruota 4 fazės lygių skaitmeninė kaukė ir programinėje įrangoje sumodeliuotas teorinis difrakcinis vaizdas

Siekiant įvertinti kraterių persiklojimo įtaką elementų optinei kokybei, iš viso buvo įrašytos trys hologramos, kuriose pikselio dydis (periodas tarp gretimų impulsų) buvo keičiamas sistemingai: $15 \mu\text{m}$, $12 \mu\text{m}$ ir $10 \mu\text{m}$. Galvanometrinio skenerio pagalba hologramos ($3,8 \times 3,8 \text{ mm}$ ploto esant $10 \mu\text{m}$ periodui) ant stiklo paviršiaus buvo suformuojamos sparčiai – gamybos trukmė siekė vos 25 sekundes naudojant 20 kHz impulsų pasikartojimo dažnį.

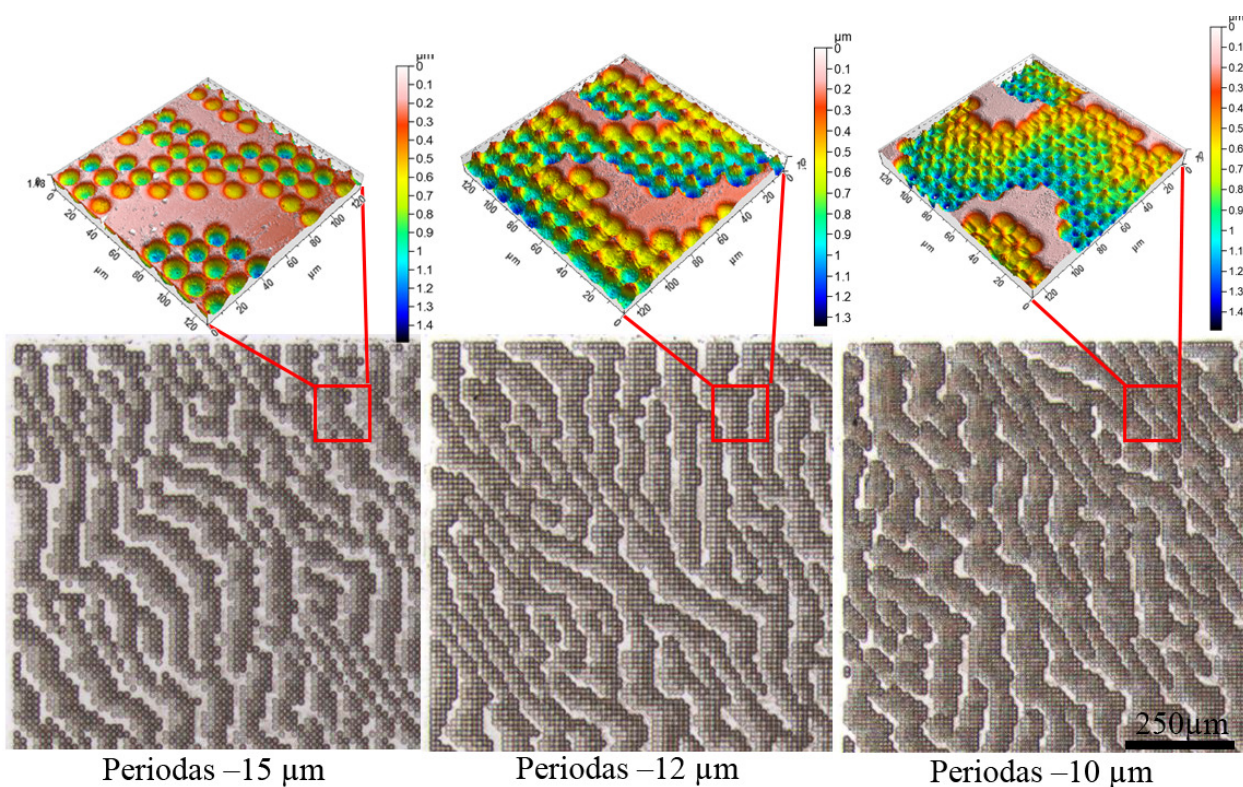
Siekiant dar labiau optimizuoti gamybos našumą, programinėje įrangoje „LaserDESK“ buvo bandoma impulsų pasikartojimo dažnį padidinti virš 20 kHz. Tačiau eksperimentiškai nustatyta, kad viršijus šią ribą, pasiekama kritinė sistemos sinchronizavimo sparta: galvanometriniis skeneris ir lazerinis šaltinis pradeda veikti nesinchroniškai, todėl gretimos pikselių eilės pasislenka viena kitos atžvilgiu, suformuodamos geometrinius neatitikimus (žr. 36 pav.). Šis reiškinys literatūroje aiškinamas galvanometrinių skenerių dinamikos ribojimais [28, 29]. Esant aukštiesiems dažniams ir greičiams, skenerio valdiklis dėl veidrodžių inercijos ir pozicijos sekimo vėlinimo (angl. *trac-*

king error delay) nespėja preciziškai suderinti lazerio trigerio signalo su realia dinamiškai kintančia veidrodžių padėtimi. Dėl šios priežasties tolimesniems eksperimentams buvo paliktas 20 kHz dažnis, kuris garantavo struktūros geometrinį vientisumą, išlaikant aukštą gamybos spartą.



