

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Tadas Latvys

PAŽANGUS FEMTOSEKUNDINIS UV INTEFERENCINIS APDIRBIMAS

MAGISTRO STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentas

Tadas Latvys

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

dr. Darius Gailevičius

Konsultantas

dr. Vytautas Jukna

Recenzentas

dr. Paulius Gečys

Centro vadovė

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	4
1 Teorinis įvadas	5
1.1 Lazerinės spinduliuotės sąveika su dielektrikais ir sugerties mechanizmai	5
1.2 Abliacijos slenkstis ir fs-UV impulsinių pluoštų privalumai	6
1.3 Daugiašūvis dielektrikų apdirbimas	9
1.4 Interferencinis apdirbimas	10
2 Tyrimo metodika	14
2.1 Eksperimento schema	14
2.2 Tirtos medžiagos, tyrimo metodas ir gardelių morfologijos charakterizavimas . . .	16
2.3 Gausinio pluošto slenkstinio energijos tankio nustatymas	18
3 Rezultatai ir duomenų aptarimas	20
3.1 Siaurajuosčiai dielektrikai	20
3.1.1 Natrio-kalcio silikatinis stiklas	21
3.1.2 Borosilikatinis stiklas	27
3.1.3 Siaurajuosčių dielektrikų struktūrizavimo dėsningumų apibendrinimas . . .	33
3.2 Plačiąjuosčiai dielektrikai	33
3.2.1 Lydytas kvarcas	34
3.2.2 Safyras	39
3.2.3 Kristalinis kvarcas	44
3.2.4 Plačiąjuosčių dielektrikų struktūrizavimo dėsningumų apibendrinimas . . .	48
Išvados	50
Literatūra	51
Aprobacija	56
Santrauka	57
Summary	58

Pagrindinės darbe vartojamos santrumpos ir žymėjimai

λ – lazerio spinduliuotės bangos ilgis

τ – impulso trukmė

fs – femtosekundė (arba femtosekundinis)

UV – ultravioletinė spinduliuotė

IR – infraraudonoji spinduliuotė

F – smailinis energijos tankis

F_{th} – medžiagos abliacijos slenkstis

N – suminis impulsų skaičius

h – vidutinis darinių gylio kontrastas

σ_h – gylio kontrasto standartinis nuokrypis

Λ – Vidutinis erdvinis periodas

σ_Λ – erdvinio periodo standartinis nuokrypis

Įvadas

Paviršiaus mikro- ir nanostruktūrizavimas pastaraisiais dešimtmečiais tapo viena esminių technologinių sričių, leidžiančių medžiagoms suteikti naujų, pažangių funkcinių savybių: superhidrofiškumo, sumažinto optinio atspindžio, kontroliuojamos trinties, apribotos bakterijų adhezijos bei padidinto saulės elementų efektyvumo. Tarp pramonėje naudojamų medžiagų ypatingą vietą užima dielektrikai. Šios medžiagos yra plačiai pritaikomos dėl savo išskirtinių optinių savybių, cheminio bei terminio atsparumo ir mechaninio stabilumo [1]. Mikrostruktūrizuotas lydytas kvarcas, safyras ir kristalinis kvarcas yra dažnai naudojami gaminant optinius elementus (gardeles, kaukes, filtrus) [2, 3], mikroelektronikos [4, 5] bei mikrofluidinius komponentus [6].

Tradiniai metodai, tokie kaip ultravioletinės (UV) ar elektronų spinduliuotės litografija kartu su cheminiu ėsdinimu, leidžia pasiekti mažesnę nei 100 nanometrų skiriamąją gebą ir gerą raštų homogeniškumą, tačiau pasižymi dideliais technologiniais trūkumais. Šie procesai reikalauja švartų patalpų, specifinių fotorezistų, brangios įrangos bei kvarcinių kaukių ir papildomų cheminio ėsdinimo etapų, kurių metu naudojami toksiški bei aplinkai kenksmingi chemikalai, apribojantys šių metodų prieinamumą ir didinantys gamybos kaštus. Alternatyvus sprendimas – tiesioginis lazerinis įrašymas – pasižymi dideliu lankstumu ir skenavimo greičiu (iki 15 m/s [7]), tačiau dėl šviesos difrakcijos ribos šio metodo erdvinė skiriamoji geba praktikoje dažniausiai yra apribota iki 5–15 μm [8]. Kitas metodas yra savitvarkių nanogardelių formavimas. Nors jis leidžia pasiekti mažesnę nei vieno mikrometro skiriamąją gebą, tačiau suformuoti dariniai dažnai būna negilūs ir nehomogeniški dideliuose plotuose, o pats procesas yra palyginti lėtas pramoniniu mastu [9].

Šiais apribojimais nepasižymi lazerinis interferencinis apdirbimas, leidžiantis formuoti taisyklingus periodinius raštus nenaudojant jokių kaukių ar papildomų cheminio ėsdinimo etapų. Jis išskiria unikaliu didelio našumo (apdirbimo greitis gali siekti iki 0,9 m^2/min), lankstumo ir aukštos skiriamosios gebos deriniu [10, 11]. Tačiau skaidrių dielektrikų apdirbimas šiuo metodu vis dar yra technologiškai sudėtingas dėl plataus jų draustinės juostos tarpo ir aukšto medžiagos pažaidos slenksčio. Kontroliuojamas tokių medžiagų modifikavimas įmanomas tik realizuojant netiesinės sūgerties procesus, kuriems sužadinti būtina naudoti didelės smailinės galios ultratrumpųjų impulsų lazerius. Nors stipriai sufokusavus pluoštą reikiamą intensyvumą lengva pasiekti nedideliame plote, efektyviam apdirbimui svarbu užtikrinti kuo didesnę vienu metu apdirbamą bandinio paviršiaus plotą. Nepaisant to, atliekant interferencinį apdirbimą femtosekundiniais impulsais, susiduriama su erdvinio–laikinio čirpo problema, kuri apdirbamoje zonoje sumažina smailinį intensyvumą.

Šio **darbo tikslas** — eksperimentiškai ištirti ir įvertinti interferencinio apdirbimo, naudojant ultravioletinius femtosekundinius impulsinius pluoštus, dėsningumus bei apribojimus, formuojant periodinius darinius įvairių dielektrikų paviršiuose.

Siekiant šio tikslo, iškelti šie **darbo uždaviniai**:

1. Realizuoti ir optimizuoti eksperimentinę Talboto interferometro schemą, gebančią pažeisti medžiagos paviršių interferuojančiais femtosekundiniais UV impulsais.
2. Ištirti dielektrines medžiagas, randant technologinius paviršiaus apdirbimo langus, kuriuose yra formuojamos homogeniškos struktūros, sistemingai keičiant impulsų energiją ir suminių impulsų skaičių.

1 Teorinis įvadas

Šiame skyriuje apžvelgiami esminiai teoriniai aspektai, būtini suprasti dielektrinių medžiagų lazerinio mikroapdirbimo ir periodinio struktūrizavimo dėsningumams.

1.1 Lazerinės spinduliuotės sąveika su dielektrikais ir sugerties mechanizmai

Siekiant lazerio impulsais pažeisti skaidrios medžiagos paviršių, būtina, kad ji efektyviai sugertų apdirbimui naudojamą spinduliuotę. Tiesinė (vienfotonė) sugertis, kurios metu valentinės juostos elektronas sugeria vieną fotoną ir yra sužadinamas į laidumo juostą, vyksta tuomet, kai fotono energija viršija medžiagos draustinių energijų tarpą ($E_{\text{fot}} > E_g$). Dielektrinės medžiagos pasižymi plačiu draustinės energijos tarpu ($E_g > 3 \text{ eV}$), todėl infraraudonosios (IR) ar regimosios šviesos fotonų energijos nepakanka elektronui tiesiogiai pernešti iš valentinės juostos į laidumo juostą – sugeneruoti laisvąjį elektroną. Dėl šios priežasties tiesioginis stiklų ir kitų skaidrių dielektrikų apdirbimas reikalauja arba ultravioletinės (UV) lazerinės spinduliuotės, kur naudojamas didelis energijos tankis (viršijantis 10 J/cm^2 [12]), arba ultratrumpųjų lazerio impulsų ($\tau < 10 \text{ ps}$), kurie leidžia pasiekti didesnę nei 10^{13} W/cm^2 spinduliuotės intensyvumą ir indukuoti netiesinės sugerties mechanizmus [13]. Pagrindiniai procesai, generuojantys laisvuosius elektronus veikiant ultratrumpiesiems impulsams, yra daugiafotonė, tunelinė ir griūtinė jonizacijos.

Dielektrinę medžiagą paveikus didelio intensyvumo spinduliuote, kurios fotono energija yra mažesnė už draustinės energijos tarpą ($E_{\text{fot}} < E_g$), laisvųjų elektronų tankio augimas laidumo juostoje prasideda dėl daugiafotonės arba tunelinės jonizacijos. Daugiafotonė jonizacija dominuoja, kai keli fotonai, kurių suminė energija viršija medžiagos draustinės energijos tarpą, yra sugeriami vienu metu, taip pernešant elektroną iš valentinės į laidumo juostą. Tuo tarpu tunelinė jonizacija pasireiškia, kai išorinis elektromagnetinės spinduliuotės laukas yra pakankamai stiprus, kad iškreiptų medžiagos potencinį barjerą, sudarydamas sąlygas valentiniam elektronui tuneliuoti į laidumo juostą. Vyraujanti jonizacijos mechanizmą nusako Keldyšo parametras γ [14]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{mc n \epsilon_0 E_g}{I}} \quad (1)$$

čia ω – spinduliuotės dažnis, e – elektrono krūvis, m – elektrono redukuota masė kietajame kūne, c – šviesos greitis, n – medžiagos lūžio rodiklis, ϵ_0 – dielektrinė skvarba vakuume, E_g – dielektriko draustinės energijos tarpas, I – spinduliuotės intensyvumas. Kai $\gamma \ll 1$, vyrauja tunelinės jonizacijos režimas, pasireiškiantis esant dideliems intensyvumams ir žemiems dažniams. Kai $\gamma \gg 1$, dominuoja daugiafotonė jonizacija. Šis režimas būdingas, kai spinduliuotės dažnis yra pakankamai didelis, o fotono energija yra artimesnė draustinei energijai, todėl jonizacijai reikia mažesnio suminio fotonų skaičiaus.

Po pradinio elektronų sužadinimo etapo seka griūtinė jonizacija, kurios metu didelę kinetinę energiją įgavę laisvieji elektronai sąveikauja su kitais valentinės juostos elektronais ir perduoda dalį savo energijos, priversdami juos peršokti į laidumo juostą. Procesas kartojasi eksponentiškai, kol

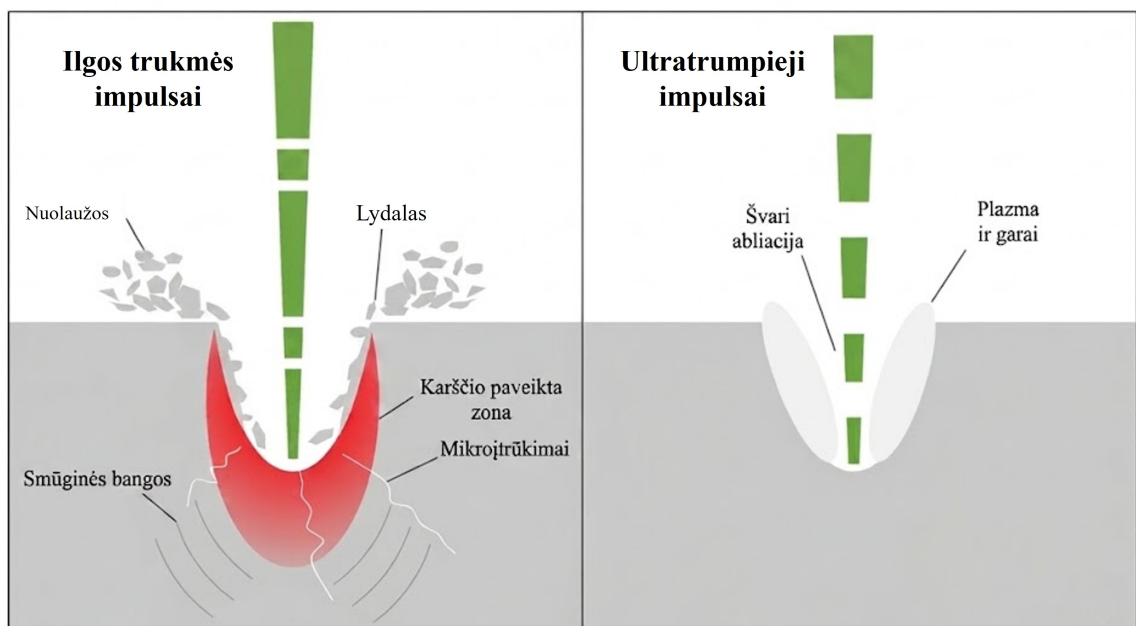
sužadintų elektronų koncentracija viršija kritinį medžiagos pramušimo slenkstį. Tai sukelia staigų medžiagos struktūrinį suardymą bei jos abliaciją. Vis dėlto, apdirbant medžiagas femtosekundiniais impulsais, griūtinės jonizacijos būdu sukuriami tik dalis laisvųjų elektronų, nes pagrindinis sugerties mechanizmas ultratrumpiesiems impulsams yra daugiafotonė jonizacija [15].

1.2 Abliacijos slenkstis ir fs-UV impulsinių pluoštų privalumai

Kai aptartais sugerties mechanizmais pasiekiamas kritinis laisvųjų elektronų tankis (regimajai šviesai – apie 10^{21} cm^{-3} [16]), įvyksta optinis pramušimas ir susiformuoja stipriai sugerianti laisvųjų elektronų plazma. Ši plazma pradeda itin efektyviai sugerti likusios lazerio impulso dalies energiją. Elektronų posistemėje sukaupia lazerio impulso energija per pikosekundžių laiko skalę dėl elektronų-fononų sąveikos yra perduodama medžiagos atminei gardelei ir sukelia staigų lokalų terminį arba fotocheminį struktūros suardymą, pasireiškiantį mikrosprogimu, medžiagos išmetimu (abliacija) bei mikrometrinių matmenų kraterio suformavimu.

Ultratrumpieji lazerio impulsai pasižymi trukmėmis, mažesnėmis už elektronų-fononų relaksacijos laiką kietajame kūne ($\tau < 10 \text{ ps}$). Kadangi per impulso veikimo trukmę laisvieji elektronai nespėja atiduoti sugertos optinės energijos medžiagos gardelei, stipriai sumažinama šilumos difuzija. Šilumos paveikta zona išlieka lokalizuota fokusavimo židinio tūryje, kuriame medžiaga tiesiogiai sublimuoja, taip sumažinant lydalo susidarymo tikimybę [17]. Vis dėlto daugiašūvio apdirbimo metu terminiai ir hidrodinaminiai reiškiniai gali išlikti.

Priešingai, naudojant ilgesnės trukmės impulsus, pasireiškia intensyvūs šiluminiai efektai, lydalo formavimasis, akustinės šoko bangos bei mikroįtrūkiai. 1 pav. iliustruoja esminius ultratrumpųjų impulsų taikymo privalumus: apdirbimo metu išvengiama abliacijos produktų nuosėdų aplinkinėje zonoje, o tai lemia aukštesnę kraterių morfologinę kokybę bei geometrinį tikslumą.



1 pav. Išabliuotų kraterių iliustracija veikiant ilgų trukmės (ns) ir ultratrumpaisiais (<10 ps) lazerio impulsais. Pritaikyta pagal [18]

Medžiagos abliaciją charakterizuoja slenkstinis energijos tankis (F_{th} [J/cm²]) – minimali optinės energijos dozė, tenkanti apdirbamos medžiagos paviršiaus ploto vienetui. Šis slenkstis priklauso nuo medžiagos optinių, šiluminių ir struktūrinių savybių bei lazerio parametrų. Be to, procesui didelę įtaką turi paviršiaus kokybė, defektai, priemaišos, kristalografinė orientacija [19, 20, 21].

Naudojant ultratrumpius impulsus, dielektrikų abliacijos slenkstis yra daugiau nei dviem eilėmis (šimtus kartų) mažesnis, lyginant su ilgos (nanosekundinės) trukmės impulsais [22]. Dėl mažo intensyvumo šviesos sugertis ns režime remiasi tik atsitiktiniais medžiagos defektais ar priemaišomis, todėl tam, kad prasidėtų terminis medžiagos suardymas, reikia suleisti milžinišką bendrą energijos kiekį. Trumpėjant lazerio impulso trukmei, spinduliuotės smailinis intensyvumas sparčiai didėja, todėl išauga tikimybė valentinės juostos elektronui vienu metu sugerti kelis fotonus (veikiant daugiafotonei jonizacijai). Kadangi optiniam pramušimui pasiekti reikia mažesnės bendros energijos dozės, abliacijos slenkstis mažėja.

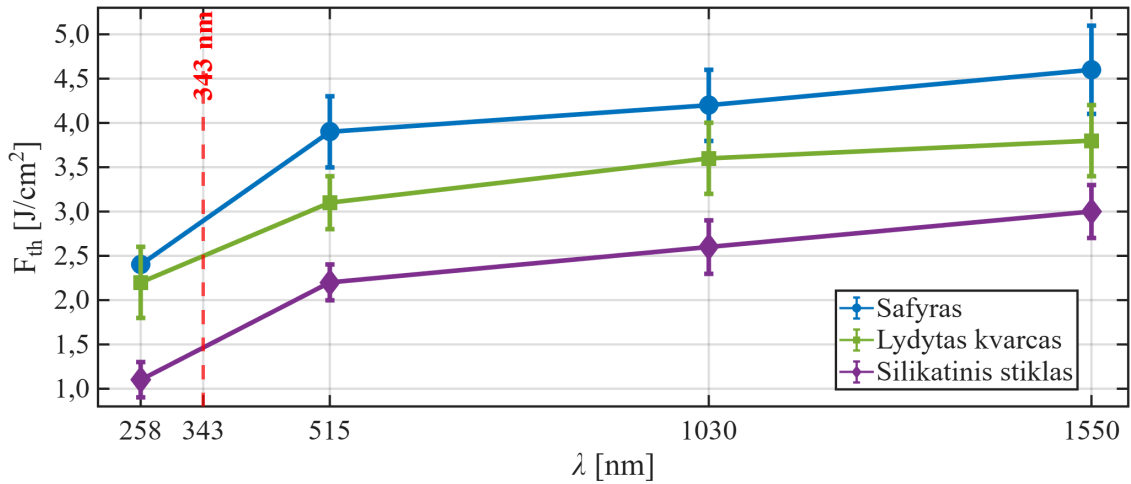
Kita vertus, abliacijos slenkstis taip pat priklauso nuo naudojamos spinduliuotės bangos ilgio. Naudojant mažesnio bangos ilgio spinduliuotę skaidrių dielektrikų apdirbimui, abliacijos slenkstis yra pastebimai mažesnis nei IR spektro srityje. Pavyzdžiui, lydyto kvarco abliacijos slenkstis sumažėja maždaug dvigubai, kai naudojama 536 nm spinduliuotė, lyginant su 1053 nm spinduliuote (esant pastoviai $\tau = 300$ fs impulso trukmei) [23]. Tai lemia mažesnę netiesinės sugerties proceso eilę: kadangi UV srities fotono energija yra žymiai didesnė, elektronui sužadinti per draustinių energijų tarpą (E_g) reikia vienu metu sugerti mažesnę fotonų skaičių. Dėl to išauga netiesinės sugerties tikimybė ir optiniam pramušimui sukelti pakanka mažesnio energijos tankio.

Eksperimente naudojamos spinduliuotės bangos ilgis $\lambda = 343$ nm atitinka maždaug 3,6 eV fotono energiją. Tai reiškia, kad natrio-kalcio silikatiniam stiklė (toliau – silikatinis stiklas), kurio $E_g \approx 3,5$ eV, ties juostos kraštu gali vykti vienfotonė (tiesinė) sugertis. Todėl šios medžiagos abliacijos slenkščio vertė UV spinduliuotei yra palyginti žema: $F_{th} = 1,1 \pm 0,2$ J/cm², kai naudojama $\lambda = 258$ nm ir $\tau = 190$ fs spinduliuotė [24].

Borosilikatinio stiklo draustinių energijų tarpas E_g yra apie 4 eV [25], todėl jame sugertis jau pasireiškia per netiesinės (dvifotonės) jonizacijos mechanizmus. Literatūroje duomenų apie šio stiklo pažaidos slenkstį, naudojant UV srities ultratrumpius impulsus, trūksta, tačiau žinoma, kad sužadinant IR impulsais ($\lambda = 780$ nm, $\tau = 200$ fs), abliacijos slenkstis siekia $F_{th} = 2,6$ J/cm² [26]. Remiantis literatūra, UV spektro impulsams šis slenkstis turėtų būti maždaug du kartus mažesnis, kadangi trumpesnis bangos ilgis sumažina daugiafotonės sugerties eilę [24].

Kitų tirtų medžiagų draustinių energijų tarpas yra žymiai platesnis: lydyto kvarco $E_g = 8\text{--}10$ eV [27, 28], kristalinio kvarco $E_g \approx 8,4$ eV [29] bei safyro $E_g \approx 9,3$ eV [30]. Atitinkamai, šiose medžiagose 343 nm spinduliuotės sugerties procesas reikalauja trifotonio sužadinimo. Eksperimentiškai stebimi ir atitinkamai didesni šių dielektrikų vienašūviai abliacijos slenkščiai: lydyto kvarco pažaidos slenkstis siekia $F_{th} = 2,2$ J/cm², o safyro $F_{th} = 2,4$ J/cm² (kai $\lambda = 258$ nm, $\tau = 190$ fs) [24]. Kristalinio kvarco abliacijos slenkstis, naudojant UV-fs impulsus, mokslinėje literatūroje nėra plačiai nagrinėjamas, tačiau IR-fs režime jis sudaro apie $F_{th} \approx 6,3$ J/cm² ($\lambda = 1030$ nm, $\tau = 200$ fs) [31]. Remiantis literatūroje stebimomis tendencijomis, UV spektrinėje srityje šis slenkstis yra žymiai žemesnis (daugiau nei 2 kartus).

2 pav. iliustruoja darbe tirtų medžiagų vienašūvio abliacijos slenksčio priklausomybę nuo spinduliuotės bangos ilgio, naudojant femtosekundinius ($\tau = 190$ fs) impulsus. Grafike raudona brūkšninė linija žymi $\lambda = 343$ nm bangos ilgį, kuris yra taikomas šiame tyrime.



2 pav. Vienašūvio abliacijos slenksčio priklausomybė nuo bangos ilgio (190 fs trukmės impulsams) skirtingoms dielektrinėms medžiagoms. Pritaikyta pagal [24].

Be to, UV spinduliuotei būdingas mažiausias optinis įsiskverbimo gylis. Tiesinės sugerties režime įsiskverbimo gylis l_α priklauso nuo sugerties koeficiento α ir yra tiesiogiai proporcingas bangos ilgiui:

$$l_\alpha = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{4\pi\kappa}, \quad (2)$$

čia κ yra medžiagos ekstinkcijos koeficientas. Netiesinės N -fotonės sugerties režime efektyvusis įsiskverbimo gylis l_β tampa priklausomas nuo pradinio spinduliuotės intensyvumo I_0 bei medžiagai specifinio netiesinio sugerties koeficiento β_N :

$$l_\beta = \frac{1}{(N-1)\beta_N I_0^{N-1}}. \quad (3)$$

Kadangi netiesinės sugerties koeficientas $\beta_N(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^{N(\lambda)}}$, trumpesnis bangos ilgis užtikrina žymiai mažesnį optinį įsiskverbimo gylį tiek tiesinės, tiek netiesinės sugerties atveju. Ši energijos lokalizacija itin ploname paviršiniame medžiagos sluoksnyje reiškia, kad šiluminės difuzijos ilgis išlieka mažesnis už optinio įsiskverbimo gylį, o sugerta energija neišsisklaido į medžiagos tūrį. Tai sukelia staigų, griežtai erdviškai apribotą ir švarų paviršinio sluoksnio pašalinimą, garantuojant minimalią šilumos paveiktą zoną bei aukštą mikroapdirbimo preciziškumą [32].

Kitas svarbus UV spinduliuotės pranašumas yra galimybė suformuoti mažesnių matmenų krate-rį medžiagos paviršiuje. Fokusuoto Gauso lazerio pluošto skersmuo (d_0) yra apribotas naudojamos spinduliuotės bangos ilgio (λ) ir fokusavimo optikos skaitinės apertūros (NA):

$$d_0 \approx \frac{K \cdot \lambda}{NA}, \quad (4)$$

čia K yra nuo pluošto kokybės priklausantis koeficientas. Net ir naudojant UV spinduliuotę, difrakcijos ribojamas fokusavimo taško skersmuo praktikoje dažniausiai išlieka kelių mikrometrų eilės,

o tai tiesiogiai apriboja minimalius tiesiogine abliacija formuojamų kraterių matmenis.

Vis dėlto, kadangi energijos sugertis ultratrumpųjų impulsų režime vyksta per griežtai lokalizuotus netiesinius daugiafotoninės ir griūtinės jonizacijos procesus, medžiagos abliacija vyksta tik tose zonose, kur spinduliuotės intensyvumas viršija abliacijos slenkstį ($F > F_{th}$). Todėl abliacija vyksta tik pačioje intensyvumo Gauso skirstinio viršūnėje. Tai leidžia suformuoti pažeidimus, kurių matmenys yra pastebimai mažesni už paties lazerio spindulio židinio skersmenį. Deja, mažesnių nei vieno mikrometro (submikrometrinių) darinių tiesioginis įrašymas skenuojant lazerio pluoštą per bandinio paviršių vis tiek išlieka technologiškai sudėtingas uždavinys.

1.3 Daugiašūvis dielektrikų apdirbimas

Eksperimentiškai pastebima, kad netgi tuomet, kai vieno lazerio impulso energijos tankis yra mažesnis už vienetinio impulso abliacijos slenkstį ($F < F_{th}(1)$), medžiagos paviršius gali būti sėkmingai pažeidžiamas, paveikus jį keliais impulsais į tą pačią vietą (N). Šis reiškinys, kuomet abliacijos slenkstis dėsningai krenta didėjant suminiam impulsų skaičiui N , yra vadinamas inkubacijos efektu. Žymiausias abliacijos slenksčio sumažėjimas stebimas per pirmuosius dvidešimt impulsų ($N \leq 20$). Pavyzdžiui, literatūroje nurodoma, kad lydyto kvarco vienašūvis abliacijos slenkstis nuo $3,7 \text{ J/cm}^2$ sumažėja net 75% (iki $0,9 \text{ J/cm}^2$), kuomet ta pati sritis paveikiama $N = 20$ impulsų, kai $\lambda = 800 \text{ nm}$ ir $\tau = 100 \text{ fs}$ [33]. Panašiu stipriu inkubaciniu efektu pasižymi ir visi kiti šiame darbe tirti kietieji dielektrikai (lydytas kvarcas, safyras ir kristalinis kvarcas) – jų abliacijos slenkstis jau po pirmųjų 10 impulsų nukrenta daugiau nei 2 kartus [31, 30]. Toliau didinant impulsų skaičių, ties $N \approx 100$ šis slenkstis įsisotina.

