

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS

Mykolas Karpavičius

KREIVOMIS TRAJEKTORIJOMIS SKLINDANČIŲ FEMTOSEKUNDINIŲ ŠVIESOS
PLUOŠTŲ FORMAVIMAS STIKLE ĮRAŠYTOTIS FAZINĖMIS KAUKĖMIS BEI TOKIŲ
PLUOŠTŲ PANAUDOJIMAS LAZERINIAME MIKROAPDIRBIME

Magistrantūros baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ TECHNOLOGIJA)

Studentas

Mykolas Karpavičius

Darbo vadovas

prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Konsultantas

dokt. Simas Butkus

Recenzentas

Dr. Eugenijus Gaižauskas

L. e. p. LTC direktorius

Doc. dr. Rytis Butkus

Vilnius 2019

Turinys

Įvadas	2
1 Kreiva trajektorija sklindantys pluoštai	5
1.1 Airy pluoštas ir jo formavimas	5
1.2 Airy pluošto savybės	6
1.3 Neparaksialiniai Airy pluoštai	9
2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų formavimas ir taikymas	12
2.1 Airy pluošto formavimas	12
2.1.1 Airy pluošto formavimas naudojant erdvinį šviesos moduliatorių	12
2.1.2 Airy pluošto formavimas naudojant skaitmeninį mikroveidrodžių įtaisą ...	14
2.1.3 Airy pluošto formavimas naudojant dvinarį erdvinį šviesos moduliatorių ..	15
2.1.4 Airy pluošto formavimas litografiškai pagaminta fazine plokšte	16
2.1.5 Airy pluošto formavimas naudojantis lęšių įnešama aberacija	18
2.2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymai	19
2.2.1 Airy pluošto taikymas optiniam dalelių judinimui	19
2.2.2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymas aštriai "autofokusuojančių" pluoštų formavimui	20
2.2.3 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymas medžiagų mikroapdirbimui	21
3 Eksperimentas	24
3.1 Eksperimento schema, naudojama įranga	24
3.2 Šviesos pluošto sklidimo teorinis modeliavimas	25
3.3 Fazinės kaukės formos skaičiavimas	26
3.3.1 Analizinis skaičiavimas	26
3.3.2 Skaitmeninis skaičiavimas	29
3.3.3 Dvinarė fazinė kaukė	31
3.4 Eksperimentinis darbas	32
3.4.1 Lūžio rodiklio modifikavimas stiklo tūryje	33
3.4.2 Lūžio rodiklio pokyčio matavimas	34
3.4.3 Fazinės kaukės įrašymas lydyto kvarco tūryje	35
3.4.4 Pluošto formavimas ir charakterizavimas	37
3.4.5 Pluošto atvaizdavimas medžiagos apdirbimui	37
4 Rezultatai ir jų aptarimas	39
4.1 Viena ir dvejomis kryptimis įrašytos 100 sluoksnių fazinės kaukės	39
4.2 Dviejų ir aštuonių lygmenų 350 sluoksnių fazinės kaukės	39
4.3 Neatitikimų priežasties tyrimas	40
4.4 Suformuotų pluoštų pritaikymas medžiagų mikroapdirbimui	41
Išvados	42

Literatūros sarakšas	44
Summary	48
Santrauka	49

Įvadas

Kreivomis trajektorijomis sklindantys pluoštai yra šviesos pluoštai, kurie pasižymi unikalia savybe - jų pagrindinis intensyvumo maksimumas sklinda išlenkta trajektorija. Pirmasis iš jų, Airy pluoštas, pirmą kartą buvo aprašytas 1979 metais Berry ir Balazs [1]. Jie teoriškai pademonstravo, kad banga, aprašoma Airy funkcija, laisvoje erdvėje sklinda neplisdama ir su pagrėičiu statmenu sklidimo krypčiai. Kiti nedifraguojantys pluoštai, tokie kaip Beselio pluoštas, per pastaruosius dešimtmečius buvo plačiai tyrinėjami, tačiau Airy pluoštas pirmą kartą pademonstruotas tik 2007 metais Siviloglou ir kt. [2], o neparaksialinis Airy pluoštas - 2011 metais. Visgi, dėl savo unikalių savybių, šie pluoštai susilaukė didelio dėmesio ir jau tiriami jų taikymai įvairiose srityse. Šviesos lakštų mikroskopijoje reikalingi nedifraguojantys šviesos pluoštai, tam tikslui šiuo metu naudojami Beselio pluoštai bandinyje sukelia foninę fluorescenciją, kuri riboja maksimalią skiriamąją gebą, o Airy pluoštų sukelta foninė spinduliuotė gali būti paprastai atskirta nuo naudingo signalo, panaudojus apgražinės sąsūkos operaciją [3–5]. Pasinaudojant Airy pluošto asimetrine struktūra galima sudaryti "optinį siurblių", kuriuo dalelės perkeliomos iš apačios į viršų ir šoną, tokia manipuliacija leidžia lengviau rūšiuoti, maišyti ar transportuoti daleles [6]. Pasitelkus Airy pluoštų savybę sklisti paraboline trajektorija galima suformuoti aštriai "autofokusuojančius" pluoštus, t.y. šviesos pluoštus, kurių intensyvumas išlieka pastovus iki tam tikro taško, kuriame intensyvumas staigiai išauga keliomis eilėmis [7–10], tokius pluoštus galima taikyti visom technologijom, kuriom tolydus intensyvumo augimas nėra pageidaujamas, pavyzdžiui lazerinei chirurgijai ar šviesos siūlų formavimui, kadangi šie pluoštai yra cilindriškai simetriški juos taip pat galima taikyti ir dalelių gaudymui bei manipuliacijai [11,12]. Kreivomis trajektorijomis sklindantys pluoštai gali palengvinti ir lazerinį medžiagų apdirbimą - jais gana paprasta pjaustyti medžiagas formuojant kreivus pjūvius [13–15], o su įprastais šviesos pluoštais reikia pasitelkti sudėtingas pozicionavimo ir pluošto kraipymo sistemas.

Kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų formavimo principas yra paremtas Gauso pluošto bangos fronto fazės moduliacija, kurią galima pasiekti įvairiais metodais ir prietaisais: skystųjų kristalų erdviniu šviesos modulatoriumi (EŠM) [2, 13, 16], skaitmeniniu mikrovedrodžių įtaisu (SMI) [17], specialiai pagamintomis fazinėmis plokštelėmis [12, 18–20], trijų bangų maišymu asimetriniame netiesiniame optiniame kristale [21], stikle įrašytomis nanostruktūromis [22], paverstų lešių sistema [23]. Tokia metodų įvairovė kyla iš to, kad visi jų turi savų trūkumų - erdvinis šviesos modulatorius yra adaptyvus ir pasižymi geros skiriamosios gebos, tačiau, dėl žemo optinės pažaidos slenksčio, neveikia su didelės galios pluoštais, specialiai gamintos kaukės yra brangios ir pritaikytos tik vienam bangos ilgiui, o netiesinė generacija ir paverstų lešių sistemos reikalauja labai tikslaus sistemos suderinimo.

Šiame darbe bus nagrinėjama alternatyvi kreivomis trajektorijos sklindančių pluoštų formavimo metodika pasitelkiant stiklo tūryje suformuotas dvinaires fazines kaukes. Naudojantis femtosekundiniu lazeriu šias kaukes galima pagaminti greitai ir nesudėtingai, taip pat, kadangi

pagamintos iš stiklo, jos turi aukštą pažaidos slenkstį ir yra paprastai integruojamos į optinę sistemą.

1 Kreiva trajektorija sklindantys pluoštai

1.1 Airy pluoštas ir jo formavimas

Šviesos pluoštų lygtims nagrinėti dažnai naudojama paraksialinė Helmholco lygtis:

$$i\frac{\partial\phi}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\phi}{\partial s^2} = 0, \quad (1)$$

kur ϕ yra elektrinio lauko gaubtinė, $s = x/x_0$ - bedimensinė koordinatė statmena sklidimo kryptčiai, x_0 - santykinė konstanta, $\xi = z/kx_0^2$ - normuotas sklidimo atstumas, $k = 2\pi/\lambda$ - bangos skaičius. Paraksialinė Helmholco lygtis išvedama iš nuo laiko nepriklausančios bangos lygties, laikantis sąlygos $|\frac{\partial^2\phi}{\partial\xi^2}| \ll |\frac{\partial\phi}{\partial\xi}|$, ji ekvivalenti sąlygai, kad kampas tarp optinės ašies ir sklidimo kryptties $\theta \ll 1$. Šios lygties sprendinys yra ir Airy pluoštas, aprašomas funkcija

$$\phi(\xi, s) = \text{Ai}\left(s - \left(\frac{\xi}{2}\right)^2\right) \exp\left(i\frac{s\xi}{2} - i\frac{\xi^3}{12}\right), \quad (2)$$

čia $\text{Ai}(\cdot)$ - Airy funkcija [24]. Toks pluoštas yra begalinis ir neša begalinę energiją, dėl to jį suformuoti eksperimentiškai neįmanoma.

2007 metais Siviloglou ir Christodoulides [24] pasiūlė Airy pluoštą susiaurinti įvedant eksponentinę gesimo funkciją. Bendrą apriboto Airy pluošto lygtį galima gauti sprendžiant (1) lygtį su pradine sąlyga $\phi(\xi = 0, s) = \text{Ai}(s)\exp(as)$, kur $a > 0$ yra teigiama gesimo konstanta:

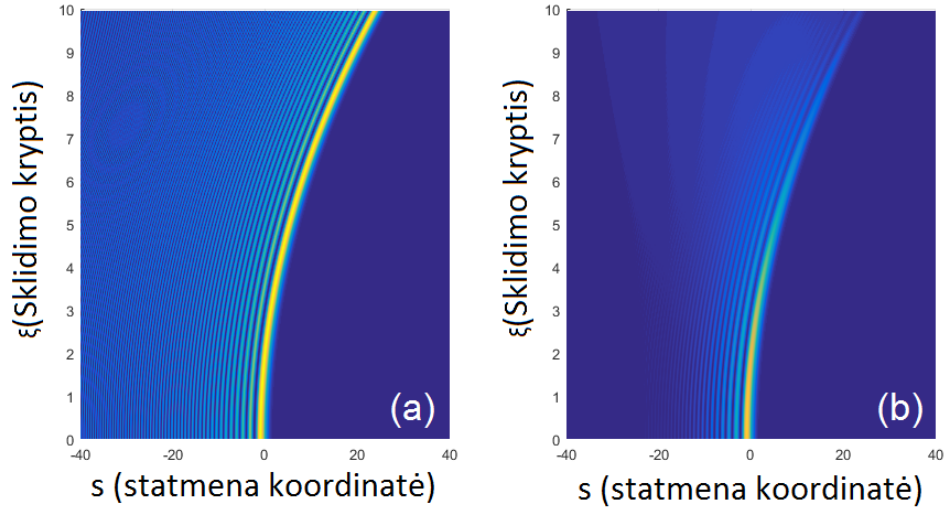
$$\phi(\xi, s) = \text{Ai}\left(s - \left(\frac{\xi}{2}\right)^2 + ia\xi\right) \exp\left(i\frac{s\xi}{2} - i\frac{\xi^3}{12} - \frac{a\xi^2}{2} + i\frac{a^2\xi}{2} + as\right). \quad (3)$$

Ši funkcija yra nykstanti, dėl to pluoštas išlieka nedifraguojantis tik tam tikrą atstumą, kuris stipriai priklauso nuo gesimo konstantos a (2 pav.), norint gauti pluoštą au Airy pluošto savybėmis gesimo konstanta turi būti $a \ll 1$.

Svarbi apriboto Airy pluošto Furjė transformacijos išraiška k-erdvėje:

$$\phi_0(k) = \exp\left(\frac{i}{3}(k^3 - 3a^2k - ia^3)\right) \exp(-ak^2), \quad (4)$$

ji yra Gauso pavidalo, su papildoma moduliacija k^3 . Kadangi apriboto Airy pluošto Furjė spektro išraiška yra Gauso formos, vadinasi tokį pluoštą galima suformuoti iš Gauso pluošto, jam tereikia suteikti kubinę fazę ir atlikti Furjė transformaciją, pavyzdžiui praleidžiant pro glaudžiamąjį lęšį.



1 pav. (a) Begalinis 1D Airy pluoštas, (b) apribotas 1D Airy pluoštas ($a = 0,006$, $\lambda = 1,028 \mu m$, $x_0 = 5 \mu m$).

1.2 Airy pluošto savybės

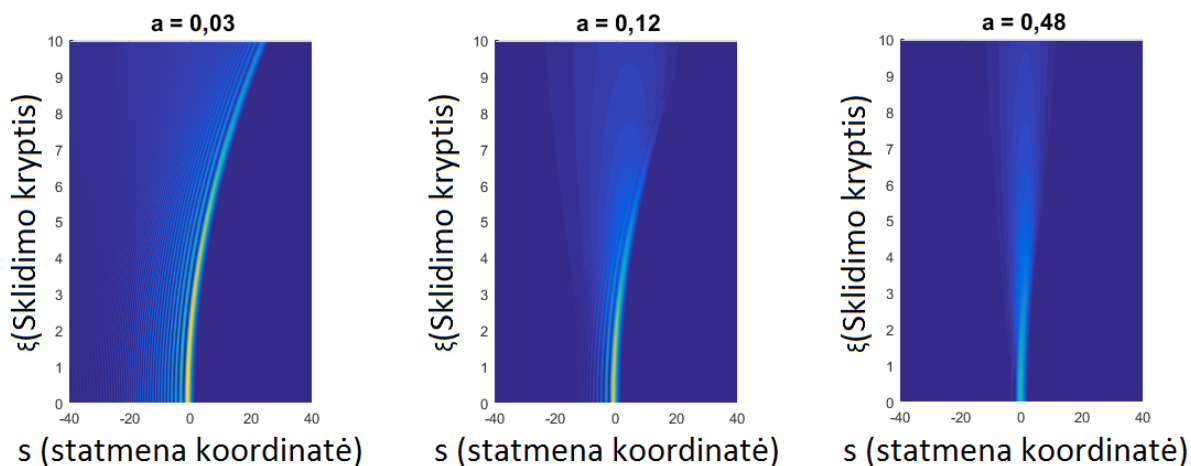
Iš (2) lygties matyti, kad pluoštui sklindant jo pozicija statmenose koordinatėse kinta proporcingai ξ^2 (1 pav.). Iš pirmo žvilgsnio toks sklindimas kreiva trajektorija be išorinio potencialinio lauko prieštarauja judesio kiekio tvermės dėsnui, tačiau giliau pažvelgus pasirodo, jog taip nėra. Norint aprašyti šviesos impulso sklidimo trajektoriją reikia apskaičiuoti jo centroidę (vidutinę poziciją statmenose koordinatėse) ir variaciją (vidutinį pluošto išplitimą), tačiau dėl to, kad Airy pluoštas yra begalinis to padaryti neįmanoma, taigi centroidė ir variacija yra neapibrėžtos, kaip ir viso pluošto sklidimo trajektorija.

Nors begalinio Airy pluošto centroidės ir variacijos sužinoti negalime, tačiau apriboto Airy pluošto pozicija statmenose koordinatėse taip pat kinta netiesiškai, o jo centroidę ir variaciją apskaičiuoti galime. Pluošto, tenkinančio paraksialinę Helmholco lygtį, centroidė $\langle c(\xi) \rangle$ ir variacija $\sigma^2(\xi)$ su pradiniu erdvinio spektru $\phi_0(k)$ yra susijusios lygtimis:

$$\langle c(\xi) \rangle = \frac{1}{I} \int_{-\infty}^{\infty} c |\phi(\xi, s)|^2 ds,$$

$$\sigma^2(\xi) = \frac{1}{I} \int_{-\infty}^{\infty} (s - \langle c(\xi) \rangle)^2 |\phi(\xi, s)|^2 ds,$$

kur $I = \int_{-\infty}^{\infty} |\phi(\xi, s)|^2 ds$. Vietoje $\phi(\xi, s)$ įstačius (3) lygtį, galima užrašyti apriboto Airy pluošto



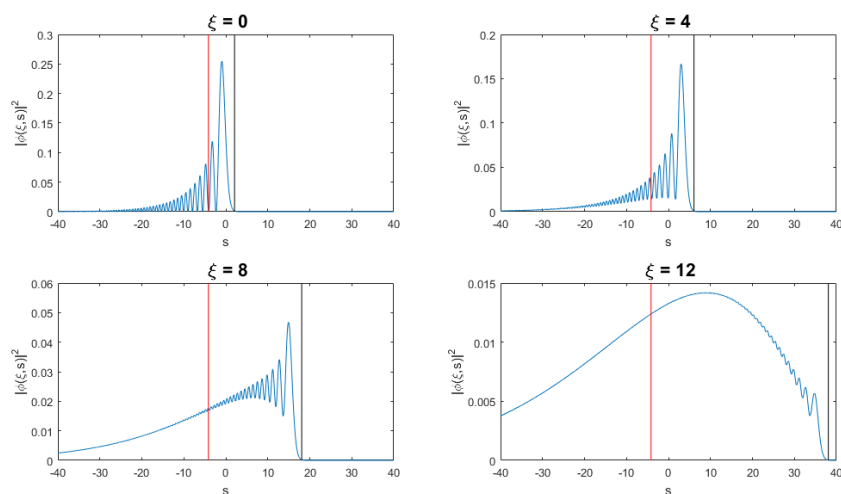
2 pav. Airy pluoštas su trimis skirtingomis gesimo konstantomis a .

centroidės ir variacijos lygtis [25]:

$$\langle c \rangle = \frac{4a^3 - 1}{4a}, \quad (5)$$

$$\sigma^2(\xi) = a + \frac{1}{8a^2} + \frac{\xi^2}{4a}. \quad (6)$$

Centroidė yra konstanta priklausanti tik nuo gesimo konstantos a , taigi apribotas Airy pluoštas sklinda tiesiai, be jokio poslinkio statmenose sklidimui koordinatėse, o lokalūs pluošto elementai patiria postūmį statmenose koordinatėse, kuris atitinka variacijos didėjimą sklindant pluoštui. Šios priklausomybės pavaizduotos 3 pav., kur raudona linija - centroidės pozicija



3 pav. Centroidės ir variacijos kitimas sklindant pluoštui, raudona linija žymi centroidės poziciją $s = (4a^3 - 1)/4a$, o juoda - variaciją padaugintą iš gesimo konstantos $s = a^2 + 1/8a + \xi^2/4$ ($a = 0,09$).

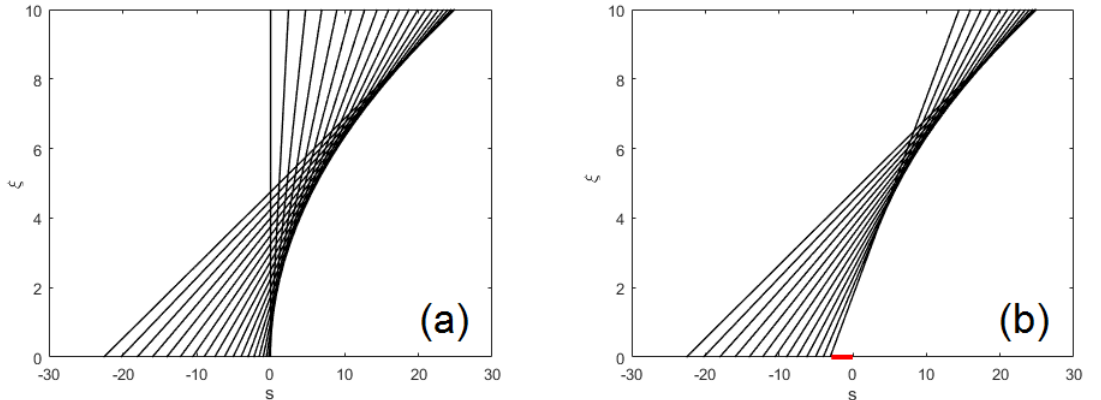
$s = \langle c \rangle = (4a^3 - 1)/4a$, o juoda - variacija padauginta iš gesimo konstantos $s = \sigma^2(\xi)a = a^2 + 1/8a + \xi^2/4$.

