

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA**

Audrius Puišys

**BANGOLAIDŽIŲ INTEGRAVIMAS Į LYDYTĄ KVARCĄ
PANAUDOJANT FEMTOSEKUNDINIUS ŠVIESOS IMPULSUS**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas	Audrius Puišys
Darbo vadovas	dr. Domas Paipulas
Recenzentas	dr. Mangirdas Malinauskas
Katedros vedėjas	prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas	3
I. Bangolaidžių integravimo skaidriuose dielektrikuose apžvalga	5
1. Femtosekundinių šviesos impulsų sąveika su skaidriomis terpėmis	5
1.1. Daugiafotonė ir tunelinė fotojonizacija	5
1.2. Griūtinė fotojonizacija	7
1.3. Skaidriųjų terpių modifikavimas	8
1.4. Fiziniai mechanizmai, sukeltantys lūžio rodiklio pokytį. Nanogardelės	9
2. Bangolaidžio skerspjūvio geometrija	12
2.1. Bangolaidžio skerspjūvio asimetrijos problema. Plyšio metodas.....	12
2.2. Tiesioginio lazerinio rašymo būdu suformuotų bangolaidžių tipai	16
3. Ultratrumpais impulsais suformuotų bangolaidžių taikymų sritys ir problematika	17
4. Šviesos sklidimo nuostoliai ultratrumpais impulsais suformuotuose bangolaidžiuose	19
4.1. Beer – Lambert dėsnis. Tipinės sklidimo nuostolių vertės.....	19
4.2. Sklidimo nuostolių koeficiento matavimo metodai	21
4.3. Fabry – Perot interferometrinis metodas	24
II. Bangolaidžių integravimas lydytame kvarce su Yb:KGW lazerine sistema	30
5. Eksperimento schemos	30
6. Rezultatai ir jų aptarimas	33
6.1. Tinkamų technologinių gamybos parametrų paieška	33
6.2. Lūžio rodiklio pokyčio nustatymas	37
6.3. Bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento nustatymas	39
6.4. Bangolaidiniai šakotuvai	46
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	53
Literatūra	53
Santrauka.....	59
Summary	60

Išvadas

Pastaruoju metu skaidrių dielektrinių medžiagų, tokių kaip lydytas kvarcas, apdirbimas panaudojant femtosekundinės trukmės lazerinius šviesos impulsus tampa vis daugiau dėmesio sulaukiančia ir nuolatos augančia mokslinių tyrimų ir optinių technologijų sritimi [1]. Tai lėmė šiuolaikinės ultratrumpųjų impulsų lazerinės sistemos, priklausomai nuo spinduliuotės parametru leidžiančios praktiškai be terminių efektų formuoti paviršines bei tūrines mikrometrinių matmenų medžiagos modifikacijas, iš kurių didžiausias dėmesys skiriamas trimačiam tolygiam medžiagos lūžio rodiklio pokyčiui, dvejopo lūžio sričių indukavimui bei tūrinių mikrokanalų formavimui kartu su femtosekundine spinduliuote panaudojant cheminį medžiagos ėsdinimą [2].

Visos šios mikrometrinių matmenų medžiagos modifikacijos turi didelį potencialą jas pritaikant mikrooptikos, telekomunikacijų, biofotonikos ir trimačio duomenų saugojimo srityse [3], taip pat didelis dėmesys skiriamas šių modifikacijų išnaudojimui manipuluojant mikroskysčiais, įvairių sensorių ir daugiafunkcinių mikrodarinių (angl. *lab-on-a-chip*, *LOC*) formavimui.

Tokiuose dariniuose šviesos transportavimo funkciją atlieka medžiagos tūryje integruoti bangolaidžiai, suformuoti išnaudojant lydyto kvarco lūžio rodiklio padidėjimą, jį paveikus femtosekundine lazerio spinduliuote (*I tipo* modifikacijas). Tačiau, formaliai remiantis moksline literatūra, griežtai tokio tipo modifikacijas galima suformuoti tik naudojant šviesos impulsus, kurių trukmė neviršija 200 fs [4], pvz. naudojant titano safyro pagrindu veikiančias sistemas, kurių tipinė impulsų trukmė siekia 100 fs ir mažiau. Todėl bangolaidinių struktūrų integravimas į lydytą kvarcą panaudojant subpikosekundinės trukmės lazerinius impulsus yra ypač problematiškas ir delikatus uždavinys – tokios spinduliuotės ir medžiagos sąveika dažniausiai pasireiškia optiniu medžiagos pažeidimu arba *II tipo* modifikacijų (dvejomu šviesos lūžiu pasižyminčių sričių) formavimusi, o tokiu būdu suformuoti bangolaidžiai pasižymi dideliais šviesos sklidimo nuostoliais.

Visgi, viena pagrindinių femtosekundinio lazerinio mikroapdirbimo problemų yra susijusi su vis dar prastai (netiksliai) charakterizuotomis gamybos parametru vertėmis, kurios reikalingos konkretaus tipo modifikacijai lydytame kvarce suformuoti, šių gamybos „langų“ siaurumu bei rezultatų atsikartojamumu [3]. Taip pat egzistuoja pavienių mokslinių publikacijų, skelbiančių apie galimybę lydytame kvarce formuoti mažais sklidimo nuostoliais (< 1 dB/cm) pasižyminčius bangolaidžius su pikosekundinės trukmės impulsais [5], galimai formuojant *II tipo* modifikacijas. Todėl atsiranda sąlygos daryti prielaidą, jog vis dėlto egzistuoja galimybė kokybiškus (pasižyminčius mažais sklidimo nuostoliais ir potencialiai *I tipo* modifikacija) bangolaidžius lydytame kvarce formuoti ir ilgesniais nei 300 fs trukmės impulsais, apeinant visuotinai priimtą 200 fs apribojimą.

Šio darbo tikslas – panaudojant tiesioginio lazerinio rašymo technologiją ir „Pharos“ lazerinę sistemą, generuojančią 320 fs trukmės femtosekundinius šviesos impulsus, ištirti bangolaidžių integravimo į lydyto kvarco tūrį galimybes.

Darbo uždaviniai:

- nustatyti optimalius bangolaidžių gamybai reikalingus parametrus: lazerinės spinduliuotės impulso energiją, bandinio transliavimo greitį (impulsų linijinį tankį) bei lazerinio pluošto fokusavimo geometrinius parametrus, užtikrinančius apskritiminį bangolaidžio skerspį;
- parinkus optimalius bangolaidžių gamybos parametrus, nustatyti esminius bangolaidžių charakterizuojančius parametrus – femtosekundinių impulsų sukeltą lydyto kvarco lūžio rodiklio pokytį bei tipines šviesos sklidimo tokiomis struktūromis nuostolių vertes, t.y. silpimo koeficientą (angl. *attenuation coefficient*);
- bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficientą ištirti panaudojant keletą metodų – tiriant šviesos intensyvumo evoliuciją skirtingo ilgio bangolaidžiuose (angl. *cut-back method*) ir Fabry – Perot interferometrinį metodą bei palyginti šių metodų privalumų ir trūkumų įtaką interpretuojant gautus matavimo rezultatus;
- išnaudoti optimalius bangolaidžių gamybos parametrus funkcinių bangolaidinių darinių formavimui – Y tipo bangolaidiniams šakotuvams (angl. *Y splitters*) bei šakotuvams, paremiams bangolaidžių modų susiejimu (angl. *couplers*).

I. Bangolaidžių integravimo skaidriuose dielektrikuose apžvalga

1. Femtosekundinių šviesos impulsų sąveika su skaidriomis terpėmis

Skaidriųjų terpių draustinės juostos plotis yra didelis, todėl regimosios srities fotono energijos nepakanka norint skaidrios terpės elektroną perkelti iš valentinės į laidumo juostą. Būtent dėl šios priežasties medžiagos ir yra skaidrios. Tačiau į skaidrią terpę sufokusavus femtosekundinius šviesos impulsus, dėl itin didelio spinduliuotės intensyvumo sukeltos netiesinės sugerties medžiagoje įmanoma sukelti mikrometrų eilės dydžio jos struktūros pakitimus [6] su modifikuotomis optinėmis savybėmis [7].

Šiuolaikinės lazerinės sistemos gali lengvai generuoti 10^{13} W/cm² eilės smailinio intensyvumo šviesos impulsus, kurių pakanka netiesinei spinduliuotės ir medžiagos sąveikai inicijuoti. Netiesinei sugerčiai prasidėjus, po keletos pikosekundžių lazerinės spinduliuotės sužadinti elektronai savo energiją perduoda kristalinei medžiagos gardelei ir sukelia ilgalaikius medžiagos struktūros pakitimus. Nors tokia lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveika dar nėra visiškai suprata, tačiau visą sąveikos procesą vis dėlto galima suskirstyti į tris pagrindinius žingsnius: laisvųjų elektronų plazmos medžiagoje generavimą daugiafotonės, tunelinės ar griūtinės jonizacijos būdu, energijos relaksaciją bei medžiagos modifikavimą [6].

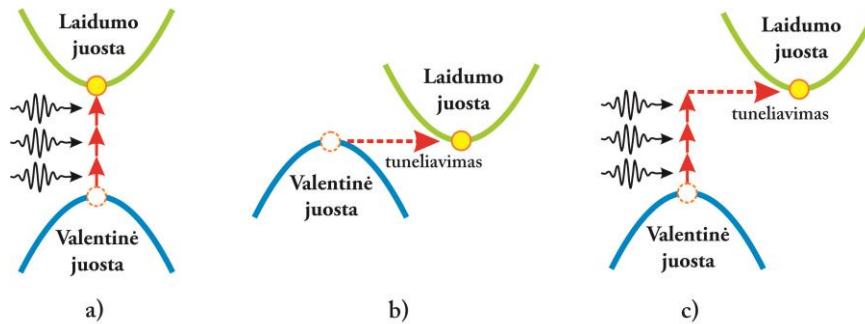
1.1. Daugiafotonė ir tunelinė fotojonizacija

Kaip jau minėta, sufokusuotų femtosekundinių šviesos impulsų, kurių bangos ilgis priklauso regimajai arba artimajai infraraudonajai sričiai, fotono energija yra nepakankama, jog galėtų vykti tiesinė šviesos ir skaidrios terpės sąveika. Todėl valentiniai medžiagos elektronai į laidumo juostą patenka dėl netiesinės fotojonizacijos, kuri, priklausomai nuo lazerinės spinduliuotės dažnio ir intensyvumo, pasireiškia kaip *daugiafotonė* ar *tunelinė fotojonizacija* [6], arba šių mechanizmų kombinacija.

Daugiafotonė fotojonizacija (sugertis) vyksta elektronams, esantiems valentinėje medžiagos juostoje, patenkant į medžiagos laidumo juostą dėl vienu metu sugeriamų keleto lazerinės spinduliuotės fotonų (*I pav., a*). Fotonų skaičius m , reikalingas daugiafotonei sugerčiai įvykti, turi tenkinti šią sąlygą:

$$m h \nu > E_g, \quad (1.1.1)$$

čia h yra Planko konstanta, ν yra šviesos dažnis, o E_g – medžiagos draustinės juostos plotis.



1 pav. Principinės diagramos, vaizduojančios netiesinės sąveikos mechanizmus:

a) daugiafotonę sugertį; **b)** tuneliavimą; **c)** daugiafotonės sugerties ir tuneliavimo kombinaciją.

Augant lazerinės spinduliuotės intensyvumui, medžiagoje pradeda reikštis ir tunelinė fotojonizacija (**1 pav., b**). Tokiu atveju stiprus lazerinės spinduliuotės elektromagnetinis laukas taip iškreipia medžiagos energetinių lygmenų struktūrą, jog sumažėja potencialio barjero, reikalingo elektronui pereiti į laidumo juostą, vertė – elektronas į laidumo medžiagos juostą gali patekti tuneliavimo būdu [6].

Koks sugerties tipas vyrauja medžiagoje (daugiafotonė ar tunelinė sugertis), apibūdina Keldyšo parametras:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}}, \quad (1.1.2)$$

čia ω atitinka lazerinės spinduliuotės dažnį, m_e ir e – elektrono efektyvą (redukuotą) masę bei jo krūvį, c – šviesos greitį, n – medžiagos lūžio rodiklį, ε_0 – vakuumo dielektrinę skvarbą, o E_g bei I atitinka dielektrinės medžiagos draustinės juostos plotį ir lazerinės spinduliuotės intensyvumą. Jei $\gamma \ll 1,5$, tai medžiagoje vyrauja tunelinė fotojonizacija, o jei $\gamma \gg 1,5$, dominuoja daugiafotonė fotojonizacija [6].

Tunelinės fotojonizacijos procesas vyrauja, kai lazerinės spinduliuotės osciliacijos dažnis yra gana žemas. Tokiu atveju medžiagos energetinių lygmenų struktūra iškreipiama pakankamą laiko tarpą, jog elektronui pakaktų laiko tuneliniu būdu patekti į laidumo juostą. O jei lazerinės spinduliuotės dažnis yra didelis (t.y. $\gamma \ll 1,5$), elektrono tuneliavimo tikimybė smarkiai sumažėja ir medžiagoje vyrauja daugiafotonė fotojonizacija [8].

Lydytą kvarcą (SiO_2), kurio draustinės juostos plotis yra didelis ($E_g = 7,5 \text{ eV}$), paveikus šiame darbe naudojama 1030 nm bangos ilgio spinduliuote, kurios intensyvumas artimas lazerinio pažeidimo slenksčiui (10^{14} W/cm^2), Keldyšo parametro vertė $\gamma \approx 1$. Tai reiškia, jog šiuo atveju nėra vieno dominuojančio sugerties mechanizmo – vienu metu vyksta abu procesai: tiek daugiafotonė, tiek tunelinė fotojonizacija (**1 pav., c**).

1.2. Griūtinė fotojonizacija

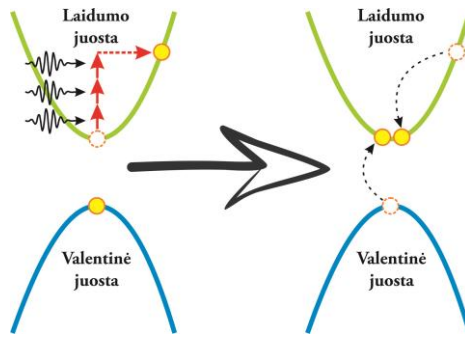
Jei netiesinė fotojonizacija būtų vienintelis sugerties skaidriose medžiagose mechanizmas, dėl fotono sugerties priklausomybės nuo medžiagos draustinės juostos pločio slenkstinė optinio pramušimo vertė taip pat stipriai priklausytų nuo šio medžiagos parametro. Tačiau praktiškai beveik nestebima slenkstinės energijos priklausomybė nuo medžiagos draustinės juostos pločio, nes iš tiesų sąveikos metu veikia dar vienas mechanizmas – *griūtinė jonizacija*, kurios sparta nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo priklauso tiesiškai. Būtent dėl šios menkos slenkstinio medžiagos pramušimo intensyvumo priklausomybės nuo medžiagos draustinės juostos pločio femtosekundiniai šviesos impulsai gali būti pritaikomi įvairių medžiagų, netgi pasižyminčių dideliu draustinės juostos pločiu, tokių kaip lydytas kvarcas, apdirbimui [6].

Elektronai, esantys laidumo juostoje, taip pat gali sugerti į dielektrinę medžiagą krintančius fotonus (lazerio spinduliuotę). Elektronui tokiu būdu sugėrus keletą fotonų, jo energija gali viršyti medžiagos draustinės juostos tarpo energiją. Toks “karštasis elektronas” gali sąveikauti su medžiagos kristaline gardele ir smūginės jonizacijos būdu perduoti dalį savo energijos kitam elektronui, esančiam valentinėje medžiagos juostoje. Tokio proceso rezultatas – du elektronai laidumo juostos minimume (*2 pav.*). Kol medžiagą veikianti lazerinė spinduliuotė yra pakankamai intensyvi, procesas gali kartotis – kiekvienas laidumo juostoje esantis elektronas, sugėręs pakankamą skaičių fotonų, smūginės jonizacijos būdu gali sukurti papildomą elektroną laidumo juostoje. Taigi, vyksta grandininė reakcija – griūtinė fotojonizacija, kurios metu elektronų skaičius medžiagos laidumo juostoje auga eksponentiškai [6].

Griūtinės fotojonizacijos procesui prasidėti reikalingas tam tikras pradinis elektronų, esančių laidumo juostoje, skaičius. Šie pradiniai elektronai laidumo juostoje gali atsirasti dėl daugiafotonės, tunelinės jonizacijos arba dėl medžiagoje esančių priemaišų ir defektų, didinančių pradinę elektronų koncentraciją laidumo juostoje [9].

Žinoma, jog griūtinės fotojonizacijos indėlis į lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveiką didesnis esant ilgesniems lazerinės spinduliuotės impulsams bei medžiagoms, pasižyminčioms dideliu draustinės energijos juostos pločiu, tokioms kaip safyras ar lydytas kvarcas [10].

Dėl griūtinės jonizacijos elektronų tankis medžiagos laidumo juostoje auga tol, kol susiformavusios elektronų plazmos virpėjimo dažnis pasiekia lazerinės spinduliuotės dažnį. Pasiekus šį tašką, elektronų plazma pradeda stipriai sugerti į ją krintančios lazerinės spinduliuotės energiją. Pavyzdžiui, 1 μm bangos ilgio spinduliuotei šis plazmos virpėjimo dažnis susilygina su lazerinės spinduliuotės dažniu, kai plazmą sudarančių elektronų tankio eilė pasiekia 10^{21} cm^{-3} .



2 pav. Principinė griūtinės fotojonizacijos schema.

Šis laisvųjų elektronų tankis vadinamas kritiniu. Pasiekus šią tankio vertę, susidariusi plazma atspindi tik keletą procentų į medžiagą krentančios lazerinės spinduliuotės energijos, o visa likusi energijos dalis sugeriama. Paprastai laikoma, jog optinis medžiagos pramušimas įvyksta laisvųjų elektronų tankiui pasiekus šią kritinę vertę, o stiklams tipinis lazerinės spinduliuotės intensyvumas, sukeliantis optinį pramušimą, siekia 10^{13} W/cm² ir mažėja naudojant vis trumpesnius impulsus [6].

1.3. Skaidriųjų terpių modifikavimas

Medžiagą veikiant femtosekundiniais lazerio impulsais, energijos sugerties procesų trukmė yra mažesnė už energijos perdavimo kristalinei medžiagos gardelei trukmę (dešimtys pikosekundžių). Tokiu būdu galima laikyti, jog energijos sugerties ir kristalinės gardelės kaitimo procesai yra atskirti vienas nuo kito [10]. Kadangi trumpesniems lazeriniams impulsams reikia mažesnės energijos, norint pasiekti šviesos intensyvumą, reikalingą lazeriniam pažeidimui sukelti, o energijos sugerties ir gardelės kaitimo procesai yra atskirti vienas nuo kito, ultratrumpieji (femtosekundiniai) šviesos impulsai atveria kelią ypač tiksliam medžiagos apdirbimui lazerine spinduliuote.

Mokslinėje literatūroje plačiai priimta, jog femtosekundinių šviesos impulsų inicijuota netiesinė fotojonizacija ir griūtinė elektronų jonizacija yra atsakinga už laisvųjų elektronų plazmos sukūrimą medžiagoje. O nutraukus lazerinės spinduliuotės poveikį medžiagai ir laisviesiems elektronams savo energiją perdavus medžiagos kristalinei gardelei, gali inicijuotis medžiagos modifikavimo mechanizmai.

Priklausomai nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo, pasiekiamo sąveikos su medžiaga metu, išskiriami trys populiariausi skaidriųjų terpių modifikavimo tipai: 1) tolygus medžiagos lūžio rodiklio pokytis (*I tipo* modifikacija); 2) indukuota dvejopai šviesą laužianti sritis (nanogardelės) (*II tipo* modifikacija, dažniausiai stebima lydytame kvarce); 3) mikrosprogimų medžiagoje nulemtos tuščiavidurės mikroertmės (*III tipo* modifikacija) [6].

Modifikacijos rūšis ir jos sąlygotas medžiagos savybių pakitimas stipriai priklauso tiek nuo lazerinės spinduliuotės ir gamybos parametrų (šviesos impulso energijos, impulso trukmės, impulsų pasikartojimo dažnio, šviesos bangos ilgio, poliarizacijos, lazerinei spinduliuotei sufokusuoti naudojamo lęšio skaitinės apertūros, bandinio transliavimo greičio), tiek ir nuo pačios medžiagos fizikinių savybių (draustinės juostos pločio, šiluminio laidumo ir kt.). Todėl, naudojant konkrečią lazerinę sistemą, ne visada yra lengva nuspėti, kokio tipo modifikacijas įmanoma suformuoti, o optimalių, konkrečiam modifikacijos tipui tinkamiausių spinduliuotės parametrų tenka ieškoti eksperimentiniu būdu.

Visgi, šiame darbe modifikuojama medžiaga – lydytas kvarcas – yra viena populiariausių ir labiausiai paplitusių optinių elementų gamybai naudojama žaliava, tad mokslinės literatūros, aptariančios lydyto kvarco optines ir fizikines savybes, yra apstu. O dauguma femtosekundinių impulsų ir lydyto kvarco sąveikos tyrimų, atliktų naudojant titano safyro pagrindu veikiančias lazerines sistemas, leidžia apytiksliai įvertinti intensyvumus, pasiekiamus lęšio židinyje, kuriems esant lydytame kvarce formuojamos konkretaus tipo modifikacijos. Pavyzdžiui, fokusuojant 800 nm bangos ilgio impulsus, kurių trukmė siekia mažiau nei 100 fs, su lęšiu, kurio skaitinė apertūra $NA = 0,65$ (ši vertė praktiškai sutampa su šiame darbe naudojamo lęšio skaitine apertūra), vienalytis lydyto kvarco lūžio rodiklio pokytis stebimas esant 40 – 200 TW/cm^2 intensyvumui (4 – 20 J/cm^2 spinduliuotės energijos tankiui). *II tipo* modifikacijos atsiranda, kai intensyvumas siekia 200 – 600 TW/cm^2 (20 – 60 J/cm^2), o mikroertmės, kai intensyvumas viršija 600 TW/cm^2 ($> 60 J/cm^2$) [9,11]. Šiame darbe smailinis spinduliuotės intensyvumas lęšio židinyje nesiekė verčių, reikalingų mikroertmių susidarymui, todėl toliau apie *III tipo* modifikacijas šiame darbe nebus kalbama.

1.4. Fiziniai mechanizmai, sukeltantys lūžio rodiklio pokytį. Nanogardelės.

Fiziniai mechanizmai, atsakingi už lydyto kvarco pakitusios lūžio rodiklio srities susidarymą, dar nėra visapusiškai suprasti, tačiau yra pasiūlyta keletas pagrindinių, eksperimentiniais rezultatais grindžiamų modelių, galinčių iš dalies paaiškinti šio tipo modifikacijų susidarymą.

Vienas šių modelių – spalvinių centrų (defektų) modelis. Jis remiasi eksperimentiniu faktu, jog femtosekundiniais impulsais paveiktoje skaidrios terpės srityje formuojasi defektai, pasižymintis naujomis nebūdingomis spektrinėmis sugerties linijomis [12]. Terpės lūžio rodiklį galima sėkmingai aprašyti kompleksinių skaičių teorijos rėmuose, kur realioji kompleksinio skaičiaus dalis aprašo patį lūžio rodiklio dydį, o menamoji – terpės sugertį. Šiuos dydžius vienareikšmiškai sieja Kramerso – Kronigo sąryšis [13], kuris teigia, jog terpės sugerties pokyčiai

neišvengiamai sąlygoja ir tos terpės lūžio rodiklio pokyčius. Tad ir naujai atsiradusios spektrinės sugerties linijos, sąlygotos defektų, lemia terpės lūžio rodiklio (lūžio rodiklio dispersijos kreivės) pokyčius. Pačių optinių defektų atsiradimo mechanizmas, terpę veikiant femtosekundine spinduliuote, nėra visiškai aiškus, tačiau manoma, jog jie atsiranda relaksuojant skaidrios terpės ir lazerinės spinduliuotės sąveikos metu susidarantiems surištiesiems eksitonams (angl. *self-trapped excitons*, STE) [14] (tipinės tokių darinių relaksacijos trukmės po optinio sužadavimo siekia dešimtis pikosekundžių). Surištojo eksitono susidarymą lydi stiprios lydyto kvarco lokalsios kristalinės gardelės deformacijos, susilpninančios lydytą kvarcą sudarančių silicio ir deguonies atomų cheminius ryšius ir formuojančios struktūras, kuriose deguonies atomai turi nesuporuotus valentinius elektronus [1]. Iš tokiu būdu susiformuojančių defektų galima išskirti optiškai aktyvias diamagnetines deguonies vakancijas (angl. *oxygen-deficiency centers*, ODC), paramagnetinius E' centrus (nesuporuotą elektroną šiuo atveju turi silicio atomas) ir bene dažniausiai lydytame kvarce aptinkamus defektus, vadinamus nesurištaisiais deguonies – skylės centrais (angl. *non bridging oxygen hole centers*, NBOHC). Tačiau mokslinėje literatūroje spalviniai centrai (defektai) yra priskiriami prie nestabilaus pobūdžio modifikacijų – dauguma jų gali būti pašalinami bandinį atkaitinus iki 400 °C, kai tuo tarpu dalinis lūžio rodiklio pokytis išlieka bandinį atkaitinus net iki 900 °C temperatūros [15]. Tad akivaizdu, jog vien defektų modeliu stebimo lydyto kvarco lūžio rodiklio padidėjimo paaiškinti negalima.

Kitas lydyto kvarco lūžio rodiklio pokytį siekiantis paaiškinti modelis remiasi termiškai indukuoto medžiagos sutankėjimo idėja [2]. Medžiagą veikiantis femtosekundinis lazerio impulsas lęšio židinio aplinkoje gali įkaitinti medžiagą iki temperatūros, reikalingos jos faziniam virsmui įvykti. Nutraukus lazerinės spinduliuotės poveikį, medžiagos sritis židinio aplinkoje sparčiai aušta (tipinės temperatūros gali siekti kelis tūkstančius K, o charakteringos relaksacijos trukmės $> 1 \mu\text{s}$ [9]), o sparti aušimo dinamika sąlygoja nevienalytį medžiagos aušimo pobūdį ir atitinkamai medžiagos tankio ir lūžio rodiklio variacijas. Lydytas kvarcas, skirtingai nei daugelis stiklų, pasižymi įdomia anomalaus sutankėjimo savybe, t.y. pakėlus jo temperatūrą, medžiagos tankis šiek tiek padidėja. Jei esant tokiai būsenai medžiaga staiga atšaldoma, už padidėjusį tankį ir lūžio rodiklį atsakinga vidinė lydyto kvarco struktūra yra „iššaldoma“ ir padidėjęs lūžio rodiklis toje srityje išlieka. Anomalus lydyto kvarco sutankėjimas, jį paveikus femtosekundine spinduliuote, stebimas ir tokį modifikuotomis savybėmis pasižymintį kvarcą analizuojant Ramano spektroskopiniais metodais [16]. Paprastai lydytame kvarce dominuoja iš silicio ir deguonies atomų sudaryti penkių ir šešių narių žiediniai dariniai. Tačiau paveiktose srityse stebimas šių žiedinių narių koncentracijos sumažėjimas ir trijų bei keturių žiedinių narių koncentracijos padidėjimas, lemiantis silicio dioksido molekulinio ryšio kampo sumažėjimą ir stiklo sutankėjimą. O stiklo sutankėjimas vienareikšmiškai keičia fizines ir optines medžiagos savybes ir sąlygoja lūžio rodiklio padidėjimą.