36 pav. Impulsų išsidėliojimas, kai a) sistema veikia nesinchroniškai b) sistema veikia sinchronizuotai

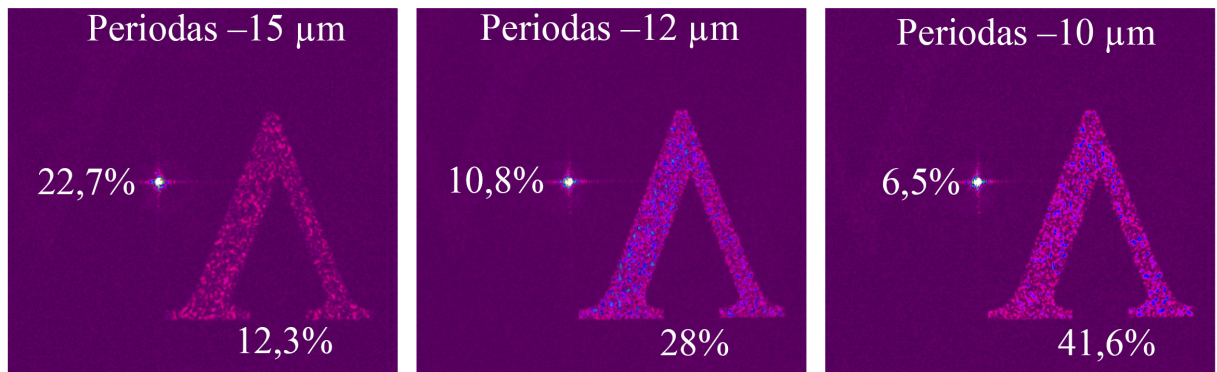
Paviršiaus morfologijos analizė parodė (37 pav.), kad esant 15 μm periodui, krateriai tik liečiasi kraštais, tačiau nepersidengia, palikdami neabliuotus stiklo plotus tarp pikselių. Tuo tarpu 12 μm ir 10 μm periodų atveju užtikrinamas dalinis kraterių persiklojimas, formuojantis vientisesnį paviršiaus reljefą.



37 pav. Įrašytos hologramos ant stiklo paviršiaus su trimis skirtingais periodais. Viršuje – paviršiaus 3D profilis, apačioje – vaizdas pro optinį mikroskopą šviesaus lauko režime

Šių difrakcinių elementų optinis efektyvumas buvo išmatuotas taikant 2f He-Ne lazerio schemą. Matavimų rezultatai (38 pav.) atskleidė ryškią optinio našumo priklausomybę nuo pasirinkto periodo. Geriausi rezultatai pasiekti su 10 μm periodo holograma: į naudingąją difrakcinės struktūros dalį (raidę „Λ“) buvo nukreipta 41,6 % krentančios šviesos intensyvumo, o 0-inėje difrakcinėje eilėje liko vos 6,5 % energijos (teorinis maksimalus tokio tipo hologramų efektyvumas

siekia apie 60 %). Didinant periodą, efektyvumas drastiškai krito: 12 μm periodo holograma difragavo 28 % šviesos (0-inėje eilėje 10,8 %), o 15 μm periodo holograma tesiekė 12,3 % efektyvumą (0-inėje eilėje net 22,7 %).



38 pav. Hologramų difrakcinio vaizdo intensyvumo pasiskirstymas, užfiksuotas CCD kamera. Palyginti optiniai efektyvumai esant 15 μm , 12 μm ir 10 μm skenavimo periodams

Tokį ryškų naudingos difraguotos šviesos sumažėjimą ir energijos kaupimąsi 0-inėje eilėje lemia du pagrindiniai veiksniai: skaitmeninės hologramos erdvinė skyra ir fizinė išabliuotų kraterių morfologija.

Pirma, optiniam efektyvumui tiesioginę įtaką daro pačios skaitmeninės kaukės erdvinė rezoliucija. Išlaikant panašų bendrą difrakcinio elemento plotą, 10 μm periodo holograma yra sudaryta iš (380×380) pikselių. Toks pikselių tankis leidžia tolygiau ir tiksliau atkartoti IFTA algoritmo apskaičiuotą fazės žemėlapi. Didinant pikselio dydį (periodą) iki 15 μm , pikselių skaičius tame pačiame plote sumažėja iki (253×253) pikselių. Dėl šios priežasties erdvinis fazės profilis tampa kur kas grubesnis (padidėja diskretizavimo klaida), kas iš esmės sumažina difrakcijos efektyvumą dar net nepradėjus fizinio lazerinio reljefo formavimo.

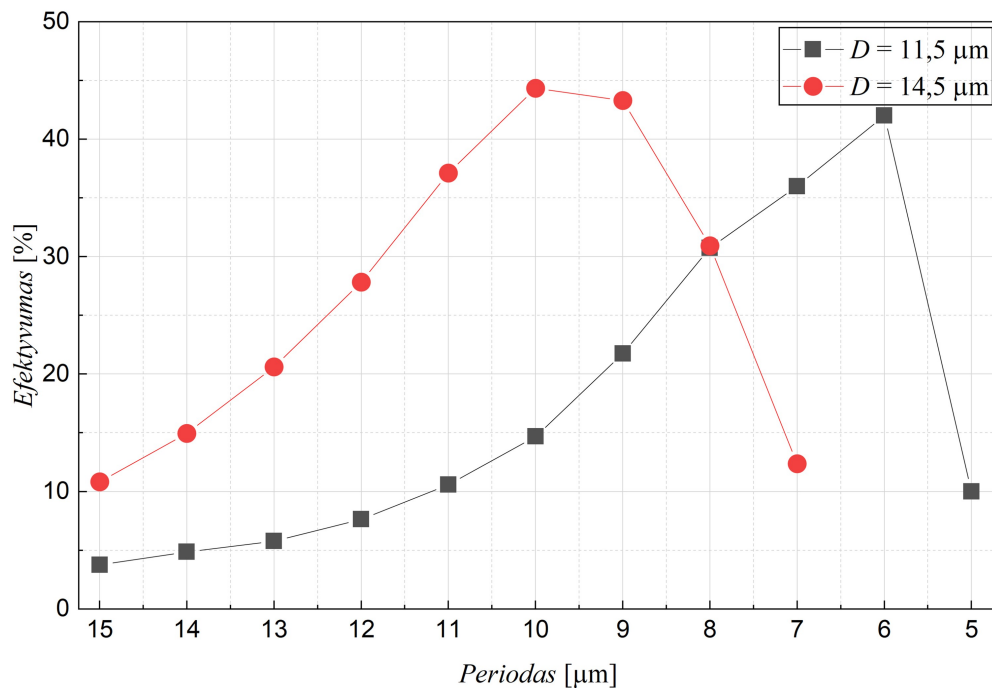
Antra, ne mažiau svarbi priežastis yra fizinio reljefo formavimosi ypatumai. Idealiuoje 4 lygių fazinėje hologramoje reljefas turi būti sudarytas iš stačiakampių laiptelių (sukuriančių tikslius fazės pokyčius), tačiau realybėje Gauso pluošto išabliuoti krateriai pasižymi nuožulniomis sienelėmis. Šis nuolydis sukuria tolydų, o ne laiptuotą fazinį gradientą, kuris ir išsklaido šviesą į nepageidaujamas aukštesnes bei 0-inę difrakcijos eiles. 15 μm periodo atveju šis efektas buvo stipriausias, nes atstumai tarp kraterių buvo per dideli, kad jie persidengtų, todėl liko didelis nulinės fazės (neabliuoto) ploto procentas. 10 μm periodo atveju krateriai dalinai persiklojo, todėl nuožulnūs šlaitai buvo išabliuoti kaimyninių impulsų, formuojant vientisesnį dugną ir priartinant realų reljefą prie pageidaujamo stačiakampio profilio.