Airy pluoštas, kaip ir kiti nedifraguojantys pluoštai, taip pat pasižymi savybe atsistatyti po pažeidimo. Šį procesą galima paaiškinti pasinaudojus Babinet principu [26]: jei pradinis pluoštas pradinėse koordinatėse yra paveiktas kokio nors baigtinės energijos trikdžio $\varepsilon(\xi, s)$, tuomet tokį pluoštą galima aprašyti lygtimi

$$\phi_p(\xi = 0, s) = \phi(\xi = 0, s) - \varepsilon(\xi = 0, s), \quad (7)$$

kur $\phi_p(\xi, s)$ - pažeisto pluošto gaubtinės lygtis [27]. Tuomet iš (1) lygties galime užrašyti $i\varepsilon_\xi + \frac{1}{2}\nabla_\perp^2 \varepsilon = 0$, matyti, kad pluoštui sklindant $\varepsilon(\xi, s)$ difraguoja, kadangi pats Airy pluoštas nepatiria difrakcijos todėl esant dideliems ξ (7) galime perrašyti $\phi_p(\xi, s) \approx \phi(\xi, s)$.

Airy pluošto savybes galima aprašyti ir kitu būdu - per spindulių optiką ir optinės sistemos kaustikas (caustic). Kaustika - tai erdvės sritis, kurioje yra stipriai padidėjęs šviesos intensyvumas dėl susikertančių spindulių. Pagal šią interpretaciją Airy pluoštas susideda iš begalinio skaičiaus šviesos spindulių, kurie, tolstant nuo koordinatinių pradžių, sklinda vis didesniu kampu (žr. 4 pav. (a)). Toks modelis paprastai paaiškina sklidimą kreivomis trajektorijomis, pluošto formos atsistatymą po pažeidimo (žr.4 pav. (b)) ir gesimo konstantos įtaką baigtinio Airy pluošto difrakcijai.

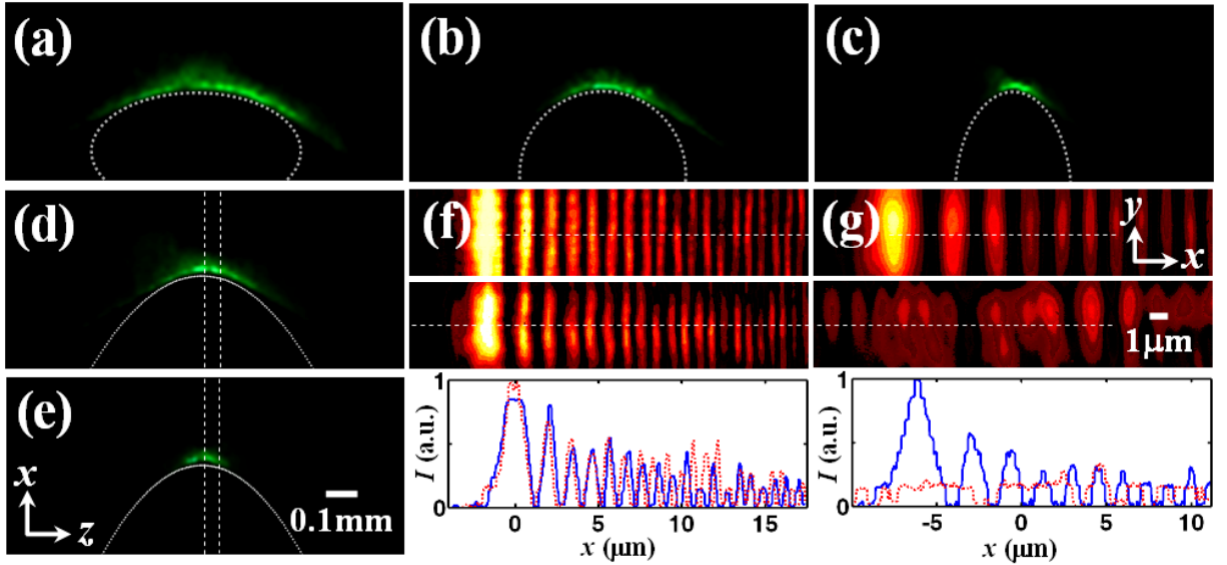


4 pav. Airy pluoštas, sudarytas iš daugelio spindulių, (a) - be uždengimo, (b) - sklidimo pradžioje dalinai uždengtas.

Pagrindinės kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų savybės:

- Sklidimas kreiva trajektorija.
- Pluošto formos atsistatymas po pažeidimo.
- Sklidimas ilgais nuotoliais be išplitimo.
- Keičiant fazinės kaukės išraišką galima keisti pluošto sklidimo trajektorijos formą.

1.3 Neparaksialiniai Airy pluoštai



5 pav. (a-d) Eksperimentiškai suformuoti neparaksialiniai Airy pluoštai, užfiksuoti registruojant išsklaidytą šviesą, (e) taip pat užfiksuotas paraksialinis Airy pluoštas, taškuotos linijos žymi teoriškai apskaičiuotas pluoštų trajektorijas, (f-g) yra intensyvumo pasiskirstymai iš statmenos sklidimui plokštumos ((d-e) dalyse pažymėtos brūkšniuotomis linijomis), užfiksuoti $z = 0 \mu\text{m}$ (f) ir $z = 50 \mu\text{m}$ (g), viršuje pavaizduoti neparaksialinio, o viduryje - paraksialinio Airy pluošto intensyvumų pasiskirstymai, apačioje pavaizduoti intensyvumo skirstiniai palei brūkšniuotas linijas iš viršutinės ir vidurinės dalių, mėlyna ištisinė linija pažymėtas neparaksialinio Airy pluošto, raudona taškuota linija - paraksialinio Airy pluošto intensyvumai. Visų koordinatinių skalės nuotraukose yra vienodos. [28]

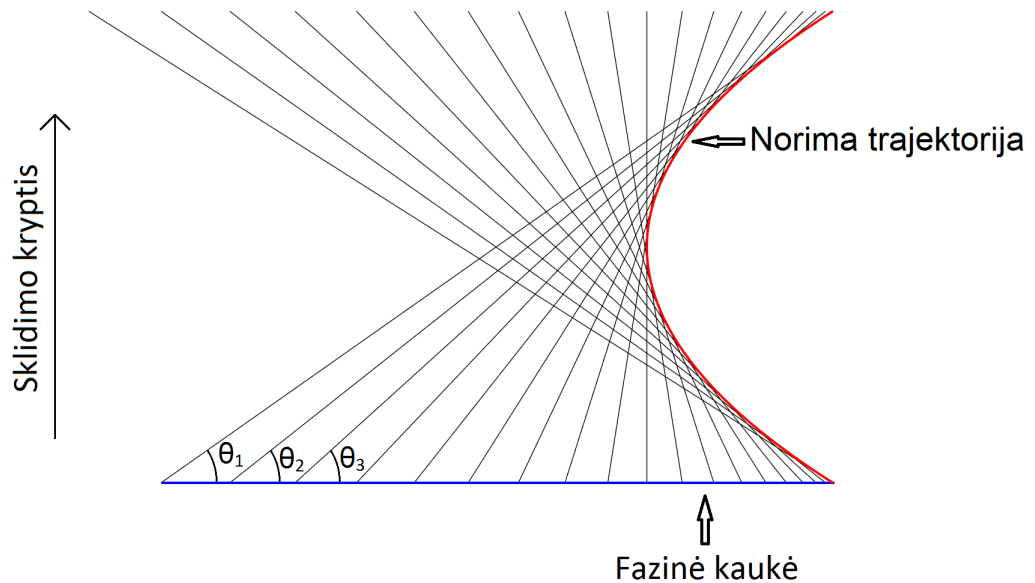
Vienas didžiausių Airy pluoštų trūkumų yra tai, kad jų formavimo technika sukurta naudojantis paraksialine Helmholtco (1) lygtimi, kuri yra paremta sąlyga, kad šviesos spinduliai keliauja sudarydami mažus kampus su optine ašimi, dėl šios aproksimacijos Airy pluoštai savo formą išlaiko tik užlinkdami mažais kampais - prie didesnių kampų Airy pluoštas išplinta į Gauso pluoštą (žr. 3 pav.). Pastaraisiais metais pradėti nagrinėti kitokie šviesos pluoštai, dažnai vadinami NAB (nuo angliško termino "nonparaxial accelerating beam"), kurių teorinė užlinkimo riba yra 90° [10, 28–38], 5 pav. pavaizduotas įvairių eksperimentiškai suformuotų Airy ir neparaksialinių Airy pluoštų sklidimai. Pažymėtina, kad nuotraukose visų koordinatinių skalės yra vienodos, o demonstruojant Airy pluoštų užlinkimą sklidimo koordinatė būna keliomis eilėmis didesnė už statmenas sklidimui [28].

Šių pluoštų formavimui reikalingos fazinės kaukės gali būti apskaičiuojamos taikant vieną iš dviejų metodikų:

1. Šviesos pluošto sklidimo aprašymas optinės sistemos kaustika [10, 29–33, 39].

2. Helmholtz'o lygčių sprendimas polinėse, eliptinėse arba parabolinėse koordinatinių sistemoje [28, 34–38].

Naudojantis pirmuoju metodu fazinės kaukės pavidalas apskaičiuojamas iš priešingos pusės - iš pradžių išrenkama norima pluošto sklaidimo trajektorija, tuomet pagal ją parenkama tokia fazinė kaukė, kad pro kiekvieną jos tašką prasklidę šviesos spinduliai sklistų tokiais kampais, kaip trajektorijos liestinės: $\tan \theta_i = \frac{df(z_j)}{dz}$, kur $f(z)$ yra norima sklaidimo trajektorija (žr. 6 pav.).



6 pav. Fazinės kaukės pavidalo apskaičiavimo, naudojantis kaustikų metodu, principinė schema. Raudonai pažymėta norima pluošto sklaidimo trajektorija, mėlynai - fazinė kaukė, pro fazinę kaukę prasklidę šviesos spinduliai yra nukreipiami tokiais kampais, kad sklistų kaip trajektorijos liestinės $\text{tg} \theta_i = \frac{df(z_j)}{dz}$.

Trajektorijos, kurioms tokiu metodu galima sukurti fazinę kaukę, yra apribotos kelių faktorių. Pagrindinis kriterijus yra tai, kad fazinės kaukės nukreipti šviesos spinduliai negali kirsti norimos trajektorijos, bet privalo ją liesti, kitaip tariant galimos tik išgaubtos trajektorijos. Kiti trajektorijas ribojantys faktoriai yra fazinės kaukės skiriamoji geba ir optinės sistemos skaitinė apertūra. Kuo didesnė fazinės kaukės skiriamoji geba, tuo didesnis maksimalus fazės kitimo greitis ir tuo pačiu didesnis kampas, kuriuo galima nukreipti šviesos pluoštą, o skaitinė apertūra nurodo, kokių kampų sklindančius spindulius optinė sistema gali priimti. Verta paminėti, kad kitaip, nei formuojant paprastą Airy pluoštą ar pluoštą suformuotą pasitelkus antrąjį metodą, šiuo metodu nereikalinga Furjė transformacija - pluoštas suformuojamas iš karto už fazinės kaukės.

Taikant antrąjį metodą sprendžiama Helmholtz'o lygtis ieškant sprendinio, kuris atitiktų neplintantį šviesos pluoštą, sklindantį apskritimine, elipsine arba paraboline trajektorija. Priklausomai nuo trajektorijos formos ši lygtis sprendžiama atitinkamose koordinatinių sistemoje.

Radus sprendinį jis grąžinamas į Dekarto koordinatinių sistemą, toliau reikiama fazinės kaulės išraiška skaičiuojama taip pat, kaip su paraksialiniu Airy pluoštu.

2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų formavimas ir taikymas

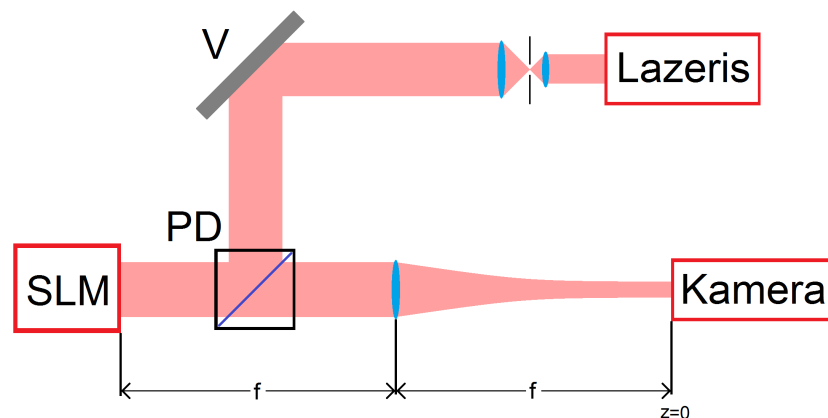
2.1 Airy pluošto formavimas

Airy pluošto formavimo metodika yra žinoma ir gana paprasta - tereikia atlikti Gauso pluošto, moduluoto kubine faze, Furjė transformaciją. Pastaroji dalis nėra sudėtinga - jai įvykdyti tereikia glaudžiamojo lęšio, tačiau universalaus metodo Gauso pluoštui suteikti kubinę fazę nėra, todėl nuo pirmo Airy pluošto eksperimentinio pademonstravimo 2007 metais vis dar tiriami įvairūs metodai tam pasiekti.

2.1.1 Airy pluošto formavimas naudojant erdvinį šviesos moduliatorių

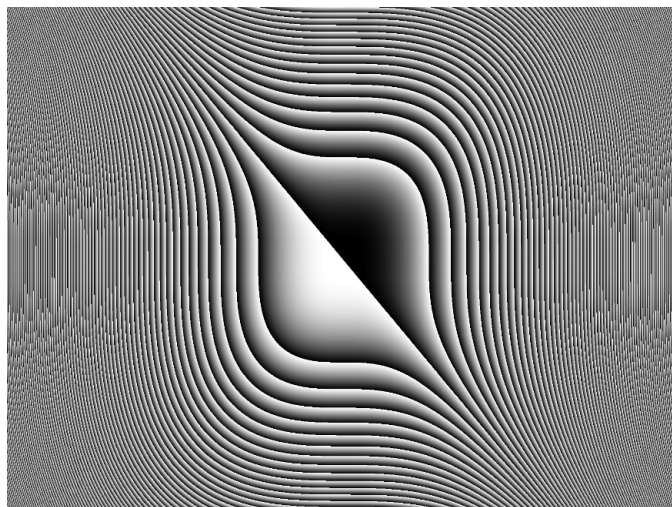
Vieni populiariausių prietaisų, naudojamų Airy pluoštams formuoti, yra erdviniai šviesos moduliatoriai (EŠM). Jie būna įvairių tipų, tačiau fazės keitimui naudojami skystųjų kristalų pagrindu sudaryti EŠM. EŠM pikselių dydis gali būti labai įvairus, bet smulkiusių moduliatorių pikseliai būna apie $1 - 2 \mu m$, taigi jais galima pasiekti aukštą raišką, tačiau jų pagrindinis privalumas yra taikymo lankstumas - šviesos fazės ir poliarizacijos keitimas yra valdomas programiškai, o sudaromi raštai apriboti tik pikselių skaičiais.

Tipinis EŠM taikymo Airy pluošto formavimui pavyzdys gali būti Siviloglou ir kt. 2007 m. atliktas eksperimentas [2]. Šiame darbe buvo naudotas oru aušinamas argono jonų nuolatinės veikos lazeris, sklaidžiantis $488 nm$ tiesiškai poliarizuotą šviesą. Bendra eksperimento schema pavaizduota 7 pav.

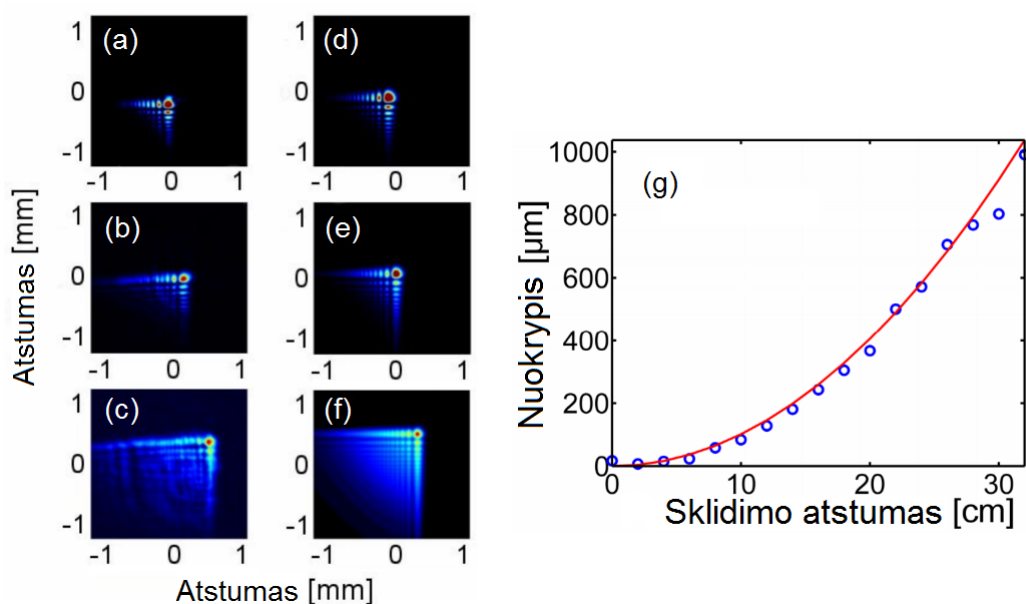


7 pav. Airy pluošto formavimo naudojant EŠM pavyzdinė schema. PD - pluošto daliklis, V - veidrodis.

Už lazerio šviesos pluoštas praplečiamas iki $6,7 mm$ pluošto diametro pusės aukštyje ir nukreipiamas į EŠM, kuriame įkrautas 2D kubinis fazės portretas (8 pav.).



8 pav. EŠM naudojamos kubinės fazinės kaukės pavyzdys. Suteiktas fazės pokytis kinta nuo 0 (juoda spalva) iki 2π (balta spalva).



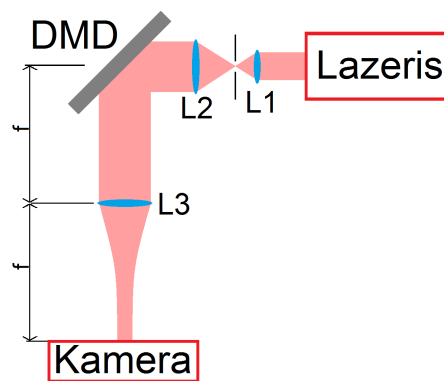
9 pav. 2D Airy pluošto intensyvumo pasiskirstymas atstumais (a) $z = 0 \text{ cm}$, (b) $z = 10 \text{ cm}$ ir (c) $z = 20 \text{ cm}$ nuo židinio ($f = 120 \text{ cm}$), (d-f) teoriškai modeliuoti rezultatai tiems patiems atstumams, (g) Airy pluošto nuokrypio priklausomybė nuo sklidimo atstumo (raudona linija - teorinė kreivė, mėlyni taškai - eksperimento rezultatai). [2]

Pluoštas, atsispindėjęs nuo šio EŠM, įgyja kubinę fazę ir toliau sklinda pro sferinį glaudžiamąjį lęšį, kuris nutolęs nuo EŠM per savo židinio nuotolį $f = 120 \text{ cm}$. Suformuotas Airy pluoštas registruojamas kamera, padėta ant pozicionavimo sistemos, židinio nuotolio atstumu už lęšio. Eksperimento rezultatai pateikti 9 pav. Suformuotas Airy pluoštas sklinda beveik nedifraguodamas apie 25 cm , kampinė pluošto skiltis taip pat išlaiko savo skersinius matmenis

($90 \mu m$) apie $25 cm$, per šį atstumą pluoštas statmenose koordinatėse pasislenka per $800 \mu m$. EŠM naudojimas Airy pluošto formavimui yra nesudėtingas ir lengvai integruojamas į optinę sistemą, tačiau yra ribojimai maksimaliai pluošto galiai dėl žemo EŠM pažaidos slenksčio.

