

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas  
Lazerinių tyrimų centras

Giedrius Balčas

OPTINIŲ ELEMENTŲ, SKIRTŲ TERAHERCŲ DAŽNIO SPEKTRINEI SRIČIAI KŪRIMAS  
IR TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinės technologijos studijų programa

Studentas

Giedrius Balčas

Leista ginti

2022-05-25

Darbo vadovas

dr. (HP) Virgilijus Vaičaitis

Recenzentas

Doc. Ona Balachninaite

Centro direktorius

prof. Aidas Matijošius

Vilnius 2022

# Turinys

<b>Įvadas</b>	<b>3</b>
<b>1 Literatūros apžvalga</b>	<b>4</b>
1.1 RCWA metodas . . . . .	4
1.2 Medžiagos, tinkamos terahercų dažnio spinduliutei . . . . .	6
1.3 Fourier transformacija ir šviesos pluošto sklaidimo modeliavimas . . . . .	7
1.4 Tiesioginė medžiagos abliacija . . . . .	8
1.5 Optinis kelių skirtumas, bangos frontas ir elektrinio lauko fazės vėlinimas . . . . .	9
1.6 Netiesinis medžiagos poliarizuotumas. Optinis lyginimas . . . . .	10
1.7 Elektrooptinis efektas . . . . .	11
<b>2 Metodika</b>	<b>12</b>
2.1 Skaitmeninis modeliavimas. Poliarizacinės metalinės gardelės savybės . . . . .	12
2.2 Skaitmeninis modeliavimas. Lazerinio pluošto sklaidimas . . . . .	14
2.3 Geometrinio fazės elemento dizainas ir veikimo principas . . . . .	20
2.4 Terahercų generacija ZnTe terpėje . . . . .	21
2.5 Elektrooptinė detekcija . . . . .	23
2.6 Eksperimento schema ir įranga . . . . .	26
<b>3 Rezultatai</b>	<b>28</b>
3.1 Metalinės gardelės formavimas . . . . .	28
3.2 Poliarizacinės struktūros charakterizavimas . . . . .	32
<b>Išvados</b>	<b>36</b>
<b>Literatūra</b>	<b>37</b>

## Įvadas

Įvairiuose pramonės sektoriuose ir mokslinėse srityse matomas terahercų (THz) diapazono spinduliuotės taikymų didėjimas. Šis spinduliuotės diapazonas yra perspektyvus tokiose srityse, kaip biologinių darinių vaizdinimas [1] ar skystųjų kristalų prietaisų taikymai ir medžiagos identifikacija. Pavyzdžiui, THz spinduliuotė gali būti naudojama kristalinių medžiagų netiesiškumo ar opto-magnetinių reiškinių tyrimams [2]. Be to, spektroskopijoje, matomas spartus terahercų laikinės skyros (THz-TDS) metodų vystymasis [3].

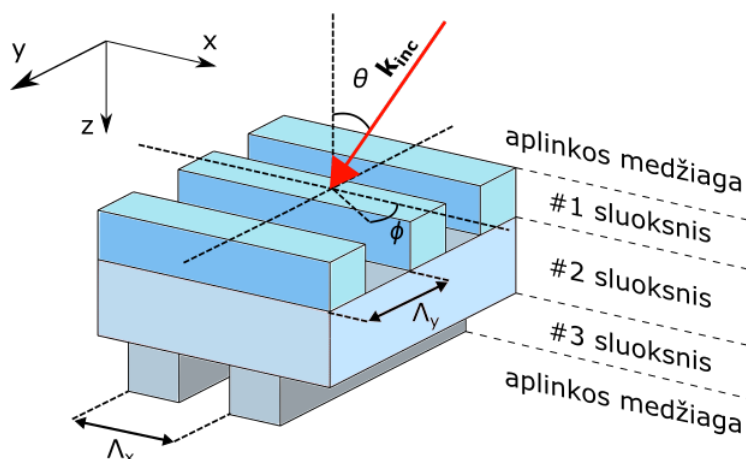
Kartu su THz ruožo spinduliuotės pritaikymo sričių plitimu, matomas ir optinių elementų, tokių kaip poliarizatorių, skirtų THz diapazonui, paklausos didėjimas. Tokie taikymai, kaip THz-TDS reikalauja aukštos ekstinkcijos kontrasto ir mažos elemento įnešamų nuostolių vertės, siekiant išgauti kuo didesnę anizotropijos signalo kontrastą. Šiuo metu tam naudojamos įvairių tipų poliarizacinės struktūros, tokios kaip metaliniai tinkleliai [4, 5] (angl.- metal wire-grid), prizmės, ar skystųjų kristalų pagrindu sukurtos struktūros [6]. Pademonstruotos prizminės ar skystųjų kristalų struktūros pasižymi santykinai dideliu ekstinkcijos kontrastu, siekiančiu iki 50 dB, tačiau turi didelius pradinio lauko nuostolius (apie 3 dB). Mažus elemento įnešimo nuostolius turinčios struktūros, tokios kaip THz spinduliuotei laidžių kompaktiškai sudėtų plokštelių sistema [7], orientuotos Brewster kampu pluošto atžvilgiu ar sulygiuotų metalinių nano dalelių struktūros [8], kurių įnešimo nuostoliai <1 dB, pasižymi santykinai mažomis ekstinkcijos kontrasto vertėmis (atitinkamai, 40 ir 11 dB). Taikomuoju požiūriu plačiausiai naudojamos metalinių tinklelių struktūros su arba be palaikančiojo sluoksnio, dėl kurio matavimų metu gali būti stebimi neigiami interferenciniai reiškiniai. Paprasčiausią tokio tipo struktūrą sudaro periodinių lygiagrečių metalo juostelių grupė. Dažniausias tokio tipo poliarizatorių gamybos būdas remiasi antrinių struktūrų formavimu naudojant etalonines formas, prieš tai sukūriant invertuoto erdvinio profilio struktūras [9]. Toks gamybos procesas reikalauja specialios įrangos, todėl yra brangus ir nelankstus, taigi yra netinkamas pavienių bandinių gamybai. Dėl šių priežasčių, pigių ir lanksčių technologijų, leidžiančių kurti ir gaminti optinius elementus, tinkamus THz dažnių spinduliuotei kūrimas šiuo metu yra labai aktualus ir komerciniu, ir moksliniu požiūriu.

Šių tyrimų metu buvo siekiama sukurti terahercų dažnio diapazone (0,5-3 THz) veikiančią struktūrą, pasižyminčią didele ekstinkcijos kontrasto verte. Todėl šiame rašto darbe pristatomi metalinio tinklelio principu veikiančio poliarizacinio elemento teorinio charakterizavimo rezultatai, tam panaudojus RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) skaitmeninį EM (Elektromagnetinių) bangų sklidimo modelį. Taip pat, darbe aprašomi ir poliarizacinės gardelės elemento gamybos proceso analizės rezultatai. Tyrimų metu poliarizacinė struktūra pagaminta naudojantis tiesioginės lazerinės abliacijos procesu, bei siekiant padidinti struktūros gamybos proceso spartą, tyrimo metu buvo naudotas geometrinis fazės elementas, kurio skirstinio skaičiavimai, taip pat, pateikiami šiame darbe. Pagamintos poliarizacinės struktūros charakterizavimas buvo atliktas naudojantis terahercų laikinės skyros spektroskopijos sistema.

# 1 Literatūros apžvalga

## 1.1 RCWA metodas

Skaitmeninio elektromagnetinio lauko pasiskirstymo modeliavimo RCWA (angl.- Rigorous coupled wave analysis) metodas remiasi Maksvelo lygčių sprendimu erdvinių dažnių erdvėje. Metodas yra plačiausiai taikomas sluoksniuotų periodinių struktūrų ir spinduliuotės sąveikai apskaičiuoti, dėl efektyvios analizės, ypač, kai tiriamos struktūros yra bangos ilgio ar mažesnės eilės matmenų. Metodo aprašymas nereikalauja Maksvelo lygčių aproksimavimo, o dispersijos sąryšiai įtraukiami itin paprastai, dėl skaičiavimų atlikimo dažnių erdvėje. Dėl tos pačios priežasties, RCWA metodo taikymo metu, skaičiavimai vienos simuliacijos metu atliekami tik vieno dažnio EM bangai, skirtingai nei laiko erdvėje atliekami skaičiavimai FDTD metodu, kuris leidžia tirti struktūros sąveiką, naudojant impulsinius spinduliuotės šaltinius. Detalus RCWA metodo aprašymas yra lengvai pasiekiamas mokslinėje literatūroje [10–12], todėl šiame rašto darbe nebus pateikiamas pilnas modelio aprašymas. Skaičiavimų metu tiriamosios struktūros elementų išsidėstymo pavyzdys pateiktas 1 pav.

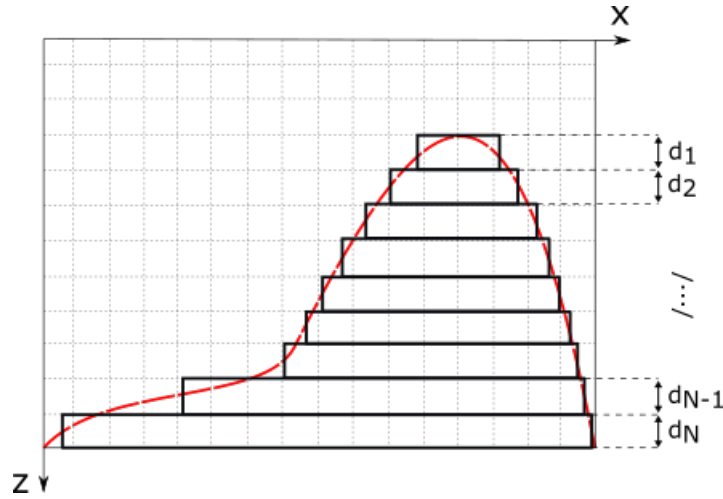


1 pav. Struktūros, sudarytos iš trijų homogeniškų sluoksnių, pavyzdys.

Šis metodas vadinamas pusiau analitiniu, dėl analitinio bangų sklidimo išilgine kryptimi (1 pav. z ašis) sprendinio ir skaitmeninio skaičiavimo skersinėse koordinatėse (1 pav. x,y ašys). Dėl šios priežasties išilginiai sluoksnių matmenys gali būti laisvai pasirenkami, nereikaujant papildomų kompiuterinių resursų, kaip pavyzdžiui FDTD atveju, kai atskiro vokselio dydis visomis kryptimis yra paprastai ribojamas naudojamos EM bangos ilgio vertės. Pusiau analitinis bangų sklidimo skaičiavimas reikalauja homogeniškų medžiagos parametrų išilgine kryptimi, todėl norint tirti struktūras pasižyminčias tolyginiu medžiagos parametrų kitimu išilgine (pavyzdinė iliustracija 2 pav.) RCWA metodu, reikalingas struktūros išskaidymas sluoksniais, jų storius pasirenkant laisvai, taip atliekant laiptavimo procedūrą.

Kiekvienas nagrinėjamas medžiagos sluoksnis yra aprašomas jo storiu ir dielektrinės skvarba. Siekiant surasti EM laukų sprendinį, sprendžiamos Maksvelo lygtys diferencialinėje formoje:

$$\vec{E} = -j\omega\mu_0\mu_r\vec{H}, \quad (1)$$



2 pav. Tolygios funkcijos aproksimavimas sluoksnių suma.

$$\vec{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r\vec{E}, \quad (2)$$

kur  $\omega$  - EM bangos dažnis,  $\mu_0, \mu_r$  - vakuomo ir santykinė magnetinė skvarba ir  $\epsilon_0, \epsilon_r$  - vakuomo ir santykinė dielektrinė medžiagos skvarba. Dėl tiriamų struktūrų periodiškumo, problema sprendžiama pasitelkiant medžiagos parametrų ir EM laukų Fourier vaizdais, gaunamais pritaikant Floquet teoremą, tarus, kad ieškomas elektrinio lauko sprendinys yra moduluotų plokščių bangų superpozicija. Elektrinio ir magnetinio laukų, medžiagos dielektrinės ir magnetinės skvarbos išraiškos i-tajam sluoksniui:

$$\vec{E}_i(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{S}_{i,m,n}(z) \exp[-j(k_{m,n}^x x + k_{m,n}^y y)], \quad (3)$$

$$\vec{H}_i(x, y, z) = j\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{U}_{i,m,n}(z) \exp[-j(k_{m,n}^x x + k_{m,n}^y y)], \quad (4)$$

$$\epsilon_i(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_{i,m,n} \exp(j\vec{G}_{m,n}\vec{r}), \quad (5)$$

$$\mu_i(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_{i,m,n} \exp(j\vec{G}_{m,n}\vec{r}), \quad (6)$$

čia  $\vec{S}$  ir  $\vec{U}$  - vektoriai apibūdinantys išskaidytų bangų amplitudes sluoksniu viduje, o  $a_{i,m,n}$  ir  $c_{i,m,n}$  - dielektrinės ir magnetinės skvarbos Fourier skleidinio narių koeficientai. Bangos vektorių komponentės surištos su medžiagos gardelės vektoriais  $\vec{G}_1$  ir  $\vec{G}_2$  išraiškomis:

$$k_{m,n}^x = k_{inc}^x - (m\vec{G}_1 + n\vec{G}_2) \cdot \hat{x}, \quad (7)$$

$$k_{m,n}^y = k_{inc}^y - (m\vec{G}_1 + n\vec{G}_2) \cdot \hat{y}, \quad (8)$$

kur  $\hat{x}, \hat{y}$  - vienetiniai vektoriai,  $k_{inc}$  - kritusios bangos banginis vektorius.

