

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS**

Ernestas Nacius

**BESELIO TIPO PLUOŠTŲ GENERAVIMAS PASLINKTAIS FAZINIAIS AKSIKONAIŠ
PAGAMINTAIS TŪRINIŲ NANOGARDELIŲ PAGRINDU**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ TECHNOLOGIJA)

Studentas

Ernestas Nacius

Darbo vadovas

Doc. dr. Vytautas Jukna

Recenzentas

Doc. dr. Domas Paipulas

Centro direktorius

Doc. dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2020

Turinys

Įvadas	1
1 Literatūros apžvalga	5
1.1 Beselio pluoštai ir jų savybės	5
1.2 Beselio pluoštų formavimo būdai	7
1.3 Erdvinis šviesos modulatorius	10
1.4 Skaidrių medžiagų ir ultratrumpųjų impulsų sąveika	11
1.5 Tūrinių nanogardelių morfologija	14
1.6 Geometrinės fazės optiniai elementai	14
1.7 Funkcinis skaidrių terpių mikroapdirbimas	19
2 Tyrimo metodai	21
2.1 Beselio tipo pluoštų difrakcijos modeliavimas	21
2.2 Geometrinės fazės elementų užrašymas	22
2.3 Eksperimento įranga bei schemas	23
3 Tyrimo rezultatai	26
3.1 Skaitmeninis pluoštų sklidimo modeliavimas	26
3.2 Pluoštų generavimas naudojant erdvinį šviesos moduliatorių	29
3.3 Geometrinės fazės elementų formuojamų pluoštų analizė	30
3.4 Beselio tipo pluoštų ir skaidrios terpės sąveikos analizė	33
3.4.1 Pažeidimų analizė lydytame kvarce	33
3.4.2 Kryptingų įtrūkimų panaudojimas plono stiklo pjovimui	35
3.4.3 Kanalų formavimas pasitelkiant lazeriu indukuotą cheminį ėsdinimą	38
Išvados	40
Literatūros sąrašas	42
Santrauka	48
Summary	50

Įvadas

Lazerinis skaidrių terpių mikroapdirbimas yra vykdomas jau seniai ir jame dažniausiai naudojama iš lazerio išeinanti fundamentalioji Gauso pluošto moda [1]. Tačiau be impulsinių pluoštų trukmių tampa svarbi ir pluošto struktūra židinio aplinkoje, todėl vis dažniau susiduriama su problema, jog norint sukurti sudėtingesnės sandaros didelio gylio ir pločio santykio struktūras pažeidimo tūryje, Gauso pluoštas tampa nebetinkamas. Atsiradus galingesniems lazeriams, galintiems kontroliuoti ir gaminti įvairių fazės ir intensyvumo skirstinių pluoštus, pradėta tirti, kaip sudėtingesnės formos intensyvūs pluoštai paveikia skaidrias terpes. Kadangi skaidrių medžiagų apdirbime reikalingi pluoštai, kurie formuotų ilgus ir siaurus plazmos kanalus, dažnai minima, jog tam labiausiai tinka nedifraguojantys (invariantiniai) pluoštai [2]. Vieni iš tokių pluoštų yra Beselio pluoštai [3,4]. Šie pluoštai ypatingi tuo, kad sklisdami terpe nekeičia savo struktūros ir generuoja kur kas ilgesnį plazmos kanalą, nei Gauso pluoštai [5]. Vienas dažniausiai naudojamų optinių elementų Beselio tipo pluoštams generuoti yra kūginės formos lęšis - aksikonas, kuris gali veikti kaip refrakcinis (stiklinis) [6] ar difrakcinis elementas [7]. Taip pat galimi hologramų ar metapaviršių veikimu pagrįsti aksikonai [8,9], tačiau kiekvienas iš minėtų skirtingų aksikonų tipų turi savų trūkumų, susijusių su kokybišku elemento pagaminimu ir atitinkamu Beselio pluošto generavimu: refrakciniuose elementuose svarbi kūgio smailės kokybė [10], holograminės kaukės netinkamos dėl žemo lazerio pramušimo slenksčio [11], o difrakciniai ar metapaviršiniai elementai reikalauja aukšto pagaminimo tikslumo ir dažnai yra pakankamai brangūs [12]. Palyginti neseniai atsiradęs pluoštų formavimas, paremtas lazerio impulsais lydyto kvarco stikle sukurtų tūrinių nanogardelių pagrindu, leidžia pagaminti aukšto optinio pramušimo slenksčio poliarizacijai jautrius elementus, tinkamus didelių galių lazeriniame mikroapdirbime [13]. Tokie elementai gali veikti ir kaip laisvos formos difrakciniai optiniai elementai, skirti formuoti norimos erdvinės struktūros lazerinius pluoštus.

Šio darbo tikslas yra ištirti Beselio tipo pluoštų sklidimą erdvėje bei skaidrioje terpėje, jų generacijai pasitelkiant tūrinių nanogardelių pagrindu veikiančius paslinktos fazės profilio aksikonus. Darbo uždaviniai iškeliami šie: skaitmeniškai sumodeliuoti Beselio tipo pluoštų sklidimą laisvojoje erdvėje pagal sugeneruotas difrakcines paslinktos aksikono fazės kaukes; eksperimentiškai sugeneruoti tokius pluoštus pasitelkiant erdvinį šviesos moduliatorių ir turinių nanogardelių elementus, charakterizuojant šių pluoštų sklidimą laisvojoje erdvėje bei sąveiką su skaidria terpe; atlikti funkcinį skaidrių terpių mikroapdirbimą su tyrimo metu pagamintais elementais.

Šis darbas yra dalis atliekamos mokslinės veiklos, kuri paremta tūrinių nanogardelių elementų tyrimu ir jų kuriamų pluoštų sąveika su medžiaga, o rezultatai yra pristatyti 11 mokslinių konferencijų:

1. **E. Nacius**, A. Juršėnas, S. Orlov, „Experimental realization of focal line with controlled longitudinal intensity profile“, „Open Readings 2018“, Vilnius, Lietuva, Kovo 20-23 d. 2018.
2. S. Orlov, A. Juršėnas, A. Gajauskaitė, V. Vosylius, P. Gotovski, A. Grabusovas, J. Baltrukonis, **E. Nacius**, T. Gertus, „Optical engineering of vector pulsed beams with parabolic and elliptic cross-sections for laser material processing applications“, „2018 E-MRS Spring Meeting and Exhibit“, Strasbūras, Prancūzija, Birželio 18-22 d. 2018.
3. **E. Nacius**, A. Juršėnas, S. Orlov, „Optical Bessel-like beams with engineered axial phase and intensity distribution“, „19th International Symposium on Laser Precision Microfabrication (LPM 2018)“, Edinburgas, Škotija, Birželio 25-28 d. 2018.
4. J. Baltrukonis, **E. Nacius**, A. Juršėnas, S. Orlov, „Controllable spatial array of optical needles with independent axial intensity distributions for laser microprocessing“, „10th CIRP Conference on Photonic Technologies (LANE 2018)“, Fiurtas, Vokietija, Rugsėjo 3-6 d. 2018.
5. **E. Nacius**, A. Koroliov, A. Plukis, „Output optimization of X-ray emission induced by femtosecond Bessel beam pulses“, „Open Readings 2019“, Vilnius, Lietuva, Kovo 19-22 d. 2019.
6. **E. Nacius**, P. Gotovski, S. Orlov, O. Ulčinas, T. Gertus, „Experimental realization of vortical Bessel beams with engineered focal line for laser micromachining applications“, „E-MRS Spring meeting“, Nica, Prancūzija, gegužės 27-31 d. 2019.
7. P. Gotovski, **E. Nacius**, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Femtosecond laser microfabrication of Pancharatnam-Berry phase elements for the formation of optical needles in transparent materials“, „CLEO EUROPE“, Miunchenas, Vokietija, birželio 23-27 d. 2019.
8. **E. Nacius**, P. Gotovski, V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Generation of Bessel type beams via phase shifted axicons encoded in geometrical phase elements“, „Photonics West“, San Franciskas, JAV, vasario 1-6 d. 2020.
9. P. Gotovski, **E. Nacius**, J. Baltrukonis, V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Design of efficient Gauss to top-hat converters using geometrical phase elements inscribed in the glass by femtosecond laser pulses“, „Photonics West“, San Franciskas, JAV, vasario 1-6 d. 2020.

10. P. Šlevas, P. Gotovski, **E. Nacius**, V. Jukna, S. Orlov, O. Ulčinas, „Laser induced modifications in transparent materials using azimuthally modulated axicon beams“, „Photonics West“, San Franciskas, JAV, vasario 1-6 d. 2020.
11. P. Gotovski, **E. Nacius**, J. Baltrukonis V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Formation of optical needles by Pancharatnam-Berry phase element for laser-induced modifications in transparent materials“, „Photonics West“, San Franciskas, JAV, vasario 1-6 d. 2020.

Tyrimų rezultatai taip pat yra publikuoti 2 moksliniuose leidiniuose bei paskelbtos 4 konferencijų tezės:

1. J. Baltrukonis, A. Juršėnas, **E. Nacius**, S. Orlov, „Controllable spatial array of optical needles with independent axial intensity distributions for laser microprocessing“, *Procedia CIRP*, Volume 74, p. 589-593, 2018.
2. **E. Nacius**, A. Juršėnas, S. Orlov, „Optical Bessel-like Beams with Engineered Axial Phase and Intensity Distribution“, *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* 13(3):244, 2018.
3. **E. Nacius**, P. Gotovski, V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Generation of Bessel type beams via phase shifted axicons encoded in geometrical phase elements“, *SPIE Photonics West 20 LASE proceedings*, 2020.
4. P. Gotovski, **E. Nacius**, J. Baltrukonis V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Design of efficient Gauss to top-hat converters using geometrical phase elements inscribed in the glass by femtosecond laser pulses“, *SPIE Photonics West 20 LASE proceedings*, 2020.
5. P. Šlevas, P. Gotovski, **E. Nacius**, V. Jukna, S. Orlov, O. Ulčinas, „Laser induced modifications in transparent materials using azimuthally modulated axicon beams“, *SPIE Photonics West 20 LASE proceedings*, 2020.
6. P. Gotovski, **E. Nacius**, J. Baltrukonis V. Jukna, S. Orlov, T. Gertus, O. Ulčinas, „Formation of optical needles by Pancharatnam-Berry phase element for laser-induced modifications in transparent materials“, *SPIE Photonics West 20 LASE proceedings*, 2020.

Šio tyrimo rezultatai ruošiami ir publikacijai viename iš recenzuojamų užsienio mokslinių žurnalų.

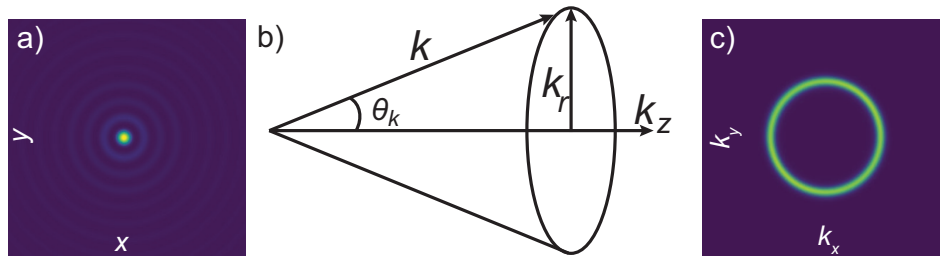
1 Literatūros apžvalga

1.1 Beselio pluoštai ir jų savybės

Lyginant su klasikiniu TEM_{00} modos Gauso pluoštu, Beselio pluoštas pasižymi kur kas ilgesniu židinio nuotoliu ir dažnai literatūroje vadinamas nedifraguojančiu arba invariantiniu pluoštu [5]. Šis pluoštas yra ypatingas tuo, jog sklisdamas erdvėje nepatiria regimų difrakcijos efektų palyginti ilgame atstume. Idealių Beselio pluoštą patogiu nagrinėti cilindrinėse koordinatėse kaip Helmholco lygties sprendinį, kurio elektrinio lauko išraiška yra:

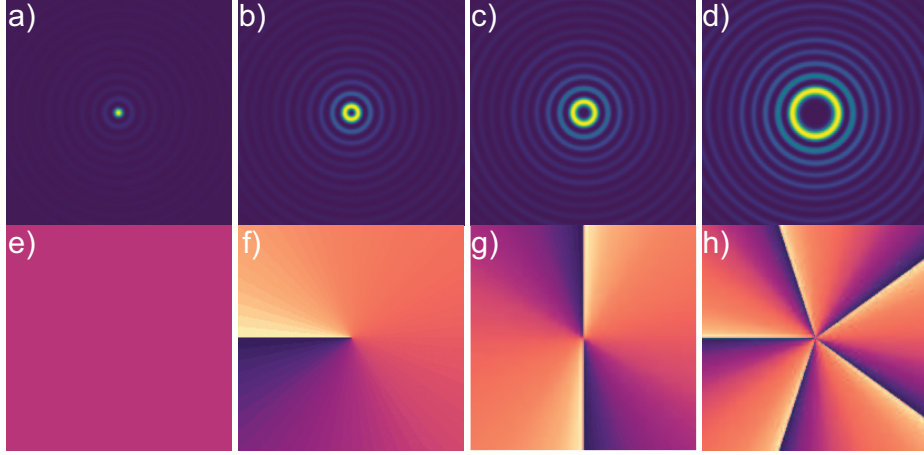
$$E(\rho, \phi, z) = a_m \exp(ik_z z) J_m(k_r \rho) \exp(\pm im\phi), \quad (1)$$

kur ρ, ϕ, z - cilindrinės sistemos koordinatės, J_m yra m -osios eilės Beselio funkcija, k_z ir $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ yra išilginė ir skersinė bangos vektoriaus dedamosios, narys $\exp(\pm im\phi)$ apibrėžia fazinio helikoido paviršių pagal azimutinę koordinatę ϕ , kai $m \neq 0$ turime sukurinį Beselio pluoštą (\pm) ženklas nurodo fazinio sraigto sukimosi kryptį - pagal/prieš laikrodžio rodyklę). Beselio pluoštą galima įsivaizduoti kaip grupę plokščių bangų, skriejančių kūgio formos trajektorija, kurią nurodo bangos vektorius k , išreiškiamas per dedamąsias kaip $k = \sqrt{k_z^2 + k_r^2}$, o kūgio kampas išreiškiamas per dedamųjų santykį $\theta_k = \arctan(k_r/k_z)$. Kiekviena banga, sklisdama šiuo kampu, turės tą patį fazės pokytį per nusklisatą atstumą Δz . Santykinai tolimame atstume z (tolimame lauke) suformuojamas žiedo formos erdvinis pluošto spektras (žr. 1 pav.).



1 pav. Beselio pluošto intensyvumo skirstinys skersinėse xy koordinatėse (a), principinė bangos vektorių išdėstymo schema k vektorių erdvėje (b) ir žiedo formą primenantis erdvinis pluošto spektras (c).

Nulinės eilės Beselio pluoštas centre turi intensyvumo maksimumą, kurio plotis nuo pluošto centro iki pirmo intensyvumo minimumo nusakomas per išraišką $\rho_0 = 2.405/k_r \sin \theta_k$. Aukštesniųjų eilių ($m \neq 0$) pluoštai viduryje turi intensyvumo minimumą, kuris suformuojamas dėl fazės neapibrėžtumo. Didinant Beselio pluošto eilę, didinamas fazės šuolių skaičius ir taip formuojami didesnio skersmens žiedai - gaunami taip vadinami optiniai sūkuriai, kurie pasižymi orbitiniu judesio kiekiu momentu [14]. Keli pavyzdiniai teoriniai skirtingų eilių Beselio pluoštų skersinio intensyvumo pasiskirstymo profiliai pavaizduoti 2 paveikslėlyje.



2 pav. Beselio nulinės $m = 0$ (a), pirmosios $m = 1$ (b), antrosios $m = 2$ (c) ir penktosios $m = 5$ (d) eilių pluoštų skersinių intensyvumų profiliai bei atitinkamai jų fazės kitimas (e-h), tamsi spalva atitinka nulinę fazę, o šviesi - 2π .

Kadangi Beselio pluoštas idealiu atveju turi begalinę energiją ir yra begalinių matmenų, eksperimentiškai gaunamas šio pluošto artinys vadinamas Beselio-Gauso pluoštu, kurį galima įsivaizduoti kaip Beselio pluoštą, apribotą apertūra [15]. Tarkime turime Beselio pluoštą pradinėje sklidimo padėtyje $z = 0$, tuomet apribojame jį žinoma Gauso formos pasiskirstymą aprašančia funkcija. Gauname kompleksinę Beselio-Gauso pluošto išraišką [16]:

$$E(\rho, \phi) = J_m(k_r \rho) \exp(im\phi) \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_0^2}\right), \quad (2)$$

kur a_0 - Gauso pluošto plotis ties sąsmauka. Norint rasti pluošto spektrą bet kurioje z ašies vietoje, reikia pradžios taške pluoštą aprašančiai funkcijai atlikti Furjė transformaciją ir tuomet mus dominančiame taške atlikti dabar jau atvirkštinę Furjė transformaciją. Pluošto išraiška tada atrodo:

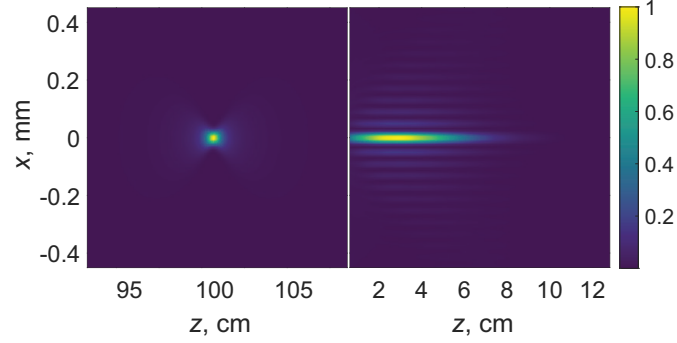
$$E(\rho, \phi, z) = \frac{1}{Z} J_m\left(\frac{k_r \rho}{Z}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_0^2 Z}\right) \exp\left(-\frac{ik^2 \rho a_0^2 z}{4Z_0 Z}\right) \exp(im\phi + ikz), \quad (3)$$

čia $Z = 1 + iz/z_0$. Pilna Beselio-Gauso pluošto išraiška išreiškiamą taip:

$$E(\rho, \phi, z) = \frac{a_0}{a(z)} J_m\left(\frac{k_r \rho}{1 + i\frac{z}{z_0}}\right) \exp\left[-F(z) \left(\rho^2 + \frac{k_r^2 z^2}{k^2}\right)\right] \exp\left[-\frac{ik_r^2 z}{2k} + \varphi(z)\right] \exp(im\phi + ikz), \quad (4)$$

kur $\varphi(z) = \arctan(y/x)$, $z_0 = ka_0^2/2$ atitinka Relėjaus ilgį, $a^2(z) = a_0^2 \left[1 + (z/z_0)^2\right]$ - pluošto plotis taške z , $R(z) = z + z_0^2/z$ - pluošto kreivumo radiusas, $F(z) = 1/[a^2(z)] - ik/[2R(z)]$ - kompleksinis parametras. Beselio-Gauso pluošto zonos ilgis L priklauso nuo kritusio Gauso pluošto spindulio ir kūgio kampo θ_k santykio kaip $L = a_0 / \tan \theta_k$ [16]. Gauso ir Beselio-Gauso (toliau sutrumpinant

vadinama Beselio) pluoštų židinių zonos palyginimas pavaizduotas 3 paveikslėlyje.



3 pav. Gauso (a) ir Beselio (b) pluoštų intensyvumo skirstiniai xz koordinatėse židinio aplinkoje už fokusuojančio elemento, kai kritusio pluošto į diametras 3.5 mm, naudojant atitinkamai $f = 100$ mm židinio ilgio lęši ir 1° prie pagrindo aksikoną.

1.2 Beselio pluoštų formavimo būdai

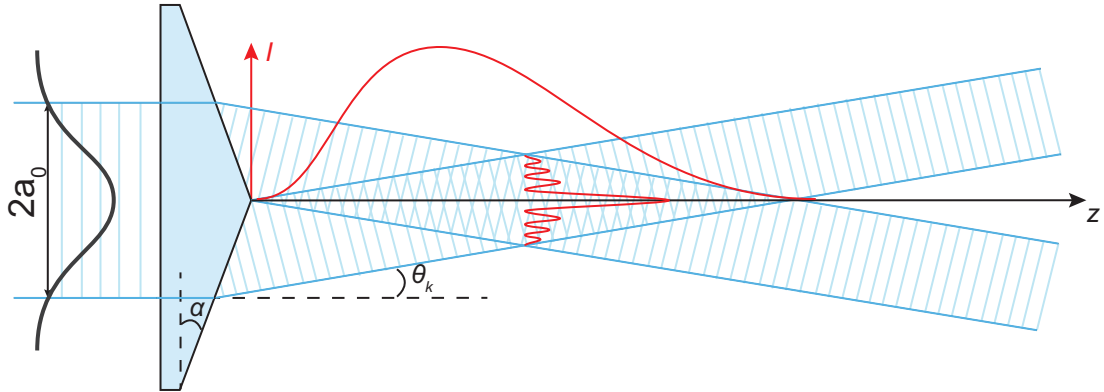
Yra keletas skirtingų Beselio pluoštų gavimo būdų [5]. Vienas iš būdų yra pastatyti žiedo formos apertūrą lęšio židinio plokštumoje taip, kad už lęšio kitame židinyje pro apertūrą praėję spinduliai susifokusuotų. Tačiau toks būdas yra mažo efektyvumo ir retai naudojamas. Kur kas populiariesnis metodas yra aksikono panaudojimas [6, 17]. Aksikonas - tai toks kūginės formos optinis elementas, kuris kritusį Gauso pluoštą transformuoja į Beselio pluoštą - kritusios bangos už aksikono sklinda kūgio kampu θ_k ir jų interferencijos rezultatas centrinėje optinės ašies srityje suformuoja patį pluoštą (žr. 4 pav.). Kūgio kampą, kurio sklinda bangos už aksikono galima išreikšti per elemento lūžio rodiklį n bei kampą prie pagrindo α :

$$\theta_k = \frac{(n-1)\alpha}{n_t}, \quad (5)$$

čia n_t - terpės, kurioje formuojamas pluoštas, lūžio rodiklis.