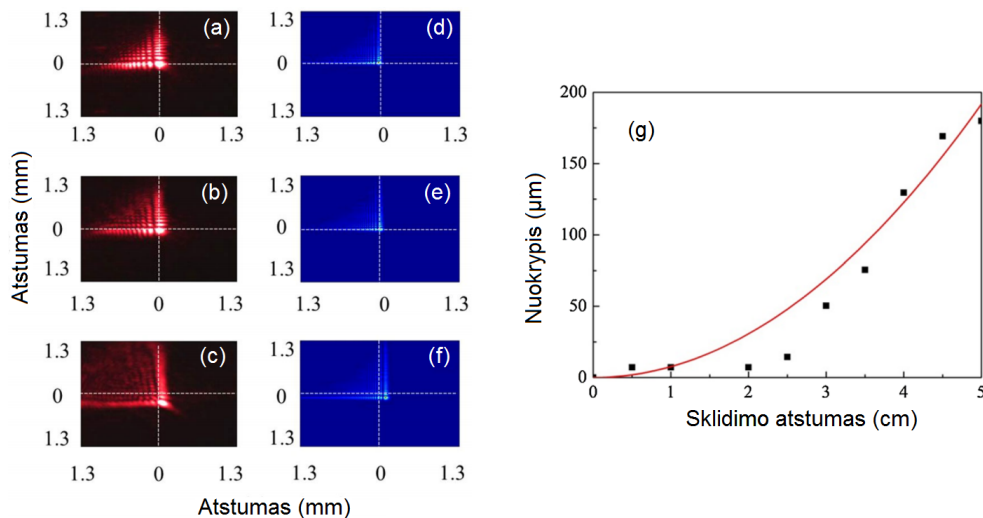
2.1.2 Airy pluošto formavimas naudojant skaitmeninį mikroveidrodžių įtaisą

Panašus metodas Airy pluošto formavimui yra vietoje EŠM pasitelkus skaitmeninį mikroveidrodžių įtaisą (SMĮ). SMĮ yra sudaryti iš mikroskopinių veidrodėlių matricos, kurioje kiekvienas veidrodėlis yra valdomas elektriniu signalu ir gali keisti savo pasvirimo kampą, taip keisdamas ir atspindėtos šviesos amplitudę. Pagrindinis SMĮ privalumas yra tai, kad jie gali atspindėti didesnės galios šviesos pluoštus nei EŠM, tačiau dėl tarpų tarp veidrodėlių atsiranda papildomi šviesos nuostoliai siekiantys dešimtis procentų. SMĮ taikymą Airy pluošto formavimui tyrė Qinwei Xu ir kt. [17]. Jų tyrime naudotas 1 mW puslaidininkinis lazeris (CPS180, Thorlabs) skleidžiantis $635 nm$ šviesą, eksperimento schema pavaizduota 10 pav.



10 pav. Airy pluošto formavimo naudojant SMĮ schema, L1, L2 ir L3 yra lęšiai, kurių židinio nuotoliai $f = 5 cm$, $f = 20 cm$ ir $f = 20 cm$ atitinkamai. [17]

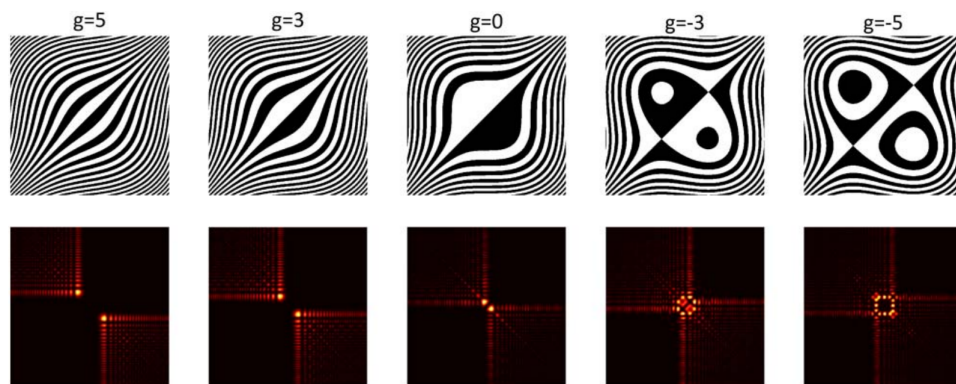
Eksperimento rezultatai pavaizduoti 11 pav., kuriame matyti, kad suformuotas Airy pluoštas apie $4 cm$ sklinda be difrakcijos ir per šį atstumą statmenose koordinatėse pasislenka apie $130 \mu m$.



11 pav. 2D Airy pluošto intensyvumo pasiskirstymas atstumais (a) $z = 0 \text{ cm}$, (b) $z = 2 \text{ cm}$ ir (c) $z = 4 \text{ cm}$ nuo židinio ($f = 20 \text{ cm}$), (d-f) teoriškai modeliuoti rezultatai tiems patiems atstumams, (g) Airy pluošto nuokrypio priklausomybė nuo sklidimo atstumo (raudona linija - teorinė kreivė, taškai - eksperimento rezultatai). [17]

2.1.3 Airy pluošto formavimas naudojant dvinarį erdvinį šviesos moduliatorių

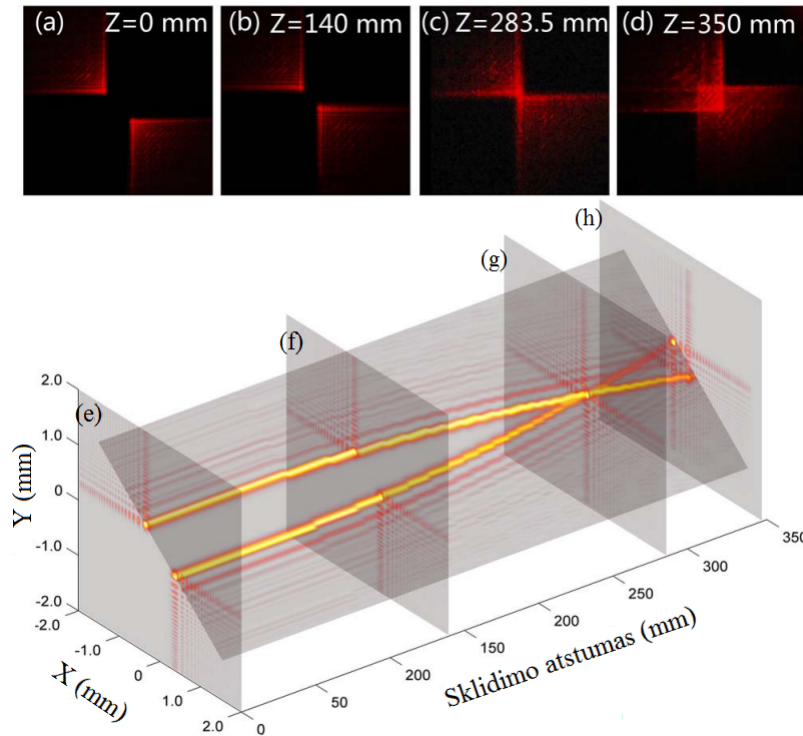
Yongtao Fan ir kt. [20] tyrė kitokį EŠM taikymą Airy pluoštų formavimui. Vietoje fazinės kaukės, keičiančios fazę tolydžiai nuo 0 iki 2π (žr. 8 pav.) jie panaudojo dvinarę fazinę kaukę, kuri keičia fazę per 0 arba π (žr. 12 pav. $g = 0$ dalį). Tokios kaukės fazės keitimo didėjimo ir mažėjimo kryptys tampa neapibrėžtos, dėl to suformuojami du Airy pluoštai (žr. 12 pav.) vienas prie kito. Atstumą tarp suformuotų Airy pluoštų galima keisti prie kubiško fazės keitimo pridėdant tiesišką fazės keitimą (žr. 12 pav.)



12 pav. Dvinarės fazinės kaukės su kubiniu ir tiesiniu fazės keitimu (balta spalva nurodo fazės keitimą per π , juodos spalvos sritys fazės nekeičia) ir teoriškai modeliuoti jų suformuojami Airy pluoštai, g yra tiesinio fazės keitimo koeficientas. [20]

Eksperimento schema atitinka pavaizduotą 7 pav., naudotas helio-neono lazeris sklaidžiantis

632,8 nm bangos ilgio tiesiškai poliarizuotą šviesos pluoštą, kuris buvo išplėstas iki 22 mm ir atspindėtas nuo EŠM, Furjė transformacijai atlikti naudotas $f = 500$ mm židinio nuotolio lęšis. Rezultatai pavaizduoti 13 pav. suformuoti Airy pluoštai sklinda be difrakcijos, su poslinkiu statmenose koordinatėse.



13 pav. (a-d) Dvinare EŠM kauke suformuotas 2D Airy pluoštas įvairiais atstumais nuo lęšio židinio ($f = 500$ mm), (e-h) teoriškai modeliuoti rezultatai tiems patiems atstumams. [20]

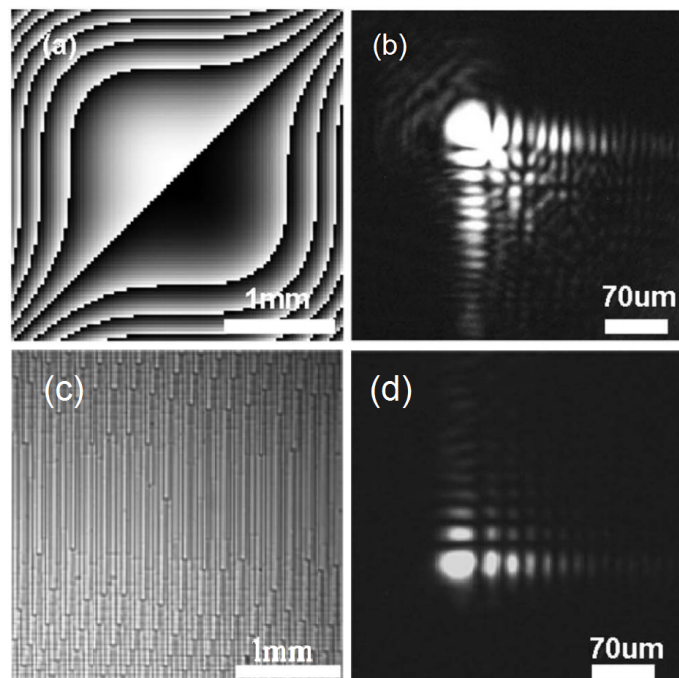
Šis eksperimentas parodė, jog galimas Airy pluoštų formavimas dvinarėmis fazinėmis kaukėmis, kurias galima daug pigiau ir lengviau pagaminti nei tolydines fazines kaukes.

2.1.4 Airy pluošto formavimas litografiškai pagaminta fazine plokštele

Kitas būdas moduluoti Gauso pluoštą kubine faze yra naudojantis litografiškai pagaminta fazine plokštele. Pagrindiniai litografijos metodai yra elektronpluoštė litografija (electron-beam lithography) ir tiesioginis lazerinis įrašymas (laser direct writing). Tipiniai struktūrų dydžiai, kurie gaunami elektronpluoštės litografijos metodu, būna dešimties nanometrų eilės, o mažiausios struktūros, kurias galima sukurti tiesioginiu lazeriniu įrašymu siekia 1 μm , gaminama fazinė plokštelė yra milimetrų eilės dydžio, todėl mikrometrų eilės skiriamosios gebos pakanka sukurti virš milijono taškų. Tiesioginio lazerinio įrašymo veikimo principas yra gana paprastas - pradinis padėklas padengiamas fotorezisto (šviesai jautrios medžiagos, kurios tirpumas keičiamas ją veikiant lazerio spinduliuote) sluoksniu, plokštelę panardinus į ryšką lazeriu paveiktos vietos

ištirpsta (tokiu atveju fotorezistas vadinamas teigiamu, jei ištirpsta lazeriu nepaveiktos vietos fotorezistas - neigiamas), taip lieka tik norimas reljefas.

Airy pluošto formavimą naudojant litografiškai pagaminta fazine plokšte tyrė Jingang Wang ir kt. [18]. Šiame darbe fazinei kaukei gaminti buvo naudojamas 442 nm bangos ilgio lazeris (DWL66, Heidelberg Instruments). Kaukė gaminta iš ant stiklo padengto $2,3\ \mu\text{m}$ storio neigiamo fotorezisto AR-N4340 (ALLRESIST) sluoksnio, kuris tirpintas ryškale AR 300-475 (ALLRESIST) 40 sekundžių. Pagaminta fazinė kaukė buvo 100×100 pikselių dydžio, kiekvienas pikselis užėmė $30\ \mu\text{m}$. Dėl naudoto litografijos metodo ribotumo kaukės profilis buvo ne tolydus, bet padalintas į 16 diskretiškų aukščių.



14 pav. (a) Tik kubiškai kintančios fazės kaukė ir (b) tokios kaukės suformuotas Airy pluoštas. (c) Ir kubiškai ir tiesiškai kintančios fazės kaukė bei (d) tokios kaukės suformuotas Airy pluoštas. [18]

Dėl paklaidų atsiradusių gaminimo proceso metu, suformuotame Airy pluošte atsiranda išskraipymai, kuriuos sukuria tiesiai praėjusi šviesa (žr. 14 pav. (b)). Siekdami to išvengti tyrėjai modifikavo fazinės kaukės profilį, prie kubiškai kintančios fazės pridėdami tiesiškai kintančią fazę. Tokia fazinė kauke suformuotas Airy pluoštas yra atskiriamas nuo trikdžių, taigi stipriai pagerinama pluošto kokybė (žr. 14 pav. (d)). Suformuotas pluoštas išlaiko savo savybę sklirti be difrakcijos, tačiau sumažėja pluošto galia, nes dalis pradinio pluošto ([18] eksperimente 30%) pašalinama kaip triukšmas.

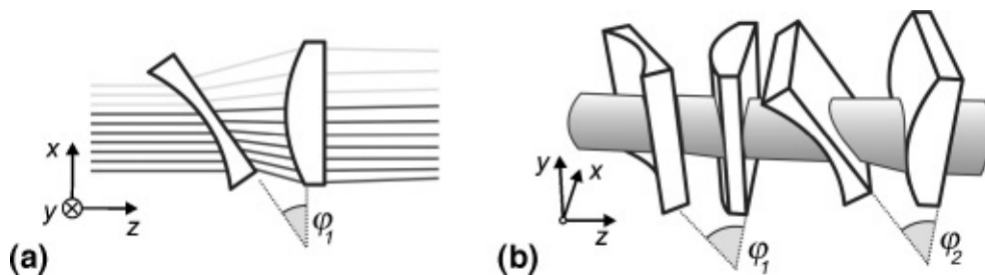
2.1.5 Airy pluošto formavimas naudojantis lęšių įnešama aberacija

Papazoglou ir kt. 2010 m. pasiūlė būdą formuoti didelės galios Airy pluoštus pasitelkiant lęšio aberacijas [23]. Šią galimybę galime įžvelgti iš cilindrinio lęšio aberacijų lygties:

$$\phi_{cyl}^{(4)} = -\frac{1}{4}Bx^4 - \frac{1}{2}(2C + D)x_o^2x^2 + Ex_o^3x + Fx_o x^3, \quad (8)$$

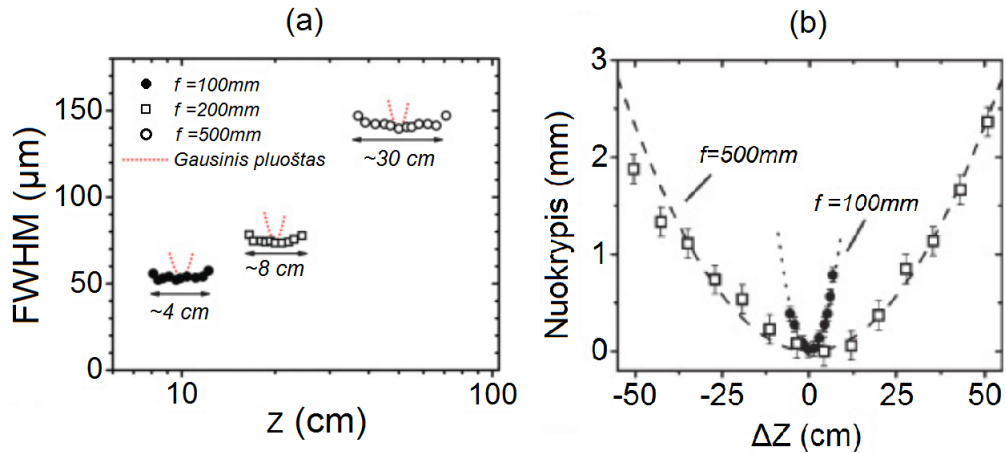
kur x_o yra objekto aukštis, x - atstumas nuo lęšio centro, statmenas lęšio cilindrinei ašiai, o B , C , D , E , F yra įvairių aberacijos rūšių koeficientai. Kaip matyti narys prie komos koeficiento F suteikia kubinę fazės moduliaciją. Likusias aberacijas galima minimalizuoti šviesą praleidžiant pro antrą lęšį, kuriame aberacijos koeficientai turi priešingą ženklą.

Eksperimente naudoti tiesiškai poliarizuoti, 800 nm bangos ilgio, 35 fs trukmės, 1 mJ energijos šviesos impulsai, kubinei fazei suteikti naudoti 25 mm pločio BK7 cilindriniai lęšiai su $\pm 50 \text{ mm}$ židinio nuotoliu.



15 pav. Cilindrinė lęšių sistema (a) 1D ir (b) 2D Airy pluošto formavimui. (a) dalyje tamsios linijos žymi sistemos sritį, kurioje dominuoja koma. [23]

Lęšių sistemos, kuriomis Gauso pluoštui suteikiama kubinė fazė, pavaizduotos 15 pav. Sistema optimizuojama keičiant lęšių pozicijas, židinio nuotolius ir sklaidomojo lęšio pasvirimo kampą. Aberacijų kompensacija pasiekama tik apatinėje sistemos dalyje (15 pav. (a) tamsūs spinduliai), viršutinėje dalyje dominuoja kvadratinė fazės moduliacija, todėl, siekiant aukštos kokybės Airy pluošto, šviesos pluoštas turėtų sklستی tik apatine sistemos dalimi.



16 pav. (a) 2D Airy pluošto kampinės skilties ir Gauso pluošto dydžių priklausomybė nuo atstumo, (b) 2D Airy pluošto nuokrypio priklausomybė nuo atstumo nuo židinio su dviem skirtingo židinio nuotolio lęšiais (brūkšniuota linija - teorinė kreivė, taškai - eksperimento rezultatai) [23]

Matyti, kad remiantis šia metodika suformuotas Airy pluoštas išlaiko savo savybes skliti be difrakcijos (16 pav. (a)) ir su poslinkiu statmenose sklidimui koordinatėse (16 pav. (b)). Kadangi kubinei fazei suteikti naudojami paprasti lęšiai, tokia Airy pluošto formavimo metodika tinka didelės galios reikalaujantiems taikymams, tačiau reikalingas tikslus sistemos suderinimas norint pašalinti nepageidaujamas aberacijas. Šiuo metodu galima sukurti tiksliai kubinį fazės kitimą, todėl jis netinka neparaksialinių Airy pluoštų formavimui.