Sprendžiant Maksvelo lygtis (1, 2), naudojantis išraiškomis (3, 4, 5, 6) gaunamos diferencialinės lygtys, z koordinatės atžvilgiu. Naudojantis kraštinėmis sąlygomis, atsižvelgiant į  $\vec{E}$  ir  $\vec{H}$  laukų tangentinį dedamųjų tęstinumą medžiagų sankirtos plokštumoje, šios lygtys gali būti toliau supaprastintos į tiesinių lygčių sistemas. Skaitmeninis gautųjų lygčių sprendimas reikalauja baigtinio Fourier skleidimo narių skaičiaus, kurio pasirinkimas priklauso nuo tiriamosios struktūros verčių konvergavimo. Suprastinus lygtis iki baigtinių narių skaičiavimo, priklausomybės gali būti sprendžiamos skaitmeniškai matriciniame pavidale. Skaičiavimo metu gaunamos vieno dažnio EM bangų praėjusių ir atspindėjusių nuo tiriamosios struktūros difrakcinių narių efektyvumo vertės, o jų atitinkamos sumos duoda struktūros pralaidumo ir atspindžio vertes pasirinktam bangos ilgiui. RCWA metodu charakterizuotų struktūrų rezultatai dažnai pasižymi Fabri-Perot efektu, dėl tobulai lygiagrečių medžiagų sankirtos paviršių. Dėl šios priežasties šiame darbe pateikiamų pradinių skaičiavimų metu padėklo storis laikytas begaliniu, siekiant išvengti Fabry-Perot rezonansinių smailių [13], o padėklas- oras galinės sankirtos plokštumos įtaka rezultatams įskaičiuota naudojantis Fresnel pralaidumo lygtimis:

$$T_{TE} = 1 - \left| \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \right|^2, \quad (9)$$

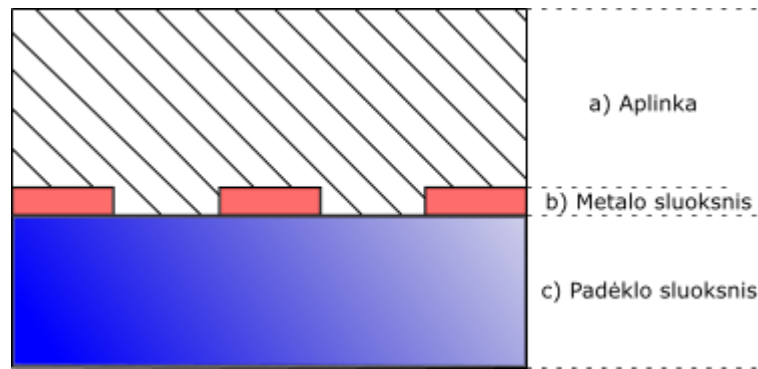
$$T_{TM} = 1 - \left| \frac{Z_2 \cos \theta_t - Z_1 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_t + Z_1 \cos \theta_i} \right|^2, \quad (10)$$

kur indeksai 1 ir 2 apibūdina pirmąją ir antrąją medžiagas,  $Z$  - kompleksinė bangos varža,  $\theta_i, \theta_t$  kampas, kurį sudaro krentančios ir praėjusios bangos vektorius su sankirtos paviršiaus normale. Atlikus skaičiavimus diskretinių EM bangų dažnių intervale, gaunami pralaidumo ir atspindžio spektrai, o taikant energijos tvermės dėsnį, galima surasti sugerties spektrą. Skaitmeninis RCWA metodas dažnai taikomas optimalių struktūros parametrų, tokių kaip lūžio rodiklio vertė ar geometrinių atstumų, radimui.

## 1.2 Medžiagos, tinkamos terahercų dažnio spinduliutei

Optinį poliarizacinį elementą sudarančios medžiagos turi būti pasirenkamos siekiant išgauti optimalius ekstinkcijos ir efektyvumo parametrus (spinduliuotės galios prieš ir po elemento santykis). Paprasčiausios struktūros metalinio tinklelio poliarizatoriaus pavyzdys pateiktas 3 pav. Išskiriamos trys skirtingų medžiagų sritys: a) erdvė virš struktūros, paprasčiausiu atveju tai yra atmosfera, kurioje patalpintas elementas, b) periodinės linijos ir c) padėklas.

Srities b) medžiaga lemia atitinkamos poliarizacijos spinduliuotės atenuaciją, todėl tam dažnai pasirenkami metalai, pasižymintys dideliu atspindžio koeficientu ir sugertimi tiriamajam bangos ilgiui, tokie kaip Al, Au, Pt [14]. Padėklo medžiaga privalo praleisti sklindančią spinduliuotę, pasireiškiant kuo mažesnei jos sugerčiai, o lūžio rodiklio vertė atitinkamai turi būti maža, kad būtų sudaryta maža lūžio rodiklių santykio vertė a) ir c) sričių sankirtos plokštumoje, siekiant sumažinti patiriamus nuostolius dėl atspindžių. Artimajame THz spektro diapazone šios sąlygos gali būti

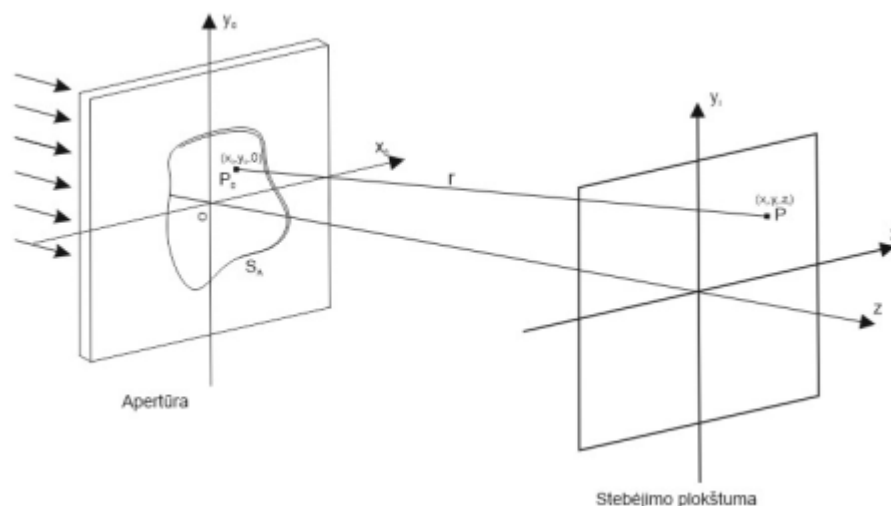


3 pav. Metalinės gardelės poliarizatoriaus struktūros schematinis pavyzdys.

tenkinamos naudojant z kryptimi išpjautą kristalinio kvarco plokštelę [15], tačiau 4- 70 THz dažnių ruože stebimas sugerties augimas riboja tokio elemento naudojimą plačiame THz spinduliuotės diapazone. Plačiausiai naudojamos kristalinės, didelio sugerties energetinio tarpo, medžiagos kaip Ge, SiC ir Si. Iš šių plačiausiai naudojamas silicis, dėl mažos sugerties plačioje THz dažnių srityje ir pigumo, susijusio su plačiu naudojimu puslaidininkinių medžiagų pramonėje [15].

### 1.3 Fourier transformacija ir šviesos pluošto sklidimo modeliavimas

Siekiant įsivertinti optinio elemento fabrikavimo etape naudojamos lazerinės sistemos parametrus, lazerinio pluošto sklidimui ir jo intensyvumo skirstinio skaičiavimams naudotas Fresnel impulso atsako sklidimo metodas (angl.- Impulse Response Propogator). Ši metodika pagrįsta skaliarinių bangų skaičiavimu, įvedus mažų kampų arba parabolinių bangų sklidimo aproksimaciją [16, 17]. Sprendžiamo uždavinio pavyzdys pateiktas 4 pav.



4 pav. Spinduliuotės sklidimo vaizdavimas, skersinės apertūros ir stebėjimo plokštumos atveju.

Šiuo atveju taškas  $P_0$  egzistuoja apertūros plokštumoje, kurios taškų koordinatės aprašomos  $(x_0, y_0, z_0 = 0)$ , vaizdavimo taškas  $P$  egzistuoja plokštumoje, kurios taškų koordinatės yra  $(x_i, y_i, z_i)$ . Dekarto koordinatėse, galime užrašyti pradinio lauko  $g(x_0, y_0)$  atvaizdą stebėjimo plokštumoje:

$$u_{x_i, y_i} = \frac{1}{i\lambda} \iint g(x_0, y_0) \frac{e^{ikr}}{r} dx_0 dy_0, \quad (11)$$

kur  $r = \sqrt{z_i^2 + (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}$ . Jei darome prielaidą, jog  $z_i^2 \gg x_i^2, y_i^2$ , galime dydį  $r$  skleistuoti binomine eilute ir tolimesniems skaičiavimams naudoti tik pirmuosius jos narius. Tokia mažų kampų aproksimacija leidžia naudoti Fourier transformacijos  $\mathcal{F}$  apibrėžimą ir mus dominantį lauką, stebėjimo plokštumoje, skaičiuoti naudojantis išraiška:

$$u_{x_i, y_i} = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} [g(x_0, y_0)] \mathcal{F} [h(x_i, y_i)] \}, \quad (12)$$

kur  $h(x_i, y_i)$ - impulso atsako funkcija, kurios išraiška:

$$h(x_i, y_i) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \exp \left[ \frac{ik}{2z} (x_i^2 + y_i^2) \right]. \quad (13)$$

Naudojantis pateiktomis (12, 13) išraiškomis galimas koherentinio lauko kompleksinės amplitudės verčių radimas, žinant pradinės sąlygas pradinėje plokštumoje.

## 1.4 Tiesioginė medžiagos abliacija

Tyrimo metu, skaitmeniškai charakterizuotos struktūros kūrimui buvo pasirinktas tiesioginės lazerinės abliacijos metodas. Šis metodas leidžia atlikti selektyvų medžiagos pašalinimą, naudojant erdvėje apribotą lazerinį pluoštą. Spinduliuotės energijos tiesioginio perdavimo abliuojamai medžiagai efektyvumas ir proceso atsikartojamumas gali būti padidintas, naudojant ultratrumpuosius lazerinius impulsus.

ultratrumpųjų lazerinių impulsų režime pasireiškia mažesnis spinduliuotės- medžiagos sąveikos įtakotos šilumos perdavimo, medžiagos lydymosi ir garavimo bei paviršinės plazmos formavimosi įtaka pašalintos medžiagos kiekiui ir formai. Tiriant abliacijos procesą, naudojant ultratrumpuosius impulsus, būtina atsižvelgti ne tik į klasikinius šilumos pernašos procesus, bet ir į faktą, jog elektronų debesies ir medžiagos jonų gardelės energijos pernašos sąveika turi baigtines spartas trukmes. Dėl šios priežasties naudojamas dviejų temperatūrų modelis [18] (DTM), leidžiantis aprašyti medžiagos- spinduliuotės sąveiką, įskaitant elektronų ir jonų temperatūrų atskyrimą. Siekiant aprašyti abliuojamos medžiagos kiekio priklausomybę nuo naudojamos lazerinės spinduliuotės parametru [19], galima naudoti DTM paremta išraiška:

$$m = N\rho A\alpha^{-1} \ln \left( \frac{F_a}{F_{th}} \right), \quad (14)$$

čia  $N$  - lazerinių impulsų skaičius,  $\rho$  - medžiagos tankis,  $A$  - fokuso dėmės plotas,  $\alpha$  - optinio prasiskverbimo gylis, o  $F_a$  ir  $F_{th}$  - lazerio ir slenkstinio medžiagos pažeidimo energijos tankiai. Tiesioginės medžiagos abliacijos proceso metu dažnai naudojamas atskirų impulsų perklojimas ant bandinio paviršiaus, siekiant sukurti struktūras, pasižyminčias mažesniu paviršiaus šiurkštumu ir didesniu atsikartojamumu. Esant laikiškai gretimų lazerinių impulsų persiklojimui ant bandinio paviršiaus stebimi akumuliaciniai procesai, dėl kurių matomas eksponentinis abliuoja-



mos medžiagos kiekio atskiro impulso atveju augimas. Siekiant įskaityti akumuliacinių procesų įtaką [20] abliuojamai medžiagai, esant dideliame atskirų impulsų persiklojimui ant bandinio paviršiaus, naudojama formulės (14) nario  $F_{th}$  korekcija pagal sąryšį:

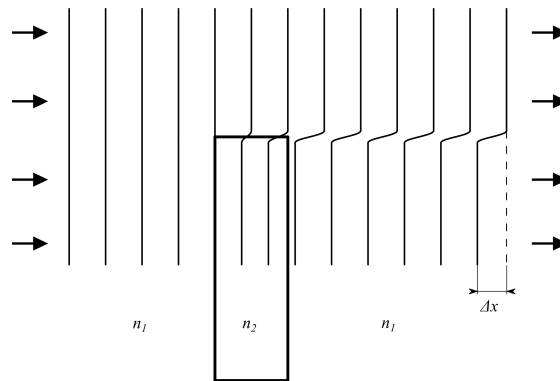
$$F_{th} = F_{th} \cdot N^{(S-1)}, \quad (15)$$

čia  $N$ - Lazerinių impulsų skaičius, o  $S$ - akumuliacinių reiškinų įtakos koeficientas.

Išraiškų (14) ir (16) verčių atitikimas empiriniams duomenims tiksliausias, jas taikant ultratrumpųjų (<1 ps) lazerinių impulsų taikymo atvejais [19].

## 1.5 Optinis kelių skirtumas, bangos frontas ir elektrinio lauko fazės vėlinimas

Daugelyje lazerinės spinduliuotės panaudojimo sričių, kaip tiesioginis lazerinis rašymas (angl. - Direct Laser Writing) ar litografija, siekiant suformuoti norimą intensyvumo skirstinį, pasitelkiama elektrinio lauko fazės moduliacija. Vienas paprasčiausių tokios pluošto moduliacijos įgyvendinimų-geometrinės fazės elementai, kurių veikimo principą paprasta nagrinėti pasitelkus optinio kelio ir bangos fronto savokomis. Optinis kelias apibūdina šviesos spindulio patiriamą sklidimo kelią, atsižvelgiant į terpės, kurioje sklinda šviesa, lūžio rodiklį, o bangos frontas gali būti apibūdinamas, kaip sklindančios monochromatinės bangos identišką fazės paviršius. Optinis kelias  $OP$  gali būti užrašytas, kaip  $x_L \cdot n$  geometrinio kelio ir terpės lūžio rodiklio sandauga. Tarkime turime atvejį, pavaizduotą 5 pav.