Taip pat, siekiant paaiškinti lydyto kvarco lūžio rodiklio pokytį, būtų galima paminėti ir deformacinį modelį, kuriuo remiantis laikoma, jog medžiagos vidinės atominės struktūros pokyčius ir tuo pačiu lūžio rodiklio pokytį lemia medžiagos sąveikos su femtosekundiniu impulsu metu susidaranti akustinė (smūginė) banga, kurių egzistavimas stebimas ir eksperimentiškai [17]. Kaip buvo minėta šio darbo pradžioje, femtosekundiniu impulsu sugeneruoti laisvieji elektronai relaksuoja labai sparčiai (per keletą pikosekundžių) ir savo energiją perduoda medžiagos kristalinei gardelei. Gardelė dėl to staiga įkaista ir lazerio veikiamoje medžiagos srityje susiformuoja termoelastinis įtempis. Relaksuojant pačiam įtempimui, sukuriama akustinė banga, kurios sklisdamos medžiaga, joje sukuria nevienalytes tankio variacijas ir atitinkamai lūžio rodiklio pokyčius. Taip pat nevienalytes tankio variacijas lydi įtempio laukas periferinėje, lazerio nepaveiktoje medžiagos srityje, kurį dėl atsirandančio dvejopalauiškumo galima stebėti poliarizuojančiu mikroskopu [9].

Realiai lydyto kvarco lūžio rodiklio padidėjimo priežastis, tikriausiai, slypi visuose išvardintuose, vienas kitą papildančiuose mechanizmuose. Tačiau mokslinėje literatūroje, kalbant apie lydytame kvarce formuojamus optinius integrinius elementus ir už jų veikimą atsakingą lūžio rodiklio pokytį, dažniausiai dėmesys skiriamas anomaliam lydyto kvarco sutankėjimui dėl terminio spinduliuotės poveikio.

Verta paminėti faktą, jog mokslinėse publikacijose laikoma, jog tolygų lydyto kvarco lūžio rodiklio pokytį, t.y. griežtai I tipo modifikaciją galima suformuoti naudojant tik šviesos impulsus, kurių trukmė mažesnė nei 200 fs [4]. Naudojant ilgesnius impulsus (pavyzdžiui, šiame darbe naudojamų impulsų trukmė siekia 320 fs), lazerio paveiktoje lydyto kvarco srityje vienu metu teoriškai formuojasi tiek I, tiek II tipo modifikacijos. Kaip jau buvo minėta, II tipo modifikacijos išsiskiria dvejopu šviesos lūžimo efektu, todėl jas galima lengvai identifikuoti mikroskopu, bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių: bandinį praėjusios tiesiškai poliarizuotos šviesos el. lauko vektoriaus orientacija dėl modifikacijos dvejopalauiškumo pakinta (pasisuka), tad dalis jos pro sukryžiuotus poliarizatorius praeina ir juodame fone stebimas II tipo modifikacijų „švytėjimas“. Ši unikali II tipo modifikacijų savybė priskiriama lazerio paveiktoje srityje dėl plasmoninių efektų susiformuojančioms periodinėms struktūroms, taip vadinamoms „nanogardelėms“ (angl. *nanogratings*) [18]. Tinkamai parinkus lazerinės spinduliuotės parametrus, nanogardelę sudarančių nanoplokštumų periodas gali siekti net dešimtis nanometrų. Svarbus eksperimentinis faktas yra tai, jog nanogardelę sudarančių nanoplokštumų orientacija visuomet yra statmena joms suformuoti naudojamam lazerio pluošto (impulso) poliarizacijai, o nanogardelių orientacija išsilaiko net ir makroskopiniais atstumais [1]. Lydytame kvarce gaminant bangolaidžius nanogardelių formavimasis paprastai yra nepageidaujamas efektas, nes kitu atveju dėl gardelių dvejopalauiškumo bangolaidžių savybės gali priklausyti nuo jais sklindančios šviesos poliarizacijos (šis efektas, žinoma, nėra iš esmės neigiamas, jį galima išnaudoti formuojant šviesos

poliarizacija manipuliuojančius integruotus fotoninius darinius). Tačiau priežastis, kodėl nanogardelių susidarymas neigiamai veikia bangolaidžio savybes, yra kur kas paprastesnė – nanomatmenų dariniai (nanoplokštumos) žymiai padidina šviesos sklaidą ir atitinkamai šviesos sklidimo nuostolius tokiuose femtosekundiniais impulsais lydytame kvarce suformuotuose bangolaidžiuose. Šį teiginį pagrindžia eksperimentiniai rezultatai, kai bangolaidžius gaminant su apskritiminės poliarizacijos lazerio pluoštu, dėl sumažėjusio nanogardelių formavimosi efektyvumo, bangolaidžių nuostoliai gali būti net du kartus mažesni lyginant su bangolaidžiais, pagamintais su tiesiškai poliarizuotu lazerio pluoštu [19].

2. Bangolaidžio skerspjūvio geometrija

2.1. Bangolaidžio skerspjūvio asimetrijos problema. Plyšio metodas

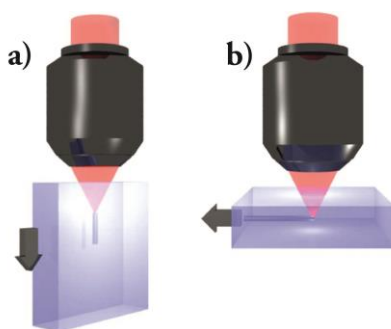
Panaudojant femtosekundinius impulsus, optiniai elementai skaidrios medžiagos tūryje formuojami pasitelkiant tiesioginio lazerinio rašymo technologiją – į bandinio tūrį sufokusuotas lazerio pluoštas yra transliuojamas (skenuojamas) atkartojant norimo suformuoti darinio geometriją. Iš tiesų dėl praktinių sumetimų (siekiant pozicionavimo tikslumo) dažniausiai sufokusuotas pluoštas laikomas stacionarioje pozicijoje, o fotoniniai elementai ar medžiagos modifikacijos formuojamos pluošto atžvilgiu transliuojant patį bandinį, panaudojant bandinio pozicionavimo sistemą.

Skaidrioje terpėje formuojant bangolaidžius, galima išskirti du įrašinėjimo (bandinio transliavimo) metodus: išilginį, kai bandinys lazerio pluošto sklidimo krypties atžvilgiu transliuojamas išilgai, ir skersinį, kai bandinys transliuojamas statmenai pluošto sklidimo kryptčiai (**3 pav.**). Pasitelkiant išilginį metodą, suformuotos lūžio rodiklio modifikacijos skerspjūvio dydį (bangolaidžio skerspjūvį) tiesiogiai lemia lazerio pluošto dėmės, į kurią gali būti sufokusuotas lazerio pluoštas, dydis, kuris, fokusuojant plokščio bangos fronto Gauso pluoštą, neatsižvelgiant į pluoštą fokusuojančios optikos aberacijas, gali būti išreikštas taip [6]:

$$2\omega_0 = \frac{2\lambda f}{\pi W(f)} \approx \frac{2\lambda}{\pi \text{NA}}, \quad (2.1.1)$$

čia ω_0 yra pluošto sąsmaukos radiusas lęšio židinio plokštumoje $1/e^2$ intensyvumo lygyje, λ – fokusuojamos lazerio spinduliuotės bangos ilgis, f – pluoštui sufokusuoti naudojamo lęšio židinio nuotolis, $W(f)$ – pluošto spindulys ant lęšio $1/e^2$ intensyvumo lygyje, NA – lęšio skaitinė apertūra ($\text{NA} = n \times \sin \theta$; čia θ yra lęšio fokusavimo kampas, apibrėžiamas kaip šviesos suformuoto kūgio puskampis, o n – terpės, kurioje yra židinio vieta, lūžio rodiklis).

Išilginiu metodu suformuotų bangolaidžių skerspjūvis dėl įgimtos lazerio pluošto ašinės simetrijos taip pat yra simetrinis. Tačiau tokiu būdu suformuotų bangolaidžių ilgį riboja spinduliuotei sufokusuoti naudojamo lęšio ar objektyvo darbinis nuotolis (apytiksliai židinio nuotolis), kuris paprastai siekia keletą milimetrų [1]. Be to, begaminant bangolaidį, lazerio pluoštas nuolatos fokusuojamas skirtingame bandinio gylyje – nuolatos kinta dėl pluošto fokusavimo per bandinio paviršių atsirandančios sferinės aberacijos įtaka lazerio pluoštui [20]. Dėl to nuolatos keičiasi šviesos elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas lęšio židinyje ir lūžio rodiklio modifikacijos geometrinė forma. Dėl šių trūkumų praktikoje naudojamas kur kas universalesnis skersinio įrašinėjimo metodas.



3 pav. Išilginė (a) ir skersinė (b) bangolaidžių formavimo geometrija skaidrios terpės tūryje. Pilkos strėlės žymi bandinio transliavimo kryptį lazerio pluošto atžvilgiu [1].

Naudojant skersinę bangolaidžio įrašinėjimo geometriją, jo ilgio neribojama lęšio darbinis nuotolis, todėl įmanoma formuoti kur kas sudėtingesnes ir fiziškai didesnes fotonines struktūras, tačiau atsiranda kita esminė, funkcionuojančių bangolaidžių gamybą apsunkinanti problema – nepageidaujama suformuotos modifikacijos (bangolaidžio) skerspjūvio radialinė asimetrija, kuri dėl dalinai neišpildomos visiško vidaus atspindžio sąlygos aplink visą bangolaidžio perimetrą apsunkina Gauso (simetrinės) modos sklidimą tokiu bangolaidžiu, taip sąlygoja papildomus sklidimo nuostolius, bangolaidžio savybių priklausomybę nuo juo sklindančios šviesos poliarizacijos ir prastą suderinamumą su komerciškai prieinamais tradiciniais simetrinio skerspjūvio lydyto kvarco šviesolaidžiais, bandant šviesą įvesti ar išvesti iš skaidrios medžiagos tūryje suformuoto bangolaidinio tinklo.

Jei tarsime, jog lazerio pluoštas sklinda Z ašies kryptimi (**4 pav., a**), tai bangolaidžio skerspjūvio dydį Y kryptimi (jei bandinys transliuojamas X ašies kryptimi) arba X ašies kryptimi (jei bandinys transliuojamas Y ašies kryptimi) galima aprašyti ta pačia (2.1.1) išraiška, tačiau šį kartą skerspjūvio dydis Z ašies kryptimi, lyginant su atitinkamai Y ar X ašimi, bus skirtingas. Šis dydis paprastai apibrėžiamas konfokaliniu parametru, lygiu dvigubam Reilėjaus ilgiui (atstumui, ties kuriuo ašinis pluošto intensyvumas, lyginant su pluošto sąsmaukos padėtimi, sumažėja du kartus):

$$2z_R = 2 \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} n. \quad (2.1.2)$$

Palyginus (2.1.1) ir (2.1.2) išraiškas galima pastebėti, jog šią asimetriją galima įveikti, kai sufokusuoto lazerio pluošto dėmės spindulio vertė bus lygi $\lambda / (\pi n)$. Ši sąlyga gali būti išpildyta tik tuomet, kai lęšio ar objektyvo skaitinės apertūros vertė bus lygi terpės, kurioje formuojamas bangolaidis, lūžio rodikliui ($NA = n$). Šiame darbe naudojamo lydyto kvarco lūžio rodiklis apytiksliai siekia 1,45, o tokia didelė skaitinės apertūros vertė pasižymi tik brangūs, mažo darbinio nuotolio imersiniai objektyvai. Net ir patenkinus simetrijos sąlygą su imersiniu objektyvu, suformuoto bangolaidžio skerspjuvis tampa labai mažas – artimas vienam mikrometrui ar net mažiau. Be to, reikia paminėti, jog femtosekundiniais impulsais sukeltas lūžio rodiklio prieaugis lydytame kvarce yra sąlyginai nedidelis ir paprastai siekia iki ~0,5 % originalios lydyto kvarco lūžio rodiklio vertės [6]. O mažas bangolaidžio diametras kartu su maža lūžio rodiklio kontrasto verte lemia prastą fundamentinės Gauso modos lokalizaciją bangolaidyje – dėl didelių nuostolių bangolaidinį efektą realizuoti tampa labai sunku. Šis faktas yra didelė kliūtis, norint femtosekundiniais impulsais suformuotus bangolaidinius darinius pritaikyti telekomunikacijų srityje, kur dažniausiai naudojama infraraudonosios spektro srities šviesa ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ir $1,55 \mu\text{m}$), nes ties šiais bangos ilgiais minimalus įmanomas fundamentinės modos diametras, turint omenyje 0,5 % lūžio rodiklio kontrastą, yra kur kas didesnis nei imersiniu objektyvu suformuoto bangolaidžio diametras ir siekia ~6 μm . Tad akivaizdu, jog didelės skaitinės apertūros imersiniai objektyvai bangolaidžio asimetrijos problemos efektyvai išspręsti negali – tenka ieškoti kitų sprendimų.

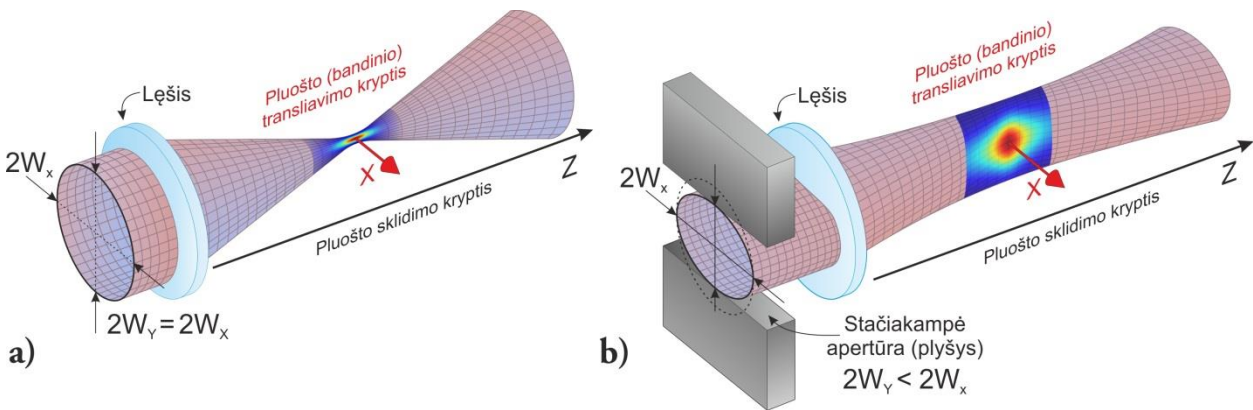
Yra sukurta ir eksperimentiškai realizuota keletas būdų, leidžiančių įveikti bangolaidžio skerspjuvio asimetrijos problemą: tai astigmatinis pluošto fokusavimas panaudojant cilindrinę teleskopą [21], pluošto fokusavimas jo bangos frontą iškraipant su erdvinio šviesos modulatoriumi (angl. *spatial light modulator, SLM*) [22], erdvėlaikinis pluošto fokusavimas [23] ir kt. Tačiau pats paprasčiausias, tiesmukiškiausias ir lengviausiai eksperimentiškai realizuojamas būdas, naudojamas ir šiame darbe, yra stačiakampės apertūros (plyšio) metodas [24], kuomet lazerio pluošto kelyje iškart priešais spinduliuotę fokusuojantį lęšį ar objektyvą patalpinama stačiakampė apertūra (**4 pav., b**). Esminė plyšio metodikos idėja yra faktas, jog sufokusuoto lazerio pluošto sąsmaukos diametras konkrečioje ašyje yra atvirkščiai proporcingas lęšio skaitinei apertūrai toje ašyje (žr. (2.1.1) išraišką). O efektinė lęšio skaitinė apertūra priklauso tiek nuo paties lęšio židinio nuotolio, tiek nuo pluošto diametro ant jį fokusuojančio lęšio. Priešais lęšį patalpinus plyšį, plokštumoje, statmenoje plyšio orientacijai, sumažinami ant lęšio krintančio pluošto matmenys (tuo pačiu ir efektinė skaitinė apertūra), todėl pluošto sąsmaukos diametras šioje plokštumoje padidėja, t.y. fokusavimas nėra toks aštrus. Tinkamai parinkus plyšio diametrą,

įmanoma realizuoti atvejį, kai pluošto intensyvumo pasiskirstymo forma plyšiui statmenoje plokštumoje tampa artima apskritimui, o plyšį orientuojant taip, jog jo ašis sutaptų su bandinio transliavimo kryptimi, galima formuoti praktiškai apskritiminiu skerspjūviu pasižyminčius bangolaidžius, kurių diametras keletą kartų viršija tuo pačiu lęšiu fokusuojamo simetrinio Gauso pluošto sąsmaukos diametrą.

Paprastumo dėlei neatsižvelgiant į plyšio sukeltą difrakciją ir lazerio pluoštą iškart už jo aproksimuojant eliptiniu Gauso pluoštu, galima parodyti, kad plyšio diametras $2W_Y$, leidžiantis formuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas, yra [25]:

$$2W_Y = 2W_X \frac{NA}{n} \sqrt{\frac{\ln 2}{6}}, \text{ kai } W_X > 3W_Y. \quad (2.1.3)$$

čia $2W_X$ yra lazerio pluošto diametras ($1/e^2$ intensyvumo lygyje), NA – objektyvo (lęšio) skaitinė apertūra, o n – apdirbamos skaidrios medžiagos lūžio rodiklis.



4 pav. a) Ašinė simetrija pasižyminčio lazerio pluošto fokusavimas ir intensyvumo pasiskirstymo asimetrija lęšio židinyje; **b)** Plyšio metodas: intensyvumo pasiskirstymo asimetrijos sumažinimas YZ plokštumoje, priešais lęšį patalpinant X ašimi orientuotą plyšį; paprastumo dėlei pluošto forma iškart už plyšio aproksimuojama elipse (pritaikyta, panaudojant [25]).

Vis dėlto, reikia paminėti, jog plyšio metodas nėra universalus – jis negali užtikrinti simetrinio bangolaidžio skerspjūvio, jei gaminama bangolaidinė struktūra yra dvimatė, t.y. jei joje yra lanko formos objektų. Taip yra todėl, jog panaudojant plyšį, praktiškai simetrinis intensyvumo skirstinys gaunamas tik plokštumoje, statmenoje plyšio orientacijai (YZ plokštumoje), o XZ plokštumoje intensyvumo skirstiniui būdinga tokia pat asimetrija, kokia gaunama fokusuojant ašine simetrija pasižymintį pluoštą be plyšio. Todėl ir simetrinio skerspjūvio bangolaidžių gamyba įmanoma tik bandinį transliuojant kryptimi, sutampančia su plyšio orientacija, o bandinį transliuojant kitomis kryptimis stebimas kaligrafinės plunksnos efektas – priklausomai nuo bandinio transliavimo krypties plyšio atžvilgiu, gamybos metu nuolatos kinta bangolaidžio skerspjūvis. Šiam trūkumui įveikti reikalinga realiu laiku keisti plyšio orientaciją taip, jog ji sutaptų su formuojamo bangolaidžio geometrinės formos liestine [26], arba formuojamo lanko kampas turi būti sąlyginai

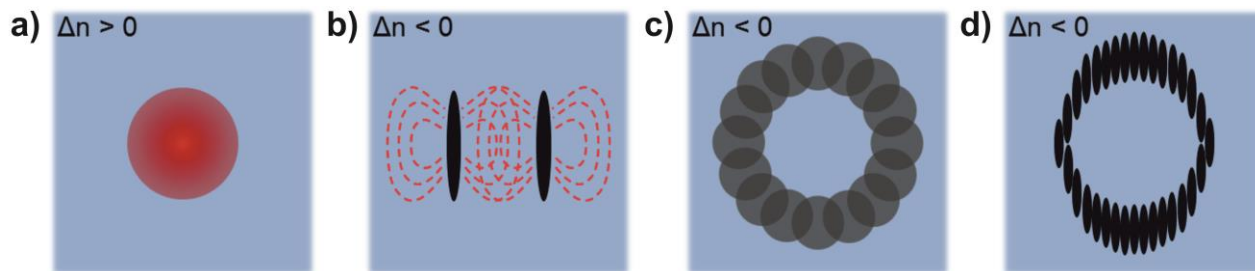
mažas (keli laipsniai). Be to, plyšio metodas nėra energetiškai efektyvus [27] – paprastai lazerio pluošto diametras siekia kelis milimetrus, o tipinės plyšio vertės siekia šimtus mikrometrų, todėl dauguma ant plyšio krintančios pluošto energijos yra tiesiog iššvaistoma (išsklaidoma ar nenaudingai sugeriama prieš plyšį). Kita vertus, plyšio metodo paprastumo ir efektyvumo derinys, formuojant simetrinio skerspjūvio modifikacijas, yra praktiškai neįveikiamas kitų eksperimentinių metodikų atžvilgiu, norint greitai ir paprastai atlikti tokio tipo tyrimus.

2.2. Tiesioginio lazerinio rašymo būdu suformuotų bangolaidžių tipai

Femtosekundinio lazerinio mikroapdirbimo bendruomenėje yra priimta klasifikuoti ne tik pačias ultratrumpais impulsais paveiktas, naujomis savybėmis pasižyminčias skaidrios terpės zonas, t.y. modifikacijas, bet ir jų pagrindu suformuotus bangolaidžius. Kaip ir modifikacijų atveju, paprastai išskiriami 3 bangolaidžių tipai [28], tačiau šįkart jų klasifikavimas remiasi ne tik pačios modifikacijos pobūdžiu, bet ir suformuoto bangolaidžio geometrine struktūra, t.y. koku būdu suformuojama bangolaidžio šerdis ir sudaromos sąlygos skaidrioje terpėje įrašytoje struktūroje pasireikšti visiškam vidaus atspindžiui.

Pirmajam bangolaidžių tipui priskiriama struktūra, kurioje bangolaidžio šerdies vaidmenį atlieka sritis su padidėjusiu lūžio rodikliu periferinės, lazerio spinduliuotės nepaveiktos, zonos atžvilgiu (*5 pav. a*). Kitaip tariant, šiuo atveju bangolaidinė struktūra suformuojama vienu ypu sufokusuoto lazerio pluošto židinyje – šviesa tokiu dariniu sklinda atkartodama židinio trajektoriją bandinyje. Toks bangolaidžių formavimo metodas yra populiariausias dėl savo paprastumo ir greitumo: tinkamai parinkus spinduliuotės parametrus, bangolaidiniam efektui realizuoti pakanka tik vieno bandinio pratransliavimo numatyta bangolaidinę struktūra atitinkančia trajektorija, todėl šis metodas yra naudojamas ir šiame darbe.

Bangolaidį taip pat įmanoma suformuoti iš dviejų vienas šalia kito įrašytų lazerinio pažeidimo linijų – šiuo atveju bangolaidinis efektas dėl susidariusio mechaninio įtempimo ir jo sąlygoto lūžio rodiklio pokyčio yra realizuojamas lazerio nepaveiktoje medžiagos srityje, esančioje tarp šių pažeidimų. Tokio tipo bangolaidžiai dažnai vadinami antrojo tipo bangolaidžiais (*5 pav. b*). Tokiam gamybos procesui teikiama pirmenybė formuojant aktyvius bangolaidžius (kompaktinius kietakūnius lazerinės spinduliuotės šaltinius), nes šiuo atveju bangolaidinis šviesos sklaidimo režimas realizuojamas lazerio nepaveiktoje medžiagos srityje – nepakeičiamos aktyvios terpės savybės [29].



5 pav. Įvairūs stikluose ir kristaluose tiesioginio femtosekundinio rašymo technologija suformuotų bangolaidžių (jų skerspjūvių) tipai: **a)** *I tipo* bangolaidis, suformuotas iš I tipo modifikacijos (teigiamo lūžio rodiklio pokyčio); **b)** *II tipo* bangolaidis, suformuotas iš medžiagos įtempio lauko, susidariusio tarp dviejų lazerinio pažeidimo linijų; **c)** *III tipo* (angl. *depressed cladding*) bangolaidis, suformuotas iš I tipo modifikacijų (neigiamo lūžio rodiklio pokyčio); **d)** *III tipo* bangolaidis, suformuotas iš III tipo modifikacijų (ertmių) (pritaikyta, panaudojant [30]).

Trečiajam bangolaidžių tipui priskiriamos struktūros, suformuotos, panašiai kaip antrojo tipo atveju, skaidrijoje terpėje įrašinėjant ne bangolaidžio šerdį, o apvaskalą. Šis apvaskalas gali būti pagamintas keletu būdų: arba formuojant I tipo modifikacijas, tik šįkart sukuriant neigiamą lūžio rodiklio pokytį (pvz. ZBLAN tipo stikluose) (**5 pav. c**), arba apvaskalą suformuojant iš III tipo modifikacijų – medžiagos ertmių (**5 pav. d**) (dažnai šis metodas naudojamas įvairiose kristalinėse terpėse [31]). Pagrindinis tokios konfigūracijos trūkumas yra tai, jog apvaskalo suformuoti vienu technologiniu žingsniu yra neįmanoma – apvaskalas formuojamas palaipsniui, perklojant daug pavienių modifikacijos zonų, o tai užima santykinai daug laiko, lyginant su pirmojo tipo bangolaidžiais.

3. Ultratrumpais impulsais suformuotų bangolaidžių taikymų sritys ir problematika

Tiesioginis lazerinis rašymas, pasitelkiant ultratrumpuosius impulsus, yra ypač universali technologija bangolaidžių integravimui įvairiose skaidriose medžiagose, pradedant įvairiais stiklais, kristalinėmis medžiagomis ir baigiant polimerais. Didelis šio metodo privalumas yra tai, jog nepriklausomai nuo to, kokioje medžiagoje bandoma realizuoti bangolaidinį efektą, fundamentiniai lazerio spinduliuotės ir medžiagos sąveikos mechanizmai, tokie kaip netiesinė sugertis, iš esmės nesiskiria, tad kaskart pakanka tik pakeisti pluošto fokusavimo sąlygas ir optimizuoti tokius gamybos parametrus kaip lazerio impulso energija, impulsų pasikartojimo dažnis bei bandinio transliavimo greitis. Šis universalumas kartu su galimybe greitai atlikti įvairius bangolaidžių prototipavimo eksperimentus įvairiose medžiagose pavertė šią technologiją ypač patrauklia daugybėje taikymų sričių. Tačiau pats svarbiausias šios technologijos privalumas, lyginant su nusistovėjusia planarine puslaidininkine technologija, naudojama šiuolaikinėse telekomunikacijose, yra analogų neturinti galimybė integruoti trimates (3D) bangolaidines

struktūras. Tai atvėrė galimybes tiesioginio femtosekundinio lazerinio rašymo technologiją išnaudoti kuriant prietaisus, skirtus naujos kartos telekomunikaciniams šviesolaidiniams tinklams, kuomet reikalingos trimatės bangolaidžių struktūros, gebančios sutankinti ir ištankinti duomenis, sklindančius daugiašerdiu šviesolaidžiu ar skirtingus informacijos kanalus realizuojant tame pačiame šviesolaidyje skirtingų modų pavidalu (angl. *space-division multiplexing*) [32]. Taip pat, be tokių sričių kaip mikrofluidika ir įvairių jutiklių gamyba [2], trimačiai bangolaidiniai dariniai nemažai pasisekimo sulaukė astrofotonikoje, gaminant spektrometrus reikalingus konverterius, skirtus daugiamodžiu šviesolaidžiu surinktą šviesos signalą išskaidyti į daug vienamodžių kanalų bei teleskopams skirtus instrumentus žvaigždinės interferometrijos metodikai, skirtai egzoplanetų paieškai [33].