Inkubacijos efektą lemia paviršinių defektų generacija, kurią sukelia daugkartinis lazerio impulsų poveikis, esant mažesniau už vienšūvį slenkstį energijos tankiui. Pirmieji lazerio impulsai sukuria lokalius medžiagos struktūrinius pokyčius (taškinius defektus, mechaninius įtempius), kurie leidžia sekantiems impulsams efektyviau sugerti optinę energiją, taip paspartindami abliacijos bei medžiagos šalinimo procesą [34].

Kartu su abliacijos slenksčio pokyčiais daugiašūvio apdirbimo metu stebimas ir savaiminis periodinių darinių – nanogardelių – susidarymas. Manoma, kad jų susidarymą lemia krentančio lazerio pluošto ir medžiagos paviršiuje sklindančių paviršinių elektromagnetinių bangų ir/arba paviršinių plazmonų polaritonų interferencija [35, 36]. Ši sąveika lemia (kvazi-)periodines struktūras, kurios yra orientuotos statmenai lazerio spinduliuotės poliarizacijai, o jų periodiškumas yra artimas lazerio bangos ilgiui.

Nanogardelių erdvinis periodas (Λ) priklauso nuo įvairių eksperimentinių parametrų: krentančios spinduliuotės bangos ilgio (λ) [37], impulso energijos tankio (F) [38], trukmės [39], poliarizacijos [40], suminio impulsų skaičiaus (N) [41], aplinkos sąlygų [42] bei pačios medžiagos fizikinių savybių. Eksperimentiškai pastebima, kad nanogardelių periodas (Λ) mažėja didinant impulsų skaičių N , mažinant impulso energijos tankį bei jo trukmę.

Šiame darbe tirtose medžiagose nanogardelių formavimasis irgi yra dokumentuotas. Pavyzdžiui, paveikus silikatinio stiklo paviršių pasikartojančiais impulsais ($N > 4$), stebimas periodinių struktūrų susidarymas, kurių erdvinis periodas siekia $\Lambda = 100\text{--}500 \text{ nm}$, o gylio kontrastas (darinių

aukštis nuo viršūnės iki įdubos) $h < 300$ nm [43, 44]. Borosilikatinio stiklo paviršiuje ($N \geq 10$) eksperimentiškai fiksuojami dariniai, pasižymintys $\Lambda = 200\text{--}600$ nm periodu ir $h = 130$ nm gylio kontrastu [45].

Kitos tirtos medžiagos (lydytas kvarcas, safyras ir kristalinis kvarcas) pasižymi stipriu inkubaciniu efektu, todėl jų paviršiuje greitai prasideda chaotiška abliacija, o reguliarių nanogardelių formavimosi technologinis langas yra ribotas. Visgi net ir šiose medžiagose įmanoma suformuoti $\lambda \approx 200$ nm periodo nanogardeles, kurių gylio kontrastas įprastai neviršija 150 nm [39, 46, 41].

Nors šios nanogardelės yra lengvai formuojamos naudojant ultratrumpuosius impulsus, aukštas gylio kontrastas ir homogeniškumas yra sunkiai realizuojami. Kita vertus, išvengti šių struktūrų susidarymo dažnai yra labai sudėtinga.

1.4 Interferencinis apdirbimas

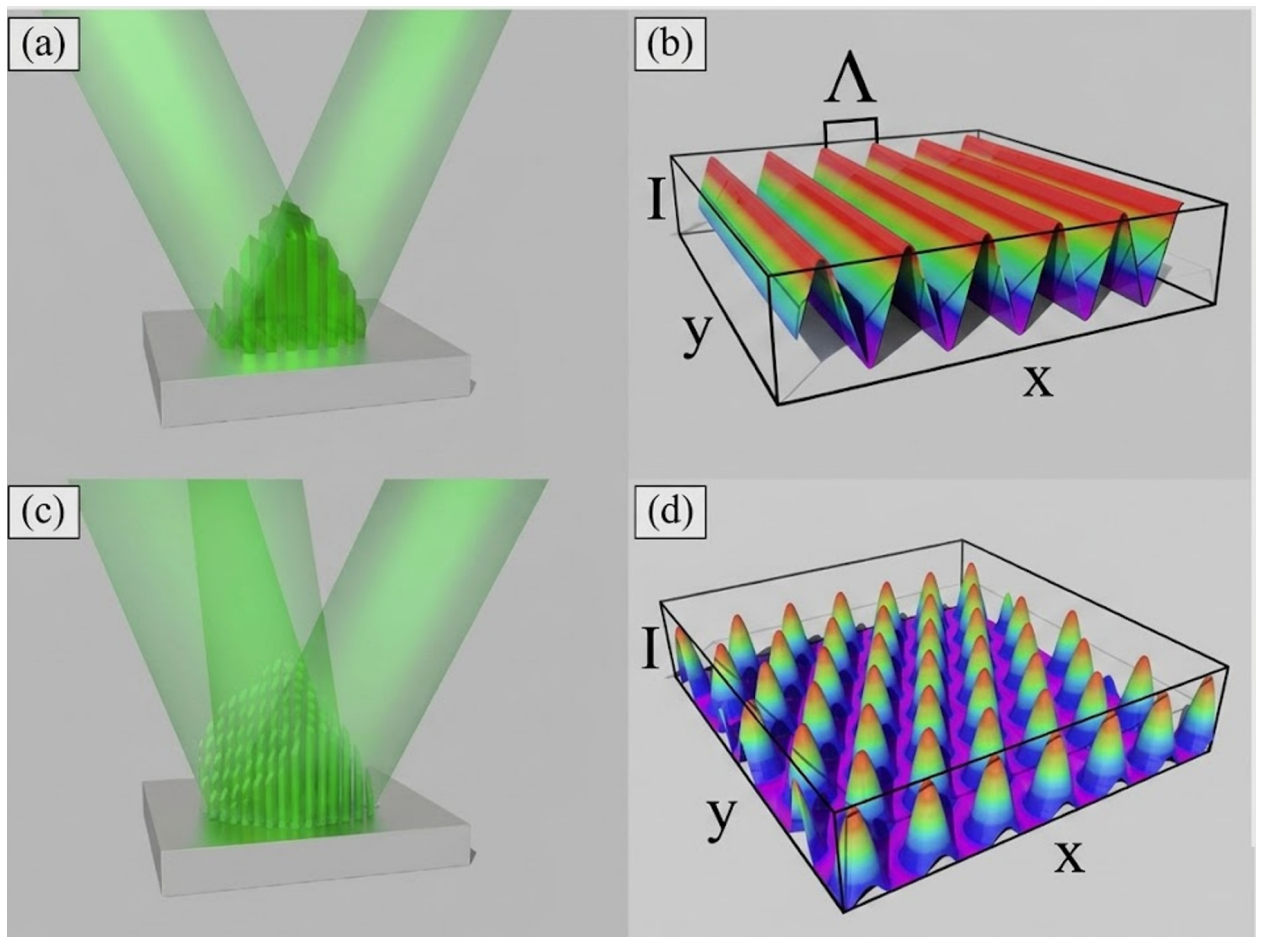
Homogeniškos periodinės struktūros, pasižyminčios mažesniais nei mikrometro mastelio periodais, gali būti suformuotos taikant interferencinį apdirbimą. Šio metodo principas remiasi dviejų ar daugiau koherentinių lazerio pluoštų superpozicija ant apdirbamos medžiagos paviršiaus. Šviesos bangoms interferuojant konstruktyviai ir destruktvyviai, pluoštų sankirtoje susiformuoja erdvinis periodinis intensyvumo pasiskirstymas, kuris priklauso nuo persidengiančių spindulių skaičiaus, jų erdvinio išsidėstymo, bangos ilgio, fazės, poliarizacijos ir kampo tarp suvedamų pluoštų [47].

Medžiaga yra periodiškai abliuojama, kai konstruktyviosios interferencijos zonose – intensyvumo maksimumuose – lokalus energijos tankis viršija medžiagos pažaidos slenkstį ($F > F_{th}$). Tuo tarpu destruktivosios interferencijos zonose (intensyvumo minimumuose), esant aukštam interferencinio vaizdo kontrastui, energijos tankis išlieka žemesnis už slenkstinį, todėl medžiaga nėra modifikuojama. Tokiu būdu medžiagos paviršiuje suformuojamas taisyklingas periodinis reljefas.

Pati paprasčiausia ir dažniausiai naudojama yra dviejų pluoštų konfigūracija (3 (a) pav). Šiuo atveju dviejų pluoštų interferencija sukuria sinusoidinį intensyvumo pasiskirstymą (3 (b) pav), kur periodas (Λ) yra tiesiogiai proporcingas lazerio spinduliuotės bangos ilgiui (λ) ir atvirkščiai proporcingas kampui tarp susikertančių pluoštų (θ):

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}, \quad (5)$$

čia θ yra kampas tarp dviejų interferuojančių pluoštų. Keičiant šį kampą (arba bangos ilgį), galima tiksliai valdyti formuojamų struktūrų matmenis nuo kelių mikrometrų iki šimtų nanometrų. Naudojant daugiau nei du pluoštus, galima suformuoti sudėtingesnes topografijas, tokias kaip kolonėlių masyvai (3 (c) ir (d) pav).



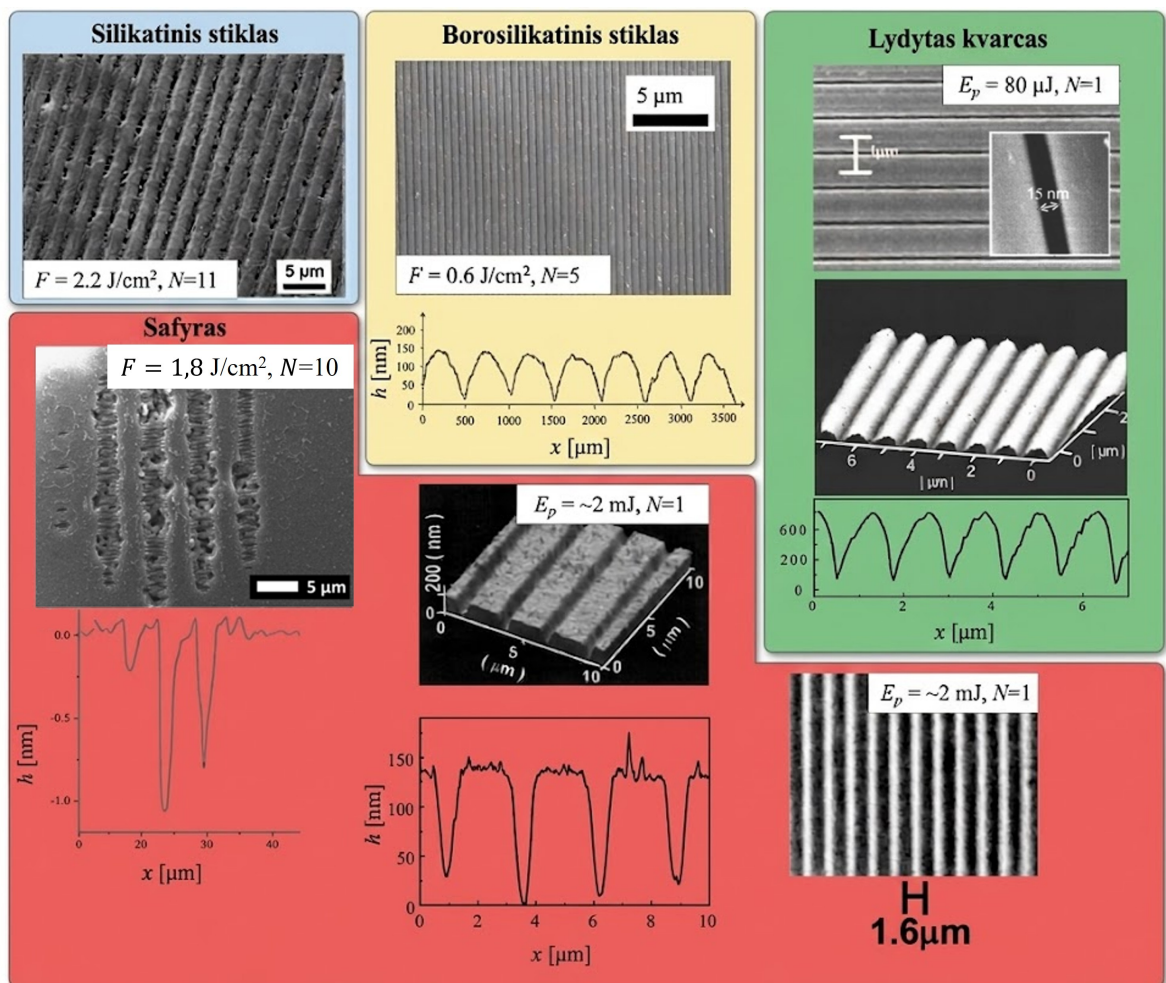
3 pav. Lazerinio interferencinio apdirbimo principinė schema: (a) dviejų pluoštų suvedimas ir (b) suminis intensyvumo pasiskirstymas; (c) trijų pluoštų suvedimas ir (d) suminis intensyvumo pasiskirstymas. Pritaikyta pagal [48].

Siekiant gauti aukštos kokybės interferencinius darinius, impulsinius pluoštus reikia suvesti ne tik erdvėje, bet būtina užtikrinti griežtus fizikinius parametrus:

- **Vienalaikiškumas.** Kadangi eksperimente naudojami ultratrumpieji impulsai, kurių erdvinis ilgis yra labai mažas – pavyzdžiui, kai impulso trukmė $\tau = 300$ fs, jo erdvinis ilgis ore yra $l = \tau \cdot c = 300 \text{ fs} \cdot 0,3 \mu\text{m/fs} = 90 \mu\text{m}$ – impulsai iš atskirų interferometro šakų medžiagos paviršių privalo pasiekti griežtai vienu metu. Net ir minimalus optinio kelio skirtumas tarp išskirtų impulsinių pluoštų lemia tai, kad impulsai nepersidengia laike ir interferencinis vaizdas nesusidaro.
- **Fazinis stabilumas.** Šviesos intensyvumo pasiskirstymas priklauso nuo fazių skirtumo tarp impulsinių pluoštų. Jei dėl optinių trikdžių ar mechaninių vibracijų fazių skirtumas fluktuoja, interferencinis vaizdas pasislenka iš pradinės padėties, o tai lemia gauto paviršiaus reljefo iškreipimus. Impulsiniai pluoštai privalo išlaikyti pastovų fazių skirtumą viso lazerio impulso metu.
- **Poliarizacija.** Poliarizacijos kryptis lemia suformuotą periodinį raštą. Keičiant atskirų šakų poliarizacijos orientaciją, galima valdyti energijos pasiskirstymo geometriją ir vaizdo kont-

rašą (maksimalus kontrastas pasiekiamas, kai interferuojančių pluoštų poliarizacijos kryptys sutampa)

Interferencinis apdirbimas yra plačiai aprašytas metalų, puslaidininkių bei polimerų paviršiuose – čia jau sėkmingai suformuoti mažesni nei mikrometro erdvinio periodo dariniai [49, 50]. Dielektrikų paviršiuje interferencinį apdirbimą realizuoti taip pat yra pavykę. 4 paveiksle pateikti kitų autorių suformuotų gardelių ant šiame darbe nagrinėjamų dielektrikų pavyzdžiai, o 1 lentelėje apibendrinti literatūroje pasiekti periodai (Λ), gylio kontrastai (h) (aukštis nuo darinio viršūnės iki įdubos), gylio kontrasto ir periodo santykiai (h/Λ) bei naudoti lazerio parametrai: bangos ilgis (λ) ir impulso trukmė (τ).



4 pav. Interferenciniu metodu suformuotų struktūrų pavyzdžiai tirtų dielektrikų paviršiuose. Pritaikyta pagal [51, 52, 53, 54, 55].

1 lentelė. Interferenciniu metodu suformuotų periodinių struktūrų palyginimas tirtų dielektrikų paviršiuose.

Medžiaga	Λ [μm]	h [μm]	h/Λ	λ [nm]	τ	Šaltinis
Silikatinis stiklas	2,3	0,53	0,23	532	12 ps	[51]
	3,9	1,1	0,29			
	9,0	2,16	0,24			
Borosilikatinis stiklas	0,5	0,13	0,26	193	20 ns	[52]
Lydytas kvarcas	1	0,5	0,5	800	100 fs	[53]
Safyras	5,7	1	0,2	1030	500 fs	[54]
	1,6–2,7	0,14	< 0,1	800	100 fs	[55]

Iš pateiktų duomenų matyti, kad submikrometriniai ($\Lambda < 1 \mu\text{m}$) dariniai ant dielektrikų (išskyrus borosilikatinį stiklą) literatūroje iki šiol nėra dokumentuoti, o interferencinis apdirbimas UV-fs impulsiniais pluoštais nėra ištirtas. Autoriaus žiniomis, kristaliniame kvarce interferenciniu metodu periodinės struktūros iki šiol dar niekada nebuvo suformuotos.

2 Tyrimo metodika

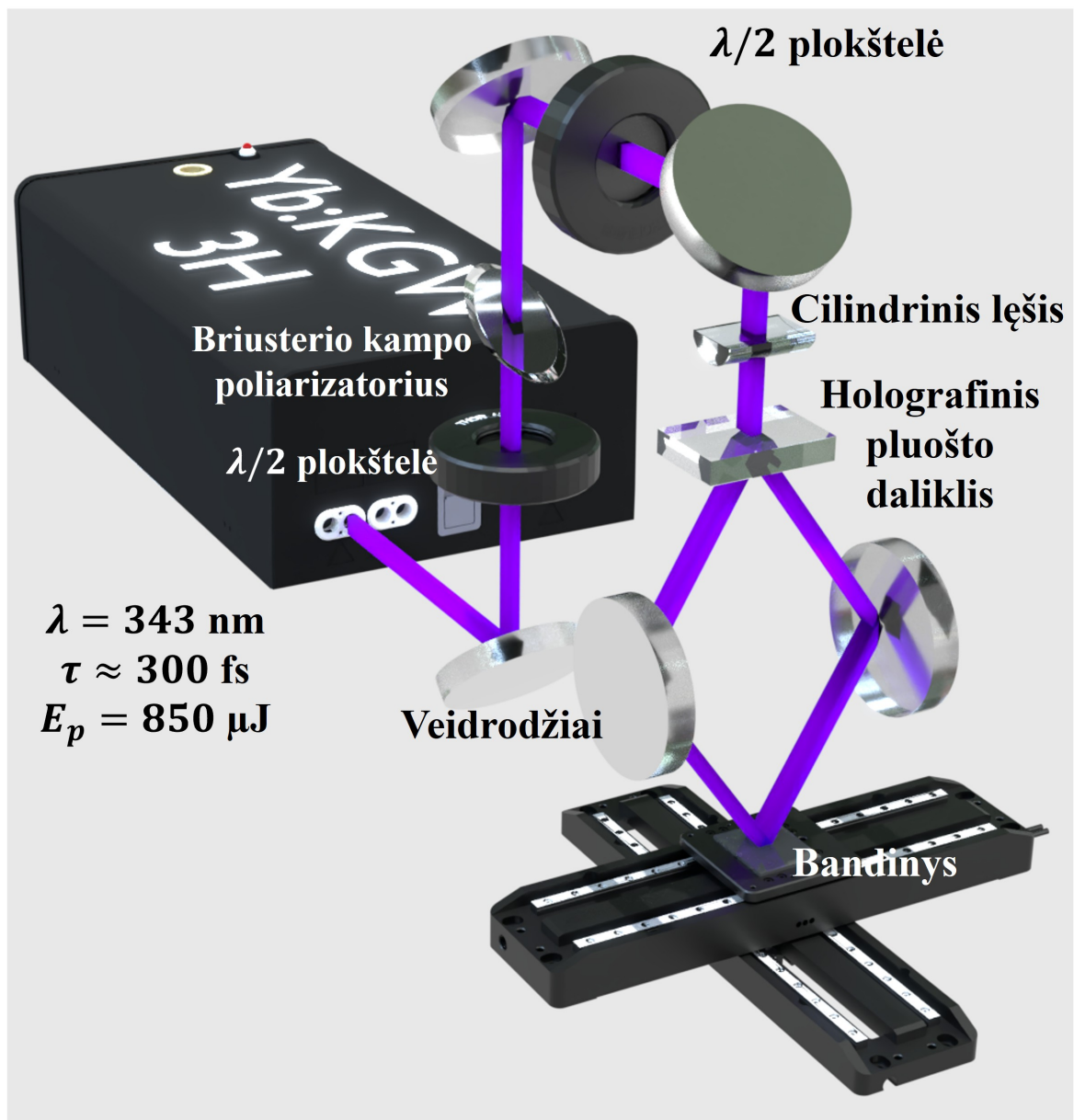
Šiame skyriuje aprašyti eksperimentiniai metodai, taikyti periodinėms gardelėms dielektrikų paviršiuose formuoti, ir gautų darinių charakterizavimo būdai.

2.1 Eksperimento schema

Eksperimente naudota interferencinio apdirbimo schema pateikta 5 pav. Tyrimams naudota Yb:KGW femtosekundinio lazerio „Pharos“ (UAB „Light Conversion“) trečioji harmonika (3H), kurios spinduliuotės bangos ilgis $\lambda = 343$ nm, impulso trukmė $\tau \approx 300$ fs, pluošto kokybės parametras $M^2 < 1,3$, o impulsų pasikartojimo dažnis – 4 kHz. Maksimali sugeneruotos 3H vidutinė galia siekė 6,8 W. Toliau impulsinis pluoštas buvo nukreiptas į Talboto interferometrą: čia jis fokusuotas cilindrinio lęšiu ($f = 100$ mm) ir holografinio pluošto daliklio pagalba išskaidytas į pirmos eilės difrakcinius maksimumus. Šie maksimumai, panaudojant du veidrodžius, buvo suvesti ant tiriamo bandinio paviršiaus. Pluošto daliklis spindulį išskaidė į dvi šakas, sudarančias $\theta = 26,44^\circ$ kampą. Pagal 6 formulę, suformuotų gardelių periodas (Λ) teoriškai turėtų siekti:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} = \frac{343 \text{ nm}}{2 \sin(13,22^\circ)} \approx 750 \text{ nm}. \quad (6)$$

Dėl optinių nuostolių difrakciniame elemente maksimali vidutinė galia bandinio paviršiuje siekė 3,4 W (1,65 W vienoje šakoje ir 1,75 W kitoje). Tai atitinka maksimalią impulso energiją $E_p = 850 \mu\text{J}$. Tokia impulso energija yra išskirtinai didelė ultratrumpųjų impulsų lazerinio mikroapdirbimo sistemoms, kuriose dažniausiai naudojamos iki keliasdešimt mikrodžiaulių siekiančios energijos. Šie parametrai eksperimente buvo pasiekti, naudojant didelės impulso energijos prototipinį lazerinį šaltinį („Light Conversion“ „Pharos“, PH2-5mJ modelį). Eksperimento metu impulso energiją buvo galima reguliuoti atenuatoriumi, sudarytu iš $\lambda/2$ fazinės plokštelės ir Briusterio kampo poliarizatoriaus. Spinduliuotės poliarizacijai pasukti papildomai naudota kita $\lambda/2$ fazinė plokštelė.



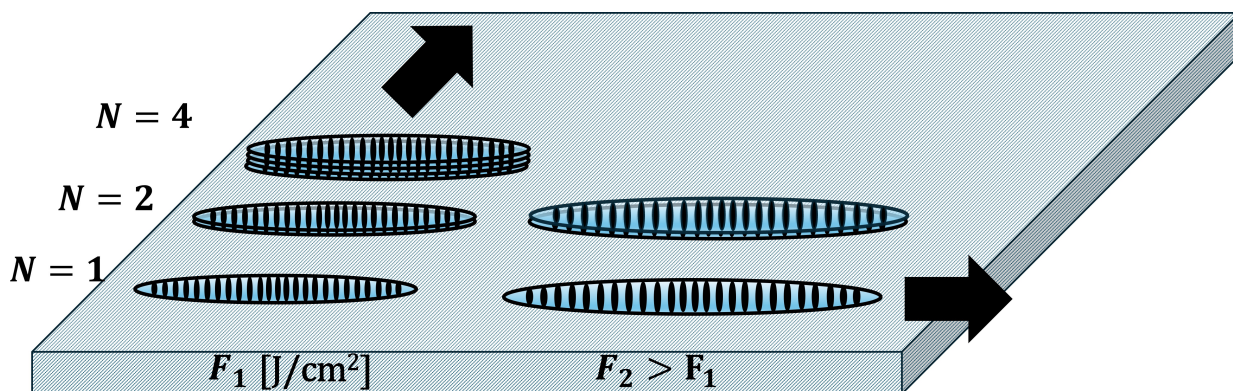
5 pav. Talboto interferometro eksperimentinė schema.

Ultratrumpieji impulsai pasižymi plačiu spektru, todėl naudojant fokusavimo optiką ir difrakcinius optinius elementus pasireiškia erdvinio–laikinio čirpo efektai — impulso savybės laiko ašyje priklauso nuo koordinatės erdvėje. Kadangi holografiniame pluošto daliklyje dėl kampinės dispersijos skirtingo bangos ilgio komponentai erdviškai atsiskiria, Talboto interferometre fokusuojamiems impulsams pasireiškia impulsinio bei fazinio fronto pokrypiai, lemiantys žymų impulso trukmės padidėjimą ir smailinio intensyvumo sumažėjimą židinio plokštumoje [56]. Vis dėlto ankstesniuose autoriaus tyrimuose [57] buvo parodyta, kad Talboto interferometre naudojant cilindrinį lęšį (kurio ašis orientuota statmenai veidrodžių plokštumai) šie efektai yra minimalūs.

2.2 Tirtos medžiagos, tyrimo metodas ir gardelių morfologijos charakterizavimas

Darbe tirtos penkios dielektrinės medžiagos: (natrio-kalcio) silikatinis stiklas, borosilikatinis stiklas, lydytas kvarcas (amorfis SiO_2), safyras ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, *c*-pjūvis) ir kristalinis kvarcas ($\alpha\text{-SiO}_2$). Eksperimentiniams tyrimams pasirinktos dielektrinės medžiagos pasižymi skirtingomis pramoninio taikymo sritimis bei optinėmis ir termomechaninėmis savybėmis. Tai leidžia visapusiškai įvertinti interferencinio apdirbimo galimybes. Silikatinis stiklas pasirinktas kaip lengvai prieinama, plačiai mikroskopijoje standartizuota medžiaga, kurios tyrimai leidžia palyginti tiesioginės sugerties procesus su daugiafotone sugertimi kitose terpėse. Borosilikatinis stiklas yra mechaniškai minkštesnis ir lengviau apdirbamas nei lydytas kvarcas. Tuo tarpu lydytas kvarcas yra optikos industrijos standartas, pasižymintis puikiu termomechaniniu stabilumu esant dideliems temperatūros svyravimams. Galiausiai, kristalinis kvarcas ir safyras atstovauja kietiems, ekstremalioms aplinkos sąlygoms atspariems dielektrikams; safyras išsiskiria ypatingu mechaniniu kietumu, aukšta lydymosi temperatūra bei plačiu skaidrumo diapazonu tiek UV, tiek tolimajame IR.