2.2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymai

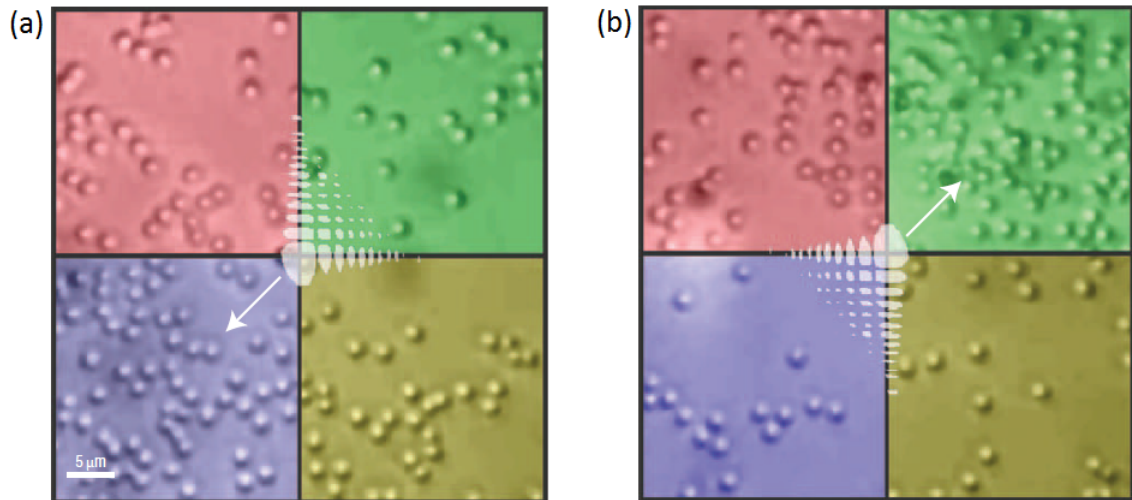
Nors Airy pluoštai ir jų neparaksialiniai atitikmenys atrasti gana neseniai, tačiau, dėl savo unikalių savybės skliti kreivomis trajektorijomis, jie susilaukė didelio susidomėjimo įvairiose srityse.

2.2.1 Airy pluošto taikymas optiniam dalelių judinimui

Viena anksčiausių ir didžiausio dėmesio susilaukusi Airy pluoštų taikymo sfera buvo optinis dalelių judinimas, Baumgartl ir kt. paskelbtame straipsnyje [6] aprašomas Airy pluošto panaudojimas kaip tam tikro optinio siurblio, kuriuo galima perkelti daleles iš vienos vietos į kitą nejudinant pačio šviesos pluošto.

Šiame darbe buvo naudotas vandens bandinys, kuriame vienalytiškai pasiskirsčiusios $1.5 \mu m$ skersmens stiklo sferos. Airy pluoštui formuoti naudota argono jonų lazerio sklaidžiama tiesiškai poliarizuota, $514 nm$ bangos ilgio šviesa, taikant 2.1.1 dalyje aprašytą metodiką. Suformuotas pluoštas buvo sumažintas ~ 100 kartų naudojant teleskopinę sistemą (ši sistema buvo šiek

tiek išderinta norint padidinti pluošto sklaidimo užlinkimą) ir iš apačios praleistas pro bandinį. Dalelių pasiskirstymas bandinyje, jį dvi minutes apšvietus Airy pluoštu, pavaizduotas 17 pav. Tirpale esančias daleles veikia jėga nukreipta didesnio šviesos intensyvumo kryptimi, dėl šios



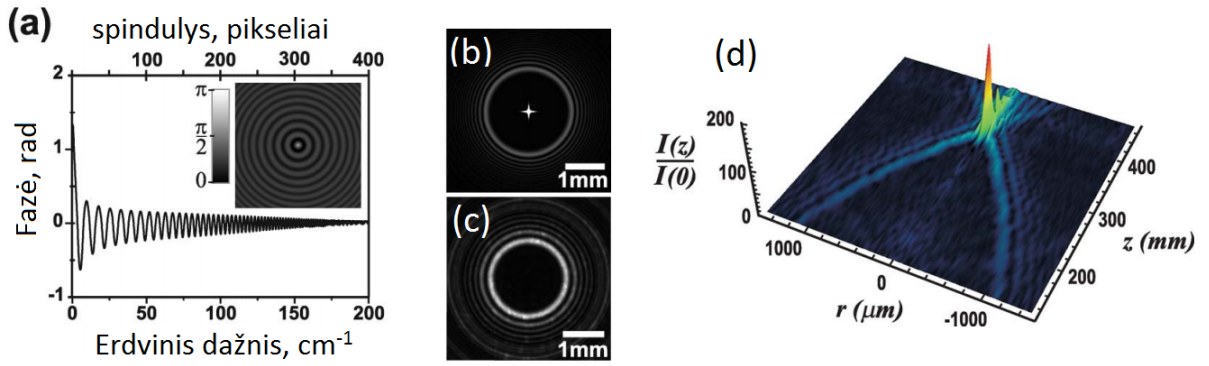
17 pav. Mikroskopu padarytos bandinio nuotraukos, (a) Airy pluoštu pašvietus dvi minutes, (b) Airy pluoštu pašvietus vieną minutę priešinga kryptimi, nei (a) nuotraukoje. Baltai pažymėtas pluošto intensyvumo pasiskirstymas plokštumoje, rodyklė žymi kryptį, kuria pluoštas pasislenka sklisdamas per bandinį. Spalvoti kvadratai pažymėti siekiant išryškinti Airy pluošto poveikį dalelių pasiskirstymui. [6]

jėgos dalelės patenka į centrinį Airy pluošto maksimumą ir toliau keliauja jo sklaidimo kryptimi. Po tam tikro atstumo pluošto intensyvumo pasiskirstymas suyra ir dalelė iškrenta, kadangi Airy pluoštas sklinda paraboline trajektorija, iškritusi dalelė būna pasislinkusi statmenose pluošto sklaidimui koordinatėse (poslinkio kryptis pažymėta balta rodykle). 17 pav. (a) dalyje matomas aiškus dalelių koncentracijos sumažėjimas žaliajame kvadratoje ir padidėjimas mėlynajame, o raudonajame ir geltonajame kvadratuose dalelių sumažėjo netoli ribos su žaliuoju kvadratu, o riboje su mėlynuoju - padaugėjo dėl dalelių difuzijos. Norėdami patikrinti rezultatus autoriai apsuko Airy pluoštą 180° (17 pav. (b) dalis) ir bandinį apšvietė vieną minutę, gautas priešingas (a) daliai vaizdas atitinka aprašytą pluošto įtaką bandiniui.

2.2.2 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymas aštriai "autofokusuojančių" pluoštų formavimui

Kreivomis trajektorijomis sklindančius pluoštus galima panaudoti ir kitokių pluoštų formavimui, tarp jų ir aštriai "autofokusuojančių" pluoštų, kuriuos pirmą kartą 2011 metais eksperimentiškai pademonstravo Papazoglou ir kt. [9].

Šie pluoštai išsiskiria tuo, jog sklaidimo metu jų intensyvumas išlieka beveik pastovus iki tam tikro taško, kuriame išauga keliomis eilėmis. Tokį pluoštą galima aprašyti, kaip daugy-



18 pav. (a) Fazinės kaukės, naudotos aštriai "autofokusuojančio" pluošto formavimui, pavidalas, (b) teoriškai apskaičiuotas pluošto intensyvumo pasiskirstymas plokštumoje $z = 0$, (c) eksperimentiškai suformuoto pluošto intensyvumo pasiskirstymas plokštumoje $z = 200 \text{ mm}$ uždengus centrinį maksimumą, (d) suvidurkinto intensyvumo priklausomybė nuo sklidimo atstumo z , intensyvumo vertės sunormuotos maksimaliam intensyvumui plokštumoje $z = 0$. [9]

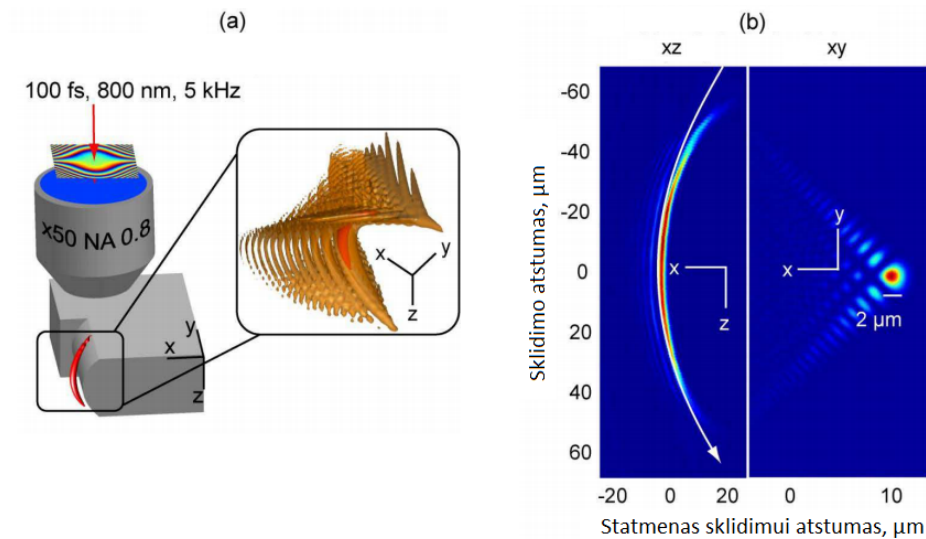
bės kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų, simetriškai išdėstytų aplink bendrą sklidimo ašį, sumą. Paprasčiausias būdas suformuoti tokią pluoštų superpoziciją yra naudoti fazinę kaukę aprašytą polinėse koordinatėse, tokios kaukės profilis ir bendras pavidalas pateiktas 18 pav. (a) dalyje, (b-c) dalyse pateikti šia kauke suformuotų teorinio ir eksperimentinio pluoštų intensyvumo profiliai statmenose sklidimo kryptims plokštumose, o (d) dalyje - suvidurkintas intensyvumas lygiagrečioje sklidimo kryptimi plokštumoje. Pateiktuose rezultatuose matyti, kad šviesos pluošto intensyvumas iki plokštumos $z = 350 \text{ mm}$ yra gana žemas, o už jos staigiai išauga.

2.2.3 Kreiva trajektorija sklindančių pluoštų taikymas medžiagų mikroapdirbimui

Kitas kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų taikymas yra medžiagų mikroapdirbimui. Šiuo metu, norint pjaustyti medžiagas su užapvalintais kraštais, reikalinga sudėtinga pozicionavimo sistema, kuri plovimo paviršių galėtų sinchroniškai judinti x,y,z ašimis ir reguliuoti šviesos pluošto kritimo kampą, o išnaudojant kreivomis trajektorijomis sklindančius pluoštus plovimo paviršių užtektų judinti tiktais x ir y ašimis.

Pirmą taikymą medžiagų mikroapdirbimui 2012 m. aprašė F. Courvoisier ir kt. [13]. Šiame darbe naudotas Ti:safyro lazeris veikiantis 5 kHz dažniu ir skleidžiantis 100 fs trukmės impulsus, kurių centrinis bangos ilgis - 800 nm . Šviesos pluošto fazė buvo moduluojama EŠM, kuriame įkelta fazinė kaukė buvo sukurta pagal 3.3.2 aprašytą metodiką. Suformuotas pluoštas buvo praleistas pro didelės skaitinės apertūros ($NA = 0.8$) mikroskopo objektyvą, už kurio padėta apdirbama medžiaga (žr. 19 pav. (a))

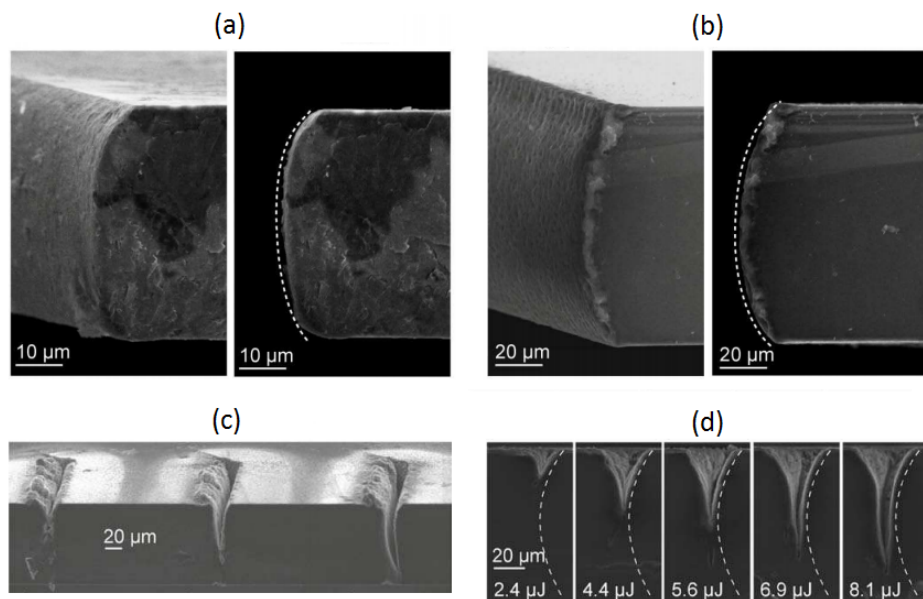
Taip suformuoto pluošto sklidimas ir intensyvumo pasiskirstymas pavaizduoti 19 pav. Pluošto intensyvumo maksimumas sklinda apskritimo, kurio spindulys $r = 120 \mu\text{m}$, dalimi. Nors



19 pav. (a) Mikroapdirbimui naudota optinė schema ir suformuoto pluošto vienodo intensyvumo paviršius 5% aukštyje (padidinta sritis), (b) suformuoto pluošto sklaidimas žiūrint iš šono (kairėje pusėje) ir intensyvumo pasiskirstymas $z = 0$ plokštumoje (dešinėje pusėje). Balta rodyklė žymi pluošto sklaidimo trajektoriją, kurios siekiant buvo sukurtos fazinės kaukės. [13]

suformuotas pluoštas nėra paraksialinis, tačiau jo intensyvumo pasiskirstymas gana gerai aprašomas Airy funkcija.

Medžiagų mikroapdirbimas buvo atliekamas bandinių nedideliais žingsniais (apdirbant deimantą $0.3 \mu\text{m}$, silicį - $0.5 \mu\text{m}$) judinant link pluošto x kryptimi, kas žingsnį atliekant vieną skenavimą (pirmyn ir atgal) y kryptimi $10 \mu\text{m/s}$ greičiu, naudoti $11 \mu\text{J}$ energijos šviesos impulsai. Tokiu metodu suformuoti bandinių profiliai pavaizduoti 20 pav. (a-b) dalyse, matyti, kad rezultatai gana gerai atitinka teoriškai apskaičiuotą profilio formą, kurią žymi brūkšniuota linija. Taip pat buvo atlikti šviesos pluošto skenavimai tiesiai per silicio bandinį, (c) dalyje pavaizduoti rezultatai naudojant vienodos energijos impulsus, bet skirtingus skenavimų skaičius (iš kairės į dešinę - 1,2 ir 5 skenavimai), (d) dalyje - naudojant skirtingos energijos impulsus, bet atlikus tik vieną skenavimą. Iš pateiktų rezultatų matyti, kad kreivomis trajektorijomis sklindančius pluoštus galima sėkmingai naudoti medžiagų mikroapdirbimui.

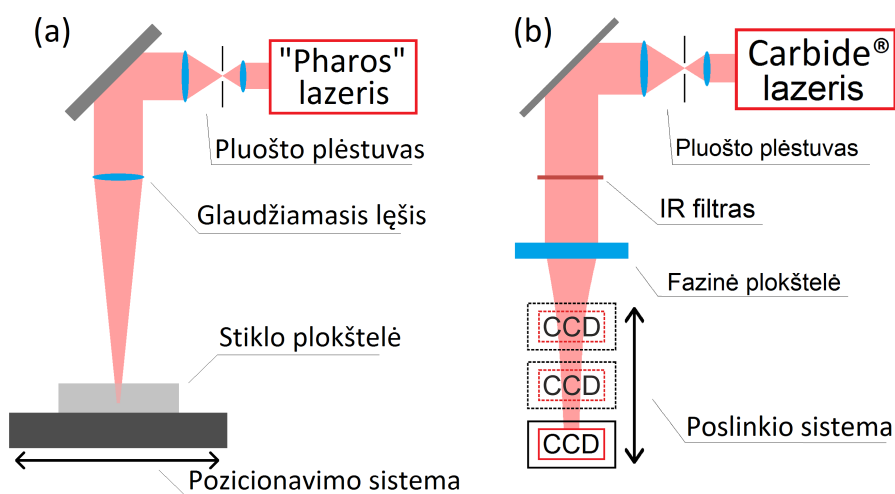


20 pav. (a) Deimanto ir (b) silicio profiliai juos apdirbus apskritimo trajektorija sklindančiu pluoštu, (a) dalyje pluoštas sklido $70 \mu m$ spindulio apskritimo trajektorija, bandinio storis - $50 \mu m$, (b) dalyje pluoštas sklido $120 \mu m$ spindulio apskritimo trajektorija, bandinio storis - $100 \mu m$. (c) Kreivų griovių, išpjautų silicyje, formos kitimas naudojant $11 \mu J$ energijos impulsus, bet skirtingą praėjimų skaičių (iš kairės į dešinę - 1,2 ir 5 praėjimai), (d) griovių formos po vieno praėjimo naudojant skirtingos energijos impulsus. Brūkšniuotos linijos žymi slenkstinio įtėkio kontūrus deimantui ($\sim 1.1 J/cm^2$) ir siliciui ($\sim 1 J/cm^2$). [13]

3 Eksperimentas

Airy ir neparaksialiniai Airy pluoštai paprastai formuojami naudojantis erdviniu šviesos moduliatoriumi (EŠM) atvaizduota fazine kauke. Pasitelkiant tokį metodą galima suformuoti geros kokybės pluoštus, tačiau EŠM elementai yra ganėtinai brangūs ir turi žemą pažaidos slenkstį, todėl nėra idealūs taikymui medžiagų apdirbime. Fazinės kaukės pagamintos iš stiklo turi daug aukštesnį pažaidos slenkstį, tačiau jų gamyba yra sudėtinga ir užima daug laiko. Šiame darbe nagrinėjama kitokia kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų formavimo metodika, pasitelkianti dvinarės fazines kaukes pagamintas iš stiklo naudojant femtosekundinę lazerinę sistemą. Dvinarės fazinės kaukės fazę keičia tik dviem vertėm, todėl jų gaminimas yra daug paprastesnis ir greitesnis, nei tolygiai fazę keičiančių kaukių, taip pat jas galima pagaminti vietoje su medžiagų apdirbimui skirta įranga ir jos gali praleisti daug didesnės energijos šviesos impulsus nei EŠM kaukės.

3.1 Eksperimento schema, naudojama įranga



21 pav. (a) Tūrinių pažeidimų įrašymo eksperimentui naudotos sistemos schema, (b) pluošto formavimo eksperimentui naudotos sistemos schema, (c) pluošto taikymo apdirbimui schema.

Eksperimento schema pavaizduota 21 pav. Tūriniai pažeidimai buvo formuojami naudojant įmonės "Šviesos konversija" gamybos lazerį "Pharos", kurio pluoštas buvo fokusuotas 0,42 skaitinės apertūros objektyvu, o bandinys judintas pluošto atžvilgiu naudojant "Aerotech" trimatę poslinkio sistemą.

Kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų formavimui buvo naudotas "Carbide" lazeris, o suformuotų pluoštų intensyvumo pasiskirstymai buvo registruojami naudojant įmonės "Ophir photonics" gamybos CCD kamera "SP620U", įtvirtinta ant 30 cm eigos poslinkio sistemos.

Pluošto atvaizdavimas apdirbamos medžiagos paviršiuje buvo atliktas su ta pačia sistema, kuri buvo naudota tūrinių pažeidimų formavimui, tačiau vietoje fokusuojančio objektyvo patastyta fazinė kaukė ir 5 kartus mažinanti $4f$ sistema. Pirmojo lęšio židinio nuotolis buvo 5 cm , antrojo lęšio - 1 cm .