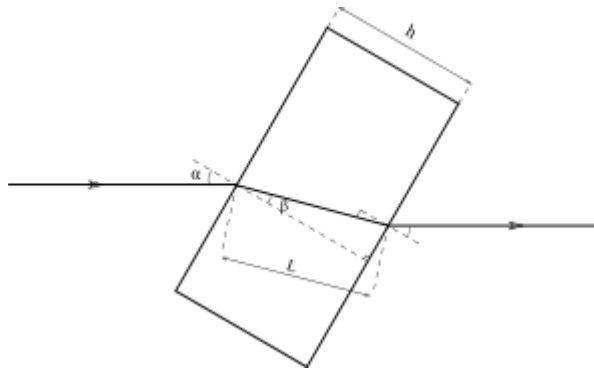
5 pav. Plokščios bangos sklidimas ir jos bangos fronto kitimas, esant dvejoms, skirtingų lūžio rodiklių, terpėms.

Šiuo atveju turime sklindančią plokščią bangą, kurios kelyje pastatyta terpė, pasižyminti skirtingu lūžio rodikliu  $n_2$ , nei aplinka  $n_1$ . Matome, jog išėjusio lauko dalies, sklidusio pro terpę su lūžio rodikliu  $n_2$ , bangos frontas tampa užvėlintas, lyginant su likusia lauko dalimi. Tokį efektą sukelia šviesos fazinio greičio priklausomybė nuo terpės dielektrinės skvarbos, kas atitinkamai lemia susidariusį optinių kelių skirtumą. Šiuo atveju tikslus bangos fronto vėlinimas  $\Delta\phi$  gali būti įvertintas išraiška:

$$\Delta\phi = k \cdot OPD = k(n_2 - n_1)L, \quad (16)$$

kur  $OPD$ - optinių kelių skirtumas,  $k$ - bangos skaičius,  $L$ - terpės, su lūžio rodikliu  $n_2$ , plotis. Tokiu principu keičiant skaidrios terpės storį, priklausantį nuo skersinių koordinačių, galima sukurti geometrinius optinius elementus.

Tokiose lazerinės spinduliuotės pritaikymo srityse, kaip interferometrijoje, erdvinė fazės moduliacija nėra reikalinga, tačiau aukščiau pateikti principai dažnai naudojami, siekiant tiksliai sulygtinti laike atskirus Mach-Zehnder interferometro šakų pluoštus. Šiuo atveju pluoštų tarpusavio fazių poslinkio kontrolė įgyvendinama keičiant skaidrios terpės, kurios storis  $h$ , 6 pav., paviršiaus normalės kampą su pluošto sklidimo kryptimi.



6 pav. Šviesos spindulio sklidimas, kai sklidimo kelyje patalpinta kampu į optinę ašį stovinti terpė.

Atsižvelgus į Snell šviesos lūžio dėsnius dviejų medžiagų sankirtoje, spindulio kelias  $L$  ir atitinkamai sukuriamas fazės poslinkis gali būti surasti, pasinaudojus išraiškėmis:

$$L = \frac{h}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_o}{n_g} \sin \alpha\right)^2}}, \quad (17)$$

$$\Delta\phi = k(n_g - n_o)h \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_o}{n_g} \sin \alpha\right)^2}} - 1 \right), \quad (18)$$

čia  $\alpha$ - kampas, tarp spindulio ir įterptos terpės paviršiaus normalės,  $\beta$ - lūžusio spindulio kampas su paviršiaus normale. Atveju, kai  $h= 0,1 \text{ mm}$ ,  $n_g= 1,5$ ,  $n_o= 1$ , o spinduliuotės bangos ilgis  $\lambda= 1 \mu\text{m}$  terpės pasukimo kampo intervale tarp 0 ir 10 laipsnių, tokiu metodu galima kontroliuoti fazės poslinkį iki 2,1 rad.

## 1.6 Netiesinis medžiagos poliarizuotumas. Optinis lyginimas

Šiame darbe aprašomi tyrimai dalinai remiasi netiesinės optikos reiškinių pasireiškiančiais antros eilės netiesiškumu pasižyminčiose terpėse. Skirtingai nei tiesinės optikos atveju, netiesinių procesų metu indukuotas medžiagos poliarizuotumas  $P$  pasižymi ne tik tiesiniu proporcingumu išoriniam elektriniam laukui:

$$P(t) = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right] = P_L + P_{NL}, \quad (19)$$

čia  $\epsilon_0$  - vakuumo dielektrinė skvarba,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ - pirmosios ir antrosios eilės netiesiniai jautriai,  $P_L = \chi^{(1)} E(t)$ - tiesinis medžiagos poliarizuotumo atsakas spinduliutei, o  $P_{NL} = \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots$  yra netiesinis medžiagos poliarizuotumas. Svarbu pabrėžti, jog narys  $P_{NL}$  tampa svarbus tik esant pakankamai stipriam išoriniam elektriniam laukui, nes išraiškoje pateikiamų optinių jautrių dydžiai yra greitai nykstantys netiesinės eilės atžvilgiu. Pavyzdžiui tiesinis optinis jautris  $\chi^{(1)} \approx \pi/2$ , o antrosios eilės jautris  $\chi^{(2)} \approx 2 \times 10^{-12}$ . Šiame darbe didžiausias dėmesys skiriamas optinio lyginimo efektui. Šiam procesui paaiškinti patogiu nagrinėti antrosios harmonikos generacijos atvejį. Tarkime, tiriamo lauko  $E(t)$  sąveiką su terpę pasižyminčia ne nuliniu antrosios eilės jautriu. Pažymėję  $E(t) = E e^{-i\omega t} + c.c.$ , galime išsireikšti netiesinį medžiagos poliarizuotumą:

$$P^{(2)}(t) = 2\chi^{(2)} E E^* + \left( \chi^{(2)} E^2 e^{-i2\omega t} + c.c. \right). \quad (20)$$

Išraiškoje galime pastebėti du netiesinius procesus aprašančius poliarizuotumo narius, pirmasis jų atitinka skirtuminio dažnio generaciją išsigimusiu atveju, antrasis- antrosios harmonikos generaciją. Indukuoto netiesinio poliarizuotumo svarba naujų spinduliuotės dažnių generacijoje atsispindi bangos lygties netiesinėje terpėje išraiškoje:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{nt}}{\partial t^2}. \quad (21)$$

Galime pastebėti, jog (20) išraiškos antrojo nario antros eilės išvestinė pagal laiką yra lygi nuliui, todėl elektromagnetinių bangų spinduliavimas nevyksta, tačiau yra sudaromas statinis elektrinis laukas. Būtent šio proceso tolimesnis nagrinėjimas bus pateikiamas kituose skyriuose, nes jis yra vienas iš pagrindinių THz spinduliuotės generacijos mechanizmų netiesinėse terpėse.

## 1.7 Elektrooptinis efektas

Antrosios eilės medžiagų netiesiškumas gali būti panaudotas ne tik THz spinduliuotės generacijai, bet ir detektavimui. Terahercų dažnio elektrinio lauko amplitudės ir fazės nustatymui galima pasinaudoti elektrooptiniu efektu, vykstančiu medžiagose pasižyminčiose ne nuliniu antrosios eilės netiesiniu jautriu  $\chi^{(2)}$ . Tiesinis elektrooptinis efektas- medžiagos lūžio rodiklio kitimas, esant statiniam išoriniam elektriniam laukui. Siekiant suprasti elektrooptinės detekcijos principą, galima tirti antros eilės indukuojamo poliarizuotumo atvejį, kai kristale sąveikauja dvi  $\omega_1$  ir  $\omega_2$  osciliuojančios bangos.

$$P_i^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = 2 \sum_{j,k} \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2). \quad (22)$$

Tarkime, jog  $\omega_2 = 0$  ir pažymėję  $\chi_{ij}^{(2)}(\omega_1) = 2 \sum_k \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_1, \omega_2 = 0) E_k(\omega_2 = 0)$ , kaip naują statinio lauko paveikto jautrio tenzorius formą, galime perrašyti (22) kaip:

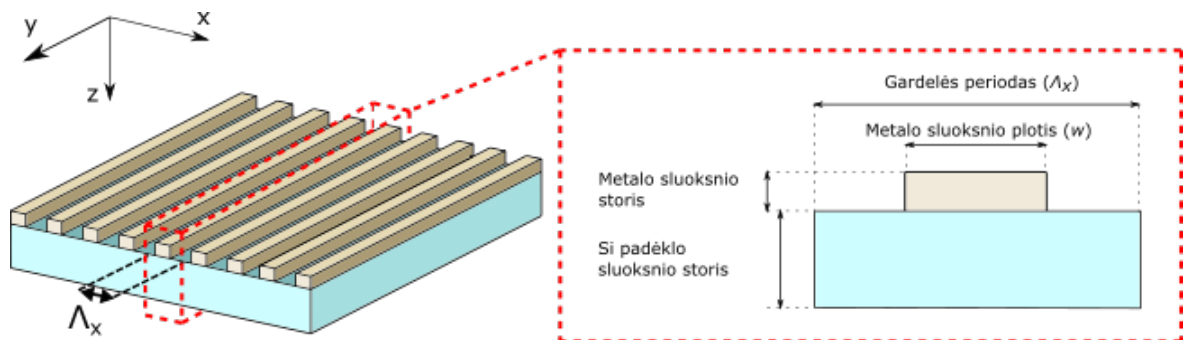
$$P_i^{(2)} = \sum_{j,k} \epsilon_0 \chi_{ij}^{(2)}(\omega_1) E_j(\omega_1). \quad (23)$$

Tokiu būdu galime parodyti, jog statinis laukas  $E(0)$  sukelia medžiagos netiesinio jautrio tenzoriaus pokytį. Taip pat, pasinaudojant sąryšiu  $\epsilon(\omega) \propto P^{(2)}(\omega)/E(\omega)$ , galime įrodyti, jog statinis elektrinis laukas netiesinėje medžiagoje gali indukuoti medžiagos dvejetainiškumą.

## 2 Metodika

### 2.1 Skaitmeninis modeliavimas. Poliarizacinės metalinės gardelės savybės

Siekiant sukurti efektyvų poliarizatorių, veikiantį plačiame THz spektriniame ruože, atlikta kiekybinė teorinio poliarizatoriaus veikimo analizė, naudojantis RCWA skaitmeninio modeliavimo metodu. Skaičiavimai atlikti matematinės analizės programos Matlab aplinkoje, naudojamas kodas parašytas remiantis atvirai prieinama literatūra [10–12], o rezultatų patikimumas patikrintas komercine laiko erdvės skaičiavimų FDTD metodo programa (OptiFDTD, Optiwave Systems Inc.). RCWA metodo išsamesnis aprašymas jau aptartas 1-ajame skyriuje, o pilnas formulavimas gali būti rastas mokslinėje literatūroje. Naudojantis RCWA metode naudojamomis periodiškumo savybėmis, poliarizatoriaus elementas analizuojamas, skaičiuojant plokščios bangos sąveiką su vienetiniu periodiniu elementu, kaip pavaizduota 7 pav. Toks elemento išskaidymas leidžia apskaičiuoti elemento sąveiką su spinduliuote, nereikalaujant didelių kompiuterinių resursų, o šie skaičiavimai laikomi patikimais visame fizinio elemento plote, išskyrus elemento šonus, kuriuose būtina įskaičiuoti kraštutinius efektus.



7 pav. Poliarizatoriaus struktūros schema. Kairėje pateiktas 3D vaizdas, dešinėje- vienetinio periodinio elemento profilis.