Susidariusio pluošto židinio zonos ilgis priklauso nuo aksikono kampo prie pagrindo α ir kritusio pluošto skersmens $2a_0$ (ties intensyvumo lygiu e^{-2}), kai kūgio kampas yra pakankamai nedidelis, zonos ilgį galima išreikšti kaip šių dydžių santykį $L \simeq a_0/\theta_k$.

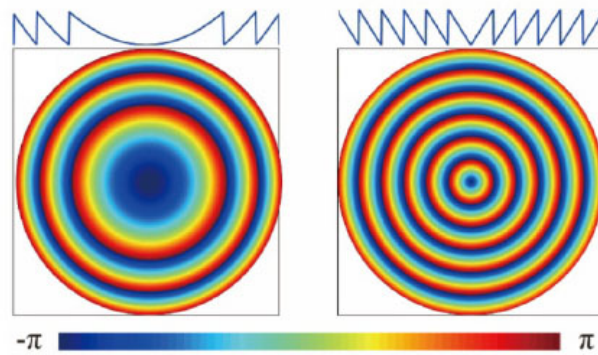
Paprasčiausias aksikonas gali būti kūginės formos skaidrus lęšis, kuris laužia praeinančios šviesos bangas kūgio kampu, taip sukurdamas ilgos židinio zonos pluoštą už savęs. Stiklinis (refrakcinis) aksikonas yra patogiausias ir pigiausias būdas Beselio pluoštams generuoti, tačiau pluošto parametrai kritiškai priklauso nuo elemento pagaminimo kokybės. Skirtingai nei klasikinio lęšio atveju, aksikono centre esanti kūgio viršūnė idealiu atveju turi būti visiškai smaili, norint tokį elementą panaudoti kokybiškai pluoštų generacijai. Tačiau realybėje šie refrakciniai optiniai elementai gali pasitaikyti su viršūnės defektais, kurie gadina pluošto kokybę: dėl bukos



4 pav. Gauso pluošto konversija į Beselio pluoštą panaudojant refracinę aksikoną, α - aksikono kampas prie pagrindo, θ_k - kūgio kampas, $2a_0$ - krentančio Gauso pluošto diametras.

aksikono smailės suformuojama ašinė pluošto intensyvumo moduliacija, taip pat centrinio piko diametras ima kisti skirtinguose z ašies taškuose [10].

Kitas būdas suformuoti Beselio pluoštą - difrakcinių optinių elementų panaudojimas [18]. Tam reikalingi analogiški Frenelio lęšiui elementai, gebantys pakeisti kritusios bangos fazės frontą. Difrakcinę aksikoną galima įsivaizduoti kaip radialinę fazinę difrakcinę gardelę, moduluotą nuo 0 iki 2π (žr. 5 pav.) [19]. Tuomet aksikono, kaip optinio elemento pralaidumo funkciją,



5 pav. Klasikinio lęšio (kairėje) ir kūginio lęšio (dešinėje) faziniai profiliai, moduluoti per 2π [19].

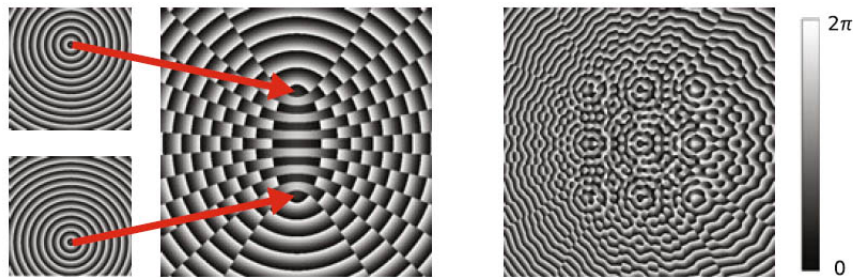
galima aprašyti pagal tokią išraišką [20]:

$$T(r) = \exp\left(\frac{-2i\pi r}{r_0}\right), \quad (6)$$

čia $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, r_0 - aksikono kaukės koncentrinio žiedo storis, kurį galima laisvai parinkti ir nuo kurio priklauso Beselio zonos ilgis $L = r_0 a_0 / \lambda$, kur λ - kritusios bangos ilgis. Tokia fazinė kaukė atstos aksikoną, kurio kūgio kampas išsireiškia taip:

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{2\pi}{kr_0}\right). \quad (7)$$

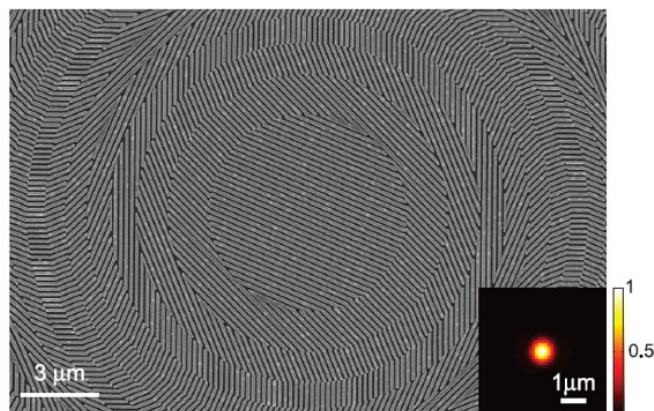
Aksikono kaukę galima sukurti panaudojant ir erdvinį šviesos moduliatorių [8]. Moduliatoriaus aktyviojoje matricoje sukūrus difrakcinę aksikono kaukę pagal (6) formulę bei nukreipus Gauso pluoštą, atsispindėjusi/praėjusi šviesa toliau sklinda kaip Beselio pluoštas (platesnis erdvinio šviesos moduliatoriaus aprašymas pateikiamas sekančiame skyrelyje). Šis įrankis yra labai patogus dinamiškam įvairių pluoštų generavimui ir tinkamas sudėtingų struktūrų kaukių išpildymui (žr. 6 pav.). Šio moduliatoriaus trūkumas yra visada generuojamas ir nedifragavęs pluoštas, kurio išnaikinimui reikia imtis papildomų veiksnių [21], taip pat aktyvi kristalų matrica pasižymi žemu optinio pramušimo slenksčiu, dėl kurio pritaikymas didelių galių lazeriniam mikroapdirbimui yra ribotas.



6 pav. Difrakcinės fazinės kaukės skirtos generuoti Beselio pluoštus su erdvinio šviesos moduliatoriumi: dviejų atskirų aksikonų sudėtinė kaukė dvigubam Beselio pluoštui generuoti (kairėje) ir sudėtinės fazės kaukė formuojanti 3x3 Beselio pluoštų masyvą (dešinėje) [22].

Kitas metodas, kuris yra palyginti neseniai pradėtas taikyti yra metapaviršių panaudojimas [9]. Tai yra kur kas mažesnių struktūrų už bangos ilgį suformavimas ant padėklo. Šios struktūros gali keisti kritusios lauko poliarizaciją ar sukurti fazinį vėlinimą. Erdvėje ant padėklo atitinkamai išdėstytos mažos struktūros suveikia kaip vienas elementas, keičiantis kritusios bangos frontą, ir tokiu būdu gali būti pritaikytas kaip difrakcinis elementas optinėse schemose (žr. 7 pav.). Tačiau, šis metapaviršių panaudojimo metodas turi trūkumų: reikia tiksliai suformuoti norimas struktūras, o tai reikalauja didelių kompiuterio resursų gaminant net ir kelių milimetrų eilės elementus, taip pat sunku pagaminti efektyvias struktūras trumpesniems bangos ilgiams, pavyzdžiui, UV srityje.

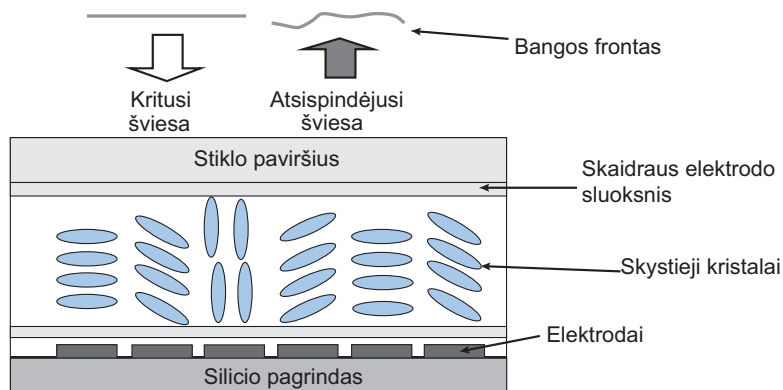
Apibendrinant keletą aptartų optinių elementų rūšių galima sakyti, jog refrakciniai optiniai elementai turi kur kas aukštesnį pažeidimo slenkstį (jį nusako pačios medžiagos, iš kurios pagamintas elementas savybės), tačiau kokybišką aksikoną pagaminti sunku, todėl šie elementai dažnai formuoja nekokybišką Beselio pluoštą. Difrakciniai aksikonai gali būti puiki alternatyva Beselio pluošto generavimui, o palyginti neseniai atsiradę metapaviršiai gali būti ateities elementai, tinkami sudėtingoms kompleksinėms sistemoms. Kaip alternatyva išvardintiems optinių elementų tipams, šiame darbe nagrinėjami tūrinių nanogardelių pagrindu pagaminti geometrinės fazės elementai, veikiantys kaip poliarizacijai jautrūs difrakciniai optiniai pluoštų formavimo elementai, kurių veikimas paaiškintas sekančiuose skyreliuose.



7 pav. Dielektrinio metapaviršiaus optinio elemento submikroninė struktūra ir generuojamo pluošto skirstinio pavyzdys [9].

1.3 Erdvinis šviesos modulatorius

Erdvinis šviesos modulatorius (EŠM) (angl. *Spatial Light Modulator - SLM*) - tai prietaisas leidžiantis kontroliuoti į jį kritusios šviesos bangos parametrus, keičiant fazę, amplitudę ar poliarizaciją. Dėl šios savybės, šis modulatorius yra gana plačiai pritaikomas mažų galių lazeriniame mikroapdirbime bei tyrimuose - lazerinių pluoštų formavime, optinių pincetų generacijoje, pluošto aberacijų korekcijoje [23–25]. Dažniausiai naudojamos EŠM konstrukcijos skirtos veikti pralaidumo (amplitudės kontrolė) ir atspindžio (fazės kontrolė) režimuose. Šiame darbe naudojamas fazinis modulatorius, jo principinė sandara pavaizduota 8 paveikslėlyje.



8 pav. Fazinio erdvinio šviesos modulatoriaus principinė sandaros schema. Kritęs bangos frontas modifikuojamas per sukeltą skystųjų kristalų fazinį užvėlinimą, keičiant jų orientaciją kritusios bangos atžvilgiu.

Ant silicio pagrindo pikselių formatu patalpinti skystieji kristalai valdomi elektriniu lauku gali keisti savo orientaciją krintančios šviesos spindulio atžvilgiu. Dėl dvejojo šviesos lūžio rodiklio, keičiant kristalų pasukimo laipsnį generuojamas skirtingas fazės vėlinimas pasirinktame

pikselyje:

$$\Delta n = n_e(\Theta) - n_o \quad (8)$$

$$\varphi = \frac{2\pi d n_e(\Theta)}{\lambda} \quad (9)$$

kur - $n_e(\Theta)$ - lūžio rodiklis nepaprastajai bangai, priklausantis nuo kristalo pasisukimo kampo n_o - lūžio rodiklis paprastajai bangai, φ - generuojamas fazės pokytis kritusiam pluoštui, d - skystojo kristalo sluoksnio storis, λ - bangos ilgis. Kristalai, priklausomai nuo prijungtos įtampos, gali būti pasukami ir kurti $[0, 2\pi]$ fazės vėlinimą.

Naudojantis šiuo principu galima kurti įvairių fazinių vėlinimų optines kaukes ir taip generuoti norimos erdvinės struktūros pluošteliu. Šis įrankis ypač patogus greitam ir dinamiškam sudėtingos sandaros difracinių kaukių kūrimui. Tačiau dėl žemo optinio pažeidimo slenksčio, šis prietaisas be specialaus papildomo aušinimo itin netinkamas didelės smailinės galios lazeriniame medžiagų apdirbime. Taip pat, dėl ne pilno matricos ploto užpildymo aktyviais pikseliais (angl. *fill factor*) kartu generuojamas ir nedifragavęs pluoštas, kuris gadina kokybę bei jo panaikinimui tenka imtis papildomų priemonių.

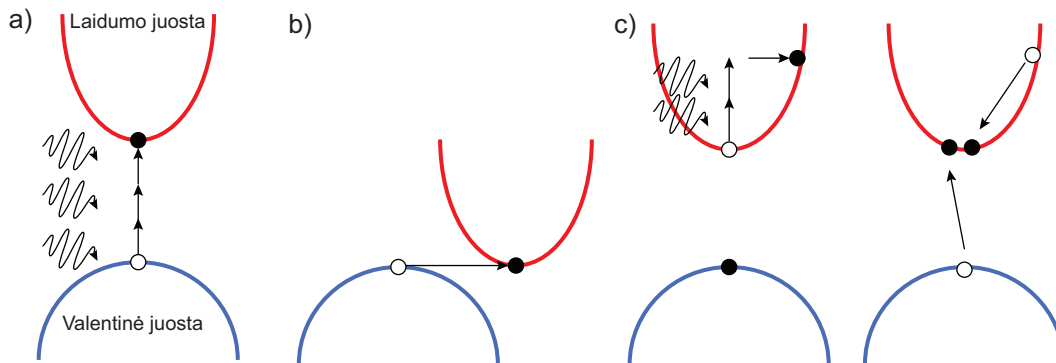
1.4 Skaidrių medžiagų ir ultratrumpųjų impulsų sąveika

Nagrinėjant skaidrių medžiagų mikroapdirbimą lazeriniais šaltiniais svarbu žinoti, koks fizikinis mechanizmas apibūdina ultratrumpųjų impulsų ir medžiagos sąveiką. Dielektrikams, kurie yra skaidrūs naudojamam spinduliuotės bangos ilgiui, dėl didelio draustinės juostos tarpo, optiškai pažeisti reikalingi dideli intensyvumai, siekiantys apie 10 TW/cm^2 [26]. Pasiėkus šią ribą prasideda netiesinės fotojonizacijos procesas, dėl kurios medžiagoje sukuriama laisvi elektronai, galintys sugerti lazerinės spinduliuotės energiją. Šio proceso metu elektronai, gavę energijos iš atsklidusio impulso fotonų, iš valentinės juostos pakeliami į laidumo juostą [27]. Šiam veiksmui atlikti reikia tam tikro N skaičiaus fotonų, kurių pagalba būtų viršytas draustinės juostos tarpas tenkinant $Nh\omega > E_g$ nelygybę, kur E_g yra energinis draustinės juostos tarpas, ω - lazerinės spinduliuotės dažnis, tokiu būdu pasiekama daugiafotonė sugertis (žr. 9 pav.). Prie itin didelių intensyvumų gali pasireikšti ir kitas jonizacijos mechanizmas - tai tunelinė jonizacija, kurios metu elektronai gali tuneliuoti pro energetinį barjerą ir taip atsikurti laidumo juostoje. Jonizacijos mechanizmo pobūdį galima nusakyti per Keldyšo parametą, kuris išreiškiamas taip [28]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \epsilon_0 E_g}{I}} \quad (10)$$

kur ω yra spinduliuotės dažnis, I intensyvumas, m_e efektyvi elektrono masė, e elektrono krūvis, c šviesos greitis, n lūžio rodiklis, ϵ_0 dielektrinė konstanta, E_g draustinės juostos tarpas. Jeigu $\gamma < 1.5$ dominuoja tunelinė jonizacija, o jei $\gamma > 1.5$ procesą apibūdina daugiafotonė jonizacija. Kai Keldyšo parametras yra apie 1.5 turime perinamąją ribą, kai konkuruoja abu jonizacijos

procesai [29].

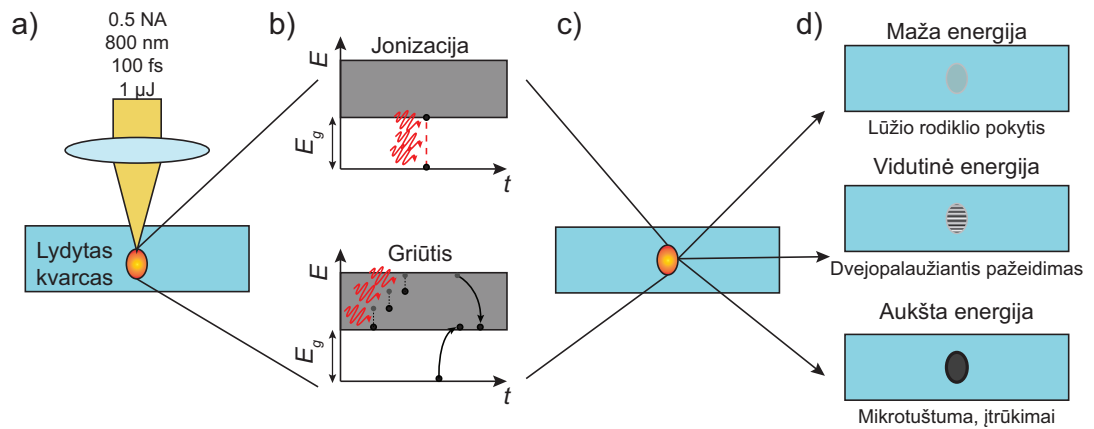


9 pav. Netiesinės medžiagos sugerties mechanizmai veikiant ultratrumpiems impulsams: daugiafotonė jonizacija (a), tunelinė jonizacija (b), griūtinė jonizacija (c) - laisvųjų krūvininkų spinduliuotės energijos sugertis, po kurios seka smūginė jonizacija [30].

Jei jonizacijos metu elektronai įgauna daugiau energijos, nei jos užtektų tik įveikti draustinės juostos tarpui, galimas jonizacijos susidarymas, kuomet sužadintas elektronas dar turi pakankamai energijos sužadinti kitą, valentinėje juostoje esantį elektroną, ir tokiu būdu sugeneruojami du laisvieji krūvininkai, esantys laidumo juostos apačioje. Šie, įgydami energijos iš kitų kritusių fotonų, gali toliau išmušinėti kitus surištus elektronus ir taip prasidėti drastiškas laisvų elektronų skaičiaus augimas, tol, kol veikia žadinanti spinduliuotė. Griūtinei jonizacijai prasidėti reikia tam tikro minimalaus laisvųjų krūvininkų skaičiaus medžiagoje, kuri pasiekti galima per šiluminį sužadinimą, medžiagos defektus ar jau aptartus jonizacijos procesus [31].

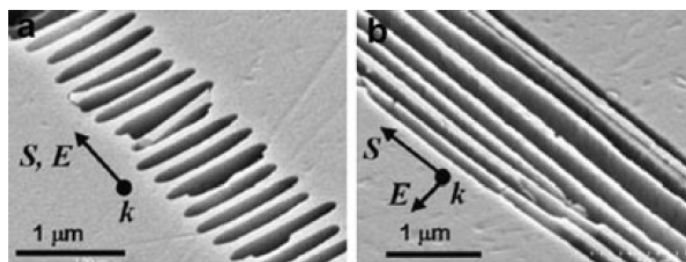
Nagrinėjant ultratrumpųjų lazerinių impulsų ir skaidrių medžiagų sąveikas pastebėta, jog priklausomai nuo spinduliuotės ir pluošto parametrų (energija, impulso trukmė, pasikartojimo dažnis, bangos ilgis, poliarizacija, skaitinė apertūra, skenavimo greitis ir kita), gali susidaryti skirtingų (trijų) tipų optiniai pažeidimai: I tipas - tolygus lūžio rodiklio pokytis [32], II tipas - dvigubai laužiantis pažeidimas [33–35], III tipas - mikrotuštumos, įtrūkimai [36]. Taip pat pažeidimo morfologija priklauso ir nuo pačios medžiagos (draustinės juostos tarpas, šiluminis laidumas, cheminė sudėtis ir kita). Visų trijų tipų pažeidimus galima suformuoti vienoje dažniausiai naudojamų medžiagų - lydytame kvarce (žr. 10 pav.).

Tolydziam lūžio rodiklio pokyčiui sukurti (I tipo pažeidimas) reikia trumpų ir mažos energijos impulsų (pavyzdžiui, apie 100 fs ir 100 nJ su 0.3 NA, 1030 nm). Lydytame kvarce toks pažeidimas suformuoja aukštesnio lūžio rodiklio sritį ir gali būti panaudotas bangolaidžių užrašymui [38]. Norima trajektorija skenuojant sufokusuotą pluoštą stiklo tūryje, galima sukurti šviesą vedančius kanalus - šviesolaidžius (tiesa, tolygesnės struktūros suformuojamos su antrosios harmonikos bangos ilgiu). Didinant impulso energiją ir/ar trukmę galima tolygiai pereiti į II tipo pažeidimo parametrų sritį (150-300 nJ, 0.3 NA, 200-400 fs, 1030 nm) [33]. Tuomet pažeidimo srityje susiformuoja dvejetainiai nanogardelės - periodiniai dariniai, kurių pe-



10 pav. Skirtingų lydyto kvarco tūrinio pažeidimo tipų iliustracija: fokusuojamas lazerio impulsas medžiagos tūryje (a), vyksta netiesinė sugertis bei jonizacija, kurios metu sugeneruojama elektrono ir skylės pora, ir elektronai įgaudami vis papildomos energijos sukelia griūtinį procesą (b), plazmoje visa sukaupta energija perduodama medžiagos atomų gardelei (c), pažeidimų išskirstymas pagal poveikį (suteiktą energijos tankį) (d). E_g - draustinės juostos tarpas [37].

riodas yra apytiksliai visada $\lambda/2n$, kur λ spinduliuotės bangos ilgis, n - medžiagos lūžio rodiklis. Nanogardelių kryptis yra visada statmena pluošto poliarizacijai ir priklausomai nuo skenavimo krypties galima suformuoti išilgines arba skersines periodines pažaidas (žr. 11 pav.) [39]. Nanogardelės iš kitų pažeidimų išskirianti ypatybė yra, kaip paminėta, jų dvigubo šviesos lūžio sukūrimas. Nanogardelės lydytame kvarce elgiasi kaip anizotropiniai vienašiai kristalai, kurie yra jautrūs krintančiai poliarizacijai ir turi skirtingus lūžio rodiklius paprastajai ir nepaprastajai bangoms. Ši svarbi savybė gali būti praktiškai pritaikoma gaminant geometrinės fazės optinius elementus tinkamus pluoštų formavimui ar poliarizacijos keitikliams kurti, taip pat informacijai užrašyti stikle [13]. Turinių nanogardelių susiformavimo mechanizmai ir geometrinės fazės optinių elementų veikimas plačiau aptariami sekančiuose skyreliuose.