Kiekvienos tirtos medžiagos paviršiuje padarytos interferencinių pažeidimų matricos, keičiant impulsų skaičių (N) ir energijos tankį (F) (6 pav. pateikiama iliustracija).



6 pav. Eksperimento metodinė schema: interferencinių pažeidimų matricos formavimo principas keičiant impulsų skaičių N ir energijos tankį F .

Suformuotų darinių morfologijos charakterizavimas atliktas optiniu profilometru „LEXT OLS 5100“, naudojant 100 kartų didinantį objektyvą, kurio skaitinė apertūra $NA = 0,95$. Paviršiaus topografija analizuota suformuotų pažeidimų centrinėje dalyje, nuskenuojant $16 \times 16 \mu\text{m}^2$ ploto sritį. Gautų duomenų apdorojimas ir analizė automatizuoti naudojant „MATLAB“ programinį paketą. Statmenai periodinių struktūrų kryptčiai buvo išvestas $16 \mu\text{m}$ ilgio paviršiaus profilis (suvidurkintas $1 \mu\text{m}$ pločio juostoje), iš kurio apskaičiuotas vidutinis gylio kontrastas h (atstumas nuo darinio viršūnės iki įdubos dugno), erdvinis periodas Λ (atstumas tarp dviejų gretimų įdubų arba viršūnių) bei atitinkami jų standartiniai nuokrypiai σ_h ir σ_Λ . Šis duomenų apdorojimo procesas ir skaičiuojami morfologiniai parametrai yra iliustruoti 7 pav. Parametrų vidutinės vertės (h ir Λ) apskaičiuotos

kaip aritmetinis vidurkis pagal formulę:

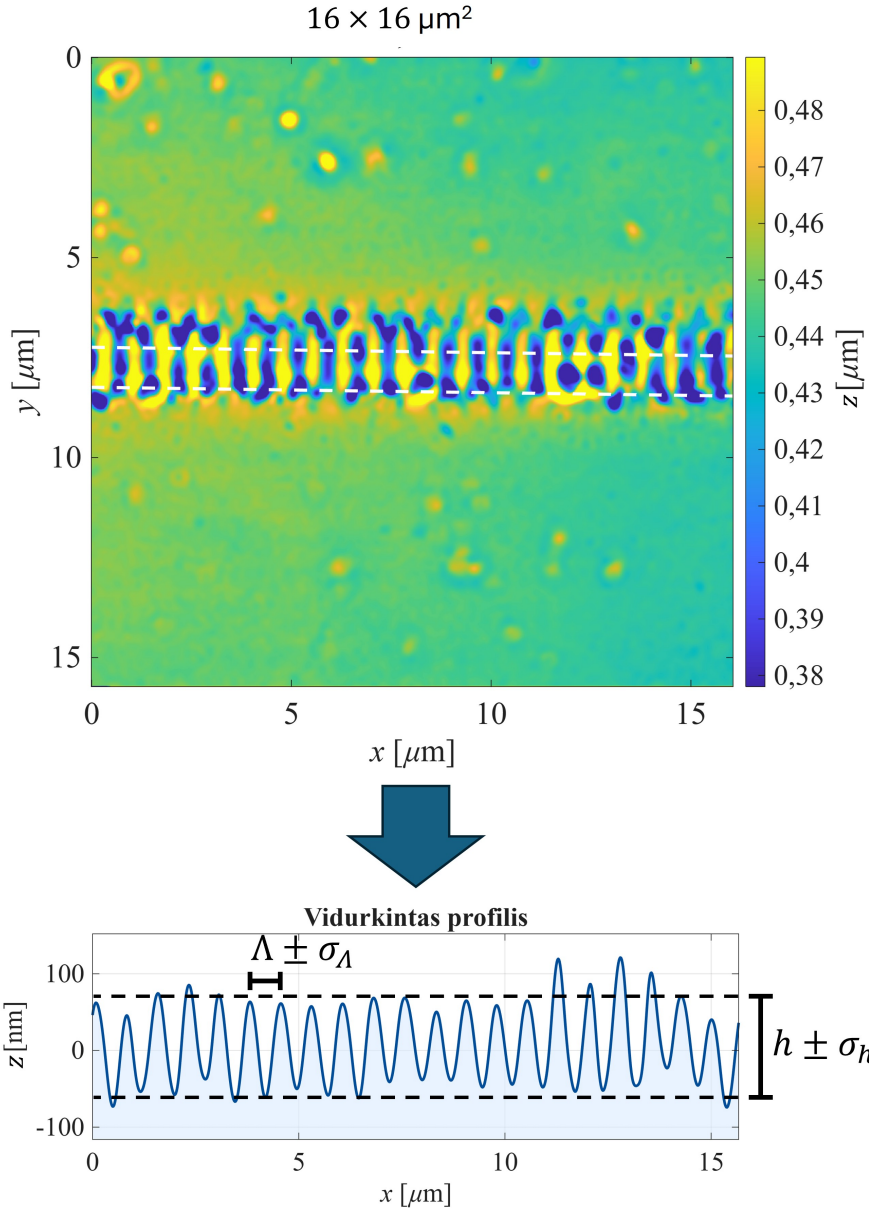
$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (7)$$

čia x_i žymi atskiro matavimo vertę, o n – analizuojamų pavienių struktūrų skaičių. Suformuotų periodinių darinių morfologiniam nehomogeniškumui ir struktūrinių parametrų nuokrypiams įvertinti buvo skaičiuojami gylio kontrasto σ_h ir periodo σ_Λ standartiniai nuokrypiai:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad (8)$$

kur x žymi atitinkamą struktūrinį parametą.

Atsižvelgiant į teorinį periodą (žr. 6 formulę), analizuojamame ruože buvo įvertinti 21-os atskiros struktūros morfologiniai parametrai. Siekiant pašalinti atsitiktines paklaidas bei artefaktus, taikytas duomenų filtravimas – trys matavimo taškai, labiausiai nutolę nuo apskaičiuoto vidurkio, analizėje buvo atmesti.



7 pav. Eksperimentinių duomenų apdorojimo schema: (viršuje) optiniu profilometru gautas paviršiaus topografijos vaizdas su išskirta profilio vidurkinimo sritimi; (apačioje) vidurkintas paviršiaus profilis, naudojamas gylio kontrastui h ir periodui Λ nustatyti. σ_h ir σ_Λ nurodo atitinkamus parametrų standartinius nuokrypius.

2.3 Gausinio pluošto slenkstinio energijos tankio nustatymas

Tirtų medžiagų slenkstinis energijos tankis F_{th} nustatytas, taikant J. M. Liu metodą [58]. Šiuo metodu slenkstinis energijos tankis yra įvertinamas remiantis jo analitiniu sąryšiu su lazerio spinduliuote išabliuotų pažeidimų diametrais (D):

$$D^2 = 2w_0^2 \ln \left(\frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (9)$$

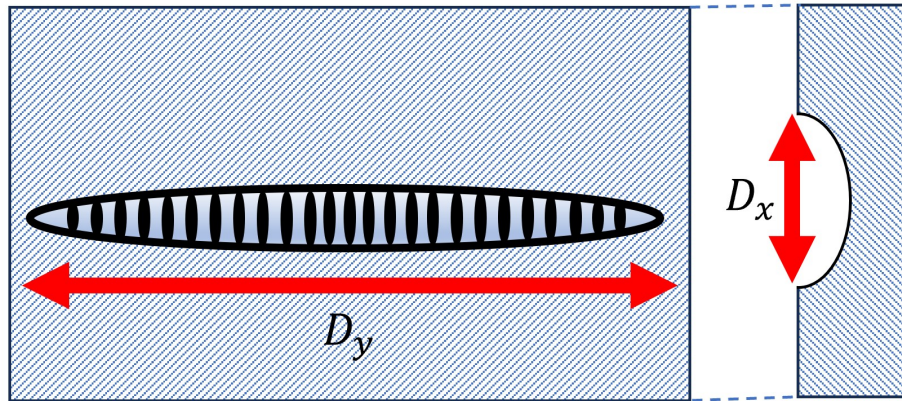
čia w_0 yra pluošto spindulys $1/e^2$ intensyvumo lygyje, o F_0 – smailinis impulso energijos tankis. Eksperimento metu medžiagos paviršiuje, keičiant impulso energiją, išabliuojami krateriai ir

išmatuojami jų diametrai. Nubraižius pažeidimo diametro kvadrato D^2 priklausomybę nuo impulso energijos natūrinio logaritmo ($\ln E$), gauti eksperimentiniai taškai aproksimuojami tiese. Šios tiesės krypties koeficientas (lygus $2w_0^2$) leidžia eksperimentiškai įvertinti lazerio pluošto spindulį w_0 . Konvertavus impulso energijas E į smailinius energijos tankius F_0 ir ekstrapoliuojant tiesę iki sankirtos su abscisių ašimi, kur $D^2 = 0$, nustatomas slenkstinis energijos tankis F_{th} .

Kadangi šiame darbe pluoštui fokusuoti buvo naudojamas cilindrinis lęšis, pažeidimų matmenys turėjo būti vertinami dvejomis tarpusavyje statmenomis kryptimis: išmatuojant ilgį D_y ir plotį D_x . 8 paveiksle iliustruota, kad pažeidimų ilgis (D_y) buvo matuojamas tiesiogiai iš optinio mikroskopo vaizdo plokštumoje, o plotis (D_x) nustatomas pagal išmatuoto kraterio skersinį profilį. Eksperimente pažeidimų ilgiai siekė iki $D_y < 5$ mm, o pločiai $D_x < 8$ μ m. Tuomet smailinis impulso energijos tankis eliptiniam pluoštui yra apskaičiuojamas pagal šią išraišką:

$$F_0 = \frac{2E}{\pi w_x w_y}, \quad (10)$$

čia w_x ir w_y yra pluošto spinduliai atitinkamai x ir y ašyse ($1/e^2$ intensyvumo lygyje).



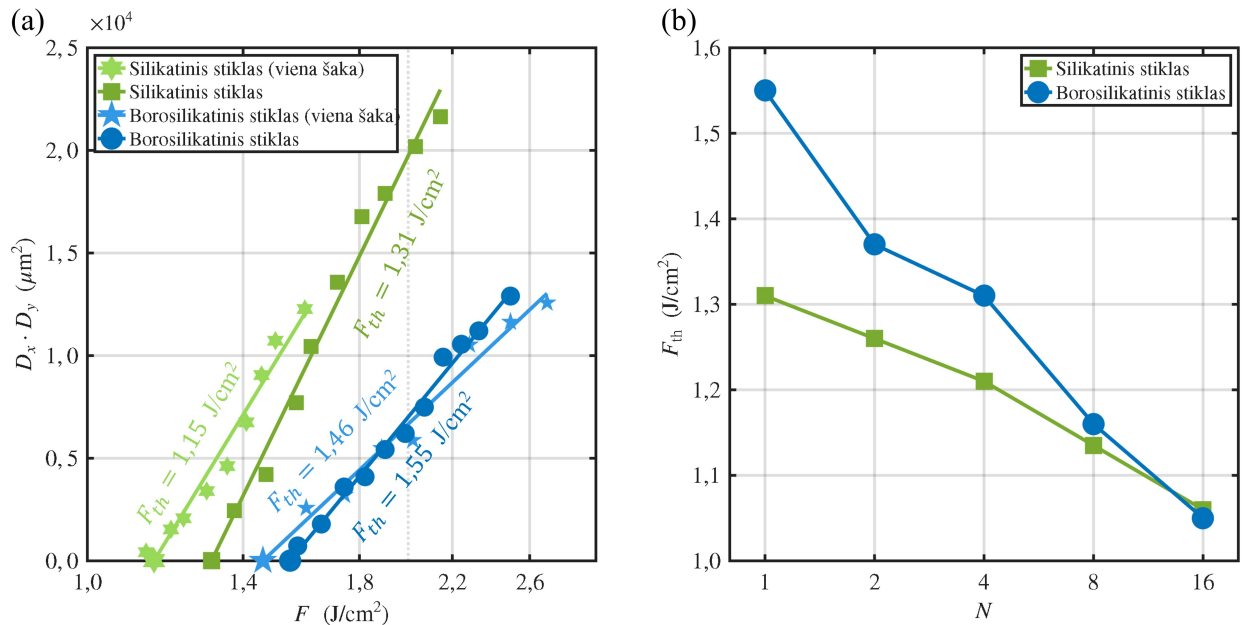
8 pav. Pažeidimo diametrų išilgai skirtingų ašių matavimo strategija.

3 Rezultatai ir duomenų aptarimas

Šiame skyriuje pateikiami eksperimentiniai rezultatai, gauti atskirai analizuojant kiekvieną iš-tirtą medžiagą. Atsižvelgiant į draustinės energijos tarpą, medžiagos yra suskirstytos į dvi grupes: siaurajuosčius dielektrikus (silikatinį ir borosilikatinį stiklus), kurių $E_g \approx 3,6\text{--}4\text{ eV}$, ir plačiąjuosčius dielektrikus (lydytą kvarcą, safyrą bei kristalinį kvarcą), kurių $E_g \approx 8\text{--}10\text{ eV}$. Siaurajuosčiuose dielektrikuose $\lambda = 343\text{ nm}$ spinduliuotei pasireiškia vienfotonė arba dvifotonė sugertis, o plačiąjuosčiuose dielektrikuose – trifotonė sugertis.

3.1 Siaurajuosčiai dielektrikai

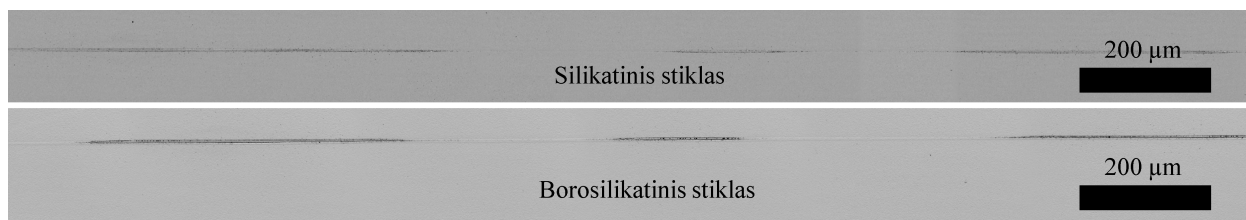
Pirmiausia tirtų siaurajuosčių dielektrikų abliacijos slenksčiai buvo nustatyti taikant Liu metodą (plačiau aptarta 2.3 skyriuje). Rezultatai pateikti 9 (a) pav. Nustatyta, kad silikatinio stiklo abliacijos slenkstis ($F_{th} = 1,31\text{ J/cm}^2$) yra mažesnis nei borosilikatinio stiklo ($F_{th} = 1,55\text{ J/cm}^2$). Šio rezultato galima tikėtis dėl siauresnio silikatinio stiklo draustinės juostos tarpo (E_g) ir dėl to pasireiškiančios efektyvesnės sugerties $\lambda = 343\text{ nm}$ spinduliuotei. Panašūs slenksčiai yra sutinkami ir literatūros šaltiniuose, kaip aptarta 1.2 skyriuje. Tai patvirtina, kad ši interferometro konfigūracija nesukelia žymaus impulso trukmės padidėjimo dėl erdvinio–laikinio čirpo efektų.



9 pav. Silikatinio ir borosilikatinio stiklų ekperimentiniai rezultatai: (a) vienašūviai abliacijos slenksčiai, (b) abliacijos slenksčio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus.

Šias medžiagas pavyko pažeisti ir uždengus vieną interferometro šaką taip, kad interferencija nevyktų. Vienos šakos abliacijos slenksčiai buvo maždaug 10% mažesni nei naudojant abi interferometro šakas (žr. 9 (a) pav.). Šį skirtumą galėjo lemti interferometro šakų suvedimo netikslumai bei netolygus energijos pasiskirstymas jose (kairiojoje ir dešiniojoje šakose galios skyrėsi 6,3%). Kita vertus, Liu metodas yra pritaikytas idealiems Gausiniams pluoštams, todėl eksperimentinių nuokrypių galima tikėtis. 10 pav. pateiktos silikatiname ir borosilikatiname stikluose suformuotų pa-

žaidų mikroskopinės nuotraukos, gautos uždengus vieną interferometro šaką ($N = 1$, $F \approx 2 \text{ J/cm}^2$). Kadangi gautos pažaidos yra nevienalytės, galima daryti prielaidą, kad naudotas lazerio pluoštas pasižymėjo keliais intensyvumo maksimumais ir nebuvo idealios Gausinės formos.



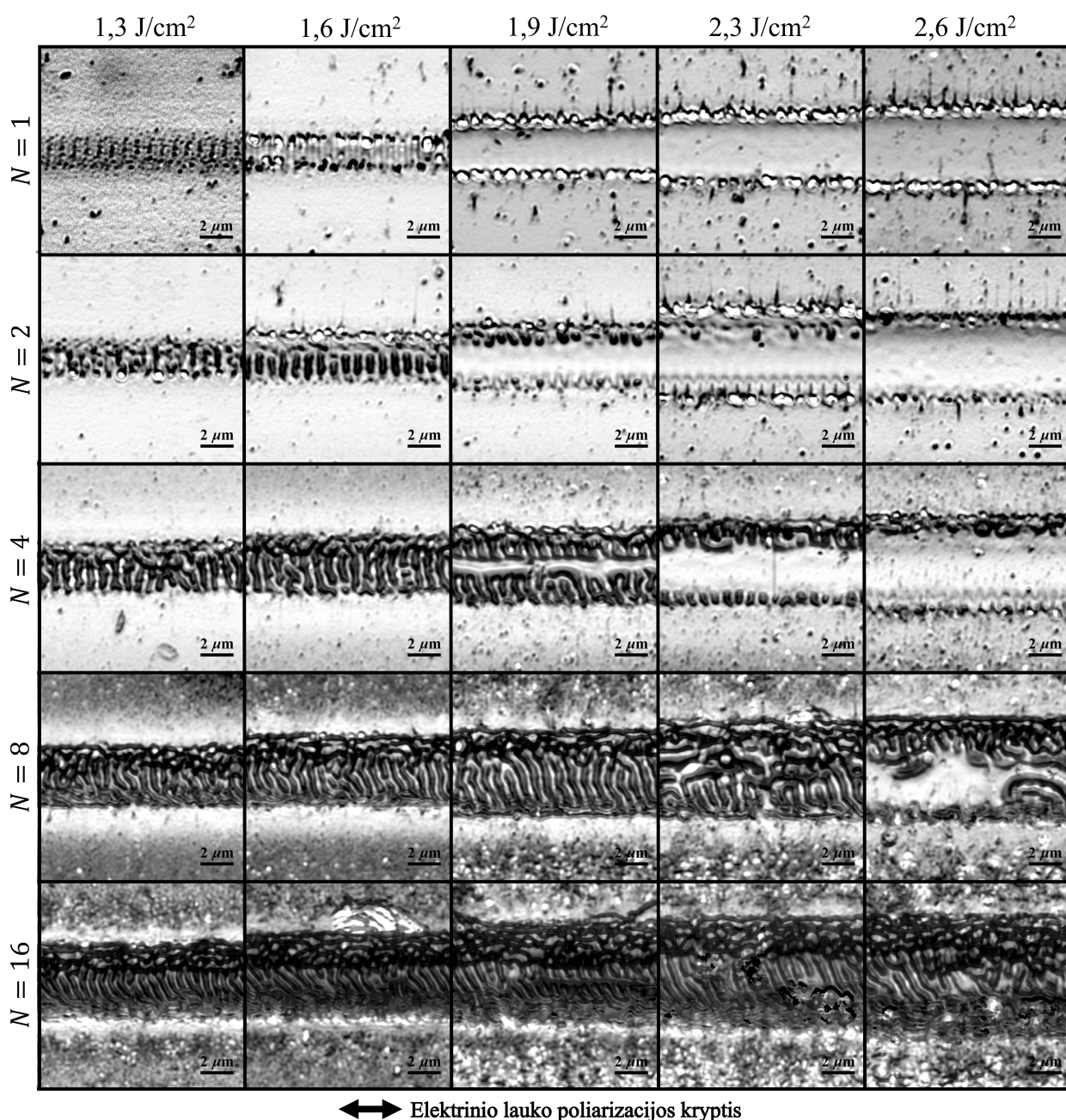
10 pav. Silikatinio ir borosilikatinio stiklų paviršiaus pažaidimų mikroskopinės nuotraukos, uždengus vieną interferometro šaką ($N=1$, $F \approx 2 \text{ J/cm}^2$).

Didinant impulsų skaičių (N), dėl inkubacijos efekto buvo stebimas abliacijos slenksčio mažėjimas. Kaip matyti 9 (b) pav., po 16-os impulsų silikatinio stiklo slenkstis sumažėjo iki $F_{th} = 1,06 \text{ J/cm}^2$, o borosilikatinio stiklo – iki $1,05 \text{ J/cm}^2$. Palyginti su vieno impulso poveikiu, abiem atvejais slenkstis sumažėjo mažiau nei 1,5 karto.

Toliau bus nagrinėjama siaurajuosčių dielektrikų paviršiuje suformuotų pažaidimų morfologija, atliekant individualią kiekvienos medžiagos analizę. Šia analize siekiama surasti optimalias interferencinio apdirbimo sąlygas – impulsų skaičių N ir energijos tankį F , kuriomis suformuojamos gilios ir homogeniškos struktūros.

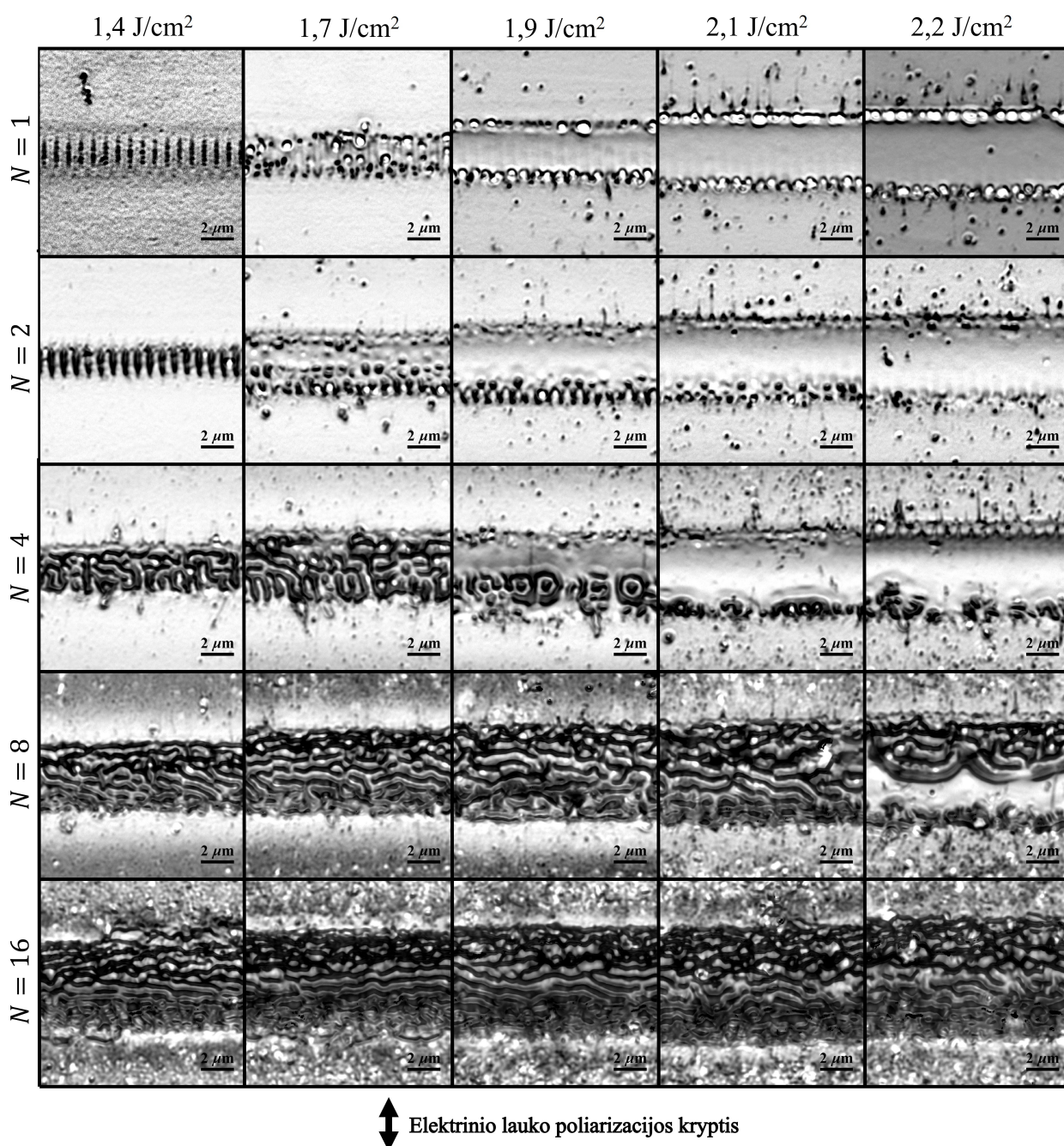
3.1.1 Natrio-kalcio silikatinis stiklas

Natrio-kalcio silikatinis stiklas (toliau silikatinis stiklas) pasižymėjo mažiausiu abliacijos slenksčiu iš visų tirtų medžiagų. 11 pav. pateiktos šios medžiagos paviršiaus pažaidų mikroskopinės nuotraukos, suformuotos esant skirtingoms energijos tankio vėrtėms (F) ir impulsų skaičiui (N). Galima pastebėti, kad ties didesniais energijos tankiais ($F \geq 1,9 \text{ J/cm}^2$) gardelių nebėra – pažaidimas atrodo išabliuotas tolygiai. Tai stebime, nes didinant energijos tankį interferencijos intensyvumo minimumuose energijos tankis taip pat ima viršyti abliacijos slenkstį ir medžiaga pradedama šalinti visame plote. Tuo tarpu maksimumuose energijos tankis taip pat didėja, tačiau pažaidimo gylis ima sotintis dėl riboto spinduliuotės įsiskverbimo gylio. Taip suformuojamas tolygus krateris, kur apie interferencinį intensyvumo pasiskirstymą galima spręsti tik iš pažaidimo kraštuose išlikusių periodinių struktūrų.



11 pav. Silikatinio stiklo paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant įvairiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Horizontali poliarizacija.