3.5. Difrakcinių optinių elementų efektyvumo optimizavimas

Nors ankstesniame skyrelyje pademonstruotas didelis galvanometrinių skenerio greitis įrašinėjant difrakcinius optinius elementus, tolimesniems tyrimams teko grįžti prie (a) eksperimentinės konfigūracijos su fokusavimo lęšiu ($f = 100 \text{ mm}$) ir pozicionavimo stalais. Šį sprendimą lėmė optinių elementų degradacija: intensyvios UV spinduliuotės ($\lambda = 257 \text{ nm}$) poveikis pažeidė telecentrinio F-theta objektyvo lęšius. Dėl atsiradusių defektų abliacijos procesas tapo nenuspėjamas,

nes kraterių kokybė ir gylis pradėjo priklausyti nuo to, per kurią objektyvo dalį skenuojamas pluoštas. Nors perėjimas prie bandinio pozicionavimo stalų reikšmingai pailgino struktūrų įrašymo laiką, tai leido išlaikyti stabilias abliacijos sąlygas.

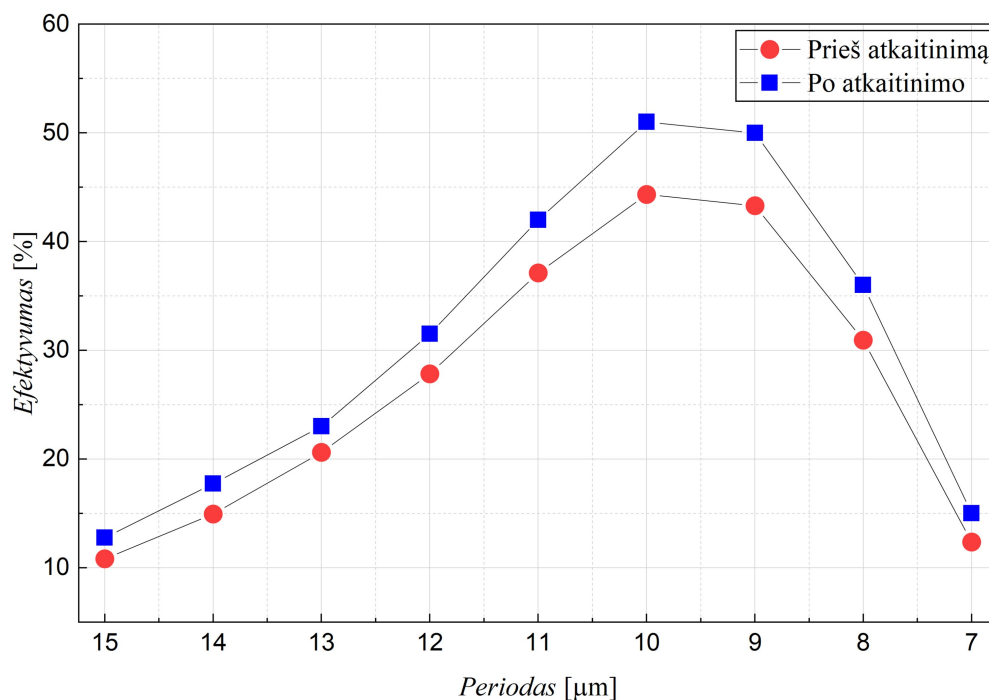
Sugrįžus prie stabilios optinės sistemos, buvo siekiama detaliau ištirti kraterių persiklojimo (kurį įtakoja kraterių periodas d) ir jų skersmens (D) sąveiką bei jos įtaką galutiniam DOE optiniam efektyvumui. Rezultatai, pateikti 39 paveiksle, parodo, kad optimalus įrašymo periodas, atitinkantis skaitmeninės hologramos pikselio dydį, yra tiesiogiai susietas su fiziniu kraterio matmeniu.



39 pav. DOE difrakcinis efektyvumas esant skirtingiems kraterių periodams (d) (D – kraterio skersmuo)

Naudojant platesnius kraterius $D = 14,5 \mu\text{m}$, maksimalus $\sim 44\%$ efektyvumas pasiekiamas esant $10 \mu\text{m}$ periodui. Tuo tarpu sumažinus kraterio skersmenį iki $D = 11,5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ periodas tampa per didelis (efektyvumas krenta žemiau 15%), nes tarp abliacijos centrų lieka pernelyg dideli nepažeistos medžiagos zonos. Šiuo atveju optimalus fizinis persiklojimas pasiekiamas tik sumažinus periodą iki $6 \mu\text{m}$, kur efektyvumas išauga iki $\sim 42\%$. Tai įrodo, kad norint pasiekti aukštą difrakcinį efektyvumą, neužtenka vien tik parinkti tinkamą kraterio gylį – būtina tiksliai suderinti hologramos pikselio dydį su realaus kraterio pločiu. Tik pasiekus optimalų persiklojimą suformuojamas tolygus reljefas: išvengiama neabliuotų zonų (kai periodas per didelis) ir perteklinio medžiagos pašalinimo (kai periodas per mažas), kuris iškraipo fazės lygmenis.