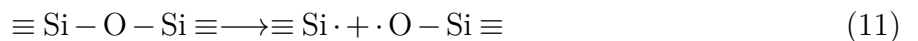
11 pav. Lydytame kvarce suformuotų nanogardelių skenuojančio elektronų mikroskopo nuotraukos, kai (a) pluošto poliarizacija yra lygiagreti skenavimo kryptiai ir (b) poliarizacija statmena skenavimui [34].

Paskutinis iš minėtųjų skaidrių terpių pažeidimų tipų yra tuštumų ir įtrūkių formavimas. Šis

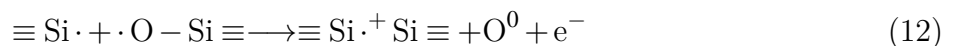
pažeidos tipas formuojasi didinant impulso energiją (>500 nJ, >500 fs, 0.3 NA, 1030 nm) [40]. Didinant impulsų energiją, kaip ir tikimasi, sukuriama stipresni pažeidimai, kurių vietoje medžiagos temperatūra gali būti stipriai pakeliama virš lydymosi ir iki garavimo temperatūros. Kadangi medžiagos gardelės relaksacijos trukmės paprastai būna apie kelių pikosekundžių eilės, pažeidžiant su subpikosekundiniais impulsais, pažeidimo srityse smarkiai įkaitinama medžiaga dar net neprasidėjęs šilumos plitimui į medžiagos gardelę - susidaro smarkūs įtempiai ir gali įvykti medžiagos sublimacija. Taigi pažeidimo taške susiformuoja išgarintos medžiagos tuštumos su aplink susiformavusiais įtempiais ar įtrūkiams. Toks mikrotuštumų formavimas gali būti pritaikomas informacijos patalpinimui medžiagos tūryje (kadangi taškai yra stipriai sklaidantys šviesą), arba tikslingai formuojant įtrūkius galimas pritaikymas stiklo ir kitų medžiagų skaldyme [41].

1.5 Tūrinių nanogardelių morfologija

Nors dvejetainė gardelės atrastos dar šio amžiaus pradžioje [34], tačiau praėjo daug laiko siekiant išsiaiškinti šių darinių susiformavimo lydytame kvarce priežastis ir mechanizmus. Naujausioje literatūroje minima, jog nanogardelių formavimosi procesas vyksta bent dviem etapais: (1) atsitiktinai generuojamų defektų - nanoporų lydytame kvarce ir (2) šių nanoporų išilgėjimas pagal veikiančio lazerio pluošto elektrinio lauko stameną kryptį su dideli impulsų skaičiumi [42]. Pirminėje stadijoje nuo lazerio impulso ir stiklo sąveikos pradžios praėjus maždaug 250 fs sukuriama pirmieji defektai [43]:



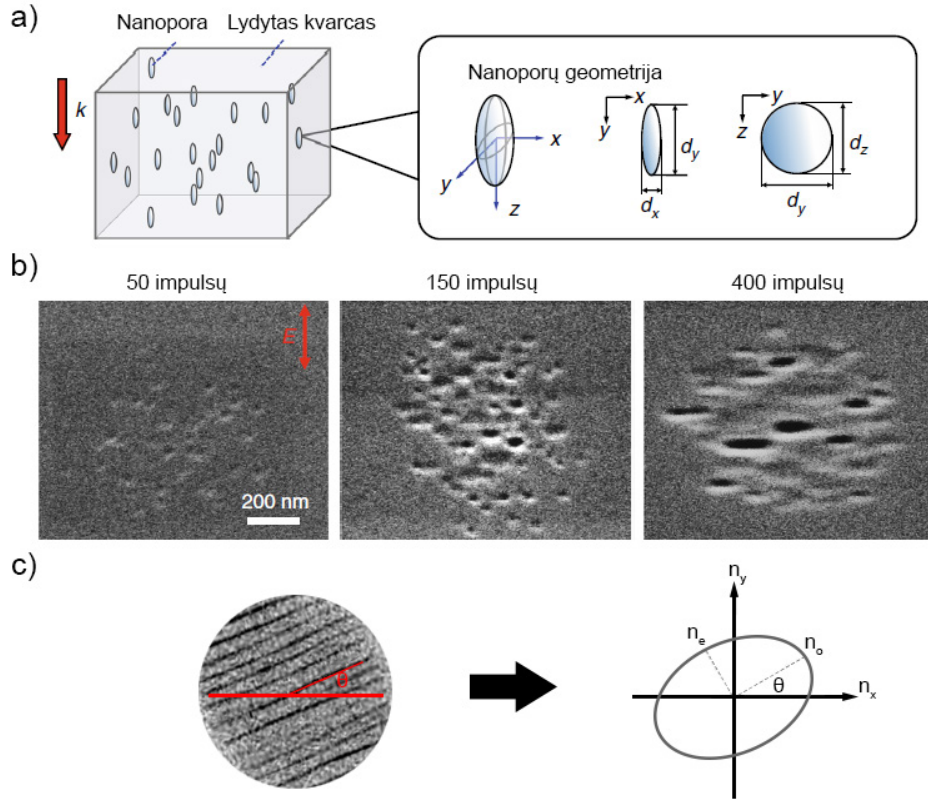
kur $\equiv \text{Si} \cdot$ yra defekto centras, o $\cdot \text{O} - \text{Si} \equiv$ netiltelinė deguonies ir silicio jungtis. Tolimesnė sąveika su šviesa lemia deguonies disociaciją į atskirus atomus taip išardant pradinę silicio gardelės struktūrą:



čia $\equiv \text{Si} \cdot^+ \text{Si} \equiv$ defektuota Si jungtis, O^0 atskirtas deguonies atomas, e^- laisvas elektronas. Sekančiame etape tolimesnė sąveika su elektriniu laiku priverčia indukuotus defektus augti polarizacijai statmena kryptimi ir po tam tikro impulsų skaičiaus suformuojamos periodinės nanostruktūros, kurios pasižymi stipriu dvejetainiškumu (žr. 12 pav.) [44]. Galutiniame rezultate gaunamas neigiamas dvigubo lūžio optinis pažeidimas, kur $n_e < n_o$, čia n_e ašis nepaprastajai bangai vadinama greitąja ašimi, o paprastajai bangai n_o - lėtąja ašimi [45].

1.6 Geometrinės fazės optiniai elementai

Naudojant paprastus (refrakcinius) optinius elementus, kritusios bangos frontas pakinta dėl optinio kelio skirtumo skirtingose pluošto vietose. Optinį kelią galima keisti paprasčiausiu



12 pav. Tipinė suformuotų periodinių nanoporų geometrija lydyto kvarco tūryje (a), suformuotų periodinių nanoporų eksperimentinės SEM nuotraukos, didinant impulsų skaičių nanoporos išilgėja į nanogardeles (b). Lėtosios n_o bei greitosios ašies n_e apibrėžimas pagal suformuotas nanogardeles pažeidimo vietoje (c) [42, 45].

atveju su lęšiu, kurio storis kinta centro atžvilgiu. Toks bangos fronto keitimas dėl optinių kelių variacijų vadinamas dinaminio fazės poslinkiu ir gali būti išreiškiamas taip:

$$\delta = \frac{2\pi nd}{\lambda}, \quad (13)$$

kur n - lūžio rodiklis, d - lęšio storis, λ - bangos ilgis.

Pluoštus formuoti galima pasitelkiant ir difrakcinius optinius elementus, kurie panašiai kaip ir optiniai elementai gali keisti kritusios bangos frontą, tik šiems pakanka turėti fazinės moduliacijos gylį, lygų 2π . Pavyzdžiui, nesunkiai moduluoti fazę galima su jau aptartu erdvinio šviesos modulatoriumi ir taip suformuoti norimus pluoštus moduluojant kritusios bangos frontą.

Palyginti naujas terminas pluoštų formavimo tematikoje yra geometrinė fazė (GF) arba dar kitaip vadinama Pancharatnam-Berry faze [46]. Ji apibrėžiama kaip fazės pokytis, atsiradęs dėl terpės, kuria sklinda banga, anizotropijos, arba kitaip - poliarizacijos būsenos pakitimo [47]:

$$\delta = \frac{\pi d (n_e + n_o)}{\lambda} \pm 2\theta, \quad (14)$$

kur n_e ir n_o - lūžio rodikliai nepaprastajai ir paprastajai bangoms atitinkamai, θ - optinės ašies kampas. Pirmasis išraiškos narys atitinka (9) lygtį, antrasis - geometrinės fazės narys, priklausantis nuo dvigubo optinės ašies kampo. Geometrinės fazės reiškinį pluoštų formavimui galima interpretuoti ir pasitelkiant metamedžiagas ar kitus būdus, su kuriais galima formuoti struktūras, mažesnes už naudojamą bangos ilgį [48]. Tačiau čia apsiribosime geometrinės fazės optinių elementų veikimo paaiškinimu vien tik lydytame kvarce suformuotų nanogardelių pagalba (II tipo pažeidimas) [49].

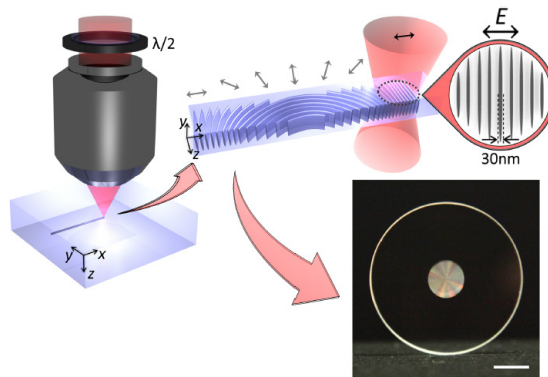
Kiekvieną taškinį nanogardelių tūrinį pažeidimą (vokselį) galima laikyti kaip lokalią banginę plokštelę, kuri turi savo tam tikrą fazinį vėlinimą arba delsą (angl. *retardance*), išreiškiamą taip:

$$\varphi = \frac{h(n_e - n_o)2\pi}{\lambda}, \quad (15)$$

kur h - struktūros storis, λ bangos ilgis, n_e, n_o lūžio rodikliai nepaprastajai ir paprastajai bangoms. Delsos vertę galima valdyti keičiant užrašančiųjų impulsų energiją arba užrašant keliais sluoksniais. Lėtosios ašies azimuto kampas, kuriuo siekiama susukioti nanogardeles lydytame kvarce, priklauso nuo dvigubo banginės plokštelės $\lambda/2$ pasukimo kampo ϑ ir išreiškiamas [50]:

$$\theta(x, y) = 2\vartheta(x, y) - \frac{\pi}{2}, \quad (16)$$

Remiantis šiuo principu, lydyto kvarco plokštumoje galima įrašyti erdviškai kintančias nanogardelių struktūras, kurių pagalba yra suformuojamas geometrinės fazės elementas (žr. 13 pav.). Nuo plokštumos padėties priklausomas lėtosios ašies dvigubas kampas $\theta(x, y)$ generuoja lokalių fazinį vėlinimą $\phi(x, y) = \pm 2\theta(x, y)$, kur ženklą nurodo krintančios poliarizacijos kryptis.



13 pav. Principinė geometrinės fazės optinio elemento užrašymo schema - erdviškai valdant nanogardelių pasukimo kampus pasluoksniui užrašomos struktūros lydyto kvarco padėkle šitaip pagaminant optinį elementą [50].

Pilnam tokių elementų veikimui paaiškinti reikalinga vektorinių laukų teorija. Supaprastinant, dažnai naudojamas Jones matricių skaičiavimo būdas [51], kurio pilnai pakanka suskaičiuoti elektrinių laukų komponentių vertes už GF elemento ir taip įvertinti formuojamo

pluošto ypatybes bei kuriamą fazinį vėlinimą. Jones matricos tinka aprašyti tik pilnai poliarizuotus laukus, dalinai ar visai nepoliarizuotai šviesai aprašyti naudojamos Mueller matricos [52]. Elektrinis šviesos laukas, kuris sklinda k vektoriaus kryptimi z ašyje, gali būti aprašytas per Jones vektorių:

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x e^{-i\phi_x} \\ A_y e^{-i\phi_y} \end{pmatrix} \quad (17)$$

čia - $A_{x,y}$ - komponentų amplitudės, $\phi_{x,y}$ - fazės, kurios skiriasi per fazės dydį $\phi = \phi_y - \phi_x$. Pagrindinių poliarizacijos būsenų normuotos vektorinės išraiškos, atitinkamai tiesinei x ašimi, tiesinei y ašimi, tiesinei 45° kampui su x ašimi, apskritiminėms dešininei bei kairinei yra [51]:

$$E_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, E_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, E_{xy} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, E_{RCP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, E_{LCP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Bendrai bet kokį elemento tašką aprašius per 2×2 matricą M naudojant Jones matricas galima sužinoti, koks laukas bus už to elemento:

$$E_{out} = M E_{in} \quad (19)$$

kur E_{in} ir E_{out} kritusio elektrinio lauko bei lauko už elemento išraiškos. Elementą M apibūdinančios parametrai yra jau aptartas lėtosios ašies kampas θ bei delsa φ . Tada bendrinė elemento išraiška kiekvienam taškui atrodo taip:

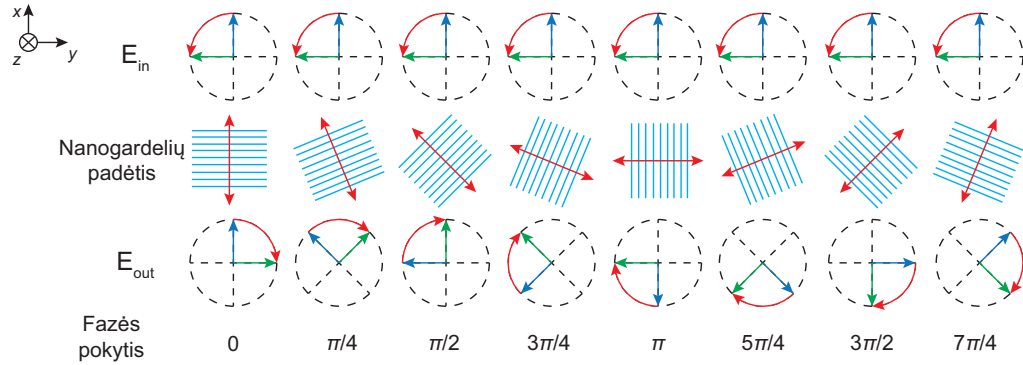
$$M(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} e^{i\varphi} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & (e^{i\varphi} - 1) \sin \theta + \cos \theta \\ (e^{i\varphi} - 1) \sin \theta + \cos \theta & e^{i\varphi} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (20)$$

Apskaičiuodami elektrinio lauko būseną už kiekvieno aprašomo elemento taško, galime rasti pilnutinį elektrinį lauką už viso tiriamo geometrinės fazės optinio elemento. Pavyzdžiui, pasirinkus delsą $\varphi = \pi$, o lėtosios ašies kampą kintantį nuo x ir y koordinatų, turėsime erdviškai kintančią pusbangę plokštelę. Jei į tokį elementą kristų apskritiminės poliarizacijos pluoštas, galimas bangos fronto valdymas kiekviename elemento taške, kadangi norimais kampais θ orientuotos nanogardelės sukurs fazinį vėlinimą ir už elemento toliau sklis priešingos apskritiminės poliarizacijos krypties pluoštas su pakitusius bangos frontu (žr. 14 pav.).

Kaip pavyzdį, galima aptarti poliarizacinės difrakcinės gardelės veikimą, kuri užrašyta geometrinės fazės elemente [42]. Toks elementas turi pastovią delsą, lygią π , o nanogardelių azimuto kampas periodiškai kinta x ašimi per 180° . Idealiu atveju priklausomai nuo kritusio lauko poliarizacijos, pluoštas nudifraguoja į -1 arba 1 maksimumus, kurių amplitudes galima išreikšti taip [45]:

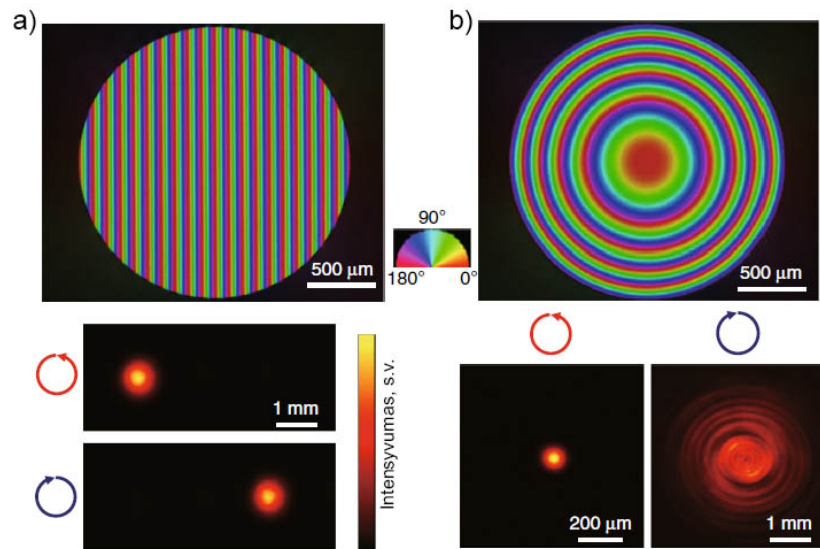
$$A_1 = \frac{1}{2} (1 - \cos \varphi) \langle E_{in} | E_{LCP} \rangle^2 \quad (21)$$

$$A_{-1} = \frac{1}{2} (1 - \cos \varphi) \langle E_{in} | E_{RCP} \rangle^2 \quad (22)$$



14 pav. Fazinio vėlinimo priklausomybė nuo nanogardelių pasukimo kampo krentančio pluošto atžvilgiu, kai kritusio lauko E_{in} poliarizacija apskritiminė kairinė, už elemento poliarizacijos kryptis pasikeičia į priešingą E_{out} (apskritiminę dešinę) [46].

Panašiu principu veikia ir GF lęšis - krentančio pluošto apskritiminės poliarizacijos kryptis lemia ar lęšis veiktų kaip sklaidantysis ar glaudžiamasis, suformuojant atitinkamai menamąjį arba realų židinį (žr. 15 pav.). Tad pasinaudojus šiuo fazės valdymo metodu galima sumodeliuoti ir pagaminti norimos formos difrakcinį optinį elementą, tinkamą didelės galios lazeriniame mikroapdirbime.



15 pav. Poliarizacinės difrakcinės gardelės elemento lėtosios ašies kampai ir difragavusio pluošto padėtis priklausomai nuo apskritiminės poliarizacijos krypties (a) bei ± 208 mm židinio nuotolio GF lęšio lėtosios ašies kampų nuotrauka ir konverguojančio bei diverguojančio pluoštų santykinų intensyvumų skirstiniai židinio plokštumoje už elemento (b) [42].

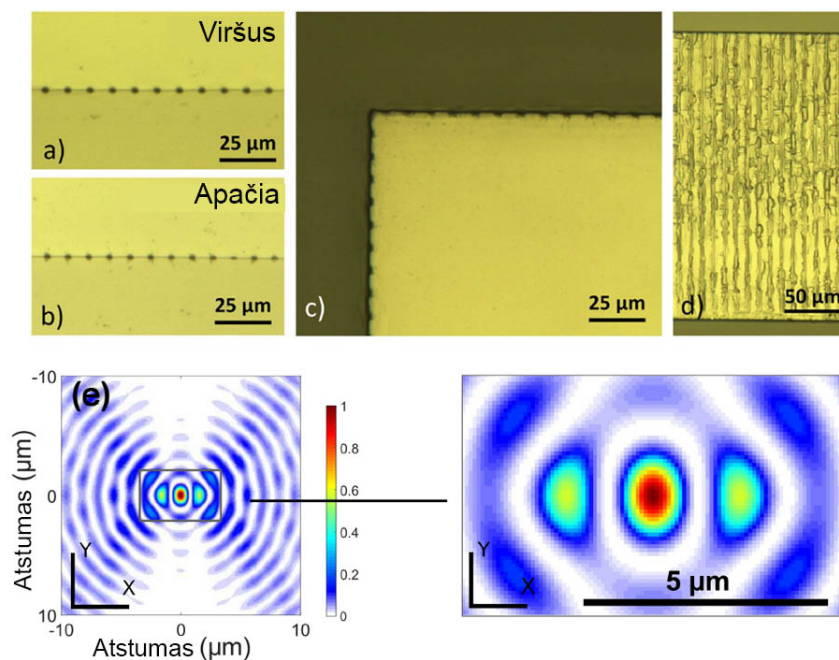
1.7 Funkcinis skaidrių terpių mikroapdirbimas

Tobulėjant lazeriniams šaltiniams, medžiagų mikroapdirbime svarbūs tapo ne tik impulsų smailinė galia ar pasikartojimo dažnis, bet ir pluošto erdvinis skirstinys. Skaidrių medžiagų pjovime abiaciją su Gauso pluoštu pranoko kur kas ilgesnės židinio zonos Beselio pluoštai, kuriais vienu šūvių galima sukurti ilgo gylio ir pločio santykio statmeną paviršiui plazmos kanalą [53]. Sukurtas pjovimo būdas, kuomet tarp pažeistos taškų suformuojami valdomi įtrūkiai leido smarkiai pagreitinti apdirbimo procesą bei pasiekti nupjauto krašto šiuurkštumą $R_a < 0.5$ μm , kuris išreiškiamas kaip vidutinis nuokrypis nuo idealiai lygaus paviršiaus [54]. Pluošto skirstinys šiame pritaikyme turi svarbų vaidmenį, nes kontroliuojamiems mikroįtrūkiams stikle formuoti pravartu turėti asimetrinį pluoštą. Tam tikslui Beselio pluoštas puikiai tinka, kadangi panaudojant tolinojo lauko amplitudinę moduliaciją [55], įnešant aberacijas [56] ar modifikuojant pačius aksikonus galima turėti asimetrinį ilgos židinio zonos pluoštą. Keli asimetrinio Beselio pluošto formavimo ir pritaikymo pavyzdžiai pateikti 16 paveikslėlyje. Įvestas tikslingas erdvinis filtravimas transformuoja pluoštą iš centrosimetrinės formos į eliptinę, kuri sukėlus pažeidimu medžiagoje padeda formuoti kryptingus įtrūkimus ir taip valdyti juos pagal pjovimo liniją. Kaip vieną iš trūkumų šiai pjovimo technikai galima priskirti tai, jog kokybiškai pjauti storus (paprastai 20-30 mm ar storesnius) stiklus reikia ilgesnės židinio zonos - tuo pačiu ir reikalingi aukštesnės energijos impulsai, todėl vėl atsiremiamą į lazerinio šaltinio galios bei pasikartojimo dažnio santykį. Taip pat didelė dalis pjovimo būdų su valdomais įtrūkiais yra patentuota ir laisvai naudoti šios technologijos apdirbimo procesuose negalima, tad atrasti naujus kokybiškus metodus vis dar lieka iššūkiu.