3.2 Šviesos pluošto sklaidimo teorinis modeliavimas

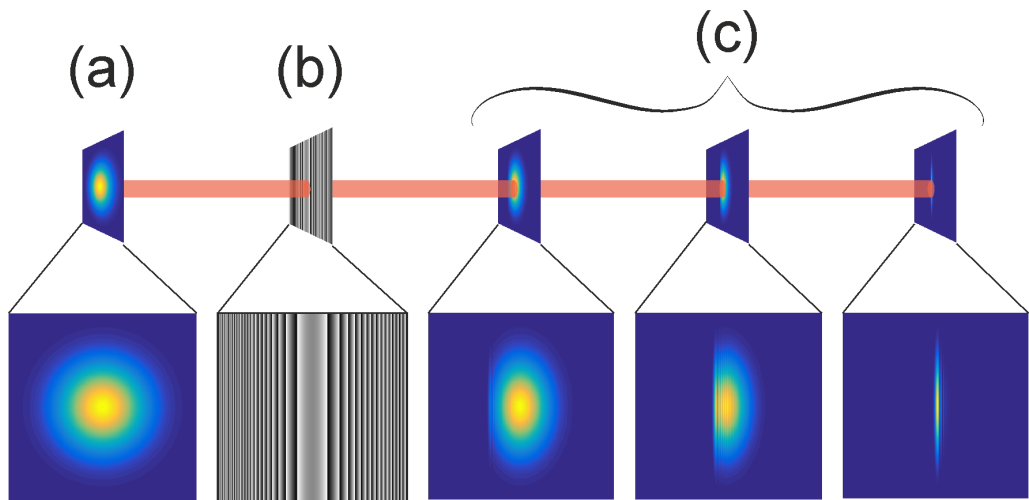
Prieš pradėdant eksperimentinį darbą buvo atlikta pluoštų sklaidimo teorinė analizė, naudojant įvairių formų ir dydžių fazines kaukes, bei keičiant kitus parametrus. Difrakcinis pluošto sklaidimas buvo modeliuojamas programos "Matlab" terpėje, naudojantis Furjė optikos metodais, kurie toliau bus trumpai apžvelgti [40].

Žinant šviesos kompleksinę amplitudę sistemos įėjime $f(x,y)$ ir sistemos perdavimo funkciją $H(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$, galima apskaičiuoti šviesos kompleksinę amplitudę sistemos išėjime $g(x,y)$ pagal lygtį

$$g(x,y) = \iint_{-\infty}^{\infty} H(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) F(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) \exp(-i2\pi(\mathbf{v}_x x + \mathbf{v}_y y)) d\mathbf{v}_x d\mathbf{v}_y, \quad (9)$$

čia \mathbf{v}_x ir \mathbf{v}_y yra erdviniai dažniai, o $F(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$ yra pradinės funkcijos $f(x,y)$ Furjė transformacija

$$F(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \exp(i2\pi(\mathbf{v}_x x + \mathbf{v}_y y)) dx dy. \quad (10)$$



22 pav. Sklidimo modeliavimo principinė schema, (a) pradinis šviesos pluoštas, (b) fazinė kaukė, (c) šviesos pluošto intensyvumo pasiskirstymas įvairiais atstumais nuo fazinės kaukės.

Principinė sklaidimo modeliavimo schema pateikta 22 pav. Iš pradžių apibrėžiamas pradinis šviesos pluoštas (22 pav. (a)), visuose skaičiavimuose buvo naudojama ta pati Gauso pluošto

išraiška:

$$E_a = E_0 \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right),$$

kur w yra pusė pluošto pločio E_0/e^2 aukštyje. Tuomet modeliuojamas sklidimas iki fazinės kaukės, šiuo atveju šviesa sklinda laisva erdve, kurios perdavimo funkcija aprašoma:

$$H = \exp(i\pi\lambda z(v_x^2 + v_y^2)),$$

kur λ yra šviesos bangos ilgis, z - sklidimo atstumas. Tuomet prie fazinės kaukės atsklidusį šviesos pluoštą bus galima aprašyti (9) lygtimi:

$$E_{ab} = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{E_a\}H\}, \quad (11)$$

kur $\mathcal{F}\{\}$ ir $\mathcal{F}^{-1}\{\}$ atitinkamai žymi Furjė ir atvirkštinę Furjė transformacijas. Tada šviesos pluoštas moduluojamas pagal kaukės (22 pav. (b)) fazę:

$$E_b = E_{ab} \exp(i\phi(x, y)).$$

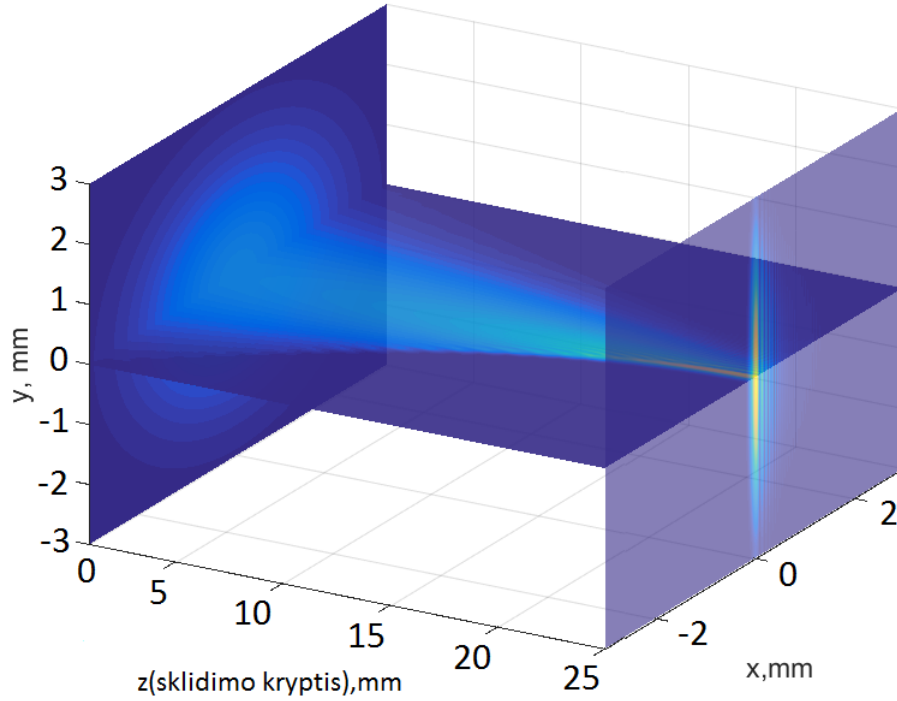
Toliau, analogiškai (11) lygčiai, modeliuojamas šio pluošto sklidimas iki tam tikro atstumo, kuriame atvaizduojamas jo intensyvumo pasiskirstymas (22 pav. (c)). Sklidimo nuotraukos būdavo sudaromos iš pradžių padarant daug atskirų intensyvumo pasiskirstymo nuotraukų norimame sklidimo intervale, tuomet iš kiekvienos nuotraukos paimant vidurinę matricos eilutę ir eilės tvarka sudedant į naują nuotrauką. Šiam procesui iliustruoti pateiktas 23 pav.

3.3 Fazinės kaukės formos skaičiavimas

Pluoštų formavimui reikalingos fazinės kaukės, šiame darbe jų išraiškų matematinis skaičiavimas buvo atliktas pagal 1.3 skyriuje aprašytą geometrinės optikos interpretaciją, naudojantis matematinio modeliavimo programa "Matlab". Principinė fazės išraiškos skaičiavimo schema pavaizduota 24 pav. taikant šį metodą fazinės kaukės išraiškas galima skaičiuoti analiziškai arba skaitmeniškai, toliau bus plačiau panagrinėti abiejų skaičiavimų taikymai, privalumai ir trūkumai.

3.3.1 Analizinis skaičiavimas

Fazinės kaukės išraišką $\phi(y)$ skaičiuojant analiziškai iš pradžių pasirenkama norima šviesos pluošto sklidimo trajektorija $c(z)$. Ją renkantis reikia turėti omenyje, jog galimos tikrai įlinkusios trajektorijos, nes tik tokiu atveju šviesos spinduliai galės sudaryti liestines nekirsdami sklidimo trajektorijos. Tuomet suskaičiuojami kampai θ , kuriais turės nukrypti šviesos



23 pav. Pluošto sklaidimo nuotraukos sudarymo principinė schema. xz plokštumoje pavaizduota sklaidimo nuotrauka sudaroma paimant vidurines matricos eilutes iš daug atskirų pluošto intensyvumo nuotraukų, kurių pirma ir paskutinė pavaizduotos xy plokštumose.

spinduliai, kad sudarytų norimą pluoštą, kampus galima apskaičiuoti iš trajektorijos išvestinės naudojantis formule $\text{tg}\theta = c'(z) = \frac{dc(z)}{dz}$. Tada fazinės kaukės profilio išraišką galima aprašyti per sklaidimo trajektorijos išvestines:

$$\frac{d\phi(y)}{dy} = k \sin \theta = k \frac{\text{tg}\theta}{\sqrt{1 + \text{tg}^2\theta}} = k \frac{c'(z)}{\sqrt{1 + c'(z)^2}}, \quad (12)$$

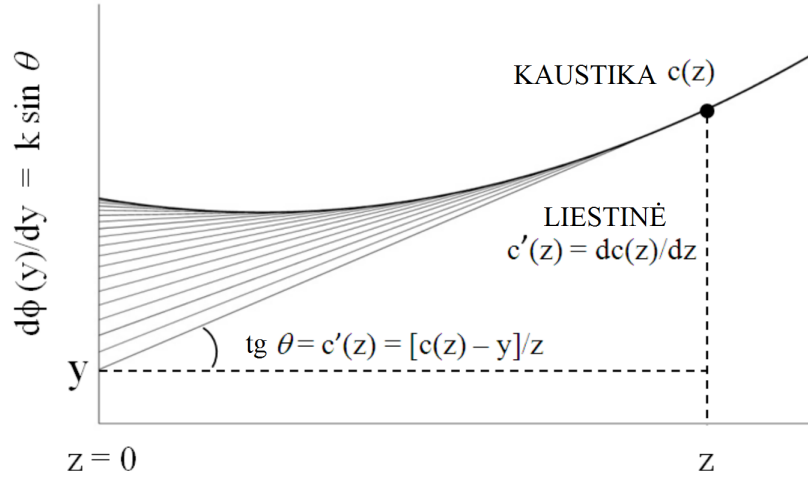
kur k - bangos skaičius. Norint išspręsti šią lygtį reikia z koordinatės išreikšti per y koordinatės, tam pasiekti naudojama Ležandro transformacija:

$$y = c(z) - \frac{dc(z)}{dz}z. \quad (13)$$

Išsireiškus z per y sprendimas įstatomas į (12) lygtį:

$$d\phi(y) = kf(y)dy, \quad (14)$$

ją suintegravus pagal y turima fazinės kaukės formos išraiška $\phi(y)$. Toliau pateiktas analizinio sprendimo pavyzdys.



24 pav. Fazinės kaukės pavidalo nustatymo, paremto geometrinės optikos metodais, schema neparaksialiniu atveju. [30]

Tarkime, kad siekiama suformuoti pluoštą, sklindantį paraboline trajektorija $c(z) = az^2$, kur a - konstanta, apskaičiuojama išvestinė $c'(z) = 2az$ ir ji įstatoma į (12) lygtį:

$$\frac{d\phi(y)}{dy} = k \frac{2az}{\sqrt{1 + (2az)^2}} \quad (15)$$

tada z išreiškiamas per y pagal (13) sąryšį:

$$\begin{aligned} y &= az^2 - 2azz = -az^2, \\ z^2 &= -\frac{y}{a}, \\ z &= \sqrt{-\frac{y}{a}} \end{aligned}$$

rezultatas įstatomas į (15) lygtį ir suintegruojamas pagal y :

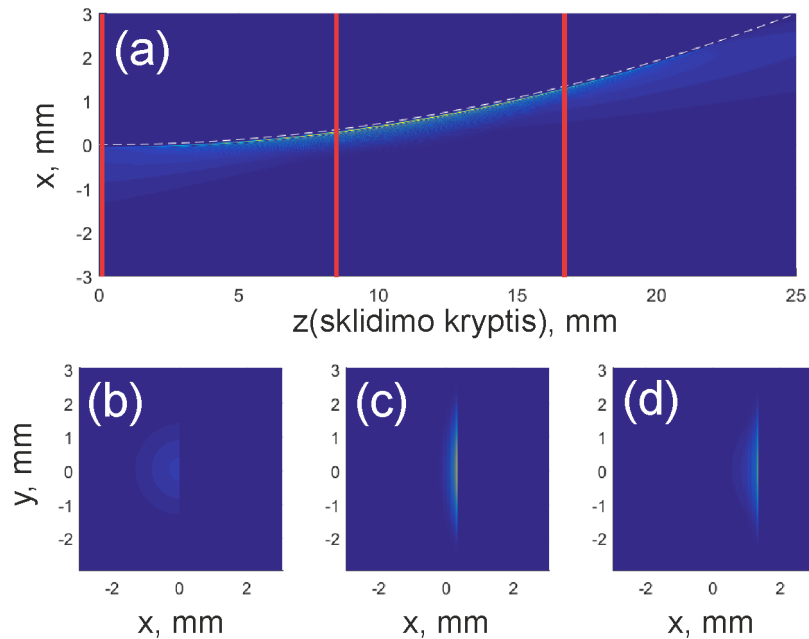
$$\begin{aligned} \frac{d\phi(y)}{dy} &= 2ak \frac{\sqrt{-\frac{y}{a}}}{\sqrt{1 - 4ay}}, \\ \int d\phi(y) &= 2ak \int \frac{\sqrt{-\frac{y}{a}}}{\sqrt{1 - 4ay}} dy, \\ \phi(y) &= \frac{k\sqrt{-y/a}(\arcsin(2\sqrt{a}\sqrt{y}) - 2\sqrt{a}\sqrt{y}\sqrt{1 - 4ay})}{4\sqrt{a}\sqrt{y}} \end{aligned}$$

Ši išraiška yra gana sudėtinga, tad fazinės kaukės aprašymui buvo naudotas Puiseux eilutės

(tai Teilorio eilutės variantas, kuriame įvedamas kintamojo pakeitimas $y \rightarrow y + 1$, kuris leidžia išskleisti eilute funkcijas su kintamuoju pošaknyje) pirmasis narys:

$$\phi(y) = \frac{4}{3}ka\sqrt{-\frac{1}{a}}\sqrt{y^3} \quad (16)$$

Šviesos pluošto, suformuoto tokio pavidalo fazinės kaukės, sklidimas pavaizduotas 25 pav., kaip matyti jis sutampa su teorine trajektorija. Reikia paminėti, jog šis pluoštas buvo formuojamas iš pusės Gauso pluošto - jo intensyvumo maksimumas $z = 0$ plokštumoje yra ties $y = 0$, tačiau $y > 0$ srityje intensyvumas lygus nuliui. Taip buvo daroma norint gauti didesnę šviesos pluošto intensyvumą palei trajektorijos pradžią - naudojant visą Gauso pluoštą, pastumtą link neigiamų y verčių, matytusi tikrai sklidimas antrąja trajektorijos puse. Šios problemos būtų galima išvengti parabolės viršūnę pastūmus toliau nuo $z = 0$ plokštumos, tačiau tokia trajektorija gerokai apsunkintų analizinį lygties sprendinį, todėl šiame eksperimente fazinės kaukės buvo skaičiuojamos skaitmeniškai.



25 pav. (a) Šviesos pluošto, suformuoto su analiziškai apskaičiuota fazine kauke, teorinis sklidimas, bei pluošto formos plokštumose (b) $z = 0 \text{ mm}$, (c) $z = 8.88 \text{ mm}$, (d) $z = 16.66 \text{ mm}$, (a) dalyje šias plokštumas žymi raudonos vertikalios linijos, brūkšniuota linija žymi $c(z) = az^2$ trajektoriją ($a = 0.0048$).

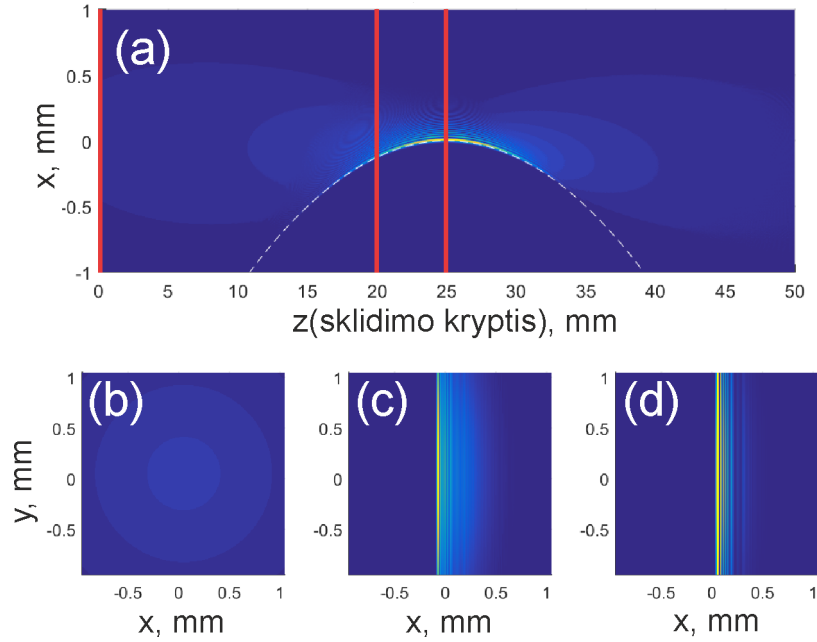
3.3.2 Skaitmeninis skaičiavimas

Skaičiuojant skaitmeniškai visi žingsniai iki (14) lygties integravimo išlieka tokie patys, skiriasi tik pats integralo skaičiavimas. Pasirinkta sklidimo trajektorija yra suskaidoma į taškų

vektorių $c(z_i)$, šio vektoriaus taškų skaičius turi atitikti fazinę kaukę aprašančių taškų y_i skaičių. Tuomet kiekviename trajektorijos taške skaičiuojama jos išvestinė:

$$\frac{dc(z_i)}{dz} = \frac{c(z_i) - c(z_{i-1})}{z_i - z_{i-1}},$$

pagal išvestines sudaromas taškų, kuriuos liestinės kerta fazinės kaukės plokštumoje, vektorius:



26 pav. (a) Šviesos pluošto, suformuoto su skaitmeniškai apskaičiuota fazine kauke, teorinis sklidimas, bei pluošto formos plokštumose (b) $z = 0 \text{ mm}$, (c) $z = 20 \text{ mm}$, (d) $z = 25 \text{ mm}$, (a) dalyje šias plokštumas žymi raudonos vertikalios linijos, brūkšniuota linija žymi $c(z) = a(b + z)^2 + c$ trajektoriją, $a = -0.005$, $b = -25$, $c = 0$.

$$y_i = c(z_i) - \frac{dc(z_i)}{dz} z_i.$$

Tada y_i vektoriaus taškai statomi į (14) lygtį ir skaičiuojama jų suma:

$$\phi(y_i) = k \sum_1^i f(y_i) dy_i, \quad (17)$$

kur $dy_i = y_i - y_{i-1}$. Toliau pateiktas skaitmeninio skaičiavimo pavyzdys.

Tarkime, kad siekiama suformuoti pluoštą, sklindantį paraboline trajektorija $c(z) = a(z + b)^2 + d$, kur a, b, d - konstantos aprašančios parabolės padėtį ir formą. Šios trajektorijos išvestinė

$c'(z) = 2a(b+z)$, ją įstačius į (12) lygtį turima:

$$\frac{d\phi(y)}{dy} = k \frac{2a(b+z)}{\sqrt{1 + (2a(b+z))^2}}, \quad (18)$$

tuomet z išreiškiamas per y pagal (13) sąryšį:

$$y = a(b+z)^2 + d - 2a(b+z)z = -az^2 + ab^2 + d,$$

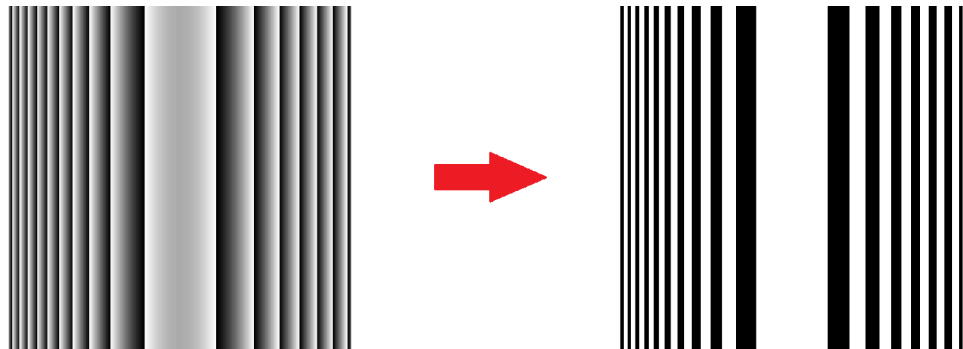
$$z = \frac{ab^2 + d - y}{a},$$

ši išraiška įstatoma į (18) lygtį:

$$\frac{d\phi(y)}{dy} = 2ak \frac{b + \sqrt{\frac{ab^2 + d - y}{a}}}{\sqrt{1 + 4a^2 \left(b + \sqrt{\frac{ab^2 + d - y}{a}} \right)^2}}, \quad (19)$$

ji suintegruojama skaitmeniškai. Šviesos pluošto, suformuoto taip gautos fazinės kaukės, sklidimas pavaizduotas 26 pav. Šioje formulėje matome atvirkštinę priklausomybę nuo bangos ilgio ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$), todėl į tą pačią kaukę paleidus skirtingo bangos ilgio pluoštus bus gaunamos skirtingo išlinkimo trajektorijos. Būtent tokios formos kaukė buvo naudojama šiame darbe.