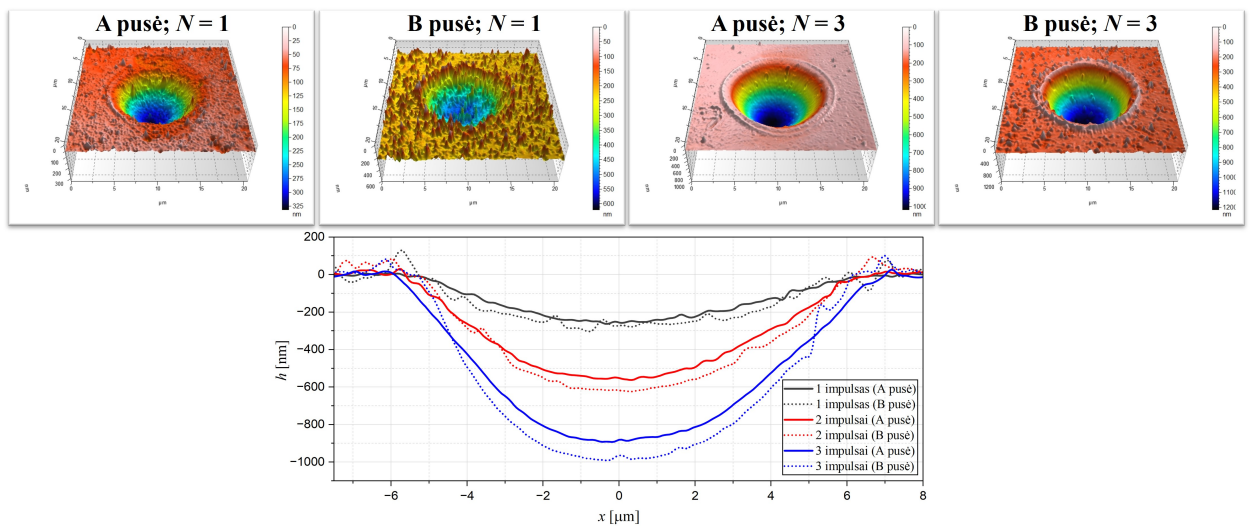
Galiausiai, siekiant dar labiau padidinti difrakcinių optinių elementų našumą, buvo pritaikytas terminis atkaitinimas. Žinoma, kad intensyvi UV femtosekundinė spinduliuotė stiklo struktūroje indukuoja defektus – spalvinius centrus, kurie sugeria regimojo diapazono šviesą ir mažina bendrą elemento skaidrumą. Siekiant juos pašalinti, suformuotos hologramos buvo atkaitinamos krosnelėje 1 h išlaikant 300°C temperatūrą (žr. 40 pav.).



40 pav. DOE difrakciniai efektyvumai prieš ir po atkaitinimo esant skirtingiems kraterių periodams (*d*)

Efektyvumo matavimai prieš ir po atkaitinimo patvirtina šio metodo veiksmingumą. Visame tirtų periodų diapazone stebimas nuoseklus difrakcinio efektyvumo padidėjimas po terminio apdorojimo (vidutiniškai 1,15 karto padidėjęs difrakcinis efektyvumas). Pavyzdžiui, optimalaus $10\ \mu\text{m}$ periodo hologramos efektyvumas išaugo nuo $\sim 44\%$ iki daugiau nei 50% . Šis reikšmingas pagerėjimas yra tiesiogiai susijęs su spalvinių centrų anihiliacija kaitinimo metu. Pašalinus lazerio spinduliuotės indukuotus spalvinius centrus, kurie didina regimosios spinduliuotės sugertį, atstatomas medžiagos optinis skaidrumas artimas nemodifikuotam stiklui, todėl didesnė krentančios šviesos energijos dalis sėkmingai difraguoja į naudingąją difrakcijos eilę.

Gaminant difrakcinius optinius elementus ant komercinio silikatinio stiklo (mikroskopinių stiklų) paviršiaus, buvo pastebėtas reiškinys, galintis įnešti papildomą paklaidą formuojant struktūras. Atliekant kontrolinius matavimus nustatyta, kad abliacijos rezultatų kokybė stipriai priklauso nuo to, kuri bandinio pusė apdirbama (pavadintos A ir B pusėmis). Kaip matyti 41 paveiksle, formuojant kraterius tomis pačiomis lazerio parametrų sąlygomis, B pusėje gaunamos akivaizdžiai gilesnės struktūros. Skiriasi ne tik abliacijos gylis, bet ir morfologinė kokybė: B pusėje kraterio dugno šiurkštumas (R_a) siekia apie $10\ \text{nm}$, tuo tarpu A pusėje jis perpus mažesnis – vos $5\ \text{nm}$. Analogiškas skirtumas stebimas ir neabliuotose zonose aplink kraterius, kur ploto šiurkštumas (S_a) B pusėje padidėja iki $15\ \text{nm}$ (palyginti su $5\ \text{nm}$ A pusėje). Be to, B pusėje po abliacijos susidarančios išlydytos medžiagos užvartos yra gerokai aukštesnės, siekiančios $100\ \text{nm}$ ir daugiau, kai tuo tarpu A pusėje jos neviršija $30\ \text{nm}$. Dėl šių reljefo iškraipymų, B pusėje įrašytų difrakcinių optinių elementų efektyvumas yra maždaug penktadaliu mažesnis nei įrašytų A pusėje.