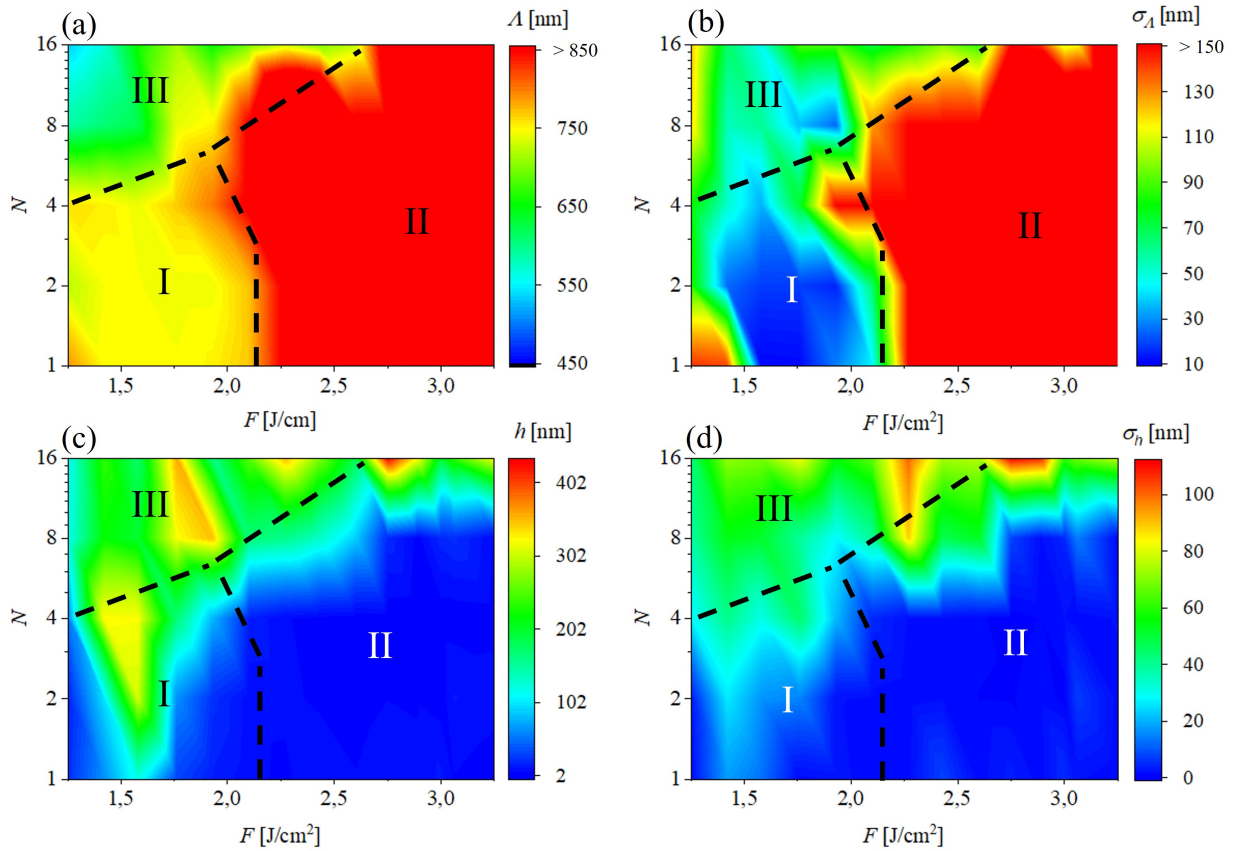
Didinant impulsų skaičių ($N > 4$), stebimas nanogardelių susidarymas. Tai patvirtina 12 pav. pateiktos pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, gautos pasukus lazerio spinduliuotės poliarizaciją 90° kampui. Matome, kad poliarizacijos krypties pasukimas keičia susiformavusių darinių orientaciją, todėl šios struktūros yra priskiriamos poliarizacijai jautrioms nanogardelėms. Įdomu pastebėti, kad nanogardelių atsiskyrimas nuo pagrindinio interferencinio reljefo bei jų tarpusavio sąveika mokslinėje literatūroje iki šiol yra mažai nagrinėta problema [54, 59].



12 pav. Silikatinio stiklo paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant įvairiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Vertikali poliarizacija.

Detaliau galima panagrinėti silikatiniam stikle, naudojant horizontalią poliarizaciją, suformuotų struktūrų vidutinio periodo (Λ) ir vidutinio gylio kontrasto (h) priklausomybės – topografinius žemėlapius. Rezultatai, gauti naudojant vertikaliąją poliarizaciją, šiame darbe išsamiau nenagrinėjami, kadangi pasiektos struktūrų charakteristikos yra analogiškos horizontaliosios poliarizacijos atvejui. 13 pav. (a) pavaizduota periodo priklausomybė nuo energijos tankio (F) ir impulsų skaičiaus (N). Jame išskirtos trys sritys. I sritis (pažymėta geltona spalva) priskiriama interferenciniam apdirbimui, nes šiame darbe interferencinio apdirbimo metu suformuotos struktūros pasižymi vidutiniu periodu $\Lambda \approx 750$ nm (6 lygtis). Žvelgiant į 13 pav. (b), matome, kad būtent šioje srityje pasiekiami mažiausi periodo standartiniai nuokrypiai ($\sigma_{\Lambda} < 50$ nm). Tai patvirtina, kad interfe-

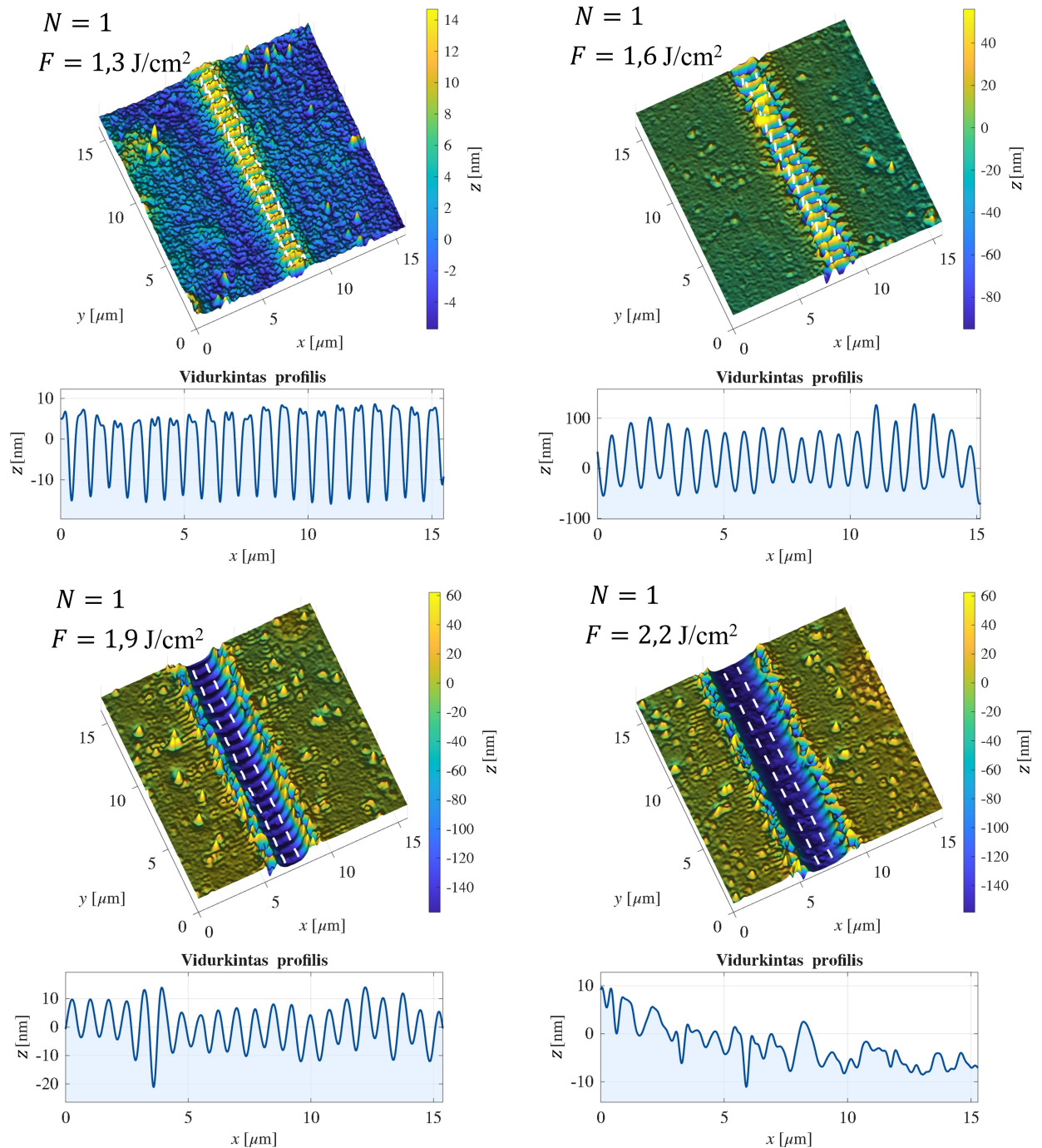
renciniu būdu suformuotos struktūros yra itin tvarkingos, homogeniškos ir jų periodiškumą lemia impulsinių pluoštų suvedimo geometrija, o ne atsitiktiniai savitvarkiai procesai.



13 pav. Silikatinio stiklo paviršiaus struktūrų topografiniai žemėlapiai: (a) vidutinio periodo Λ , (b) periodo standartinio nuokrypio σ_Λ , (c) vidutinio gylio kontrasto h ir (d) jo standartinio nuokrypio σ_h priklausomybės nuo energijos tankio F bei impulsų skaičiaus N .

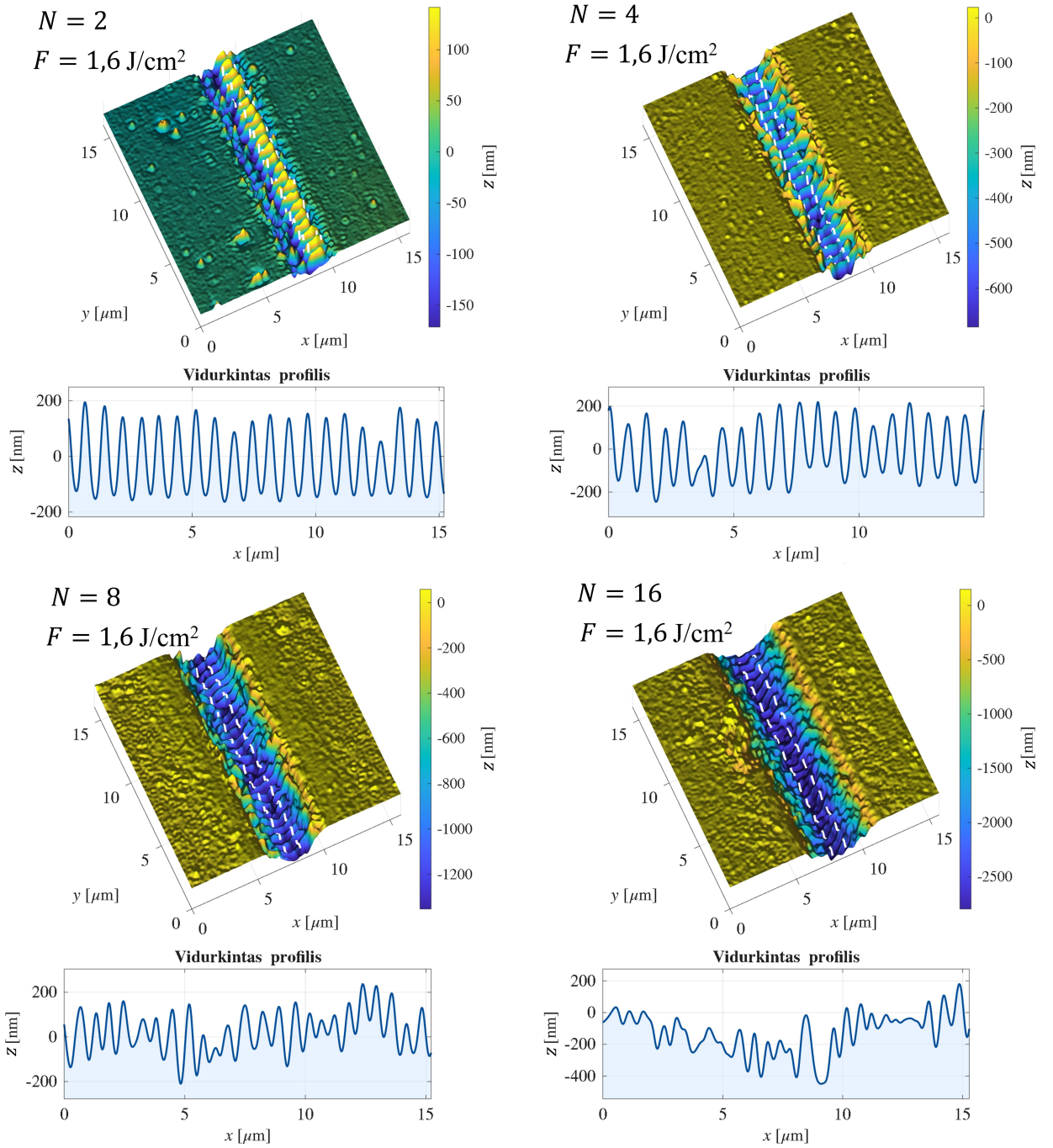
13 pav. (c) pateikta gylio kontrasto (h) priklausomybė nuo energijos tankio (F) ir impulsų skaičiaus (N). I srityje pasiekiamas maksimalus $h \approx 300$ nm kontrastas, o matavimų paklaida šioje zonoje siekia $\sigma_h < 50$ nm (žr. 13 pav. (d)).

14 pav. pavaizduotas gardelės morfologijos kitimas vienašūviame režime ($N = 1$), didinant energijos tankį F . Matyti, kad iš pradžių suformuotų gardelių gylio kontrastas didėja ir, esant $F = 1,6$ J/cm² energijos tankiui, suformuojamas vidutinis $h = (119 \pm 13)$ nm gylio kontrastas, o jų periodas siekia $\Lambda = (746 \pm 11)$ nm. Vis dėlto, toliau didinant energijos tankį, pradedamas stebėti kelių šimtų nanometrų gylio kraterio formavimasis, o viršijus $F = 2,2$ J/cm² – centrinė kraterio zonos dalis išabliuojama visiškai tolygiai. Tokie pažeidimai priskiriami tolydžiosios abliacijos zoni – II sričiai (13 pav. (a) pažymėta raudona spalva). Čia apskaičiuoti periodai viršija $\Lambda > 850$ nm ribą. Nustatomas periodiškumas yra atsitiktinis, nes jį lemia nebe interferencinis intensyvumo pasiskirstymas, o chaotiškai pasiskirstę abliacijos produktai bei paviršiaus šiurkštumas.



14 pav. Silikatinio stiklo paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija vienašūviame režime ($N = 1$), didinant energijos tankį F .

15 pav. pavaizduota gardelės, suformuotos naudojant $F = 1,6 \text{ J/cm}^2$ energijos tankį, morfologija daugiašūviame režime. Padidinus impulsų skaičių iki $N = 2$, gylis kontrastas žymiai išauga iki $h = (306 \pm 17) \text{ nm}$, o po $N = 4$ impulsų poveikio stebima sotis: $h = (322 \pm 31) \text{ nm}$, paklaidų ribose išlaikant stabilų periodą. Tuo tarpu po $N = 8$ impulsų paviršiuje jau pradeda formuotis savitvarkės nanogardelės, dėl to užfiksuojamas staigus struktūrų periodo sumažėjimas iki $\Lambda = (622 \pm 60) \text{ nm}$ bei gylis kontrasto kritimas iki $h = (198 \pm 51) \text{ nm}$. Pasiekus $N = 16$ impulsų skaičių, suformuotas pažeidimas tampa chaotiškas, o bendras kraterio gylis viršija $2 \mu\text{m}$.

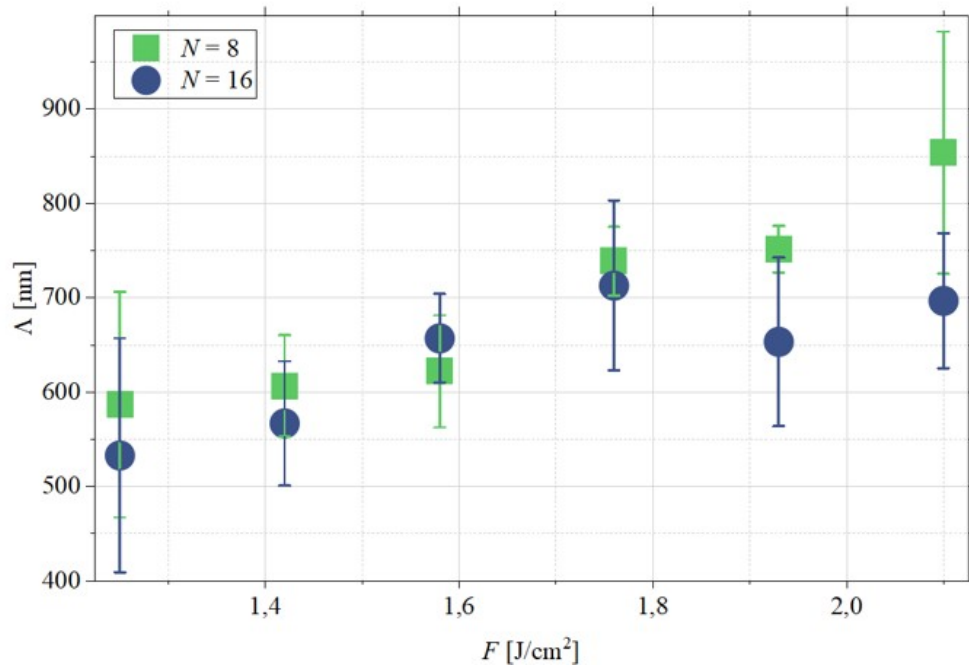


15 pav. Silikatinio stiklo paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F = 1,6 \text{ J/cm}^2$).

13 pav. III srityje pasiekiami periodai $\Lambda < 600 \text{ nm}$, todėl ši zona yra priskiriama savitvarkių nanogardelių susidarymo sričiai. Šios struktūros pasižymi kvaziperiodiniu pobūdžiu, kadangi periodo standartinis nuokrypis (σ_Λ) čia yra didesnis nei I sričiai būdingų darinių. Nepaisant mažesnio tvarkingumo, šioje srityje pasiekiamas ryškus, daugiau nei 200 nm siekiantis gylis kontrastas (h), nors ir su santykinai didele paklaida ($\sigma_h > 50 \text{ nm}$). Didelės paklaidos patvirtina, kad savitvarkių struktūrų morfologija yra kur kas mažiau homogeniška nei pradinių interferencinių raštų.

16 pav. pateikta nanogardelių periodo priklausomybė nuo energijos tankio F , kai impulsų skaičius $N = 8$ ir $N = 16$. Matyti, kad didinant F darinių periodas auga, tačiau esant didesniai impulsų

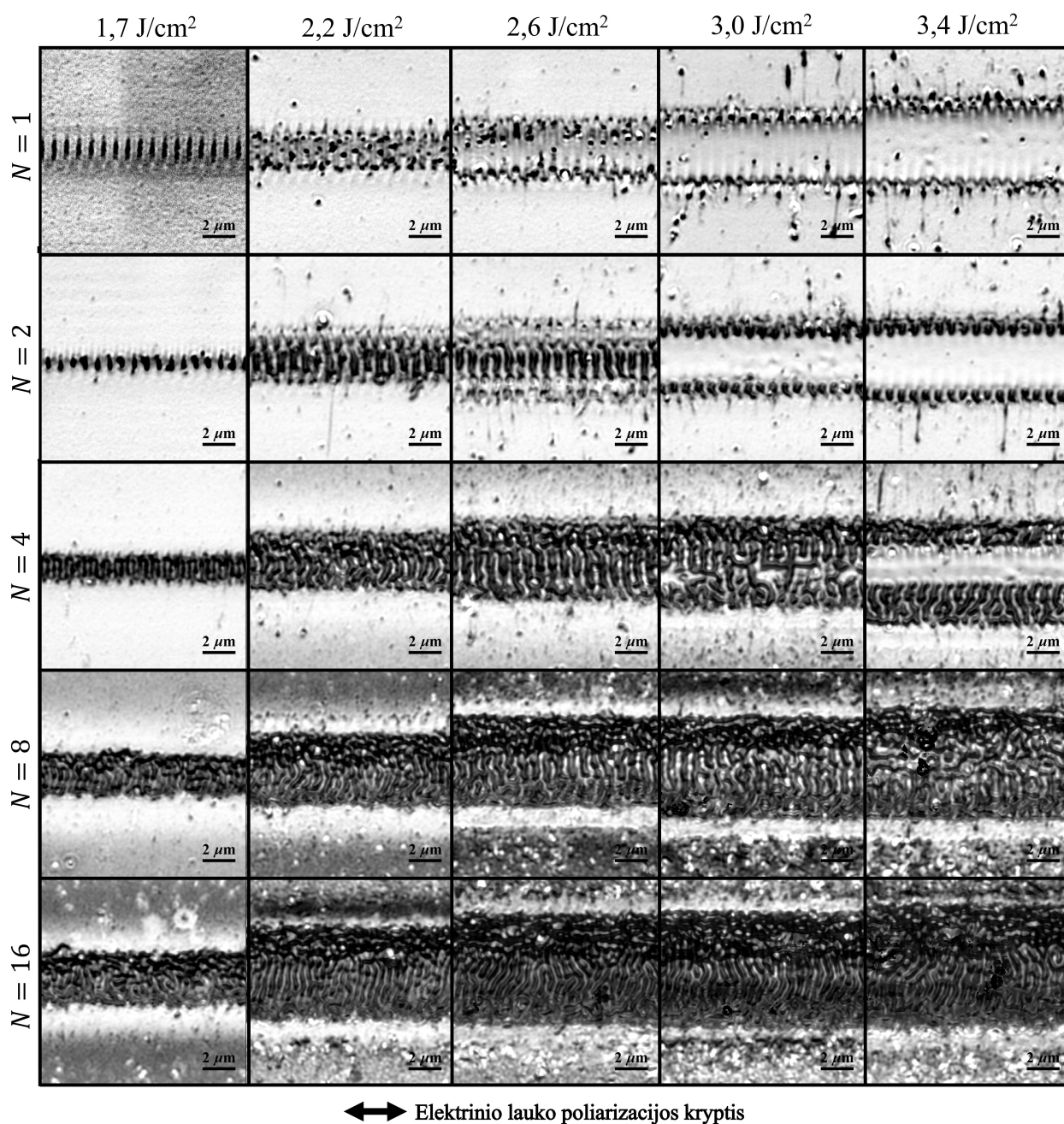
skaičiui ($N = 16$) gautos vertės yra mažesnės nei esant $N = 8$. Šios tendencijos yra dokumentuotos literatūroje ir aiškinamos sugeneruotų laisvųjų krūvininkų koncentracijos bei su tuo susijusių paviršiaus optinių savybių pokyčiais, kurie tiesiogiai keičia interferencijos sąlygas [38].



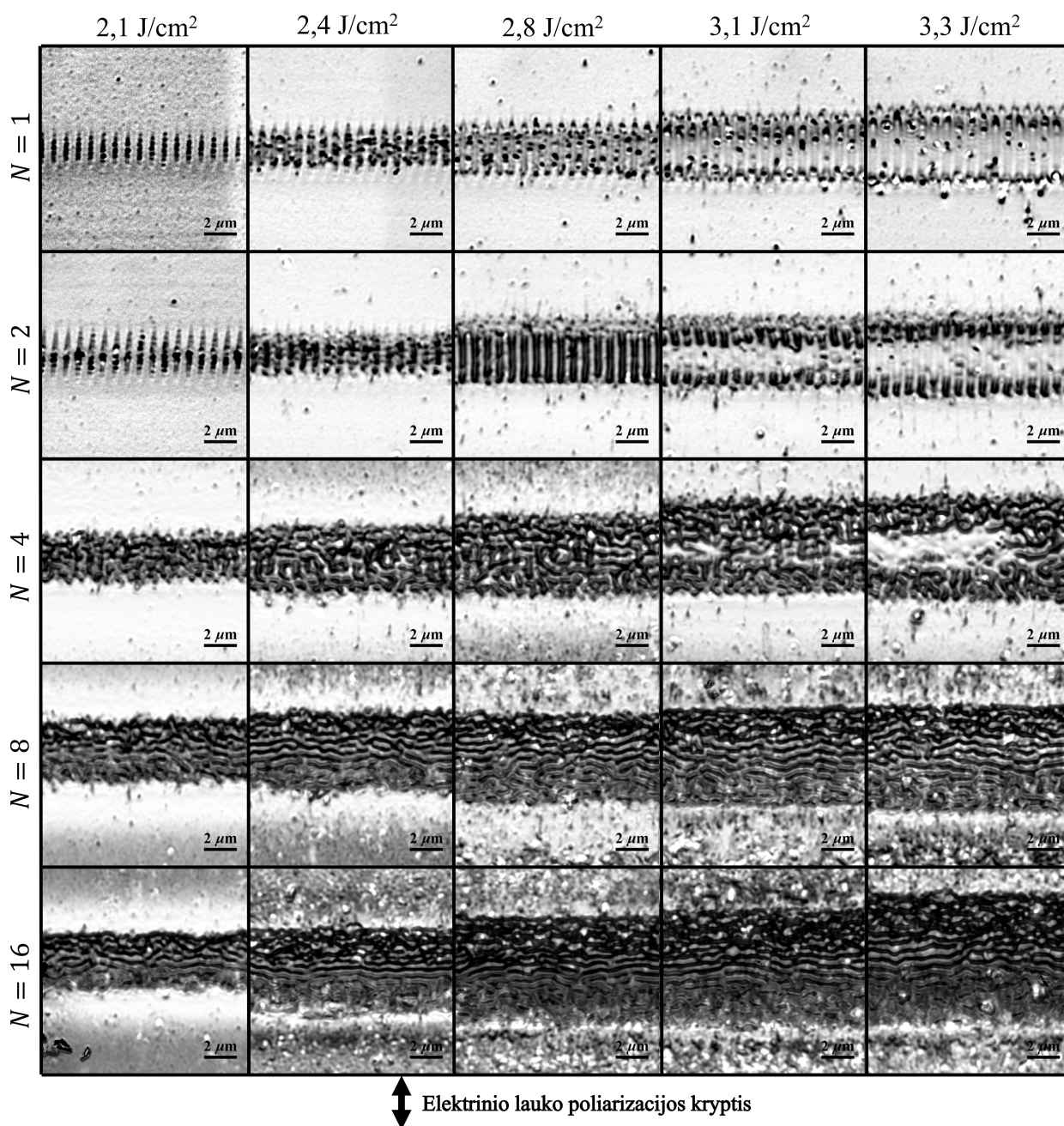
16 pav. Silikatinio stiklo paviršiuje suformuotų nanogardelių periodo Λ priklausomybė nuo energijos tankio F , esant skirtingam impulsų skaičiui N .

3.1.2 Borosilikatinis stiklas

Borosilikatiniame stikle periodinių struktūrų formavimosi dėsningumai yra panašūs į stebėtus silikatiniam stiklo. 17 pav. matoma, kad didinant impulsų skaičių ($N > 4$), vėl pradeda formuotis savitvarkės nanogardelės, kurių orientacija priklauso nuo lazerio spinduliuotės poliarizacijos krypties (palyginti su 18 pav.). Vis dėlto, dėl didesnio borosilikatinio stiklo abliacijos slenksčio (apie 20% didesnis nei silikatinio stiklo), interferencinio apdirbimo zona išsiplečia – tvarkingos struktūros išlieka stabilios ties didesnėmis energijos tankio vertėmis.