3.3.3 Dvinarė fazinė kaukė

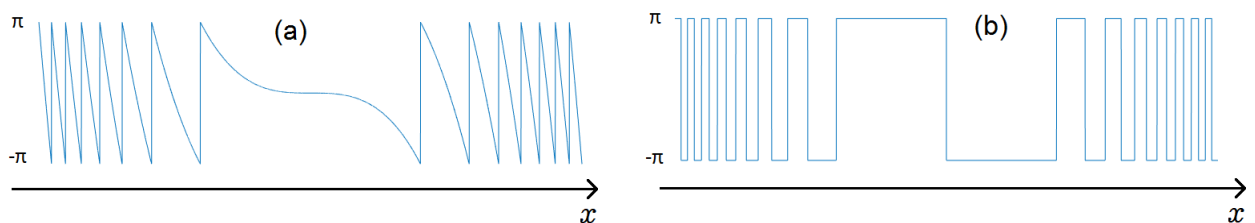


27 pav. Eksperimente naudotų kaukių aprašymo principinė schema. Tolygiai fazę keičianti kaukė yra perrašoma kaip fazę keičianti dviem vertėm: fazė, patenkanti į intervalą $-\pi \leq \phi \leq 0$ prilyginama nuliui, o fazė patenkanti į intervalą $0 < \phi \leq \pi$ prilyginama π .

Galutinė kaukės forma buvo apskaičiuojama tolyginį fazės kitimą pakeičiant dvinariu, šis keitimas buvo atliktas pagal tokį algoritmą: jei fazė patenka į intervalą $-\pi \leq \phi \leq 0$, ji prilyginama nuliui, jei fazė intervale $0 < \phi \leq \pi$ tada ji prilyginama π . Visas procesas pavaizduotas 27 pav.

Tolygines fazines kaukes paverčiant dvinarėmis prarandama dalis jose įrašytos informacijos, kuri nurodo, kokia kryptimi kinta fazė (žr. 28 pav.). Dėl to dvinarės kaukės formuoja iš karto du pluoštus, kurių fazės kinta priešingomis kryptimis. Formuojant paprastą Airy pluoštą fazinės kaukės pavidalas yra simetrinis, taigi suformuojami du simetriniai pluoštai, o formuojant neparaksialinį Airy pluoštą fazinės kaukės pavidalas nėra simetrinis, todėl suformuojami du skirtingi pluoštai, kurie pavaizduoti 29 pav. (a-b) dalyse, (c) dalyje pateiktas dvinarės kaukės suformuoto pluošto sklidimas. Matyti, kad naudojant tokią dvinarę fazinę kaukę pluoštas formuojamas tik iš vienos pradinės spinduliuotės dalies, kita dalis išplinta dideliais kampais. Jei siekiama su pluoštu pjaustyti plokšteles, toks išplitimas naudingesnis, nes nereikia apdirbamo paviršiaus saugoti nuo antrinio pluošto poveikio, tačiau būtų dar geriau, jei visa energija būtų koncentruojama viename pluošte.

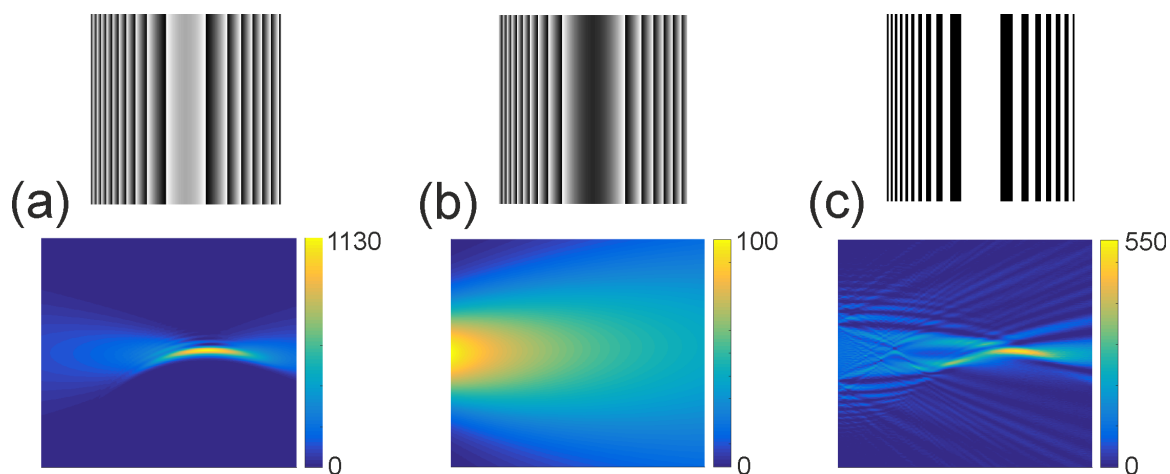
Fazinės kaukės efektyvumo priklausomybę nuo lygių skaičiaus galima aprašyti formule $\eta = \text{sinc}^2(\pi/N)$, ši priklausomybė pateikta grafiškai 30 pav. Kaip matome naudojant dvinarį fazės aprašymą pasiekiamas $\sim 41\%$ difrakcijos efektyvumas, tuo tarpu fazę išskirstant tik į keturis lygmenis jau galima pasiekti $\sim 81\%$ efektyvumą. Šiame darbe buvo gaminamos dviejų lygių fazinės kaukės, čia reiktų atkreipti dėmesį į tai, kad didinant fazinę kaukę sudarančių laiptų skaičių, taip pat didėja maksimalus reikalingas fazinis vėlinimas, nes fazės lygmenų vertės aprašomos formule $\phi_i = 2(i-1)\pi/N$, kur i nurodo lygmens numerį. Dvinarėje kaukėje maksimalus fazės keitimas lygus π , tuo tarpu aštuonių lygmenų kaukėje maksimalus fazės keitimas būtų lygus $7\pi/4$ - beveik dvigubai didesnis. Taigi siekiant padidinti fazinės kaukės efektyvumą reiktų didinti ir lygmenų skaičių ir kaukės storį.



28 pav. (a) Tolygioje fazinėje kaukėje fazės kitimo kryptis yra apibrėžta, (b) dvinarėje fazinėje kaukėje fazės kitimo kryptis neapibrėžta.

3.4 Eksperimentinis darbas

Darbo metu buvo eksperimentiškai ieškoma parametrų, kuriais galima lydyto kvarco stiklo tūryje sukurti modifikacijas, keičiančias lūžio rodiklį, geriausiai nustatytais parametrais įrašomos skirtingų storių dviejų ir aštuonių lygmenų fazinės kaukės ir tiriama jomis suformuotų šviesos pluoštų sklidimai.

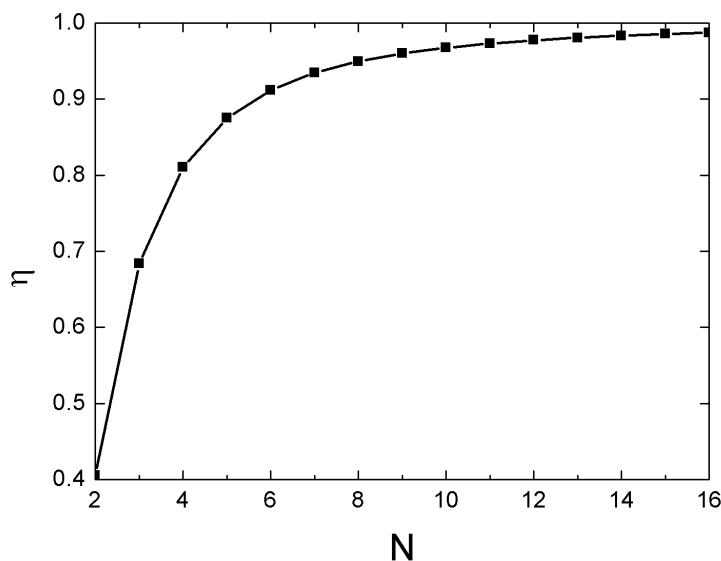


29 pav. (a) Tolygi fazinė kaukė ir ja suformuoto pluošto sklaidimas, (b) fazinė kaukė, kurioje fazės kitimas priešingos krypties ir šviesos sklaidimas pro ją, (c) dvinarė fazinė kaukė ir ja suformuoto pluošto sklaidimas. Nuotraukose intensyvumas sunormuotas.

3.4.1 Lūžio rodiklio modifikavimas stiklo tūryje

Eksperimento metu tūriniai pažeidimai buvo kuriami 4 *mm* storio lydyto kvarco plokštelėje. Stiklą veikiant didelio intensyvumo šviesos pluoštais jo tūryje galima sukurti negrįžtamas modifikacijas, kurios paprastai skirstomos į tris grupes: tolygų lūžio rodiklio kitimą, nanogardeles ir mikrosprogimų sukurtas tuščias ertmes [41]. Kuri modifikacija bus sukurta priklauso nuo daugelio parametrų (impulso energijos, impulso trukmės, pasikartojimo dažnio, bangos ilgio, poliarizacijos, židinio nuotolio, skenavimo greičio, taip pat nuo medžiagos šilumos laidumo, draudžiamosios energijos juostos dydžio ir kt.), tačiau dažnai galima sukurti įvairias modifikacijas keičiant tikrai impulso energiją, lazerio pasikartojimo dažnį ir skenavimo greitį. Paprastai lūžio rodiklį keičiančios modifikacijos yra sukuriamos naudojant mažos energijos šviesos impulsus.

Siekiant nustatyti tinkamus sistemos parametrus, buvo atlikti keli stiklo plokštelės skenavimai pluoštą fokusuojant skirtinguose gyliuose bei keičiant skenavimo greitį ir impulso energiją. Pirmas eksperimentas buvo vykdytas du kartus - naudojant lazerio pirmą (1030 *nm*) ir antrą (515 *nm*) harmonikas. Naudojant antrą spinduliuotės harmoniką suformuotos ryškesnės lūžio rodiklio pokyčio zonos, todėl tolimesni parametrų nustatymų eksperimentai buvo vykdomi naudojant 515 *nm* spinduliuotę. Visi rezultatai buvo įvertinami optiniu fazinio kontrasto mikroskopu. Lazerio pluoštą fokusuojant skirtinguose plokštelės gyliuose pastebėta slenkstinės pažeidimo įrašymo energijos priklausomybė, ji pavaizduota 31 pav. Norint išlaikyti tolygų stiklo lūžio rodiklio kitimą skirtinguose gyliuose reikėtų keisti impulso energiją įrašymo metu arba įrašyti pakankamai siauroje gylio srityje, kurioje galima neatsižvelgti į šią priklausomybę. Šiame darbe buvo pasirinktas antrasis sprendimas - fazinės kaukės buvo įrašomos 1,2-2,4 *mm* gylyje, kuriame matoma silpnė slenkstinės energijos priklausomybė nuo gylio.



30 pav. Laiptuoto fazinio elemento difrakcijos efektyvumo priklausomybė nuo laiptų skaičiaus.

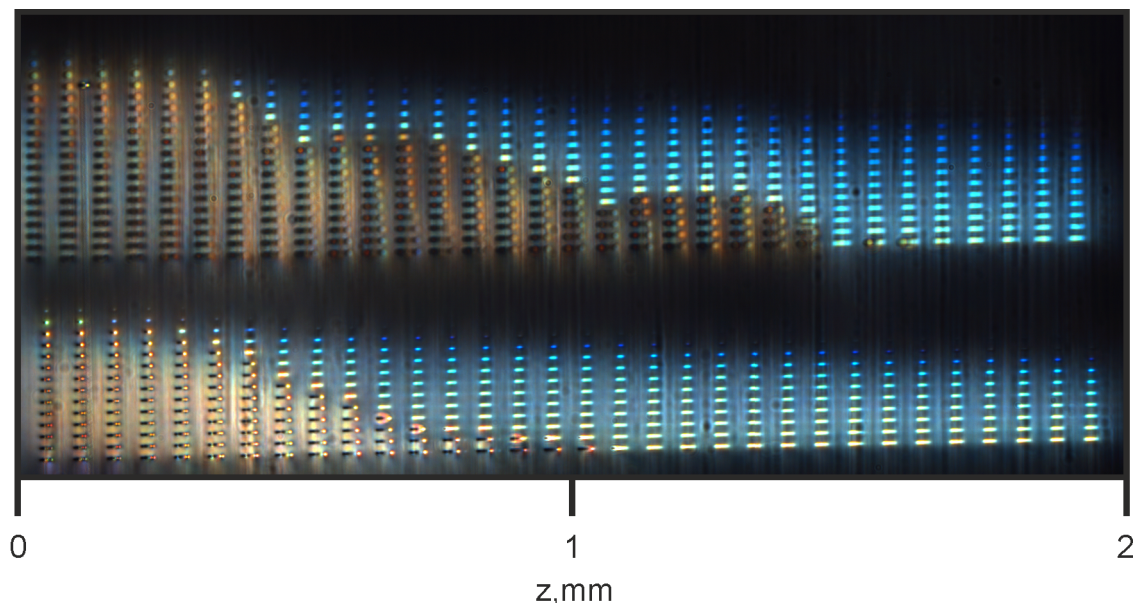
Siekiant nustatyti tinkamus modifikacijų įrašymo parametrus buvo atlikti keli eksperimentai, kurių metu keista impulso energija, bangos ilgis ir skenavimo greitis. Galutiniai fazinės kaukės įrašymo parametrai buvo 140 nJ impulso energija, 515 nm spinduliuotės bangos ilgis ir 10 mm/s skenavimo greitis. Fazinė kaukė buvo gaminama skenuojant lazerio pluoštą per stiklo plokštelę vietose, kuriose siekiama sukurti fazės keitimą, tarpas tarp skenuojamų linijų tokiose vietose buvo $1 \text{ }\mu\text{m}$.

Iš literatūros žinoma, kad modifikacijų sukuriamas lūžio rodiklis yra labai nedidelis, paprastai būna $10^{-3} - 10^{-4}$ eilės [42–44], todėl siekiant sukurti π eilės fazinį vėlinimą reikalingas didelis modifikuotos medžiagos storis. Tiksliam reikalingo storio įvertinimui buvo atliktas lūžio rodiklio skirtumo tarp modifikuotos ir nepaveiktos medžiagos tyrimas. Toliau bus apžvelgta šiam tyrimui pritaikyta metodika.

3.4.2 Lūžio rodiklio pokyčio matavimas

Lokalių stiklo lūžio rodiklio pokyčių matavimas yra gana sudėtingas, kadangi pokytis yra ganėtinai mažas, o modifikacija užima labai mažą plotą. Paprastai naudojamas metodas yra paremtas optinių kelių skirtumo matavimu Maikelsono interferometru, tačiau šiame darbe jo pritaikyti nepavyko dėl labai mažų tiriamo objekto matmenų. Tyrimui pasinaudota Brego gardelėmis, kadangi jų atspindžio efektyvumas priklauso nuo lūžio rodiklių skirtumo:

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi\Delta n t}{\lambda \cos(\theta_B)}\right), \quad (20)$$



31 pav. Pažeidimai sukurti skirtinguose lydyto kvarco plokštelės gyliuose. Viršutinė dalis: 10 mm/s skenavimo greitis, nuo viršaus į apačią didinta impulso energija nuo 20 nJ iki 200 nJ . Apatinė dalis: 2 mm/s skenavimo greitis, nuo viršaus į apačia didinta impulso energija nuo 20 nJ iki 150 nJ . Tamsūs taškai nepraleidžia šviesos jiems sukurti naudota per didelė energija, šviečiantys taškai yra pakeisto lūžio rodiklio sritys.

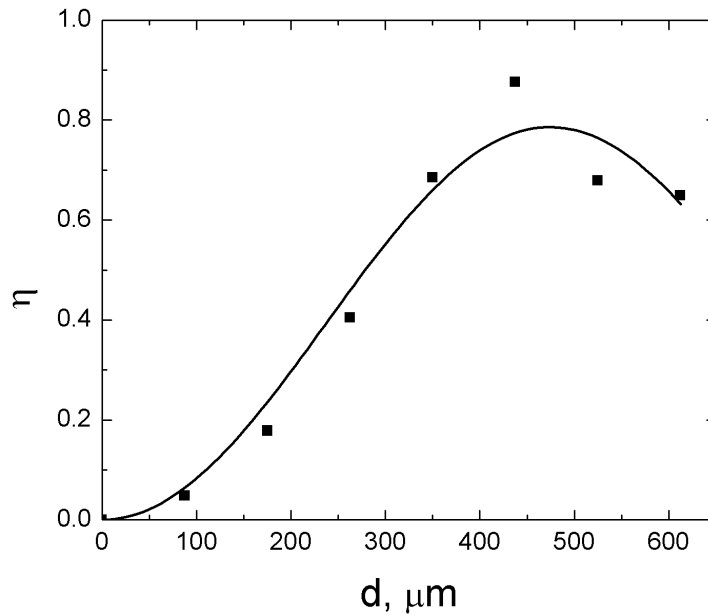
čia t - gardelės storis, θ_B - Brego kampas, kurį galima apskaičiuoti lygtimi $\theta_B = \arcsin(m\lambda/2dn)$, kur d - gardelės periodas, n - aplinkinės medžiagos lūžio rodiklis [45].

Lydyto kvarco tūryje buvo įrašytos septynios 6 μm periodo, skirtingų storių Brego gardelės. Tarpas tarp sluoksnių parinktas 3,5 μm , sukurtos 25, 50, ..., 175 sluoksnių gardelės. Per kiekvieną iš gardelių Brego kampu praleistas helio-neono lazerio spindulys, jo prasklidusi ir atsispindėjusi dalys buvo registruojamos CCD kamera. Apskaičiavus nuo kiekvienos gardelės atsispindėjusios ir per nemodifikuotą stikliuką prasklidusios šviesos santykį sudarytas gardelių efektyvumo priklausomybės nuo storio grafikas, kuris pateiktas 32 pav. Eksperimentiniai taškai buvo aproksimuoti teorine kreive pagal (20) lygtį, padauginta iš laisvos konstantos A . Pagal teorinę kreivę suskaičiuotas modifikacijų sukuriamas lūžio rodiklio skirtumas $\Delta n = 6,7 * 10^{-4} \pm 2,5 * 10^{-5}$.

Žinant modifikuoto ir nemodifikuoto lydyto kvarco lūžio rodiklius galima apskaičiuoti modifikacijos storį, per kurį sukuriamas $\Delta\phi = \pi = \lambda/2$ fazės vėlinimas pagal formulę $d = \lambda n / 2\Delta n$, 1030 nm bangos ilgiui $d \simeq 1,1 mm$, tai atitiktų 316 sluoksnių juos įrašant kas 3,5 μm .

3.4.3 Fazinės kaukės įrašymas lydyto kvarco tūryje

Fazinės kaukės, pagamintos keičiant stiklo lūžio rodiklį, skiriamoji geba priklausys nuo tūrinio pažeidimo užimamo ploto, šiuo atveju tai mikrometrų eilės dydis. Tokia skyra yra pakankamai aukšta, kad stipriai neberibotų fazės profilio, tad kaukės forma buvo pasirinkta laisvai. Pagal (19) lygtį parametrai parinkti tokie: $a = -0.005$, $b = -35$, $d = 0$.