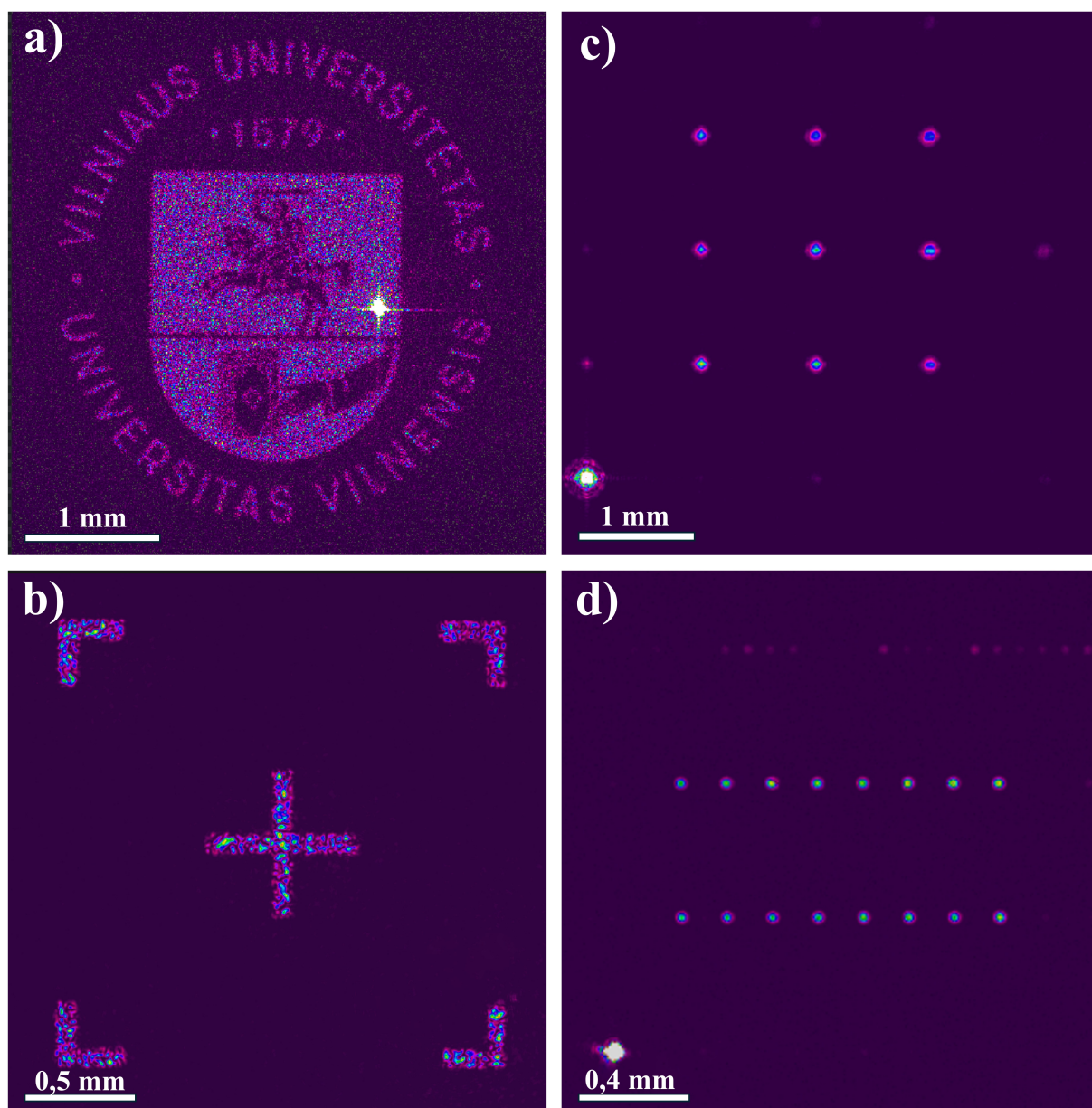
41 pav. Kraterių morfologijos palyginimas abliuojant skirtingas silikatinio stiklo puses (A – „oro pusė“, B – „alavo pusė“). Viršuje pateikti 3D topografiniai vaizdai po 1 ir 3 impulsų. Apačioje – skerspjūvio profilai, iliustruojantys gylio ir užvartų aukščio skirtumus tarp skirtingų pusių

Šis asimetrinis abliacijos reiškinys yra tiesiogiai susijęs su pramoniniu silikatinio stiklo gamybos būdu. Standartiniai mikroskopiniai stikliukai gaminami plūduriuojančio stiklo metodu (angl. *float glass*), kai išlydyta stiklo masė formuojama pilant ją ant išlydyto alavo. Dėl šio proceso stiklas įgauna dvi skirtingų cheminių ir fizikinių savybių puses: „oro pusė“ ir „alavo pusė“. Alavo pusės paviršiniame sluoksnyje (kelių mikrometrų gylyje) stiklo struktūroje yra prisotinta difunduotų alavo jonų (Sn^{2+} , Sn^{4+}). Mokslinėje literatūroje išsamiai aprašyta [30, 31], kad šios alavo priemaišos komerciniame silikatiname stikle stipriai padidina medžiagos optinę sugertį, ypač ultravioletinėje spektro srityje, ir drastiškai sumažina medžiagos abliacijos slenkstį. Kadangi šiame darbe naudota UV ($\lambda = 257$ nm) lazerio spinduliuotė, B pusėje (kuri atitinka alavo pusę) dėl stipresnės sugerties lokaliai sumažėjęs abliacijos slenkstis lemia agresyvesnę ir sunkiau kontroliuojamą medžiagos pašalinimą. Tai sukelia didesnius lydalo išmetimus, didesnę paviršiaus šiurkštumą ir didesnę gylį. Tuo tarpu A pusė atitinka „oro pusę“, kurioje alavo priemaišų nėra, todėl UV spinduliuotės abliacija joje vyksta tolygiau ir švariau, leidžiant suformuoti preciziškesnius, optiškai kokybiškesnius difrakcinių elementų fazinio vėlinimo lygmenis. Taigi, siekiant stabilaus difrakcinių optinių elementų gamybos atkartojamumo ant silikatinio stiklo, būtina užtikrinti apdirbimą išskirtinai iš „oro pusės“ arba naudoti homogeniškesnius substratus, pavyzdžiui, lydytą kvarcą.