Vieno skaičiavimo metu gaunamos praėjusių ir atsispindėjusių spinduliuotės difrakcinių narių santykinė amplitudžių vertės pasirinktai struktūros konfigūracijai ir naudojamam bangos ilgiui. Visų modeliavimo eksperimentų metu tirtas dviejų skirtingų poliarizacijų  $TM$  ( $\hat{x}$  kryptis) ir  $TE$  ( $\hat{y}$  kryptis) plokščios bangos, sklindančios statmenai į struktūros paviršių, atsakas. Siekiant surasti optimalią (jei tokia egzistuoja) struktūros konfigūraciją, skaičiavimai atlikti 1-3 THz spektro ruože, keičiant gardelės periodo  $\Lambda_x$ , metalo sluoksnio storio  $d_m$  ir gardelės užpildos faktorius  $f = w/\Lambda_x$  vertes. Atitinkamos poliarizatoriaus struktūros charakterizuotos naudojantis pralaidumo  $T$  ir at-

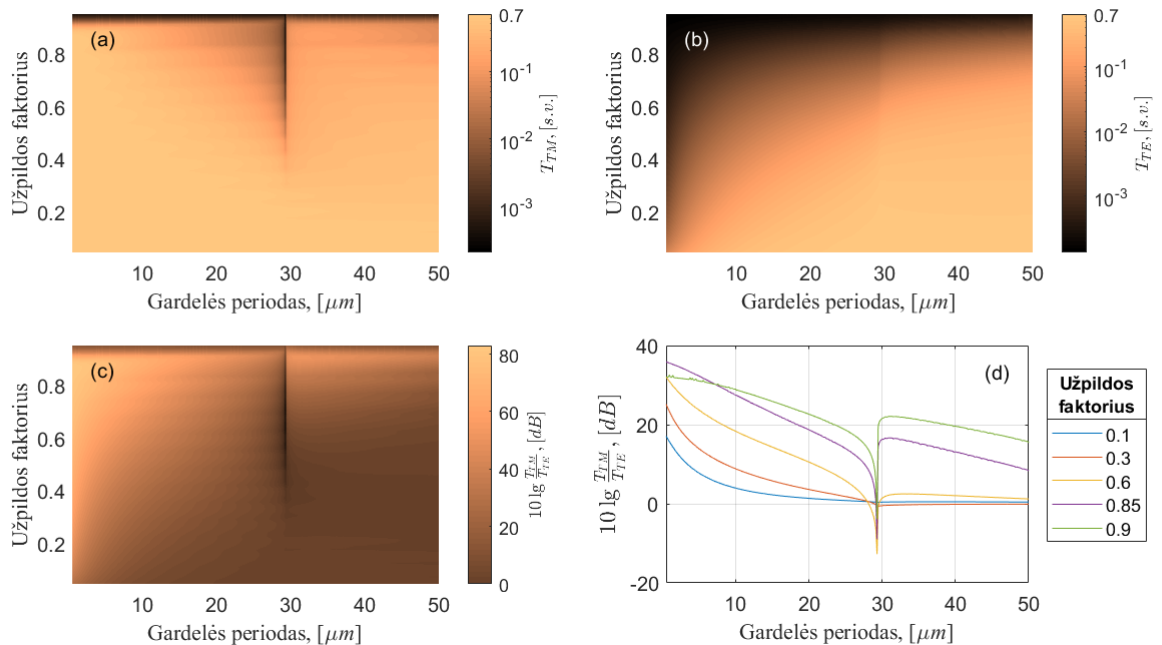
spindžio  $R$  koeficientais, bei ekstinkcijos kontrasto [21]  $PER$  verte (angl.- polarization extinction ratio), kuri šiame darbe apibrėžiama sąryšiu:

$$PER = -10 \log \frac{T_{TM}}{T_{TE}}, \quad (24)$$

čia  $T_{TM}$  ir  $T_{TE}$  - atitinkamai TM ir TE poliarizacijos plokščios bangos pralaidumo koeficientai, kurie apibrėžiami, kaip kritusios ir praėjusios spinduliuotės galių santykis.

Kaip minėta 1-ajame skyriuje, RCWA metodu gautų rezultatų tikslumas priklauso nuo pasirinkto Fourier skleidinio narių skaičiaus vertės, todėl prieš atliekant poliarizatoriaus struktūros skaičiavimus, atliktas modeliavimo rezultatų konvergavimo nuo pasirinkto skleidinio narių skaičiaus tyrimas ir pasirinktas narių skaičius, reikalingas tiriamai struktūrai charakterizuoti, norimų paklaidų ribose.

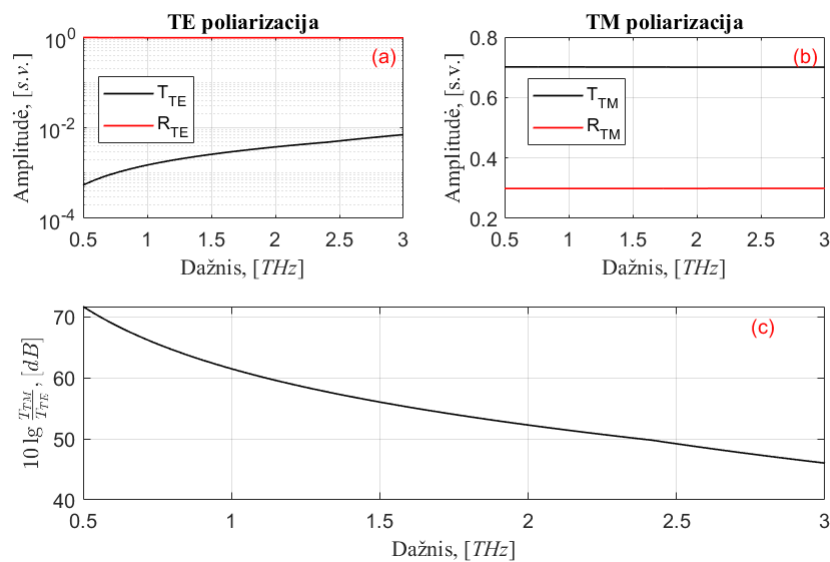
Tiriamasis poliarizatorius sudarytas iš periodinių Ag medžiagos linijų, padengtų ant 1 mm storio Si medžiagos padėklo. Siekiant kokybiškai įvertinti poliarizatoriaus pralaidumo ir  $PER$  parametro verčių priklausomybę nuo struktūros parametrų, atlikti skaičiavimai parametrų fazinėje erdvėje. Skaičiavimų rezultatai, kai Ag sluoksnio storis  $d_m$  lygus 20 nm, struktūros periodo vertės nuo 0,5 iki 50  $\mu\text{m}$ , užpildos faktoriaus vertė tarp 5 ir 95 %, o tiriamasis spinduliuotės dažnis lygus 3 THz pateikiami 8 pav.



8 pav. Struktūros atsakas plokščiai bangai, kurios dažnis 3 THz. Pralaidumo koeficiento priklausomybė nuo gardelės periodo ir užpildos faktoriaus vertės, atitinkamai TM ir TE poliarizacijos atvejais (a),(b), parametro  $PER$  priklausomybė nuo gardelės periodo ir užpildos faktoriaus vertės (c), parametro  $PER$  priklausomybės nuo gardelės periodo grafikas, skirtingoms užpildos faktoriaus vertėms (d).

Pateiktuose grafikuose matomas staigus pralaidumo ir atspindžio koeficientų verčių pokytis, kuris atitinka susidarančių difrakcinių maksimumų skaičiaus padidėjimą pralaidumo srityje. Dėl šios priežasties siekiant sukurti efektyvią struktūrą ir išvengti energijos nuostolių dėl papildomų

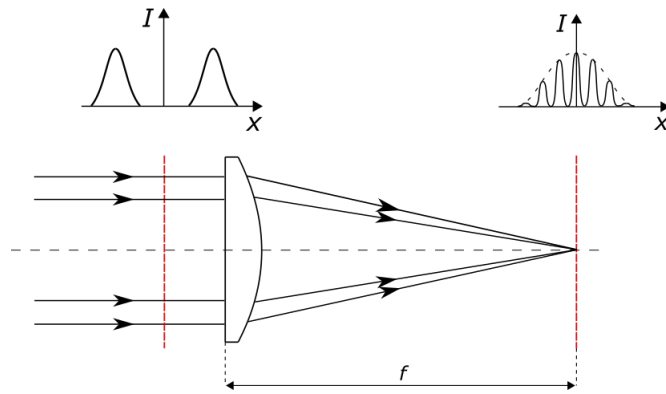
difrakcinių narių, poliarizatoriaus gardelės periodo vertė privalo būti bent kelis kartus mažesnė, nei tiriamasis bangos ilgis. Paveikslėlyje 8 matomas ekstinkcijos kontrasto parametro  $PER$  monotoniškas mažėjimas. Užpildos faktoriaus parametru atveju matomas optimalus taškas žemų gardelės periodo verčių srityje, kuris atitinka  $f \approx 85\%$ . Naudojantis skaitmeninės parametrų analizės duomenimis, matomas struktūros periodo reikalavimas,  $\Lambda_x < \Lambda_{krit}$ , kur  $\Lambda_{krit}$  - laikomas periodas, kuriam esant susidaro aukštesniųjų eilių difrakciniai nariai. Poliarizacinės struktūros pasirinkta suformuoti dvejais etapais. Pirmojo etapo metu, Si substratas buvo padengiamas tolydžiu Ag sluoksniu, naudojantis magnetroninio dulkinimo procesu, antrojo- pasitelkiant tiesiogine lazerine abliacija, buvo suformuota Ag sluoksniu gardelė. Atsižvelgus į fizinius, pasirinktų gamybos procesų ribojimus, pagamintos poliarizacinės struktūros buvo sudarytos iš  $20\text{ nm}$  storio,  $2\ \mu\text{m}$  periodiškumo gardelės, kurios užpildos faktoriaus vertė lygi  $50\%$ . Idealaus bandinio atsakas spinduliuotei  $0,5 - 3\text{ THz}$  diapazone, kai  $\Lambda_x = 2\ \mu\text{m}$ ,  $d_m = 20\text{ nm}$  ir užpildos faktorius-  $50\%$ , skaičiavimų rezultatai pateikti 9 pav.



9 pav. Poliarizatoriaus struktūros atsakas spinduliuotei  $0,5 - 3\text{ THz}$  diapazone, kai  $\Lambda_x = 2\ \mu\text{m}$ ,  $d_m = 20\text{ nm}$   $f = 50\%$ . Pralaidumo ir atspindžio koeficiento priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio, atitinkamai TE ir TM poliarizacijų atvejais (a) ir (b), parametro  $PER$  priklausomybė nuo spinduliuotės dažnio (c).

## 2.2 Skaitmeninis modeliavimas. Lazerinio pluošto sklidimas

Paprasčiausias tiesioginės lazerinės abliacijos realizavimas paremtas fokusuotu lazeriniu Gauso pluoštu, kurio sąsmaukos pozicija yra ant bandinio paviršiaus, keičiant pluošto sąsmaukos skersinę poziciją ant bandinio paviršiaus transliacinių staliukų pagalba, taip pašalinant metalo sluoksnį nuo Si padėklo pasirinkta trajektorija. Siekiant padidinti abliacijos proceso spartą, šiame darbe pateikiamas metodas, leidžiantis pluošto sąsmaukos plokštumoje turėti ne vieną, bet kelis intensyvumo maksimumus, atskirtus norimu periodiškumu. Principinė šio metodo veikimo diagrama pateikta 10 pav.



10 pav. Principinė, tiesioginės lazerinės abliacijos metodo, veikimo schema.

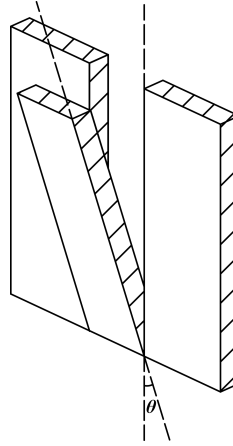
Periodinė lazerio spinduliuotės intensyvumo moduliacija, gaunama įvedant du lygiagrečius kolimuotus pluoštus į lęšį. Kraštutiniu atveju, į lęšį įvedant be galo mažų matmenų pluoštus, lęšio židinio plokštumoje turėtume erdviškai be galo platų elektrinio lauko amplitudės pasiskirstymą, moduluotą pagal harmoninę kosinuso funkciją, kurios moduliacijos periodas tiesiškai priklauso nuo naudojamos spinduliuotės bangos ilgio. Toks atvejis, fiziškai neįgyvendinamas, dėl begalinės energijos reikalavimo, dėl to realioje schemoje naudoti baigtinio diametro Gauso pluoštai, o lęšio fokuso plokštumoje sukuriama spinduliuotės intensyvumo moduliacija pasižymi Gausine gaubtine, kaip pademonstruota 10 pav. Formuojamo elektrinio lauko kosinuso formos profilio periodiškumas yra atvirkščiai proporcingas skersiniui atstumui tarp dviejų įvedamų pluoštų. Siekiant sukurti  $2 \mu\text{m}$  periodiškumo intensyvumo skirstinį, pasirinkto atstumo tarp dviejų lygiagrečių pluoštų vertė lygi  $15 \text{ mm}$ .

Remiantis prieš tai atliktais eksperimentais, pastebėta, jog Gauso formos gaubtinė limituoja sudaromų struktūrų atsikartojamumą ir gardelės formavimo proceso spartą. Tokio proceso metu, galima pasiekti tik kelių (2-5) kanalų Ag sluoksnyje abliaciją, išlaikant atsikartojamų linijų formavimą. Dėl šių priežasčių šio tyrimo metu nuspręsta naudoti geometrinės fazės elementą, leidžiantį suformuoti elektrinio lauko intensyvumo gaubtinės skirstinį lęšio židinio plokštumoje, pasižymintį lėtai kintančia amplitude ties intensyvumo maksimumu. Kadangi, tiriamuoju atveju stebimas dviejų atskirų, bet koherentiškų, pluoštų superpozicijos rezultatas, "plokščios" maksimalios amplitudės skirstinį galima gauti iš begalinio skaičiaus dviejų veidrodinės simetrijos intensyvumo profiliais pasižyminčių skirstinių, tačiau intensyvumo moduliacijos gylio išsaugojimas reikalauja, jog abu pluoštai pasižymėtų identišku elektrinio lauko intensyvumo skirstiniu. Atsižvelgus į tai, šią užduotį pasirinkta išspręsti pasitelkus įvairiose lazerinės spinduliuotės srityse naudojamu aukštesnės eilės Gauso (dar vadinamu super-Gauso) pluošto skirstinio formavimu, kurio intensyvumo skirstinio išraiška:

$$I(r) = I_m \exp \left[ -2 \left( \frac{r}{w_0} \right)^n \right], \quad (25)$$

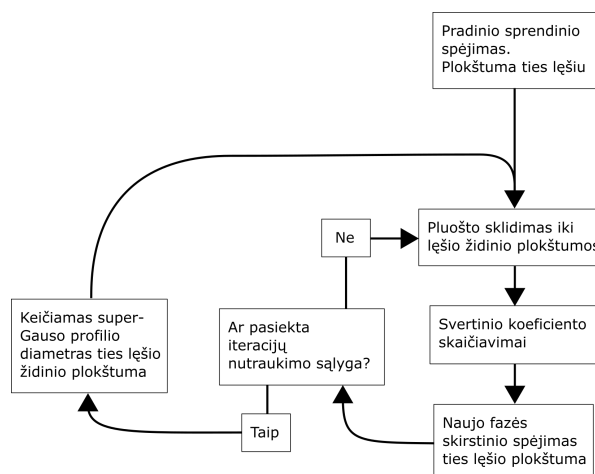
kur  $I_m$ - maksimali intensyvumo vertė,  $r$ - spindulys,  $w_0$ - pluošto radiusas ties  $1/e^2$  intensyvumo verte, o  $n > 2$ , nurodo super-Gauso skirstinio eilę. Optinio elemento, sudarančio reikiamo fazių poslinkio skirstinį teoriniam skaičiavimui buvo naudojamas Fresnel impulso atsako sklidimo me-

todas (angl.- Impulse Response Propogator). Dėl pasirinkto geometrinio fazinio elemento (GFE) veikimo principo ir jo gamybos proceso, šis elementas veikia, kaip binarinė fazinė kaukė. Fazinis elementas sudarytas iš atskirų stiklo plokštelių (11 pav.), kurių polinkio kampas gali būti keičiamas nepriklausomai viena nuo kitos. Lazerinis pluoštas sklisdamas pro tokio tipo struktūrą, įgyja skirtingą fazės vėlinimą, priklausomai nuo vienos iš skersinių koordinatčių.