Visgi, nepriklausomai nuo taikymų srities, viena pagrindinių problemų įrašinėjant bangolaidines struktūras, yra jau ankstesniame šio darbo skyriuje paminėtos sferinės aberacijos, neišvengiamai atsirandančios dėl lūžio rodiklio skirtumo tarp oro ir bandinio, lazerio pluoštą fokusuojant per oro ir bandinio sandūrą. Šios aberacijos pasireiškia nepageidaujamu sufokusuoto pluošto dėmės padidėjimu ir papildomu intensyvumo skirstinio ašiniu pailgėjimu iki matmenų, daug kartų viršijančių konfokalinį Gauso pluošto, nepaveikto aberacijų, parametras, taip dar labiau padidinant įgimtą modifikacijos skerspjūvio asimetriją. Be to, dėl aberacijų lazerio pluošto ašinis intensyvumas židinio aplinkoje tampa fliktuojančia ašinės koordinatės (sutampančios su pluošto sklidimo kryptimi) funkcija [34], t.y. tradicinis lokalus lazerio pluošto intensyvumo maksimumas lęšio židinyje suskyla į daug pavienių židinių. Neigiama aberacijų įtaka fokusuojamam pluoštui didėja augant pluoštui sufokusuoti naudojamam lęšio skaitinei apertūrai, o augant gyliui, į kurį norima sufokusuoti lazerio pluoštą, krenta pikinis židinyje pasiekiamas šviesos intensyvumas, tad auga slenkstinė impulso energijos vertė, reikalinga medžiagos modifikacijai sukurti. Taigi, be aberacijų kompensavimo mechanizmo į skaidrią terpę fokusuojant identišką energijos impulsus, integruotų bangolaidžių savybės – jų skerspjūvio dydis, forma ir sukurtas lūžio rodiklio pokytis taip pat tampa priklausomi nuo medžiagos gylio, į kurį fokusuojama lazerio spinduliuotė. Plyšio metodas, naudojamas ir šiame darbe, ne tik padeda formuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas, bet ir sumažindamas efektyvią lęšio skaitinę apertūrą, taip pat sumažina fokusuojamo pluošto patiriamą aberacijų poveikį. Visgi, vienintelis universalus būdas kovoti su visomis išvardintomis problemomis, sukeliomomis aberacijų, yra naudoti erdvinį šviesos moduliatorių (angl. *spatial light modulator*, SLM) ar deformuojamą veidrodį (angl. *deformable mirror*, DM), kurie leidžia kompensuoti neigiamą aberacijų įtaką dar prieš fokusuojant pluoštą manipuliuojant jo faziniu frontu [35].

4. Šviesos sklaidimo nuostoliai ultratrumpais šviesos impulsais suformuotuose bangolaidžiuose

4.1. Beer – Lambert dėsnis. Tipinės sklaidimo nuostolių vertės

Šviesai sklindant bangolaidžiu, dalis jos nuolatos dalinai sugerama pačiame bangolaidyje bei išsklaidoma į bangolaidžio išorę dėl patį bangolaidį sudarančios medžiagos tankio ir lūžio rodiklio fliktuacijų [6] jo šerdyje bei ties šerdies ir lazerinės spinduliuotės nepaveiktos medžiagos srities (apvalkalo) sandūra. Šis lūžio rodiklio nehomogeniškumas neišvengiamai atsiranda tiesioginio lazerinio rašymo proceso metu dėl milžiniško šviesos intensyvumo (siekiančio dešimtis ar net šimtus TW/cm^2), pasiekiamo sufokusuoto lazerio pluošto židinyje bangolaidžio formavimo metu, ir yra susijęs su sparčia bei sudėtinga, stipriai lokalizuota netiesiniu būdu sugertos energijos relaksacija apdirbamoje medžiagoje. Yra pademonstruota, jog bent jau telekomunikacijose naudojamų bangos ilgių ruože, apimančiame dalį artimosios ir trumpabangę IR sritis (1250 – 1650 nm), ši medžiagos tankio nehomogeniškumo sukelta sklaida, šviesai sklindant ultratrumpaisiais impulsais suformuotame bangolaidyje, kaip ir tradiciniuose lydyto kvarco šviesolaidžiuose, yra Reilėjaus pobūdžio [36], t.y. išsklaidytos šviesos intensyvumas yra atvirkščiai proporcingas sklindančios šviesos bangos ilgio ketvirtajam laipsniui ($\sim \lambda^{-4}$).

Visgi, kad ir kokie būtų šviesos signalo silpimo bangolaidyje niuansai, bet bendru atveju galima teigti, kad šviesos intensyvumo mažėjimo sparta bangolaidyje yra proporcinga lokaliai šviesos intensyvumui, t.y. $dI/dz = -\alpha I$, kur z yra šviesos sklaidimo koordinatė, o α yra proporcingumo koeficientas. O šios primityvios diferencialinės lygties sprendinys yra Beer – Lambert dėsnis, teigiantis, kad šviesos laukui sklindant bangolaidžiu, jo intensyvumas (bendru atveju galia) bangolaidyje silpsta eksponentiškai [37]:

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z), \quad (4.1.1)$$

čia I_0 yra šviesos lauko intensyvumas ties pradine koordinate $z=0$, $I(z)$ yra šviesos intensyvumas jai nusklidus atstumą z , o α yra eksponentinio šviesos intensyvumo mažėjimo spartą aprašantis koeficientas, vadinamas silpimo koeficientu (angl. *attenuation coefficient*) arba nuostolių koeficientu (angl. *loss coefficient*).

Nuostolių koeficientas yra vienas esminių kiekybinių bangolaidžio kokybę apibūdinančių parametrų – natūralu, jog kuo ši vertė mažesnė, tuo šviesos intensyvumo (galios) gėšimo sparta bangolaidyje yra lėtesnė ir bangolaidis atitinkamai laikomas kokybiškesniu. Pagrindinis mokslinių grupių tikslas, tiriant bangolaidžių integravimo galimybes į įvairias skaidrias medžiagas, ir yra eksperimentiškai nustatyti tokius lazerinės spinduliuotės ir gamybos parametrus, kurie užtikrintų minimalią nuostolių koeficiento vertę. Kaip matyti (4.1.1) išraiškoje, nuostolių koeficientas α turi atvirkštinio ilgio dimensiją, o kadangi tipiniai skaidriose terpėse suformuotų bangolaidžių

matmenys siekia keletą centimetrų, nuostolių koeficientas dažnai matuojamas atvirkštiniais centimetrais, t.y. $\alpha = [cm^{-1}]$. Tokiu atveju nuostolių koeficiento vertė yra atvirkščias dydis atstumui, išreikštam centimetrais, ties kuriuo šviesos intensyvumas bangolaidyje sumažėja $e \approx 2,7$ kartų: pvz., jei bangolaidžio nuostolių koeficientas yra 2 cm^{-1} , tai atstumas, ties kuriuo šviesos intensyvumas sumažės 2,7 karto bus $1/(2 \text{ cm}^{-1}) = 0,5 \text{ cm}$.

Vis dėlto, laikantis telekomunikacijose susiformavusių tradicijų, bangolaidžio nuostolių koeficientas mokslinėse publikacijose dažniausiai išreiškiamas ne atvirkštiniais centimetrais, o santykiniu logaritminiu vienetu – decibelais vienam centimetrui (dB/cm). Šiuo atveju bangolaidžių nuostolių koeficientas apibrėžiamas taip [38]:

$$\alpha [dB/cm] = -\frac{1}{z} \log_{10} \left(\frac{I(z)}{I_0} \right), \quad (4.1.2)$$

čia visiems dydžiams, išskyrus α , lieka galioti (4.1.1) išraiškoje nurodyta interpretacija.

Tokiu atveju dažnai praverčia sąryšis tarp nuostolių koeficiento, išreikšto atvirkštiniais centimetrais ir decibelais vienam centimetrui:

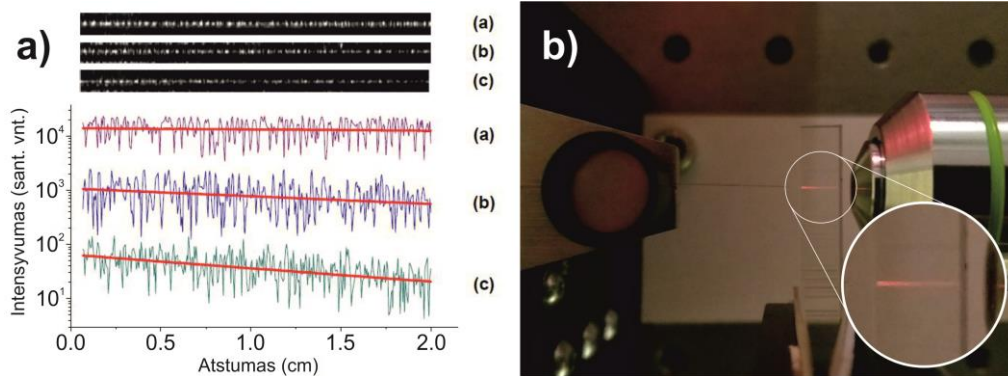
$$\alpha [dB/cm] = 10 \log_{10} e \times \alpha [cm^{-1}] \approx 4,34 \times \alpha [cm^{-1}]. \quad (4.1.3)$$

Komerčiškai prieinamų lydyto kvarco pagrindu pagamintų šviesolaidžių tipinės nuostolių koeficiento vertės siekia mažiau nei 1 dB/km, tačiau lydyto kvarco tūryje femtosekundiniais šviesos impulsais suformuotų bangolaidžių atveju tipinės nuostolių vertės yra nuo 10 iki 100 tūkst. kartų didesnės ir siekia $\leq 1 \text{ dB/cm}$ [39–45], o rekordinės vertės siekia 0,1 dB/cm [46]. Tokie santykinai dideli nuostoliai priskiriami šio skyriaus pradžioje jau aptartai problemai, susijusiai su lazerio spinduliuotės paveiktoje medžiagos zonoje susidariusiomis nekontroliuojamomis tankio ir lūžio rodiklio fliktuacijomis. Visgi, kadangi tipiniai šių bangolaidžių matmenys yra tik keletas centimetrų, tokios nuostolių vertės yra priimtinos. Nuostolių koeficiento vertės, žinoma, priklauso ir nuo to, kokio bangos ilgio šviesos sklidimas analizuojamas. Dėl geros pluošto kokybės ir paprasto eksperimentinio realizavimo įvedant šviesą į įrašytas bangolaidines struktūras, tam visų pirma populiariau naudoti He - Ne lazerį, regimojoje spektro srityje spinduliuojantį 632,8 nm bangos ilgio šviesą. Detalesnei analizei vis dėlto dažniausiai naudojami puslaidininkiniai lazeriai, šviečiantys infraraudonajame spektro ruože, paprastai ties 1550 nm, telekomunikacijose dar vadinamoje C juostoje, kur tipinių lydyto kvarco šviesolaidžių šviesos sklidimo nuostolių koeficientas yra mažiausias. Dėl techninių galimybių trūkumo šiame darbe suformuoti bangolaidžiai vis dėlto buvo testuojami į juos įvedant tik He - Ne lazerio spinduliuotę.

4.2. Sklidimo nuostolių koeficiento matavimo metodai

Bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento nustatymui yra sukurta daugelis metodų. Didelė jų dalis buvo pirmą kartą pademonstruota tiriant puslaidininkines bangolaidines struktūras, kurių pagrindu veikia šiuolaikiniai telekomunikacijose naudojami puslaidininkiniai silicio pagrindu sukurti optoelektroniniai prietaisai. Įskaičiuojant ne tik pačias originalias bangolaidžių nuostolių matavimo metodikas, bet ir įvairias jų modifikacijas, būdų eksperimentiškai nustatyti suformuotų bangolaidžių sklidimo nuostolius (sklidimo nuostolių koeficientą) galima suskaičiuoti bene dešimt. Tačiau kalbant apie ultratrumpais lazerio impulsais skaidriose terpėse suformuotus bangolaidinius darinius, dažniausiai šio tipo mokslinėje literatūroje galima sutikti 3 metodus: sklaidos matavimo metodą (angl. *scattered light measurement*) [47], bandinio mažinimo metodą (angl. *cut-back technique*) [48] ir Fabry – Perot interferometrinių metodą (angl. *Fabry – Perot cavity method*) [49].

Sklaidos matavimo metodas yra, ko gero, pats paprasčiausias ir, kaip leidžia suprasti pats metodo pavadinimas, remiasi sklidimo nuostolių apskaičiavimu išilgai bangolaidžio ašies matuojant bangolaidžio išsklaidytos šviesos intensyvumo evoliuciją. Pagrindinė prielaida, kuria grindžiamas šis metodas, iš esmės atkartoja Beer – Lambert dėsnio idėją, jog išsklaidytos šviesos intensyvumas yra proporcingas bangolaidžio sklindančios šviesos intensyvumui. Tokiu atveju, jei išsklaidytos šviesos intensyvumas užfiksuojamas kaip bangolaidžio ilgio (koordinatės) funkcija (tai galima atlikti paprasčiausiai nufotografavus bangolaidį), tai išsklaidytos šviesos intensyvumo gėšimo sparta atkartos šviesos intensyvumo gėšimo spartą pačiame bangolaidyje. O kadangi šią spartą būtent ir apibūdina nuostolių koeficientas, tai išmatavus šį išsklaidytos šviesos intensyvumo gėšimą ir jį aproksimavus (4.1.1) išraiška, galima nustatyti bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientą. Tačiau savaiame suprantama, jog norint užfiksuoti pakankamai stiprų išsklaidytos šviesos signalą, visų pirma reikia, jog bangolaidis pasižymėtų didele sklidimo nuostolių koeficiento verte. Taip pat į bangolaidį turi būti įvestas santykinai didelis šviesos kiekis. Dažniausiai nei vienas iš šių scenarijų nėra pageidautinas, todėl šis metodas naudojamas nebent pradinėje tyrimų stadijoje, kuomet bangolaidžių gamybos parametrai dar nėra optimizuoti ir sklidimo nuostoliai juose yra dideli, tačiau vėlesniuose tyrimų etapuose, kuomet pavyksta parinkti kur kas optimalius gamybos parametrus ir atitinkamai suformuoti sąlyginai mažais nuostoliais pasižyminčius bangolaidžius, šio matavimo būdo atsisakoma vardan kitų, tikslesnių metodikų. Be to, net ir esant stipriam sklaidos signalui, jo pobūdis yra gan chaotiškas, t.y. triukšminis (**6 pav. a**). Todėl, nors sklaida bangolaidžiuose buvo stebima ir pirmuosiuose šio darbo etapuose (**6 pav. b**), vis dėlto šis sklidimo nuostolių koeficiento nustatymo metodas nebuvo naudojamas.



6 pav. a) Tipiniai rezultatai, gauti bandant sklaidimo nuostolių koeficientą nustatyti CCD kamera užregistruojant išsklaidytos šviesos signalo kitimą išilgai bangolaidžio ašies [5]; **b)** Pirmuosiuose šio darbo etapuose užfiksuota He-Ne lazerio šviesos sklaida lydytame kvarce įrašytame bangolaidyje. Optimizavus gamybos parametrus, sklaida įrašytuose bangolaidžiuose nebebuvo stebima.

Kitas, taip pat gan paprastas metodas bangolaidžių nuostolių koeficiento nustatymui, tik šįkart tinkantis ir mažais nuostoliais pasižymintiems bangolaidžiams tirti, remiasi šviesos lauko galios (suintegruoto intensyvumo pasiskirstymo) matavimu skirtingo ilgio bangolaidžių išėjime. Šiuo atveju paprastai bandinys, kuriame suformuoti bangolaidžiai, nupjaunamas ir nupoliruojamas, atidengiant įrašytų bangolaidžių galus, o šviesa į juos įvedama arba ją fokusuojant su objektyvu ir sutapatinant objektyvo židinio padėtį erdvėje su vienu iš atidengtų bangolaidžio galų (angl. *end-fire coupling*) arba šviesą visų pirma įvedant į komerciškai prieinamą lydyto kvarco šviesolaidį, o į lydyto kvarco tūryje įrašytą bangolaidį šviesa įvedama prie vieno iš jo galų priartinus (beveik priglaudus) antrąjį šviesolaidžio galą (angl. *butt coupling*). Realizavus vieną iš šių šviesos įvedimo į bangolaidį būdų, išmatuojama šviesos lauko galia P_1 ilgio L_1 bangolaidžio išėjime. Po to šis bangolaidis sutrumpinamas (nupjaunamas) iki ilgio L_2 ir vėl nupoliruojamas (iš čia ir kilo terminas „*cut-back*“) bei išmatuojama kita lauko galios bangolaidžio išėjime vertė P_2 . Šiuo atveju, taikant Beer – Lambert dėsnį, šviesos sklaidimo nuostolius, išreikštus decibelais ilgio vienetui, tokiaime bangolaidyje galima apskaičiuoti remiantis šia išraiška:

$$\alpha = 10 \log_{10}(e) \frac{\ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)}{L_1 - L_2}. \quad (4.2.1)$$

Metodo tikslumą galima padidinti matuojant ir vėliau lyginant ne dviejų skirtingų ilgių bangolaidžių išėjimuose stebimas galios vertes, bet tiriant daugiau skirtingo ilgio bangolaidžių, o sklaidimo nuostolių koeficientą apskaičiuojant atidėjus gautų eksperimentinių galios verčių, išreikštų decibelais, priklausomybę nuo bangolaidžio ilgio ir nustačius tiesės, aproksimuojančios šiuos duomenis, krypties koeficientą.

Žinoma, toks sklidimo nuostolių nustatymo metodas pagal nutylėjimą reikalauja, jog į kiekvieną iš tiriamų bangolaidžių kaskart būtų įvedamas identiškas šviesos (galios) kiekis. Tam realizuoti reikalinga išlaikyti identišką šviesos įvedimo geometriją - tai, galbūt, nėra ypatingai sunku pasiekti, jei bangolaidis kaskart trumpinamas tik iš vienos pusės, įvedimo paviršių paliekant ramybėje. Tačiau kaskart trumpinant bangolaidį būtina išlaikyti ir identišką išvadinio bangolaidžio paviršiaus optinę kokybę bei lygiagretumą, lyginant su kito ilgio bangolaidžių išvedimo pokštumomis – o tai yra netriviali ir praktiškai sunkiai įgyvendinama užduotis. Be to, dažniausiai taupant laiką iš tiesų tyrinėjamas ne vienas konkretus bangolaidis, kaskart jį vis trumpinant, o keletas bangolaidžių, suformuotų identiškomis gamybos sąlygomis iš anksto paruoštuose skirtingo ilgio bandiniuose. Tačiau šiuo atveju reikalingas visų tokiu būdu suformuotų bangolaidžių visų paviršių atidengimas ir nupoliravimas, todėl dėl visų šių apdirbtų paviršių savybių dispersijos išauga tikimybė suklysti bandant įvertinti bangolaidžių sklidimo nuostolių vertes. Suklysti įmanoma tiek pervertinant suformuotų bangolaidžių kokybę, tiek nepelnytai susidarant nuomonę, jog suformuoti bangolaidžiai yra prasti. Pavyzdžiui, jei dalies trumpiausių bangolaidžių darbinių paviršių optinė kokybė yra prastesnė nei ilgesnių bangolaidžių atveju, galima situacija, kuomet apskaičiuojama sklidimo nuostolių vertė iš tiesų yra per daug optimistinė (pernelyg maža). Galima ir atvirkščia situacija, kuomet ilgesniųjų bangolaidžių optiniai paviršiai yra prastesnės kokybės nei trumpesniųjų bandinių ir nuostolių koeficiento vertė bus pernelyg didelė. Žinoma, galimi ir įvairūs tarpiniai mažiau ar daugiau tikėtini atvejai, tačiau jų realizacijos tikimybė vis dėlto dažniausiai yra visiškai atsitiktinio pobūdžio arba yra optikos techniko, atliekančio bandinių apdirbimą, kantrybės ir kompetencijos klausimas. Visgi, norint taikyti „*cut-back*“ metodiką, nelieka jokio kito kelio kaip tik daryti prielaidą, jog visų skirtingo ilgio bangolaidžių atveju šviesos įvedimo ir išvedimo iš jų sąlygos yra praktiškai identiškos.

Dėl atsirandančio neužtikrintumo interpretuojant eksperimentinius rezultatus, reikalingas tikslesnis metodas, kuris leistų bangolaidžių sklidimo nuostolius nustatyti tyrinėjant ne tam tikro dydžio skirtingo ilgio bangolaidžių aibę ir matuojant absoliutines signalo vertes, o tiriant vieną konkretų bangolaidį bei matuojant santykinius dydžius. Tam tinka Fabry – Perot interferometriniu metodu, kuris aptariamas kitame poskyryje.

4.3. Fabry – Perot interferometrinis metodas

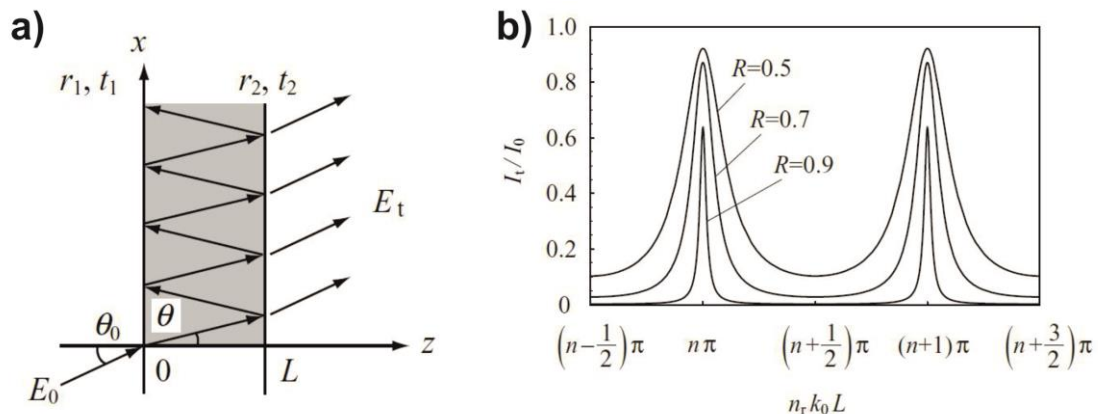
Lydyto kvarco tūryje įrašytą bangolaidį, kurio galiniai paviršiai atidengti ir nupoliruoti, galima interpretuoti kaip primityvų Fabry - Pero tipo rezonatorių. Į tokią struktūrą įvedus šviesą, ji eksponentiškai silpsta ir dalis jos dėl lūžio rodiklio kontrasto su oru ties galiniu bangolaidžio paviršiumi dalinai atsispindi, toliau sklinda atgal link pirmojo paviršiaus vėl eksponentiškai silpdama, vėl atsispindi ir taip toliau. Jei į bangolaidį įvedama šviesa yra koherentinė (tokia yra lazerinė šviesa), tai galima parodyti, jog tokiu atveju dėl atsirandančio daugiaspindulinės interferencijos reiškinio šviesos, išėjusios iš tokio bangolaidžio, intensyvumas (galia) tampa periodine optinio kelio, atitinkančio bangolaidžio ilgį, funkcija. O išmatavus šį periodinį intensyvumo kitimą, įmanoma apskaičiuoti bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientą.

Kiekybiškai šią Fabry – Perot rezonatoriaus savybę atspindinti išraiška vadinama *Airy pralaidumo funkcija* [50]:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{(1-R)^2 G}{(1-GR)^2 + 4GR \sin^2(\delta/2)}, \quad (4.3.1)$$

kur I_i ir I_t yra atitinkamai į bangolaidį įvestos ir bangolaidį praėjusios šviesos intensyvumas (galia), R yra bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficientas, $G = e^{-\alpha L}$ yra santykinis šviesos intensyvumo sumažėjimas, šviesai nusklidus per visą ilgio L bangolaidį, α yra bangolaidį charakterizuojantis sklidimo nuostolių koeficientas (žr. (4.1.1)), o $\delta = \frac{4\pi n_g L}{\lambda}$ yra šviesos akumuliuota fazė vieno rezonatoriaus apėjimo metu, kur n_g yra bangolaidžio grupinis lūžio rodiklis, o λ yra šviesos bangos ilgis vakuume.

Kaip matyti, šios funkcijos vardiklyje egzistuoja narys, proporcingas akumuliuotos fazės sinuso kvadratui, todėl ir visa pralaidumo funkcija tampa periodine šios akumuliuotos fazės, sukauptos šviesai apkeliaujant bangolaidį, funkcija. Tuomet iš bangolaidžio suformuoto primityvaus Fabry – Perot rezonatoriaus pralaidumas pasiekia periodinius maksimumus, kuomet tenkinama sąlyga $\sin^2(\delta/2) = 0$, t.y. kai $\frac{2\pi n_g L}{\lambda} = n\pi$ (čia n yra sveikas skaičius), ir periodinius minimumus, kai tenkinama sąlyga $\sin^2(\delta/2) = 1$, t. y. kai $\frac{2\pi n_g L}{\lambda} = (n + 1/2)\pi$. (7 pav. b). Be to, augant atspindžio koeficiento R vertei, pralaidumo spektro smailės siaurėja ir, savaiame suprantama, absoliutinės pralaidumo vertės mažėja, tačiau tuo pat metu auga maksimalų ir minimalų pralaidumą atitinkančių intensyvumo verčių santykis.



7 pav. a) Principinis Fabry – Pero rezonatoriaus geometrinis modelis, iliustruojantis daugiaspindulinę interferenciją; **b)** Teorinė Fabry – Perot rezonatoriaus santykinio pralaidumo priklausomybė nuo akumuliuotos fazės, šviesai nusklidus atstumą L nuo vieno bangolaidžio paviršiaus iki kito, esant skirtingoms paviršiaus atspindžio koeficiento R vertėms. Čia paprastumo dėlei laikoma, jog šviesa, sklisdama pačiu bangolaidžiu, nuostolių nepatiria [51].

Toliau nagrinėjant Airy pralaidumo funkcijos išraišką, priartėjama prie pagrindinės, eksperimentiniu požiūriu svarbiausios šiame darbe tiesiogiai naudojamos formulės, leidžiančios matuojant iš bangolaidžio suformuoto Fabry – Perot tipo rezonatoriaus pralaidumo kitimą, apskaičiuoti bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientą. Kaip buvo ką tik paminėta, patenkinus sąlygą $\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)=0$ arba $\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)=1$, pralaidumas pasiekia atitinkamai savo maksimalią ir minimalią vertes

$$\left(\frac{I_t}{I_i}\right)_{\max} = \frac{(1-R)^2 G}{(1-GR)^2}, \quad (4.3.2)$$

$$\left(\frac{I_t}{I_i}\right)_{\min} = \frac{(1-R)^2 G}{(1+GR)^2}. \quad (4.3.3)$$

Padalinus (4.3.2) lygtį iš (4.3.3), į bangolaidį įvestos šviesos intensyvumas I_i (bendru atveju įvesta galia) gali būti pašalintas.