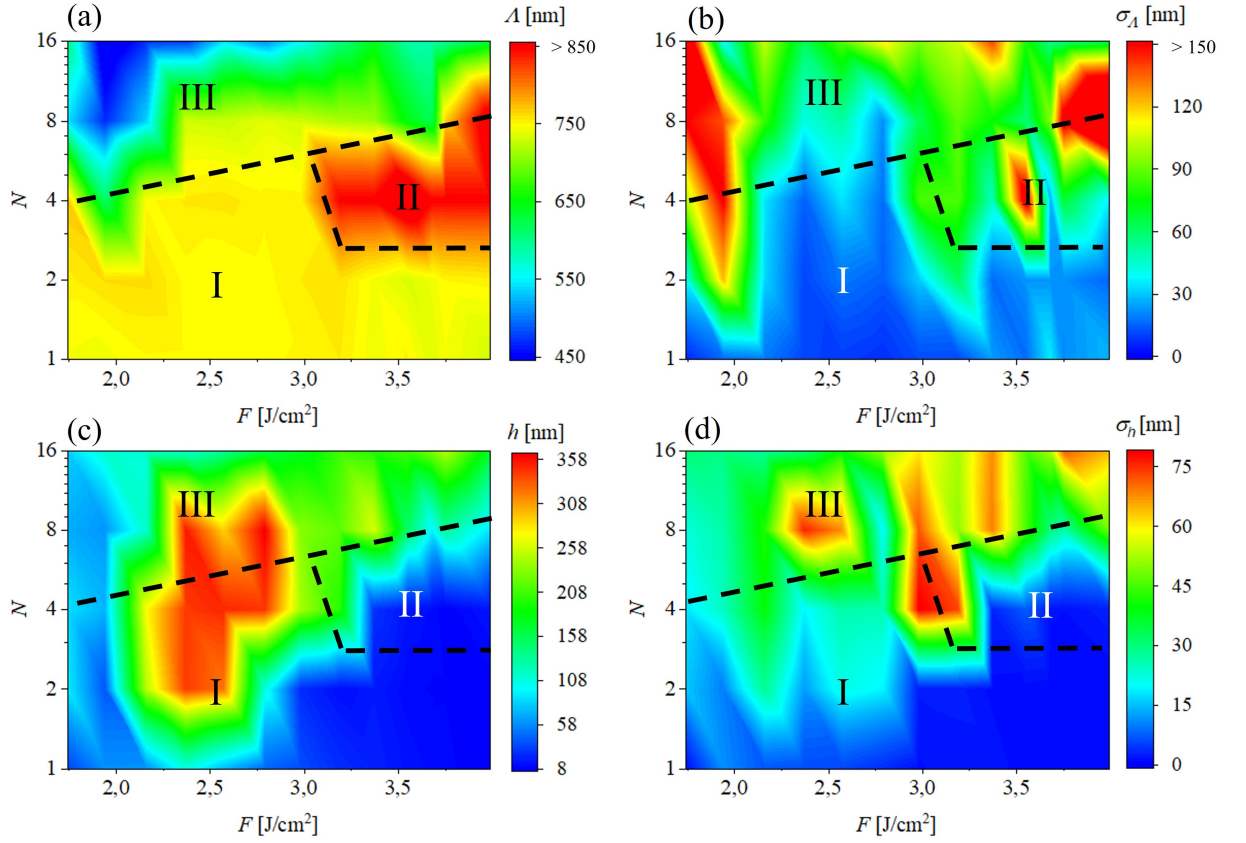


17 pav. Borosilikatinio stiklo paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Horizontali poliarizacija.



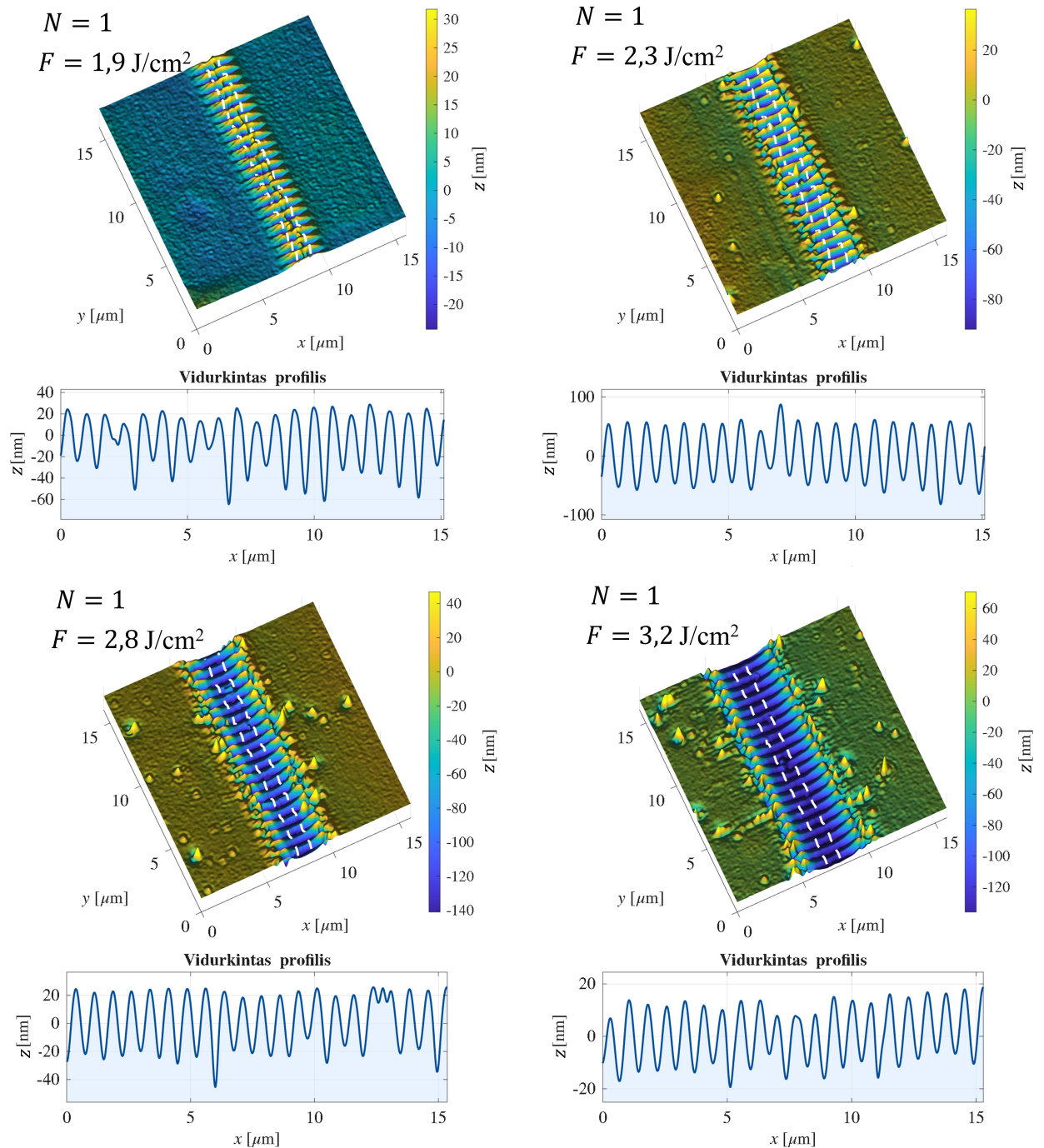
18 pav. Borosilikatinio stiklo paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Vertikali poliarizacija.

Žvelgiant į periodo (Λ) priklausomybę nuo energijos tankio (F) ir impulsų skaičiaus (N) (19 pav. (a)), borosilikatinio stiklo atveju galima išskirti tas pačias charakteringas sritis kaip ir silikatiniam stiklė. I srityje (interferencinio apdirbimo zonoje) suformuojamos homogeniškiausios ir tolygiausio periodo struktūros. Remiantis 19 pav. (c) duomenimis, šioje zonoje struktūrų gylis kontrastas (h) pasiekia maksimalias vertes – net iki $\sim 360\ \text{nm}$.



19 pav. Borosilikatinio stiklo paviršiaus struktūrų topografiniai žemėlapiai: (a) vidutinio periodo Λ , (b) periodo standartinio nuokrypio σ_Λ , (c) vidutinio gylio kontrasto h ir (d) jo standartinio nuokrypio σ_h priklausomybės nuo energijos tankio F bei impulsų skaičiaus N .

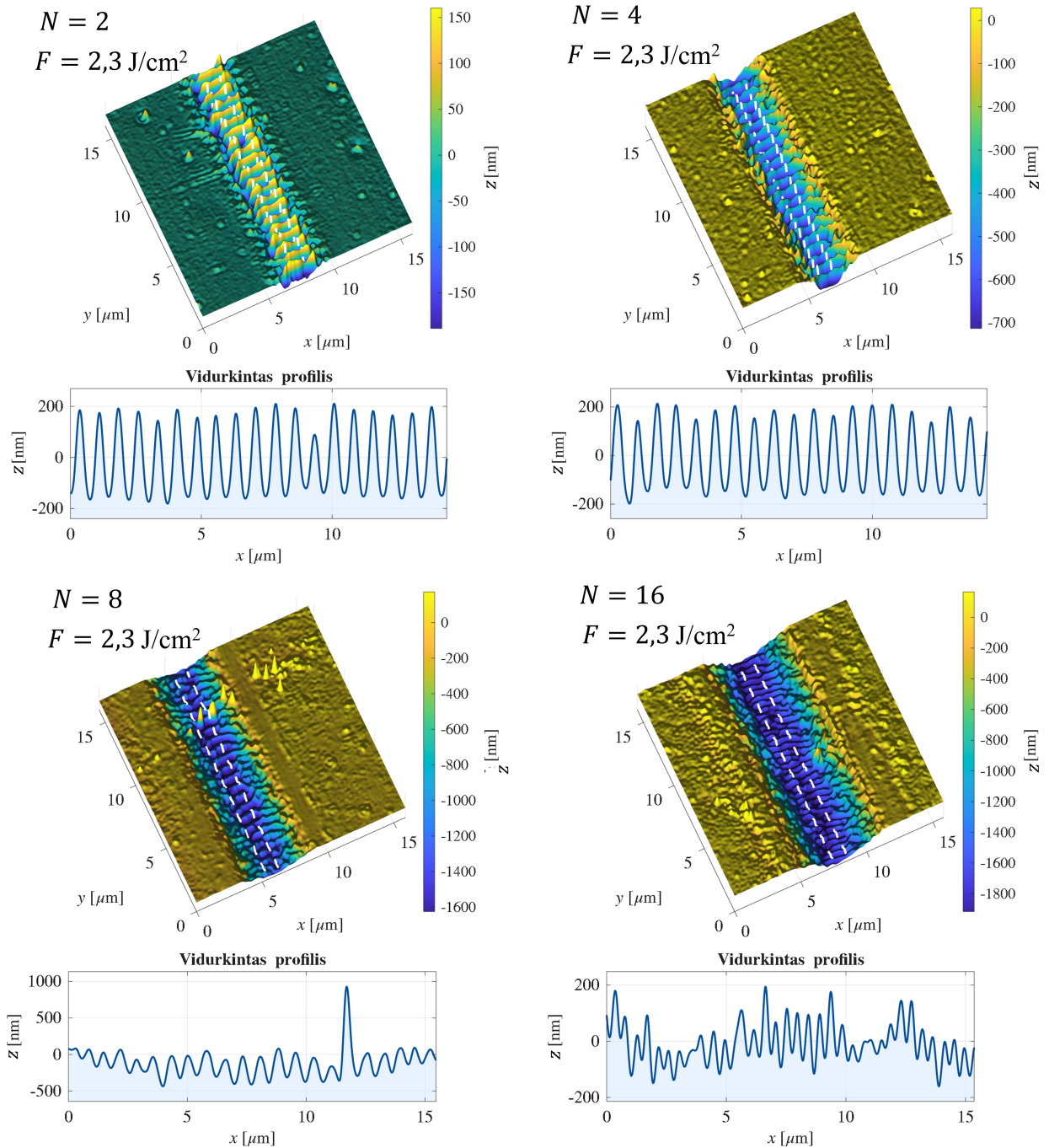
20 pav. pateikta po vienetinio impulso ($N = 1$) suformuotų gardelių morfologija, didinant energijos tankį F . Kai $F = 2,3 \text{ J/cm}^2$, pasiekiamas maksimalus gylio kontrastas $h = (107 \pm 6) \text{ nm}$, o periodas siekia $\Lambda = (749 \pm 10) \text{ nm}$. Toliau didinant F , energijos tankis interferencijos intensyvumo minimumuose ima viršyti medžiagos abliacijos slenkstį. Dėl to paviršiuje pradedamas abliuoti krateris, o struktūrų gylio kontrastas ima mažėti.



20 pav. borosilikatinio stiklo paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija vienašūviame režime ($N = 1$), didinant energijos tankį F .

21 pav. pateikta suformuotos gardelės paviršiaus topografijos evoliucija didinant impulsų skaičių, kai energijos tankis $F = 2,3 \text{ J/cm}^2$. Po $N = 2$ impulsų suformuotų struktūrų kontrastas pastebimai padidėja iki $h = (342 \pm 12) \text{ nm}$. Toliau didinant poveikį iki $N = 4$, gylgio kontrastas išlieka beveik nepakitęs ir siekia $h = (343 \pm 19) \text{ nm}$, o struktūrų periodas paklaidų ribose išlaiko tą pačią vertę. Tačiau po $N = 8$ impulsų stebimas gardelės morfologijos suardymas – nors vidutinis gylgio kontrastas bei periodas pakinta nežymiai, stebimas žymus standartinių nuokrypių padidėjimas: $h = (354 \pm 76) \text{ nm}$, o periodas $\Lambda = (730 \pm 42) \text{ nm}$. Tai rodo perėjimą iš tvarkingos interferencinio apdirbimo zonos (I sritis) į chaotiškesnę savitvarkių nanogardelių (III sritis) režimą. Pasiekus

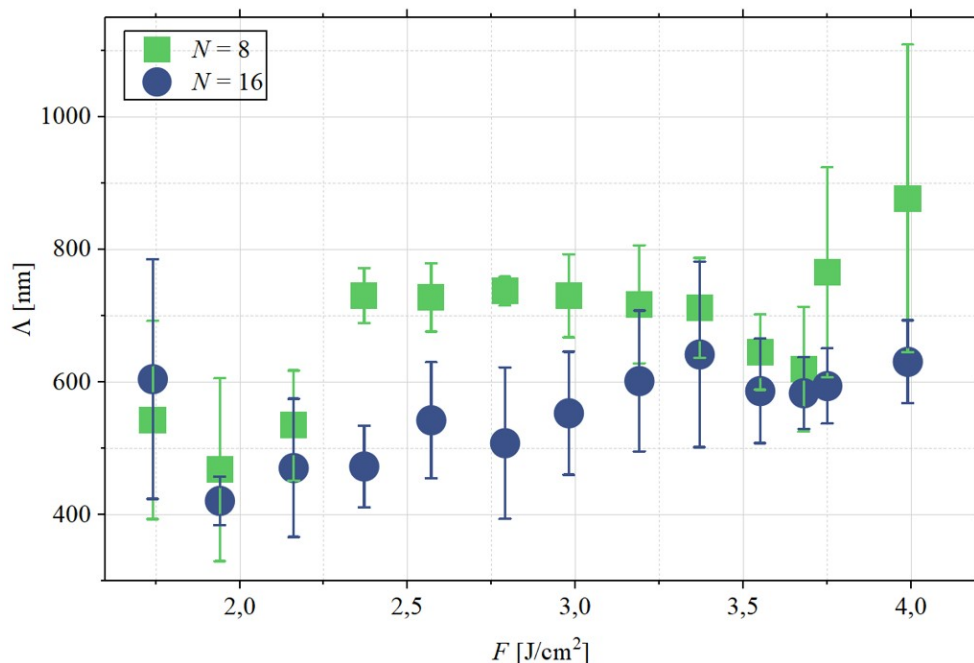
$N = 16$ impulsų skaičių, nanogardelės yra aiškiai matomos: jų periodas siekia $\Lambda = (473 \pm 61)$ nm, o gylio kontrastas $h = (111 \pm 31)$ nm.



21 pav. Borosilikatinio stiklo paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F = 2,3 \text{ J/cm}^2$).

III (nanogardelių) srityje, analogiškai kaip ir silikatinio stiklo atveju, stebimas periodo (Λ) didėjimas augant energijos tankiui F ir mažėjant impulsų skaičiui N (žr. 22). Įdomu pastebėti, kad esant $F \approx 2,3 - 3,4 \text{ J/cm}^2$ energijos tankiui, mažesnis impulsų skaičius ($N = 8$) dar neužtikrina visiškos paviršiaus transformacijos – čia išmatuotas periodas ($\Lambda \approx 740 \text{ nm}$) išlieka artimas pradiniam interferenciniam raštui. Padidinus impulsų skaičių iki $N = 16$, dėl stipresnio medžiagos inkubacijos efekto sėkmingai suformuojamos mažesnio periodo ($\Lambda \approx 500 - 600 \text{ nm}$) savitvarkės

nanogardelės.



22 pav. Borosilikatinio stiklo paviršiuje suformuotų nanogardelių periodo Λ priklausomybė nuo energijos tankio F , esant skirtingam impulsų skaičiui N .

3.1.3 Siaurajuosčių dielektrikų struktūrizavimo dėsningumų apibendrinimas

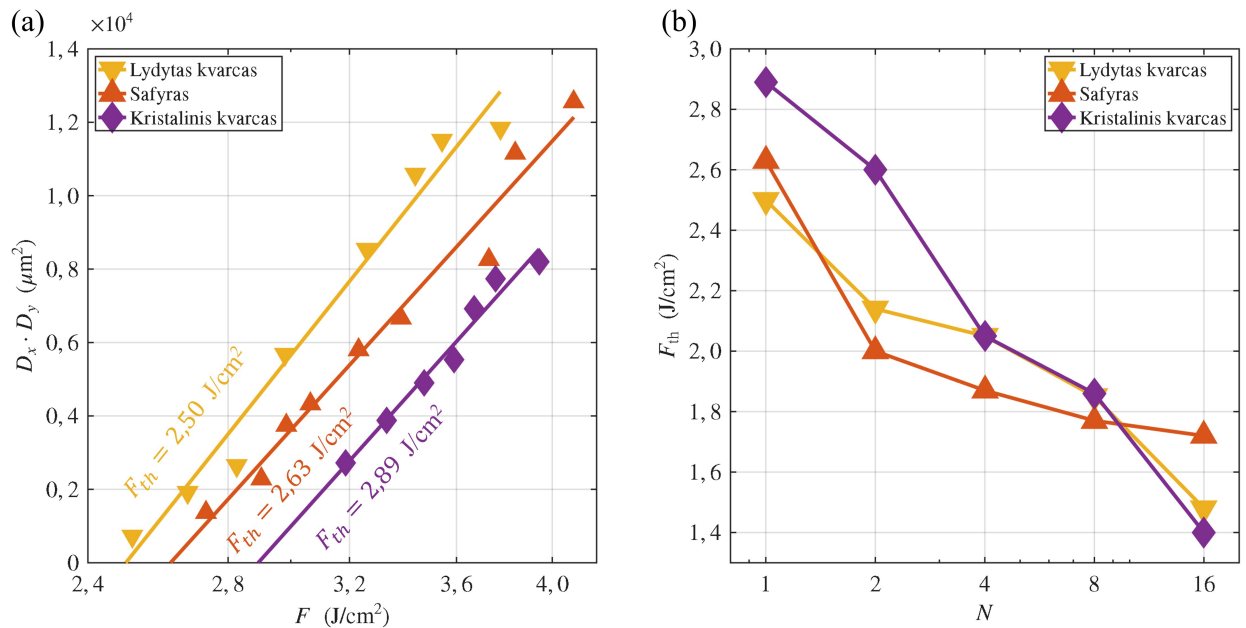
Apibendrinant tirtų siaurajuosčių dielektrikų (silikatinio ir borosilikatinio stiklų) struktūrizavimo rezultatus, galima daryti išvadą, kad abiejų medžiagų paviršiuje sėkmingai identifikuota ir optimizuota efektyvaus interferencinio apdirbimo (I srities) parametrų sritis. Nustatyta, kad abiejų medžiagų atveju struktūrų formavimosi dėsningumai kokybiškai sutampa: viršijus kritinį impulsų skaičių ($N > 4$) arba leistiną energijos tankį (silikatiniam stiklui $F > 2,2 \text{ J/cm}^2$, borosilikatiniam stiklui $F > 3,5 \text{ J/cm}^2$), pradinė tvarkinga interferencinė morfologija suardoma dėl tolydžiosios abliacijos (II sritis) bei kraterio formavimosi arba perėjimo į savitvarkių nanogardelių formavimosi režimą (III sritis). Nors savitvarkės nanogardelės leidžia pasiekti žymiai mažesnę periodą ($\Lambda < 500 \text{ nm}$), jos yra mažiau homogeniškos ir atsikartojančios (standartiniai nuokrypiai σ_Λ ir σ_h yra didesni), lyginant su griežtai valdomu interferenciniu metodu suformuotu reljefu.

Nepaisant šių fizikinių apribojimų, optimaliomis sąlygomis pasiekti sub-mikrometrinio periodo, aukšto gylio ir periodo santykio dariniai. Silikatiniam stiklui suformuotas maksimalus $h \approx 320 \text{ nm}$ gylio kontrastas ($h/\Lambda \approx 0,43$), o borosilikatiniam stiklui – $h \approx 360 \text{ nm}$ ($h/\Lambda \approx 0,48$). Autoriaus žiniomis, tokie aukšti gylio ir periodo santykiai interferencinio apdirbimo metu šiuose stikluose literatūroje iki šiol nėra dokumentuoti (žr. 1 lentelę).

3.2 Plačiąjuosčiai dielektrikai

Kita nagrinėjama dielektrikų grupė yra plačiąjuosčiai dielektrikai. Dėl didesnio draustinio tarpo šiose medžiagose pagrindinis sugerties mechanizmas yra trifotonė sugertis. Todėl Liu metodu

išmatuoti slenksčiai (žr. 23 pav. (a)) yra didesni nei siaurajuosčių dielektrikų atveju: lydyto kvarco – ($F_{th} = 2,50 \text{ J/cm}^2$), safyro – ($F_{th} = 2,63 \text{ J/cm}^2$), o kristalinio kvarco – ($F_{th} = 2,89 \text{ J/cm}^2$). Panašūs slenksčiai yra sutinkami ir literatūros šaltiniuose, kaip aptarta 1.2 skyriuje.



23 pav. Lydyto kvarco, safyro ir kristalinio kvarco eksperimentiniai rezultatai: (a) vienašūviai abliacijos slenksčiai, (b) abliacijos slenksčio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus.

Didinant impulsų skaičių (N), buvo stebimas žymus abliacijos slenksčio mažėjimas dėl inkubacinio efekto (žr. 23 (b) pav.). Šiose medžiagose po 16-os impulsų kristalinio kvarco abliacijos slenkstis sumažėja beveik dvigubai, lyginant su vienetinio impulso poveikiu. Toks rezultatas sutinkamas ir literatūroje (aptarta 1.3 skyriuje).

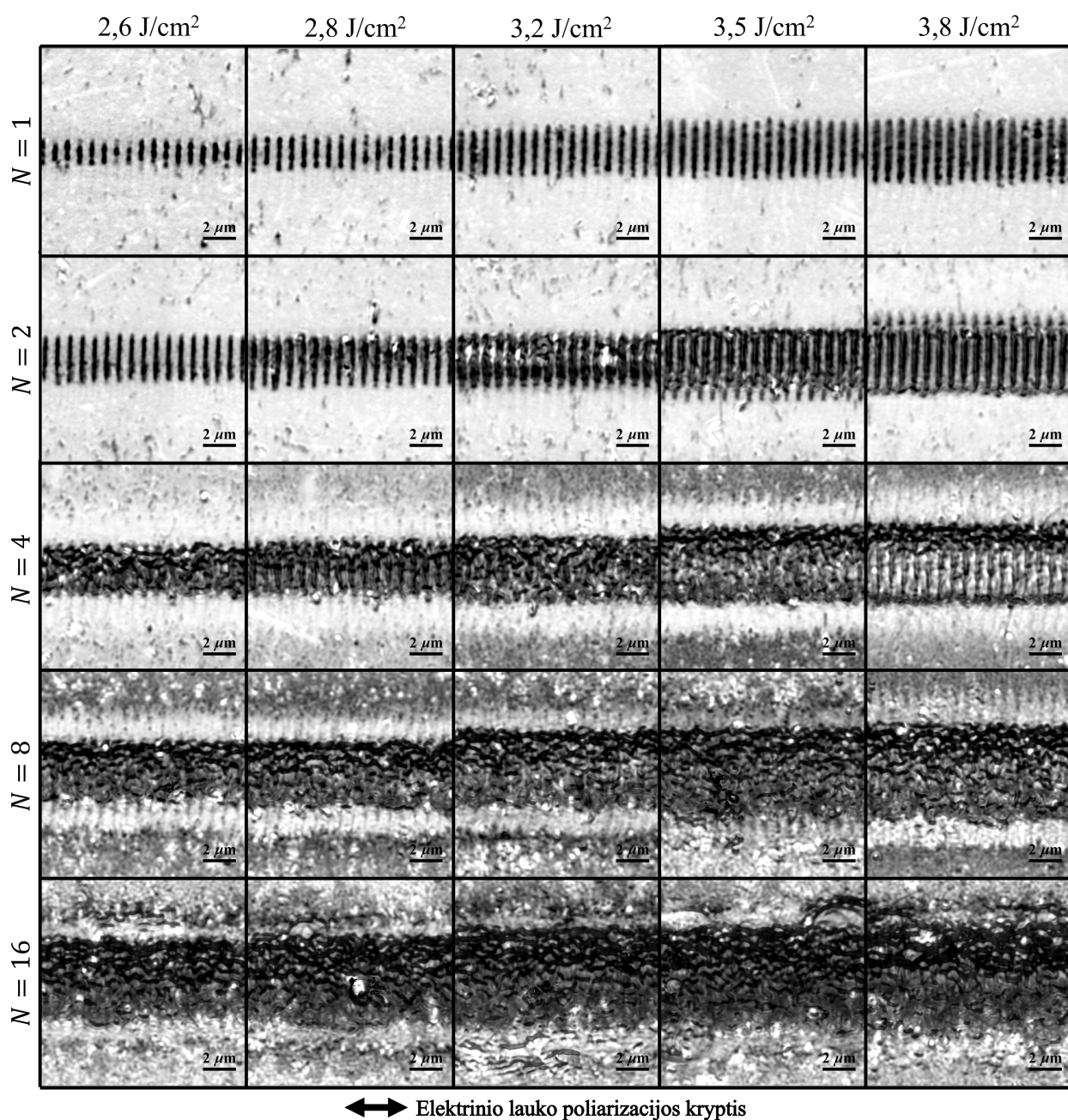
Toliau bus tyrinėjami pažeidimai, suformuoti plačiąjuosčių dielektrikų paviršiuose, analizuojant suformuotų struktūrų morfologiją ir siekiant identifikuoti eksperimentines sąlygas (impulsų skaičių (N) bei energijos tankį (F)), kuriomis pasiekiamas maksimalus struktūrų homogeniškumas ir gylis.