3.6. Įvairių difrakcinių elementų realizavimas

Nors didžiojoje šio darbo dalyje optimalių abliacijos parametrų paieškai, efektyvumo optimizavimui ir reljefo kokybės vertinimui buvo naudojama bandomoji graikiškos raidės „A“ holograma, galutinis šio tyrimo tikslas – pademonstruoti šio tiesioginio lazerinio rašymo ant skaidrių dielektrikų gamybos metodo lankstumą ir pritaikomumą. Siekiant atskleisti tiesioginio femtosekundinio UV lazerinio rašymo galimybes formuojant įvairius difrakcinius elementus, papildomai buvo sumodeliuoti ir pagaminti dar keturi skirtingos paskirties KGH pavyzdžiai. Visi šie elementai buvo realizuoti ant silikatinio stiklo paviršiaus, suformuojant 4 fazės lygmenų reljefą ir išlaikant

optimalų $d = 10\ \mu\text{m}$ pikselio (įrašymo periodo) dydį. Suformuotų elementų difrakciniai vaizdai, užfiksuoti CCD kamera naudojant standartinę $2f$ optinę schemą (matavimo sistemos principas pa-vaizduotas 14 pav.), pateikiami 42 paveiksle.



42 pav. Lazerinės abliacijos būdu ant silikatinio stiklo suformuotų 4 fazės lygių difrakcinių optinių elementų difrakciniai vaizdai: a) Vilniaus universiteto herbas; b) difrakcinis taikiny; c) 3×3 pluošto daliklis; d) 8×2 pluošto daliklis.

Gauti difrakciniai vaizdai tolimajame lauke patvirtina metodo pritaikomumą skirtingo sudėtingumo elementams. Paveikslo (a) dalyje atvaizduotas Vilniaus universiteto herbas parodo, kad naudojant 4 fazės lygių kompiuteriu generuotą hologramą su $10\ \mu\text{m}$ pikselio dydžiu, galima atkurti kompleksiškus ir pakankamai smulkių detalių reikalaujančius vaizdus. Sukuriamas vaizdas yra kokybiškas, gerai įskaitomas ir išlaiko visas pagrindines atpažįstamas originalaus herbo detales. Tokios hologramos galėtų būti naudingos kuriant unikalias optines apsaugos hologramas. Paveikslo (b) dalyje matomas difrakcinis taikiny. Ši struktūra leidžia vizualiai įvertinti atkuriamo vaizdo

kontrastą, linijų ryškumą bei geometrinių proporcijų išlaikymą. Galiausiai, (c) ir (d) dalyse pateikti atitinkamai 3×3 ir 8×2 pluošto daliklių skirstiniai. Akivaizdu, kad elementai geba tolygiai padalinti vieną krentantį pluoštą į nustatyto dydžio matricas. Tokie komponentai gali būti naudojami optinių jutiklių sistemose kur krentančios šviesos srautą reikia tolygiai ir geometriškai tiksliai paskirstyti į kelis nepriklausomus kanalus.

Apibendrinant šio eksperimento rezultatus, galima teigti, kad tiesioginiu lazeriniu rašymų realizuoti difrakciniai optiniai elementai sėkmingai atkuria skaitmeniškai suprojektuotus vaizdus tolimajame lauke. Užfiksuoti intensyvumo skirstiniai atitinka programinėje įrangoje atlikto teorinio modeliavimo prognozes. Tai patvirtina, kad ištirtas tiesioginio UV femtosekundinio lazerinio rašymo metodas užtikrina reikiamą reljefo formavimo tikslumą ir yra praktiškai pritaikomas ne tik paprastų, bet ir sudėtingų kompiuteriu generuotų hologramų gamybai ant skaidrių dielektrikų paviršiaus.

Išvados

1. Parametrinė analizė parodė, kad silikatiniam, BK7 ir lydyto kvarco stikluose abliacijos gylis tolygiai auga didinant impulsų skaičių, o kraterio skersmuo kinta nežymiai. Gylio jautrumo analizė naudojant ($f = 100$ mm) židinio nuotolio lęšį atskleidė, kad norint išlaikyti 300, 600 ir 900 nm fazinius lygmenis su ± 15 nm tolerancija, leistinas impulso energijos svyravimo langas atitinkamai siaurėja: nuo $1,4 \mu\text{J}$ pirmajam lygiui iki $0,7 \mu\text{J}$ ir $0,4 \mu\text{J}$ gilesniems lygiams. Šių stabilių abliacijos režimų identifikavimas leidžia dešimčių nanometrų tikslumu kontroliuoti reljefo formavimą, kuris yra būtinas 4 fazės lygių hologramų gamybai.
2. Telecentrinis F-theta objektyvas ($f = 160$ mm) su galvanometriniu skeneriu leido išlaikyti aukštą gylio kontrolę ir žymiai padidinti įrašymo greitį – optimaliu 20 kHz dažniu ($3,8 \times 3,8$) mm matmenų hologramos suformuojamos per 25 sekundes. Maksimalus difrakcinis efektyvumas pasiekiamas suderinus kraterio skersmenį ($\sim 14,5 \mu\text{m}$) su $10 \mu\text{m}$ skenavimo periodu.
3. Ištirta difrakcinių optinių elementų efektyvumo priklausomybė nuo įrašymo periodo ir kraterio skersmens santykio. Nustatyta, kad geriausias optinis efektyvumas pasiekiamas užtikrinus ne mažesnę nei 30 % kraterių persiklojimą. Pritaikius terminį atkaitinimą (300°C , 1 h) ir taip pašalinus UV spinduliuotės indukuotus spalvinius centrus, šių elementų difrakcinis efektyvumas vidutiniškai padidėjo 1,15 karto, o geriausiu atveju pasiekė 51 % (kai teorinė 4 fazės lygių riba siekia ~ 60 %). Sėkmingai suformuoti įvairūs DOE (Vilniaus universiteto herbas, pluošto dalikliai), atkuriantys aukšto kontrasto vaizdus tolimajame lauke, patvirtina, kad šis tiesioginio rašymo metodas yra tinkamas greitam DOE prototipavimui.
4. Cheminis ėsdinimas HF tirpale pademonstravo teigiamą potencialą modifikuojant stiklo paviršiaus morfologiją: BK7 stikle buvo stebimas dugno plokštėjimas ir kraterių sienelių statėjimas, o lydyto kvarco stikle – baseinelių, sudarytų iš perklotų kraterių, dugno poliravimo efektas. Priešingai, silikatiniam stikle ėsdinimas lėmė spartų izotropinį kraterio matmenų augimą bei ryškų baseinelio dugno šiurkštumo padidėjimą. Visgi, tolesniam cheminiam apdirbimui rekomenduojama naudoti silpnesnės (1–2 %) koncentracijos tirpalus.