11 pav. Principinė, geometrinio fazinio elemento veikimo schema.

Toks elementas, lyginant su tradiciniais faziniais elementais, pasižymi keletu trūkumų, kaip prasta skersine skyra ir galimybe sukurti fazinio paviršiaus skirstinį tik viena skersine ašimi, tačiau toks elementas yra sąlyginai lengvai įgyvendinamas, pvz. įprasto geometrinio fazinio elemento gamyba reikalauja išilginės komponento geometrijos kontrolės su tolerancijomis  $<0,1 \mu m$ . Siekiant suskaičiuoti pateiktu principu veikiančio elemento geometrijos matmenis ir reikalingus atskirų stiklo plokštelių atlenkimo kampus, atlikti iteraciniai fazinio vėlinimo skirstinio skaitmeniniai skaičiavimai Matlab programos aplinkoje, kurių veikimo principas blokinėje schemoje pateiktas 12 pav.



12 pav. Iteracinio fazės skirstinio skaitmeninio skaičiavimo blokinė schema.

Blokinėje diagramoje pateikiami iteracinio skaičiavimo žingsniai:



1. Pasirenkamas pradinis fazinio skirstinio spėjimas ties fokusuojančio lęšio plokštuma. Idealaus super-Gauso atveju, kai [26] išraiškoje  $n \rightarrow \infty$ , artėjama prie stačiakampio profilio skirstinio židinio plokštumoje. Pasinaudojus lęšio Furje sąryšiu, žinoma, kad ši skirstinį atitinka *sinc* funkcija, ties lęšio galinio židinio plokštuma [22]. Todėl iš turimo Gauso pluošto ir *sinc* funkcijos santykio, galima surasti artimą pradinį sprendinį:

$$\Delta\phi(x) = \text{Im} \left[ \ln \left( \frac{\text{sinc}(x/w_{sinc})}{\exp[-(x/w_0)^2]} \right) \right], \quad (26)$$

kur  $w_{sinc}$  ir  $w_0$ - atitinkamai *sinc* ir Gauso funkcijų profilio spinduliai.

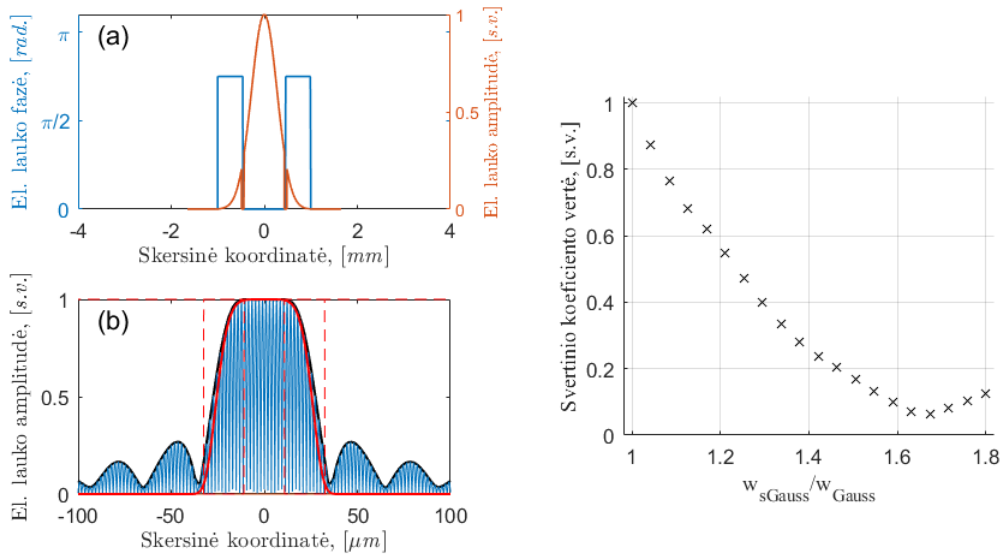
2. Naudojantis Fresnel impulso atsako sklidimo metodu, suskaičiuojamas kompleksinio elektrinio lauko skirstinys ties lęšio židinio plokštuma. Skaičiavimų metu buvo įskaičiuoti elektrinio lauko amplitudės nuostoliai dėl Fresnel atspindžių ir dėl elemento gamybos metu sudarytų tarpų dėl atskirų stiklo plokštelių (11 pav.) susidariusios nekoherentinės elektrinių laukų sudėties.
3. Suskaičiuojamos svartinio koeficiento vertės, atsižvelgus į gautojo ir norimo laukų amplitudžių verčių nutolinimą.
4. Naujo fazinio skirstinio spėjimas, atsižvelgus į praeitų iteracijų svartinių koeficientų kitimą. Jeigu gautosios svartinio koeficiento vertės pokytis yra mažesnis už pasirinktąjį, keičiamas norimo gauti židinio plokštumoje super-Gauso profilio diametras ir vykdomas iteracijų kartojimas.

Skaičiavimų rezultatai pateikti 13 pav.

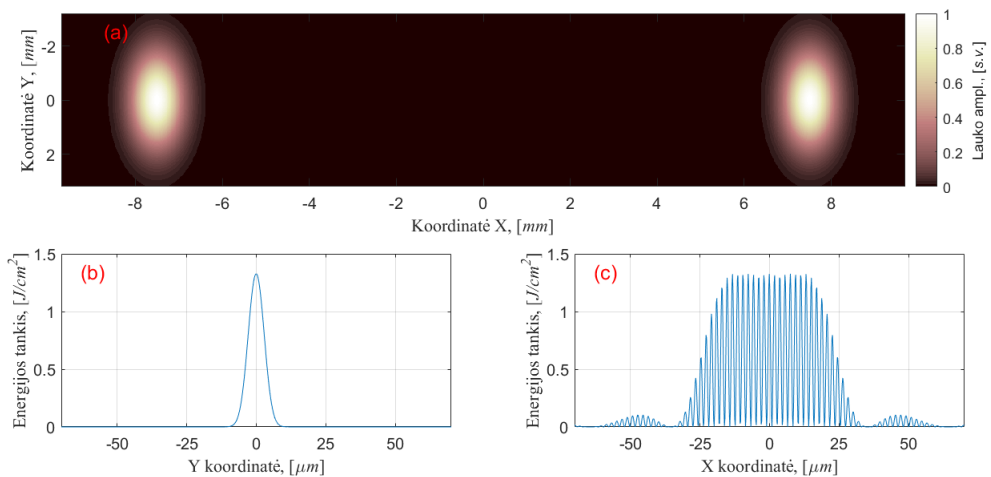
Paveikslėlyje 13 c) pavaizduota iteraciniu metodu suskaičiuotų svartinių koeficientų priklausomybė nuo pasirinkto super-Gauso ir Gauso profilių diametrų santykio lęšio židinio plokštumoje. Optimumo taškas rastas, kai  $w_{sGauss}/w_{Gauss} \approx 1,67$ . Paveikslėlio 13 a) ir b) dalyse elektrinio lauko amplitudės profiliai, atitinkantys optimumo tašką. Reikalingas fazinis profilis pasižymi paprasta forma, susidedančia iš dviejų stačiakampio formos sričių, kurių amplitudžių vertės lygios  $0,77\pi$ , o plotis lygus  $540 \mu\text{m}$ . Šios sritys atskirtos  $919 \mu\text{m}$  atstumu viena nuo kitos. Išsamesnė pluošto, pasižymintį gautuoju faziniu skirstiniu, analizės rezultatai pateikti 14, 15 paveikslėliuose.

Paveikslėlyje 14 a) pateiktas elektrinio lauko skirstinys prieš fokusuojantį lęšį. Įvedamas pluoštas yra eliptiškos formos. Pluošto diametras  $y$  ašimi lygus  $3,1 \text{ mm}$ ,  $x$  ašies atžvilgiu-  $1,1 \text{ mm}$ . Pluošto eliptiškumas pasirinktas, siekiant lęšio židinio plokštumoje suformuoti lazerinio pluošto intensyvumo skirstinį, pasižymintį santykinai trumpu diametru  $y$  koordinatės atžvilgiu (14, b) ) ir plačiu  $x$  koordinatėje (14, c) ). Toks pasirinkimas leidžia pasiekti reikiamą energijos tankio vertę lazerinės medžiagos abliacijos procesui ir vieno impulso metu suformuoti didesnę skaičių metalinės gardelės kanalų. Pluošto intensyvumo pasiskirstymas  $xz$  plokštumoje pateiktas 15 pav.

Paveikslėlio b) ir c) dalyse pateikiami intensyvumo profiliai išilgai fokusuojančio lęšio optinei ašiai atvejais, kuomet naudojamas suskaičiuotasis fazės skirstinys b) ir atvejis, kuomet yra fokusuojami du Gauso funkcijos profilio lygiagrečiai sklindantys pluoštai. Pavaizduotuose grafikuose,



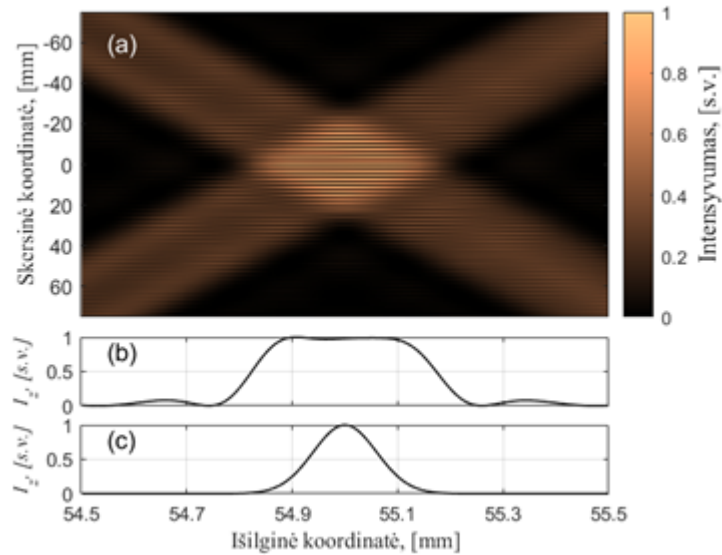
13 pav. Iteracinio fazės skirstinio skaitmeninio skaičiavimo rezultatai. Elektrinio lauko amplitudės ir fazės skirstinys ties fokusuojančiu lęšiu ir lęšio židinio plokštumose (a) ir (b), svartinio skaičiavimų koeficiento priklausomybė nuo pasirinkto super Gauso ir Gauso skirstinių diametrų santykio.



14 pav. Skaitmeninio lazerinės spinduliuotės sklaidimo skaičiavimo rezultatai. Elektrinio lauko amplitudės pasiskirstymas ties fokusuojančiuoju lęšiu (a), intensyvumo skirstinio profiliai lęšio židinio plokštumoje, atitinkamai y ir x koordinatės atžvilgiu (b),(c).

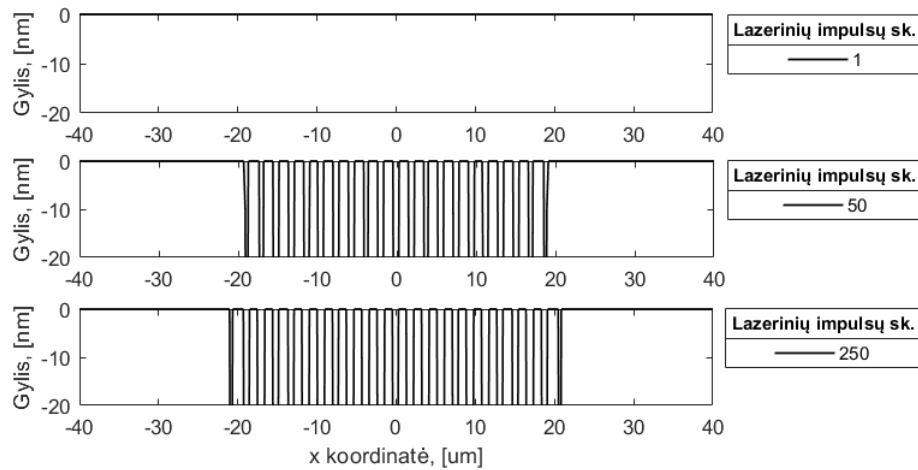
matoma, kad modifikuota faze pasižymintis pluoštas pasižymi ilga mažai kintančios maksimalios amplitudės zona ( $FWHM=340\ \mu m$ ), lyginant su atveju pavaizduotu c) pav ( $FWHM=140\ \mu m$ ). Dėl šios priežasties tokia optinė sistema gali būti panaudota ir tūrinės medžiagos modifikacijos srityse, kaip šviesolaidžių Bragg gardelių formavimui [23].