3.2.1 Lydytas kvarcas

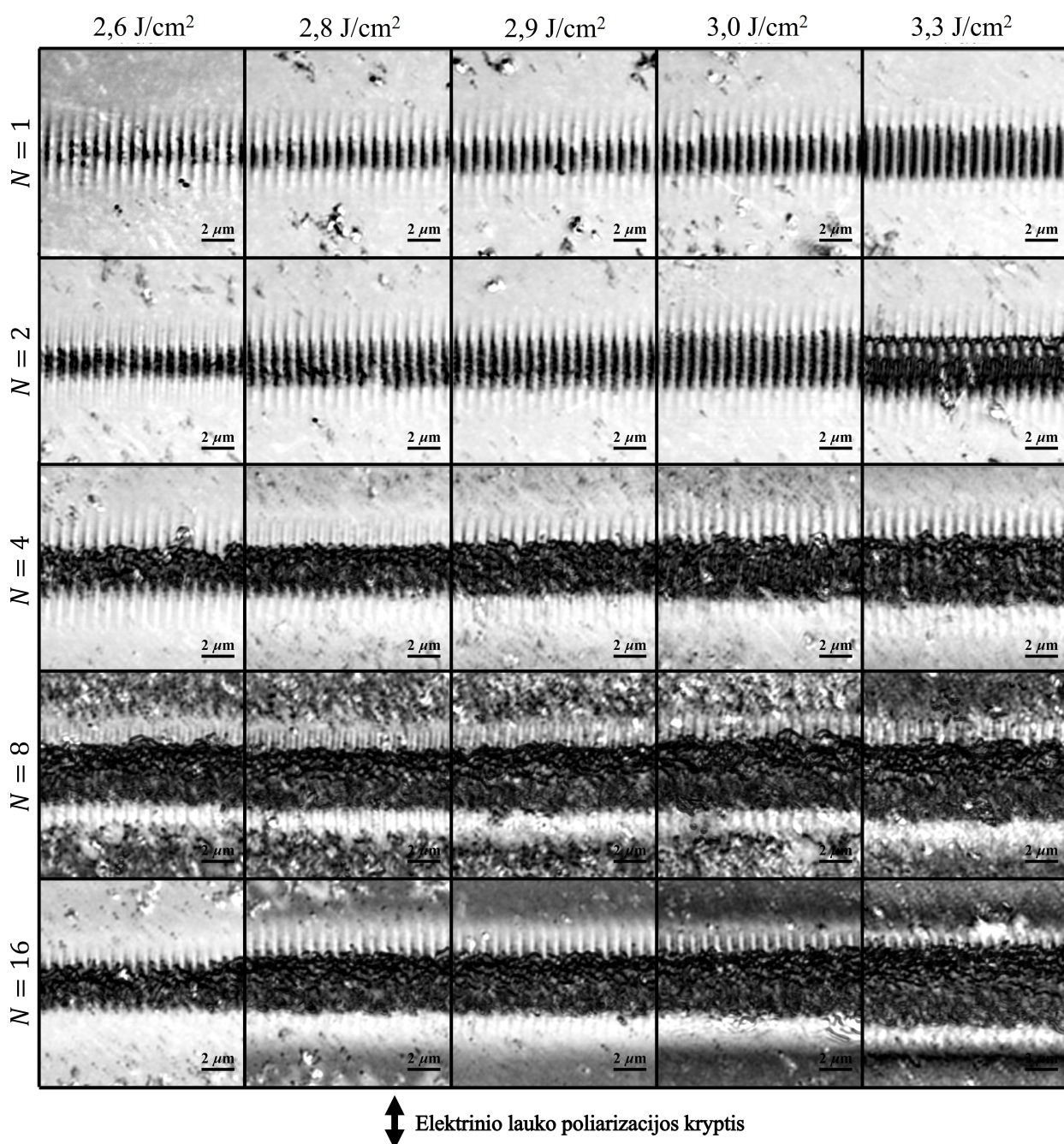
Pirmiausia analizuojamas lydytas kvarcas. 24 pav. pavaizduotos mikroskopinės suformuotų gardelių nuotraukos lydyto kvarco paviršiuje. Akivaizdu, kad, veikiant vienetiniam impulsui ($N = 1$) ir didinant energijos tankį (F), struktūrų plotis nuosekliai auga, o tirtame parametru diapazone tolydi abliacija dar neprasideda.

Vis dėlto, didinant impulsų skaičių (N), suformuotų gardelių homogeniškumas greitai išnyksta – jau esant $N = 4$, tvarkingo periodiškumo nebepavyksta identifikuoti. Priešingai nei silikatiname ar borosilikatiname stikluose, toliau didinant impulsų skaičių ($N > 4$), savitvarkės nanogardelės nesusidaro. Tai, kad stebimi paviršiaus dariniai nėra kvaziperiodinės nanogardelės, patvirtina 25 pav. pateikti rezultatai: pasukus lazerio spinduliuotės poliarizaciją 90° kampą, struktūros išlieka

chaotiškai pasiskirsčiusios ir nepersiorientuoja statmena poliarizacijai kryptimi. Remiantis mokslinė literatūra, savitvarkių nanogardelių susiformavimui trukdo žymus inkubacinis efektas. Žvelgiant į 23 (b) grafiką matyti, kad dėl inkubacijos abliacijos slenkstis drastiškai nukrenta nuo $2,5 \text{ J/cm}^2$ iki $1,5 \text{ J/cm}^2$. Ankstesnių impulsų sukelti struktūriniai pažeidimai pakeičia medžiagos pažeidimo slenkstį ir padidina sugertos energijos tankį, o tai sukelia aplinkinių sričių lydymąsi arba stiprų Kulono sprogimą (staigų teigiamų jonų išstūmimą iš medžiagos dėl elektronų jonizacijos), naikinantį jau suformuotas struktūras. Didėjant impulsų skaičiui, medžiagos sugertis didėja per daug sparčiai, todėl efektyvios savitvarkos režimą pakeičia chaotiška abliacija ir didelis paviršiaus šiurkštumas. Siekiant pamatyti tvarkingas nanogardeles, reikėtų naudoti didesnius impulsų skaičius ($N > 20$). Kadangi šiame darbe taikytas impulsų skaičius buvo per mažas, III sritis tirtame ruože stebima nebuvo.

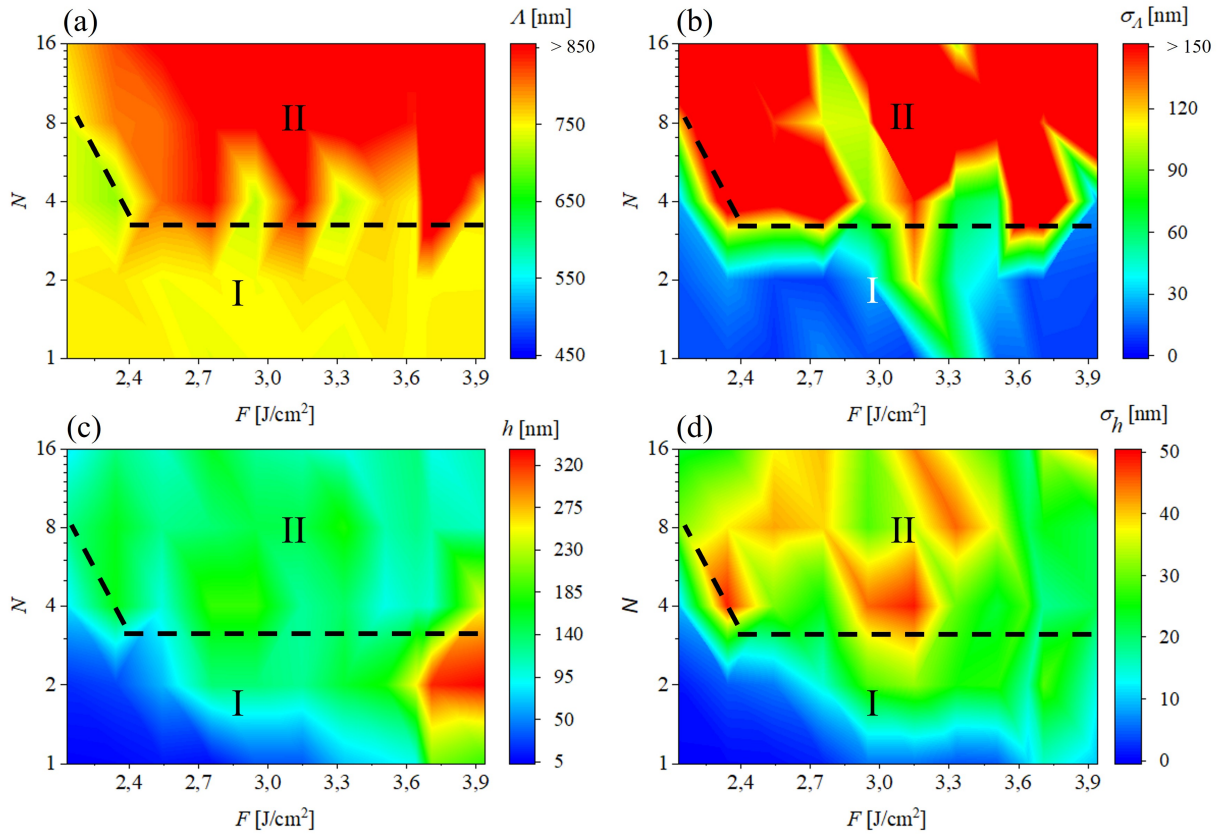


24 pav. Lydyto kvarco paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Horizontali poliarizacija.



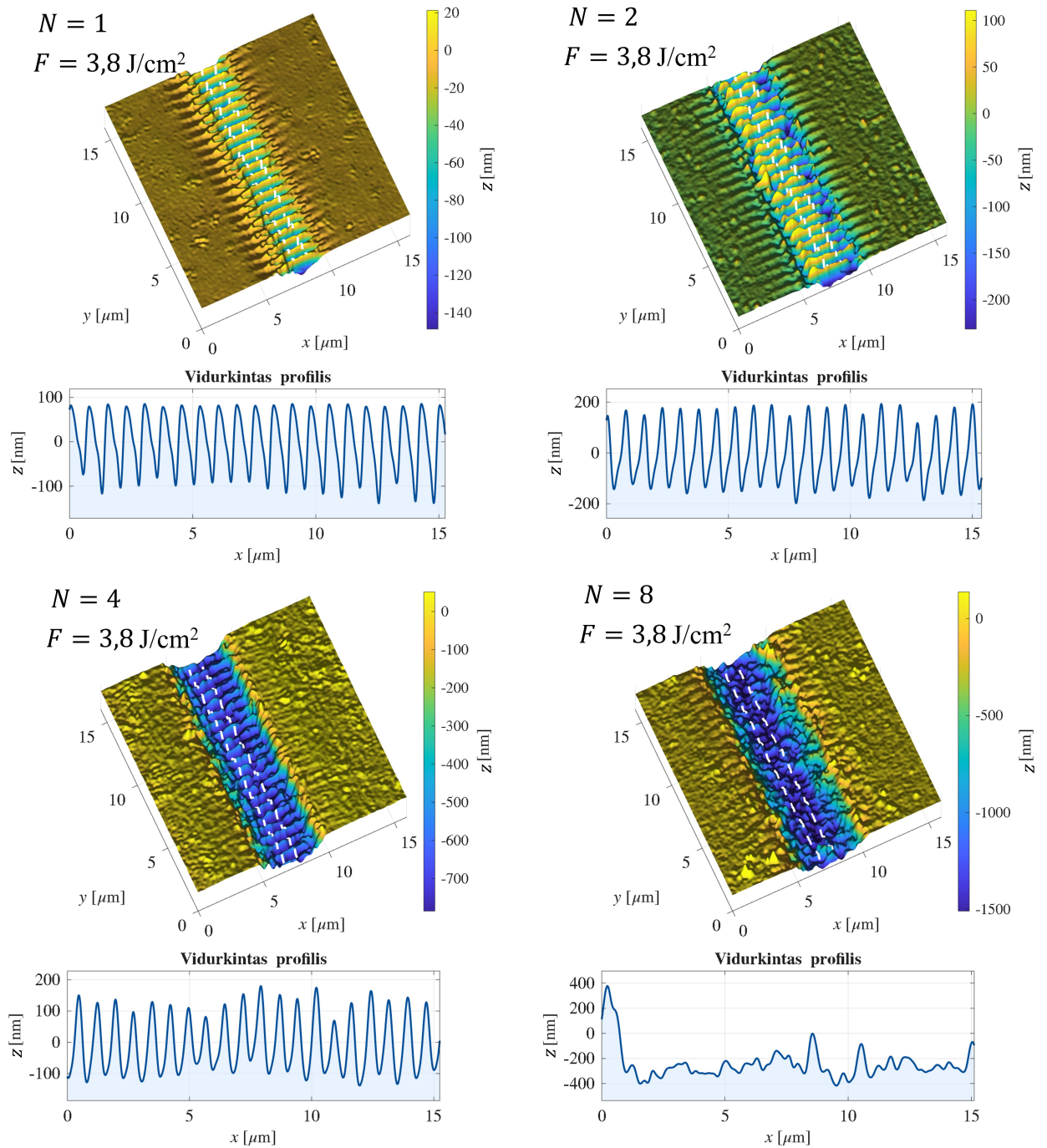
25 pav. Lydyto kvarco paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Vertikali poliarizacija.

Remiantis periodo ir jo standartinio nuokrypio pasiskirstymo žemėlapiais (26 (a) ir (b)), efektyvaus interferencinio apdirbimo zoni (I sričiai) galima priskirti parametų sritį, kurioje impulsų skaičius $N < 4$ (apimant visą tirtą energijos tankio diapazoną), o esant mažesniems energijos tankiams, iki $N = 8$ impulsų. Tuo tarpu analizuojant gylį kontrastą ir jo standartinį nuokrypį (26 (c) ir (d)) matome, kad šioje zonoje suformuotų struktūrų gylį kontrastas pasiekia iki $h \approx 320$ nm, o jo standartinis nuokrypis neviršija $\sigma_h < 30$ nm.



26 pav. Lydyto kvarco paviršiaus struktūrų topografiniai žemėlapiai: (a) vidutinio periodo Λ , (b) periodo standartinio nuokrypio σ_Λ , (c) vidutinio gylio kontrasto h ir (d) jo standartinio nuokrypio σ_h priklausomybės nuo energijos tankio F bei impulsų skaičiaus N .

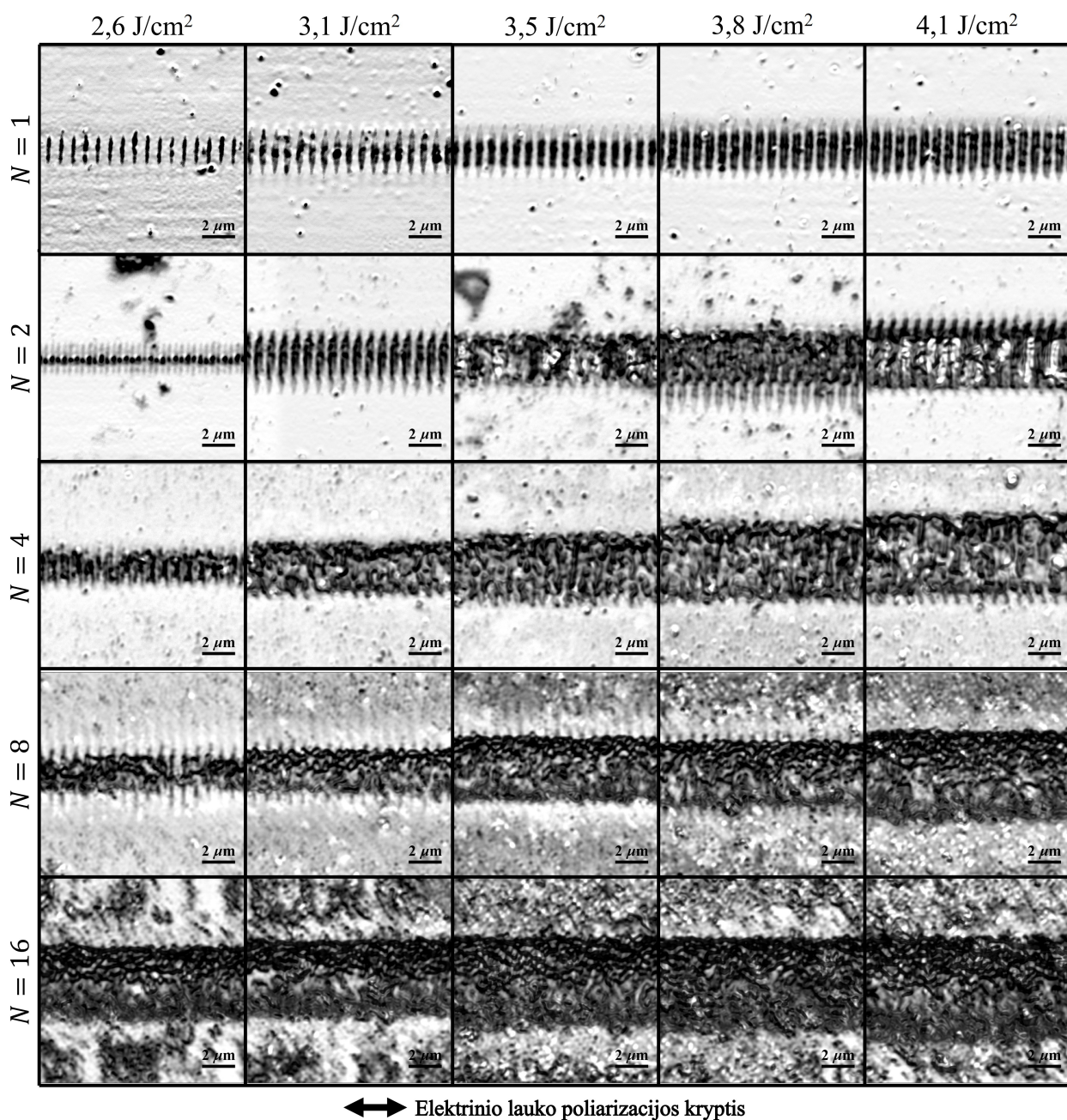
27 pav. pateikta suformuotų gardelių paviršiaus topografijos ir jų vidurkintų profilių evoliucija, naudojant maksimalų tirtą energijos tankį $F = 3,8 \text{ J/cm}^2$. Eksperimento rezultatai rodo, kad po vienetinio impulso poveikio ($N = 1$) suformuojamos periodinės struktūros, kurių gylio kontrastas siekia $h = (188 \pm 102) \text{ nm}$. Padidinus impulsų skaičių iki $N = 2$, gylio kontrastas išauga iki $h = (335 \pm 14) \text{ nm}$, o profilis išlaiko taisyklingą periodinę struktūrą. Tačiau, toliau didinant impulsų skaičių iki $N = 4$, struktūrose pradeda ryškėti morfologiniai nehomogeniškumai, o vidutinis gylio kontrastas sumažėja iki $h = (248 \pm 21) \text{ nm}$. Galiausiai, po $N = 8$ impulsų poveikio, pradinės interferencinės gardelės visiškai suardomos – paviršiuje lieka tik netvarkinga pažaidos sritis, pasižyminti chaotišku reljefu ir stipriai išaugusiu šiurkštumu. Tokie pažeidimai priskiriami II sričiai (tolydžiosios abliacijos zonai), kurią patvirtina 26 (b) ir (d) matomas didelis standartinis nuokrypis.



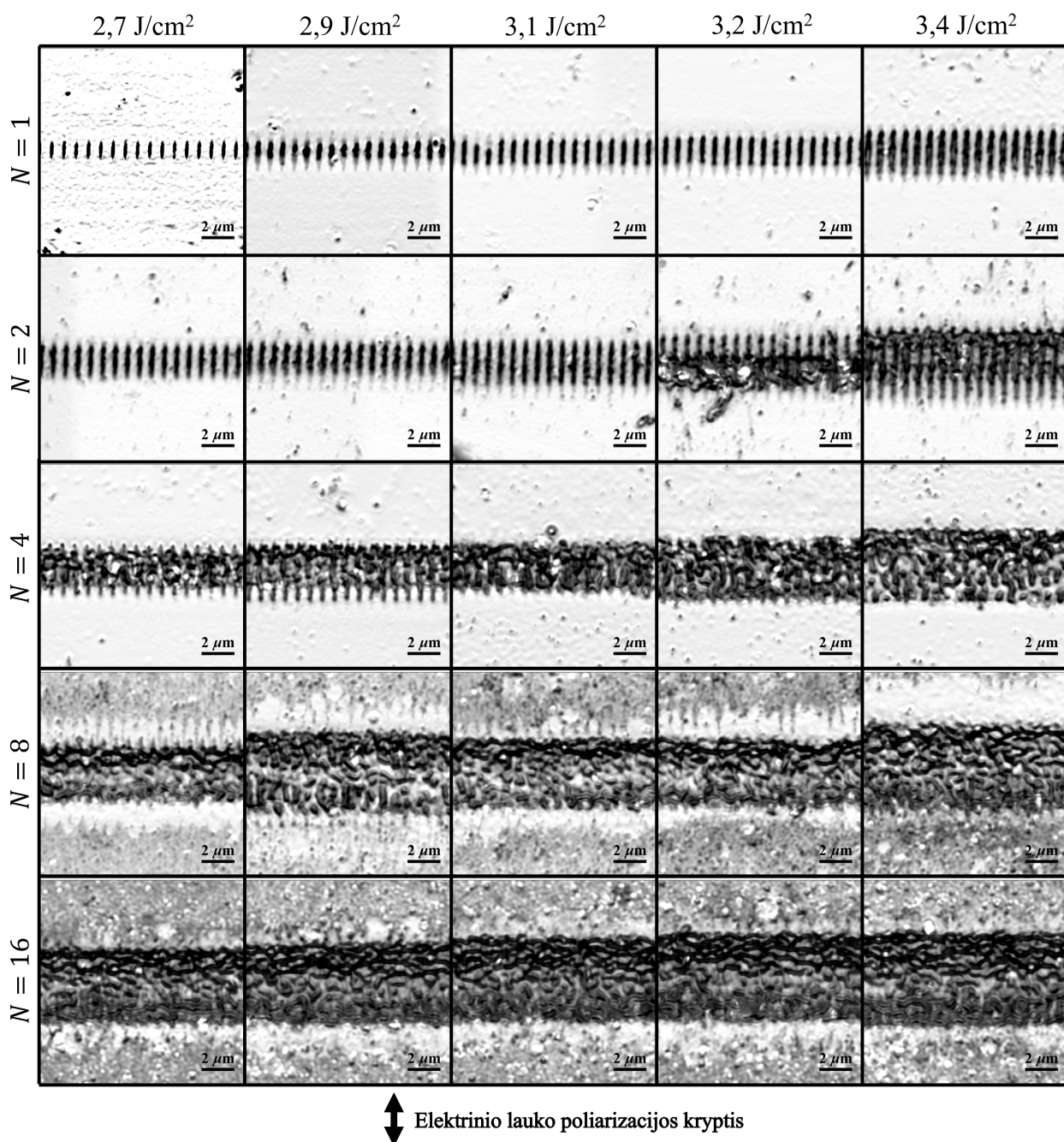
27 pav. Lydyto kvarco paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F \approx 3,8 \text{ J/cm}^2$).

3.2.2 Safyras

Labai panašios tendencijos užfiksuotos ir kitos tirtos medžiagos – safyro – paviršiuje. Lyginant 28 pav. ir 29 pav. pateiktas mikroskopines nuotraukas matyti, kad, analogiškai kaip ir lydyto kvarco atveju, savitvarkių nanogardelių susidarymas tirtame parametų diapazone nėra stebimas dėl spartaus inkubacinio efekto.

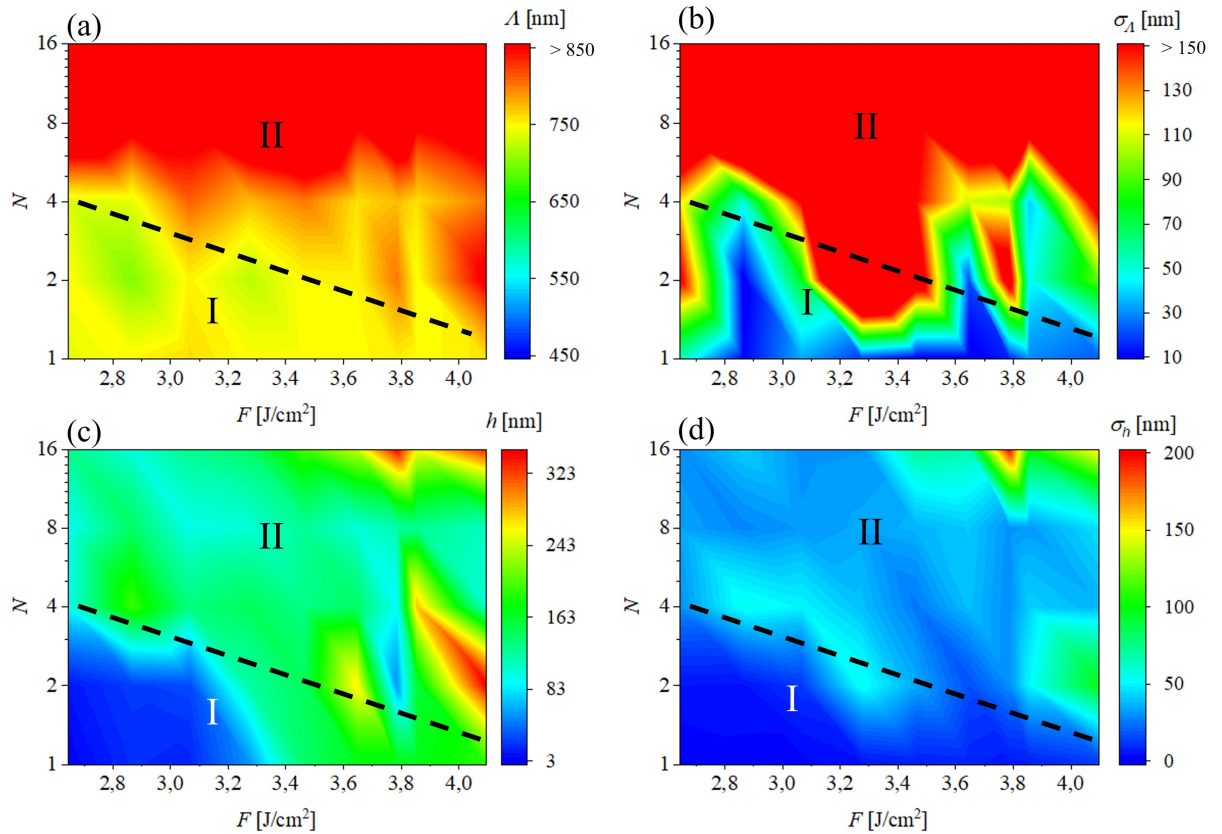


28 pav. Safyro paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Horizontali poliarizacija.