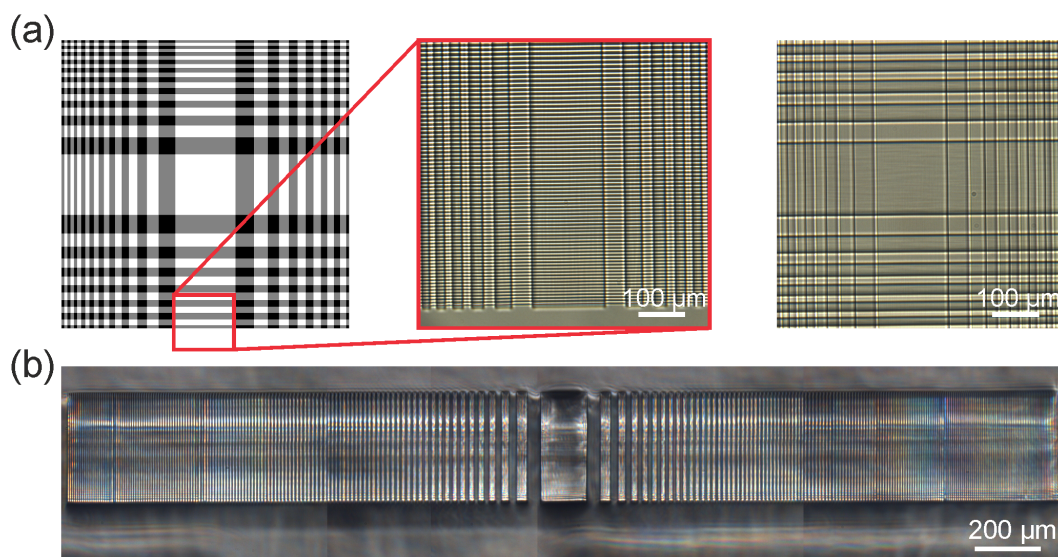


j

32 pav. Brego gardelių difrakcijos efektyvumo priklausomybė nuo gardelės storio, taškai žymi eksperimentinius rezultatus, ištisinė linija žymi teorinę kreivę, kurios parametrai $A = 0,786$, $\Delta n = 6,7 \cdot 10^{-4}$.

Magistrinio darbo metu buvo pagamintos įvairios fazinės kaukės, bandant ištirti skirtingus jų parametrus. Siekiant patikrinti ar įmanoma sukurti veikiančias fazines kaukes modifikuojant stiklo lūžio rodiklį buvo įrašytos dvi $3 \times 3 \text{ mm}$ ploto, 100 sluoksnių kaukės. Vienoje iš jų lazerio pluoštas skenuotas tik x kryptimi, kitoje pusė sluoksnių įrašyti x ir pusė y kryptimis. Pluoštą formuojant naudojantis sukryžiuota fazine kauke galima sutelkti intensyvumo maksimumo energiją į mažų matmenų dėmę, tuo tarpu naudojant viena kryptimi įrašytą fazinę kaukę intensyvumo maksimumas yra išplitęs per vieną koordinatę, tačiau paprastesnis sukurto pluošto charakterizavimas. Pagamintų kaukių nuotraukos, padarytos fazinio kontrasto mikroskopu, pateiktos 33 pav.

Bandant patikrinti kelių lygmenų kaukės galimybes buvo pagamintos dvi $2 \times 2 \text{ mm}$ ploto, 350 sluoksnių sukryžiuotos fazinės kaukės, viena iš jų - dviejų fazės lygmenų, kita - aštuonių. Kuriant šias fazines kaukes buvo pasirinktas didesnis sluoksnių skaičius, dėl to smarkiai išaugo kaukės įrašymo trukmė, tam kompensuoti sumažintas plotas. Ploto sumažinimo įtaka buvo patikrinta teoriniu modeliu ir nustatyta, jog suformuoto pluošto pokyčiai yra priimtina nedideli. Kaukės buvo įrašomos kas 25 sluoksnius keičiant įrašymo kryptį, taip sukuriant panašią į rastų krūvos struktūrą. Tokia struktūra pasirinkta siekiant apriboti pluošto asimetriją, kuri gali atsirasti dėl lūžio rodiklio pokyčio priklausomybės nuo įrašymo gylio (žr. 31 pav.). Modifikacijos rašytos dviem kryptimis tam, kad kauke būtų galima suformuoti šviesos pluoštą moduliuotą x ir



33 pav. Tūrinės fazinės kaukės nuotraukos padarytos fazinio kontrasto mikroskopu. (a) Sukryžiuotos fazinės kaukės nuotrauka iš viršaus, (b) viena kryptimi įrašytos kaukės nuotrauka iš šono.

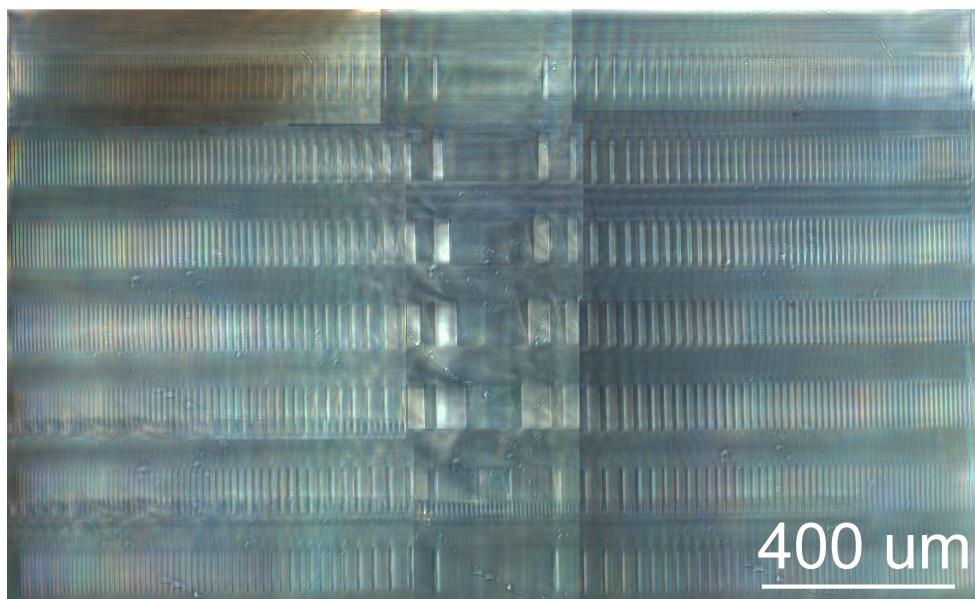
y koordinatėse. Pagamintos aštuonių lygmenų kaukės nuotraukos, padarytos fazinio kontrasto mikroskopu, pateiktos 34 pav.

3.4.4 Pluošto formavimas ir charakterizavimas

Stiklo tūryje įrašius fazines kaukes jų veikimas buvo tikrinamas formuojant šviesos pluoštus ir padarant jų sklidimo nuotraukas. Šiuo tikslu naudota optinė schema pavaizduota 21 pav. (b) dalyje. Lazerio spinduliuojamas pluoštas buvo nukreipiamas į fazinę plokštelę, už kurios pluošto energija sumažinama 0° veidrodžiu ir IR filtru, kad nepažeistų CCD kameros. Už fazinės plokštelės pastatyta poslinkio sistema judanti z ašimi, ant kurios įtvirtinta CCD kamera. Tiriant pluoštą, suformuotą tūrinių defektų fazine kauke, kamera buvo judinama 5 mm , kas $50 \mu\text{m}$ padarant pluošto nuotrauką. Norint pavaizduoti pluoštų sklidimą, padarytos nuotraukos buvo apdorotos programa "Matlab" - iš kiekvienos nuotraukos intensyvumo verčių matricos buvo paimama eilutė, einanti per pluoštų centrus, ir sudedama į atskirą nuotrauką (žr. 23 pav.). Paimama eilutė buvo įstriža, nes pluošto intensyvumo maksimumas juda x ir y koordinatėmis. Kadangi nepavyko visiškai tiksliai suderinti kaukės ir kameros orientacijų, pluošto judėjimas ant kameros nebuvo lygiai 45° kampų, todėl paimta pikselių eilutė buvo truputį ilgesnė nei idealiu atveju.

3.4.5 Pluošto atvaizdavimas medžiagos apdirbimui

Paskutinė darbo dalis buvo suformuotų šviesos pluoštų panaudojimas apdirbti medžiagos paviršiui, eksperimento schema pateikta 21 pav. (c) dalyje. Pluoštas buvo formuojamas iškarto



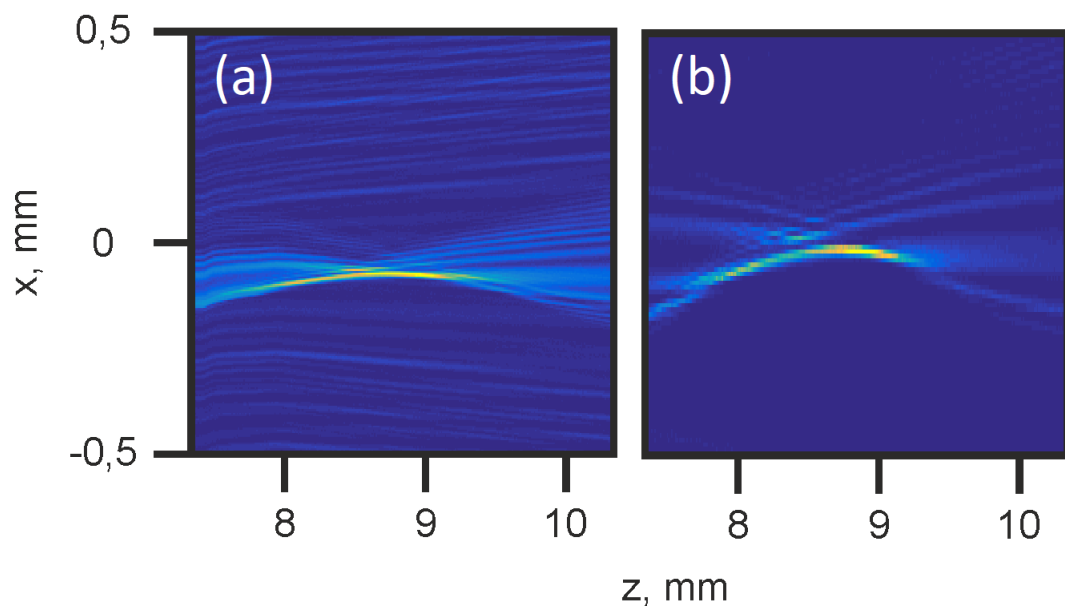
34 pav. Aštuonių lygmenų fazinės kaukės nuotrauka iš šono padaryta fazinio kontrasto mikroskopu.

už fazinės kaukės (trajektorijos viršūnė yra už $7,5\text{ cm}$ nuo pirmo modifikacijų sluoksnio), todėl apdirbimo tikslais nuspręsta šviesos pluoštą ant bandinio atvaizduoti su $4f$ sistema. Ši schema sudaryta iš dviejų glaudžiamųjų lęšių, kurių židinio nuotoliai f_1 ir f_2 , fazinė kaukė išstatoma atstumu f_1 priešais pirmąjį lęšį, antrasis lęšis pastatomas nuotoliu f_1+f_2 už pirmojo lęšio, o fazinės kaukės atvaizdas suformuojamas antrojo lęšio židinio plokštumoje. Atkurtas vaizdas yra sumažinamas $\frac{f_1}{f_2}$ kartų. Mūsų sistemoje naudoti 5 ir 1 cm lęšiai, todėl suformuotas pluoštas 5 kartus sumažinamas. Apdirbimui pasirinktas stiklas, kurio paviršiuje buvo abliuojami taškai su skirtingomis pluošto trajektorijos dalimis, taip sukuriant suformuoto pluošto sąveikos su medžiaga paveikslą.

4 Rezultatai ir jų aptarimas

4.1 Viena ir dvejomis kryptimis įrašytos 100 sluoksnių fazinės kaukės

Pluošto, suformuoto viena kryptimi įrašyta fazine kauke, eksperimentiškai užfiksuoto sklidimo nuotrauka pateikta 35 pav. (a) dalyje. Pluošto intensyvumo maksimumas, nusklidęs 1 mm, statmenose koordinatėse pasislinko $65 \mu\text{m}$. Poslinkio santykis su nusklistu atstumu lygus 0,065 ir yra gana didelis lyginant su anksčiau aptartais Airy pluošto formavimo metodais [2, 17, 18, 20, 23].



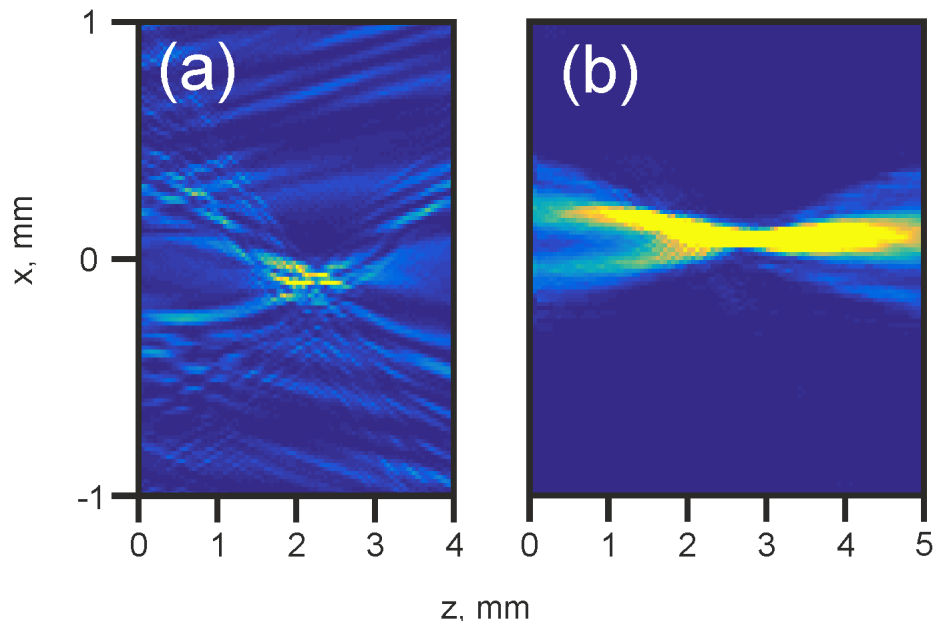
35 pav. (a) Viena kryptimi įrašyta fazine kauke suformuoto pluošto sklidimas, (b) dvejomis kryptimis įrašyta fazine kauke suformuoto pluošto sklidimas.

Pluošto, suformuoto dvejomis kryptimis įrašyta fazine kauke, sklidimo nuotrauka pateikta 35 pav. (b) dalyje. Pluošto intensyvumo maksimumas, nusklidęs 1 mm, statmenose sklidimui koordinatės pasislenka $100 \mu\text{m}$. Poslinkio santykis su nusklistu atstumu yra 0,1 - gerokai didesnis nei su viena kryptimi įrašyta fazine kauke. Tokį pokytį galima paaiškinti tuo, jog pluoštą moduliuojant dvejomis koordinatėmis bendras pluošto poslinkis gaunamas kaip dviejų poslinkio vektorių suma. Taip pat nebematomas spinduliuotės fonas, dėl išaugusio centrinio maksimumo intensyvumo. Pluošto intensyvumas išauga todėl, kad energija yra fokusuojama dvejose koordinatėse - vietoje išplitusio dryžio suformuojama apvali dėmė.

4.2 Dviejų ir aštuonių lygmenų 350 sluoksnių fazinės kaukės

Pluošto, suformuoto dviejų lygmenų 350 sluoksnių fazine kauke, eksperimentiškai užfiksuoto sklidimo nuotrauka pateikta 36 pav. (a) dalyje. Rezultatai neatitinka teoriškai modeliuoto sklidimo ir dvinarės kaukės su 100 sluoksnių (žr. 35 pav. (b) dalis). Suformuoto pluošto sklidime

nematomas judėjimas pagal kreivą trajektoriją, stebimas tam tikras pluošto suintensyvėjimas, tačiau jo pasiskirstymas nėra tvarkingas. Taip pat galima pastebėti du šviesos pluošto elementus sklindančius priešingais kampais, kurie susikerta ties intensyvumo maksimumu.



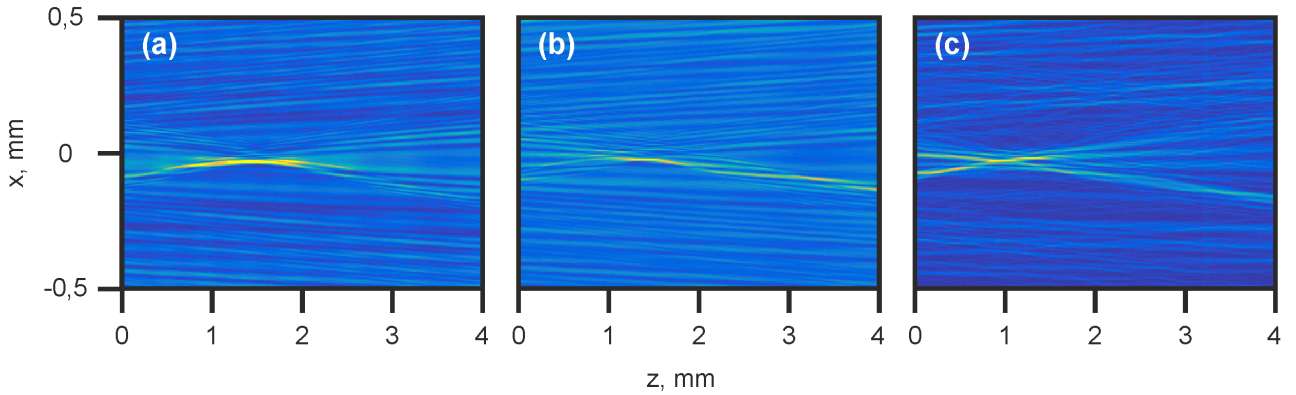
36 pav. 350 sluoksnių (a) dviejų lygmenų ir (b) aštuonių lygmenų fazinių kaukių suformuoti šviesos pluoštai.

Vienas iš labiausiai pakeistų parametrų šioje kaukėje yra storis, kuris buvo padidintas nuo $0,35 \text{ mm}$ iki $1,2 \text{ mm}$. Kitas skirtumas tarp šios ir anksčiau nagrinėtos fazinės kaukės yra skirtingomis kryptimis įrašytų sluoksnių išdėstymas. Šioje kaukėje įrašymo kryptis keista kas 25 sluoksnius, taip sukuriant periodiškai kintančios krypties modifikacijų zonas, tuo tarpu praeitame skyriuje aprašyta fazinė kaukė buvo sukurta pusę sluoksnių įrašant viena kryptimi ir likusią dalį kita, be periodiško krypties kaitaliojimo.

Pluošto, suformuoto aštuonių lygių fazine kauke, eksperimentiškai užfiksuoto sklidimo nuotrauka pateikta 36 pav. (b) dalyje. Rezultatai nesutampa su teoriškai modeliuotu sklidimu ir smarkiai skiriasi nuo dviejų lygmenų fazinės kaukės suformuoto pluošto sklidimo. Šioje kaukėje stebimas daug mažesnis fonas ir nestebimas centrinės dalies intensyvumo išdarymas, pradiniam šviesos pluoštui sklindant statmenai į fazinę plokštelę.

4.3 Neatitikimų priežasties tyrimas

Siekiant nustatyti neatitikimų tarp 100 sluoksnių ir 350 sluoksnių dvinarių fazinių kaukių priežastis buvo pagamintos trys naujos fazinės plokštelės. Pasirinkta naujas kaukes įrašinėti tik viena kryptimi, taip eliminuojant vieną iš kintamųjų ir supaprastinant pluošto charakterizavimo procesą.