Literatūra

- [1] D. C. O'Shea, *Diffraction optics: design, fabrication, and test*, vol. 62. SPIE press, 2004.
- [2] W. J. Dallas, Computer-generated holograms, in *Digital Holography and Three-Dimensional Display: Principles and Applications*, 1–49, Springer, 2006.
- [3] J. W. Goodman and M. E. Cox, *Introduction to fourier optics*, 1969.
- [4] X.-y. Jiang, P. Chuang, X. Wang, and Y. Zong, A novel iterative computation algorithm for kinoform of 3d object, in *Holography, Diffractive Optics, and Applications V*, vol. 8556, 269–276, SPIE, 2012.
- [5] Y. Soskind, *Field Guide to Diffractive Optics*. Bellingham: SPIE Press, 2011.
- [6] S. N. Khonina, N. L. Kazanskiy, R. V. Skidanov, and M. A. Butt, Advancements and applications of diffractive optical elements in contemporary optics: A comprehensive overview, *Advanced Materials Technologies*, 2025, **10**, 2401028.
- [7] A. Poleshchuk, Fabrication and application of diffractive optical elements, in *Sixth International Symposium on Precision Engineering Measurements and Instrumentation*, vol. 7544, 903–914, SPIE, 2010.
- [8] Jirigalantu, X. Li, S. Zhang, *et al.*, Ruling of echelles and gratings with a diamond tool by the torque equilibrium method, *Applied Optics*, 2016, **55**, 8082–8088.
- [9] R. Berlich, D. Richter, M. Richardson, and S. Nolte, Fabrication of computer-generated holograms using femtosecond laser direct writing, *Optics letters*, 2016, **41**, 1752–1755.
- [10] F. Zhou, X. Ran, D. Fan, S. Lu, and W. Ji, Perovskites: multiphoton absorption and applications, *Advanced Optical Materials*, 2021, **9**, 2100292.
- [11] R. E. Russo, X. Mao, J. Yoo, and J. Gonzalez, Laser ablation, in *Laser-induced breakdown spectroscopy*, 41–70, Elsevier, 2007.
- [12] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Soviet Physics JETP*, 1965, **20**, 1307–1314. Originally published in *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 1945–1957 (1964).
- [13] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in a varying electromagnetic field, *Soviet Physics JETP*, 1986, **64**, 1191–1194.
- [14] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. M. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Ultrashort-pulse optical damage, in *27th Annual Boulder Damage Symposium: Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1995*, vol. 2714, 616–629, SPIE, 1996.
- [15] C. B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.*, 2001, **12**, 1784–1794.

- [16] D. Zhang and L. Guan, 4.06 - laser ablation, in *Comprehensive Materials Processing*, 125–169, Elsevier, 2014.
- [17] D. Stonyte, V. Jukna, and D. Paipulas, Direct laser ablation of glasses with low surface roughness using femtosecond uv laser pulses, *Journal of Laser Micro Nanoengineering*, 2022, **17**, 121–126.
- [18] M. H. M. Zaid, K. A. Matori, S. H. A. Aziz, A. Zakaria, and M. S. M. Ghazali, Effect of zno on the physical properties and optical band gap of soda lime silicate glass, *International journal of molecular sciences*, 2012, **13**, 7550–7558.
- [19] J.-M. Liu, Simple technique for measurements of pulsed gaussian-beam spot sizes, *Optics letters*, 1982, **7**, 196–198.
- [20] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, U. Hunziker, *et al.*, Ultra-high-precision surface structuring by synchronizing a galvo scanner with an ultra-short-pulsed laser system in mopa arrangement, in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, vol. 8243, 109–119, SPIE, 2012.
- [21] M. Kolli, M. Hamidouche, N. Bouaouadja, and G. Fantozzi, Hf etching effect on sandblasted soda-lime glass properties, *Journal of the European Ceramic Society*, 2009, **29**, 2697–2704.
- [22] A. Marcinkevičius, S. Juodkazis, M. Watanabe, M. Miwa, S. Matsuo, H. Misawa, and J. Nishii, Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica, *Optics letters*, 2001, **26**, 277–279.
- [23] J. M. Bennett and L. Mattsson, *Introduction to Surface Roughness and Scattering*. Washington, D.C.: Optical Society of America, 1989.
- [24] KEYENCE CORPORATION, “Sa (arithmetical mean height) | area roughness parameters.” <https://www.keyence.com/ss/products/microscope/roughness/surface/parameters.jsp>, 2026. [žiūrėta 2026-05-20].
- [25] J. E. Harvey, S. Schröder, N. Choi, and A. Duparré, Total integrated scatter from surfaces with arbitrary roughness, correlation widths, and incident angles, *Optical Engineering*, 2012, **51**, 013402–013402.
- [26] H. Quan, R. Wang, W. Ma, Z. Wu, L. Qiu, K. Xu, and W. Zhao, Femtosecond laser-induced phase transformation on single-crystal 6h-sic, *Micromachines*, 2024, **15**, 242.
- [27] J. Wei, S. Yuan, J. Zhang, *et al.*, Femtosecond laser ablation behavior of sic/sic composites in air and water environment, *Corrosion science*, 2022, **208**, 110671.
- [28] M. Pothén, K. Winands, and F. Klocke, Compensation of scanner based inertia for laser structuring processes, *Journal of Laser Applications*, 2017, **29**.