Kitas lazerinis medžiagų mikroapdirbimo procesas siejasi kanalų formavimų pasitelkiant cheminį išdininimą. Lazerinės spinduliuotės paveiktose medžiagos vietose galimas selektyvus išdininimo procesas, kurio metu pažeista sritis chemiškai reaguoja su reagentu šimtus kartų greičiau nei nepažeista vieta [57]. Iš (12) lygties žinant, jog pažeistoje vietoje sukuriama gardelės defektai, sukurtos chemiškai laisvos jungtys linkusios selektyviai reaguoti su išdikiu. Dažniausiai išdininimui naudojami HF (masės koncentracija 2-10 %) ar koncentruoti KOH (masės koncentracija 30-40 %) tirpalai. Reakcijos metu pažeista tiltelinė silicio dioksido gardelės struktūra aktyviai ardoma su išdikiu, KOH atveju bendrinė cheminė lygtis yra tokia [58]:

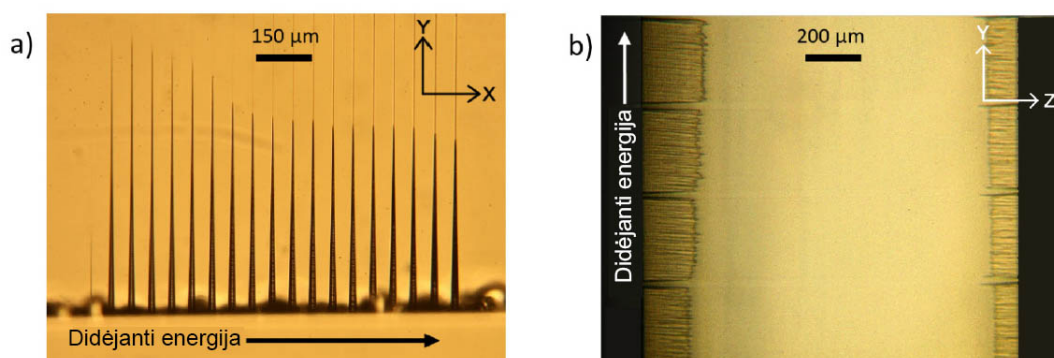


Reakcijos metu reaguoja išardytos gardelės struktūros atomai, kurie praradę jungtį dėl spinduliuotės poveikio, prisijungia tirpale disociavusius hidroksidus sudarydami silicio hidroksidą bei laisvuosius krūvininkus, kurie reaguodami su vandens molekulėmis papildomai išskiria vandenilio dujas. Reakcijos greičiui paspartinti naudojama aukštesnės nei kambario temperatūros



16 pav. Plono stiklo pjovimas sukeltiant valdomus įtrūkimus tarp pažeidimo taškų: (a) vaizdas iš viršaus, (b) vaizdas iš apačios, (c) išpjauto kampo vaizdas, (d) pjovimo kraštas [54], (e) asimetrinio Beselio pluošto skirstinys, gaunamas filtruojant erdvinį spektrą [55].

aplinka. Efektyviausiai ėsdinimo reakcija KOH tirpale vyksta prie maždaug 80-85° C temperatūros [58]. Šis cheminio ėsdinimo metodas leidžia formuoti ne tik dvimačius, bet ir trimačius kanalus skaidriose medžiagose, pašalinant medžiagą iš tūrio ir taip leidžiančius kurti praktinius miniatiūrinius mikrokanalų prietaisus skaidriose medžiagose [59] (žr. 17 pav.).



17 pav. Lazerinės spinduliuotės paveikto lydyto kvarco bandinys po ėsdinimo: (a) suformuojant vienamačius, (b) dvimačius pažeidimus, kurių gylis priklauso nuo naudotų impulsų energijų [60].

2 Tyrimo metodai

Šis tiriamasis darbas susideda iš skaitmeninio pluoštų sklidimo modeliavimo su programinės įrangos paketu Matlab [61] ir eksperimentinių matavimo bei skaidrių medžiagų pažeidimų dalių. Modeliavimo dalyje nagrinėjami paslinktos fazės profilio aksikonai, kuomet standartinio aksikono difrakcinė kaukė padalijama pusiau ir abi pusės erdviškai perstumiamos priešingomis kryptimis, centro atžvilgiu per tam tikrą žingsnį, išreikštą periodo p dalimis. Kritusio pluošto sklidimas per tokią kaukę generuoja naujo intensyvumo skirstinio Beselio tipo pluoštą, atsiradusį dėl prastumtų difrakcinių segmentų kuriamos interferencijos už elemento. Tokį difrakcinį elementą galima laikyti laisvos formos elementu, artimu aksikonui.

Eksperimentinėse dalyse atliekami pluoštų matavimai ir analizė, šias difrakcines kaukes realizuojant su erdviiniu šviesos moduliatoriumi bei su pagamintais geometrinės fazės optiniais elementais (GFE). Paskutiniame darbo etape su GFE elementais atliekamos optinės pažeidos stikluose keičiant impulsų trukmes bei energijas bei pademonstruojamos praktinės pritaikymo galimybės medžiagų mikroapdirbime.

2.1 Beselio tipo pluoštų difrakcijos modeliavimas

Iš (6) lygties žinome, jog aksikono kaukės fazę aprašome kaip apskritiminę difrakcinę gardele. Jei šią fazinę kaukę padalinsime į dvi dalis, kurios turės praslinktus fazės profilius y ašimi per periodo dalį p centro atžvilgiu, galime turėti nestandartinio tipo, paslinkto profilio aksikono kaukę, kuri generuotų Beselio tipo pluoštą, turintį unikalių intensyvumo skirstinį, priklausantį nuo fazės profilio praslinkimo dydžio. Paslinktą centro atžvilgiu fazinę kaukę galima apsisrašyti taip:

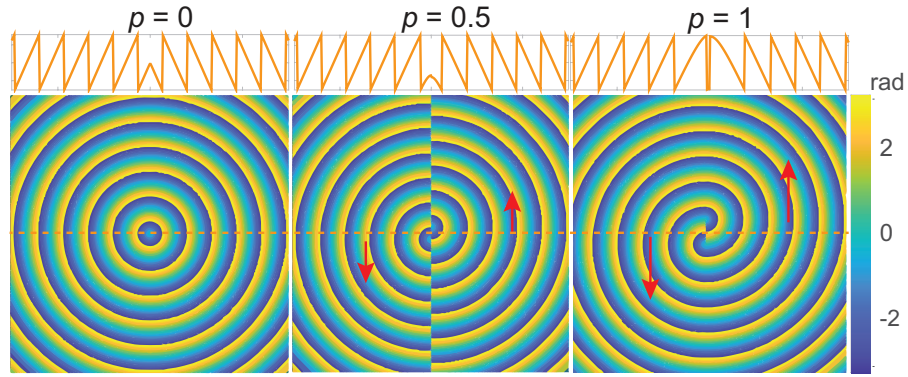
$$T_p = \begin{cases} \exp \left[\frac{-2i\pi}{r_0} \sqrt{x^2 + \left(y + \frac{1}{2}pr_0\right)^2} \right], & x < 0 \\ \exp \left[\frac{-2i\pi}{r_0} \sqrt{x^2 + \left(y - \frac{1}{2}pr_0\right)^2} \right], & x > 0 \end{cases} \quad (25)$$

čia x, y kaukės koordinatės, p poslinkio vertė, išreiškiamą periodo r_0 dalimi, $r_0 = 2\pi / (k \sin \theta_k)$ kur k - bangos vektorius, θ_k - kūgio kampas. Aksikono kaukės fazinio profilio praslinkimo principas pavaizduotas 18 paveikslėlyje.

Atliekant skaitmeninį modeliavimą, naudojamas idealus Gauso pluoštas, kuris praėjęs pro aprašytą kaukę konvertuojamas į naujo tipo invariantų pluoštą. Šio naujo pluošto sklidimui už kaukės modeliuoti naudojamas Frenelio integralas, kurio išraiška yra [62]:

$$E(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \iint_{-D/2}^{+D/2} T_p(x', y', 0) \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right] \right\} dx' dy' \quad (26)$$

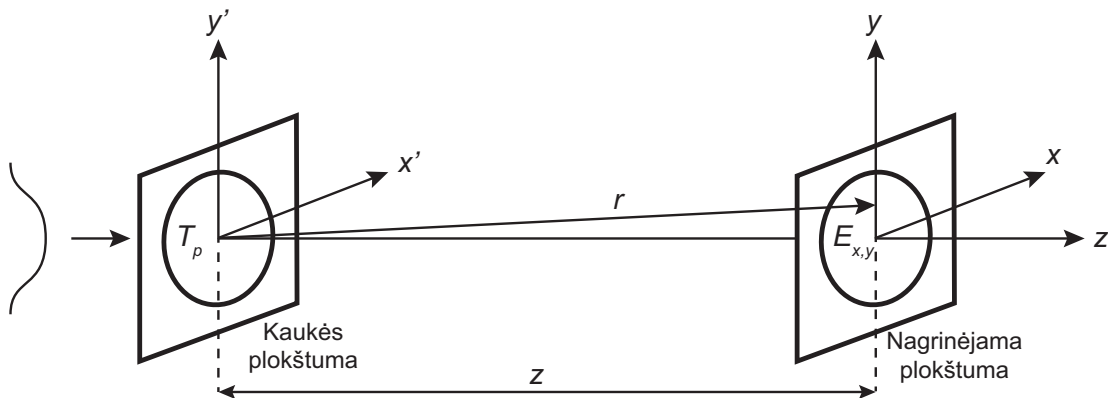
čia $-D/2$ - apertūros pusplotis, $T_p(x', y', 0)$ - kaukės plokštuma pradinėse koordinatėse, $E(x, y, z)$ - elektrinio lauko skirstinys nagrinėjamoje plokštumoje atstumu z . Turėdami apibrėžtą krintanti



18 pav. Aksikonų kaukės su paslinktu centro atžvilgiu fazės profiliu. Paslinkimas p išreiškiamas periodo r_0 dalimi, atitinkančia 2π fazės moduliacijos gyliu. Raudonos rodyklės nurodo praslinkimo kryptį, oranžinė punktyrinė linija rodo profilio pjūvį ties $y = 0$.

pradinį lazerio pluoštą bei apibrėžtą pralaidumo funkciją T_p galima sumodeliuoti, koks bus elektrinio lauko bei jo intensyvumo pasiskirstymas erdvėje $E(x, y, z)$ (žr. 19 pav.).

Tokiu būdu skaitmeninis modeliavimas atliekamas geometrinės fazės optiniams elementams, kurie taip pat veikia kaip difrakciniai optiniai elementai, tik papildomai yra jautrūs poliarizacijai. Todėl pilnutiniam laukui už elemento rasti skaičiuojamos atskiros elektrinio lauko komponentės E_x bei E_y ir gaunamas jų sumos rezultatas, kurio kvadratinė išraiška duoda intensyvumo informaciją, kurią galima tiesiogiai palyginti su eksperimento metu gautais duomenimis.



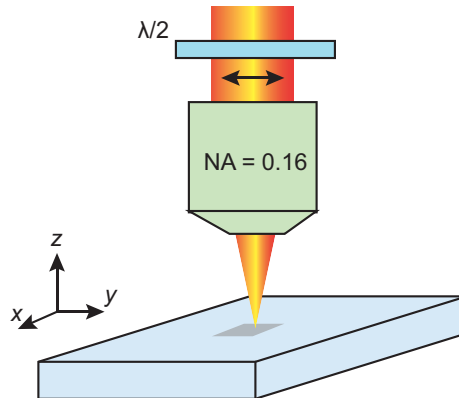
19 pav. Principinė Frenelio difrakcijos modeliavimo schema, T_p - nagrinėjama difrakcinė kaukė, $E_{x,y}$ - elektrinio lauko komponentių E_x bei E_y suminis skirstinys nagrinėjamame taške

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}, \quad z - \text{atstumas.}$$

2.2 Geometrinės fazės elementų užrašymas

Geometrinės fazės elementų pagaminimui naudojamos II tipo tūrinės modifikacijos lydyto kvarco stikle, užrašomos su femtosekundine lazerine sistema (*Workshop of Photonics*). Tiks-

liam elemento užrašymui reikalingi nanogardelių lėtosios ašies kampai randami pagal (16) lygtį. Erdviškai valdant struktūros užrašymo vietą ir nanogardelių pasukimo kampą θ galima užrašyti norimos struktūros ir skersmens elementus lydyto kvarco padėklo tūryje. Kokybiškam elemento veikimui būtina užtikrinti $\varphi = \pi (\lambda/2)$ delsa, tad šias struktūras ilgesniems bangoms ilgiams reikia užrašinėti keliais sluoksniais, kas gerokai pailgina užrašymo procesą, kadangi reikalingas didelio impulsų tankio ir lėto skenavimo greičio užrašymo procesas. Principinė elementų užrašymo schema pavaizduota 20 paveikslėlyje.

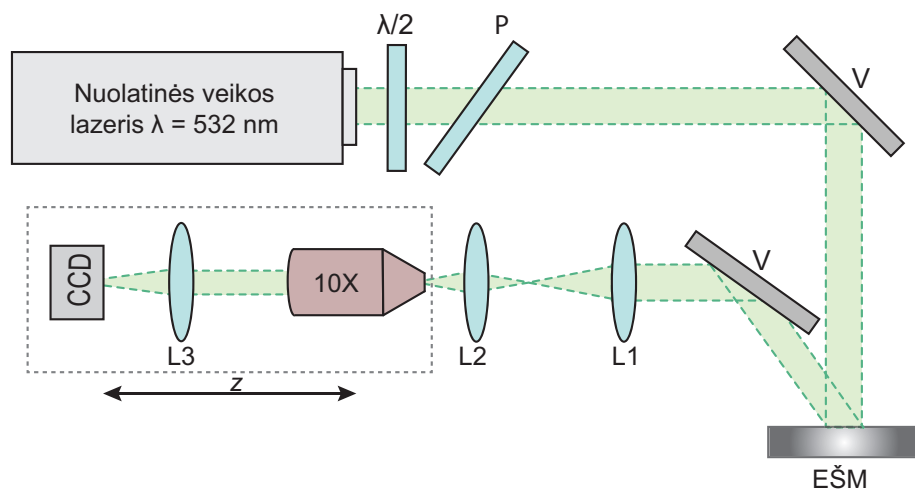


20 pav. Principinė geometrinės fazės optinio elemento užrašymo schema: erdviškai valdomo lydyto kvarco bandinio tūryje suformuojamos nanogardelės, kurių lėtosios ašies kampai kontroliuojami su sukiojama pusbange plokšte [42].

2.3 Eksperimento įranga bei schemos

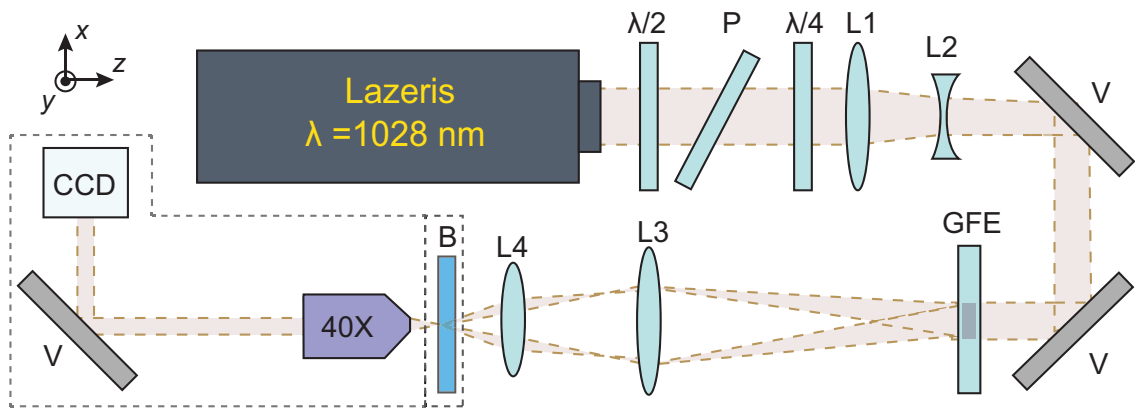
Šio tyrimo eksperimentinė dalis susideda iš pluoštų generacijos bei sklidimo tyrimų naudojant du metodus: pluoštų formavimą su erdviniu šviesos moduliatoriumi bei geometrinės fazės optiniais elementais, tinkantiems didelės galios lazerinei spinduliuotei. Pluoštų generacijos su erdviniu šviesos moduliatoriumi (EŠM) optinė schema pavaizduota 21 pav. Šioje schemoje naudojamas nuolatinės veikos 532 nm bangos ilgio mažos galios lazeris, kurio tiesiškai poliarizuotas Gauso pluoštas praėjęs pro galios slopintuvą (fazinės plokštelės $\lambda/2$ ir poliarizatoriaus porą) krenta mažu kampu į fazinį erdvinį šviesos moduliatorių („PLUTOVIS-006-A“, HOLOEYE Photonics AG). Atsispindėjęs pluoštas toliau atvaizduojamas su $4f$ lęšių sistema ($f_1 = 300$ mm ir $f_2 = 150$ mm lęšių pora) ant CCD kameros matricos (angl. *Coupled Charge Device*), kuri patalpinta ant judinamo 150 mm eigos staliuko leidžia fiksuoti gaunamus atvaizdus išilgai z ašimi. Iš gautų nuotraukų galima suformuoti dvimačius arba trimačius pluoštų vaizdinius ir taip analizuoti eksperimentinius duomenis. Galutinis pluošto vaizdas optinės sistemos gale gaunamas padidintas 3 kartus skersinėse ir 9 kartus išilginėse koordinatėse.

Geometrinės fazės elementų matavimams ir sąveikai su skaidria terpe naudojama optinė schema pavaizduota 22 pav. Joje naudojamas femtosekundinis 6 W galios, maksimalios 1.5



21 pav. Principinė optinė schema su erdviu šviesos modulatoriumi. $P_{maks} = 100$ mW galios, $\lambda = 532$ nm bangos ilgio nuolatinės veikos kieto kūno lazeris, fazinė $\lambda/2$ plokštelė, P - poliarizatorius, V - veidrodžiai, lęšiai L1 - $f = 300$ mm, L2 - $f = 150$ mm, L3 - $f = 200$ mm, 10 kartų didinantis objektyvas, EŠM - erdvinis šviesos modulatorius, tinkamas naudoti 420-700 nm bangos ilgių diapazone („PLUTOVIS- 006-A“, HOLOEYE Photonics AG su 1920×1080 pikselių matrica), CCD - kamera, patalpinta ant transliacinio staliuko galinčio judėti 150 mm išilgai z ašimi.

mJ impulso energijos lazeris „Pharos“ (UAB „Šviesos konversija“). Iš lazerio išėjęs 9.5 mm skersmens, $M^2 = 1.3$ kokybės, tiesinės poliarizacijos 1028 nm bangos ilgio pluoštas su teleskopu (teigiamo ir neigiamo lęšių pora) sumažinamas iki 3.5 mm skersmens bei su $\lambda/4$ fazine plokštele poliarizacija paverčiama į apskritiminę. Toliau pluoštas praėjęs pro geometrinės fazės elementą yra atvaizduojamas su $4f$ sistema, kuri leidžia suspausti pluošto skersinius matmenis f_1/f_2 karto, o išilginius - $(f_1/f_2)^2$ karto, kur f_1, f_2 - pirmojo ir antrojo lęšio židinio nuotoliai. Toliau suspaustas pluoštas atvaizduojamas medžiagoje ir vėliau stebimas spinduliuotės sukeltas poveikis. Papildomai už $4f$ sistemos pastačius 40 kartų didinantį objektyvą, pluoštas atvaizduojamas į CCD kamerą pluošto geometrijai tirti. Pluošto skenavimui xyz ašimis naudojama precizinė pozicionavimo sistema „ANT95XY-LZ“ (Aerotech Ltd.).



22 pav. Principinė optinė schema geometrinės fazės elementams testuoti: femtosekundinis lazeris „Pharos“ (6 W, 4 – 200 kHz, 158 fs - 10 ps, $\lambda/2$ plokštelės ir Briusterio poliarizatoriaus P pora veikia kaip galios slopintuvas, $\lambda/4$ fazinė plokštelė, lęšių L1 ir L2 pora sudaro pluošto matmenis mažinantį teleskopą, GFE - geometrinės fazės elementas, lęšiai L3 - $f = 150$ mm (mažesniajam pluošto suspaudimui naudotas ir $f = 75$ mm lęšis) bei L4 - $f = 8$ mm sudaro $4f$ sistemą, B - stiklo bandinys, xyz ašis valdanti sistema Aerotech. Punktyrine linija apibrėžta pluošto matavimo atšaka su 40 kartų didinančiu objektyvu ir CCD kamera, kuomet matuojamas pluošto skirstinys be bandinio.