37 pav. Viena kryptimi įrašytomis (a) 175 sluoksnių, (b) 175 sluoksnių su 25 sluoksnių tarpais ir (c) 315 sluoksnių fazinėmis kaukėmis suformuotų pluoštų sklidimai.

Pirmoji kaukė buvo pagaminta iš 175 sluoksnių, ja suformuoto pluošto sklidimas pavaizduotas 37 pav. (a) dalyje. Lyginant šį sklidimą su 100 sluoksnių fazine kauke (žr. 35 (a) dalį) matomas aiškus sklidimas kreiva trajektorija, nestebimi pagrindinio maksimumo intensyvumo svyravimai ar tiesiai sklindantys pašaliniai elementai, padidėjęs fono intensyvumas yra dėl šiame eksperimente naudoto didesnio kameros išlaikymo.

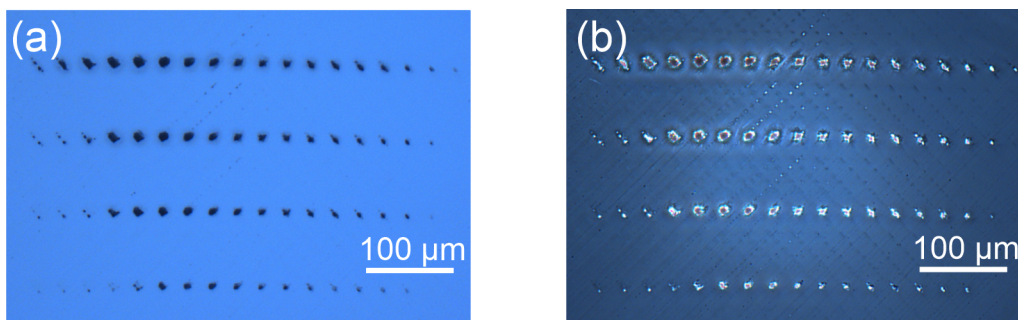
Antroji kaukė buvo pagaminta iš 175 sluoksnių, kas 25 sluoksnius paliekant 25 sluoksnių tarpą. Tokia struktūra pasirinkta norint sukurti praeitame skyriuje aprašytos 350 sluoksnių dviejų lygmenų kaukės analogą, iš kurio pašalinti kita kryptimi įrašyti sluoksniai. Šia kauke suformuoto pluošto sklidimas pavaizduotas 37 pav. (b) dalyje. Matoma, kad šviesa nebesklin-da paraboline trajektorija, tačiau kitaip nei su 350 sluoksnių kauke (žr. 36 pav. (a) dalį) nestebimas pagrindinio maksimumo suskilimas.

Trečioji kaukė buvo pagaminta iš 315 sluoksnių, ja suformuoto pluošto sklidimas pavaizduotas 37 pav. (c) dalyje. Šiame sklidime matomas aiškus pagrindinio intensyvumo maksimumo suskilimas, nestebimas joks sklidimas paraboline trajektorija.

Pagal šiuos eksperimentus galima teigti, jog praeitame skyriuje aprašyti suformuoto pluošto neatitikimai didžiąja dalimi kyla iš padidinto sluoksnių skaičiaus, bet tam tikrą įtaką turėjo ir naudota sluoksnių įrašymo struktūra.

4.4 Suformuotų pluoštų pritaikymas medžiagų mikroapdirbimui

Siekiant ištirti suformuotų pluoštų pritaikymo medžiagų mikroapdirbimui galimybę buvo atliktas stiklo paviršiaus abliacijos eksperimentas, jo principinė schema pateikta 21 pav. (c) dalyje. Naudota 100 sluoksnių dviejomis kryptimis įrašyta fazinė kaukė, kuria suformuotas pluoštas 5 kartus sumažintas per $4f$ sistemą. Stiklas buvo abliuojamas į vieną tašką palei-džiant tam tikrą skaičių impulsų, tuomet bandinys pajudinamas x ašimi, o optinė schema - z ašimi. Tokiu būdu stiklo paviršiuje sukuriama taškų vora, kuri atvaizduoja kaip stiklas būtų



38 pav. Suformuotu pluoštu stiklo paviršiuje išabliuoti taškai. Iš kairės į dešinę taškai suformuoti bandinį leidžiant žemyn $5 \mu m$ intervalu. Iš viršaus į apačią keistas impulsų skaičius į vieną tašką nuo 10000 iki 10. Nuotraukos padarytos (a) atspindžio mikroskopu, (b) fazinio kontrasto mikroskopu.

pažeidžiamas skirtinguose gyliuose. Eksperimento rezultatai pateikti 38 pav. Šioje nuotraukoje pavaizduoti pažeidimai x ašyje suformuoti kas $30 \mu m$, tuo tarpu z ašimi optinė sistema kelta kas $5 \mu m$. Iš viso z ašimi nukeliama $80 \mu m$, per kuriuos y ašyje sukuriama $\sim 7 \mu m$ atsilenkimas - santykis panašus į išmatuotą 4.1 skyriuje.

Išvados

1. Naudojant 515 nm bangos ilgio, 140 nJ energijos, 300 fs trukmės šviesos impulsus 610 kHz pasikartojimo dažniu, bandinį skenuojant 10 mm/s greičiu, pavyko pagaminti dvinarę, tūrinių modifikacijų, fazinę kaukę lydytame kvarce.
2. Su pagaminta 100 sluoksnių fazine kauke suformuotas pluoštas sklinda pagal iš anksto parinktą parabolinę trajektoriją ir nusklidęs 1 mm , statmenose sklidimui koordinatėse pasislinko per $0,65 \text{ mm}$.
3. Pademonstruota, jog naudojant dvi sukryžiuotas fazines kaukes galima sukurti pluoštą sklindantį paraboline trajektorija su didesniu intensyvumu ir su $\sqrt{2}$ kartų didesniu trajektorijos išlinkimu.
4. Nustatyta, kad storos tūrinių pažeidimų fazinės kaukės formuoja išdarytus šviesos pluoštus.
5. Pademonstruota, kad sukurtas fazines kaukes galima panaudoti stiklo paviršiaus mikroapdirbimui.

Literatūros sąrašas

- [1] M. V. Berry, N. L. Balazs, Nonspreading wave packets, *Am. J. Phys.* 47(3), 264–267 (1979).
- [2] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, D. N. Christodoulides, Observation of accelerating Airy beams, *Phys. Rev. Lett.* 99, 213901 (2007).
- [3] T. Vettenburg, H. I. Dalgarno, J. Nylk, C. Coll-Lladó, D. E. Ferrier, T. Čížmár, F. J. Gunn-Moore, K. Dholakia, Light-sheet microscopy using an Airy beam, *Nat. Methods* 11(5), 541–544 (2014).
- [4] Z. Tang, M. Prokopas, J. Nylk, C. Coll-Lladó, F. J. Gunn-Moore, D. E. K. Ferrier, T. Vettenburg, K. Dholakia, A compact Airy beam light sheet microscope with a tilted cylindrical lens, *Biomed. Opt. Express* 5, 3434–3442 (2014).
- [5] E. H. K. Stelzer, Light-sheet fluorescence microscopy for quantitative biology, *Nat. Methods* 12, 23–26 (2014).
- [6] J. Baumgartl, M. Mazilu, K. Dholakia, Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets, *Nature Photon* 2, 675–678 (2008).
- [7] R. S. Penciu, K. G. Makris, N. K. Efremidis, Nonparaxial abruptly autofocusing beams, *Opt. Lett.* 41, 1042–1045 (2016).
- [8] N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, Abruptly autofocusing waves, *Opt. Lett.* 35(23), 4045–4047 (2010).
- [9] D. G. Papazoglou, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, S. Tzortzakis, Observation of abruptly autofocusing waves, *Opt. Lett.* 36(10), 1842–1844 (2011).
- [10] I. D. Chremmos, Z. Chen, D. N. Christodoulides, N. K. Efremidis, Abruptly autofocusing and autodefocusing optical beams with arbitrary caustics, *Phys. Rev. A* 85, 023828 (2012).
- [11] P. Zhang, J. Prakash, Z. Zhang, M. S. Mills, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, Z. Chen, Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams, *Opt. Lett.* 36, 2883–2885 (2011).
- [12] R. Cao, Y. Yang, J. Wang, J. Bu, M. Wang, X. C. Yuan, Microfabricated continuous cubic phase plate induced Airy beams for optical manipulation with high power efficiency, *Appl. Phys. Lett.* 99, 261106 (2011).
- [13] A. Mathis, F. Courvoisier, L. Froehly, L. Furaro, M. Jacquot, P. A. Lacourt, J. M. Dudley, Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams, *Appl. Phys. Lett.* 101, 071110 (2012).

- [14] F. Courvoisier, R. Stoian, A. Couairon, Ultrafast laser micro- and nano-processing with nondiffracting and curved beams, *Optics & Laser Technology* 80, 125–137 (2016).
- [15] A. Mathis, L. Froehly, L. Furfaro, M. Jacquot, J. M. Dudley, F. Courvoisier, Direct machining of curved trenches in silicon with femtosecond accelerating beams, *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public* 8, 13019 (2013).
- [16] H. T. Dai, X. W. Sun, D. Luo, Y. J. Liu, Airy beams generated by a binary phase element made of polymer-dispersed liquid crystals, *Opt. Express* 17, 19365–19370 (2009).
- [17] Q. Xu, Y. Wang, S. Y. Siew, J. Lin, Y. Zhang, Generating self-accelerating Airy beams using a digital micromirror device, *Appl. Phys. B* 117, 141–144 (2014).
- [18] J. Wang, J. Bu, M. Wang, Y. Yang, X. Yuan, Generation of high quality Airy beams with blazed micro-optical cubic phase plates, *Appl. Opt.* 50, 6627 (2011).
- [19] M. S. Mirotznik, J. van der Gracht, D. Pustai, S. Mathews, Design of cubic-phase optical elements using subwavelength microstructures, *Opt. Express* 16(2), 1250–1259 (2008).
- [20] Y. Fan, J. Wei, J. Ma, Y. Wang, Y. Wu, Tunable twin Airy beams induced by binary phase patterns, *Opt. Lett.* 38(8), 1286–1288f (2013).
- [21] T. Ellenbogen, N. Voloch-Bloch, A. Ganany-Padowicz, A. Arie, Nonlinear generation and manipulation of Airy beams, *Nature Photon* 3, 395–398 (2009).
- [22] M. Gecevičius, M. Beresna, R. Drevinskas, P. G. Kazansky, Airy beams generated by ultrafast laser-imprinted space-variant nanostructures in glass, *Opt. Lett.* 39, 6791–6794 (2014).
- [23] D. G. Papazoglou, S. Suntsov, D. Abdollahpour, S. Tzortzakis, Tunable intense Airy beams and tailored femtosecond laser filaments, *Phys. Rev.* 81, 061807 (2010).
- [24] G. A. Siviloglou, D. N. Christodoulides, Accelerating finite energy Airy beams, *Opt. Lett.* 32(8), 979–981 (2007).
- [25] I. M. Besieris, A. M. Shaarawi, A note on an accelerating finite energy Airy beam, *Opt. Lett.* 32(16), 2447–2449 (2007).
- [26] Z. Bouchal, J. Wagner, M. Chlup, Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam, *Opt. Commun.* 151, 207–211 (1998).
- [27] J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu, D. N. Christodoulides, Self-healing properties of optical Airy beams, *Opt. Express* 16(17), 12880–12891 (2008).

- [28] P. Zheng, Y. Hu, T. Li, D. Cannan, X. Yin, R. Morandotti, Z. Chen, X. Zhang, Nonparaxial Mathieu and Weber accelerating beams, *Phys. Rev. Lett.* 109, 193901 (2012).
- [29] F. Courvoisier, A. Mathis, L. Froehly, R. Giust, L. Furfaro, P. A. Lacourt, M. Jacquot, J. M. Dudley, Sending femtosecond pulses in circles: highly non-paracial accelerating beams, *Opt. Lett.* 37(10), 1736–1738 (2012).
- [30] L. Froehly, F. Courvoisier, A. Mathis, M. Jacquot, L. Furfaro, R. Giust, P. A. Lacourt, J. M. Dudley, Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions, *Opt. Express* 19(17), 16455–16465 (2011).
- [31] R. S. Penciu, V. Paltoglou, N. K. Efremidis, Closed-form expressions for nonparaxial accelerating beams with pre-engineered trajectories, *Opt. Lett.* 40(7), 1444–1447 (2015).
- [32] E. Greenfield, M. Segev, W. Walasik, O. Raz, Accelerating light beams along arbitrary convex trajectories, *Phys. Rev. Lett.* 106, 213902 (2011).
- [33] A. Mathis, F. Courvoisier, R. Giust, L. Furfaro, M. Jacquot, L. Froehly, J. M. Dudley, Arbitrary nonparaxial accelerating periodic beams and spherical shaping of light, *Opt. Lett.* 38(13), 2218–2220 (2013).
- [34] P. Zhang, Y. Hu, D. Cannan, A. Salandrino, T. Li, R. Morandotti, Z. Zhang, Z. Chen, Generations of linear and nonlinear nonparaxial accelerating beams, *Opt. Lett.* 37(14), 2820–2822 (2012).
- [35] P. Aleahmad, M. A. Miri, M. S. Mills, I. Kaminer, M. Segev, D. N. Christodoulides, Fully vectorial accelerating diffraction-free Helmholtz beams, *Phys. Rev. Lett.* 109, 203902 (2012).
- [36] I. Kaminer, R. Bekenstein, J. Nemirovsky, M. Segev, Nondiffracting accelerating wave packets of Maxwell’s equations, *Phys. Rev. Lett* 108, 163901 (2012).
- [37] M. A. Alonso, M. A. Bandres, Spherical fields as nonparaxial accelerating waves, *Opt. Lett.* 37(24), 5175–5177 (2012).
- [38] Y. Kaganovsky, E. Heyman, Nonparaxial wave analysis of three-dimensional Airy beams, *J. Opt. Soc. Am. A* 29(5), 671–688 (2012).
- [39] Y. Kaganovsky, E. Heyman, Wave analysis of Airy beams and Airy pulsed beams, *Opt. Express* 10(8), 8440–8452 (2010).
- [40] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1996).

- [41] R. Ramponi, G. Cerullo, R. Osellame, *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials* (Springer, New York, 2012).
- [42] V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. B. Corkum, D. M. Rayner, C. Hnatovsky, R. S. Taylor, et al., Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses, *J. Appl. Phys.* 97, 083102 (2005).
- [43] K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, J. Nishii, In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* 26(1), 19–21 (2001).
- [44] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, K. Hirao, Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser, *Appl. Phys. Lett.* 71, 3329 (1997).
- [45] M. Mikutis, T. Kudrius, G. Šlekys, D. Paipulas, S. Juodkazis, High 90% efficiency Bragg gratings formed in fused silica by femtosecond Gauss-Bessel laser beams, *Opt. Matt. Express* 3(11), 1862–1871 (2013).

Mykolas Karpavičius

FEMTOSECOND LIGHT BEAM SHAPING ALONG CURVED TRAJECTORIES VIA
VOLUMETRIC GLASS PHASE MASKS AND ITS APPLICATION IN LASER
MICRO-MACHINING

Summary

Due to their intriguing propagation properties accelerating beams have attracted considerable attention in various applications including optical particle clearing, light-sheet microscopy and laser micromachining. Formation of an accelerating beam requires modulating the wavefront of a Gaussian beam with a specific phase which is most commonly accomplished utilizing a spatial light modulator (SLM). However SLMs have a low optical damage threshold and thus are not an optimal choice for material processing where large average power settings are involved. In this work we demonstrate an alternative way of modulating the phase of a Gaussian beam using a binary phase mask fabricated by inducing local refractive index changes in the volume of glass plates.

The phase masks were designed by employing a ray optics interpretation of accelerating beams which allows designing phase masks that generate beams along pre-designed convex trajectories. The phase masks were fabricated in 4 *mm* thick fused silica plates by creating local refractive index changes 2 *mm* under the surface using a femtosecond Yb:KGW laser. Volumetric modifications were created using 515 *nm* wavelength, 140 *nJ* energy light pulses at 610 *kHz* repetition rate and moving the sample at 10 *mm/s*. The created phase masks were comprised of 100, 175, 315 and 350 3.5 μm thick layers. The phase masks were tested by passing a Gaussian beam through them and capturing images of the formed beam over 4 – 5 *mm* using a CCD camera. Light beams formed with 100 and 175 layer phase masks propagated along a curved trajectory, whereas ones formed with thick volumetric phase masks were chaotic and did not display propagation along any kind of trajectory.

The light beam formed with the 100 layer phase mask was employed in ablating the surface of a soda-lime glass via a 5 time demagnifying 4*f* system. Different parts of the light trajectory were used in forming a line of spots on the surface of the material and the resultant line displayed the same curvature as observed with our CCD camera - over 80 μm trajectory it shifted ~ 7 μm in a transverse direction.

Mykolas Karpavičius

KREIVOMIS TRAJEKTORIJOMIS SKLINDANČIŲ FEMTOSEKUNDINIŲ ŠVIESOS
PLUOŠTŲ FORMAVIMAS STIKLE ĮRAŠYTOTIS FAZINĖMIS KAUKĖMIS BEI TOKIŲ
PLUOŠTŲ PANAUDOJIMAS LAZERINIAME MIKROAPDIRBIME

Santrauka

Kreivomis trajektorijomis sklindantys pluoštai yra neseniai pademonstruoti šviesos pluoštai, kurie, dėl savo unikalios savybės sklisti bet kokiomis išlenktomis trajektorijomis, susilaukė didelio dėmesio įvairiose srityse ir jau yra tirti jų taikymai šviesos lakštų mikroskopijai, optiniam dalelių manipuliavimui ar lazeriniam mikroapdirbimui. Norint suformuoti kreiva trajektorija sklindantį pluoštą reikia moduluoti Gauso pluošto bangos frontą tam tikra faze, paprastai tai atliekama naudojantis erdviu šviesos moduliatoriumi, tačiau jie pasižymi žemu optinės pažaidos slenksčiu, todėl nėra optimalūs taikymui medžiagų apdirbimo tikslais. Šiame darbe pademonstruotas alternatyvus Gauso pluošto fazės moduliavimo metodas taikant dvinarę fazinę kaukę pagamintą iš stiklo plokštelių, jų tūryje sukuriant vietinius lūžio rodiklio pokyčius.

Fazinių kaukių formos buvo apskaičiuotos pasitelkiant kreivomis trajektorijomis sklindančių pluoštų geometrinę optikos interpretaciją, šiuo metodu galima sukurti fazines kaukes, kuriomis suformuoti pluoštai sklinda iš anksto pasirinktomis išlenktomis trajektorijomis. Kaukės gamintos 4 mm storio lydyto kvarco plokštelėje 2 mm gylyje, lūžio rodiklio pokyčius sukuriant naudojantis femtosekundiniu Yb:KGW lazeriu. Stiklo tūrio modifikacijos kurtos naudojant 515 nm bangos ilgio, 140 nJ energijos impulsus 610 kHz pasikartojimo dažniu, stikliuką judinant 10 mm/s greičiu. Sukurtos 100, 175, 315 ir 350 3,5 μm storio sluoksnių fazinės kaukės. Pro jas buvo praleistas Gauso pluoštas ir CCD kamera fiksuotas praėjusio pluošto intensyvumas per 4 – 5 mm sklidimo atstumą. Šviesos pluoštai, suformuoti 100 ir 175 sluoksnių fazinėmis kaukėmis sklido pagal parabolinę trajektoriją. Tuo tarpu šviesos pluoštai suformuoti su storomis fazinėmis kaukėmis buvo netvarkingi ir nepasižymėjo sklidimu vientisa paraboline trajektorija.

Šviesos pluoštas suformuotas su 100 sluoksnių fazine kauke ir atvaizduotas per 5 kartus mažinančią 4f sistemą buvo panaudotas stiklo paviršiaus abliacijai. Medžiagos paviršiuje buvo sukurti pažeidimai skirtingomis šviesos trajektorijos dalimis, jų pasislinkimas statmenose koordinatėse atitiko kamera užfiksuoto pluošto atsilenkimą - per 80 μm trajektoriją z ašyje pasislinko per ~ 7 μm y ašyje.