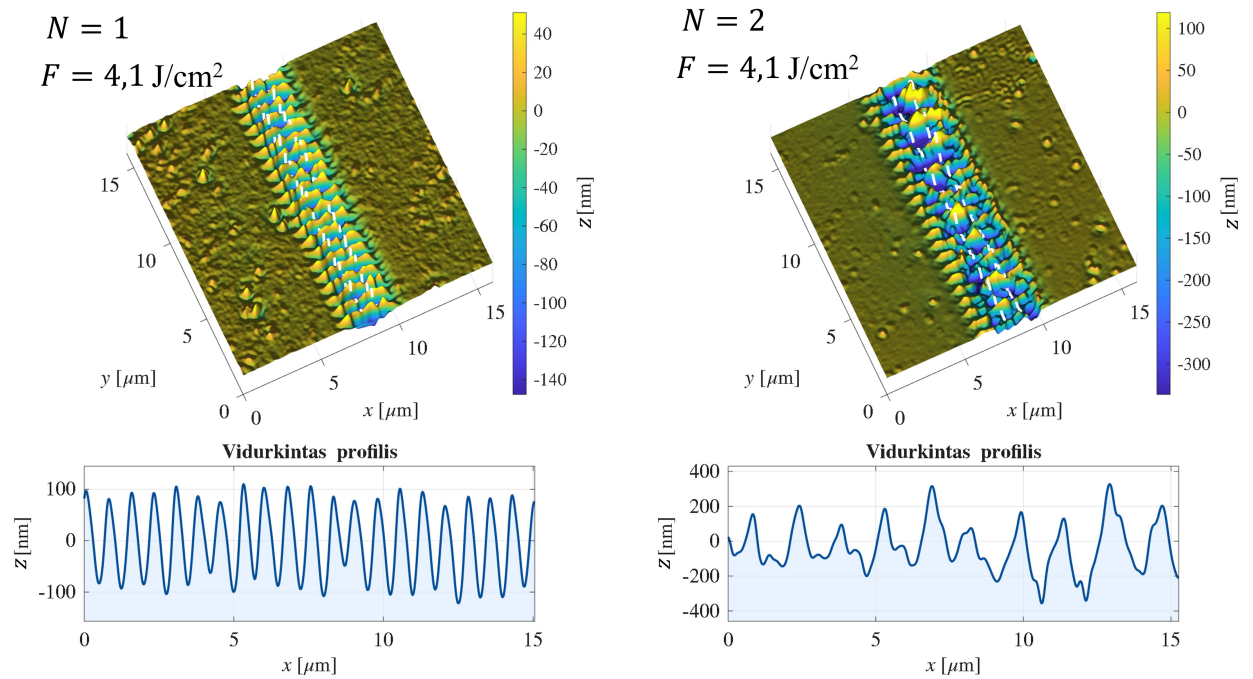
29 pav. Safyro paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Vertikali poliarizacija.

Mikroskopinėse nuotraukose matyti, kad gardelių periodiškumas pradeda nykti jau po dviejų impulsų poveikio. Analizuojant periodo pasiskirstymo žemėlapi (30 pav. (a)), akivaizdu, kad ko-kybiško interferencinio apdirbimo (I srities) technologinis langas yra labai siauras. Šioje zonoje suformuojamų struktūrų pasiekti gilio kontrastai siekia $h \approx 200$ nm.



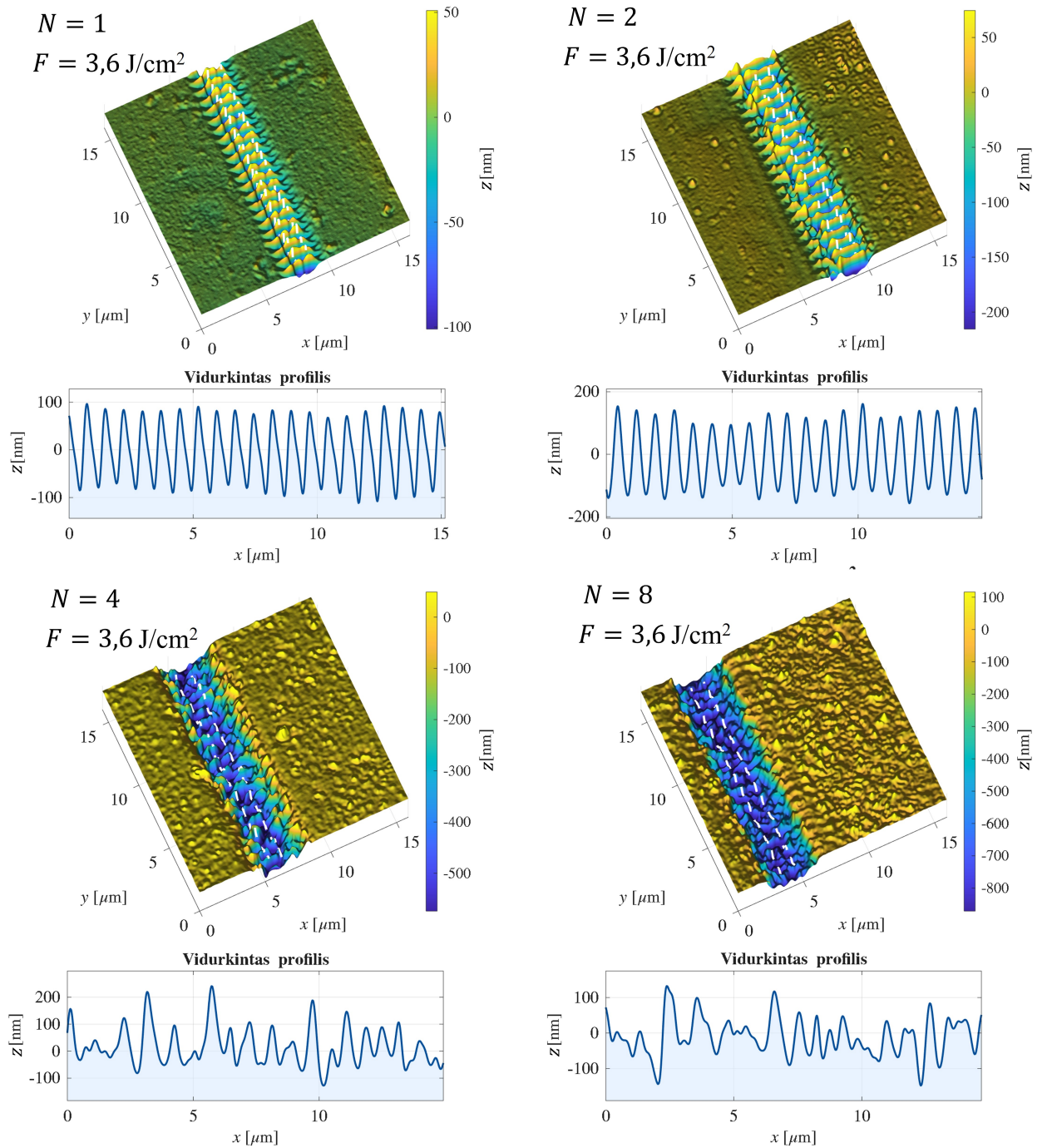
30 pav. Safyro paviršiaus struktūrų topografiniai žemėlapiai: (a) vidutinio periodo Λ , (b) periodo standartinio nuokrypio σ_Λ , (c) vidutinio gylio kontrasto h ir (d) jo standartinio nuokrypio σ_h priklausomybės nuo energijos tankio F bei impulsų skaičiaus N .

Po vieno impulso ($N = 1$), didžiausio gylio kontrasto gardelė safyro paviršiuje buvo pasiekta naudojant maksimalų tirtą energijos tankį $F = 4,1$ J/cm². 31 pav. pateikta šios struktūros paviršiaus topografija ir vidurkintas profilis, kur užfiksuotas gylio kontrastas siekia $h = (189 \pm 12)$ nm. Vis dėlto, jau po antrojo impulso ($N = 2$) suformuota gardelė buvo visiškai suardyta, o jos profilį pakeitė chaotiškas bei netvarkingas pažaidos reljefas, būdingas tolydžiosios abliacijos režimui.



31 pav. Safyro paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F = 4,1 \text{ J/cm}^2$).

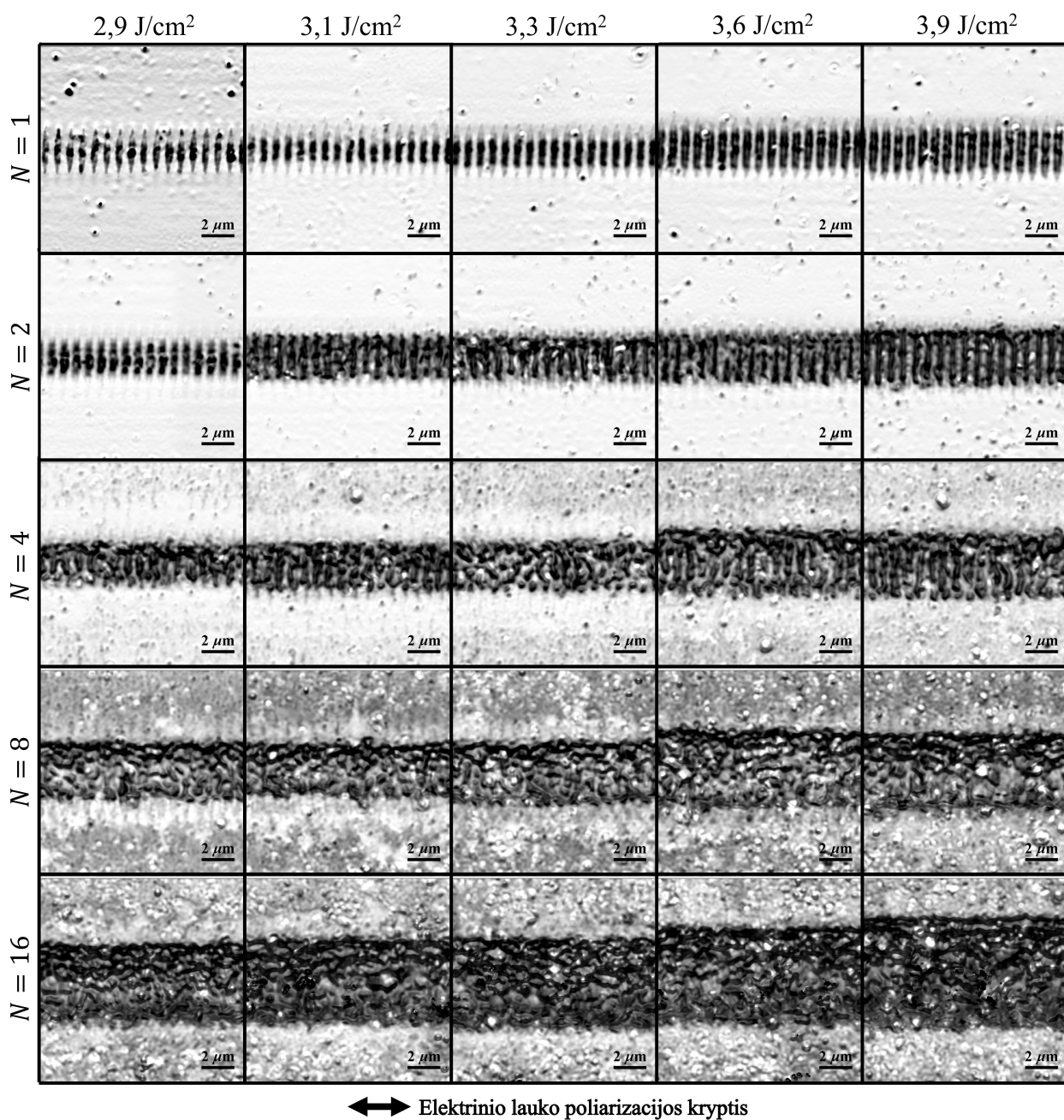
Mažesnių energijos tankių diapazone suformuotos gardelės pasižymėjo geresniu struktūriniu stabilumu. Poveikį po antrojo impulso pavyko išlaikyti gardelei, suformuotai esant $F = 3,6 \text{ J/cm}^2$ energijos tankiui. Jos paviršiaus topografijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N , pateikta 32 pav. Eksperimento duomenys rodo, kad po vieno impulso ($N = 1$) poveikio gardelės gylio kontrastas siekė $h = (167 \pm 8) \text{ nm}$. Padidinus impulsų skaičių iki $N = 2$, gylio kontrastas išaugo iki $h = (266 \pm 17) \text{ nm}$, kartu išlaikant taisyklingą harmoninį profilį ir pradinį struktūrų periodą. Vis dėlto, toliau didinant impulsų skaičių ($N \geq 4$), gardelė visiškai suiro, o paviršiuje vėl pradėjo formotis chaotiškas bei netvarkingas tolydžiosios abliacijos reljefas.



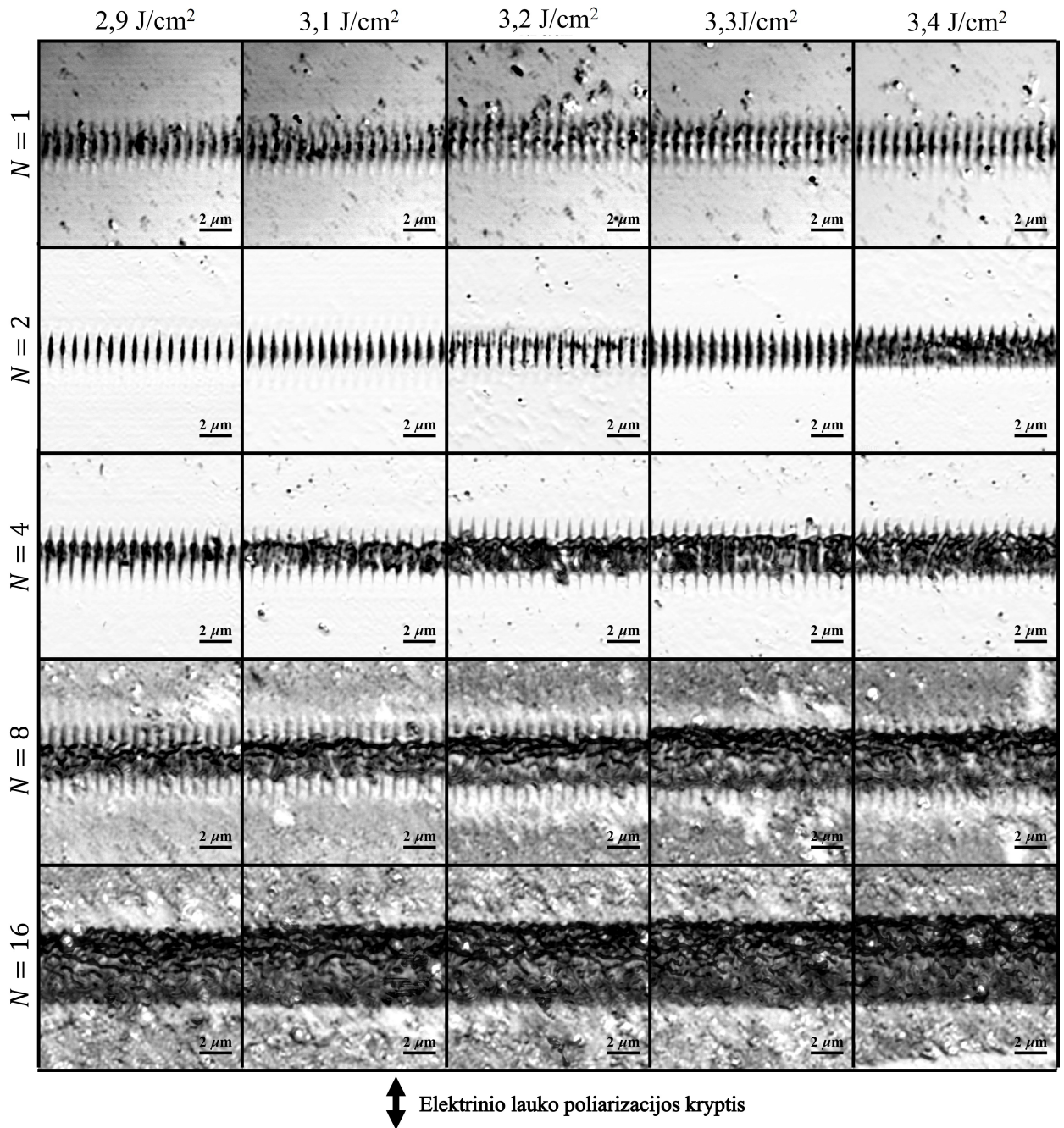
32 pav. Safyro paviršiuje suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F \approx 3,6 \text{ J/cm}^2$).

3.2.3 Kristalinis kvarcas

Paskutinė tirta medžiaga – kristalinis kvarcas, pasižymėjęs didžiausiu abliacijos slenksčiu tarp visų analizuotų medžiagų. 33 pav. pateiktose mikroskopinėse nuotraukose matyti, kad tvarkingas struktūrų periodiškumas išlieka iki $N = 4$ impulsų poveikio. Vėlg, palyginant šiuos rezultatus su 34 pav. pateiktais statmenos poliarizacijos eksperimento duomenimis, nanogardelių (III srities) susidarymas nėra stebimas.



33 pav. Kristalinio kvarco paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Horizontali poliarizacija.

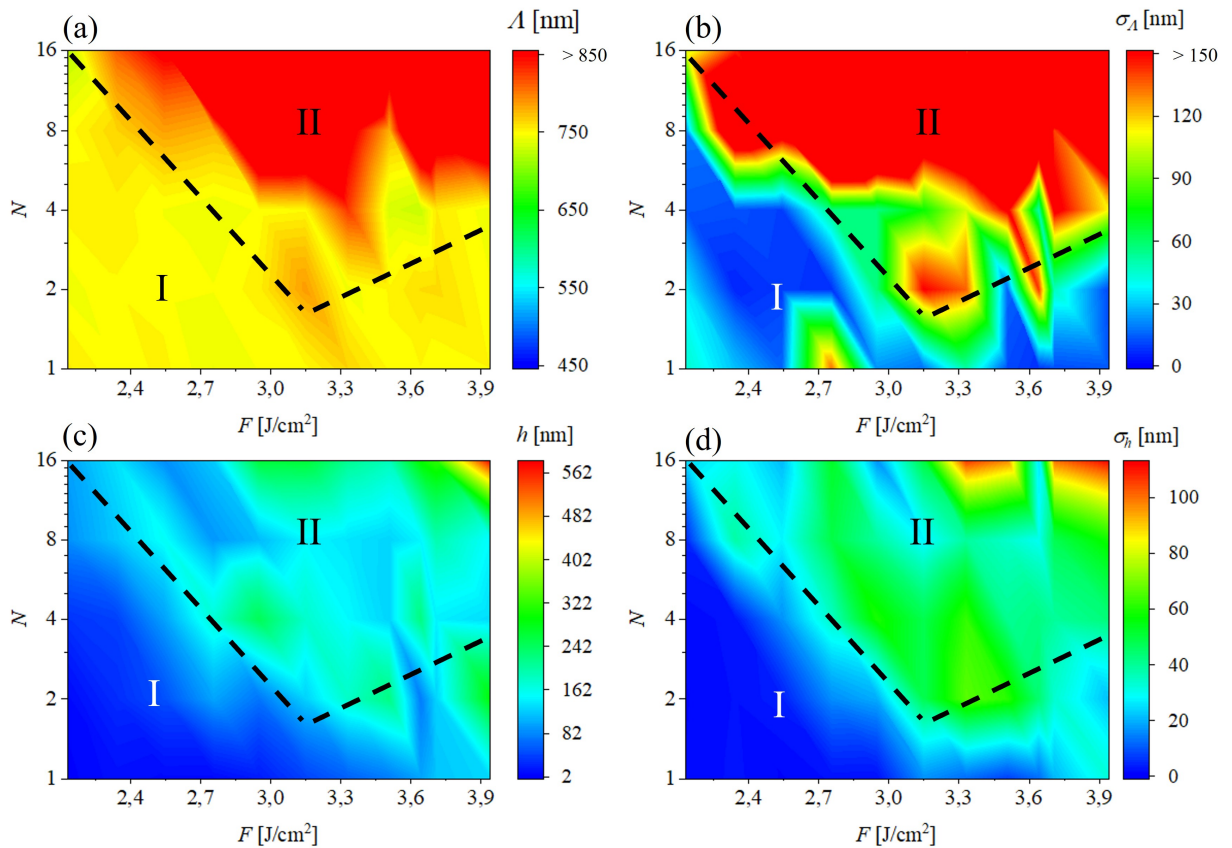


34 pav. Kristalinio kvarco paviršiuje suformuotų pažeidimų mikroskopinės nuotraukos, esant skirtingiems energijos tankiams F ir impulsų skaičiams N . Vertikali poliarizacija.

Analizuojant gardelių topografinius žemėlapius (35 pav.), matyti, kad kristalinis kvarcas pasižymi plačiu kokybiško interferencinio apdirbimo (I srities) technologiniu langu, esant mažesnėms energijos tankio vertėms. Naudojant mažus energijos tankius ($F \leq 2,4 \text{ J/cm}^2$), taisyklingų struktūrų I sritis siekia iki $N \leq 16$ impulsų. Tai rodo periodo pasiskirstymo žemėlapis (35 pav. (a)), kuriame šioje zonoje fiksuojamas stabilus periodas, ir mažas standartinis nuokrypis $\sigma_\Lambda < 30 \text{ nm}$ (35 pav. (b)). Tačiau, didinant energijos tankį, gardelė suardoma prie mažesnių N verčių. Siauriausias I srities langas stebimas ties $F \approx 3,2 \text{ J/cm}^2$ energijos tankiu, kur tvarkingas periodiškumas išlaikomas tik vienam $N = 1$ impulsui.

Gylio kontrasto (h) bei jo standartinio nuokrypio (σ_h) pasiskirstymo žemėlapių (35 pav. (c))

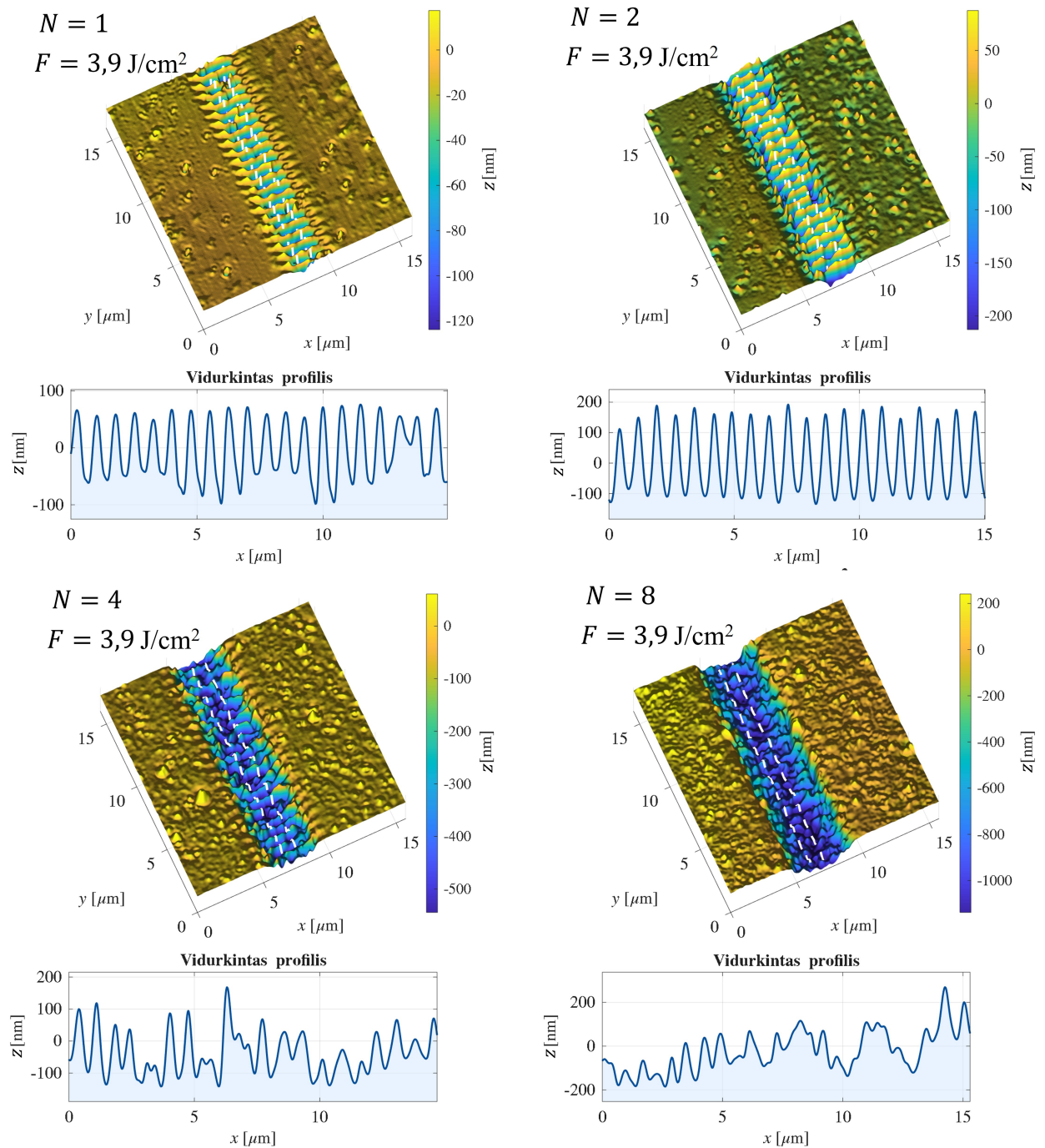
ir (d)) rodo, kad optimaliose I srities ribose pasiekiamas gylio kontrastas yra $h < 150$ nm su mažu standartiniu nuokrypiu $\sigma_h < 20$ nm. Tuo tarpu naudojant didelius energijos tankius ($F > 3,5$ J/cm²), gylio kontrastas viršija $h \approx 200$ nm, tačiau su didesne paklaida $\sigma_h \approx 40$ nm.



35 pav. Kristalinio kvarco paviršiaus struktūrų topografiniai žemėlapiai: (a) vidutinio periodo Λ , (b) periodo standartinio nuokrypio σ_Λ , (c) vidutinio gylio kontrasto h ir (d) jo standartinio nuokrypio σ_h priklausomybės nuo energijos tankio F bei impulsų skaičiaus N .

Didžiausio kontrasto gardelė pasiekta su didžiausiu tirtu energijos tankiu $F = 3,9$ J/cm². 36 pav. pateikta šios gardelės topografijos ir vidurkintų profilių evoliucija didėjant impulsų skaičiui. Eksperimento rezultatai rodo, kad po vienetinio impulso poveikio ($N = 1$) suformuojamos periodinės struktūros, kurių vidutinis gylio kontrastas siekia $h = (127 \pm 32)$ nm. Padidinus impulsų skaičių iki $N = 2$, gylio kontrastas išauga iki $h = (288 \pm 21)$ nm vertės, o profilis išlaiko taisyklingą harmoninę formą.