Tokiu atveju atsiranda paprastas sąryšis tarp bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficiento R , bangolaidžio ilgio L , sklidimo nuostolių koeficiento α bei maksimalaus ir minimalaus pralaidumo santykio r :

$$r = \frac{\left(\frac{I_t}{I_i}\right)_{\max}}{\left(\frac{I_t}{I_i}\right)_{\min}} = \left(\frac{1+GR}{1-GR}\right)^2, \quad (4.3.4)$$

$$G = e^{-\alpha L} = \frac{1}{R} \frac{\sqrt{r}-1}{\sqrt{r}+1}. \quad (4.3.5)$$

Eksperimentiniu būdu išmatavus šį santykį – tai galima atlikti keičiant bandinio temperatūrą ir sukeltant jo pailgėjimą arba keičiant į bangolaidį įvedamos šviesos bangos ilgį ir taip moduluojant

šviesos akumuliuotą fazę (žr. (4.3.1)) – bei žinant bangolaidžio ilgį ir nustačius bandinio paviršių atspindžio koeficientą, sklidimo nuostolių koeficientas, išreikštas atvirkštinio ilgio dimensija, gali būti apskaičiuotas taip:

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \frac{\sqrt{r}-1}{\sqrt{r}+1} \right). \quad (4.3.6)$$

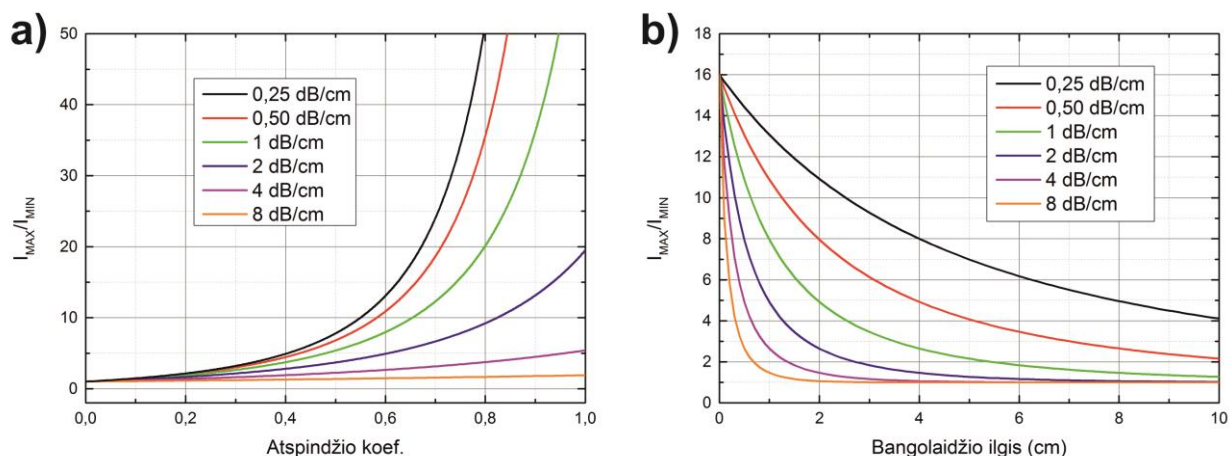
Čia ir slypi pagrindinis šio metodo privalumas lyginant su „*cut-back*“ metodika – norint išmatuoti bangolaidžio šviesos sklidimo nuostolių koeficientą, nereikia atlikti daug matavimų ir tikėtis, jog kiekvieno eksperimentinio taško gavimo metu pavyks išlaikyti identišką šviesos įvedimo į bangolaidį sąlygas ir atitinkamai identišką į bangolaidį įvestos šviesos kiekį (galią), bet atsiranda galimybė ištirti konkretaus bangolaidžio nuostolių koeficientą nepriklausomai nuo į jį įvestos šviesos kiekio. Taip pašalinama „*cut-back*“ metodui būdinga neapibrėžtis, susijusi su daugelio bangolaidžių galinių optinių paviršių optine kokybe.

Visgi, nors (4.3.6) išraiškoje nefigūruoja į bangolaidį įvestos šviesos kiekis, natūralu, jog turima omenyje, jog viso eksperimento metu stebint bangolaidžio pralaidumo kitimą, įvestos šviesos kiekis yra pastovus. Kitu atveju, nuolatos kintant įvedamos šviesos kiekiui, nors ir bus stebimas osciliuojančio pobūdžio bangolaidžio optinio pralaidumo kitimas, tačiau nuolatos kis ir absoliutinės lokalsios maksimalaus ir minimalaus pralaidumo vertės. O kadangi esant tokiam scenarijui nuolatos kis ir signalo santykis r , tai atsiras sklidimo nuostolių neapibrėžtis – bendru atveju matavimas ir gauti rezultatai bus nekorektiški.

Realizuojant bangolaidžio pralaidumo kitimo matavimą keičiant bangolaidžio temperatūrą ir atitinkamai jo matmenis, geometrinės šviesos įvedimo sąlygos bendru atveju nuolatos šiek tiek kinta – atitinkamai kinta ir įvedamos šviesos kiekis (šviesos įvedimo efektyvumas), todėl šio metodo paprastai yra vengiama. Todėl, nors ir bandinio temperatūros keitimas eksperimentine prasme yra pats lengviausias ir pigiausias būdas norint eksperimentiškai realizuoti bangolaidžio pralaidumo moduliacijos stebėjimą, dažniausiai pirmenybė teikiama į bangolaidį įvedamos šviesos bangos ilgio keitimui. Tokiu atveju pastovi eksperimento geometrija sąlygoja ir identišką į bangolaidį įvestos šviesos kiekį, tik belieka stabilizuoti šviesos šaltinio galią kintant spinduliuojamam bangos ilgiui. Visgi, dėl techninių galimybių trūkumo šiame darbe bangolaidžių pralaidumo moduliavimas atliekamas keičiant bandinio temperatūrą.

Pasirinkus bangolaidžio pralaidumo moduliavimo realizacijos būdą, žvelgiant į (4.3.6) išraišką kyla dar keletas klausimų. Visų pirma, kokio ilgio bangolaidį reikėtų pasirinkti matavimams ir koks bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficientas yra optimalus, norint sudaryti sąlygas bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientą išmatuoti maksimaliai tiksliai. Šiems klausimams atsakyti pakanka žvilgtelėti į **8 pav.**, kuriame pateiktos pagal (4.3.4) išraišką gautos teorinės

bangolaidžio santykinio pralaidumo priklausomybės nuo šių parametrų, esant įvairioms sklidimo nuostolių koeficiento vertėms.



8 pav. a) Teorinė maksimalaus ir minimalaus bangolaidžio pralaidumo santykio priklausomybė nuo bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficiento, esant įvairioms sklidimo nuostolių koeficiento vertėms, kai bangolaidžio ilgis yra 1 cm; **b)** Teorinė maksimalaus ir minimalaus bangolaidžio pralaidumo santykio priklausomybė nuo bangolaidžio ilgio, esant įvairioms sklidimo nuostolių koeficiento vertėms, kai abiejų bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficientas yra 60%.

Kaip matyti **8 pav. a**, tikėtis eksperimentiškai stebėti bangolaidžio pralaidumo moduliaciją tuomet, kai bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficientas yra tik 3 – 4 % procentai (taip yra Frenelio atspindžių lydytam kvarcui atveju), yra praktiškai neįmanoma. Todėl, skirtingai nei bangolaidžių, suformuotų iš puslaidininkių, atveju, kur dėl didelio puslaidininkio lūžio rodiklio kontrasto su oru Frenelio atspindžiai gali siekti apie 30 % ir taip sudaro sąlygas pralaidumo moduliaciją stebėti bangolaidžio galinių paviršių papildomai neapdirbant, norint iš lydyto kvarco tūryje įrašyto bangolaidžio suformuoti Fabry – Perot rezonatorių, Frenelio atspindžių nepakanka. Tad nelieka kitos išeities, kaip atspindžio koeficientą didinti. Tai galima padaryti, pavyzdžiui ant nupoliruotų bangolaidžio galinių lydyto kvarco plokštumų užgarinant ploną sluoksnį metalo. Kadangi eksperimentiniu požiūriu norisi stebėti kuo didesnę pralaidumo kitimą (santykį), o jis auga didėjant atspindžio koeficientui ir, beje, tuo sparčiau, kuo bangolaidis kokybiškesnis (jo sklidimo nuostolių koeficientas mažesnis), tai kyla klausimas, kur reikėtų sustoti, t.y. koks atspindžio koeficientas yra pakankamas. Šioje vietoje reikia prisiminti trivialų faktą, jog, nors ir augant atspindžio koeficientui santykinio pralaidumo vertė taip pat auga, bet tuo pat metu sparčiai mažėja absoliutinė bangolaidį praėjusio šviesos signalo vertė, t.y. fiziškai užregistruojamos šviesos kiekis, o jam mažėjant su tokiu Fabry – Perot rezonatoriumi dirbti tampa vis sunkiau – sunkėja šviesos įvedimo į bangolaidį procesas ir su tuo susijusi justiravimo procedūra, bandant parinkti tokias sąlygas, jog signalas bangolaidžio išėjime būtų maksimalus. Todėl tenka daryti kompromisą, pvz. naudoti 60 % atspindžio koeficientą – tokiu atveju 1 cm ilgio bangolaidį praėjęs šviesos kiekis dar

yra priimtinas ir, esant 1 dB/cm sklidimo nuostolių koeficiento vertei, teoriškai turėtų būti įmanoma stebėti 8 kartais besiskiriantį bangolaidžio pralaidumą, lyginant maksimalią ir minimalią pralaidumo vertes.

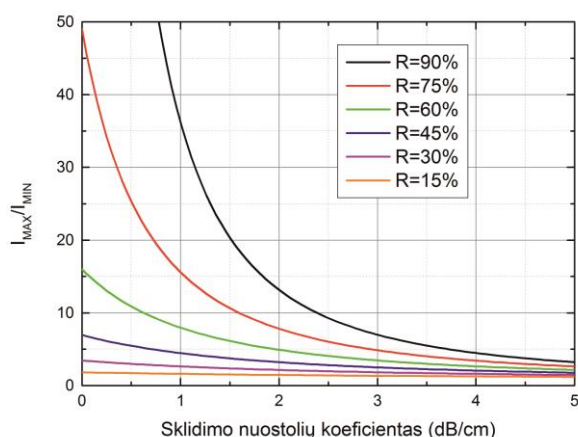
Tuo pat metu bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficiento išmatavimas ir su tuo susijusios matavimo paklaidos yra vienas fundamentalių ir tuo pat metu primityvių esminių faktorių, sąlygojančių ir bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficiento paklaidą. Jei bangolaidžio ilgį galima išmatuoti paprasčiausiai slankmačiu, išmatavus lydyto kvarco bandinio, kuriame jis integruotas, ilgį, tai korektiškas atspindžio koeficiento matavimas nėra visiškai trivialus uždavinys, nes atspindžio koeficientą pagal jo prigimtį galima atlikti tik santykinu matavimu – pvz. jautriu galios matuokliu matuojant į bandinio paviršių krintančios ir nuo pirmojo paviršiaus atsispindėjusios šviesos galios santykį. Čia išskyla problemos, susijusios su baigtiniu pluošto diametru bei netolygiai užgarintu metalo sluoksniu, bandinio darbinio paviršiaus statmenumu įrašyto bangolaidžio atžvilgiu ir pan. Atsirandantį atspindžio koeficiento neapibrėžtumą galima pašalinti vienu metu matuojant tiek Fabry – Perot rezonatorių praėjusios šviesos, tiek atsispindėjusios šviesos intensyvumo (galios) moduliaciją [52], tačiau dažniausiai tai tik dar labiau apsunkina paties eksperimento realizavimą.

Bangolaidžio ilgio įtaką santykinio pralaidumo signalui, esant įvairioms sklidimo nuostolių koeficiento vėrtėms, galima matyti **8 pav. b**. Šiuo atveju akivaizdu, jog norint užfiksuoti kuo stipresnį signalą, reikia tyrinėti kuo trumpesnį bangolaidį. Be to, kuo lydytame kvarce ultratrumpais impulsais įrašytas bangolaidis yra prastesnis, tuo reikalavimai bangolaidžio ilgiui yra griežtesni. Pavyzdžiui, jei kiekvieno bangolaidžio galinio paviršiaus atspindžio koeficientas siekia po tuos pačius 60 %, o nuostolių koeficientas yra mažas (0,25 dB/cm), tai kuo puikiausiai būtų galima tirti net ir 10 cm ilgio bangolaidį – santykinio pralaidumo vėrtė turėtų siekti 4 kartus. Tuo tarpu esant didelei nuostolių koeficiento vertei (4 dB/cm ir daugiau) galimybė užregistruoti bandinio pralaidumo pokyčius egzistuoja tik tuomet, kai bangolaidžio ilgis siekia 2 cm ir mažiau. Žinoma, realiomis eksperimento sąlygomis, ypač atliekant pradinius, o ne optimizavimo tyrimus, sunku nuspėti, koku nuostolių koeficientu bangolaidžiai pasižymės – nuostolių koeficiento nustatymas juk ir yra pagrindinis šios metodikos tikslas. Tad erdvės tokio tipo spekuliacijoms, bent jau pirmaisiais tyrimo etapais, yra mažai. Todėl, siekiant eksperimentiškai stebėti kuo didesnį bandinio pralaidumo kitimą (taip siekiama sumažinti su matavimu neišvengiamai susijusias paklaidas), kad ir kokia sklidimo nuostolių koeficiento vertė iš tiesų pasižymėtų bangolaidis, peršasi išvada, jog Fabry – Perot metodika tikslinga tirti 1 cm ir mažesnio ilgio bangolaidžius.

Šioje vietoje, analizuojant teorines santykinio pralaidumo priklausomybes nuo bangolaidžio galinių paviršių atspindžio koeficiento ir bangolaidžio ilgio, esant įvairioms sklidimo nuostolių koeficiento vėrtėms, išryškėja viena labai svarbi ir unikali Fabry – Perot metodikos savybė, kurią būtų galima apibendrinti taip: kuo kokybiškesnis bangolaidis yra charakterizuojamas, tuo

išmatuota jo sklidimo nuostolių koeficiento vertė yra tikslesnė (su matavimu susijusios paklaidos mažesnės) [53]. Šį faktą galima įžvelgti tiek **8 pav. a**, tiek **b**, o geriausiai šią savybę atspindi **9 pav.**, kur pateikta potencialiai matuojamo santykinio pralaidumo priklausomybė nuo bangolaidžio šviesos sklidimo nuostolių koeficiento, esant skirtingoms atspindžio koeficiento vertėms.

Kuo realus bangolaidžio nuostolių koeficientas, kurį siekiama išmatuoti, didesnis, tuo kreivės, reprezentuojančios pralaidumo moduliacijos vertę, esant įvairiomis atspindžio koef. vertės, yra išsidėstę arčiau viena kitos. Kadangi realiomis eksperimento sąlygomis kiekviena iš šių linijų dėl neišvengiamų paklaidų (pvz. dėl neteisingai išmatuoto atspindžio koeficiento arba dėl neteisingai sujungtos eksperimento schemas) turi baigtinį plotį (storį), tai realybėje jos gali iš dalies persikloti. Tuomet atsiranda neapibrėžtumas, kuriai iš kreivių priklauso išmatuoto santykinio pralaidumo vertė – kitaip tariant, taikant (4.3.6) formulę nuostolių koeficientui apskaičiuoti, jis gali būti nustatytas neteisingai. Tuo tarpu tiriant vis mažesne sklidimo nuostolių koeficiento verte pasižyminčius bangolaidžius, eksperimentinių parametrų erdvėje šios kreivės atsiskiria ir dalinis neapibrėžtumas išnyksta, todėl tikimybė kardinaliai suklysti stipriai sumažėja.



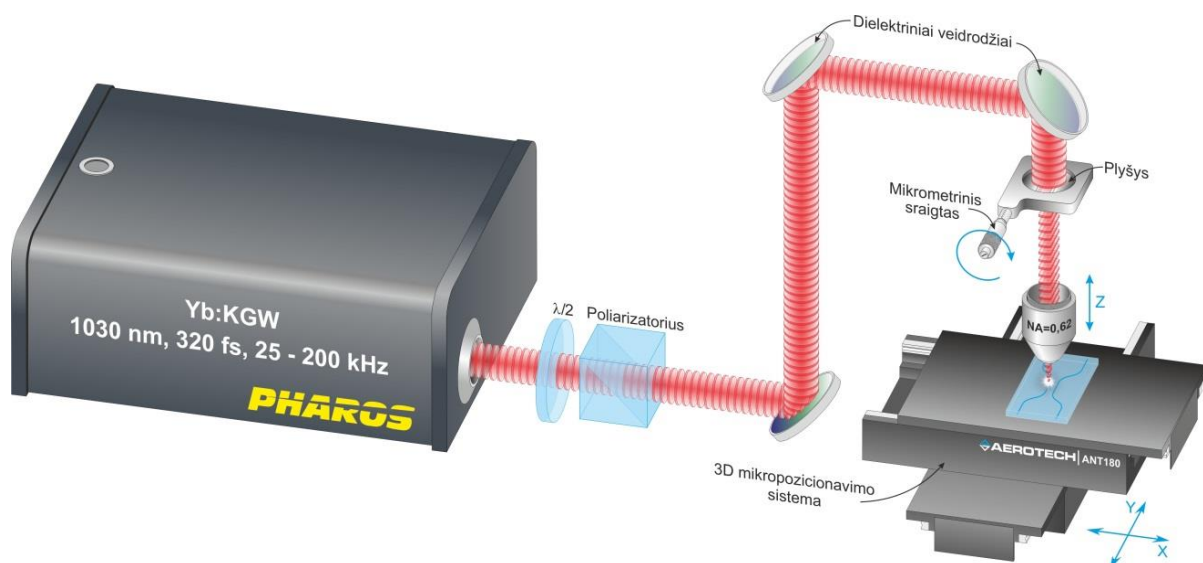
9 pav. Teorinė maksimalaus ir minimalaus bangolaidžio pralaidumo santykio priklausomybė nuo bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficiento, esant skirtingoms atspindžio koeficiento vertėms, kai bangolaidžio ilgis yra 1 cm.

II. Bangolaidžių integravimas lydytame kvarce su Yb:KGW lazerine sistema

5. Eksperimento schemas

Eksperimentinėje šio darbo dalyje buvo naudojama Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centro lazerių taikymo laboratorijos tiesioginio lazerinio rašymo sistema. Jos supaprastinta principinė schema pateikta **10 pav.**

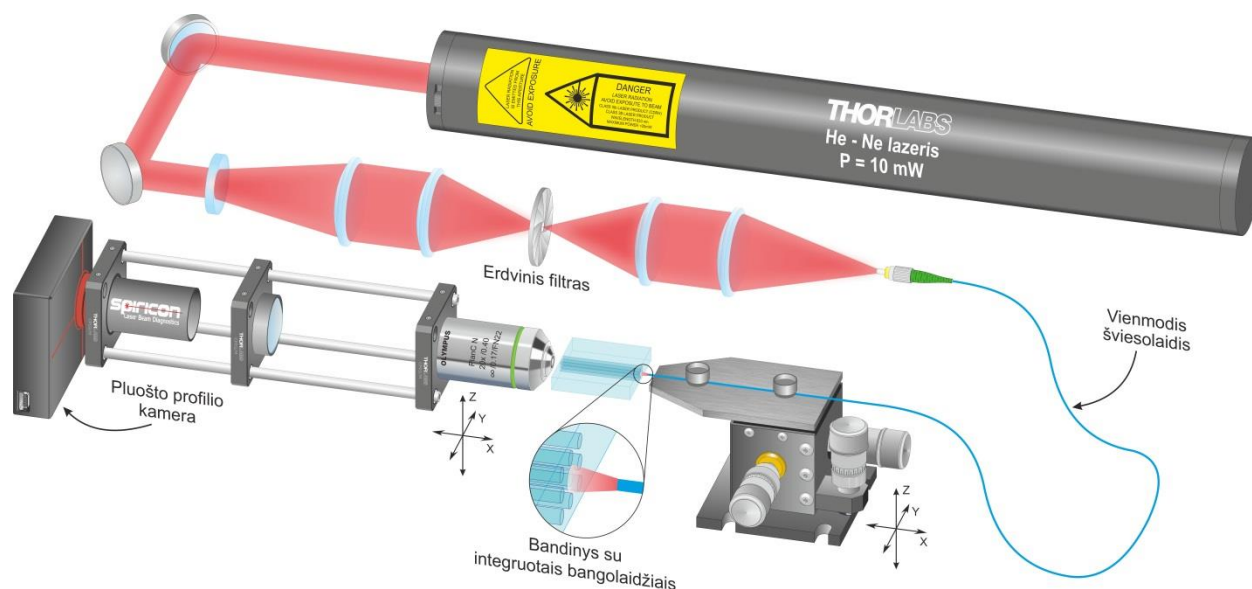
Naudojamas šviesos šaltinis – Yb:KGW lazerinė sistema „Pharos“ (gamintojas – UAB MGF „Šviesos konversija“), gebanti spinduliuoti aukšto smailinio intensyvumo 320 fs trukmės ir 1030 nm centrinio bangos ilgio šviesos impulsus. Vidutinė lazerio spinduliuotės galia siekia 6 W plačiame impulsų pasikartojimo dažnio intervale (25 – 200 kHz). Lazerio pluošto galia visų pirma susilpninama atenuatoriumi, susidedančiu iš fazinės $\lambda/2$ plokštelės ir Briusterio kampu pastatyto poliarizatoriaus, ir dielektriniais veidrodžiais nukreipiama į bandinį, prieš tai pluoštą praleidus pro stačiakampį plyšį, kurio dydis valdomas mikrometriniu sraigtu. Bandinį pasiekianti vidutinė lazerio galia (impulso energija) buvo matuojama už plyšio patalpinant terminį matavimo sensorių (*Ophir 3A*), o tiesiškai poliarizuotas lazerio pluoštas fokusuojamas 0,62 arba 0,4 skaitinės apertūros (NA) asferiniu lęšiu. Pluošto poliarizacijos ašis sutapo su įrašomų bangolaidžių ašimi (bandinio transliavimo kryptimi). Bandinys buvo tvirtinamas ant trimatės pozicionavimo sistemos, kurią sudaro trys transliacijos stalai („Aerotech ANT180“). Šių stalų maksimalus transliavimo greitis siekia 50 cm/s, postūmio žingsnis (rezoliucija) 1 nm, tikslumas 150 nm, o judėjimo eiga 16 cm. Bandinio padėtį lęšio židinio atžvilgiu galima tiksliai keisti naudojant kompiuterinę transliavimo stalų ir lazerio valdymo sistemą „SCA“ (UAB „Altechna“). Tokiu būdu tiesioginio lazerinio rašymo būdu skaidrios medžiagos tūryje galima suformuoti norimus trimačius darinius – bangolaidžius ir bangolaidiniu efektu paremtus funkcinius darinius.



10 pav. Bangolaidžių gamybos tiesioginio lazerinio rašymo būdu principinė schema.

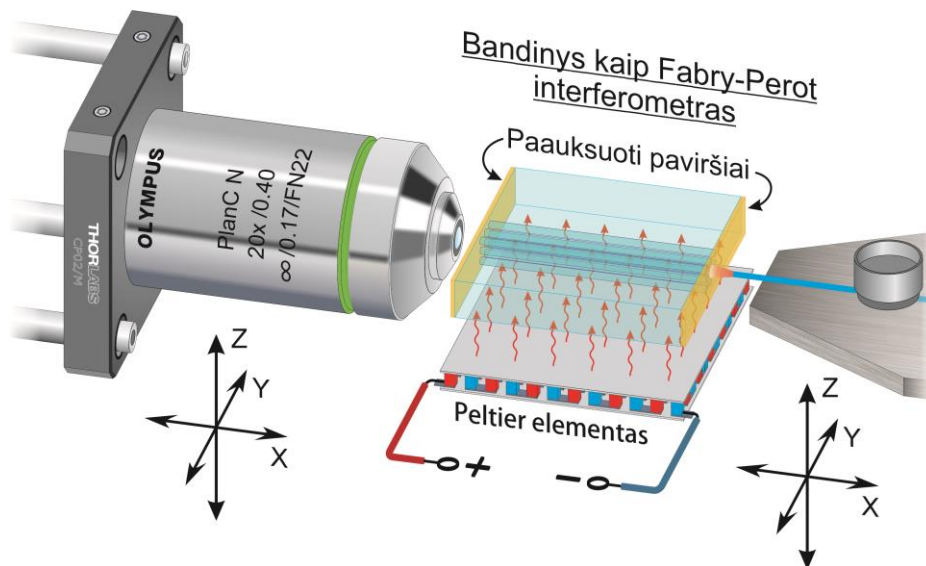
Pirmųjų suformuotų darinių bangolaidinis efektas buvo vertinamas optiniu mikroskopu *Olympus BX51*, lydyto kvarco bandinį orientuojant taip, jog jame esančių bangolaidžių ašis sutaptų su mikroskopo apšvietimo kryptimi, t.y. vertikaliai. Siekiant padidinti bangolaidinio efekto stebėjimo tikimybę, bandinys buvo apšviečiamas be kondensoriaus – tokiu atveju mikroskopo skleidžiama šviesa nėra fokusuojama į vieną bandinio sritį, o bandinys apšviečiamas plačiu lauku, taip potencialiai padidinant kontrastą tarp femtosekundinės spinduliuotės nepaveiktos lydyto kvarco srities ir srities su pakitusiu lūžio rodikliu.

Sėkmingai lydyto kvarco tūryje suformuotų bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficientui tirti buvo naudojamas He-Ne lazeris (*Thorlabs HNL100R*), spinduliuojantis nepoliarizuotą 10 mW galios 632,8 nm bangos ilgio šviesą. Bangolaidinio efekto tyrimo principinė schema pateikta **11 pav.**.



11 pav. Bangolaidinio efekto stebėjimo ir bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento nustatymo „cut-back“ metodu principinė schema.

Siekiant išsiaiškinti, ar tiesioginio lazerinio rašymo būdu suformuoti bangolaidžiai palaiko 632,8 nm bangos ilgio šviesos sklidimą, He-Ne lazerio pluoštas pradžioje, atsispindėjęs nuo sidabrinių veidrodžių, sklaidomojo ir glaudžiamojo lęšio pora išplečiamas ir sukolimuojamas, o su glaudžiamųjų lęšių pora ir erdviu filtru „išvalomas“ nuo nepageidaujamų Furjė dedamųjų. Galiausiai lazerio pluoštas fokusuojamas į FC tipo šviesolaidinės jungties ferulę ir įvedamas į vienmodį šviesolaidį (*Thorlabs 630HP*), kurio galas pritvirtintas prie trijų ašių mikrometrinio tikslumo pozicionavimo stalelio. Šviesa į bangolaidžius įvedama vienmodžio šviesolaidžio galą priartinant prie lydyto kvarco bandinio su integruotais bangolaidžiais (angl. *butt - coupling*), o bandinį praėjusios šviesos pasiskirstymas stebimas prie trijų ašių pozicionavimo stalelio pritvirtinta 20 kartų didinančio objektyvo, glaudžiamojo lęšio ir pluošto profilio kameros (*Ophir Spiricon SP620U*) sistema.