- [29] P. Garkusha, F. Harst, and M. F. Zaeh, Optimizing the dynamic performance of galvanometric scanners through advanced trajectory planning for laser material processing, *Journal of Laser Applications*, 2026, **38**.
- [30] D. Nieto, J. Arines, and M. Flores-Arias, Fluence ablation threshold dependence on tin impurities in commercial soda-lime glass, *Applied Optics*, 08 2014, **53**, 5416–5420.
- [31] D. Nieto, J. Arines, G. M. O'Connor, and M. T. Flores-Arias, Single-pulse laser ablation threshold of borosilicate, fused silica, sapphire, and soda-lime glass for pulse widths of 500 fs, 10 ps, 20 ns, *Applied optics*, 2015, **54**, 8596–8601.

SURFACE DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS AND THEIR FABRICATION ON TRANSPARENT DIELECTRICS USING ULTRAFAST UV LASER PULSES

Paulius Kniukšta

Summary

In recent decades, diffractive optical elements (DOEs) have become essential components in modern photonics, enabling precise spatial modulation of light phase and amplitude. While traditional lithography provides high resolution, it is a complex, multi-step, and expensive process. Direct laser writing using ultrashort pulses offers a flexible, maskless alternative. This master's thesis aims to investigate and optimize the fabrication process of surface phase DOEs on transparent dielectrics using ultraviolet (UV) femtosecond laser pulses ($\lambda = 257$ nm), and to evaluate the effects of chemical etching and thermal annealing on the fabricated structures.

A systematic parametric analysis of laser ablation was conducted on soda-lime glass, borosilicate glass (BK7), fused silica (UVFS), and organic glass (PMMA). The results demonstrated that in inorganic glasses, the ablation depth grows linearly with the number of pulses, whereas the crater diameter remains relatively stable. Depth sensitivity analysis revealed that forming 300, 600, and 900 nm phase steps with a strict ± 15 nm tolerance requires precise pulse energy control, with the permissible energy window narrowing from $1.4 \mu\text{J}$ for the first level to $0.4 \mu\text{J}$ for the deepest level.

Chemical post-processing in a 10% hydrofluoric acid (HF) solution yielded distinct morphological modifications depending on the material. In fused silica, an advantageous polishing effect was observed, reducing surface roughness. In BK7 glass, HF etching successfully transformed Gaussian-shaped craters into flat-bottomed rectangular profiles with steeper walls, which is highly beneficial for phase DOEs. Conversely, soda-lime glass suffered from rapid isotropic expansion and increased roughness, indicating that weaker (1–2%) HF concentrations are necessary for optimal control.

To scale up the fabrication, a galvanometric scanner equipped with a telecentric F-theta lens ($f = 160$ mm) was implemented. This setup maintained high depth control while drastically increasing the writing speed—fabricating 3.8×3.8 mm holograms in just 25 seconds at an optimal 20 kHz repetition rate. Optical characterization revealed that maximum diffraction efficiency requires at least a 30% spatial overlap of the ablated craters (e.g., $14.5 \mu\text{m}$ craters with a $10 \mu\text{m}$ pitch). Finally, thermal annealing at 300°C for 1 hour successfully annihilated UV-induced color centers, restoring glass transparency. This thermal treatment increased the overall diffraction efficiency by a factor of 1.15, reaching a maximum of 51% (approaching the $\sim 60\%$ theoretical limit for 4-phase-level DOEs). The successful realization of complex structures, such as the Vilnius University crest and multi-channel beam splitters, confirms that the optimized direct UV femtosecond writing method is highly reliable and well-suited for the rapid prototyping of diffractive optics.

Aprobacija

Šiame magistro baigiamajame darbe pateikti tyrimų rezultatai buvo viešai pristatyti šiose tarptautinėse mokslinėse konferencijose:

- P. Kniukšta, D. Paipulas. „*Rapid fabrication of surface holograms in nonphotosensitive dielectrics using femtosecond laser ablation*“. The 22nd International Conference on Global Research and Education (Inter-Academia 2025), 2025 m. rugsėjo 15–19 d., Budapeštas, Vengrija (stendinis pranešimas).
- P. Kniukšta, D. Stonytė, S. Butkus, D. Paipulas. „*Fabrication of superficial phase-based diffractive elements in dielectrics via UV femtosecond laser ablation*“. The 9th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP 2025), 2025 m. birželio 10–13 d., Isė, Japonija (žodinis pranešimas, pristatė D. Paipulas).
- P. Kniukšta, S. Butkus, D. Paipulas. „*Rapid fabrication of superficial holograms on transparent dielectrics with deep-UV femtosecond laser ablation*“. SPIE Photonics West 2026, 2026 m. sausio 17–22 d., San Franciskas, Kalifornija, JAV (žodinis pranešimas, pristatė D. Paipulas).

Apdovanojimai:

Pristatymas „Inter-Academia 2025“ konferencijoje buvo įvertintas ir apdovanotas kaip geriausias pranešimas jaunųjų mokslininkų sesijoje (*Young Scientists’ Inter-Academia session*).