3 Tyrimo rezultatai

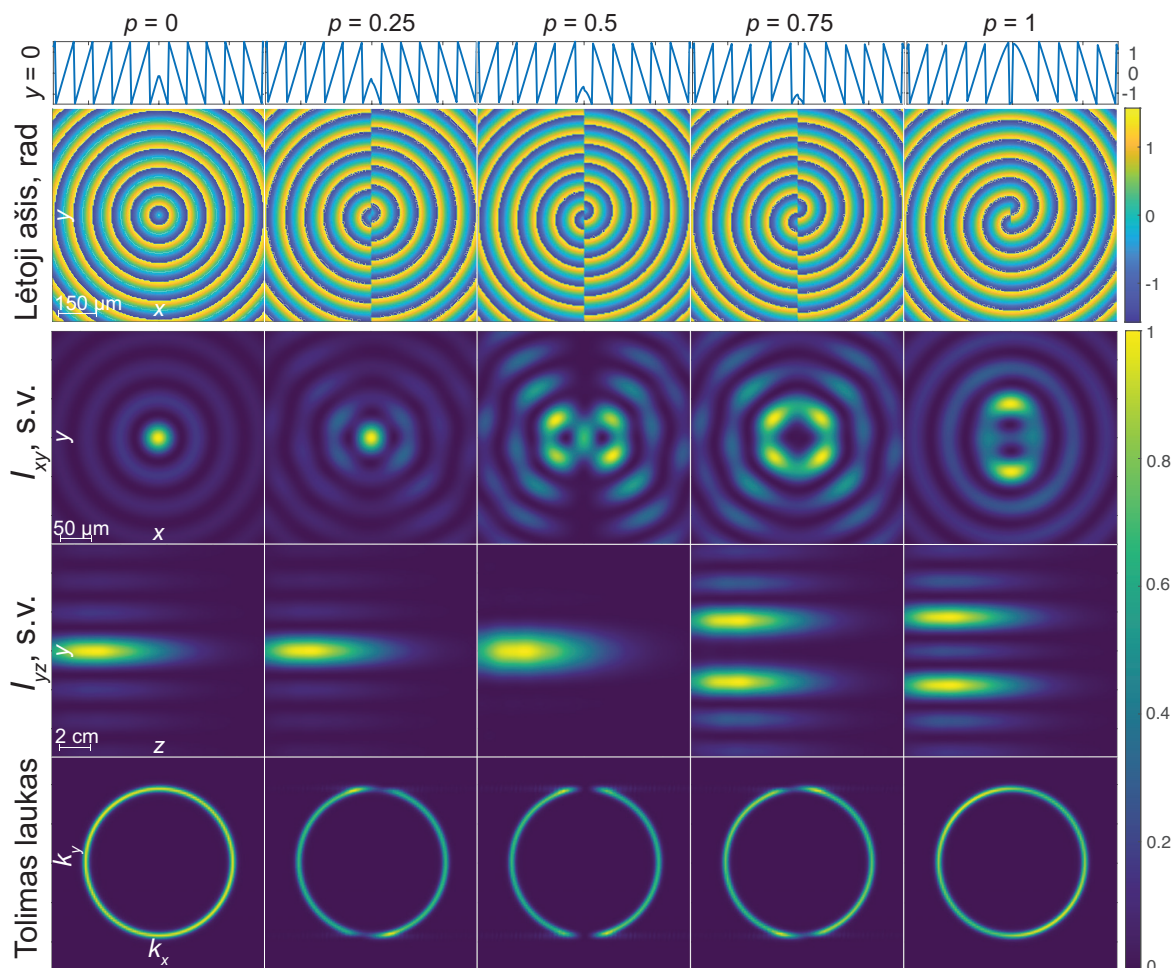
3.1 Skaitmeninis pluoštų sklidimo modeliavimas

Pirmojoje tyrimo dalyje skaitmeniškai modeliuotas Beselio tipo pluoštų, generuojamų su praslinktos fazės profilio geometrinės fazės aksikonais, sklidimas laisvojoje erdvėje. Kadangi modeliuojamų elementų veikimas pagrįstas kritusios fazės pakitimu per poliarizacijos pokytį, modeliavime skaičiuojama, jog tinkamam veikimui užtikrinti, reikalingas krentantis Gauso pluoštas su apskritimine poliarizacija, o amplitudinė pluošto moduliacija nėra naudojama. Tokiu būdu modeliavime atliekamas kiekvienai iš suformuoto pluošto elektrinio lauko komponentų E_x bei E_y sklidimas iki tam tikro atstumo už mūsų modeliuojamos kaukės bei gaunamas unikalus intensyvumo (elektrinio lauko amplitudės kvadrato) skirstinio pluoštas, turintis priešingos krypties apskritiminę poliarizaciją, nei kritusio pluošto.

Difrakcinės kaukės fazės profilio praslinkimo parametras p parinktas kisti kas ketvirtą dalį periodo, palaipsniui parodant Beselio pluošto transformacijas iš klasikinio nulinės eilės į naujo tipo skirstinius. Skaitmeniniame modeliavime pasirinkti optinės sistemos pagrindiniai parametrai yra šie: aksikono fazinė kaukė su periodu $80\ \mu\text{m}$, atitinkanti 1.6° kampo prie pagrindo idealų refrakcinį aksikoną, krentančio kairinės apskritiminės poliarizacijos Gauso pluošto diametras $3.5\ \text{mm}$ (e^{-2} intensyvumo aukštyje). Modeliavimo rezultatai pateikti 23-24 paveikslėliuose. Fazinio profilio poslinkis pavaizduotas ketvirčio periodo žingsniu iki $p = 2.25$ periodo dalies ($180\ \mu\text{m}$).

Iš modeliavimo rezultatų matyti, jog palaipsniui didinant paslinkimo žingsnį generuojami naujų, unikalių skirstinių Beselio tipo pluoštai. Palyginimui su klasikiniu Beselio pluoštu, esant santykinai mažam ketvirčio periodo praslinkimui ($20\ \mu\text{m}$) gaunamas pluoštas su iškraipytu, aberuotu žiedų intensyvumu bei silpnai išreikštu kryptingumu, nors centrinės smailės forma išlieka apytiksliai nepakitusi. Didinant fazės profilio prastūmimo vertes, klasikinis nulinės eilės Beselio pluošto skirstinys virsta į sudėtingesnės sandaros pluoštą. Su pusės periodo ($40\ \mu\text{m}$) poslinkiu gaunamas pluoštas, kurio centrinės smailės intensyvumas mažesnis, o pati forma eliptinė, taip pat matoma didesnio intensyvumo puslankio formos sritis, simetriška centriniam pluošto taškui. Su $p = 0.75$ periodo poslinkiu ($60\ \mu\text{m}$) centrinė smailė nenyksta ir suformuojamas intensyvumo minimumas, kuriame numanomas lokalus sūkurys, dėl fazės šuolio tame taške, bendras pluošto skirstinys skirtingai nuo klasikinio sūkurio nėra ovalus, su išreikštomis keturiomis didesnio intensyvumo sritimis kampuose. Pilno vieno fazės periodo poslinkio atveju gaunamas Beselio tipo pluoštas pasižymi dvejomis intensyvumo smailėmis, kurios yra atskirtos y ašyje. Tarp smailių suformuojami du minimumai su numanomais lokaliais sūkuriais ir priešingu topologinių krūvių ženklais, bendras pluošto orbitinis judesio kiekio momentas išlieka nulinis.

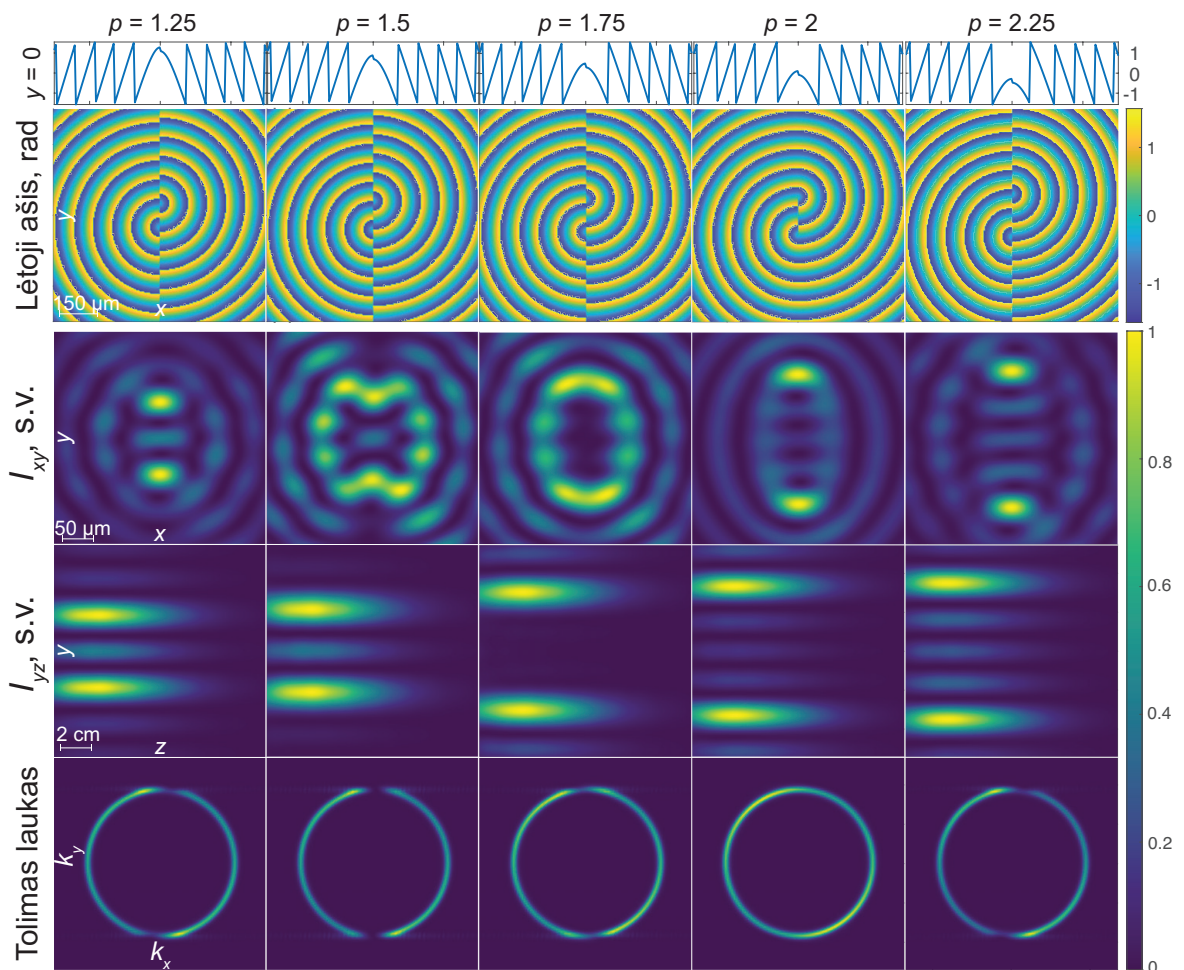
Sekančiame atvejuje, su $p = 1.25$ praslinkto periodo dalimi, naujo pluošto skirstinys taip pat turi du eliptinius maksimumo taškus, tačiau jų nesujungia mažesnio intensyvumo eliptinis



23 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotų paslinktos fazės profilio kaukės generuojamų Beselio tipo pluoštų rezultatai iš kairės į dešinę paeiliui stulpeliais: $p = 0$ periodo ($0 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 0.25$ periodo ($20 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 0.5$ periodo ($40 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 0.75$ periodo ($60 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 1$ periodo ($80 \mu\text{m}$) poslinkis. Eilutėse iš eilės žemyn atitinkamai pavaizduota: difrakcinės kaukės centrinė dalis, pluošto xy skirstinys už kaukės ties ašinio intensyvumo maksimumu, pluošto skirstinys yz plokštumoje bei tolimas laukas.

žiedas. Su $p = 1.5$ ir $p = 1.75$ karto periodo poslinkio pluoštais gaunami didesnių matmenų skirstiniai, turintys daugiau intensyvumų maksimumų, tačiau jų pasiskirstymas plokštumoje atrodo chaotiškesnis. Dvigubo paslinkto periodo kaukės Beselio tipo pluoštas panašus ir į vieno periodo poslinkio rezultatą, kur du pikai atskiriami intensyvumo minimumais, tik šiuo atveju minimumų skaičius padvigubėja, suformuojant po du skirtingų krypčių lokalius sūkurius. Su $p = 2.25$ aksikono fazės praslinkimu generuojamas pluoštas taip pat panašus į $p = 1.25$, tačiau su didesniu erdviu atstumu tarp pikų. Iš skaitmeninio modeliavimo rezultatų galima daryti išvadas, jog toliau didinant paslinkimo vertes gaunamų Beselio tipo pluoštų skirstinių savybės yra panašios, tik didinant poslinkio vertę, gaunami didesnių, erdviškai atskirtų intensyvumo maksimumų sričių pluoštai. Visi šie pluoštai pasižymi bendra savybe ta, jog nors sukuriama

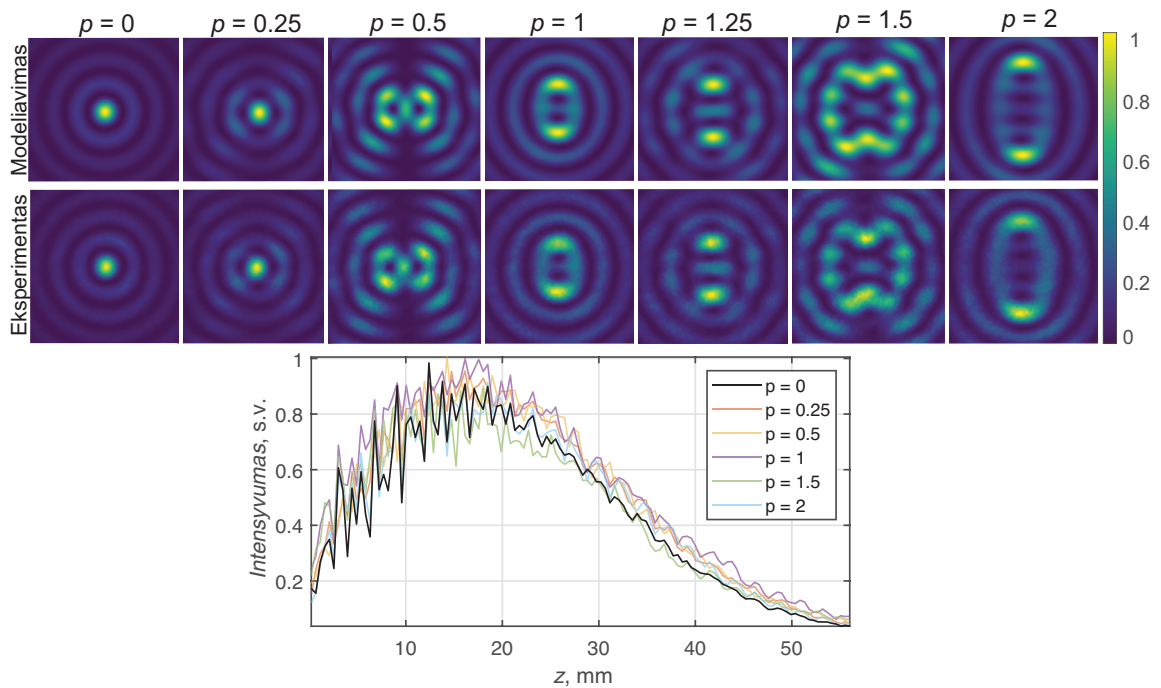
lokalūs sūkuriai, tačiau bendras kiekvieno skirstinio orbitinio judesio kiekio momentas išlieka lygus nuliui. Iš tolimų laikų modeliavimo rezultatų matyti, jog esant nesveikėjo skaičiaus fazinės kaukės poslinkio vertei, žiedo formos spektras padalinamas į du pusžiedžius, tačiau dėl savo panašumų, platesnės informacijos apie pati Beselio tipo pluoštą nesuteikia. Bendrai žiūrint į gautus rezultatus, realiame pritaikyme gali būti įdomūs pluoštai, gauti su $p = 0.25$, $p = 0.75$, $p = 1$ ar $p = 1.25$ karto periodo poslinkiu, kadangi gaunamas kryptingai aberuotų žiedų Beselio pluoštas, keli intensyvumo pikai, arba lokalūs sūkuriai. Dėl įžvelgto atsikartojamumo, priklausančio nuo periodo kartotinių dalių, didesnių poslinkių verčių modeliuoti neverta, suvokiant, kad didesnė poslinkio vertė duos stambesnę geometrijos pluoštą, erdviškai perstumtą centro atžvilgiu.



24 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotų paslinktos fazės profilio kaukės generuojamų Beselio tipo pluoštų rezultatai iš kairės į dešinę paeiliui stulpeliais: $p = 1.25$ periodo ($100 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 1.5$ periodo ($120 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 1.75$ periodo ($140 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 2$ periodo ($160 \mu\text{m}$) poslinkis, $p = 2.25$ periodo ($180 \mu\text{m}$) poslinkis. Eilutėse iš eilės žemyn atitinkamai pavaizduota: difrakcinės kaukės centrinė dalis, pluošto xy skirstinys už kaukės ties ašinio intensyvumo maksimumu, pluošto skirstinys yz plokštumoje bei erdvinio spektro (tolimo lauko) vaizdinys.

3.2 Pluoštų generavimas naudojant erdvinį šviesos moduliatorių

Modeliavimo rezultatų eksperimentiniam patikrinimui atlikti atitinkamų paslinkto aksikono fazės profilio kaukių matavimai su erdvinį šviesos moduliatoriumi (EŠM). Kadangi erdvinis šviesos moduliatorius veikia tik su tiesine poliarizacija, čia galime tik palyginti modeliavimo bei eksperimentinius duomenis kuomet neatsižvelgiame į poliarizacinius efektus, valdydami kritusio pluošto tiesinės poliarizacijos fazę per kristalų pasukimus, taip sukuriame norimą bangos fronto vėlinimą. Eksperimentiškai gautų Beselio tipo pluoštų palyginimas su skaitmeniniu modeliavimu pavaizduotas 25 pav.



25 pav. Eksperimentiškai išmatuotų su EŠM ir skaitmeniškai sumodeliuotų pluoštų palyginimas, keičiant fazės profilio poslinkio vertes p iš kairės į dešinę: viršutinėje eilėje - modeliavimo rezultatai, apatinėje eilėje - eksperimentiškai gauti pluoštai su EŠM. Grafike pavaizduoti pluoštų ašinių intensyvumų profiliai išilgai z ašimi.

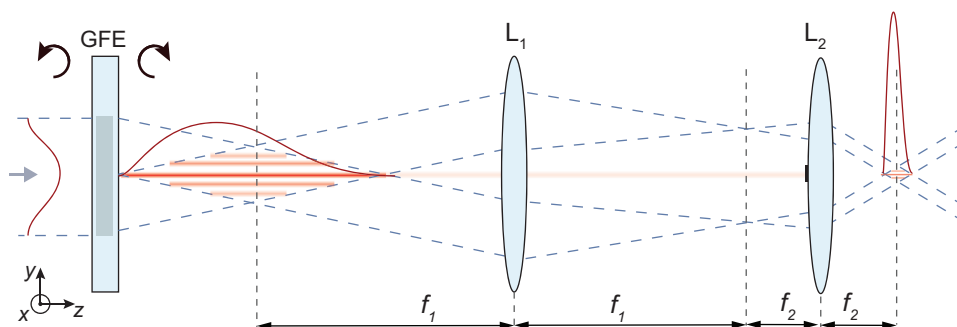
Iš skaitmeninio modeliavimo ir eksperimento rezultatų matyti, jog eksperimentiškai gauti pluoštai glaudžiai sutinka su skaitmeniškai sumodeliuotais pluoštais, nepaisant tam tikrų minimalių pluoštų išdarymų, kurie galėjo atsirasti dėl optinės sistemos netobulumų ar kritusio neidealaus Gauso pluošto kokybės. Lyginant ašinių intensyvumų skirtinius pastebėtas ryški ašinio profilio moduliacija visuose pluoštuose, iš to daroma prielaida, jog išmatuotas neatitikimas su teorija nėra dėl naudojamų difracinių kaukių trūkumų, o tai tikėtina yra generuojamo ir nedifragavusio pluoštų interferencijos rezultatas, sukeliantis intensyvumo moduliacijas, artimoje židinio zonoje.

Dėl EŠM panaudojimo apribojimų, susijusių su žemų optinio pramušimo slenksčiu, dides-

nių galių lazeriniame apdirbime, šis pluoštų generacijos metodas netinka atlikti pažeidimus skaidriose terpėse. Tam tikslui pasirinktos kaukės, užrašytos kaip geometrinės fazės optiniai elementai, tolimesniam spinduliuotės ir medžiagos sąveikos tyrimui atlikti.