12 pav. Bangolaidžių sklaidimo nuostolių koeficiento matavimo, panaudojant Fabry – Pero interferometrinių metodą, principinė schema.

Bangolaidžių sklaidimo nuostolių koeficientą tiriant Fabry – Perot interferometriniu metodu, buvo atlikta keletas nedidelių matavimo schemos pakitimų, kurie matomi **12 pav.** Iš esmės svarbiausi pakitimai, lyginant su **11 pav.** pateikta schema, buvo paties bandinio paruošimas matavimams. Dėl daugkartinių atspindžių šviesos akumuliuota fazė vieno bandinio apėjimo metu ir atitinkamai iš bandinio praėjusios šviesos intensyvumas (galia) buvo keičiami lydyto kvarco bandinį šildant nuo kambario temperatūros iki 50 °C Peltier (Peltje) elementu. Siekiant stebėti kuo didesnę bandinį praėjusios šviesos intensyvumo (galios) moduliaciją, bangolaidžių galinių paviršių atspindžio koeficientas buvo dirbtinai padidintas panaudojant metalizatorių (*Quorum Q150*), kuris ant bandinio galinių paviršių užgarino nedidelį kiekį aukso. Taip paruoštų bandinio paviršių atspindžio koeficientas buvo nustatomas fotodiodu (*Ophir PD300*) matuojant nuo pirmojo bandinio paviršiaus atsispindėjusios ir jį kritusios He – Ne lazerio spinduliuotės galios santykį. Taip pat, siekiant kuo didesnio jautrumo, vietoje pluošto profilio kameros buvo naudojamas spektrometras (*Avantes AvaSpec-2048-SPU*).

6. Rezultatai ir jų aptarimas

6.1. Tinkamų technologinių gamybos parametrų paieška

Ekspimentinės darbo dalies pradžioje įdomumo dėlei, dar prieš atliekant plyšio metodikos tyrimus, buvo išbandytos bangolaidžių formavimo lydyto kvarco tūryje galimybės, femtosekundinę lazerio spinduliuotę į lydyto kvarco tūrį sufokusuojant tiesiogiai (be plyšio) su $NA = 0,62$ skaitinės apertūros lęšiu. Tai leido gauti kontrolinius (atraminius) rezultatus palyginimui, ar plyšio metodika iš tiesų yra veiksminga ir pasiteisinanti, norint formuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas (bangolaidžius).

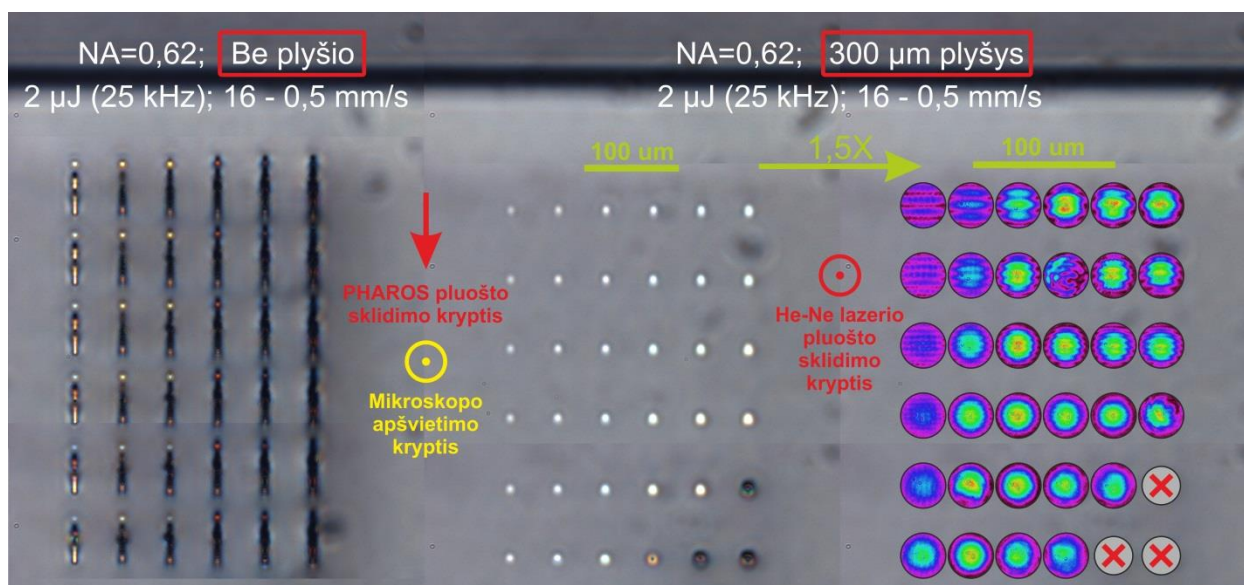
Siekiant kuo efektyviau išnaudoti lydyto kvarco bandinio tūrį, potencialūs 4,5 mm ilgio bangolaidžiai buvo formuojami dvimačiais paketais (vienas šalia kito), jog preliminariai vertinant modifikacijų geometriją optiniu mikroskopu, bangolaidžių skerspjūviai suformuotų matricos pavidalo objektus. Kiekviena matrica buvo formuojama esant konkrečiai lazerio impulso energijos vertei – ji, kas 100 nJ, buvo keičiama nuo 100 nJ iki 1 μJ vertės (iš viso buvo suformuota 10 matricių). Viso eksperimento metu išlaikant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažnį, kiekvienos matricos horizontalioje ašyje buvo keičiamas bandinio transliavimo greitis – jis, kaskart dvigubinant vertę, buvo keičiamas nuo 0,5 mm/s iki 16 mm/s (kiekviename matricos sluoksnyje suformuojami 6 potencialūs bangolaidžiai). Esant tokioms bandinio transliavimo greičio vertėms, kiekvieną lydyto kvarco milimetrą paveikdavo atitinkamai nuo 50 000 iki 1563 lazerio impulsų. Siekiant didesnės eksperimentinių duomenų imties, kiekvieną matricę sudarė po 6 modifikacijų sluoksnius, iš kurių viršutinis nuo lydyto kvarco bandinio paviršiaus buvo nutolęs per $\approx 150 \mu\text{m}$.

Pluošto fokusavimui naudojant vien $NA=0,62$ skaitinės apertūros asferinį lęšį, gamybos parametrų „langas“, kuriame stebimas bangolaidinis efektas, buvo labai „siauras“ (impulso energijos diapazonas nuo modifikacijos atsiradimo iki medžiagos pažeidimo siekė $< 100 \text{ nJ}$), o lydyto kvarco modifikacijos dėl lazerio pluošto fokusavimo per lydyto kvarco ir oro sandūrą atsirandančios aberacijos [34,54] pasižymėjo ypač prasta ašine simetrija arba lazeriniu pažeidimu (žr. **13 pav.** kairėje) Tai ypač apsunkina tokių darinių efektyvų panaudojimą bangolaidinėms struktūroms formuoti, todėl tolesni eksperimentai buvo skiriami plyšio metodikos realizavimui, siekiant pašalinti ką tik išvardintus bangolaidžių trūkumus.

Manipuliuojant potencialių bangolaidžių skerspjūvio geometrija su plyšiu, patalpintu prieš $NA=0,62$ skaitinės apertūros asferinį lęšį, modifikacijų matricos taip pat buvo formuojamos esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui, o tirtas bandinio transliavimo greičio intervalas buvo toks pat – nuo 0,5 mm/s iki 16 mm/s. Tad, siekiant suformuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas, liko ištirti modifikacijos formos priklausomybę nuo dviejų esminių parametrų, t. y. nuo plyšio diametro ir pro plyšį praeinančios impulso energijos. Plyšio diameteras buvo keičiamas kas 100 μm,

nuo 100 μm iki 600 μm vertės, o esant konkrečiai plyšio diametro vertei, impulso energija buvo keičiama 200 nJ žingsniu nuo 1 μJ iki 2,4 μJ vertės.

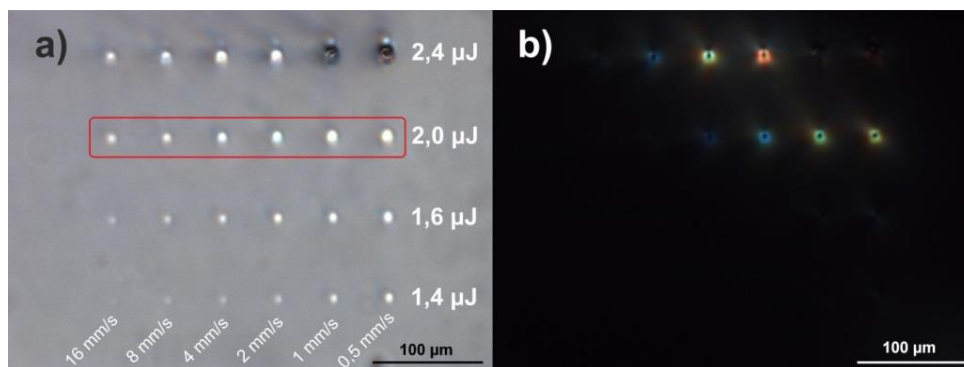
Išanalizavus eksperimentinius rezultatus, buvo pastebėta, jog ašine simetrija pasižyminčias modifikacijas įmanoma suformuoti naudojant 300 μm skersmens plyšį, o maksimali vis dar saugi impulso energijos vertė, leidžianti pasiekti didžiausius modifikacijos skerspjūvio matmenis nepasireiškiant nepageidaujamiems aberacijos efektams, siekia 2 μJ (neįskaičius bandinio sukeltos aberacijos efektų tai atitinka $1,92 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ intensyvumą židinio centre). Žinoma, šie eksperimentiškai optimizuoti gamybos parametrai skirsis, pakeitus lazerio pluošto diametrą.



13 pav. Kardinali plyšio įtaka lydyto kvarco tūryje suformuotų modifikacijų skerspjūvio simetriškumui, bandinį stebint mikroskopo šviesaus lauko režime. Kairėje – potencialaus bangolaidžio skerspjūvis lazerio pluoštą fokusuojant be plyšio su $\text{NA}=0,62$ asferiniu lęšiu; Centre - optimalios energijos impulsus fokusuojant su tuo pačiu lęšiu bei optimalaus diametro plyšiu; Dešinėje – pluošto profilio kamera stebimi šviesos lauko pasiskirstymai iškart už optimaliais gamybos parametrais suformuotų bangolaidžių, į juos įvedus He – Ne lazerio spinduliuojamą 632,8 nm bangos ilgio šviesą. Arčiausiai lydyto kvarco paviršiaus esančių bangolaidžių modos lauko stebėjimą maskuoja nuo lydyto kvarco vidinio paviršiaus atsispindėjusios šviesos sukeliama interferencija. Raudonais kryželiais pažymėtos šviesos sklaidimo nepalaikančios lydyto kvarco modifikacijos. Kiekvienas modifikacijų sluoksnis suformuotas su 2 μJ impulsais, esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui; naudotos bandinio transliavimo greičio vertės iš kairės į dešinę: 16, 8, 4, 2, 1, 0,5 mm/s.

Simetrinio skerspjūvio bangolaidžiai taip pat buvo tiriami bandinį su modifikacijomis patalpinant tarp sukryžiuotų poliarizatorių. Kaip matyti **14 pav. b)**, modifikacijos, suformuotos 2 μJ ir didesnės energijos impulsais, pasižymi dvejopalauiškumu – stebimas modifikacijų švytėjimas, o X formos aplinkinės srities švytėjimas byloja apie periferinėje, tiesiogiai lazerio nepaveiktoje lydyto kvarco srityje susidariusius įtempimus. Tačiau kone labiausiai pastebimas

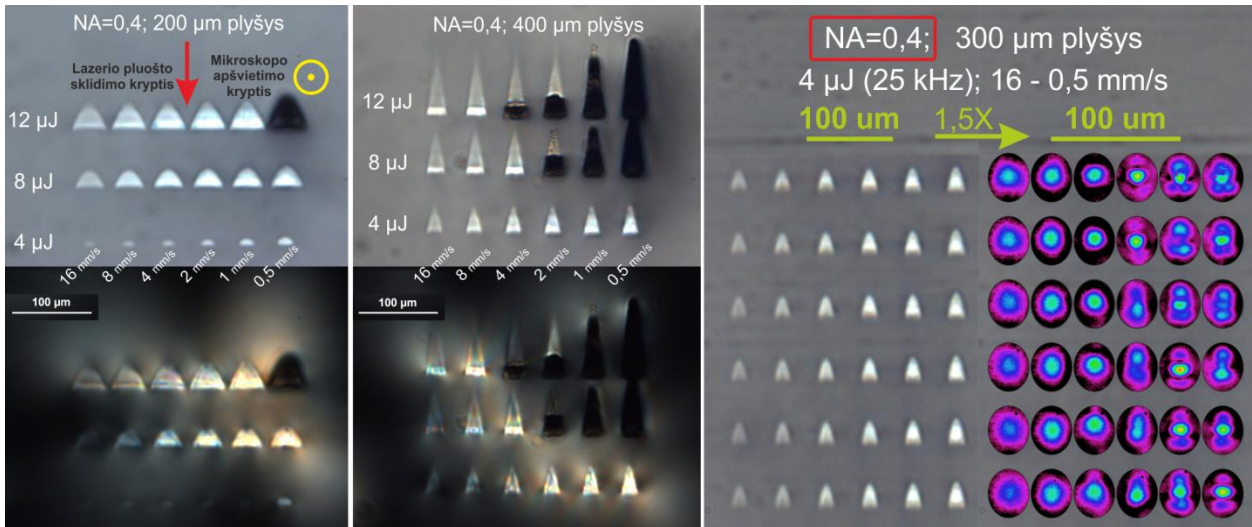
charakteringas tokių modifikacijų bruožas yra juodas taškas modifikacijos centre. Šio taško prigimtis nėra visiškai aiški – iš pirmo žvilgsnio ši modifikacija galėtų būti atsainiai priskirta lydyto kvarco optiniam pažeidimui, tačiau reikia turėti omenyje, jog šis charakteringas bruožas stebimas tik bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių, o šviesaus lauko režime juodo taško nematyti. Be to, jei ši centrinė modifikacijos sritis iš tiesų būtų optinis pažeidimas, jis turėtų tęstis išilgai per visą suformuoto bangolaidžio šerdies ilgį, todėl fundamentinės Gauso modos sklidimas tokiu bangolaidžiu nebūtų įmanomas. Tačiau šiame darbe Gauso modos sklidimas eksperimentiškai vis dėlto yra stebimas. Todėl centrinės modifikacijos srities priskyrimas optiniam pažeidimui negali būti teisingas. Greičiausiai, juodo taško stebėjimą bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių galima paaiškinti dviem vienas kitą papildančiais veiksniais: periferinėje modifikacijos srityje atsiradusiais įtempimais ir dėl plyšio metodikos pasiekta modifikacijos profilio apskritimine simetrija – dėl jos modifikacijos centre įtempimai vienas kitą kompensuoja ir dvejetainiškumas dingsta (šviesa, sklindanti modifikacijos šerdimi pro sukryžiuotus poliarizatorius nepraeina). Todėl galima daryti prielaidą, jog bangolaidžio šerdyje visgi formuojasi pirmojo tipo lydyto kvarco modifikacijos (tolygus lūžio rodiklio prieaugis). Vis dėlto, siekiant visapusiškai ištirti šių modifikacijų pobūdį, reikalingi papildomi tyrimai.



14 pav. Impulso energijos įtaka lydyto kvarco tūryje formuojamų išilginių modifikacijų bangolaidiniam efektui, naudojant 300 μm diametro plyšį ir $\text{NA} = 0,62$ skaitinės apertūros asferinį lęšį: **a)** modifikacijų išilginis vaizdas mikroskopo šviesaus lauko režime; **b)** modifikacijų išilginis vaizdas bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių. Raudonai pažymėtos modifikacijos, suformuotos su optimalios energijos impulsais.

Įdomumo dėlei, pasitelkiant plyšio metodiką, suformuoti simetrinio skerspjūvio lydyto kvarco modifikacijas (bangolaidžius) buvo bandoma lazerio pluoštą fokusuojant su $\text{NA} = 0,4$ skaitinės apertūros, t. y. mažesnio fokusavimo „aštrumo“ asferiniu lęšiu. Šiuo atveju nustatyti simetriniam skerspjūviui suformuoti tinkamo plyšio diametro ir impulso energijos nepavyko – visos suformuotos modifikacijos pasižymėjo charakteringa trikampė geometrija, o modifikacijas stebint bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių, suformuotos struktūros pasižymėjo itin dideliu nehomogeniškumu bei stiprių įtempio lauku modifikacijų periferijoje (žr. **15 pav.** apačioje). Todėl,

nors tokiose struktūrose taip pat įmanoma stebėti bangolaidinį efektą (žr. **15 pav.** dešinėje), tačiau likusieji šio darbo eksperimentai buvo sutelkti su $NA = 0,62$ skaitinės apertūros lęšiu suformuotų bangolaidžių charakterizavimui.



15 pav. $NA = 0,4$ skaitinės apertūros lęšiu formuotų lydyto kvarco išilginių modifikacijų (potencialių bangolaidžių) skerspjūvio vaizdas mikroskopo šviesaus lauko režime, esant skirtingoms lazerio impulso energijos ir plyšio diametro vertėms. Apačioje – modifikacijų vaizdas, bandinį patalpinus tarp sukryžiuotų poliarizatorių. Dešinėje – pluošto profilio kamera stebimi šviesos lauko pasiskirstymai iškart už suformuotų bangolaidžių, į juos įvedus He – Ne lazerio spinduliuojamą 632,8 nm bangos ilgio šviesą. Kiekvienas modifikacijų sluoksnis suformuotas su 4 μJ impulsais, esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui; naudotos bandinio transliavimo greičio vertės iš kairės į dešinę: 16, 8, 4, 2, 1, 0,5 mm/s.

Taigi, galima teigti, jog siekiant suformuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas, plyšio metodas nėra visuomet veiksmingas. Iš atliktų eksperimentų peršasi išvada, jog naudojant $NA = 0,4$ ir mažesnės skaitinės apertūros lęšius, plyšys nebegali kompensuoti įgimtos pluošto intensyvumo pasiskirstymo asimetrijos židinio aplinkoje, todėl nebeįmanoma suformuoti simetrinio pobūdžio modifikacijų, reikalingų optimaliam bangolaidžio veikimui. Vis dėlto, naudojant $NA = 0,62$ lęšį, plyšio patalpinimas priešais lazerio pluoštą fokusuojantį lęšį turi neginčijamai teigiamą efektą bangolaidžio simetriškumui (**13 pav.**) – fokusuojant tokios pat energijos lazerio impulsus su plyšiu, plyšio sukelti difrakciniai efektai sugeba atsverti neigiamus lydyto kvarco ir oro sandūros sukeltos aberacijos ir pluošto intensyvumo pasiskirstymo asimetrijos efektus židinio aplinkoje pluoštą fokusuojant be plyšio. Taip pat apibendrinant plyšio įtaką, reikia pastebėti, jog suformuotos simetrinės modifikacijos pasižymi kur kas didesniu diametru – lyginant **13 pav.** pateiktą modifikacijų vaizdą, fokusuojant identišką energijos impulsus, modifikacijos skersinis diametras išauga apie 3 kartus – nuo 3 μm iki 10 μm vertės, kuri, kaip jau minėta šio

darbo teoriniame įvade, teoriškai jau būtų pakankama, norint realizuoti tokių bangolaidžių panaudojimą infraraudonajame spektro ruože.

Vienmodį šviesos sklidimo režimą šiuose bangolaidžiuose, naudojant He – Ne lazerio sklaidžiamą $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ bangos ilgio šviesą, galima realizuoti juos formuojant tiek su $NA = 0,62$, tiek su $NA = 0,4$ asferiniu lęšiu. Tačiau $NA = 0,4$ lęšio atveju griežtai vienmodis režimas įmanomas tik tuo atveju, jei bandinio transliavimo greitis, esant 25 kHz pasikartojimo dažniui, yra imtinai didesnis nei 4 mm/s (impulsų skaičius, tenkantis vienam lydyto kvarco milimetrui atitinkamai mažesnis nei 6250). Kitu atveju, esant didesniam impulsų tankiui, tiek netolygus lūžio rodiklio pasiskirstymas lazerio paveiktoje srityje, tiek pačios modifikacijos asimetriškumas sudarko vienamodį šviesos lauko sklidimo režimą. Tuo tarpu naudojant $NA = 0,62$ lęšį, esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui visame tirtame 0,5 – 16 mm/s bandinio transliavimo greičio diapazone bangolaidžiai buvo vienmodžiai. Tokie rezultatai iš dalies nestebina – nors augant bandinio transliavimo greičiui stebimas modifikacijos diametro (ir potencialiai lūžio rodiklio prieaugio) sumažėjimas, tačiau modifikacijų skerspjūvis visuomet išlieka simetrinis. Sėkmingai išmokus į lydyto kvarco tūrį integruoti veikiančius bangolaidžius, tolesnis dėmesys buvo sutelktas jų kiekybiniam charakterizavimui – femtosekundinių impulsų sukulto lydyto kvarco lūžio rodiklio pokyčio ir sklidimo nuostolių koeficiento matavimams.

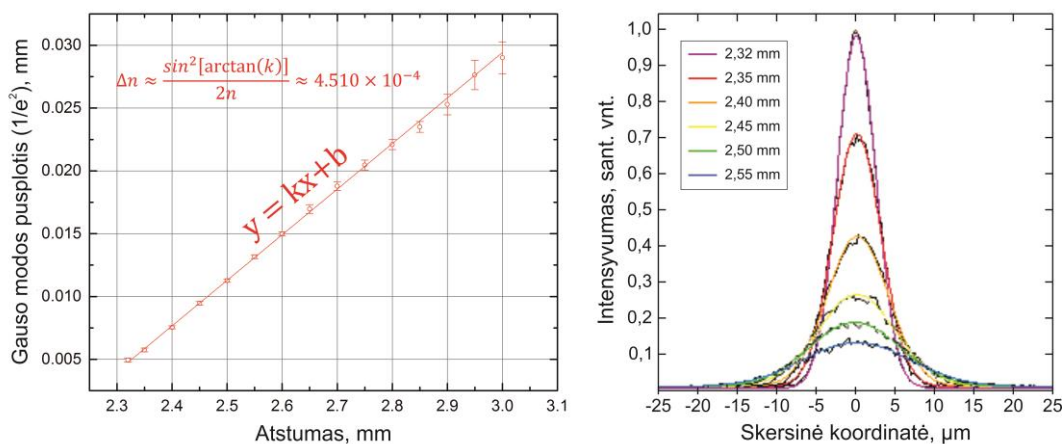
6.2. Lūžio rodiklio pokyčio nustatymas

Bangolaidžiai visų pirma buvo charakterizuojami bandant nustatyti esminį, pirmojo tipo lydyto kvarco modifikacijas charakterizuojantį parametą – lūžio rodiklio pokytį, kuris iš esmės ir įgalina tokias modifikacijas panaudoti bangolaidžių formavimui. Lydyto kvarco lūžio rodiklio prieaugis buvo netiesiogiai nustatomas (apskaičiuojamas) eksperimentiškai išmatuojant pagamintų bangolaidžių skaitinę apertūrą, t.y. iš bangolaidžio išėjusios fundamentinės Gauso modos skėsties kampą [41,55–57]. Paprastumo dėlei laikant, jog femtosekundiniais impulsais suformuoto bangolaidžio skerspjūvio lūžio rodiklio pasiskirstymas radialine kryptimi yra stačiakampio formos, lūžio rodiklio pokytį ir bangolaidžio skaitinę apertūrą sieja toks sąryšis:

$$NA = n_0 \sin \Theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \Rightarrow \Delta n \approx \frac{\sin^2 \Theta}{2n_2}, \quad (5.2.1)$$

čia $n_0 \approx 1$ yra oro lūžio rodiklis, Θ yra iš bangolaidžio išėjusio šviesaus lauko (Gauso modos) skėsties kampas (šviesos suformuoto kūgio puskampis), n_1 ir n_2 atitinkamai bangolaidžio šerdies (modifikacijos) ir apvalkalo (lazerio nepaveikto lydyto kvarco) lūžio rodikliai, o $\Delta n = n_1 - n_2$ yra lūžio rodiklio pokytis.

Tyrimui buvo pasirinkta 10 bangolaidžių, suformuotų 300 μm gylyje nuo lydyto kvarco paviršiaus, panaudojant $\text{NA} = 0,62$ lęšį ir optimalią 2 μJ impulso energiją (atitinkančią $1,92 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ intensyvumą židinio centre), 300 μm diametro plyšį bei 2 mm/s bandinio transliavimo greitį, esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui. Siekiant į bangolaidžius įvesti kuo daugiau šviesos bei tiesiogiai stebėti Gauso modos skėstį kitame bangolaidžio gale, bandinys su bangolaidžiais buvo iš abiejų galų nupjautas ir nupoliruotas, taip atidengiant priekinį ir galinį bangolaidžių skerspjuvio paviršių. Šviesos pluošto skėstis buvo įvertinama matuojant iš bangolaidžio išėjusios Gauso modos diametro (puspločio) kitimą $1/e^2$ intensyvumo lygyje, išilgai pluošto sklaidimo ašies transliuojant atvaizdavimo sistemą, sudarytą iš objektyvo, lęšio ir pluošto profilio kameros. Gauti eksperimentiniai duomenys buvo aproksimuojami tiese, o tiesės krypties koeficiento arktangentas leido įvertinti modos skėsties puskampį (bangolaidžio skaitinę apertūrą) (16 pav.).



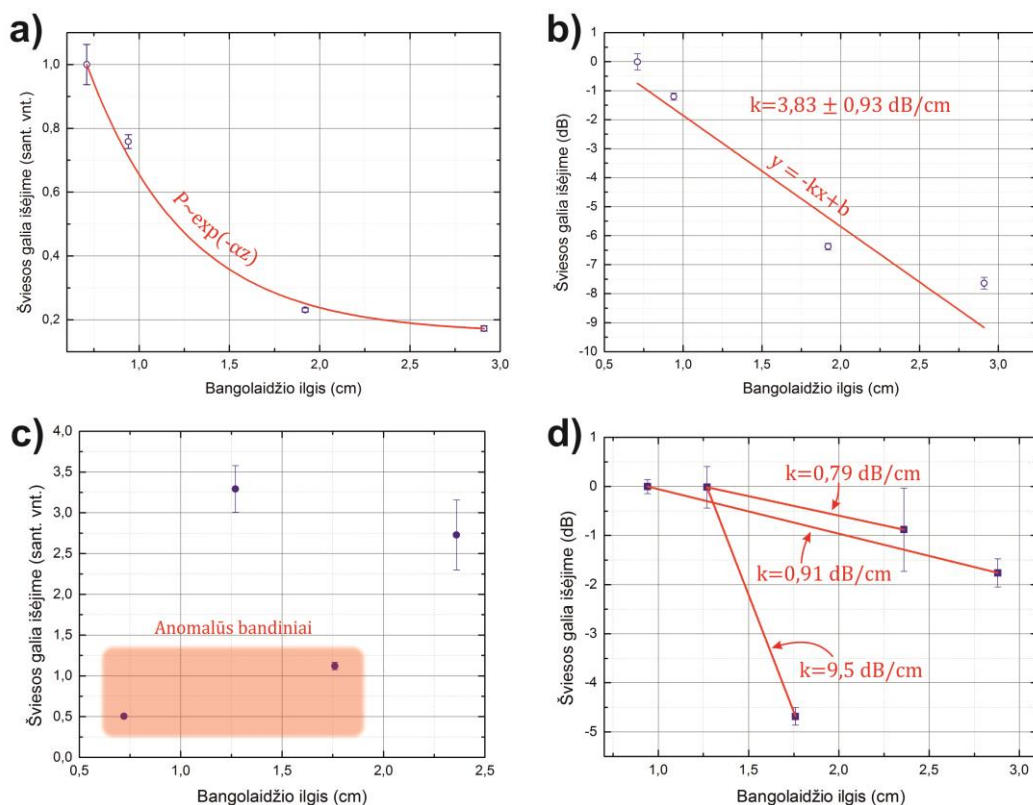
16 pav. Femtosekundiniais impulsais paveikto lydyto kvarco lūžio rodiklio pokyčio įvertinimas, matuojant jame suformuotų bangolaidžių skaitinę apertūrą, t.y. Gauso modos skėsties puskampį. Dešinėje – Gauso modos pasiskirstymas skirtinguose atstumuose nuo bangolaidžio galo.