Siekiant įsivertinti turimos lazerinės sistemos galimybes, buvo suskaičiuotas abliacijos proceso metu pašalinamos medžiagos kiekis, esant dideliame atskirų impulsų persiklojimui ant bandinio paviršiaus, naudojantis dviejų temperatūrų modeliu paremtais skaičiavimais, pateiktais 1.5 skyriuje. Skaičiavimų metu, antrosios harmonikos lazerinės spinduliuotės parametrai pasirinkti atsižvelgiant į naudojamos sistemos charakteristikas pateiktas gamintojo (Light Conversion, Ltd.).



15 pav. Skaitmeninio lazerinės spinduliuotės sklidimo skaičiavimo rezultatai. Elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas  $xz$  plokštumos atžvilgiu, intensyvumo skirstinio profiliai išilginės koordinatės atžvilgiu, fazinio elemento naudojimo ir nenaudojimo atvejais (b),(c).

Vidutinė lazerio galia pasirinkta  $P = 1W$ , impulsų pasikartojimo dažnis  $f_{laz} = 200 kHz$ , impulso trukmė  $\tau_p = 180 fs$ . Lazerinės abliacijos proceso metu pašalinamos medžiagos sluoksnio storio profiliai įvertinti pasinaudojus (14) ir (16) lygtimis, esant skirtingoms atskirų impulsų persiklojimo skaičiaus vertėms pateikiamos 16 paveikslėlyje.

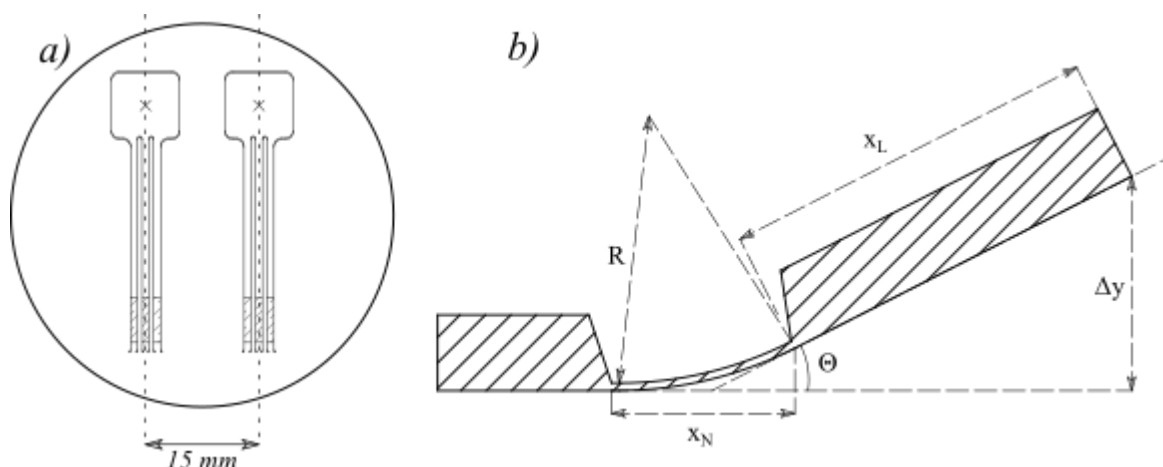


16 pav. Teoriškai įvertinti pašalintos medžiagos profiliai, esant skirtingam lazerinių impulsų persiklojimo skaičiui.

Remiantis skaičiavimų rezultatais matomas lazerinio pluošto indukuotas akumuliacinis reiškinys, didėjant persiklojančių impulsų skaičiui, išryškėja daugiau pašalintos medžiagos linijų, atkartojančių krentančio lazerinio pluošto intensyvumo skirstinį.

## 2.3 Geometrinio fazės elemento dizainas ir veikimo principas

Geometrinis fazinis elementas buvo gaminamas iš  $200 \mu\text{m}$  storio AF32 stiklo ruošinio, kurio lūžio rodiklio vertė lygi  $n_g = 1,51$ . Pasirinkta struktūra suformuota lazerinės abliacijos procesu. Pagaminto elemento diagrama pateikta 17 pav. a). Elementas sudarytas iš laisvai prasilenkiančių segmentų, kurių pločiai parinkti pagal suskaičiuotą fazės skirstinį (pateiktas 13 paveikslėlyje). Kas antras segmentas yra surištas kartu ir veikiant jėgai stiklo paviršiaus normalės kryptimi taške, pažymėtame kryžiumi, dalis segmentų gali būti pakreipti norimu kampu. Reguluojant surištų tarpusavyje segmentų pokrypio kampą, galima kontroliuoti reliatyvų fazės poslinkį pluošto dalyje, sklindančiai pro šiuos segmentus.



17 pav. Geometrinio fazinio elemento diagrama (a), fazinio elemento skerspjūvio principinė schema (b).

Vieno iš aptarto stiklo segmento skerspjūvio diagrama pateikta 17 pav. b). Šio elemento veikimas reikalauja, jog pluošto kertama stiklo dalis nebūtų deformuota, bet išlaikytų tiesų profilį, vykstant mechaniniam segmento lenkimui. Siekiant išpildyti šią sąlygą, lenkiami segmentai turėjo suformuotą itin ploną,  $60 \mu\text{m}$ , stiklo sritį, pažymėtą įstrižomis linijomis 17 pav. a) dalyje. Segmentų lenkimas įgyvendintas naudojantis M2.5,  $0,2 \text{ mm}$  sriegio žingsnio varžtais (Thorlabs, F2D5ES20). Reikalingą stiklo segmentų polinkio kampo išraišką galima išsivesti iš 18 lygties:

$$\Theta = \arcsin \left[ \frac{n_g}{n_o} \sqrt{1 - \left( \frac{h}{\frac{\Delta\phi}{k(n_g - n_o)} + h} \right)^2} \right], \quad (27)$$

kur  $n_g$  ir  $n_o$  - stiklo ir aplinkos lūžio rodikliai,  $h$  - stiklo storis,  $k$  - bangos skaičius,  $\Delta\phi$  - fazės vėlinimas.

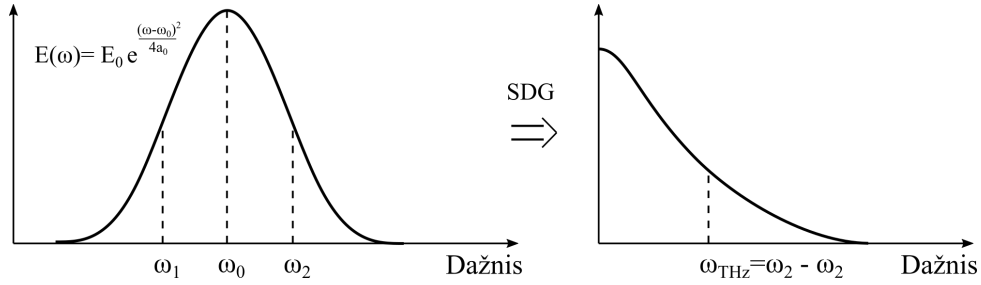
Naudojantis (27) išraiška, gautoji pokrypio kampo vertė, reikalinga sudaryti  $0,77\pi$  fazės poslinkį  $0,515 \mu\text{m}$  bangos ilgio bangai, yra lygi  $5,4^\circ$ . Vienas iš tokio elemento veikimą limituojančių faktorių - minimalus stiklo lenkimo radiusas. Naudojantis pav. b) pavaizduota diagrama, galima išreikšti sąryšį tarp geometrinio linkimo radiuso  $R$  ploniausioje elemento dalyje, kurios ilgis lygus  $x_N$  ir polinkio kampo  $\Theta$ :

$$R = x_N / \Theta. \quad (28)$$

Reikalingas struktūros elemento lenkimo radiusas yra lygus  $78 \text{ mm}$ . Remiantis šaltiniais [24], [25] artimo storio aliuminio oksido-borosilikato stiklas pasižymi mažesniu minimaliu lenkimo radiusu, nei šio tyrimo metu reikalauja fazinio elemento veikimas.

## 2.4 Terahercų generacija ZnTe terpėje

Kaip minėta 1.7 skyriuje, pagrindinis THz generacijos mechanizmas- optinis lyginimas, kuris lemia statinio elektrinio lauko susidarymą netiesinėje terpėje. Tačiau nagrinėjant THz spinduliuotės generaciją medžiagose, pasižyminčiose antros eilės netiesiškumu, reikalingas skirtuminio dažnio generacijos (SDG) nagrinėjimas, atsižvelgiant į naudojamų ultratrumpųjų ( $\tau < 200 \text{ fs}$ ) impulsų spektro plotį. Žadinančiojo impulso spektro komponentų skirtumas gali lemti naujų THz srities dažnių sudarymą [26], kaip pavaizduota pav.



18 pav. Optinio lyginimo efekto ultratrumpųjų impulsų atveju principas.

Šiuo atveju aukščiausių THz dažnio komponentų generaciją riboja impulso spektro plotis  $\sqrt{a_0}$ , o Gauso formos spektro gaubtinė lemia didžiausios energijos pasiskirstymą ties žemiausiomis THz dažnio komponentėmis. Šių tyrimų metu, THz generacija vykdyta  $\sqrt[3]{3m}$  kubinės simetrijos netiesiniame ZnTe kristale. Siekiant surasti optimalias THz generacijos sąlygas, reikalingas antrosios eilės medžiagos poliarizuotumo išraiškos SDG atvejo nagrinėjimas:

$$P_i^{(2)}(\omega_2 - \omega_1) = \sum_{j,k} \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_2 - \omega_1, \omega_2, -\omega_1) E_j(\omega_1) E_k^*(\omega_2). \quad (29)$$

Siekiant supaprastinti (29) išraišką galima atlikti keletą pakeitimų. Pirma, dažnių komponentes  $\omega_1$  ir  $\omega_2$  galime pakeisti į  $\omega$  ir  $\omega + \omega_{THz}$  atitinkamai. Taip pat tarę, jog tiriamo atveji dažnių srityje toli nuo rezonansinio dažnio (nėra sugerties) ir nepasireiškia netiesinio jautrio priklausomybė nuo dažnio galime įsivesti tenzorių:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (30)$$

Nagrinėjamu atveju, tenzorius  $d_{ijk}$  yra simetrinis paskutiniųjų dviejų indeksų atžvilgiu, todėl galime naudoti indeksų priskyrimą:

$$\begin{array}{cccccc}
jk & 11 & 22 & 33 & 23,32 & 31,13 & 12,21 \\
& 1 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6
\end{array} \quad (31)$$

Naudojamo kristalo gardelės simetrija lemia, jog tenzorius  $d_{il} = d_{ijk}$  pasižymi tik trimis ne nuliniiais elementais, iš kurių tik vienas yra nepriklausomas. Tokiu atveju poliarizuotumo išraišką galime užrašyti, kaip:

$$P_i^{(2)}(\omega_{THz}) = 2\epsilon_0 d_{14} \begin{bmatrix} 2E_j(\omega + \omega_{THz})E_k(-\omega) \\ 2E_i(\omega + \omega_{THz})E_k(-\omega) \\ 2E_i(\omega + \omega_{THz})E_j(-\omega) \end{bmatrix}. \quad (32)$$

Šiuo atveju, medžiagos poliarizuotumo vektorius pateikiamas kristalografinių ašių atžvilgiu. Tyrimo metu statmenai į (110) orientacijos ZnTe kristalą sklindančios spinduliuotės poliarizacija lygiagreti  $x$  ašiai:

$$\vec{E}(\omega) = E_0(\omega) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (33)$$

Norint susieti žadinančiojo impulso elektrinio lauko ir medžiagos poliarizuotumo išraiškas, reikalingos kelios nuoseklios koordinačių rotacijos transformacijos. Galutinė rotacijos transformacijos matricos forma lygi:

$$M_{rot} = \begin{bmatrix} \sin\theta/\sqrt{2} & \sin\theta/\sqrt{2} & -\cos\theta \\ -\cos\theta/\sqrt{2} & -\cos\theta/\sqrt{2} & -\sin\theta \\ -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix}, \quad (34)$$

čia kampas  $\theta$  atitinka kristalo posūkio kampą aplink  $z$  (zonduojančio impulso sklidimo kryptis) ašį. Žadinančiojo impulso elektrinio lauko išraiška kristalo ašių atžvilgiu:

$$\vec{E}_{ijk}(\omega) = M_{rot}\vec{E}(\omega) = E_0(\omega) \begin{bmatrix} -\sin(\theta)/\sqrt{2} \\ \sin(\theta)/\sqrt{2} \\ \cos(\theta) \end{bmatrix}. \quad (35)$$

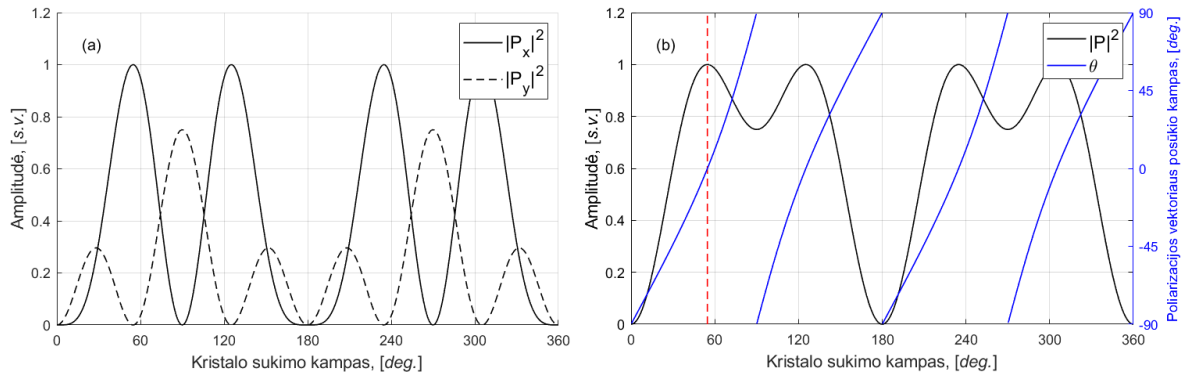
Istačius elektrinio lauko išraišką į (32) lygybę, galime surasti medžiagos poliarizuotumą laboratorijos koordinačių  $(x, y, z)$  atžvilgiu, pritaikę atvirkštinę koordinačių rotacijos transformaciją:

$$\vec{P}_{xyz}^{(2)}(\omega_{THz}) = 2\epsilon_0 d_{14} E_0(\omega_{THz} + \omega) E_0(-\omega) \begin{bmatrix} -3\cos\theta\sin^2\theta \\ 2\cos^2\theta\sin\theta - \sin^3\theta \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (36)$$

Pasinaudoję tiesiniu sąryšiu  $|\vec{E}(\omega_{THz})| \propto |\vec{P}^{(2)}(\omega_{THz})|$ , galime įrodyti, jog generuojamo THz laukas pasižymi kristalo orientacijos priklausomybe:

$$\left| \vec{E}(\omega_{THz}) \right|^2 \propto \left( P_x^{(2)} \right)^2 + \left( P_y^{(2)} \right)^2 = 4\epsilon_0 d_{14} E_0^2 (\omega_{THz} + \omega) E_0^2 (-\omega) \left( 4 \sin^2 \theta - 3 \sin^4 \theta \right). \quad (37)$$

Gautosios poliarizuotumo  $x$  ir  $y$  komponentėjų priklausomybės nuo (110) ZnTe kristalo posūkio kampo pateikiamos 19 pav. Antrosios eilės poliarizuotumo modulio maksimumas atitinka posūkio kampą  $\theta \approx 54,7$  laipsnius.