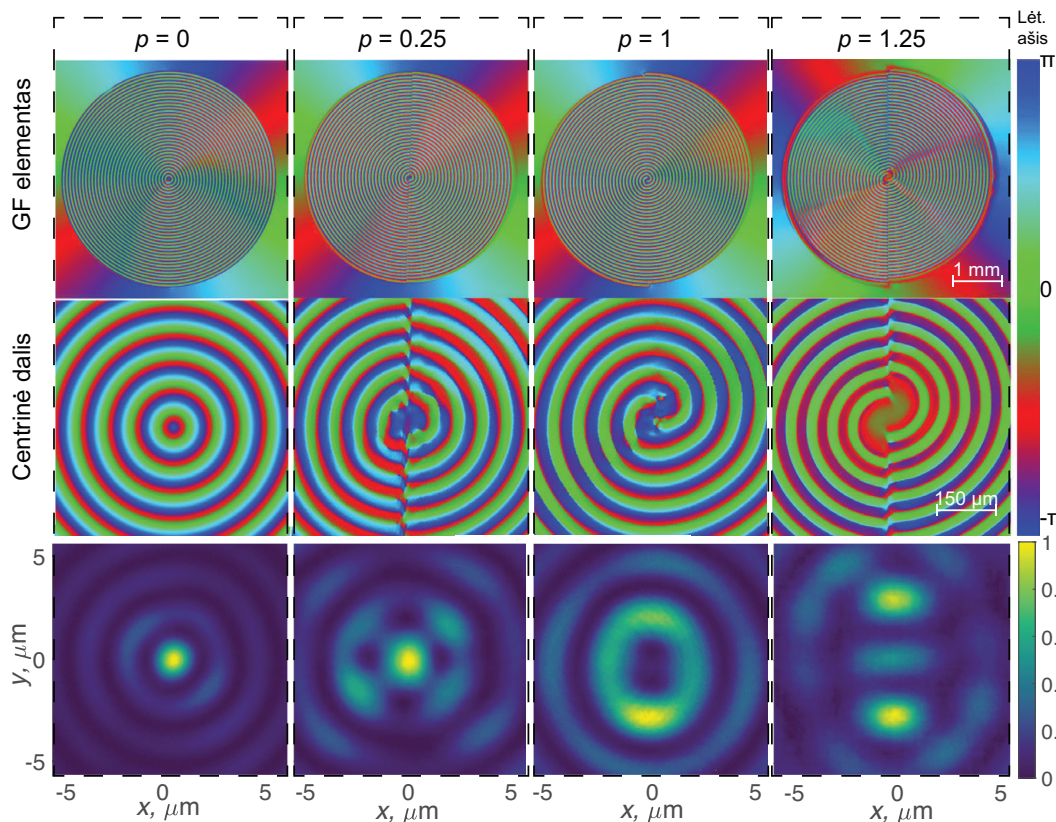
3.3 Geometrinės fazės elementų formuojamų pluoštų analizė

Remiantis skaitmeninio modeliavimo rezultatais, buvo pasirinkta pagaminti tris geometrinės fazės (GF) elementus, kartu palyginant šių elementų veikimo kokybę ir su įprastiniu difrakciniu aksikonu, taip pat pagamintu, kaip GF optiniu elementu. Pagamintų GF elementų paslinkimo profilio dydžiai yra $p = 0.25$, $p = 1$ ir $p = 1.25$ periodo dalys. Visų užrašytų GF elementų skersmuo - 6 mm, o į juos krentančio Gausio pluošto diametras $2w_0 = 3.5$ mm (e^{-2} intensyvumo aukštyje). Elementai atvaizduoti su $4f$ optine sistema, kurią sudaro $f_1 = 150$ mm ir $f_2 = 8$ mm lęšių pora, pluošto matmenis suspaudžiant erdvėje skersinėje plokštumoje 18.75 karto, išilginėje - 351.6 karto, taip suformuojant maždaug 450 μm ilgio židinio zoną ore, 26 paveikslėlyje pateiktas detalus $4f$ sistemos brėžinys. Eksperimentiškai išmatuotų elementų formuojamų pluoštų skirstiniai pateikti 27 ir 28 paveikslėliuose.



26 pav. $4f$ optinės sistemos schema, kur GFE - geometrinės fazės elementas, L1 bei L2 - skirtingų židinio ilgių lęšiai, kurių pagalba ilgos zonos Beselio tipo pluoštas erdviškai suspaudžiamas į mažesnių matmenų skirstinį. Kritęs kairinės apskritiminės poliarizacijos pluoštas už GF elemento konvertuojamas į dešinės apskritiminės poliarizacijos pluoštą. Dėl difrakcijos nuostolių kartu generuojamas nedifragavęs pluoštas, kuris tolimesniam lauke atsiskiria nuo tiriamojo pluošto ir yra nufiltruojamas, su neskaidriu filtru, patalpintu ant antrojo lęšio centro.

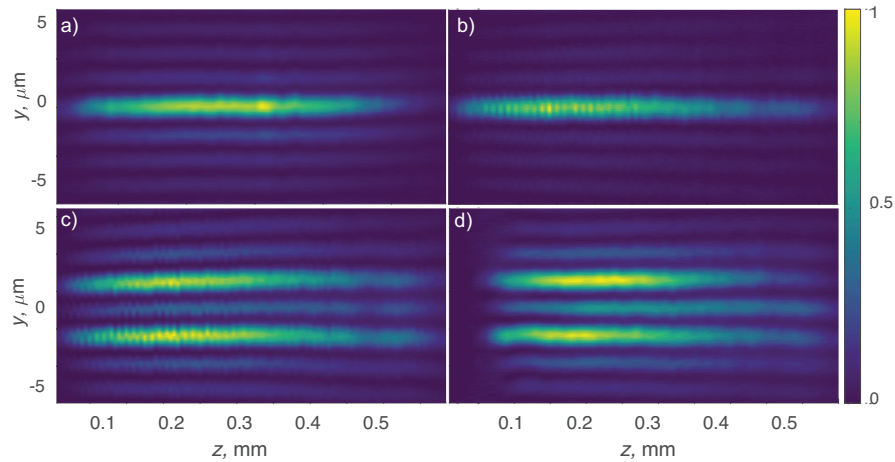
Iš eksperimentinių matavimų duomenų matyti, jog GF elementais formuojami Beselio tipo pluoštai pasižymi aukštu kontrastu ir artimais teoriniam modeliavimui erdviniais skirstiniais. Su dvejetainiu matuojančio mikroskopo pagalba išmatuotų elementų lėtosios ašies nuotraukos atrodo šiek tiek iškraipytos dėl sunkumų matuojant, mat patys difrakciniai elementai veikia kaip optiniai elementai ir išdaro matavimo informaciją, todėl tikslios informacijos apie teisingai užrašytą nanogardelių struktūrą išgauti sudėtinga. Užrašytų elementų praslinkimo linijoje matyti lėtosios ašies netolygumai, kurie atsiranda dėl staigių užrašomų nanogardelių kampų šuolių, todėl pereinamojoje riboje galimi netikslumai. Taip pat centrinė elemento dalis



27 pav. Eksperimentiškai išmatuotų geometrinės fazės elementai ir jais formuojami intensyvumo skirstiniai iš eilės atitinkamai stulpeliuose: klasikinis difrakcinis aksikonas užrašytas kaip GF elementas ($p = 0$), aksikonas su $p = 0.25$ periodo dalies praslinkimu, aksikonas su $p = 1$ periodo dalies praslinkimu, aksikonas su $p = 1.25$ periodo dalies praslinkimu. Pirmoje eilutėje pavaizduoti elementų lėtosios ašies kampai stambiu planu, antroje eilutėje priartinta centrinė dalis, trečioje - formuojamas intensyvumo skirstinys xy plokštumoje už elemento.

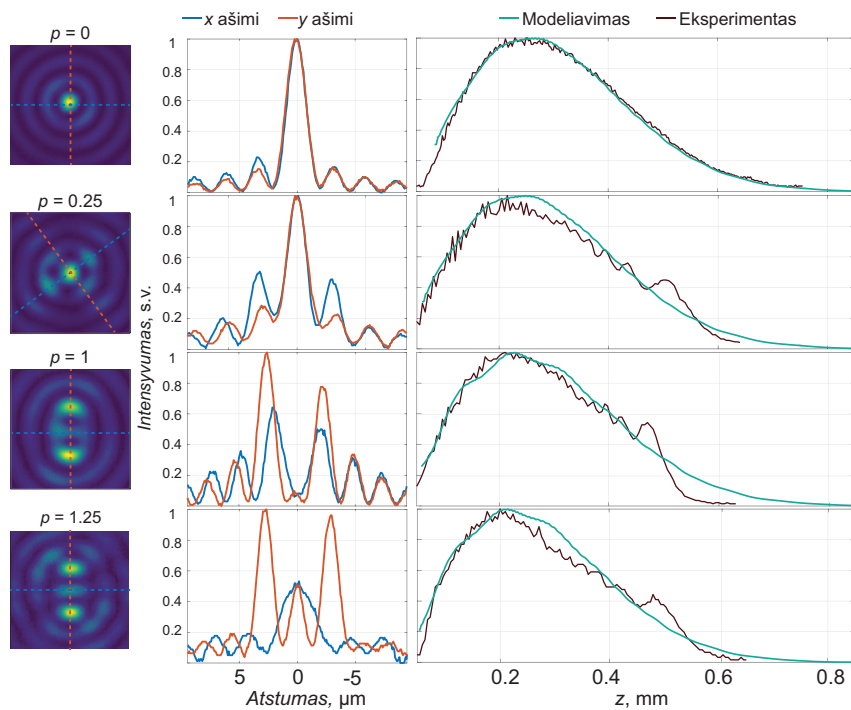
yra sudėtingiausiai spirališkai užrašoma vieta dėl reikalingo greito gardelių sukiojimo mažame skenuojamame plote, todėl palyginimui vienas iš elementų užrašytas praleidžiant centrinę dalį, su tikslu palyginti elementų veikimą, tačiau prarandant dalį difrakcijos efektyvumo.

Nors intensyvumo skirstiniai atrodo artimi modeliavimo rezultatams, tačiau žiūrint ašinio intensyvumo profilių pjūvius (žr. 29 pav.) matyti, jog tik klasikinio difrakcinio GF aksikono ašinis intensyvumo profilis yra labai artimas teorinei kreivei. Tačiau praslinkto profilio elementų generuojami pluoštai pasižymi ašine intensyvumo moduliacija, kuri smarkiau išreikšta pluošto uodegoje. Tai galima sieti dėl netolygiai užrašytos lėtosios ašies kampų elemento centre bei praslinkimo linijoje, kur matomi kampų šuoliai, kurie galėtų suprastinti elemento veikimo kokybę. Iš skirstinių pjūvių x ir y ašyse matyti (žr. 29 pav.), jog elemento su $p = 0.25$ periodo dalies prastūmimu gaunamas Beselio pluoštas su ryškiu asimetriškumu centrą supančiuose žieduose (pjūviai daryti 41° kampu su x ašimi, paryškinant didžiausią žiedų intensyvumo lygio skirtumą, siekiantį iki 25 %) viena ašimi, kuris gali būti pritaikomas praktiškai skaidrių medžiagų apdirbime. Elementai su $p = 1$ ir $p = 1.25$ periodo dalies praslinkimu generuoja du intensyvumo



28 pav. GF optiniais elementais formuojamų Beselio tipo pluoštų intensyvumo skirstiniai yz koordinatinių plokštumoje, kai $p = 0$ (a), $p = 0.25$ (b), $p = 1$ (c), $p = 1.25$ (d). Stebimi svyravimai y ašimi yra dėl mechaninių ašių judėjimo paklaidų matavimo metu.

pikus, atskirtus mažesnio intensyvumo sritimi, ši savybė gali būti naudinga tai atvejais, kai vienu šūvių su Beselio pluoštu siektina sukurti du atskirus pažeidimo kanalus medžiagoje.



29 pav. Geometrinės fazės optinių elementų generuojamų skirstinių pjūviai x ir y ašyse (pirmas ir antras stulpeliai) ir ašinio intensyvumo profilis, palyginant eksperimentinius duomenis su modeliavimu (trečias stulpelis).

Kiekvieno iš elementų bendras efektyvumas (atmetus nuostolius dėl Frenelio atspindžių

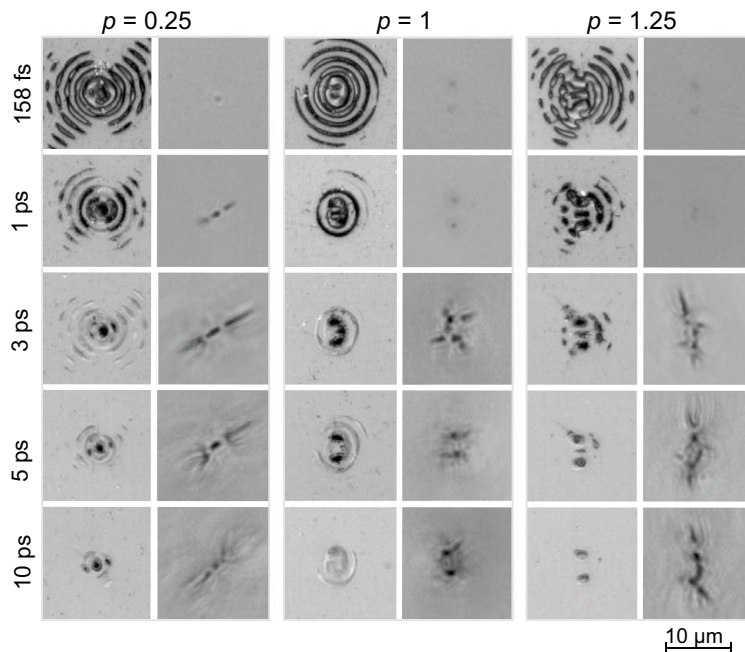
nuo paviršių) gautas palyginti aukštas ir atitinkamai yra: aksikono be poslinkio 86 %, $p = 0.25$ elementas 84 %, $p = 1$ elementas 82 %, o $p = 1.25$ elementas turi tik 74 %, dėl to, jog jo centrinė dalis liko neužrašyta. Teoriškai idealaus elemento difrakcijos efektyvumas su antireflektyvine danga gali siekti iki 100 %.

3.4 Beselio tipo pluoštų ir skaidrios terpės sąveikos analizė

Dėl savo aukšto optinio pažeidimo slenksčio, kuris yra apie 2.2 J/cm^2 (fs impulsams [63]), GF optiniai elementai gali būti puiki alternatyva pluoštų formavimui su didelės galios lazeriniais šaltiniais. Tam tikslui atliktas generuojamų pluoštų ir skaidrios terpės sąveikos tyrimas, suskirstant į tris atskiras darbo dalis: bendra sukeltų optinių pažeidimų morfologijos priklausomybė nuo impulso trukmės; plono stiklo pjovimo tyrimas pasitelkiant pagal pluošto geometriją valdomu įtrūkių kūrimu; kiaurų kanalų formavimas per visą stiklo storį, pasitelkiant lazerinį pažeidimą kartu su cheminiu išdininimu.

3.4.1 Pažeidimų analizė lydytame kvarce

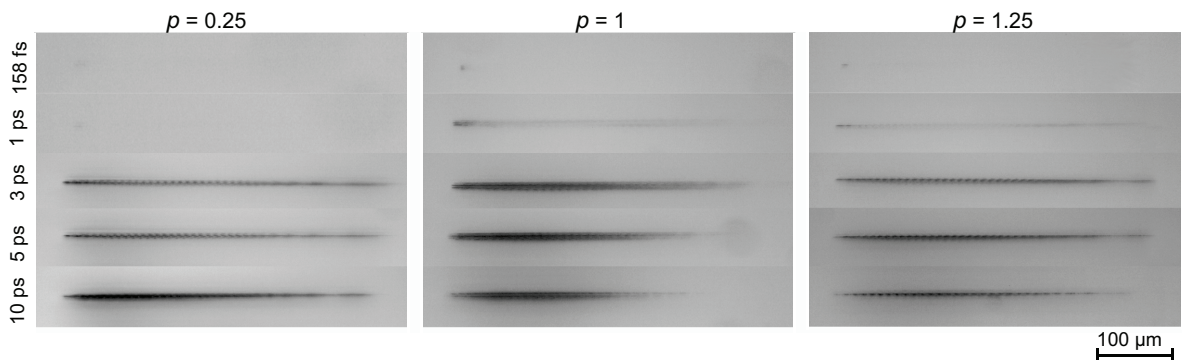
Bendram spinduliuotės ir skaidrios medžiagos poveikiui įvertinti su tiriamaisiais elementais atliktas pažeidimo tyrimas sukeltas paviršinius ir tūrinius pažeidimus, jų nuotraukos optiškai pažeidus lydytą kvarcą pavaizduotos 30-31 paveikslėliuose.



30 pav. Optinio mikroskopo nuotraukos iš pavienių šūvių paviršinių (pašviečiant iš viršaus) ir tūrinių (pašviečiant iš apačios) pažeidimų, sukeltų su GF elementais, kurių aksikono fazės poslinkiai yra $p = 0.25$, $p = 1$ bei $p = 1.25$, impulso energija visiems pažeidimams sukelti naudota $120 \mu\text{J}$.

Atliekant paviršinius ir tūrinius pažeidimus su 120 μJ impulso energijomis naudojant kiekvieną iš tiriamų GF elementų su trumpiausios trukmės impulsais (158 fs - 1 ps) gaunami stiprūs paviršiniai pažeidimai, o tūryje sukuriama lūžio rodiklio modifikacijos, tikėtina, dėl stiprios netiesinės sugerties, prasidedančios dar ties paviršiumi. Su ilgesniais kaip 1 ps impulsais stebimas ryški suformuoto plazmos kanalo pažeidimo sritis tūryje, tačiau silpnėjęs paviršinis pažeidimas, dėl žemesnės smailinės impulso galios. Su 3 ps trukmės impulsais suformuoto pažeidimo kanalo ilgis yra apie 680 μm ir maždaug 1.5 karto ilgesnis, nei pluošto židinio zonos ilgis yra ore, dėl stiklo ir oro lūžio rodiklių skirtumo.

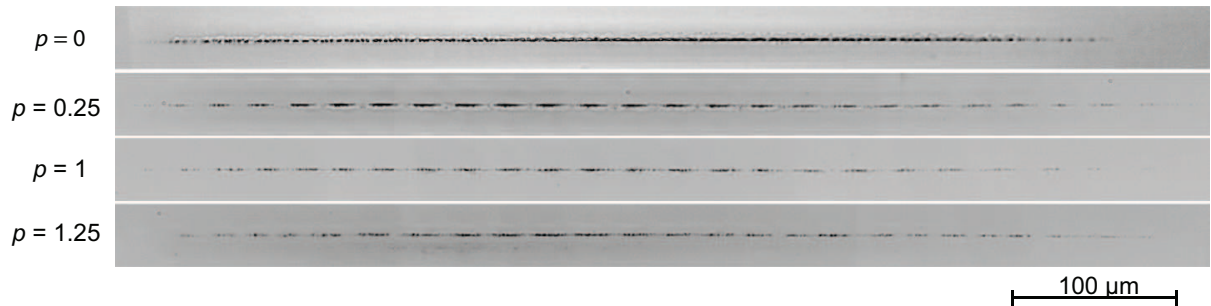
Lydyto kvarco pažeidimai su $p = 0.25$ fazės profilio poslinkio elementu įdomūs tuo, jog sukurti įtrūkimai tūryje linę taisyklingai formuoti pagal pluošto asimetriją. Iš 1 ps trukmės impulso paviršiaus pažeidimo nuotraukos taip pat matomas kryptingas didesnio intensyvumo pažeidimas, kurio geometrija išlieka ir pažeidus ilgesnių trukmių (5-10 ps), tačiau su pastaraisiais suformuoti įtrūkimai nelinę taisyklingai išlaikyti kryptis pagal pluošto asimetriją. Su elementais, kurių poslinkiai yra $p = 1$ bei $p = 1.25$, gauti kiek kitokie pažeidimai tūryje: nors abiem atvejais dvigubi intensyvumo maksimumai formuoja ir du pagrindinius pažeidimų kanalus stikle, aplink formuojami įtrūkimai elgiasi skirtingai. Su $p = 1.25$ elementu formuojamas pluoštas formuoja pagrindinius įtrūkimus, besijungiančius tarp pikų, tačiau jų kryptis nėra tokia taisyklinga kaip pirmojo elemento atveju. Su $p = 1$ elementu taip pat gaunami du intensyvūs pažeidimai, tačiau tūryje šie du maksimumai formuoja išsišakojusios formos mikroįtrūkimus, kuriems atsikartojančios tvarkos išskirti negalima.



31 pav. Tūrinių pažeidimų iš pavienių šūvių optinio mikroskopo nuotraukos iš šono, kai keičiama impulso trukmė, o naudota impulso energija - 120 μJ . Pluošto sklaidimo kryptis iš kairės į dešinę.

Žvelgiant į tūrinius pažeidimus iš šono, matyti, jog suformuoto kanalo ilgis priklauso nuo impulso trukmės - trumpesniais kaip 1 ps impulsais formuojama neryški lūžio rodiklio modifikacija, o su ilgesniais impulsais gaunami aiškiai matomos pažeidimo sritys, kurių ilgiai priklauso nuo smailinės impulso galios. Taip pat iš rezultatų matyti, kad sukuriama išilgai kanalo moduluota pažeidimo forma, kurią galima aiškiai įžiūrėti iš 32 paveikslėlio. Ši ašinė moduliacija (su $p = 0.25$, $p = 1$ bei $p = 1.25$ poslinkio kaukėmis) gauta ir elementų skirstinių matavimuose ore,

tad tikėtina, jog šis neigiamas efektas galėjo atsirasti dėl pačių elementų užrašymo netikslumų, kai visame elemento plote neužtikrinta pastovi delsos vertė, kadangi skaitmeninio modeliavimo rezultatuose ašinė intensyvumo moduliacija nepastebėta. Kita priežastis galėtų būti ir pačios optinės schemos išstatymo netikslumai bei iš lazerio išeinančio pluošto netobulumas, kas galėtų lemti galutinio rezultato iškraipymus.

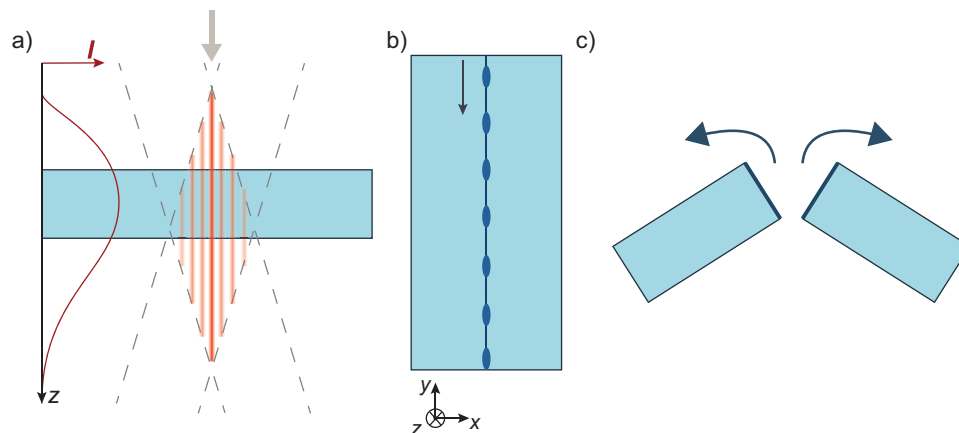


32 pav. Priartintos tūrinių pažeidimų iš pavienių šūvių optinio mikroskopo nuotraukos iš šono, kai impulso trukmė 3 ps, energija - 120 μ J. Pluošto sklidimo kryptis iš kairės į dešinę.