Atlikus eksperimentą, buvo nustatyta, jog modifikuotos lydyto kvarco srities lūžio rodiklio pokytis siekia $\Delta n = 4,5 \times 10^{-4}$. Ši vertė, žinoma, yra apytikslė ir vidutinė, nes buvo laikoma, jog modifikacijos lūžio rodiklio profilis yra stačiakampio formos. Realybėje lūžio rodiklio pasiskirstymas lazerio paveiktoje srityje yra gan sudėtingas, o smailinės lūžio rodiklio pokyčio vertės stebimos modifikacijos centre [46]. Turint omenyje, jog naudojant titano safyro sistemas, tipinės lydyto kvarco lūžio rodiklio pokyčio vertės siekia nuo 10^{-4} iki 10^{-3} [16,58], o naudojant vis labiau populiarėjančius šviesolaidinius lazerius, buvo pasiekta rekordiškai didelė $2,2 \times 10^{-2}$ lūžio rodiklio pokyčio vertė [44], apibendrinant galima pasakyti, jog šiame darbe pasiektas lūžio rodiklio pokytis yra mažas. Tai sąlygoja sąlyginai prastą fundamentinės modos lokalizaciją bangolaidyje ir apsunkina tokių bangolaidžių panaudojimą bangolaidiniuose šakotuvuose, norint suformuoti lenktus bangolaidžius.

6.3. Bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento nustatymas

Bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento nustatymui „*cut-back*“ metodika buvo pasirinkti 4 lydyto kvarco bandiniai, kurių ilgis buvo atitinkamai 7 mm, 9 mm, 19 mm ir 29 mm. Bangolaidžių gamybos parametrai juose buvo identiški optimaliems parametrams, nustatytiems ankstensiam šio darbo skyrelyje: naudota 2 μJ impulso energija, 300 μm diametro plyšys ir 25 kHz impulsų pasikartojimo dažnis. Paprastumo dėlei buvo nuspręsta darbo pradžioje tirti ne visą bangolaidžių, suformuotų esant 0,5 – 16 mm/s transliavimo greičiams, aibę, o tik bangolaidžius, pagamintus naudojant 2 mm/s bandinio transliavimo greitį. Kadangi dar prieš įrašinėjant bangolaidžius lydyto kvarco bandinių optinių paviršių kokybė jau buvo pakankama, taupant laiką ir vengiant pakartotinio bandinių apdorojimo, susijusio su bandinio pjovimu ir poliravimu, siekiant atidengti bangolaidžių galinius paviršius, preliminariems rezultatams gauti buvo nuspręsta bangolaidžius įrašinėti lydyto kvarco bandinyje nepaliekant „paraščių“, t.y. lazerio pluoštas buvo nenutrūkstamai transliuojamas ir per oro/lydyto kvarco sandūrą – bandinio kraštą. Į taip pagamintus skirtingo ilgio bangolaidžius buvo įvedama He – Ne lazerio spinduliuotė, o šviesos lauko galia skirtingo ilgio bangolaidžių išėjime buvo apskaičiuojama suintegruojant pluošto profilio kamera stebimą Gauso modos intensyvumo pasiskirstymą. Savaime suprantama, visais keturiais atvejais šviesos įvedimo į bangolaidžius sąlygos buvo identiškos. Esant konkrečiam bandinio ilgiui, buvo iširta po 10 bangolaidžių, integruotų 300 μm gylyje nuo lydyto kvarco paviršiaus. Gautas eksponentinis galios mažėjimas, atitinkantis Beer – Lambert dėsnį, pateiktas **17 pav. a**. Siekiant korektiškiau apskaičiuoti šių bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficientą, jis buvo įvertintas atidėjus gautų eksperimentinių galios verčių, išreikštų decibelais, priklausomybę nuo bangolaidžio ilgio ir nustačius tiesės, aproksimuojančios šiuos eksperimentinius duomenis, krypties koeficientą (**17 pav. b**). Atramine šviesos lauko galia, atitinkančia 0 dB, buvo laikoma vertė, išmatuota trumpiausio bangolaidžio išėjime. Kaip matyti, šiuo atveju sklidimo nuostolių koeficientas yra didelis, o jo vidutinė vertė siekia 3,83 dB/cm. Vis dėlto, tai neturėtų stebinti, turint omenyje naudotą bangolaidžių gamybos būdą – sufokusuotą lazerio pluoštą transliuojant per bandinio kraštą, dėl atsirandančių atspindžių nuo vidinės bandinio sienelės, ir aberacijų, intensyvumo pasiskirstymas pluoštą fokusuojančio lęšio židinyje yra stipriai išdankomas [59]. Todėl atitinkamai bandinio kraštų aplinkoje suformuojamos prastesnėmis savybėmis pasižyminčios bangolaidžių zonos, lyginant su sritimis, nutolusiomis nuo bandinio kraštų. O kadangi „*cut-back*“ metodikos atveju laikoma, jog charakterizuojami bangolaidžiai yra homogeniški, tai šiuo atveju gaunama vidutinė visos netolygios bangolaidinės struktūros sklidimo nuostolių koeficiento vertė.

Taigi, norint charakterizuoti homogeniškomis savybėmis išilgai savo ilgio pasižyminčius bangolaidžius, neišvengiamai reikalingas papildomas lydyto kvarco bandinių apdorojimas, kuris turi būti atliekamas jau po bangolaidžių įrašymo procedūros, o ne prieš ją. Tad toliau tie patys 4 lydyto kvarco bandiniai buvo paruošti tolesniems matavimams nupoliruojant jų galus (buvo pasirinkta nupoliruoti bent po 50 μm medžiagos iš abiejų bandinio pusių), taip atidengiant bangolaidžių sritis, ties kuriomis jie jau turėtų pasižymėti homogeniškomis savybėmis. Po bandinių poliravimo, bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento matavimo procedūra buvo pakartota. Tačiau čia išryškėjo esminė „cut-back“ metodikos problematika, susijusi su neišvengiamo papildomo bandinių apdorojimo kokybės neatsikartojamumu. Nors ir buvo imtasi visų priemonių, siekiant užtikrinti eksperimento korektiškumą, t.y. identiškas šviesos įvedimo į skirtingo ilgio bandinius sąlygas, tačiau gauti eksperimentiniai duomenys buvo gan chaotiški (**17 pav. c**). Visų pirma, charakterizuojant po 10 bangolaidžių, buvo pastebėta, jog išauga jų išėjimuose išmatuotos šviesos galios verčių išsibarstymas (dispersija). Tai gan tikėtinas ir nestebinant rezultatas. Tačiau tuo pat metu atsirado visiškai anomaliai besielgiančių bandinių – nors vizualiai, apdorotus bandinius stebint pro mikroskopą, jie praktiškai vienas nuo kito nesiskyrė, tačiau jų išėjimuose stebima maksimali šviesos galios vertė buvo itin maža.



17 pav. a) Eksponentinis šviesos intensyvumo mažėjimas femtosekundiniais impulsais lydyto kvarco tūryje suformuotame bangolaidyje, lazerio pluoštą transliuojant per bandinio kraštą be papildomo apdorojimo; **b)** Nuostolių koeficiento nustatymas bangolaidyje be poliravimo; **c)** Eksperimentiniai duomenys, gauti po papildomo bandinio apdorojimo (paviršių poliravimo); **d)** „Cut-back“ metodika nustatytos mažiausios ir didžiausia bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento vertės.

Be to, galios vertės, jas lyginant su gerai bangolaidinį efektą palaikančiais bandiniais, pasižymėjo itin mažu išsibarstymu. Žinoma, bandant nustatyti sklidimo nuostolių koeficientą, į anomaliai besielgiančius bandinius galima paprasčiausiai nekreipti dėmesio. Tokiu atveju duomenis aproksimuojant tiese, gauta tik iš dviejų eksperimentinių taškų, mažiausia sklidimo nuostolių koeficiento vertė siekė 0,79 dB/cm. Kitaip tariant, tokiu bangolaidžiu 632,8 nm bangos ilgio šviesai nusklidus beveik 4 cm, jos intensyvumas bangolaidyje sumažėja 2 kartus. Ši vertė neblogai atitinka tipines, femtosekundiniais impulsais lydytame kvarce suformuotų bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento vertes ir leidžia daryti išvadą, jog šiame darbe naudojama „Pharos“ sistema yra tinkama, norint lydyto kvarco tūryje realizuoti sąlyginai kokybiškų bangolaidinių darinių integravimą. Visgi, anomaliai besielgiančių bandinių egzistavimas kelia abejonių dėl gautos sklidimo nuostolių vertės. Bendru atveju, norint sumažinti gautų rezultatų neužtikrintumą, reikalinga vienu metu ištirti daug skirtingo ilgio bandinių, o po kiekvieno matavimo bandinių apdirbimo procesą pakartoti iš naujo. Tačiau net ir laikantis tokios strategijos, rezultatai dažniausiai išlieka chaotiški, o nuo jų interpretavimo stipriai priklauso apskaičiuojama sklidimo nuostolių koeficiento vertė. Todėl buvo nuspręsta bangolaidžių charakterizavimo procesą pratęsti naudojant Fabry – Perot metodiką.

Ekspertiškai realizuojant Fabry – Perot interferometrinių sklidimo nuostolių koeficiento matavimo metodą, siekiant potencialiai stebėti didžiausius bandinio pralaidumo pokyčius, buvo pasirinktas trumpiausias, 7 mm ilgio lydyto kvarco bandinys. Kaip ir „cut-back“ metodo atveju, abu bandinio paviršiai, atitinkantys integruotų bangolaidžių galus, buvo nupoliruoti, atidengiant suformuotas struktūras. Siekiant padidinti iš bandinio suformuoto Fabry – Perot rezonatoriaus grįžtamąjį ryšį ir, kaip ir trumpiausio bandinio pasirinkimo atveju, taip pat potencialiai padidinti tikimybę stebėti maksimalius bandinio pralaidumo pokyčius, abiejų nupoliruotų paviršių atspindžio koeficientas buvo padidintas ant jų užgarinant po nedidelį aukso sluoksnį. Tuo pat metu, siekiant išlaikyti vis dar priimtina kiauariai bandinį praėjusios šviesos kiekį ir taip palengvinti šviesos įvedimo į bangolaidžius procedūrą, buvo nuspręsta, jog protingiausia būtų naudoti tokį aukso kiekį, kuris leistų pasiekti 60 % bandinio darbinių paviršių atspindžio koeficientą. Po aukso garinimo procedūros tiksli atspindžio koeficiento vertė buvo nustatoma fotodiodu matuojant nuo pirmojo arba antrojo bandinio paviršiaus atspindėjusios He – Ne lazerio šviesos galią ir ją padalinant iš išmatuotos krintančios šviesos galios vertės. Tokiu būdu išmatuotos atspindžio koeficiento vertės dažniausiai siekdavo nuo 55 iki 65 %. Taip paruoštas bandinys tuomet būdavo tiesiogiai dedamas ant šildytuvo funkciją atliekančio Peltje elemento ir ant jo įtvirtinamas iš viršaus švelniai prispaudžiant spaustuku arba paprasčiausiu atveju bandinį tiesiog padedant ant Peltje elemento be jokių įtvirtinimų ar potencialių suvaržymų.

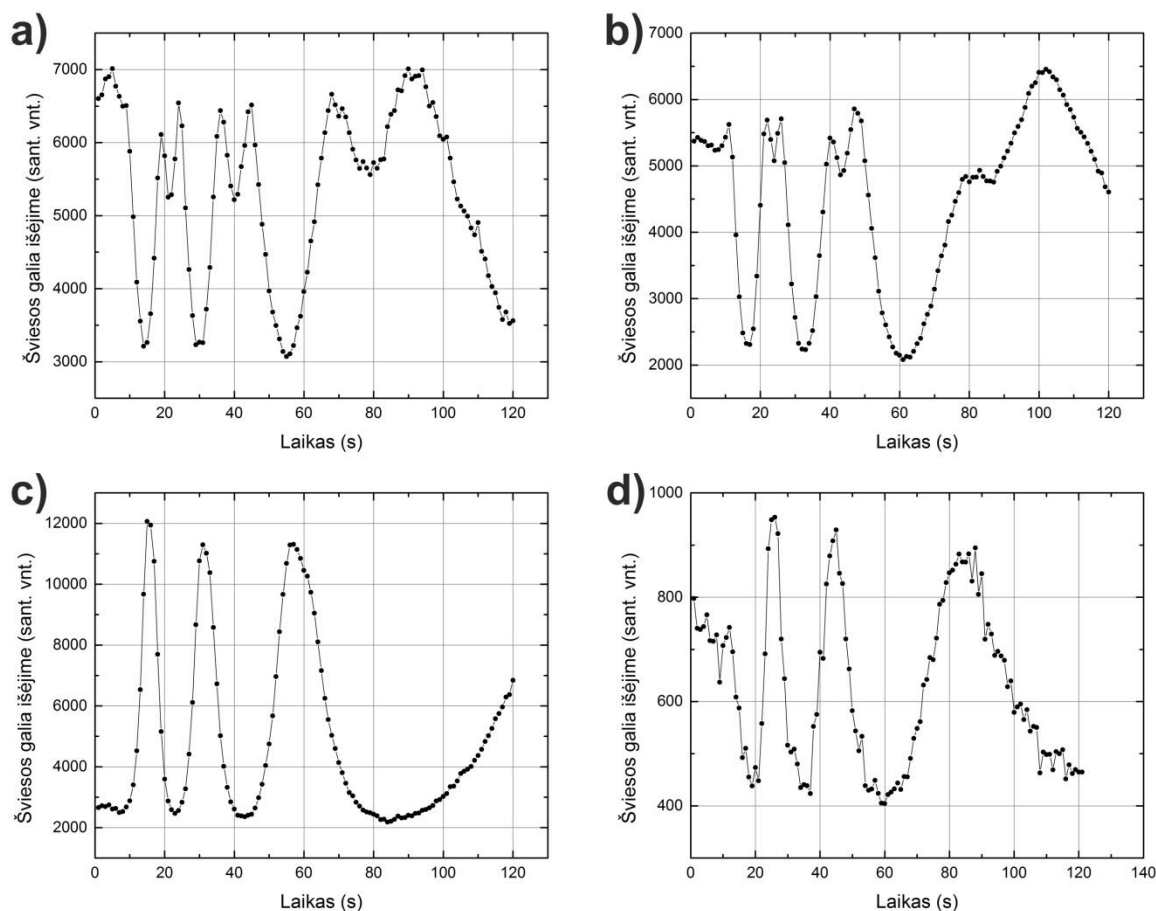
Prie vieno iš bandinio paaukuotų paviršių pamažu artinant vienamodį šviesolaidį, o kitoje bandinio pusėje pluošto profilio kamera stebint jį praėjusios šviesos intensyvumo pasiskirstymą, į

tiriamąjį bangolaidį buvo įvedama He – Ne lazerio šviesa. Tai atlikus, buvo vykdoma justiravimo procedūra – naudojantis mikrometriniais pozicionavimo staleliais buvo ieškoma tokios vienamodžio šviesolaidžio, bandinio su integruotais bangolaidžiais ir atvaizdavimo sistemos tarpusavio padėties bei kampų, kurie užtikrintų maksimalų šviesos intensyvumą bangolaidžio išėjime. Po justiravimo procedūros, vardan didesnio jautrumo matuojamo signalo pokyčiams, vietoje pluošto profilio kameros buvo įtvirtinamas dar vienas šviesolaidis, kuriuo surinkta šviesa buvo nuvedama į spektrometrą. Prieš atliekant matavimus šio šviesolaidžio galo padėtis taip pat buvo justiruojama tol, kol pasiekiamas maksimalus signalo intensyvumas. Atlikus šiuos darbus, būdavo pradėdama vykdyti pati matavimo procedūra - įjungiamas Peltje elemento maitinimas, o bandinio temperatūros augimo sukeltas praėjusios šviesos intensyvumo kitimas buvo įrašomas kas 1 – ą sekundę spektrometru užfiksuojant He – Ne lazerio spektrinę smailę. Vienas toks matavimas, priklausomai nuo signalo intensyvumo kitimo spartos, būdavo vykdomas 1 – 2 minutes. Kol bandinys baigus matavimą aušdavo, vykdavo gautų eksperimentinių duomenų analizė – kiekviena užfiksuota spektrinė smailė būdavo suintegruojama, taip gaunant skaičių, proporcingą šviesos galiai, ir atidedama taip gautų galiai proporcingų verčių priklausomybė nuo laiko (**18 pav.**). Turint tokią priklausomybę, būdavo apskaičiuojamas vidutinis santykis r tarp gretimų maksimalią ir minimalią signalo vertę atitinkančių verčių, o pasinaudojus išraiška, žinant bandinio ilgį L ir iš anksto išmatuotą bandinio paviršių atspindžio koeficientą R , būdavo apskaičiuojamas konkretaus bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientas.

Tokiu būdu, tikintis didesnio tikslumo ir atsikartojamumo nei „cut-back“ metodo atveju, buvo ištirta bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento priklausomybė nuo bandinio transliavimo greičio. Tyrinėjama buvo tose pačiose 0,5 – 16 mm/s bandinio transliavimo greičio ribose, naudojant 2 μJ energijos impulsus ir esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui, kaip ir apskritai analizuojant tokių bangolaidžių integravimo į lydyta kvarcą galimybes, aprašytas praeitame šio darbo skyriuje. Žinoma, bandant nustatyti bandinio transliavimo greičio įtaką bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficientui, buvo tiriami ne pavieniai bangolaidžiai – siekiant gauti šiek tiek statistinių duomenų, esant konkrečiai transliavimo greičio vertei, buvo ištiriama po 5 bangolaidžius, kiekvieno jų atveju stebint bent po tris pilnas intensyvumo osciliacijas. Iš jų buvo išsirinkta po dvi didžiausiu kontrastu pasižyminčias fliuktuacijas, todėl iš viso ties kiekviena greičio verte buvo gauta po 10 sklidimo nuostolių koeficiento verčių. Išmatuota sklidimo nuostolių koeficiento priklausomybė nuo bandinio transliavimo greičio pateikta **19 pav.** kairėje.

Įdomumo dėlei šis tyrimas buvo atliktas naudojant tris skirtingas bandinio kaitinimo Peltje elementu konfigūracijas (žr. **19 pav.** dešinėje). Pirmojoje konfigūracijoje bandinys ant Peltje elemento buvo dedamas 300 μm gylyje integruotų bangolaidžių puse į apačią bei įtvirtinamas spaustuku, antrojoje – taip pat įtvirtinant spaustuku, bet bangolaidžių puse į viršų, o trečiojoje – bangolaidžių puse į viršų, bet be jokio įtvirtinimo. Kaip matyti, visais trim atvejais bendra

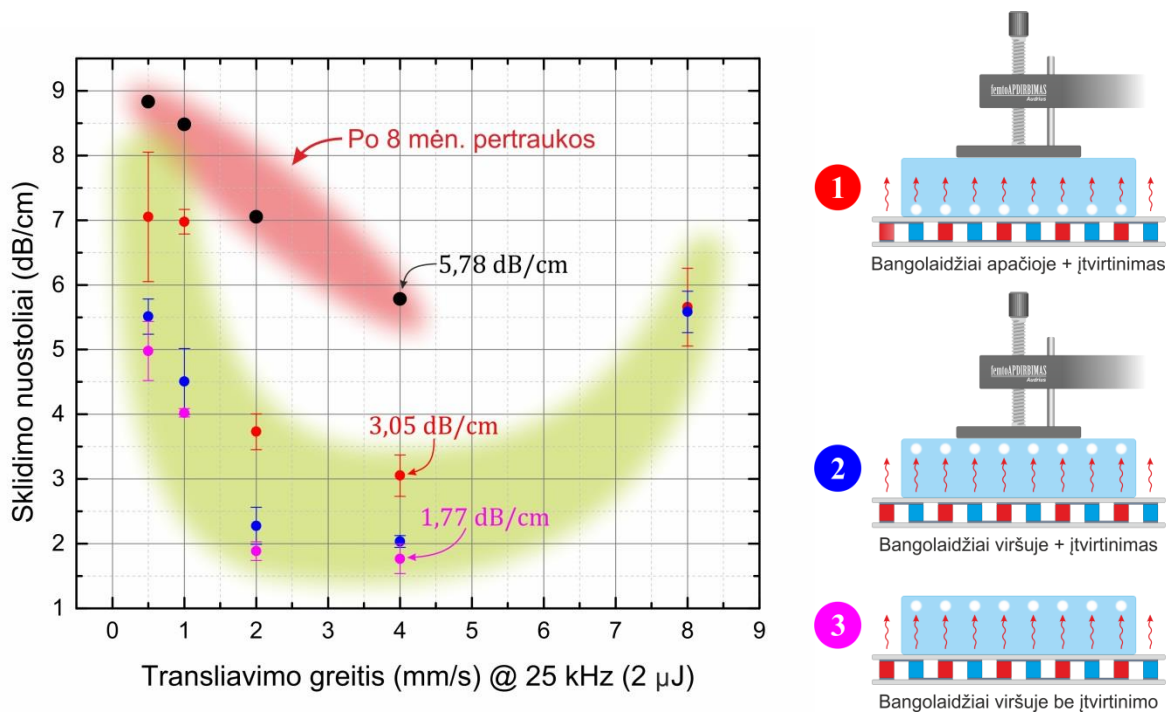
nuostolių koeficiento kitimo tendencija, keičiantis transliavimo greičiui, yra identiška – pradant 0,5 mm/s verte ir jai augant bangolaidžių sklaidimo nuostolių koeficientas mažėja ir, esant 4 mm/s vertei pasiekia minimalią vertę, o ties didesnėmis greičio vertėmis stebimas nuostolių koeficiento augimas.



18 pav. Lydyto kvarco tūryje integruotus bangolaidžius praėjusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo laiko, bandinį, paverstą Fabry - Perot interferometru, kaitinant su Peltje elementu. Naudoti gamybos parametrai: $NA=0,62$ lęšis, $2 \mu J$ impulso energija, $300 \mu m$ diametro plyšys, 25 kHz pasikartojimo dažnis. Bandinio transliavimo greičio vertės: **a)** 0,5 mm/s; **b)** 1 mm/s; **c)** 2 mm/s; **d)** 8 mm/s. Bangolaidžiai integruoti $300 \mu m$ gylyje nuo lydyto kvarco paviršiaus.

Spekuluojant būtų galima tokius rezultatus interpretuoti gan paprastai – iš vienos pusės, bandinį transliuojant sąlyginai lėtai, galimas daiktas, jog be lydyto kvarco lūžio rodiklio prieaugio vienu metu pradeda formotis ir antrojo tipo lydyto kvarco modifikacijos, skatinančios šviesos sklaidą bangolaidyje, todėl tokių struktūrų sklaidimo nuostolių koeficientas yra didelis, o iš kitos pusės, bandinį transliuojant sąlyginai dideliu greičiu, sukuriamas lūžio rodiklio prieaugis tikriausiai yra per mažas, todėl dėl per mažo modifikacijos lūžio rodiklio kontrasto su spinduliuotės nepaveikta lydyto kvarco sritimi Gauso moda tokiam bangolaidyje yra lokalizuota silpnai, t.y. santykinai didelė jos dalis sklinda bangolaidžio „apvalku“ ir taip modai sudaromos sąlygos efektyviau perduoti savo energiją aplinkai. Žinoma, korektiškam tokių rezultatų

paaiškinimui bendru atveju reikalingi papildomi tyrimai, pvz. modifikacijos lūžio rodiklio pokyčio ir pasiskirstymo nustatymas, priklausomai nuo naudojamos spinduliuotės parametru ir fokusavimo geometrijos.



19 pav. Fabry – Pero metodu išmatuota lydyto kvarco tūryje, 300 μm gylyje nuo paviršiaus ultratrumpais impulsais suformuotų bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento priklausomybė nuo bandinio transliavimo greičio, esant trims skirtingoms bandinio kaitinimo konfigūracijoms. Pakartotinis matavimas po 8 mėn. pertraukos buvo atliktas naudojant trečiąją kaitinimo konfigūraciją.

Nuo spekuliacijų grįžtant prie realių eksperimentinių rezultatų, galima teigti, jog bandinio kaitinimo geometrija turi nemažą įtaką bangolaidžio sklidimo nuostolių koeficiento nustatymui. Bandinį ant Peltje elemento uždėdant be jokio įtvirtinimo, minimali nuostolių koeficiento vertė siekė 1,77 dB/cm. (šviesos intensyvumas sumažėja 2 kartus, jai nusklidus 1,7 cm). Tuo tarpu naudojant pirmąją kaitinimo geometriją, minimali vertė buvo kur kas didesnė ir siekė 3,05 dB/cm (intensyvumas sumažėja 2 kartus nusklidus 1 cm). Įvardinti tiksliai tokios bandinio elgsenos priežastis yra taip pat keblu. Galimas daiktas, jog pirmosios konfigūracijos atveju dėl pernelyg didelių temperatūros gradientų ir trinties su Peltje elementu lydyto kvarco bandinys plečiasi per daug sparčiai bei netolygiai, o šį plėtimąsi ribojantis spaustukas šiek tiek deformuoja bangolaidį arba jame sukuria nedidelį įtempį ir taip sukuria papildomus bangolaidžio nuostolius. Tačiau, ko gero, daug tikimesnė potenciali šios elgsenos priežastis yra dėl pernelyg staigaus bandinio plėtimosi nuolatos besikeičiančios šviesos įvedimo sąlygos. Tuo tarpu realizuojant trečio tipo bandinio kaitinimo geometriją, temperatūros gradientai bandinio paviršiuje yra sąlyginai maži ir bandiniui plėstis netrukdo nei spaustukas, nei trintis su Peltje elementu. Todėl šviesos įvedimo geometrija praktiškai nesikeičia ir sudaro sąlygas stebėti maksimalios amplitudės šviesos

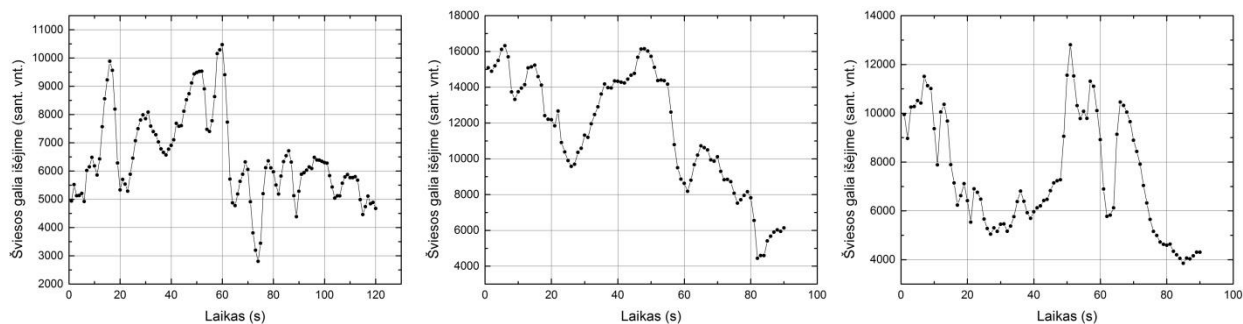
intensyvumo kitimą. Bet kokių atveju tokie rezultatai puikiai iliustruoja faktą, jog naudojant Fabry – Perot metodą bangolaidžių nuostolių koeficientui nustatyti, bandinį praėjusios šviesos intensyvumo moduliacijai sukelti yra kur kas protingiau naudoti kintančio bangos ilgio šviesą, o ne mechaninį poveikį bandiniui.