Vis dėlto, toliau didinant impulsų skaičių ($N \geq 4$), suformuotų gardelių struktūrinis homogeniškumas sparčiai mažėja. Esant $N = 4$, vidutinis gylio kontrastas nukrinta iki $h = (129 \pm 43)$ nm, o profilyje pradeda ryškėti morfologiniai iškraipymai, pasižymintys išaugusiu standartiniu nuokrypiu. Galiausiai, po $N = 8$ impulsų poveikio pradinė gardelė yra visiškai suardoma ir pereinama į tolydžiosios abliacijos režimą (II sritį).



36 pav. Kristalinio kvarco paviršiaus suformuotų gardelių morfologijos evoliucija, didinant impulsų skaičių N (kai $F \approx 3,9 \text{ J/cm}^2$).

3.2.4 Plačiajuosčių dielektrikų struktūrizavimo dėsningumų apibendrinimas

Apibendrinant plačiajuosčių dielektrikų (lydyto kvarco, safyro ir kristalinio kvarco) struktūrizavimo rezultatus, nustatyta, kad dėl dominuojančių netiesinių sugerties mechanizmų ir aukšto vienašvio abliacijos slenksčio šios medžiagos demonstruoja iš esmės skirtingą morfologinę evoliuciją nei siaurajuosčiai dielektrikai. Visose trijose medžiagose tirtame parametų intervale poliarizacijai jautrios nanogardelės (III sritis) nesusidaro. Tai aiškinama sparčiu inkubaciniu efektu – didinant impulsų skaičių pasireiškia drastiškas slenksčio kritimas, kuris sukelia staigią energijos

akumuliaciją, lemiančią staigų virsmą iš tvarkingo interferencinio režimo į chaotišką tolydžiąją abiliaciją (II sritį) vos po kelių impulsų. Todėl šios medžiagos, naudojant $F > 2,8 \text{ J/cm}^2$ energijos tankį, pasižymėjo itin siauru interferencinio apdirbimo langu, siekiančiu vos 1 arba 2 impulsus.

Nepaisant to, optimaliomis sąlygomis suformuoti unikalūs sub-mikrometrinio periodo dariniai: lydyto kvarco paviršiuje pasiektas $h \approx 335 \text{ nm}$ gylio kontrastas ($h/\Lambda \approx 0,45$), safyro – $h = (266 \pm 17) \text{ nm}$ ($h/\Lambda \approx 0,36$), o kristalinio kvarco – $h = (288 \pm 21) \text{ nm}$ ($h/\Lambda \approx 0,38$). Autoriaus žiniomis, sub-mikrometrinio periodo interferencinio apdirbimo būdu suformuoti dariniai, pasižymintys tokiu aukštu gylio ir periodo santykiu (išskyrus lydytą kvarcą), šiose medžiagose iki šiol literatūroje nebuvo dokumentuoti (žr. 1 lentelę). Tai įrodo optimizuoto fs-UV Talboto interferometro konfigūracijos pranašumą struktūrizuojant ekstremalioms sąlygoms atsparius plačiajuosčius dielektrikus.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Darbo metu atliktas medžiagų interferencinis apdirbimas, naudojant ultravioletinius femtosekundinius impulsinius pluoštus įvairių dielektrikų – silikatinio, borosilikatinio stiklų, lydyto kvarco, safyro bei kristalinio kvarco – paviršiuje. Apibendrinant gautus eksperimentinius rezultatus, pateikiami šie pagrindiniai rezultatai ir išvados:

1. Pademonstruota, kad optimizuota Talboto interferometro schema, naudojant femtosekundinius (~ 300 fs trukmės) trečios harmonikos (343 nm) 850 μ J energijos impulsus, leidžia išplėsti deterministinio lazerinio interferencinio apdirbimo taikymą į iki šiol menkai nagrinėtą sritį – submikrometrinių, didelio santykinio gylio paviršinių reljefų formavimą skaidriuose dielektrikuose. Tirtų dielektrikų – silikatinio ir borosilikatinio stiklų, lydyto kvarco, safyro bei kristalinio kvarco – paviršiuose suformuoti periodiniai dariniai, kurių periodas siekia $\Lambda \approx 750$ nm, gylio kontrastas $h = 266\text{--}360$ nm (gylio ir periodo santykis $h/\Lambda = 0,36\text{--}0,48$).
2. Išmatuoti medžiagų pažeidimo slenksčiai atitinka literatūroje randamas vertes, kas įrodo, kad erdvinio–laikinio čirpo efektai Talboto interferomete nedaro įtakos interferuojančių impulsinių pluoštų trukmei.
3. Siaurajuosčiuose dielektrikuose (silikatiname ir borosilikatiname stikluose) daugiašūvis poveikis ($N > 4$) lemia perėjimą nuo deterministiškai suformuotų $\Lambda \approx 750$ nm periodo interferencinių gardelių prie saviorganizuotų nanogardelių, kurių periodas kinta $\Lambda = 460\text{--}800$ nm intervale. Vis dėlto padidėję periodo ir gylio kontrasto nuokrypiai rodo, kad šiame režime didesnė erdvinė skyra arba papildomas periodo valdymas pasiekiamas prarandant tvarkingą, optiškai determinuotą morfologiją.
4. Plačiąjuosčiuose dielektrikuose (lydytame kvarce, safyre ir kristaliniame kvarce) dėl žymaus inkubacijos efekto apdirbimo daugiašūve spinduliuote ($N > 1$) metu stebėta greita interferencinio reljefo morfologijos degradacija. Ankstesnių impulsų sukelti struktūriniai pažeidimai pakeičia medžiagos pažeidimo slenkstį ir padidina sugertos energijos tankį, o tai sukelia aplinkinių sričių lydymąsi arba stiprų Kulono sprogimą, naikinantį jau suformuotas struktūras.

Literatūra

- [1] Z. C. Li, Z. J. Pei, and P. D. Funkenbusch, Machining processes for sapphire wafers: A literature review, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture*, 2011, **225**, 975–989.
- [2] N. P. Bansal and R. H. Doremus, *Handbook of Glass Properties*. Orlando, Florida: Academic Press, Inc., 1986.
- [3] D. Stonyte, V. Jukna, I. Lukosiunas, P. Zakarauskas, H.-H. Huang, T. Katkus, N. Zheng, N. H. A. Le, S. Juodkasis, D. Gailevicius, and D. Paipulas, Four-level diffractive photon sieves by deep-UV femtosecond laser ablation, *Optics Express*, 2024, **32**, 43102–43117.
- [4] L. Kuna, A. Haase, F. Reil, C. Sommer, J. R. Krenn, H. Ditlbacher, A. Hohenau, F. R. Aussenegg, G. Leising, and F. P. Wenzl, Organic light-emitting diodes (oleds) and oled arrays integrated with micro-optical elements, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2009, **15**, 1250–1257.
- [5] D. Wortmann, J. Gottmann, N. Brandt, and H. Horn-Solle, Micro- and nanostructures inside sapphire by fs-laser irradiation and selective etching, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, CTuG4, Optical Society of America, 2008.
- [6] L. Wang, R. Kodzius, X. Yi, S. Li, Y. S. Hui, and W. Wen, Prototyping chips in minutes: Direct laser plotting (dlp) of functional microfluidic structures, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2012, **168**, 214–222.
- [7] E. Gu, C. W. Jeon, H. W. Choi, G. Rice, M. D. Dawson, E. K. Illy, and M. R. H. Knowles, Micromachining and dicing of sapphire, gallium nitride and micro-led devices with uv copper vapour laser, *Thin Solid Films*, 2004, **453-454**, 462–466.
- [8] S. Teutoburg-Weiss, F. Sonntag, K. Günther, and A. F. Lasagni, Multiple method micromachining laser platform for fabricating anti-counterfeit elements with multiple scaled features, *Optics & Laser Technology*, 2019, **115**, 465–476.
- [9] M. Bieda, M. Siebold, and A. F. Lasagni, Fabrication of sub-micron surface structures on copper, stainless steel and titanium using picosecond laser interference patterning, *Applied Surface Science*, 2016, **387**, 175–182.
- [10] V. Lang, T. Roch, and A. F. Lasagni, High-speed surface structuring of polycarbonate using direct laser interference patterning: Toward $1 \text{ m}^2 \text{ min}^{-1}$ fabrication speed barrier, *Advanced Engineering Materials*, 2016, **18**, 1342–1348.
- [11] A. F. Lasagni, C. Gachot, K. E. Trinh, M. Hans, A. Rosenkranz, T. Roch, S. Eckhardt, T. Kunze, M. Bieda, D. Günther, V. Lang, and F. Mücklis, Direct laser interference patterning, 20 years of development: from the basics to industrial applications, in *Laser-based Micro- and Nanoprocessing XI*, vol. 10092 of *Proceedings of SPIE*, 1009211, SPIE, 2017.

- [12] J. Ihlemann and B. Wolff-Rottke, Excimer laser micro machining of inorganic dielectrics, *Applied Surface Science*, 1996, **106**, 282–286.
- [13] R. Stoian, M. Boyle, A. Thoss, A. Rosenfeld, G. Korn, I. V. Hertel, and E. E. B. Campbell, Laser ablation of dielectrics with temporally shaped femtosecond pulses, *Applied Physics Letters*, 2002, **80**, 353–355.
- [14] L. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Soviet Physics JETP*, 1965, **20**, 1307–1314.
- [15] D. Paipulas, *Lūžio rodiklio modifikavimas stikluose ir kristaluose veikiant ultratrumpaisiais lazerio impulsais*. Daktaro disertacija, Vilniaus universitetas, Vilnius, 2011.
- [16] C. B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Measurement Science and Technology*, oct 2001, **12**, 1784–1794.
- [17] R. Le Harzic, N. Huot, E. Audouard, C. Jonin, P. Laporte, S. Valette, A. Fraczkiewicz, and R. Fortunier, Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy, *Applied Physics Letters*, may 2002, **80**, 3886–3888.
- [18] A. L. Dal Mago, Direct laser interference patterning: Setup development including a compact novel design and experiments on surface functionalization, bachelor’s thesis, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brazil, 2025.
- [19] R. R. Gattass and E. Mazur, Femtosecond laser micromachining in transparent materials, *Nature Photonics*, 2008, **2**, 219–225.
- [20] J. Reif, Dynamics and processes on laser-irradiated surfaces, *Nanomaterials*, 2023, **13**, 379.
- [21] X. Zhang, L. Zhang, S. Mironov, R. Xiao, L. Guo, and T. Huang, Effect of crystallographic orientation on structural response of silicon to femtosecond laser irradiation, *Applied Physics A*, 2021, **127**, 196.
- [22] 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**, 8596–8603.
- [23] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, *Physical Review B*, 1996, **53**, 1749.
- [24] M. Garcia-Lechuga, O. Utéza, N. Sanner, and D. Grojo, Wavelength-independent performance of femtosecond laser dielectric ablation spanning over three octaves, *Physical Review Letters*, 2023, **130**, 166901.

- [25] U. B. Chanshetti and P. S. Bhale, The influence of alkali oxide content on the properties of sodium borosilicate glasses, *Journal of Applicable Chemistry*, 2014, **3**, 413–421.
- [26] A. Ben-Yakar and R. L. Byer, Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass, *Journal of Applied Physics*, 2004, **96**, 5316–5323.
- [27] L. Gallais and M. Commandré, Laser-induced damage thresholds of bulk and coating optical materials at 1030 nm, 500 fs, *Applied Optics*, 2014, **53**, A186–A196.
- [28] G. Tan, M. F. Lemon, and R. H. French, Optical properties and london dispersion forces of amorphous silica determined by vacuum ultraviolet spectroscopy and spectroscopic ellipsometry, *Journal of the American Ceramic Society*, 2003, **86**, 1885–1892.
- [29] E. Kachana, A. Tsaturyan, R. Stoian, and J.-P. Colombier, First-principles study of ultrafast bandgap dynamics in laser-excited α -quartz, *The European Physical Journal Special Topics*, 2023, **232**, 2241–2245.
- [30] D. Stonyte, V. Jukna, D. Gailevicius, and D. Paipulas, Nonthermal ablation of crystalline c-cut sapphire using femtosecond deep UV laser pulses, *Optics & Laser Technology*, 2024, **179**, 111362.
- [31] R. De Palo, A. Volpe, C. Gaudioso, P. Patimisco, V. Spagnolo, and A. Ancona, Threshold fluence and incubation during multi-pulse ultrafast laser ablation of quartz, *Optics Express*, 2022, **30**, 44908–44917.
- [32] D. Stonyte, *Ultrashort UV Pulse-Material Interaction for Laser Microfabrication Applications*. PhD thesis, Vilnius University, Vilnius, Lithuania, 2025.
- [33] A. Rosenfeld, M. A. Lorenz, R. Stoian, and D. Ashkenasi, Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation, *Applied Physics A*, 1999, **69**, S373–S376.
- [34] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian, and A. Rosenfeld, Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation, *Applied Surface Science*, 1999, **150**, 101–106.
- [35] S. P. Sharma and R. Vilar, Effect of the medium on the laser ablation characteristics of aluminum irradiated by femtosecond laser pulses, *Lasers in Manufacturing and Materials Processing*, 2022, **9**, 622–639.
- [36] S. Schwarz, S. Rung, C. Esen, and R. Hellmann, Surface plasmon polariton triggered generation of 1D-low spatial frequency LIPSS on fused silica, *Applied Sciences*, 2018, **8**, 1624.
- [37] T. Jia, H. Chen, M. Huang, L. Zhao, J. Qiu, X. Li, and Z. Xu, Ultraviolet, visible, and near-infrared femtosecond laser-induced nanostructures on SiO₂ glass surfaces, *Applied Physics A*, 2006, **82**, 701–704.

- [38] Y. Shimotsuma, K. Hirao, J. Qiu, and K. Miura, Nanofabrication in transparent materials with a femtosecond pulse laser, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2006, **352**, 646–656.
- [39] M. Ehrhardt, B. Han, F. Frost, P. Lorenz, and K. Zimmer, Generation of laser-induced periodic surface structures (LIPSS) in fused silica by single NIR nanosecond laser pulse irradiation in confinement, *Applied Surface Science*, 2019, **470**, 56–62.
- [40] J. Bonse, S. Höhm, S. V. Kirner, A. Rosenfeld, and J. Krüger, Laser-induced periodic surface structures—a scientific evergreen, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, **23**, 1–9.
- [41] M. S. Ahsan, M. S. Lee, M. K. Hasan, Y.-C. Noh, I.-B. Sohn, F. Ahmed, and M. B. G. Jun, Formation mechanism of self-organized nano-ripples on quartz surface using femtosecond laser pulses, *Optik*, 2015, **126**, 5979–5983.
- [42] L. P. Rivera, D. Munoz-Martin, A. Chávez-Chávez, M. Morales, G. Gómez-Rosas, and C. Molpeceres, Subwavelength LIPSS formation on SS304 by picosecond laser irradiation under water confinement, *Optics and Lasers in Engineering*, 2021, **141**, 106573.
- [43] M. S. Ahsan, Y. G. Kim, and M. S. Lee, Formation mechanism of nanostructures in soda–lime glass using femtosecond laser, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2011, **357**, 851–857.
- [44] S. P. Sharma, R. Vilar, and R. Kumar, Nanopatterning and nanostructure formation with femtosecond laser: Revolutionizing surface engineering on soda-lime glass, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2024, **636**, 123021.
- [45] R. Rajendran, E. R. Krishnadev, and K. K. Anoop, Direct femtosecond laser processing for generating high spatial frequency LIPSS (HSFL) on borosilicate glasses with large-area coverage, *Materials*, 2023, **16**, 1649.
- [46] R. Vilar, S. P. Sharma, A. Almeida, L. T. Canguero, and V. Oliveira, Surface morphology and phase transformations of femtosecond laser-processed sapphire, *Applied Surface Science*, 2014, **288**, 313–323.
- [47] A. F. Lasagni and B. Voisiat, The development of direct laser interference patterning: past, present, and new challenges, in *Laser-based Micro- and Nanoprocessing XVIII*, vol. 12873, 1287302, SPIE, 2024.
- [48] D. Gunther, D. Scharnweber, R. Hess, C. Wolf-Brandstetter, M. Grosse Holthaus, and A. F. Lasagni, High precision patterning of biomaterials using the direct laser interference patterning technology, *Journal of Materials Science: Materials in Medicine*, 2014, **25**, 2493–2503.
- [49] P. Hauschwitz, D. Jochcová, R. Jagdheesh, M. Cimrman, J. Brajer, D. Rostohar, T. Mocek, J. Kopeček, A. Lucianetti, and M. Smrž, Large-beam picosecond interference patterning of metallic substrates, *Materials*, 2020, **13**, 4676.

- [50] A. F. Lasagni, D. F. Acevedo, C. A. Barbero, and F. Mücklich, One-step production of organized surface architectures on polymeric materials by direct laser interference patterning, *Advanced Engineering Materials*, 2007, **9**, 99–103.
- [51] M. Soldera, S. Alamri, P. A. Sürmann, T. Kunze, and A. F. Lasagni, Microfabrication and surface functionalization of soda lime glass through direct laser interference patterning, *Materials*, 2020, **13**, 1384.
- [52] S. Pissadakis, L. Reekie, M. Hempstead, M. N. Zervas, and J. S. Wilkinson, Ablated gratings on borosilicate glass by 193-nm excimerlaser radiation, *Applied Physics A*, 1999, **69**, S733–S736.
- [53] K. Kawamura, N. Sarukura, M. Hirano, N. Ito, and H. Hosono, Periodic nanstructure array in crossed holographic gratings on silica glass by two interfered infrared femtosecond laser pulses, *Applied Physics Letters*, 2001, **79**, 1228–1230.
- [54] S. Alamri, F. Fraggelakis, T. Kunze, B. Krupop, G. Mincuzzi, R. Kling, and A. F. Lasagni, On the interplay of DLIP and LIPSS upon ultra-short laser pulse irradiation, *Materials*, 2019, **12**, 1018.
- [55] K. Kawamura, T. Ogawa, N. Sarukura, M. Hirano, and H. Hosono, Fabrication of surface relief gratings on transparent dielectric materials by two-beam holographic method using infrared femtosecond laser pulses, *Applied Physics B*, 2000, **71**, 119–121.
- [56] F. Ouellette and J. Li, Performance comparison of phase mask interferometers for writing fiber bragg gratings with femtosecond pulses, *OSA Continuum*, Apr 2019, **2**, 1215–1224.
- [57] T. Latvys, Interferencinis paviršių apdirbimas panaudojant femtosekundinius ultravioletinius impulsinius pluoštus, bakalauro baigiamasis darbas, Vilniaus universitetas, 2024.
- [58] J. M. Liu, Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes, *Opt. Lett.*, 1982, **7**, 196–198.
- [59] A. Sikora, M. Faucon, L. Gemini, R. Kling, and G. Mincuzzi, Lipss and dlip: From hierarchical to mutually interacting, homogeneous, structuring, *Applied Surface Science*, 2022, **591**, 153230.

Aprobacija

Magistratūros studijų metu su šia tema susijusius rezultatus autorius pristatė tarptautinėse mokslinėse konferencijose:

1. **T. Latvys**, D. Gailevičius, D. Stonytė ir D. Paipulas, „High-Quality Silicon Surface Structuring by Combining DLIP and KOH Etching“, *Optica Laser Congress and Exhibition*, Praga, Čekija, 2025 m. spalio 19–23 d. (Stendinis pranešimas).
2. **T. Latvys**, D. Gailevičius ir D. Paipulas, „DLIP-Based Fabrication of High-Aspect Ratio Silicon Structures via KOH Etching“, *ICAPI*, Tartu, Estija, 2025 m. rugsėjo 20–21 d. (Žodinis pranešimas).
3. **T. Latvys**, V. Jukna, D. Gailevičius, D. Stonytė ir D. Paipulas, „Optimized Talbot Interferometer Design for High-Precision Laser Interference Patterning“, *68th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings 2025“*, Vilnius, Lietuva, 2025 m. gegužės 13–16 d. (Žodinis pranešimas).

Be to, studijų metu autorius prisidėjo ir prie kitų mokslinių tyrimų, tiesiogiai nesusijusių su pagrindine šio darbo tema:

1. **T. Latvys**, E. Kažukauskas ir S. Butkus, „Control of Surface Thermal Emission Using Ultrashort Laser Pulses“, *69th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings 2025“*, Vilnius, Lietuva, 2025 m. balandžio 27–30 d. (Žodinis pranešimas).
2. E. Kažukauskas, S. Butkus, V. Jukna, **T. Latvys** ir D. Paipulas, „Spectral Domain Analysis of Surface Roughness Evolution during Femtosecond Laser Deep Engraving of Glass“, *Opt. Express*, t. 34, nr. 6, p. 10334–10347, 2026 m. DOI: 10.1364/OE.588502 (Mokslinis straipsnis).
3. E. Kažukauskas, V. Jukna, S. Butkus, **T. Latvys** ir D. Paipulas, „Low Spatial Frequency Surface Feature Formation during Femtosecond Laser Deep Engraving: Origins and Mechanisms“, *Sci. Rep.*, 2026 m. (Mokslinis straipsnis, pateiktas redakcijai).
4. E. Kažukauskas, S. Butkus, V. Jukna, **T. Latvys** ir D. Paipulas, „Spectral domain analysis of surface texture evolution under multilayer ablation conditions“, *SPIE Photonics West*, San Franciskas, JAV, 2026 m. sausio 17–22 d. (Stendinis pranešimas).

PAŽANGUS FEMTOSEKUNDINIS UV INTEFERENCINIS APDIRBIMAS

Tadas Latvys

Santrauka

Pastaraisiais dešimtmečiais paviršiaus mikro- ir nanostruktūrizavimas tapo esmine technologine sritimi, leidžiančia suteikti medžiagoms naujų funkcinių savybių. Tarp pramonėje naudojamų medžiagų išskirtinę vietą užima skaidrūs dielektrikai, tačiau jų apdirbimas tradicinės litografijos metodais yra brangus ir toksiškas aplinkai, o tiesioginis lazerinis įrašymas – apribotas šviesos difrakcijos ribos. Lazerinis interferencinis apdirbimas yra patrauklus dėl didelio našumo nenaudojant kaukių, tačiau efektyviam jo taikymui skaidriose terpėse trukdo aukštas pažaidos slenstis bei femtosekundiniams impulsams pasireiškiantys erdvinio–laikinio čirpo efektai, kurie apdirbamoje zonoje sumažina smailinį intensyvumą. Šio darbo tikslas – eksperimentiškai ištirti ir įvertinti interferencinio apdirbimo, naudojant ultravioletinius femtosekundinius impulsinius pluoštus, dėsningumus bei apribojimus, formuojant periodinius darinius įvairių dielektrikų paviršuose.

Tyrimo metu buvo surinkta bei optimizuota eksperimentinė Talboto interferometro schema, naudojanti trečiosios harmonikos ($\lambda = 343$ nm) femtosekundinius (~ 300 fs) ir $850 \mu\text{J}$ energijos impulsus. Eksperimentiškai nustatyta, kad gauti medžiagų pažeidimo slenksčiai atitinka literatūroje sutinkamas vertes. Tai įrodo, kad optimizuotoje schemoje sėkmingai minimizuoti erdvinio–laikinio čirpo efektai. Ši interferometro konfigūracija leido sėkmingai struktūrizuoti silikatinio ir borosilikatinio stiklą, lydyto kvarco, safyro bei kristalinio kvarco paviršius, suformuojant $\Lambda \approx 750$ nm periodinius darinius, kurių gylio kontrastas h siekia 266–360 nm. Šie rezultatai šioms medžiagoms demonstruoja rekordinį gylio kontrasto ir periodo santykį $h/\Lambda = 0,36\text{--}0,48$).

Nustatyta, kad periodinių paviršinių darinių įgilinimas didinant impulsų skaičių yra apribotas savitvarkių nanogardelių generacijos arba dėl ankstesnių impulsų sukeltų struktūrinių pokyčių sumažėjusio medžiagos pažeidimo slensčio. Padidėjęs sugertos energijos tankis sukelia aplinkinių sričių lydymąsi arba smarkų Kulono sprogimą, kuris sunaikina jau įrašytas struktūras.

Optimalių apdirbimo parametrų parinkimas nėra universalus, todėl būtina individualiai identifikuoti kiekvienos medžiagos technologinius langus. Šiame darbe tokie technologiniai langai buvo eksperimentiškai pademonstruoti ir aprašyti lydytam kvarcui, kristaliniam kvarcui, safyru, BK7 bei silikatiniam stiklui. Gauti rezultatai atveria naujas galimybes efektyviam ir stabiliam submikrometrinių optinių, mikrofluidinių komponentų bei metamedžiagų formavimui skaidriose terpėse.

ADVANCED FEMTOSECOND UV INTERFERENCE PATTERNING

Tadas Latvys

Summary

In recent decades, surface micro- and nanostructuring has emerged as a key technological field for imparting novel functional properties to materials. Among industrially relevant materials, transparent dielectrics are of critical importance; however, their direct processing via conventional lithography is costly and environmentally toxic, while direct laser writing is restricted by the optical diffraction limit. Direct laser interference patterning is highly attractive due to its high throughput and maskless nature. However, spatio-temporal chirp in femtosecond pulses reduces the peak intensity within the processing zone, which, combined with high material damage thresholds, limits the efficiency of this method on transparent media. The aim of this work is to experimentally investigate and evaluate the tendencies and limitations of direct laser interference patterning using ultraviolet femtosecond pulsed beams when forming periodic structures on the surfaces of various dielectrics.

During the study, an experimental Talbot interferometer setup was assembled and optimized, utilizing third-harmonic ($\lambda = 343$ nm) femtosecond (~ 300 fs) pulses with an energy of $850 \mu\text{J}$. Experimentally determined material damage thresholds were found to be consistent with theoretical values, proving that spatio-temporal chirp effects were successfully minimized within the optimized configuration. This interferometer setup enabled successful structuring of soda-lime and borosilicate glasses, fused silica, sapphire, and crystalline quartz surfaces, yielding periodic structures with a spatial period of $\Lambda \approx 750$ nm and a depth contrast h ranging from 266–360 nm (corresponding to record-breaking aspect ratios of $h/\Lambda = 0.36\text{--}0.48$).

The results show that the structural depth enhancement of the periodic surface modifications under an increasing number of pulses is limited either by the generation of self-organized nanogratings or by a reduction in the local material damage threshold caused by structural changes from prior pulses. The resulting increase in the absorbed energy density leads to adjacent area melting or a severe Coulomb explosion, which obliterates the pre-recorded periodic structures.

Consequently, the selection of optimal processing parameters is non-universal, necessitating the individual identification of processing windows for each material. In this work, such technological processing windows were experimentally demonstrated and characterized for fused silica, crystalline quartz, sapphire, borosilicate glass, and soda-lime glass. The obtained results open up new possibilities for the efficient and stable fabrication of submicrometer optical and microfluidic components, as well as metamaterials, in transparent media.