19 pav. Antrosios eilės medžiagos poliarizuotumo krypties ir amplitudės priklausomybė nuo ZnTe kristalo sukimo kampo (001) ašies atžvilgiu b), poliarizuotumo  $x$  ir  $y$  komponentėjų amplitudžių priklausomybės atvejis pateikiamas a).

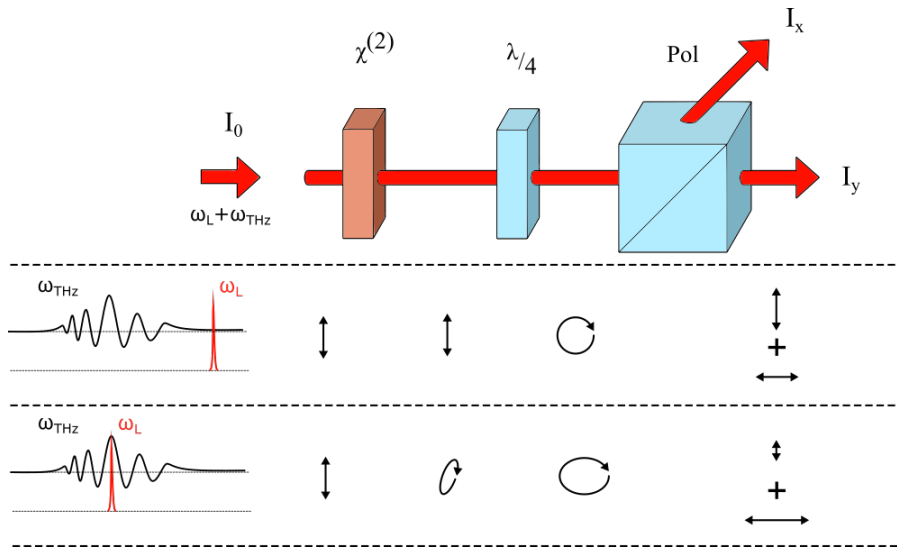
Dėl ZnTe izotropiškumo lūžio rodiklio atžvilgiu, naudojantis poliarizuotumo komponentėmis  $P_x$  ir  $P_y$  galima surasti generuojamos THz spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus kryptį:

$$\alpha = \arctan \left( \frac{2 \cos \theta^2 \sin \theta - \sin \theta^3}{-3 \cos \theta \sin \theta^2} \right), \quad (38)$$

čia  $\alpha$ - kampas tarp THz spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus ir  $x$  ašies. Naudojantis šia išraiška, matome jog efektyviausiu THz generacijos atveju, žadinančiosios ir THz spinduliuočių poliarizacijos vektoriai yra lygiagretūs.

## 2.5 Elektrooptinė detekcija

Elektrooptinės detekcijos metodo principas remiasi Pokelso arba tiesiniu elektrooptiniu efektu siekiant charakterizuoti sklindančią THz spinduliuotę. Matavimai atliekami laiko erdvėje, todėl matavimų metu gali būti gaunama informacija ne tik apie THz elektrinio lauko amplitudės, bet ir fazės pasiskirstymą. Elektrooptinės detekcijos principas vaizduojamas 20 pav. Zonduojantis ir THz spinduliuotės pluoštai yra nukreipiami į medžiagos, pasižyminčios nenuliniu antrosios eilės netiesiniu jautriu  $\chi^{(2)}$ , tūrį.



20 pav. Elektrooptinės detekcijos veikimo principas.

Kai zondojuantis ir THz impulsai nėra laikiškai sutapatinami netiesiniame kristale (20 pav. a)), tiesiškai poliarizuota zondojuančioji spinduliuotė sklinda kristalu, nepatirdama poliarizacijos pasukimo. Toliau, zondojuantysis impulsas sklinda pro  $\lambda/4$  fazinę plokštelę ir poliarizacinę prizmę. Ketvirčio bangos fazinės plokštelės optinės ašies orientacija parenkama taip, jog detektoriai, matuojantys atskirtas ortogonalijų poliarizacijų spinduliuotes, fiksuotų identišką signalą, t.y. suformuojamas atvejis, kai  $I_x = I_y$ . Zondojuančio ir THz impulso laikinio ir erdvinio perklojimo atveju (20 pav. b)), zondojuantis impulsas patiria poliarizacijos rotaciją netiesiniame kristale, dėl THz spinduliuotės indukuoto medžiagos dvejetainiškumo. Poliarizacijos krypties pokytis lemia ortogonalijų komponentių  $I_x, I_y$  išderinimą, kurių amplitudžių skirtumas gali būti išmatuotas kalibruotų detektorių pora. Detali THz spinduliuotės indukuojamo dvejetainiškumo ir matuojamo signalo priklausomybės nuo THz elektrinio lauko amplitudės, kai detekcijos schemoje naudojamas ZnTe kristalas, gali būti nagrinėjamos naudojantis netiesinio kristalo lūžio rodiklio elipsoido išraišką:

$$\frac{x'^2}{n^2} + \frac{y'^2}{n^2} + \frac{z'^2}{n^2} + 2E_{THz,x'}r_{41}y'z' + 2E_{THz,y'}r_{41}x'z' + 2E_{THz,z'}r_{41}x'y' = 1, \quad (39)$$

čia  $x', y', z'$ - kristalografinių koordinačių ašys (100), (010) ir (001),  $r_{41}$ - elektrooptinis koeficientas,  $E_{THz}$ , - THz elektrinis laukas. Bendru atveju elektrooptinis koeficientas- tenzorinis dydis, tačiau dėl jau minėtos ZnTe kristalo  $\bar{4}3m$  erdvinės simetrijos grupės, egzistuoja tik vienas nepriklausomas narys. Kaip ir aptartu THz generacijos atveju, atlikus koordinačių rotacijos transformacijas, galime gauti lūžio rodiklio elipsoido išraišką naujų koordinačių atžvilgiu:



$$\frac{x''^2}{n_0^2 \left(1 + n_0^2 r_{41} |\vec{E}_{THz}| \cos \alpha\right)^{-1}} + \frac{y''^2}{n_0^2 \left(1 - n_0^2 r_{41} |\vec{E}_{THz}| (\cos \alpha (\sin \theta)^2 + \cos (\alpha + 2\theta))\right)^{-1}} + \frac{z''^2}{n_0^2 \left(1 - n_0^2 r_{41} |\vec{E}_{THz}| (\cos \alpha (\cos \theta)^2 - \cos (\alpha + 2\theta))\right)^{-1}} = 1, \quad (40)$$

čia  $x''$ ,  $y''$ ,  $z''$  - pasuktos koordinatės, šiuo atveju  $x'' \parallel z$ , o  $y''$  ir  $z''$  (110) kristalo plokštumoje,  $\theta$ - kristalo posūkio kampas aplink  $z$  ašį,  $\alpha$ - kampas tarp THz spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus ir  $x$  ašies. Storio  $d$  kristalu sklindančios zondojuančio impulso spinduliuotės statmenų poliarizacijų komponentės patiria santykinę fazinį vėlinimą [27]:

$$\Delta\phi = \frac{\omega d}{c} (n_y'' - n_z'') = \frac{\omega d}{c} \frac{n_0^3 r_{41} |\vec{E}|}{2} \left( \cos(\alpha) (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + 2 \cos(\alpha + 2\theta) \right). \quad (41)$$

Esant THz ir zondojuančio impulso laikiniam persiklojimui ZnTe kristale, zondojuančio impulso poliarizacija tampa eliptiška, o detektuojamas ortogonalinių poliarizacijų zondojuančio impulso intensyvų skirtumas po poliarizuojančios prizmės (20 pav.), gali būti išreiškiamas:

$$\Delta I(t, \omega, \alpha, \beta) = I_x(t, \omega, \alpha, \beta) - I_y(t, \omega, \alpha, \beta) = I_0(t, \omega) \sin(2(\beta - \theta)) \sin(\Delta\phi), \quad (42)$$

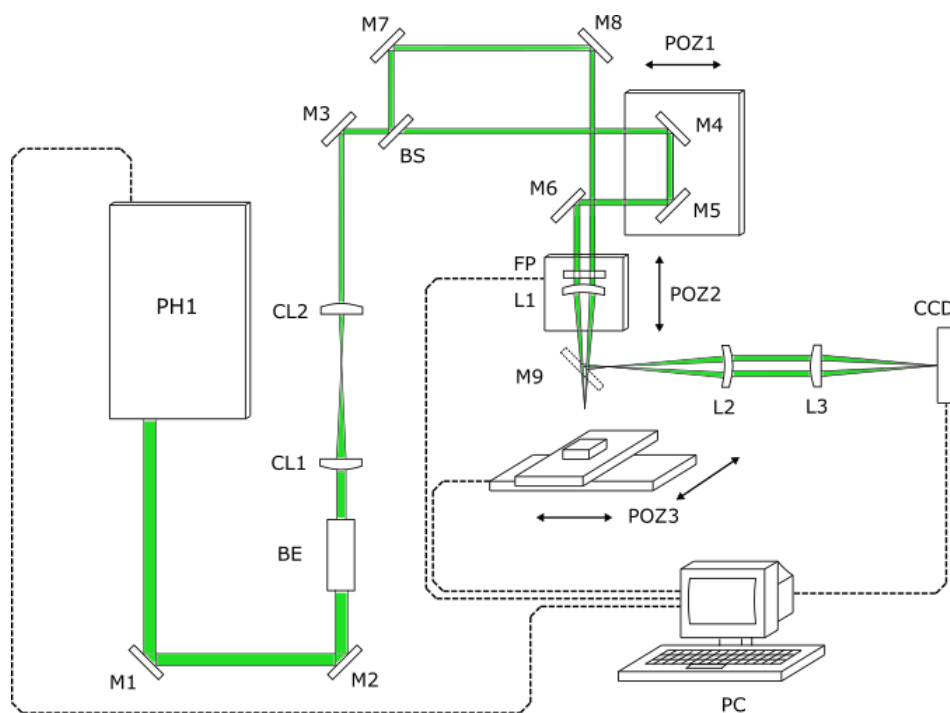
kur  $\beta$ - kampas, kurį sudaro zondojuančio impulso poliarizacijos vektorius ir  $x$  ašis. Atsižvelgiant, jog (40) lygtyje  $r_{41} |\vec{E}| \ll 1$ , galime taikyti mažų kampų aproksimaciją  $\sin(\Delta\phi) \approx \Delta\phi$  [28]. Galutinė matuojamo diferencinio signalo išraiška:

$$\Delta I(t, \omega, \alpha, \phi) = I_0 \frac{\omega d}{c} \frac{n_0^3(\omega) r_{41} |\vec{E}_{THz}(t)|}{2} (\cos \alpha \sin(2\beta) + 2 \sin \alpha \cos(2\beta)). \quad (43)$$

Išraiškoje 43 egzistuoja detektuojamo signalo priklausomybė nuo THz ir zondojuančio impulsų poliarizacijos krypties kampo su  $x$  ašimi, kai kristalo (001) ašis lygiagreti  $x$  ašiai. Didžiausią fiksuojamą signalą atitinka atvejis, kai abiejų impulsų poliarizacijos vektoriai yra lygiagretūs ir su  $x$  ašimi sudaro kampą  $\alpha = \beta = -\pi/2 + n\pi$ , kai  $n$ - sveikas skaičius.

## 2.6 Eksperimento schema ir įranga

Metalinės Ag gardelės formavimo, naudojant tiesioginės lazerinės abliacijos procesą, metu naudota eksperimentinė schema ir įranga pateikiama 21 paveikslėlyje. Eksperimento metu naudota PHAROS (Light Conversion, Ltd.) lazerinė sistema (21 pav., PH1) generuojanti spinduliuotę su  $1,03 \mu\text{m}$  centriniu bangos ilgiu. Lazerinių impulsų trukmė  $180 \text{ fs} - 10 \text{ ps}$ , pasikartojimo dažnio vertė, reguliuojama vidiniu impulsų dalikliu, gali įgyti vertes tarp 4 ir 200 kHz. Siekiant sukurti reikiamo periodo intensyvumo moduliaciją, ties bandinio paviršiumi, papildomai naudotas antrosios harmonikos automatinis modulis, konvertuojantis dalį pirmosios harmonikos lazerinės spinduliuotės į  $0,515 \mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotę. Lazerinės sistemos schemoje pavaizduoti M1- M9 - kreipiamieji dielektriniai optiniai veidrodžiai, BE - pluošto matmenis mažinantis lęšių sistemos teleskopas, CL1, CL2 - cilindriniai lęšiai, židinio nuotolio vertės atitinkamai lygios  $50 \text{ mm}$  ir  $150 \text{ mm}$ , BS - nepolarizuojantis 50/50 pluošto daliklis, kurio sukurta fazės moduliacija, praėjusiam pro elementą, pluoštui dėl dispersijos yra neįskaitoma dėl per mažos įtakos, L1 ir L2 - teigiami lęšiai, židinio nuotolis  $55 \text{ mm}$ , L3 - sferinis veidrodis, židinio nuotolis  $500 \text{ mm}$ , POZ1 - mechaninis transliacinis staliukas, POZ2 ir POZ3 automatizuotos žingsniniais varikliais nepriklausomos transliaciniai staliukai (MT167-100, 8MTF-75LS05, Standa).