Kalbant apie kintančių šviesos įvedimo sąlygų problemą, šioje vietoje verta paminėti ir eksperimento metu išryškėjusį didelį Fabry – Pero metodikos trūkumą. Kadangi iš esmės šiuo atveju galimybė išmatuoti bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficientą remiasi šviesos interferencija, tai šis metodas iš prigimties yra labai jautrus įvairiems bandinio, šviesos įvedimui naudojamam vienmodžio šviesolaidžio ir atvaizdavimo sistemos pozicionavimo vienas kito atžvilgiu netikslumams, lyginant su maksimalų signalą užtikrinančia optimalia geometrija. Todėl, nors ir **18 pav.** pateiktuose pavyzdžiuose signalo kitimas yra sąlyginai reguliarus ir neblogai atitinka teoriškai numatytą elgseną, tačiau iš tiesų milžinišką laiko dalį atliekant Fabry - Perot eksperimentus teko skirti visos matavimo sistemos justiravimui, nors ji iš tiesų yra tikrai labai paprasta. O skiriant nepakankamai laiko eksperimento optimizavimui, gautos signalo laikinės priklausomybės dažniausiai buvo gan chaotinės (žr. **20 pav.**), todėl jų panaudoti bangolaidžių sklidimo nuostolių koeficiento apskaičiavimui buvo neįmanoma.

Atskiro dėmesio turėtų sulaukti ir rezultatai, gauti pabandžius tuos pačius bandinius iširti pakartotinai po 8 mėnesių. Šiuo atveju mažiausia sklidimo nuostolių koeficiento vertė siekė 5,78 dB/cm. Turint omenyje metodo jautrumą, tai gali būti susiję su nepakankamai tiksliai sujusturuota matavimo sistema, bet tuo pačiu sufleruoja ir apie potencialų šio darbo metu suformuotų modifikacijų nestabilumą. Šiam spėjimui patvirtinti arba paneigti reikėtų atlikti papildomų tyrimų. Pavyzdžiui, būtų įdomu pabandyti išmatuoti bandinio atkaitinimo įtaką bangolaidžių sklidimo nuostolių vertėms – nestabilios modifikacijos, tokios kaip spalviniai centrai, prisidedantys prie bandinio lūžio rodiklio prieaugio, kaip jau buvo minėta teoriniame darbo įvade, gali būti pašalinti būtent tokiu būdu.

Nors lyginant minimalias sklidimo nuostolių koeficiento vertes, gautas „cut-back“ ir Fabry – Perot metodika, jos ir skiriasi (atitinkamai 0,79 dB/cm ir 1,77 dB/cm), bet galima teigti, jog jos viena kitai iš esmės neprieštarauja – Fabry – Pero metodo atveju egzistuoja daug faktorių, tokių kaip nepakankamas bandinio darbinių paviršių lygiagretumas [60], baigtinis naudojamo šviesos šaltinio spektro plotis [61] bei tarp šviesolaidžio ir bangolaidžio susidarantis parazitinis rezonatorius [49], kurie visi kartu bendru atveju mažina eksperimento metu išmatuojamą santykį r tarp maksimalios ir minimalios bandinį praėjusios šviesos galios vertės ir, taikant (4.3.6) formulę, atitinkamai lemia didesnę sklidimo koeficiento nuostolių koeficiento vertę nei yra iš tikrųjų. Todėl Fabry – Perot metodu gautus rezultatus galima interpretuoti kaip viršutinę tikrojo nuostolių koeficiento vertės ribą, kuri dar gali būti potencialiai sumažinama bangolaidį charakterizuojant ne su He – Ne lazeriu (kurio spektro plotis šiame darbe siekė apie 7 Å), o su griežtai vienamodžiu,

siauresnę spektrinę liniją turinčiu lazeriu, tokiu kaip DFB rezonatoriaus konfigūracijos puslaidininkiniu lazeriu. Žinoma, tokiu atveju visą eksperimentą tektų perkelti į infraraudonąją spektro sritį.

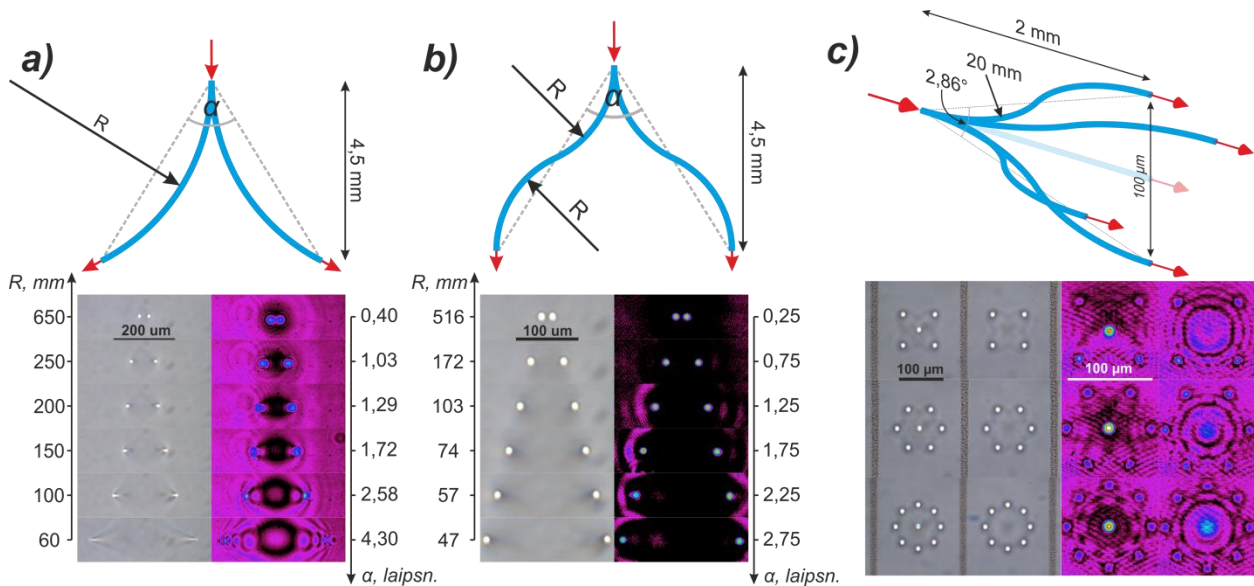


20 pav. Fabry – Perot metodikos atveju labai dažnai stebimi įvairūs bangolaidį praėjusios šviesos galios kitimo laike scenarijai, neleidžiantys taikyti teorinio modelio bangolaidžio sklaidimo nuostolių koeficiento apskaičiavimui. Potencialios chaotinio signalo priežastys gali būti netinkamai sujungta matavimo sistema ir/ar fizinis bandinio judėjimas jį kaitinant Peltje elementu.

6.4. Bangolaidiniai šakotuvai

Nors tinkamai parinkus lydytą kvarcą veikiančios spinduliuotės parametrus bangolaidinį efektą jame sukelti yra sąlyginai nesunku, tačiau norint tokius darinius išnaudoti realioms funkcijoms atlikti optiniuose prietaisuose, naudos iš paprastų, tiesių bangolaidžių, kurie iki šiol ir buvo tyrinėjami šiame darbe, potencialios naudos yra nedaug. Todėl tolesnis dėmesys buvo sutelktas primityvių, tačiau būtinų funkcinių elementų – bangolaidinių šakotuvų gamybai.

Pats paprasčiausias ir primityviausias būdas perskirstyti bangolaidžiu sklindančios šviesos energiją yra tiesioginio lazerinio rašymo būdu suformuoti, kaip ir pats pavadinimas sufleruoja, fiziškai išsišakojantį bangolaidį (angl. *Y splitter*). Įvairios šiame darbe sėkmingai lydytame kvarce integruotos dvimatės ir trimatės tokių struktūrų konfigūracijos bei jų matmenys pateikti **21 pav.** Kaip matyti, nors bangolaidinis efektas optiniu mikroskopu stebimas visose geometrinėse konfigūracijose, tačiau situacija keičiasi į tokias struktūras įvedus He-Ne lazerio sklindžiamą Gauso modą, ypač kai šakotuvus sudarytas iš daugiau nei dviejų kanalų (**21 pav. c**). Tokiu atveju, nepriklausomai nuo to, ar šakotuvus suformuotas išlaikant centrinį kanalą ar be jo, santykinė energijos dalis, sėkmingai pereinanti į šakotuvo kraštinius kanalus, yra maža. Be to, nesant centrinio kanalo, jo vietoje stebimi difrakcijos sukelti interferenciniai žiedai, bylojantys apie tai, jog didžioji dalis tokia struktūra sklindančios šviesos ties išsišakojimo sritimi iš bangolaidžio „išlekia“ ir yra prarandama.



21 pav. Lydyto kvarco tūryje tiesioginio lazerinio rašymo būdu suformuotų bangolaidinių šakotuvų profilio konfigūracijos. Kairėje – stebint optiniu mikroskopu, dešinėje – į juos įvedus He-Ne lazerio Gauso modą ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$). **a)** Šakotuvas iš dviejų lankinių bangolaidžių; **b)** Šakotuvas, kurio kiekviena šaka sudaryta iš dviejų skirtingos krypties kreivumo radiuso lankų; **c)** Palyginimas tarp trimačių 4-ių, 6-ių ir 8-ių kanalų šakotuvų su centru ir be jo.

Tokią šakotuvų elgseną galimą paaiškinti sąlyginai mažu lūžio rodiklio pokyčiu, sukeltu įrašinėjant bangolaidį ir su tuo susijusiu apribojimu minimaliam bangolaidžių kreivumo spinduliui, neperžengiant ribos, kuomet nebetenkinama visiško vidaus atspindžio sąlyga. Be to, kadangi šie šakotuvai yra suformuoti vienamodžių bangolaidžių pagrindu, tai didžioji dalis šviesos energijos juose sklinda centrine bangolaidžio šerdies dalimi. Tad natūralu, jog bet koks lūžio rodiklio profilio trikdys ties centrine bangolaidžio dalimi, t.y. centrinis išsišakojimas, neišvengiamai lemia šviesos sklaidą ir atitinkamai didelius nuostolius, kaskart bandant padalinti bangolaidžių sistema sklindančios šviesos kiekį. Be to, didelis tokių Y tipo šakotuvų trūkumas yra tai, jog iš tiesų santykinis šviesos galios padalijimas tarp bangolaidžio kanalų yra praktiškai nekontroliuojamas, o tai iš inžinerinės pusės bandant tokią darinį pritaikyti kaip funkcinį elementą yra nepatogu. Todėl natūralu, jog kontroliuojamo šakotuvo funkcijai atlikti dažniausiai pasitelkiama kitokia strategija, nesiremianti fiziniu modos lauko sudarkymu.

Vienas esminių ir dažniausiai mokslinėje literatūroje sutinkamų integrinės optikos elementų, pagamintų panaudojant femtosekundinius lazerio impulsus, yra šakotuvas, paremtas modų susiejimu (angl. *mode coupling*). Šio šakotuvo (angl. *coupler*) veikimo principas pagrįstas faktu, jog, nors ir bangolaidinis šviesos sklaidimas aiškinamas visiško vidaus atspindžio reiškiniu, tačiau iš tiesų šviesa bangolaidžiu ar šviesolaidžiu sklinda modų pavidalu, o modą aprašantis šviesos elektrinio lauko pasiskirstymas plokštumoje, statmenoje šviesos sklaidimo kryptčiai, nėra visiškai lokalizuotas bangolaidžio šerdyje – elektrinis laukas egzistuoja ir bangolaidžio išorėje

(šviesolaidžio apvalkale). Šis el. laukas, tolstant nuo bangolaidžio šerdies, silpsta eksponentiškai, o pats laukas yra vadinamas gęstančiuoju (angl. *evanescent field*).

Suartinus dviejų bangolaidžių šerdis pakankamai, jog kiekvieno iš jų gęstantysis laukas persiklotų su kaimyninio bangolaidžio šerdimi, bangolaidžių modos, atsakingos už gęstantįjį lauką, tampa susietos ir gali pradėti keistis energija. Formaliai analizuojant tokią dviejų bangolaidžių sistemą, iš tikro reikalingas Maksvelo lygčių su atitinkamomis kraštinėmis sąlygomis sprendimas, siekiant išsiaiškinti bangolaidžių sistemos palaikomų modų pobūdį. Tačiau tiksli tokio tipo analizė yra pakankamai sudėtingas ir daug laiko reikalaujantis uždavinys. Todėl praktikoje dažniausiai remiamasi supaprastintu teoriniu modeliu – susietųjų modų teorija (angl. *coupled-mode theory*), laikant, jog bangolaidžių modos sąveikauja silpnai.

Susietųjų modų teorijoje daroma prielaida, jog modų sąveika pasireiškia tik abiejų bangolaidžių modų amplitudžių kitimu (atitinkamai mažėjimu arba augimu), o nei pačių modų pobūdis (el. lauko pasiskirstymą plokštumoje, statmenoje šviesos sklidimo kryptimi, aprašanti funkcija), nei modų sklidimo konstantos (bangos vektoriaus projekcija modos sklidimo kryptimi) nekinta. Tokiu atveju modų amplitudės bangolaidžiuose priklauso tik nuo išilginės koordinatės modos sklidimo kryptimi (tarkime, z kryptimi), o amplitudžių kitimą aprašo tokia diferencialinių lygčių sistema [13]:

$$\begin{aligned}\frac{da_1}{dz} &= -i\kappa_{21} \exp(i\Delta\beta z) a_2(z) \\ \frac{da_2}{dz} &= -i\kappa_{12} \exp(-i\Delta\beta z) a_1(z) ,\end{aligned}\tag{5.3.1}$$

čia a_1 ir a_2 yra modos lauko amplitudė atitinkamai pirmajame ir antrajame bangolaidyje, $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ yra fazinis modų nederinimas (modų sklidimo konstantų skirtumas), tenkantis ilgio vienetui, o κ_{21} ir κ_{12} yra sieties koeficientai, proporcingi bangolaidžių modų persiklojimo integralui.

Tariant, jog sąveikaujantys bangolaidžiai yra visiškai identiški, t.y. $\kappa_{21} = \kappa_{12}$ ir $\Delta\beta = 0$ (taip praktikoje dažniausiai ir būna), diferencialinių lygčių sprendiniai supaprastėja iki labai nesudėtingos ir intuityviai interpretuojamos išraiškų poros:

$$\begin{aligned}P_1(z) &= P_1(0) \cos^2 \kappa z \\ P_2(z) &= P_1(0) \sin^2 \kappa z .\end{aligned}\tag{5.3.2}$$

Kitaip tariant, pakankamai suartinus du bangolaidžius, jog jų modų laukai pradėtų sąveikauti, bangolaidžiai pradės periodiškai keistis energija, o tinkamai parinkus tam tikrą sąveikos ilgį (toliau – *sieties ilgį*), galima valdyti šviesos lauko galių pirmajame ir antrajame bangolaidyje santykį, apibūdinamą normuotu *sieties stipriu*:

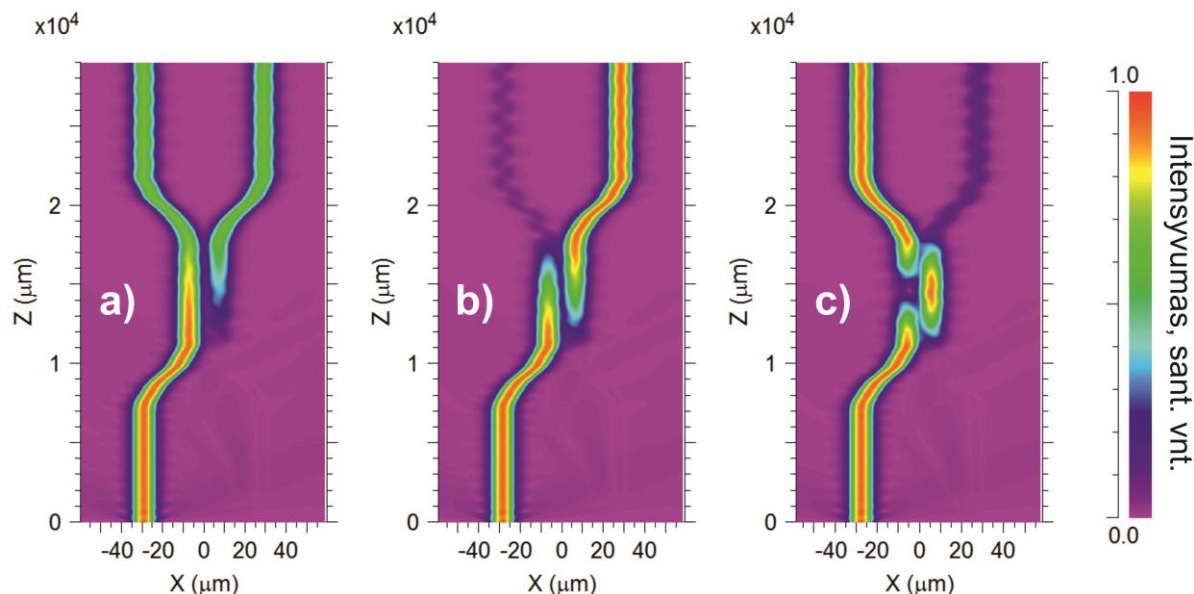
$$r = \frac{P_2(z)}{P_1(z) + P_2(z)} = \sin^2 \kappa z. \quad (5.3.3)$$

Praktikoje šakotuvus, paremtas modų susiejimu, realizuojamas pradžioje vienas nuo kito pakankamai nutolusius lygiagrečius bangolaidžius suartinant (paprastai tam naudojami S formos perėjimai, sudaryti iš dviejų didelio kreivumo spindulio lankų), jog pradėtų vykti energijos mainai, o po tam tikro sieties ilgio bangolaidžiai vėl nutolinami vienas nuo kito, taip nutraukiant jų sąveiką (žr. **22 pav.** ir **23 pav.**).

Manipuliuojant sieties ilgiu, sieties atstumu (atstumu tarp bangolaidžių) bei perėjimo geometrine forma įmanoma realizuoti labai įvairų šakotuvo elgesį: sieties stiprio atsaką nuo bangos ilgio galima paversti praktiškai plokščiu plačiame (1250 – 1650 nm) bangos ilgių intervale [62], parenkant femtosekundinio impulso energiją boro-aliuminio silikatiniame stikle įmanoma manipuliuoti bangolaidžių skerspjūvio diametru ir, suartinus du ar daugiau bangolaidžių, selektyviai žadinti („išsiurbti“) konkrečių indeksų modas iš daugiamodžio bangolaidžio [63], femtosekundinių impulsų ir skaidrių terpių sąveikos metu susidariusias nanogardeles ir įtempimus galima išnaudoti gaminant dvejetainį skaitmeninį kodą pasižyminčias struktūras ir selektyviai vienoje šakotuvo šakoje žadinti konkrečios poliarizacijos modas [45] ir kt. Taip pat pastaruoju metu vis didesnio dėmesio susilaukia kvantinės optikos eksperimentai, atliekami integrinės optikos struktūrose, suformuotose femtosekundiniais impulsais [64,65]. O tokiose struktūrose tradicinio pluošto daliklio vaidmenį sėkmingai perima būtent šakotuvai, kurių veikimas pagrįstas modų susiejimu.

Kadangi tokių šakotuvų elgseną prognozuoti sąlyginai sunku, dar prieš jų gamybą šiame darbe buvo panaudota šviesolaidiniams elementams modeliuoti skirta kompiuterinė programa „BeamPROPTM“ (RSoft Design Group Inc.). Jos veikimo principas pagrįstas baigtinių skirtumų pluošto sklaidimo metodu (angl. *finite difference beam propagation method*, FD-BPM), kurį panaudojant programa skaitmeniniais metodais sprendžia parabolinę (paraksialinę) Helmholtz'o lygties aproksimaciją [66]. Vartotojui tereikia tiksliai apibrėžti modeliuojamos erdvės srities lūžio rodiklio pasiskirstymą (šiuo atveju šakotuvo geometriją) bei į struktūrą patenkančio šviesos lauko geometrinius parametrus (modos tipą). Modeliavimui buvo naudojama He – Ne lazerio spinduliuojamo $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ bangos ilgio fundamentinė TEM₀₀ moda, kurios intensyvumo pasiskirstymas aprašomas Gauso funkcija. Bangolaidžio skerspjūvio lūžio rodiklio pasiskirstymas radialine kryptimi aproksimuotas 10 μm skersmens stačiakampiu, atitinkančiu optiniu mikroskopu anksčiau stebėtų bangolaidžių skerspjūvio diametrą. Kaip atskaitos pradžia modeliavimo pradžioje buvo pasirinktas $\Delta n = 10^{-3}$ lūžio rodiklio pokytis. Modeliuojama buvo dvejose dimensijose, t.y. šviesos lauko sklaidimo plokštumoje. Tai leido bent jau apytiksliai įvertinti, kokie geometriniai

šakotuvų parametrai yra tinkami, norint eksperimentiškai stebėti jų veikimą. Tipiniai modeliavimo rezultatai pateikti **22 pav.**



22 pav. Bangolaidinių šakotuvų modeliavimas programa „*BeamPROPTM*“: a) 50 % sieties stiprio (3 dB) šakotuvai, padalinantis šviesos lauko energiją perpus; b) 100 % sieties stiprio šakotuvai; c) Nesubalansuotas šakotuvai, kuomet dėl per mažo sieties atstumo (arba dėl per didelio sieties ilgio) šviesos lauko energija spėja sugrįžti atgal į pirmąjį bangolaidį.

Atsižvelgus į modeliavimo rezultatus, siekiant eksperimentiškai stebėti osciliuojantį energijos mainų pobūdį, buvo nuspręsta gaminti bangolaidžius, kurių sieties atstumas 3 μm , o sieties ilgio intervalas 0,5 – 10 mm. Taip pat esant fiksuotam 5,5 mm sieties ilgiui, sieties stiprio priklausomybė buvo tirta 2 – 10 μm sieties atstumo srityje.

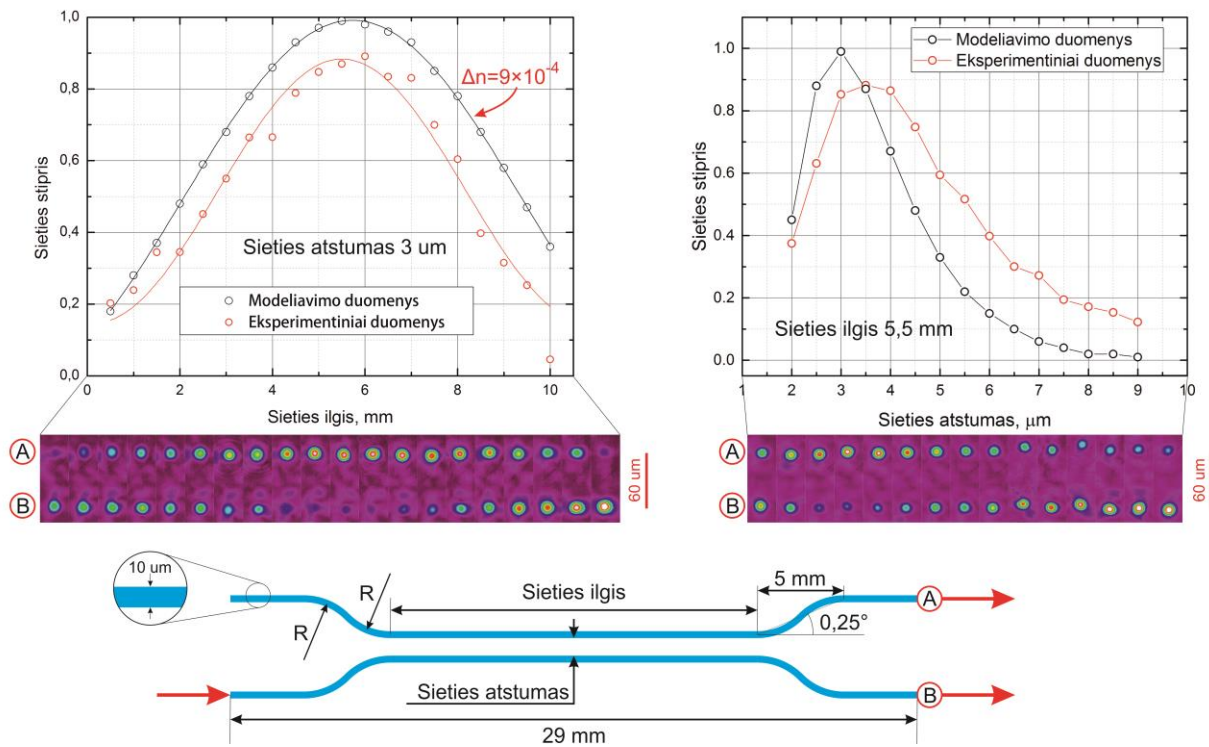
Bangolaidiniai šakotuvai buvo įrašinėjami 3 cm ilgio lydyto kvarco bandinyje, apytiksliai 300 μm gylyje nuo paviršiaus, o gamybos parametrų vertės buvo identiškos ankstesniame šio darbo skyriuje nustatytoms optimalioms vertėms: naudotas 300 μm diametro plyšys, 2 μJ impulso energija, 25 kHz impulsų pasikartojimo dažnis, o bandinio transliavimo greitis siekė 2 mm/s. Eksperimentiškai matuojamas sieties stipris buvo apskaičiuojamas suintegruojant pluošto profilio kamera stebimus dvimačius šviesos intensyvumo pasiskirstymus atitinkamose šakotuvo šakose, o išmatuota sieties stiprio priklausomybė nuo sieties ilgio (**21 pav.** kairėje) buvo aproksimuojama energijos mainus aprašančia (5.3.3) išraiška.

Kaip matyti **23 pav.**, sieties stiprio priklausomybės nuo sieties ilgio eksperimentinius duomenis gerai reprezentuoja teorinė (5.3.3) formulė, o tai savo ruožtu patvirtina susietųjų modų teorijos tinkamumą aprašyti greta esančių femtosekundiniais impulsais lydyto kvarco tūryje suformuotų bangolaidžių sąveikos pobūdį. Tuo tarpu **23 pav.** dešinėje matyti, jog augant sieties atstumui, kuomet sieties ilgis yra pastovus dydis, sieties stipris sparčiai gęsta – tai lemia sieties koeficiento mažėjimas dėl vis mažėjančios erdvės srities, kurioje persikloja bangolaidžių modos.