3.4.2 Kryptingų įtrūkimų panaudojimas plono stiklo pjovimui

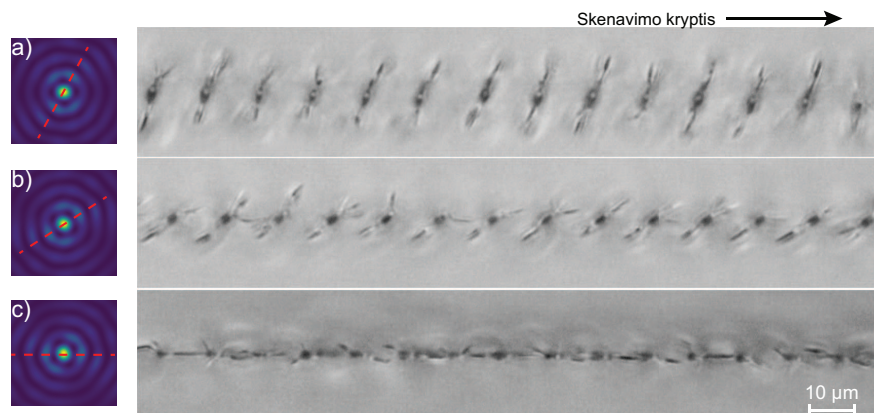
Iš eksperimentinių pažeidimų rezultatų pastebėta, jog $p = 0.25$ fazės profilio poslinkio elemento kuriamas pluoštas pasižymi asimetrija, kuri galėtų būti pritaikoma praktiškai pjaunant plonus stiklus, kuriant valdomos krypties įtrūkimus. Tam tikslui buvo atlikti bandymai su plonu, 0.5 mm storio SCHOTT D263T borosilikatiniu stiklu, kuris pasižymi puikiomis termoplastinėmis savybėmis, yra tvirtas, bet tuo pačiu ir puikiai tinka lazeriniam mikroapdirbimui [64]. Principinė plono stiklo pjovimo eiga su valdomais mikroįtrūkimais pavaizduota 33 paveikslėlyje. Pirmame etape reikalinga tiksli pluošto aukščio padėtis stiklo atžvilgiu tam, jog priekinėje ir galinėje pusėse būtų formuojami vienodi pažeidimai, taip pat gerokai ilgesnė židinio zona, nei pačio stiklo storis, leidžia minimalizuoti ašinio intensyvumo netolygumą. Tam tikslui perrinkta $4f$ optinė sistema, pakeitus pirmojo lęšio židinio nuotolį į 75 mm ir taip gaunant atvaizduotą Beselio tipo pluoštą, kurio židinio zonos ilgis ore yra apie 1.8 mm (9.3 skersinėse bei 86.5 karto išilginėse koordinatės erdviškai suspaustas pluoštas). Antrame etape formuojami optiniai pažeidimai su mikroįtrūkimais pagal pjovimo liniją, impulsus išdėstant kas 10 μ m. Tarp šūvių per visą stiklo storį išilgai skenavimo linijos suformuojama įskilimo linija, kurią padeda valdyti asimetrinio pluošto sukurti mikroįtrūkia. Galutiniame etape švelniu laužimu per pjovimo liniją stiklo bandinys lengvai padalinamas į dvi atskiras dalis. Pjovimo kokybė įvertinama su optiniu profilometru (*S Neox*, *Sensofar*) išmatuojant krašto sienelės paviršiaus šiurkštumą R_a , kuris nusako vidutinį paviršiaus nuokrypį nuo idealiai lygios plokštumos.

34 paveikslėlyje parodyta, kaip laisvai sukiojant $p = 0.25$ paslinktos fazės aksikono GF



33 pav. Plono stiklo pjovimas, pasitelkiant valdomą mikroįtrūkių formavimu, su išilgintos židinio zonos tiksliai pozicijuojamu Beselio tipo pluoštu (a), kurio asimetriškumas padeda kurti kryptingus susijungiančius įtrūkimus pagal skenavimo kryptį (b) ir bandinio padalijimas, lengvai laužiant pagal lazeriniu sušaudytą trajektoriją (c).

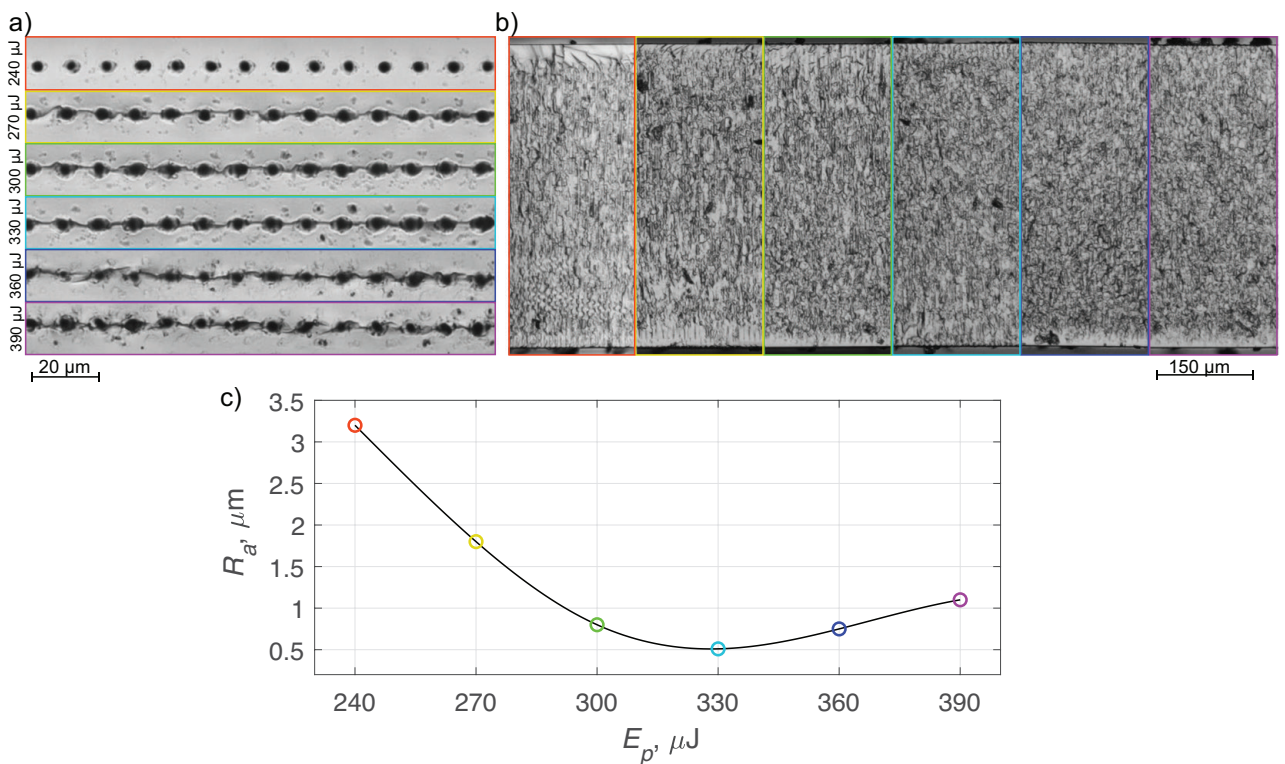
elementą galima valdyti įtrūkimų kryptis ir teisingai pasukus elementą pagal skenavimo kryptį gauti susijungiančių skilimų liniją, išilgai šūvių taškų.



34 pav. Kryptingų įtrūkių suformavimas SCHOTT D263T stiklo tūryje su asimetriniu pluoštu, gautas laisvai sukiojant $p = 0.25$ praslinktos fazės aksikoną, generuojantį Beselio tipo pluoštą. Impulsų tankis - 100 šūvių/mm, trukmė - 4 ps, energija - 300 μ J.

Tyrimo metu nustatyti parametrai, su kuriais gaunama geriausia nupjovimo kokybė - pasiektas atpjauto stiklo bandinio krašto šiurkštumas, siekiantis $R_a \simeq 0.5 \mu\text{m}$, kas atitinka $\lambda/2$ paviršiaus kokybę (žr. 35 paveikslėlį). Efektyviam pjovimui užtikrinti reikalinga ne mažesnė nei 270 μ J impulso energija. Esant per mažai impulso smilinei galiai suformuojami pažeidimai, tarp kurių nesikuria tvarkingi mikroįtrūkimai per visą bandinio storį ir tokio atlaužto stiklo krašto šiurkštumas siekia kelis mikronus. Taip yra dėl to, jog ne visame tūryje suformuoti pažeidimai palieka laisvės pačiam stikliui skilti atsitiktinai, tai gerai matyti ties bandinio paviršiais, kur krašto struktūra skiriasi nuo vidurio srities, stipriau paveiktos spinduliuote. Didinant

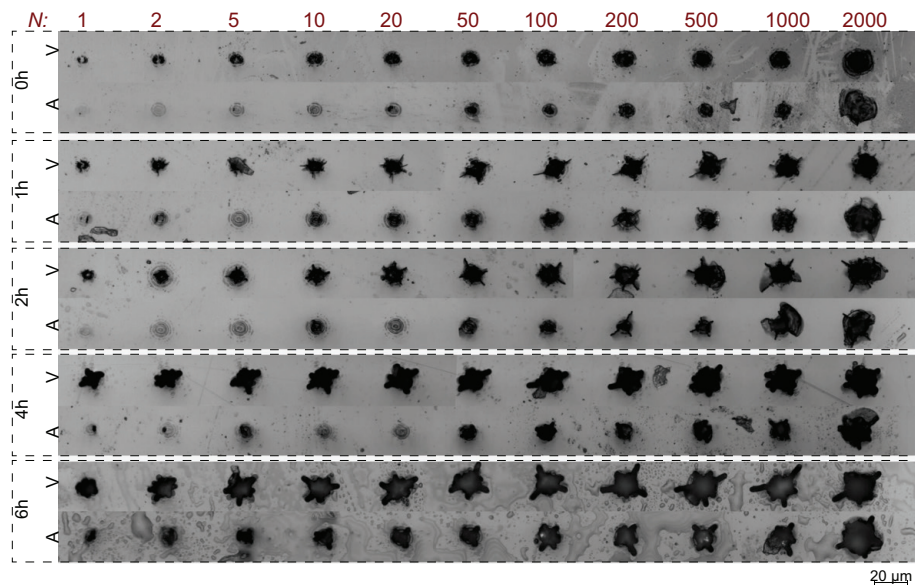
impulso energiją gerėja krašto kokybė bei lengviau pavyksta atlaužti bandinį, dėl susijungusių įtrūkimų per visą bandinio storį. Geriausi rezultatai gaunami pjaunant su 330 μJ impulso energijos impulsais. Toliau didinant naudojamą energiją pjovimas išlieka taip pat efektyvus ir stiklas lengvai atlaužiamas, tačiau prastėja krašto šiurkštumas (bent iki $R_a = 1 \mu\text{m}$), tikėtina dėl smarkesnio spinduliuotės poveikio tūryje, kada suformuoti įtrūkimai labiau linkę šakotis ir nesijungti taisyklingai pagal skenavimo liniją. Su aukštesne energija matomas ir smarkesnis bandinio paviršiaus poveikis, kadangi šalia pagrindinių pažeidimų pikų taškų matomi smulkūs antriniai pažeidimo taškai, atsiradę dėl moduluoto intensyvumo pirmojo Beselio žiedo poveikio. Pjovimui naudoti kelių šimtų μJ energijos impulsai dėl santykinai ilgos židinio zonos tam, kad sukurti pakankama energijos tankį pažeidimo vietoje. Efektyvus pjovimas įmanomas ir su mažesnėmis impulsų energijomis, tačiau tada reikia atitinkamai sumažinti ir židinio zoną, o galutinis rezultatas jautriau priklausys nuo tinkamai parinkto fokusavimo aukščio.



35 pav. SCHOTT D263T borosilikatinio stiklo pjovimo rezultatai su valdomu mikroįtrūkimų formavimu: pjovimo linijos optinio mikroskopo nuotrauka iš viršaus, didinant naudotų impulsų energijas (a), atlaužto bandinio krašto struktūra, spalvomis atitinkanti pagal naudotas energijas (b) ir optiniu profilometru išmatuoti sienelių šiurkštumų priklausomybė nuo naudotos impulsų energijos (c). Naudota impulso trukmė - 4 ps, šūviai kas 10 μm .

3.4.3 Kanalu formavimas pasitelkiant lazeriu indukuotą cheminį ėsdinimą

Paskutiniame funkciname GF optinių elementų kuriamų pluoštų pritaikyme pabandyta sukurti kiaurus kanalus per visą bandinio storį, pasitelkiant cheminį ėsdinimą su KOH tirpalu (naudotas tas pats 0.5 mm storio SCHOTT D263T stiklas). Pasirinktas $p = 1$ periodo dalies paslinkto aksikono elementu generuojamas Beselio tipo pluoštas dėl savo eiliptinės žiedų formos su tikslu tokią formą sukurti ir kiaurymes stikle. Eksperimentas atliktas naudojantis ta pačia $4f$ konfigūracija kaip ir pjovimo dalyje. Bandiniuose atlikti optiniai pažeidimai per visą storį, varijuojant impulsų energiją bei šūvių skaičių į vieną tašką. Sekančiame etape bandiniai panardinami į mėgintuvėlį su 30% masės koncentracijos KOH tirpalu ir maždaug 85°C temperatūros krosnelėje laikomi pasirinktais laiko intervalais, po to ištraukiami, nuplaunami bei stebimos išgraužtų kanalų ypatybės. Paviršių prieš ir po cheminio ėsdinimo nuotraukos, naudojant 260 μJ impulsų energiją, parodytos 36 paveikslėlyje, kanalų nuotraukos iš šono pavaizduotos 37 paveikslėlyje. Iš viso atliktos trys grupės pažeidimų su 170 μJ , 215 μJ ir 260 μJ impulsų energijomis ir keičiant šūvių skaičių viename taške nuo $N = 1$ iki $N = 2000$. Bandinio viršutinės ir apatinės pusių pažeidimai suformuoti su skirtingu spinduliuotės galios tankiu pasirinkus necentruotą židinio gylį storio atžvilgiu, su tikslu viename bandinyje palyginti skirtingus poveikius ties vienodomis ėsdinimo trukmėmis.



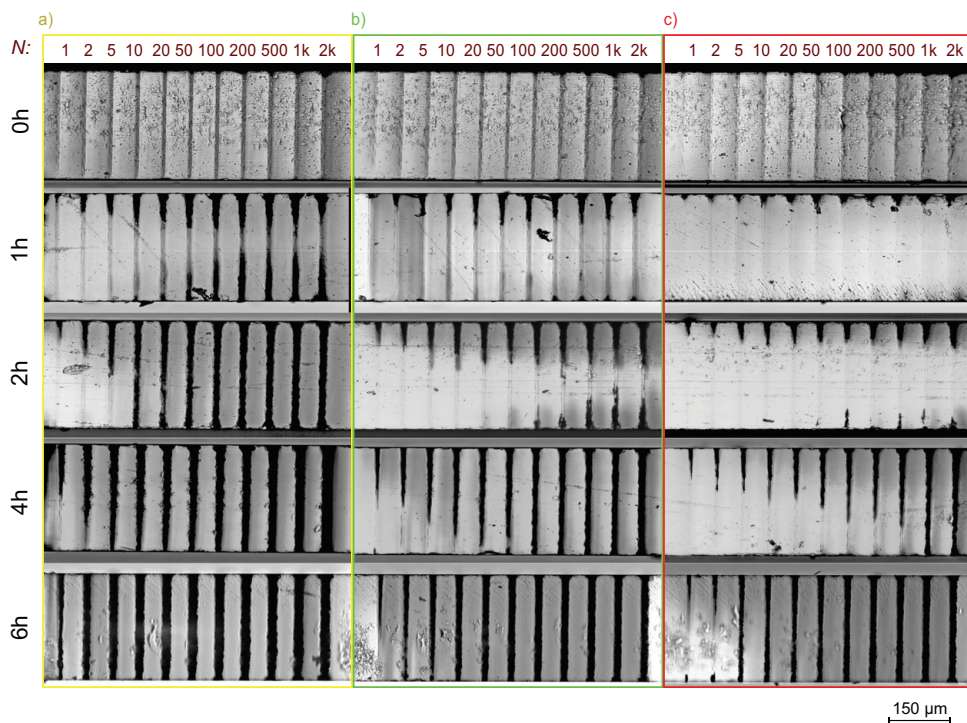
36 pav. Chemiškai išgraužtų kanalų optinio mikroskopo paviršių nuotraukos (V - bandinio viršaus ir A - apačios) po skirtingų ėsdinimo trukmių, 0h - bandinio nuotrauka prieš ėsdinimą. Impulsų energija - 260 μJ , trukmė - 4 ps, N - šūvių skaičius.

Iš pateiktų nuotraukų matyti, jog pradinės (prieš ėsdinimą) stiklo modifikacijos dydis priklauso nuo impulsų skaičiaus, kur su mažu šūvių kiekiu $N = [1;5]$ taške bandinio viršutinėje pusėje sukuriama maždaug 6 μm pločio pažeidimas, o apatinėje pusėje, kur galios tankis mažesnis - lūžio rodiklio modifikacija. Su didesniu šūvių skaičiumi $N \gtrsim 100$ matoma ryški išabliuota

dėmė, savo forma atitinkanti pluošto geometriją, kurią išdanko poveikis po kelių tūkstančių šūvių. Po selektyvaus cheminio ėsdinimo suformuotų kanalų plotis viršutinėje pusėje didėja atitinkamai iki 10 μm (po 1 val.), 17 μm (po 2 val.), 30 μm (po 4 val.), 33 μm (po 6 val.), kuomet naudota impulsų energija yra 260 μJ , o šūvių skaičius į vieną tašką - 100. Lyginant apatinę ir viršutinę bandinio puses matomas ryškus rezultatų skirtumas, kur efektyvesnis ėsdinimas vyksta didesnio poveikio dėmėse. Efektyviausias cheminis ėsdinimas vyksta pažeidimų taškuose suformavus mikroįtrūkimus, kuriais padidinamas reakcijos sąveikos plotas ir gaunama aukštesnė ėsdinimo sparta, tai ypač gerai matyti po 4-6 valandų ėsdinimo, kur gaunami žvaigždės formos išėsdinti išsišakojimai. Apatinėje bandinio pusėje sukurti lūžio rodiklio pokyčiai sąlygoja žemesnį proceso efektyvumą, todėl norimam rezultatui su pasiekti reikalingas ilgesnė ėsdinimo trukmė arba aukštesnis šūvių skaičius su mažesne energija, sumažinant formuojamų mikroįtrūkimų tikimybę bei kuriant tolygesnius pažeidimus.

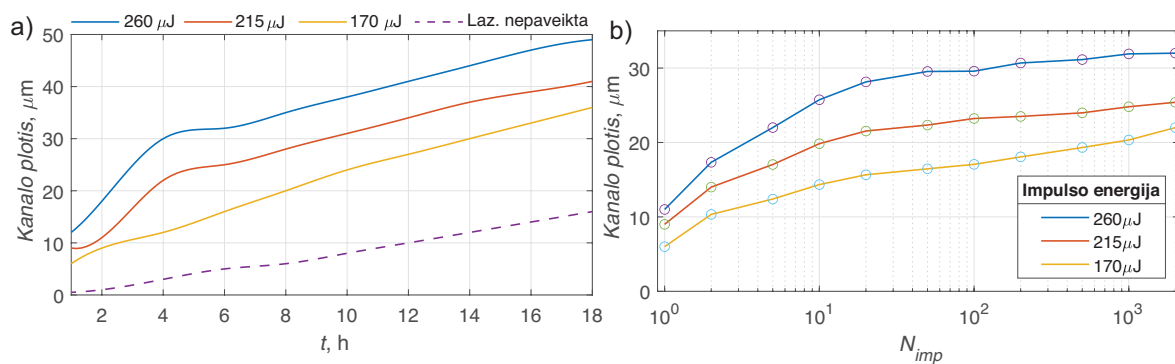
Ėsdintiems kanalams iš šono pažiūrėti bandiniai papildomai perpjauti su Beselio pluoštu ir nupoliruoti. Kanalų nuotraukos iš šono pavaizduotos 37 paveikslėlyje. Iš nuotraukų po skirtingų ėsdinimo trukmių matyti, jog kur kas greitesnis procesas pasiekiamas su aukštu impulsų skaičiumi (>100) bei aukštesne impulso energija (260 μJ), kur kiauras kanalas išilgai stiklo storio pasiekiamas po 2 valandų ėsdinimo. Su trečdaliu žemesne impulsų energija (170 μJ) kiauram kanalui suformuoti reikia trigubai ilgesnio ėsdinimo laiko (6 val.). Kiauras kanalus vienu šūviu (ties didžiausia naudota energija) pasiekiamas bandinį ėsdinant bent 6 valandas, o kanalo vidutinis plotis gaunamas apie 10 μm dydžio, kas atitiktų dydžiausią gautą 1:50 kanalo pločio ir gylis santykį.