Kadangi sieties koeficientas energijos mainus aprašančioje išraiškoje atlieka pseudo erdvinio dažnio vaidmenį, tad jam mažėjant, norint išgauti maksimalų sieties stiprį, reikalingas ilgesnis sąveikos ilgis.

Maksimalus eksperimentiškai stebimas šakotuvo sieties stipris šiame darbe siekia 89%. Didesnei sieties stiprio vertei išgauti potencialiai sutrukdyti galėjo neteisingas pluošto profilio kameros kalibravimas – foninės spinduliuotės įskaitymas skaičiuojant sieties stiprio vertes. Verta paminėti ir faktą, jog maksimaliai sieties stiprio vertei išgauti reikalingas visiškai identiškas abiejų šakotuvą sudarančių bangolaidžių skerspjūvio lūžio rodiklio pasiskirstymas, jog fazinis modų nederinimas tenkintų sąlygą $\Delta\beta=0$. Ši sąlyga nesunkiai išpildoma bangolaidinius šakotuvus gaminant pasitelkus fotolitografinę technologiją [43], tačiau tiesioginio lazerinio rašymo metodu, kuomet šakotuvą suformuojamas bangolaidžius įrašant vienas po kito, šią sąlygą išpildyti yra sąlyginai sunku, ypač kai bangolaidžiai įrašomi labai arti vienas kito (kaip ir šio darbo atveju, kai atstumas tarp bangolaidžių šerdžių buvo 13 μm , o paties bangolaidžio skersmuo siekė 10 μm). Tokiu atveju bangolaidžiai gali pasižymėti šiek tiek skirtingomis optinėmis savybėmis, nes antrasis bangolaidis yra gaminamas jau dalinai femtosekundinės spinduliuotės paveiktoje erdvės srityje, kuri buvo suformuota gaminant pirmąją šakotuvo šaką.

Dar reikėtų paminėti, jog šakotuvo modeliavimui naudojama programinė įranga gali būti išnaudojama ne tik eksperimentinių rezultatų numatymui, bet galimas ir atvirkščias procesas – modeliavimo parametrų tobulinimas tol, kol modeliavimo rezultatai praktiškai sutaps ar bus maksimaliai panašūs su eksperimentiškai stebimais rezultatais. Tai savo ruožtu šiame darbe leidžia netiesiogiai įvertinti femtosekundiniais impulsais sukeltą lydyto kvarco teigiamą lūžio rodiklio pokytį, kuris, remiantis modeliavimo duomenimis, siekia 9×10^{-4} . Tai labai panaši vertė ($<10^{-3}$), lyginant su gauta verte tiesiogiai matuojant įrašytų bangolaidžių skaitinę apertūrą (fundamentinės modos skėsties kampą tolimojoje zonoje). Žinoma, ir šiuo atveju gauta lūžio rodiklio vertė yra diskutuotina. Modeliavimo metu laikoma, jog sąveikaujantys bangolaidžiai yra idealūs – juose nevyksta šviesos sklaida, kai tuo tarpu realybėje femtosekundiniais impulsais įrašytų bangolaidžių nuostoliai dėl šviesos sklaidos yra gan dideli. Natūralu manyti, jog šviesos sklaida turėtų daryti įtaką bangolaidžių sąveikai (sieties stipriui), o pati sklaida maskuoti tikrąją lūžio rodiklio pokyčio vertę, tačiau šios įtakos pobūdį apibrėžti kiekybiškai yra sudėtinga. Taip pat modeliuojant laikoma, jog bangolaidžio skerspjūvio lūžio rodiklio pasiskirstymas radialine kryptimi yra stačiakampio formos, o realybėje lūžio rodiklis pasiskirstymas yra gan sudėtingas ir dažniausiai būna panašus į Gausinį [46] ir gali būti lydimas sumažėjusiu lūžio rodikliu pasižyminčia periferine sritimi [67], kuri leidžia stipriau lokalizuoti bangolaidžio sklindančią modą ir sukurti efektą, ekvivalentų bangolaidžiui su nepakitusia periferine sritimi ir dar didesniu lūžio rodiklio pokyčiu bangolaidžio šerdyje nei yra iš tikrųjų.



23 pav. Šakotuvo, paremto modų susiejimu, tyrimo eksperimentinių ir modeliavimo rezultatų palyginimas. Maksimalus sieties stipris, siekiantis 89 %, eksperimentiškai stebimas esant 3 μm sieties atstumui ir 6 mm sieties ilgiui. Lūžio rodiklio pokytis, remiantis modeliavimo rezultatais, siekia 9×10^{-4} . Apačioje – eksperimento metu tirtu šakotuvo geometriniai parametrai, čia $R = 5 \text{ mm} / [2 \sin(2 \times 0,25^\circ)] \approx 286 \text{ mm}$

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Pademonstruota, jog naudojant $NA = 0,62$ skaitinės apertūros lęšį bei plyšio metodą lazerio pluoštui formuoti, egzistuoja galimybė su 1030 nm centrinio bangos ilgio ir 320 fs trukmės lazeriniais impulsais lydyto kvarco tūryje formuoti I tipo modifikacijas, o jų pagrindu – simetrinio skerspjūvio vienamodes bangolaidines struktūras, veikiančias visoje regimojo spektro srityje ir palaikančias 632,8 nm bangos ilgio fundamentinės Gauso modos sklidimą.
2. Eksperimentiškai nustatyta, jog plyšio metodas nėra universalus – bandant suformuoti simetrinio skerspjūvio modifikacijas su $NA = 0,4$ skaitinės apertūros lęšiu, modifikacijos pasižymi charakteringa trikampė geometrija, yra nehomogeniškos ir sudarko jais sklindančio šviesos lauko intensyvumo pasiskirstymą.
3. Bangolaidžiai, suformuoti iš 2 μJ energijos impulsų, juos fokusuojant $NA = 0,62$ lęšiu (esant $1,92 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ intensyvumui), naudojant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažnį ir 2 mm/s bandinio transliavimo greitį, pasižymi teigiamu $\Delta n = 4,5 \times 10^{-4}$ lydyto kvarco lūžio rodiklio pokyčiu, o naudojant „cut-back“ metodiką nustatyta, jog minimali tokių bangolaidžių šviesos sklidimo nuostolių koeficiento vertė gali siekti 0,79 dB/cm.
4. Fabry – Perot interferometrinis metodas leidžia įvertinti bangolaidžių, suformuotų naudojant optimalius gamybos parametrus, viršutinę tikrojo nuostolių koeficiento ribą: nustatyta, jog 1,77 dB/cm vertė pasižymi bangolaidžiais, suformuoti naudojant 4 mm/s bandinio transliavimo greitį, esant 25 kHz impulsų pasikartojimo dažniui, 2 μJ energijos impulsus ir 300 μm diametro plyšį. Nukrypus nuo šios greičio vertės, sklidimo nuostolių koeficientas auga – lėtesnis bandinio transliavimas galimai veda prie bandinio peregsonavimo, o greitesnis – į nepakankamai homogenišką bangolaidį.
5. Bandant išmatuoti sklidimo nuostolius „cut-back“ metodika, pagrindinis dideles matavimo paklaidas ir eksperimentinių duomenų atsikartojamumą ribojantis faktorius yra bandinių optinių paviršių paruošimo kokybė. Nors Fabry – Perot metodu sklidimo nuostolių koeficientą galima nustatyti iš vieno bandinio, tačiau pats metodas reikalauja tikslesnio justiravimo, o atsikartojantiems rezultatams gauti svarbu išspręsti bandinio įtvirtinimo, vienalyčio terminio plėtimosi ir spinduliuotės stabilumo problemas.
6. Pademonstruota, jog naudojant plyšio metodą, 320 fs trukmės ir 1030 nm bangos ilgio lazeriniai impulsai yra tinkami lydyto kvarco tūryje integruotų funkcinių bangolaidinių darinių formavimui – Y tipo šakotuvams ir šakotuvams, paremtiems modų susiejimu.

Literatūra

- [1] M. Beresna, M. Gecevičius, P. G. Kazansky, Ultrafast laser direct writing and nanostructuring in transparent materials, *Adv. Opt. Photon.* **6**, 293–339 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/AOP.6.000293>
- [2] R. Osellame, H. J. W. M. Hoekstra, G. Cerullo, M. Pollnau, Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips, *Laser Photon. Rev.* **5** (3), 442–463 (2011), <http://dx.doi.org/10.1002/lpor.201000031>
- [3] B. Poumellec, M. Lancry, A. Chahid-Erraji, P. G. Kazansky, Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters, *Opt. Mater. Express.* **1** (4), 766–782 (2011), <http://dx.doi.org/10.1364/OME.1.000766>
- [4] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 14104 (2005), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1991991>
- [5] H. Zhang, S. M. Eaton, P. R. Herman, Low-loss Type II waveguide writing in fused silica with single picosecond laser pulses, *Opt. Express.* **14** (11), 4826–4834 (2006), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.004826>
- [6] R. Ramponi, R. Osellame, G. Cerullo, *Femtosecond Laser Micromachining*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-23366-1>
- [7] D. Paipulas, V. Kudriašov, K. Kuršelis, M. Malinauskas, V. Sirutkaitis, Manufacturing of diffractive elements in fused silica using high repetition rate femtosecond Yb:KGW laser pulses, *Lith. J. Phys.* **50** (1), 129–134 (2010), <http://dx.doi.org/10.3952/lithjphys.50109>
- [8] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP.* **20** (5), 1307–1314 (1965), <http://dx.doi.org/10.1234/12345678>
- [9] D. Paipulas, *Lūžio rodiklio modifikavimas stikluose ir kristaluose veikiant ultratrumpaisiais lazerio impulsais* (Vilniaus universitetas, Lietuva), http://vddb.library.lt/obj/LT-eLABa-0001:E.02~2011~D_20111122_102519-04256
- [10] C. B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12** (11), 1784–1794 (2001), <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/12/11/305>
- [11] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte, C. B. Schaffer, Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials, *MRS Bull.* **31** (8), 620–625 (2006), <http://dx.doi.org/10.1557/mrs2006.159>
- [12] S. O. Kucheyev, S. G. Demos, Optical defects produced in fused silica during laser-induced breakdown, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3230–3232 (2003), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1573364>
- [13] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, New Jersey, 2007), <http://dx.doi.org/10.1002/0471213748>
- [14] J. Canning, M. Lancry, K. Cook, A. Weickman, F. Brisset, B. Poumellec, Anatomy of a femtosecond laser processed silica waveguide, *Opt. Mater. Express.* **1** (5), 998–1008 (2011), <http://dx.doi.org/10.1364/OME.1.000998>
- [15] A. M. Streltsov, N. F. Borrelli, Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses, *J. Opt. Soc. Am. B.* **19** (10), 2496–2504 (2002), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.19.002496>
- [16] J. W. Chan, T. R. Huser, S. H. Risbud, D. M. Krol, Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. A.* **76**, 367–372 (2003), <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-002-1822-9>

- [17] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura, K. Hirao, Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass, *Opt. Express*. **15** (9), 5674–5686 (2007), <http://dx.doi.org/doi:10.1364/OE.15.005674>
- [18] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, K. Hirao, Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses, *Phys. Rev. Lett.* **91** (24), 247405 (2003), <http://dx.doi.org/DOI:10.1103/PhysRevLett.91.247405>
- [19] M. Ams, G. D. Marshall, M. Withford, Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides., *Opt. Express*. **14** (26), 6 (2006), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.14.013158>
- [20] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing, *Opt. Lett.* **27** (21), 1938–1940 (2002), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.27.001938>
- [21] R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, R. Ramponi, P. Laporta, D. Polli, Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams, *J. Opt. Soc. Am. B.* **20** (7), 1559–1567 (2003), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.20.001559>
- [22] B. P. Cumming, S. Debbarma, B. Luther-Davis, M. Gu, Simultaneous compensation for aberration and axial elongation in three-dimensional laser nanofabrication by a high numerical-aperture objective, *Opt. Express*. **21** (16), 19135–19141 (2013), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.019135>
- [23] F. He, H. Xu, Y. Cheng, J. Ni, H. Xiong, Z. Xu, Fabrication of microfluidic channels with a circular cross section using spatiotemporally focused femtosecond laser pulses., *Opt. Lett.* **35** (7), 1106–1108 (2010), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.35.001106>
- [24] Y. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa, M. Masuda, K. Toyoda, M. Kawachi, Control of the cross-sectional shape of a hollow microchannel embedded in photostructurable glass by use of a femtosecond laser, *Opt. Lett.* **28** (1), 55–57 (2003), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.28.000055>
- [25] M. Ams, G. D. Marshall, D. J. Spence, M. J. Withford, Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses, *Opt. Express*. **13** (15), 5676–5681 (2005), <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.005676>
- [26] Y. Zhang, G. Cheng, G. Huo, Y. Wang, W. Zhao, C. Mauclair, The Fabrication of Circular Cross Section Waveguide in Two Dimensions with a Dynamical Slit, *Laser Phys.* **19** (12), 2236–2241 (2009), <http://dx.doi.org/10.1134/S1054660X0923008X>
- [27] V. Maselli, R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, V. Maselli, Fabrication of long microchannels with circular cross section using astigmatically shaped femtosecond laser pulses and chemical etching, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 191107 (2006), <http://dx.doi.org/10.1063/1.2203335>
- [28] D. Choudhury, J. R. Macdonald, A. K. Kar, Ultrafast laser inscription: Perspectives on future integrated applications, *Laser Photonics Rev.* **8** (6), 827–846 (2014), <http://dx.doi.org/10.1002/lpor.201300195>
- [29] A. Ródenas, L. M. Maestro, M. O. Ramírez, G. A. Torchia, L. Roso, F. Chen, Anisotropic lattice changes in femtosecond laser inscribed Nd³⁺:MgO:LiNbO₃ optical waveguides, *J. Appl. Phys.* **106** (1), 013110 (2009), <http://dx.doi.org/10.1063/1.3168432>
- [30] S. Gross, M. J. Withford, Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: Challenges and emerging applications, *Nanophotonics*. **4** (1), 332–352 (2015), <http://dx.doi.org/10.1515/nanoph-2015-0020>
- [31] F. Chen, D. Aldana, Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining, *Laser Photonics Rev.* **8** (2), 251 – 275 (2014), <http://dx.doi.org/10.1002/lpor.201300025>

- [32] R. G. H. van Uden, R. A. Correa, E. A. Lopez, F. M. Huijskens, C. Xia, G. Li, Ultra-high-density spatial division multiplexing with a few-mode multicore fibre, *Nat. Photonics*. **8** (11), 865–870 (2014), <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2014.243>
- [33] N. Jovanovic, P. G. Tuthill, B. Norris, S. Gross, P. Stewart, N. Charles, Starlight demonstration of the Dragonfly instrument: An integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** (1), 806–815 (2012), <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21997.x>
- [34] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, P. B. Corkum, High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations, *J. Appl. Phys.* **98**, 13517 (2005), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1944223>
- [35] R. D. Simmonds, P. S. Salter, A. Jesacher, M. J. Booth, Three dimensional laser microfabrication in diamond using a dual adaptive optics system, *Opt. Express*. **19** (24), 24122 (2011), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.024122>
- [36] S. M. Eaton, W. J. Chen, H. Zhang, R. Iyer, J. Li, M. L. Ng, Spectral Loss Characterization of Femtosecond Laser Written Waveguides in Glass With Application to Demultiplexing of 1300 and 1550 nm wavelengths, *J. Light. Technol.* **27** (9), 1079–1085 (2009), <http://dx.doi.org/10.1109/JLT.2008.2005117>
- [37] R. Ramponi, R. Osellame, M. Marangoni, Two straightforward methods for the measurement of optical losses in planar waveguides, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1117 (2002), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1448143>
- [38] X.C. Tong, *Advanced Materials for Integrated Optical Waveguides* (Springer International Publishing, 2014), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-01550-7>
- [39] K. Hirao, K. Miura, Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser, *J. Non. Cryst. Solids*. **239** (1–3), 91–95 (1998), [http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3093\(98\)00755-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0022-3093(98)00755-8)
- [40] T. Fukuda, S. Ishikawa, T. Fujii, K. Sakuma, H. Hosoya, Low-loss optical waveguides written by femtosecond laser pulses for three-dimensional photonic devices, *Proc. of SPIE Vol.* **5339**, 524–538 (2004), <http://dx.doi.org/10.1117/12.528689>
- [41] I. Sohn, M. Lee, J. Woo, S. Lee, J. Chung, Fabrication of photonic devices directly written within glass using a femtosecond laser, *Opt. Express*. **13** (11), 4224–4229 (2005), <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.004224>
- [42] L. Shah, A. Y. Arai, S. M. Eaton, P. R. Herman, Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate, *Opt. Express*. **13** (6), 1999–2006 (2005), <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.001999>
- [43] M. Pospiech, M. Emons, A. Steinmann, R. Osellame, N. Bellini, G. Cerullo, Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing, *Opt. Express*. **17** (5), 3555–3563 (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.003555>
- [44] S. M. Eaton, M. Li, R. Osellame, P. R. Herman, High refractive index contrast in fused silica waveguides by tightly focused , high-repetition rate femtosecond laser, *J. Non-Cryst. Solids* **357**, 2387–2391 (2011), <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2010.11.082>
- [45] L. A. Fernandes, J. R. Grenier, P. R. Herman, J. S. Aitchison, P. V. S. Marques, Femtosecond laser fabrication of birefringent directional couplers as polarization beam splitters in fused silica, *Opt. Express*. **19** (13), 11992–11999 (2011), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.011992>
- [46] Y. Nasu, M. Kohtoku, Y. Hibino, Low-loss waveguides written with a femtosecond laser for flexible interconnection in a planar light-wave circuit, *Opt. Lett.* **30** (7), 723 (2005), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.30.000723>

- [47] Y. Okamura, S. Yoshinaka, S. Yamamoto, Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method., *Appl. Opt.* **22** (23), 3892 (1983), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.22.003892>
- [48] I. P. Kaminow, L. W. Stulz, Loss in cleaved Ti-diffused LiNbO₃ waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **33** (1), 62–64 (1978), <http://dx.doi.org/10.1063/1.90191>
- [49] T. Feuchter, C. Thirstrup, High Precision Planar Waveguide Propagation Loss Measurement Technique Using a Fabry-Perot Cavity, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **6** (10), 1244 (1994), <http://dx.doi.org/10.1109/68.329652>
- [50] A. De Rossi, V. Ortiz, M. Calligaro, L. Lanco, S. Ducci, V. Berger, Measuring propagation loss in a multimode semiconductor waveguide, *J. Appl. Phys.* **97** (7), 073105 (2005), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1873059>
- [51] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers* (Springer New York, 2004), <http://dx.doi.org/10.1007/b97531>
- [52] K. H. Park, M. W. Kim, Y. T. Byun, D. Woo, S. H. Kim, S. S. Choi, Nondestructive propagation loss and facet reflectance measurements of GaAs/AlGaAs strip-loaded waveguides, *J. Appl. Phys.* **78** (10), 6318–6320 (1995), <http://dx.doi.org/10.1063/1.360729>
- [53] R. Regener, W. Sohler, Loss in low finesse Ti:LiNbO₃ optical waveguide resonators, *Appl. Phys. B.* **36** (3), 143–147 (1985), <http://dx.doi.org/10.1007/BF00691779>
- [54] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Y. Zhou, H. Yang, Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** (1), 655–659 (2005), <http://dx.doi.org/10.1088/1464-4258/7/11/006>
- [55] J. Lv, Y. Cheng, W. Yuan, X. Hao, F. Chen, Three-dimensional femtosecond laser fabrication of waveguide beam splitters in LiNbO₃ crystal, *Opt. Mater. Express.* **5** (6), 1274–1280 (2015), <http://dx.doi.org/10.1364/OME.5.001274>
- [56] W. Yuan, J. Lv, X. Hao, F. Chen, Optimization of waveguide structures for beam splitters fabricated in fused silica by direct femtosecond-laser inscription, *Opt. Laser Technol.* **74**, 60–64 (2015), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.05.016>
- [57] W. Yang, C. Corbari, P. G. Kazansky, K. Sakaguchi, I. C. S. Carvalho, Low loss photonic components in high index bismuth borate glass by femtosecond laser direct writing, *Opt. Express.* **16** (20), 16215–16226 (2008), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.016215>
- [58] D. Wortmann, M. Ramme, J. Gottmann, Refractive index modification using fs-laser double pulses, *Opt. Express.* **15** (16), 10149–10153 (2007), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.010149>
- [59] P. S. Salter, M. J. Booth, Focussing over the edge : adaptive subsurface laser fabrication up to the sample face, *Opt. Express.* **20** (18), 19978–19989 (2012), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.20.019978>
- [60] C. Florea, K. A. Winick, Fabrication and characterization of photonic devices directly written in glass using femtosecond laser pulses, *J. Light. Technol.* **21** (1), 246–253 (2003), <http://dx.doi.org/10.1109/JLT.2003.808678>
- [61] L. S. Yu, Q. Z. Liu, S. A. Pappert, P. K. L. Yu, S. S. Lau, Laser spectral linewidth dependence on waveguide loss measurements using the Fabry-Perot method, *Appl. Phys. Lett.* **64** (5), 536–538 (1994), <http://dx.doi.org/10.1063/1.111095>
- [62] W. Chen, S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, Broadband directional couplers fabricated in bulk glass with high repetition rate femtosecond laser pulses, *Opt. Express.* **16** (15), 11470–11480 (2008), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.011470>
- [63] N. Riesen, S. Gross, J. D. Love, M. J. Withford, Femtosecond direct-written integrated mode couplers, *Opt. Express.* **22** (24), 29855–29861 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.029855>

- [64] A. Crespi, R. Osellame, R. Ramponi, D. J. Brod, E. F. Galva, C. Vitelli, Integrated multimode interferometers with arbitrary designs for photonic boson sampling, *Nat. Photonics*. **7**, 545–549 (2013), <http://dx.doi.org/10.1038/NPHOTON.2013.112>
- [65] L. Sansoni, F. Sciarrino, G. Vallone, P. Mataloni, A. Crespi, R. Ramponi, Two-Particle Bosonic-Fermionic Quantum Walk via Integrated Photonics, *Phys. Rev. Lett.* **108** (1), 10502 (2012), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.010502>
- [66] RSoft Design Group Inc., *BeamPROPTM 5.1.1 User Guide*.
- [67] M. Dong, C. Wang, Z. Wu, Y. Zhang, H. Pan, Q. Zhao, Waveguides fabricated by femtosecond laser exploiting both depressed cladding and stress- induced guiding core, *Opt. Express*. **21** (13), 15522–15529 (2013), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.015522>

Audrius Puišys

BANGOLAIDŽIŲ INTEGRAVIMAS Į LYDYTĄ KVARCĄ PANAUDOJANT FEMTOSEKUNDINIUS ŠVIESOS IMPULSUS

Pastaruoju metu skaidrių dielektrinių medžiagų, tokių kaip lydytas kvarcas, apdirbimas panaudojant femtosekundinės trukmės lazerinius šviesos impulsus tampa vis daugiau dėmesio sulaukiančia ir nuolatos augančia mokslinių tyrimų ir optinių technologijų sritimi. Tai lėmė šiuolaikinės ultratrumpųjų impulsų lazerinės sistemos, leidžiančios praktiškai be terminių efektų formuoti paviršines bei tūrines mikrometrinių matmenų medžiagos modifikacijas su pakitusiu lūžio rodikliu, o šias modifikacijas išnaudoti fotoninių elementų formavimui.

Vienas paprasčiausių ir fundamentaliausių tokių elementų – bangolaidžiai, suformuoti iš I tipo modifikacijų (sričių su padidėjusiu lūžio rodikliu), turintys daug potencialo juos pritaikant telekomunikacijų, mikrofluidikos, sensorių ir astrofizikinių matavimų srityse.

Šiame darbe tiriamos tokių bangolaidžių integravimo į lydyto kvarco tūrį galimybės, panaudojant Yb:KGW lazerinę sistemą, generuojančią 320 fs trukmės impulsus. Pademonstruojama, jog panaudojant plyšio metodiką lazerio pluoštui formuoti bei optimizavus impulso energiją ir pluošto fokusavimo gylį, įmanoma slopinti sferinių aberacijų poveikį fokusuojamam lazerio pluoštui ir formuoti simetriniu skerspjūviu pasižyminčias I tipo lydyto kvarco modifikacijas, o jų pagrindu – visame regimajame spektro ruože veikiančius vienamodžius bangolaidžius ir šakotuvus, palaikančius 632,8 nm bangos ilgio Gauso modos sklidimą. Panaudojant Fabry – Perot interferometrinių bei „cut back“ metodus, skirtus bangolaidžių šviesos sklidimo nuostolių koeficiento matavimui, nustatyta, jog minimali šių bangolaidžių sklidimo nuostolių vertė siekia 0,79 dB/cm ir atitinka tipines nuostolių vertes, gaunamas bangolaidžius formuojant su titano safyro sistemomis, generuojančiomis < 100 fs trukmės impulsus.

Šie rezultatai leidžia daryti prielaidą, jog tam tikrais atvejais, tinkamai parinkus pluošto fokusavimo sąlygas, I tipo modifikacijas (t. y. tolygų lūžio rodiklio padidėjimą be nanogardelių, sukeliančių dvejetainį lūžį, formavimosi) lydytame kvarce gali būti įmanoma įrašyti ir su ilgesniais nei 200 fs impulsais, apeinant visuotinai nusistovėjusį įsitikinimą, jog I tipo modifikacijoms lydytame kvarce formuoti reikalingi trumpesni nei 200 fs impulsai.

Summary

Audrius Puišys

INTEGRATION OF FEMTOSECOND LASER WRITTEN WAVEGUIDES IN FUSED SILICA

Nowadays ultrafast laser micromachining of transparent dielectrics, such as fused silica, is becoming one of the most promising and intriguing areas of photonics. One of the key factors owing to this, is the unique property of this type of radiation to induce refractive index changes, when focused inside the material, opening possibility to integrate various three dimensional photonic devices directly into the bulk of transparent materials. One of the simplest yet most versatile of such devices when it comes to enabling light manipulation inside a piece of transparent medium, necessary in such areas as optical communication, optofluidics, sensing and astrophotonics, is a femtosecond laser written waveguide formed by exploiting type I material modification, i.e. smooth refractive index increase.

This work investigates the possibility of writing waveguides inside fused silica by femtosecond direct writing technique using Yb:KGW solid state laser generating 320 fs pulses. It is shown that, by using slit beam shaping method, optimising laser pulse energy and focusing depth it is possible to suppress spherical aberrations affecting the laser beam and form type I modifications with a symmetrical cross-section as well as single mode waveguides and splitters supporting 632.8 nm Gaussian mode propagation. By using the cut-back technique and Fabry – Perot interferometric method it is estimated that at a wavelength of 632.8 nm these waveguides exhibit attenuation coefficient as low as 0.79 dB/cm, similar to typical values obtained by using titanium sapphire laser systems, generating < 100 fs pulses.

These results suggest that, contrary to the widely accepted belief in the femtosecond micromachining community, under certain laser beam focusing conditions, by using laser pulses longer than 200 fs, there might be a possibility to induce type I modifications inside fused silica without the undesirable formation of nanogratings, responsible for induced birefringence.