Palyginant spinduliuotės paveiktas ir nepaveiktas sritis, cheminio ėsdinimo metu gaunamas selektyvumas siekia iki 6.1 (po 6 valandų su 260 μJ energijos, 100 impulsų poveikiu), kadangi gaunamas maksimalus kanalo plotis siekiantis apie 31 μm (pločiai matuoti maždaug 100 μm po viršutiniu bandinio paviršiumi), tuo tarpu pats stiklo bandinys po ėsdinimo suplonėja per 5 μm (0.83 $\mu\text{m}/\text{h}$ ėsdinimo sparta lazeriu nepaveiktoje medžiagoje). Kanalo pločio priklausomybės nuo ėsdinimo trukmių ir impulsų skaičiaus pavaizduoti 38 paveikslėlyje. Po ilgesnio kaip 6 valandų ėsdinimo kanalo plotis auga tiesiškai, tačiau mažesne sparta - siekia maždaug 1.5 $\mu\text{m}/\text{h}$ (6-18 ėsdinimo valandų intervale), kai per pirmąsias 4 valandas sparta yra apie 4.5 $\mu\text{m}/\text{h}$ (prie 260 μJ energijos impulsų pažeidų, kai $N = 100$). Toks ėsdinimo spartos sulėtėjimas gali būti sietinas su sumažėjusiu lazeriniu indukuotos pažeidos ir ėsdiklio sąveikos plotu, kada pirminėje ėsdinimo stadijoje į mikroįtrūkių ertmes įsiskverbęs reagentas sąlygoja spartesnę reakciją, kur vėliau sulėtėja. Tuo tarpu išėsdinto kanalo pločio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus viename taške rodo, jog kanalo plotis auga logaritmiškai nuo impulsų skaičiaus ir prie aukšto (1000 ir daugiau) impulsų skaičiaus į vieną tašką, kanalo pločio augimo sparta smarkiai sulėtėja. Apibendrinant galima teigti, jog lazeriu indukuoto ėsdinimo pagalba pavyko sukurti statmenus kiaurus kanalus per visą bandinio storį po keletos valandų ėsdinimo, geresnei kiau-rymės kokybei - siektinai formai pagal pluošto skirstinį pasiektį reikalingos mažesnių energijų



37 pav. Chemiškai išgraužtų kanalų optinio mikroskopo nuotraukos atvaizduojant iš šono po skirtingų ęsdinimo trukmių, 0h - bandinys prieš ęsdinimą. Naudotos impulsų energijos - 170 μJ (a) stulpelis, 215 μJ (b) stulpelis ir 260 μJ (c) stulpelis.

ir didesnio impulsų skaičiaus pažeidos, išvengiant suformuojamų stambių mikroįtrūkimų. Nors įtrūkių sukūrimas lemia spartų ęsdinimą ir selektyvumą, gaunami žvaigždės formos kanalai yra netvarkingi ir sunkiai pritaikomi tolimesniuose tyrimuose.



38 pav. Išęsdinto kanalo pločio priklausomybė nuo ęsdinimo trukmės, kai naudojamas impulsų šūvių skaičius į vieną tašką $N = 100$ (a) bei išęsdinto kanalo pločio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus taške, po 6 valandų ęsdinimo (b).

Rezultatų apibendrinimas ir išvados

1. Pademonstruotas tūrinių nanogardelių pagrindu sukurtų geometrinės fazės optinių elementų veikimas Beselio tipo pluoštams generuoti su paslinktos fazės profilio aksikonais: gauti aukšto kontrasto unikalių erdviųjų skirstinių pluoštai, glaudžiai sutinkantys su skaitmeninio modeliavimo bei erdviu šviesos moduliatoriumi gautais eksperimentiniais rezultatais.
2. Pademonstruotas plono stiklo pjovimas su ketvirčio aksikono fazės ($p = 0.25$) profilio poslinkio GF elementu: sukurti kryptingi įtrūkimai, kurie panaudoti pjaustant 0.5 mm storio stiklą, su gaunamu krašto šiurkštumu $R_a \simeq 0.5 \mu\text{m}$ ir yra tipinės literatūroje minimos krašto kokybės ribose.
3. Erdviškai praslinktos aksikono fazės su $p = 1$ bei $p = 1.25$ periodo dalimis sukuriama dvigubų intensyvumo pikų skirstiniai, kurių geometriją galima didinti parenkant aukštesnę difrakcinės kaukės erdvinio paslinkimo vertę.
4. Lazeri indukuotu cheminio ėsdinimo proceso pagalba suformuoti siauri, 10-50 μm pločio, dydžiausio 1:50 pločio ir gylio santykio kiauri kanalai 0.5 mm storio stikle, pasiekiant selektyvų 4.5 $\mu\text{m}/\text{h}$ kanalo pločio ėsdinimo greitį. Efektyviausias cheminis ėsdinimas pasiekiamas kanaluose suformuojant mikro įtrūkimus ir taip padidinant cheminės reakcijos sąveikos plotą.
5. Geometrinės fazės optiniai elementai gali būti puiki alternatyva kitiems pluoštų formavimo būdams, tinkantys ir kaip laisvos formos optiniai elementai aukštų galių lazerinio mikroapdirbimo pritaikymuose.

Literatūros sąrašas

- [1] I. Mirza, N. Bulgakova, J. Tomáščík, Ultrashort pulse laser ablation of dielectrics: Thresholds, mechanisms, role of breakdown, *Sci. Rep.* **6**(39133) (2016)
- [2] J. Durnin, Exact solutions for nondiffracting beams: the scalar theory, *Journal of the Optical Society of America A* **4**(4), 651 (1987)
- [3] Z. Bouchal, Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications, *Czechoslovak Journal of Physics* **53**(7), 537–624 (2003)
- [4] T. Čižmár, V. Kollárová, X. Tsampoula, F. Gunn-Moore, W. Sibbett, Z. Bouchal, K. Dholakia, Generation of multiple Bessel beams for a biophotonics workstation, *Opt. Express* **16**(18), 14024–14035 (2008)
- [5] D. McGloin, K. Dholakia, Bessel beams: diffraction in a new light, *Contemporary Physics* **46**(1) (2005)
- [6] J. H. McLeod, The Axicon: A new type of optical element, *J. Opt. Soc. Am.* **44**(8), 592–597 (1954)
- [7] J. Pu, H. Zhang, S. Nemoto, W. Zhang, W. Zhang, Annular-aperture diffractive axicons illuminated by Gaussian beams, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **1**(6), 730–734 (1999)
- [8] A. Vasara, J. Turunen, A. T. Friberg, Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms, *Journal of the Optical Society of America* **6**(11) (1989)
- [9] D. Lin, P. Fan, E. Hasman, M. L. Brongersma, Dielectric gradient metasurface optical elements, *Science* **345**(6194), 298–302 (2014)
- [10] O. Brzobohatý, T. Čižmár, P. Zemánek, High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon, *Opt. Express* **16**(17), 12688–12700 (2008)
- [11] U. Wallrabe, Axicons et al. - highly aspherical adaptive optical elements for the life sciences, in *2015 Transducers - 2015 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)* (2015), 251–256
- [12] HOLOOR Company, <https://www.holoor.co.il/application/diffractive-axicon-application-notes/>, (Žiūrėta: gegužės 25, 2020)
- [13] R. Drevinskas, M. Beresna, J. Zhang, P. Kazansky, Ultrafast laser-induced metasurfaces for geometric phase manipulation, *Advanced Optical Materials* **5**, 1600575 (2016)

- [14] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. P. Woerdman, Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes, *Physical Review* **45**(11) (1992)
- [15] V. Bagini, F. Frezza, M. Santarsiero, G. Schettini, G. Spagnolo, Generalized Bessel-Gauss beams, *Journal of modern optics* **43**(6), 1155–1166 (1996)
- [16] F. Gori, G. Guattari, C. Padovani, Bessel-gauss beams, *Optics communications* **64**(6), 491–495 (1987)
- [17] G. Indebetouw, Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis, *J. Opt. Soc. Am. A* **6**(1), 150–152 (1989)
- [18] A. Vijayakumar, S. Bhattacharya, Phase-shifted Fresnel axicon, *Opt. Lett.* **37**(11), 1980–1982 (2012)
- [19] G. Hui, P. Mingbo, L. Xiong, M. Xiaoliang, Z. Zeyu, G. Yinghui, L. Xiangang, Super-resolution imaging with a Bessel lens realized by a geometric metasurface, *Opt. Express* **25**(12), 13933–13943 (2017)
- [20] P. García-Martínez, M. M. Sánchez-López, J. A. Davis, D. M. Cottrell, D. Sand, I. Moreno, Generation of Bessel beam arrays through Dammann gratings, *Appl. Opt.* **51**(9), 1375–1381 (2012)
- [21] J. Liang, S. Wu, F. Fatemi, M. Becker, Suppression of the zero-order diffracted beam from a pixelated spatial light modulator by phase compression, *Applied optics* **51**, 3294–304 (2012)
- [22] R. Bowman, N. Muller, X. Zambrana-Puyalto, O. Jedrkiewicz, P. Trapani, M. Padgett, Efficient generation of Bessel beam arrays by means of an SLM, *The European Physical Journal Special Topics* **199**, 159–166 (2011)
- [23] N. Matsumoto, T. Ando, T. Inoue, Y. Ohtake, N. Fukuchi, T. Hara, Generation of high-quality higher-order Laguerre–Gaussian beams using liquid-crystal-on-silicon spatial light modulators, *Journal of the Optical Society of America* **25**(7) (2008)
- [24] C. J. Henderson, B. Robertson, D. G. Leyva, T. D. Wilkinson, D. C. O’Brien, G. Faulkner, Control of a free-space adaptive optical interconnect using a liquid-crystal spatial light modulator for beam steering, *Optical engineering* **44**(7) (2005)
- [25] G. Dearden, Z. Kuang, D. Liu, W. Perrie, S. Edwardson, K. Watkins, Advances in ultra short pulse laser based parallel processing using a spatial light modulator, *Physics Procedia* **39**, 650–660 (2012)

- [26] R. Gattass, E. Mazur, Femtosecond laser micromachining in transparent materials, *Nature Photonics* **2**, 219–225 (2008)
- [27] R. Gattass, *Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation*, Ph.D. thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts (2006)
- [28] L. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *JETP* **47** (1964)
- [29] B. S. Chris, B. André, M. Eric, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Measurement Science and Technology* **12**(11), 1784–1794 (2001)
- [30] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion, M. J. Withford, Investigation of ultrafast laser-photonc material interactions: Challenges for directly written glass photonics, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14**(5), 1370–1381 (2008)
- [31] R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi, *Fundamentals of photonics* (ISBN 978-3-642-23365-4, 4–5, 2012)
- [32] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, K. Hirao, Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser, *Applied Physics Letters* **71**(23), 3329–3331 (1997)
- [33] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses, *Optics Communications* **171**(4-6), 279–284 (1999)
- [34] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, K. Hirao, Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses, *Physical review letters* **91**(24), 247405 (2003)
- [35] C. Hnatovsky, R. Taylor, P. Rajeev, E. Simova, V. Bhardwaj, D. Rayner, P. Corkum, Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica, *Applied Physics Letters* **87**(1), 014104 (2005)
- [36] S. Juodkazis, K. Nishimura, S. Tanaka, H. Misawa, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai, V. T. Tikhonchuk, Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: Evidence of multimegabar pressures, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 166101 (2006)
- [37] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte, C. B. Schaffer, Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials, *MRS Bulletin* **31**(8), 620–625 (2006)

- [38] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, K. Hirao, Writing waveguides in glass with a femto-second laser, *Opt. Lett.* **21**(21), 1729–1731 (1996)
- [39] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, P. P. Rajeev, D. M. Rayner, V. R. Bhardwaj, P. B. Corkum, Fabrication of microchannels in glass using focused femtosecond laser radiation and selective chemical etching, *Applied Physics A: Materials Science & Processing* **84**(1-2), 47–61 (2006)
- [40] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T.-H. Her, J. P. Callan, E. Mazur, Three-dimensional optical storage inside transparent materials, *Opt. Lett.* **21**(24), 2023–2025 (1996)
- [41] R. Meyer, L. Rapp, J. Safioui, L. Furfaro, J. Dudley, F. Courvoisier, in *Stealth dicing with Bessel beams and beyond* (Optical Society of America, 2016)
- [42] M. Sakakura, Y. Lei, L. Wang, Y. Yu, P. G. Kazansky, Ultralow-loss geometric phase and polarization shaping by ultrafast laser writing in silica glass, *Light Sci. Appl.* **9** (2020)
- [43] P. N. Saeta, B. I. Greene, Primary relaxation processes at the band edge of SiO_2 , *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3588–3591 (1993)
- [44] V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. P. Rajeev, C. Hnatovsky, R. S. Taylor, D. M. Rayner, P. B. Corkum, Optically produced arrays of planar nanostructures inside fused silica, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 057404 (2006)
- [45] M. Beresna, *Polarization engineering with ultrafast laser writing in transparent media*, Ph.D. thesis, University of Southampton, Southampton, UK (2012)
- [46] E. Cohen, H. Larocque, F. Bouchard, F. Nejdassattari, Y. Gefen, E. Karimi, Geometric phase from Aharonov–Bohm to Pancharatnam–Berry and beyond, *Nature Reviews Physics* **1** (2019)
- [47] M. J. Escuti, J. Kim, M. W. Kudenov, Controlling light with geometric-phase holograms, *Optics and Photonics News* **27**(2), 22–29 (2016)
- [48] E. Hasman, V. Kleiner, G. Biener, A. Niv, Polarization dependent focusing lens by use of quantized Pancharatnam–Berry phase diffractive optics, *Applied Physics Letters* **82**(3), 328–330 (2003)
- [49] A. Cofré, A. Vargas, F. A. Torres-Ruíz, M. del Mar Sánchez-López, I. Moreno, Geometrical-phase lens based optical system for the spin-splitting of vector beams, *Optics and Lasers in Engineering* **110**, 401–409 (2018)

- [50] R. Drevinskas, P. G. Kazansky, High-performance geometric phase elements in silica glass, *APL Photonics* **2**(6), 066104 (2017)
- [51] A. G. Arun Kumar, *Polarization of Light with Applications in Optical Fibers* (SPIE Press, 2011)
- [52] E. Collett, *Field Guide to Polarization* (SPIE Digital Library, 2005)
- [53] F. Courvoisier, J. Zhang, M. Bhuyan, M. Jacquot, J. M. Dudley, Applications of femto-second Bessel beams to laser ablation, *Applied physics. A, Materials science & processing* **112**, 29 – 34 (2013)
- [54] K. Mishchik, R. Beuton, O. Dematteo Caulier, S. Skupin, B. Chimier, G. Duchateau, B. Chassagne, R. Kling, C. Honninger, E. Mottay, Lopez, J, Improved laser glass cutting by spatio-temporal control of energy deposition using bursts of femtosecond pulses, *Optics Express* **25**(26) (2017)
- [55] R. Meyer, M. Jacquot, R. Giust, J. Safioui, L. Rapp, L. Furfaro, P.-A. Lacourt, J. Dudley, F. Courvoisier, Single shot ultrafast laser processing of high-aspect ratio nanochannels using elliptical Bessel beams, *Optics Letters* **42** (2017)
- [56] J. Dudutis, R. Stonys, G. Račiukaitis, P. Gečys, Glass dicing with elliptical Bessel beam, *Optics and Laser Technology* **111**, 331 – 337 (2019)
- [57] M. Hermans, J. Gottmann, F. Riedel, Selective, laser-induced etching of fused silica at high scan-speeds using KOH, *Journal of Laser Micro / Nanoengineering* **9** (2014)
- [58] S. Kiyama, S. Matsuo, S. Hashimoto, Y. Morihira, Examination of etching agent and etching mechanism on femtosecond laser microfabrication of channels inside vitreous silica substrates, *The Journal of Physical Chemistry C* **113**(27), 11560–11566 (2009)
- [59] A. Crespi, R. Osellame, F. Bragheri, Femtosecond-laser-written optofluidics in aluminoborosilicate glass, *Optical Materials: X* **4**, 100042 (2019)
- [60] C. Ross, D. MacLachlan, D. Choudhury, R. Thomson, Optimisation of ultrafast laser assisted etching in fused silica, *Optics Express* **26**, 24343 (2018), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.26.024343>
- [61] Mathworks inc. Matlab, <https://se.mathworks.com/products/matlab.html>, (Žiūrėta: gegužės 25, 2020)
- [62] K. Iizuka, *Engineering Optics* (Springer Science + Business Media, LLC, 2008)

- [63] Optinio pažeidimo slenksčio nustatymo rezultatai, atlikti įmonėje LIDARIS, <https://www.wophotonics.com/wp-content/uploads/2020/03/LIDT-result-fs-regime.pdf>, (Žiūrėta: gegužės 25, 2020)
- [64] Schott D263t stiklo specifikacijos, https://www.schott.com/advanced_optics/english/products/optical-materials/thin-glass/thin-glass-d-263-t-eco/index.html, (Žiūrėta: gegužės 25, 2020)

BESELIO TIPO PLUOŠTŲ GENERAVIMAS PASLINKTAIS FAZINIAIS AKSIKONAIŠ
PAGAMINTAIS TŪRINIŲ NANOGARDELIŲ PAGRINDU

Santrauka

Atsiradus galingesniems lazeriams, galintiems kontroliuoti ir gaminti įvairių fazės ir intensyvumo skirstinių pluoštus, pradėta tirti, kaip sudėtingesnės formos intensyvūs pluoštai paveikia skaidrias terpes. Kadangi skaidrių medžiagų apdirbime reikalingi pluoštai, kurie formuotų ilgus ir siaurus plazmos kanalus, dažnai minima, jog tam labiausiai tinka nedifraguojantys (invariantiniai) Beselio pluoštai, kurie sklisdami terpe nekeičia savo struktūros ir generuoja kur kas ilgesnį plazmos kanalą, nei Gauso pluoštai. Vienas plačiausiai naudojamų optinių elementų Beselio tipo pluoštams generuoti yra aksikonas, kuris gali veikti kaip refrakcinis ar difrakcinis elementas, holograma ar metapaviršių optinis elementas, tačiau kiekvienas iš skirtingų tipų turi savų trūkumų, susijusių su kokybišku elemento pagaminimu ar pluošto generavimu. Palyginti neseniai atsiradęs tūrinių nanogardelių pagrindu veikiančių pluoštų formavimas leidžia pagaminti optinius elementus, tinkamus didelių galių lazeriniame mikroapdirbime. Tokie elementai gali veikti ir kaip laisvos formos difrakciniai optiniai elementai, skirti formuoti norimos erdvinės struktūros lazerinius pluoštus.

Šio darbo tikslas yra ištirti Beselio tipo pluoštų sklidimą erdvėje bei skaidrioje terpėje, jų generacijai pasitelkiant tūrinių nanogardelių pagrindu veikiančius paslinktos fazės profilio aksikonus. Darbas suskirstytas į šias dalis: skaitmeninis Beselio tipo pluoštų sklidimo modeliavimas su paslinktos fazės profilio aksikonų kaukėmis; eksperimentiškai su geometrinės fazės elementais gautų pluoštų analizė, bei sąveikos su skaidria medžiaga ištyrimas, randant funkcinis medžiagų apdirbimo pritaikymus. Pagrindiniai darbo rezultatai ir išvados yra:

1. Pademonstruotas tūrinių nanogardelių pagrindu sukurtų geometrinės fazės optinių elementų veikimas Beselio tipo pluoštams generuoti su paslinktos fazės profilio aksikonais: gauti aukšto kontrasto unikalių erdviųjų skirstinių pluoštai, glaudžiai sutinkantys su skaitmeninio modeliavimo bei erdviu šviesos modulatoriumi gautais eksperimentiniais rezultatais.
2. Pademonstruotas plono stiklo pjovimas su ketvirčio aksikono fazės ($p = 0.25$) profilio poslinkio GF elementu: sukurti kryptingi įtrūkimai, kurie panaudoti pjaustant 0.5 mm storio stiklą, su gaunamu krašto šiurkštumu $R_a \simeq 0.5 \mu\text{m}$ ir yra tipinės literatūroje minimos krašto kokybės ribose.
3. Erdviškai paslinktos aksikono fazės su $p = 1$ bei $p = 1.25$ periodo dalimis sukuriama dvigubų intensyvumo pikų skirstiniai, kurių geometriją galima didinti parenkant aukštesnę

difrakcinės kaukės erdvinio paslinkimo vertę.

4. Lazeriu indukuotu cheminio ėsdinimo proceso pagalba suformuoti siauri, 10-50 μm pločio, dydžiausio 1:50 pločio ir gylio santykio kauri kanalai 0.5 mm storio stikle, pasiekiant selektyvų 4.5 $\mu\text{m}/\text{h}$ kanalo pločio ėsdinimo greitį. Efektyviausias cheminis ėsdinimas pasiekiamas kanaluose suformuojant mikro įtrūkimus ir taip padidinant cheminės reakcijos sąveikos plotą.
5. Geometrinės fazės optiniai elementai gali būti puiki alternatyva kitiems pluoštų formavimo būdams, tinkantys ir kaip laisvos formos optiniai elementai aukštų galių lazerinio mikroapdirbimo pritaikymuose.

BESSEL TYPE BEAMS GENERATION VIA PHASE SHIFTED AXICONS PRODUCED
USING SPATIALLY DISTRIBUTED VOLUME NANOGRAINGS IN GLASS

Summary

Invariant Bessel beams have greatly attracted interest in transparent material microprocessing applications. The small central peak and elongated focal region of zeroth order Bessel beam provides advantages in machining high aspect ratio volumetric media modifications. One of the mostly used optical elements for such beam generation is an axicon. However, the beam properties critically depend on quality of the optical element itself and any physical irregularities cause in worsening of the beam shaping performance. There are alternative ways of producing Bessel beams, e.g. diffractive optical elements (DOEs) that overcome fabrication problems of glass-made axicons. In this study, the geometric phase optical elements (GPOEs) are demonstrated as high damage threshold polarisation sensitive DOEs with addition custom phase profile modifications in order to show high level capabilities of producing novel Bessel type beams with fanciful intensity patterns suitable for various micromachining applications: asymmetrical central core, multiple peaks with selective distances. Using numerical modeling and experimental verification, high quality performance of GPOEs with practical transparent material micromachining applications is shown.

The aim of this work is to investigate Bessel type beam generation using phase shifted axicons, by applying numerical simulations and comparing experimental data; also, to test beam generation quality of these geometric phase elements by inducing material modifications inside transparent glasses and applying it in practical laser micromachining applications. The main results and conclusions of this work:

1. The demonstration of geometric phase optical elements as modified axicons was shown in order to create new, fanciful Bessel type beams and comparing its generation quality with numerical simulations and experimental results obtained with spatial light modulator provides with a new way for high quality beam shaping optical elements.
2. Practical application of laser micromachining was also demonstrated: with a quarter phase shifted axicon asymmetric Bessel beam is created and such properties are applicable in stealth laser dicing, cutting of thin transparent materials with side quality of $R_a \simeq 0.5$ μm .
3. Other, double intensity peak Bessel type beams are generated and demonstration with additional laser induced chemical wet etching is shown in order to create desirable micro channels in thin glass. Thin channels of 1:50 width/depth ratio are created in 0.5 mm

Schott D263t glass.

4. In comparison with other types of axicons, the GPOEs are a great choice in high quality Bessel type beam shaping with additional level of freedom for creating it as free from optical elements suitable for specific micromachining applications.