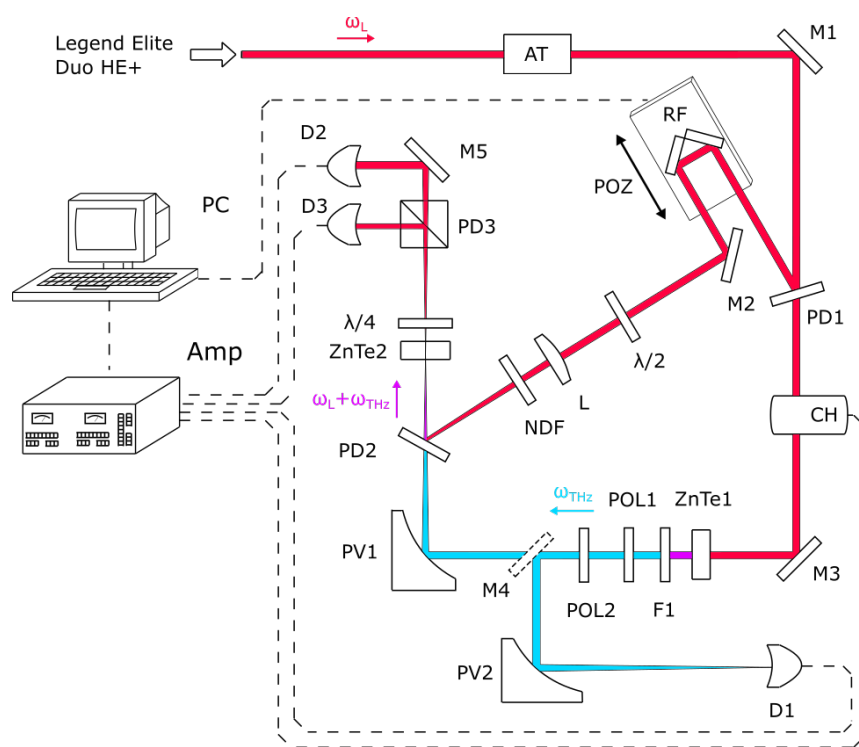


21 pav. Lazerinės abliacijos proceso metu naudotos įrangos schema.

Lazerinis pluoštas išeinantis iš PHAROS automatizuoto antrosios harmonikos modulio veidrodžiais M1 ir M2 nukreipiamas į lęšinių teleskopą, kurio pagalba pluošto skersiniai matmenys sumažinami 1,2 karto. Cilindriniais lęšiais CL1 ir CL2, išdėstytais per jų židinio nuotolių sumą, pluošto matmenys viena ašimi papildomai sumažinami 2 kartus. Pluošto daliklis BS padalina eliptinį lazerinį pluoštą į du vienodos vidutinės galios pluoštus, kurių vienas veidrodžiais M7 ir M8 nukreipiamas į lęšį L1. Antrasis pluoštas praėjęs BS patenka ant vėlinimo linijos, kurios pagalba abu pluoštai sutapatinami laike ties fokusuojančiuoju lęšiu L1. Nuimamo veidrodžio M9

pagalba lazerinis pluoštas gali būti perkeliamas ant CCD kameros matricos, naudojantis L2 ir L3 lęšių 4F sistema, siekiant užfiksuoti susidariusį intensyvumo skirstinį lęšio L1 židinio plokštumoje, kas atitinkamai leidžia surasti transliacinio staliuko POZ1 poziciją, kuomet stebima abiejų pluoštų interferencija sąsmaukoje. Patraukus veidrodį M9, surasta POZ2 padėtis, atitinkanti lęšio L1 židinio poziciją ant bandinio paviršiaus. Bandinio pozicija erdvėje keičiama naudojantis ortogonaliai orientuotų transliacinių staliukų sistema POZ3. Transliaciniai staliukai POZ2 ir POZ3 ir lazerinės sistemos PHAROS impulsų atrinkiklis (angl.- pulse picker) buvo valdyti naudojantis programine įranga LabView.

Pagamintos poliarizacinės struktūros charakterizavimas atliktas naudojantis laikinės skyros THz spektroskopijos schema, kurios principinė schema pateikiama 22 pav. Matavimų metu naudota Ti:Safyro lazerinė sistema (Legend Elite Duo HE+, Coherent Inc.), kurios generuojamų ultratrumpųjų impulsų centrinio bangos ilgio vertė lygi  $795\text{ nm}$ . Impulsų trukmė lygi  $43\text{ fs}$ , impulsų pasikartojimo dažnio vertė lygi  $1\text{ kHz}$ , o maksimali impulso energija gali siekti iki  $8\text{ mJ}$ .



22 pav. Terahercų laikinės skyros spektroskopijos metodo metu naudotos įrangos principinė schema.

Lazerinio pluošto (22 pav.,  $\omega_L$ ) galia buvo kontroliuojama naudojantis atenuatoriumi AT, sudarytų iš pusbanginės  $\lambda/2$  fazinės plokštelės ir poliarizatoriaus poros. Toliau sklindantis pluoštas yra padalijamas į du, pluošto dalikliu, pažymėtu PD1. Didžioji dalis energijos veidrodžiu M3 buvo nukreipta į netiesinį (110) orientacijos ZnTe kristalą, THz spinduliuotės generacijai. Terahercų spinduliuotės generacijos efektyvumo tyrimuose THz spinduliuotė veidrodžiu M4 buvo nukreipiama link parabolinio veidrodžio PV2 ir sufokusuojama į piroelektrinį detektorių D1. Žadinančiai spinduliuotei nufiltruoti buvo naudojama  $0,3\text{ mm}$  storio Si plokštelė F1, o ortogonalinių poliarizacijų THz komponentėms atskirti, buvo naudojamas poliarizatorius POL1. Laikinės skyros THz spektroskopijos matavimų metu, veidrodis M4 buvo pašalinamas ir generuojama THz

spinduliuotė paraboliniu veidrodžiu *PV1* buvo sufokusuojama antrajame (110) ZnTe kristale. Zonduojančioji spinduliuotė atsispindėjusi nuo pluošto daliklio *PD1* buvo nukreipta į vėlinimo liniją, sudarytą iš metalizuotų veidrodžių poros *RF* ir motorizuoto transliacinio staliuko. Šioje schemoje naudotos vėlinimo linijos paskirtis- THz ( $\omega_{THz}$ ) ir zonduojančio ( $\omega_L$ ) impulsų laikinio perklojimo kontrolė ZnTe kristalo tūryje. Zonduojantis pluoštas veidrodžiu *M2* buvo nukreipiamas link nitroceliuliozės plėvelės pluošto daliklio *PD2* optiniame kelyje praeinant puses bangos ilgio fazinę plokštelę  $\lambda/2$ , fokusuojantįjį lęšį *L*, ir neutralaus tankio filtrą *NDF*. Pluošto daliklio ir lęšio pagalba užtikrinamas zonduojančios ir THz spinduliuočių erdvinis persiklojimas netiesiniame kristale. Elektrooptinės detekcijos (2.5 skyrius) schemos dalį sudarė netiesinis kristalas *ZnTe2*, ketvirčio bangos fazinė plokštelė  $\lambda/4$ , poliarizacinė prizmė *PD3* ir diferencinių fotodiodų pora *D2* ir *D3*. Fotodiodų kalibracija atlikta, pasirinkus atitinkamą  $\lambda/4$  optinės ašies orientaciją, kuri THz spinduliuotės nebuvimo atveju, lemia dviejų lygiaverčių zonduojančios spinduliuotės komponentių  $I_x$  ir  $I_y$  sudarymą (plačiau pateikiama 2.5 skyriuje). Siekiant sumažinti triukšmų įtaką registruojamam signalui tyrimų metu buvo naudotas sinchroninis stiprintuvas *Amp* kartu su optinio signalo modulatoriumi *CH*.

## 3 Rezultatai

### 3.1 Metalinės gardelės formavimas

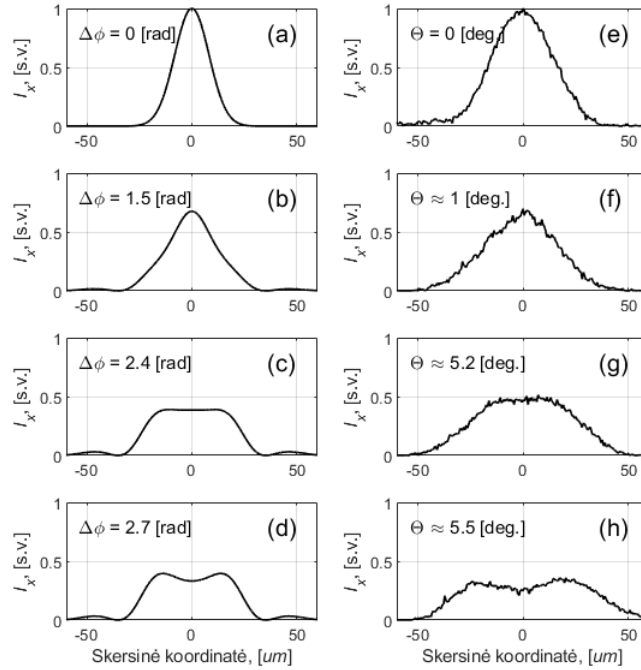
Poliarizacinės struktūros gamyba buvo atlikta naudojantis eksperimentine įranga, kurios schema pavaizduota 21 pav. Prieš atliekant tiesioginės lazerinės abliacijos procesą, buvo iširtas formuojamas lazerinio pluošto intensyvumo skirstinys lęšio *L1* židinio plokštumoje. Naudojant nukreipiantįjį veidrodį *M9*, lęšio židinyje esantis intensyvumo pasiskirstymas buvo perkeltas ant CCD kameros ekrano. Siekiant efektyviai registruoti intensyvumo moduliaciją, buvo naudota 4F lęšių sistema, kurios skersinių matmenų didinimas  $M = f_{L3}/f_{L2} \approx 9,9$ . Pirmiausia atliktas intensyvumo skirstinio kitimo, nuo elemento sekcijų atlenkimo kampo, tyrimas, į fokusuojantįjį lęšį įvedant tik vieną iš dviejų pluoštų. Tyrimo rezultatai pateikiami 23 pav.

Kairėje pusėje (23 pav. (a- d) ) pavaizduoti suskaičiuotų intensyvumo skirstinių profiliai, esant skirtingoms fazinio skirstinio (13 pav. (a) ) amplitudės vėrtėms. Dešinėje (23, (e- h) ) pavaizduoti eksperimentiškai išmatuoti lazerinio pluošto intensyvumo profiliai, lęšio židinio plokštumoje, esant skirtingiems optinio elemento sekcijų atlenkimo kampams. Atlenkimo kampo  $\Theta$  vėrtė gauta išmatavus postūmio (17 pav.,  $\Delta y$ ) vėrtę ir pasinaudojus išraiška:

$$\Delta y = x_L \sin \Theta + \frac{x_N}{\Theta} (1 - \cos \Theta). \quad (44)$$

Pateiktuose rezultatuose matomas eksperimentinių ir teorinių skirstinių formos kitimo panašumas, tačiau net ir atveju, kuomet nėra sudaroma fazinė moduliacija  $x$  ašies atžvilgiu, sufokusuoto pluošto diametras yra 1,76 karto didesnis nei gaunamas atliekant teorinius vertinimus.

Viršutinio metalo sluoksnio abliacijos procesas pirmiausia buvo atliktas naudojant bario silikato stiklo padėklą, padengtą  $d_m = 20 \text{ nm}$  Ag sluoksniu. Stiklo pagrindo naudojimas pradiniuo-



23 pav. Lazerinio pluošto intensyvumo profiliai ties fokusuojančio lęšio židinio plokštuma, esant skirtingoms fazinio elemento skirstinio maksimalios amplitudės vertėms. Teorinių skaičiavimų rezultatai (a- d). Eksperimentiškai gautų intensyvumo profilių rezultatai, esant skirtingoms fazinio elemento atlenkimo kampo vertėms.

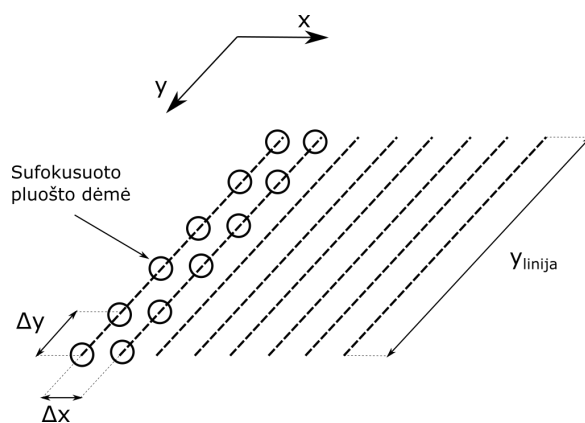
se lazerinės sistemos testavimuose, pasirinktas dėl šviesos pralaidumo optiniame diapazone, kas atitinkamai įgalina greitą ir paprastą būdą kokybiškai įvertinti kuriamos struktūros charakteristikas naudojantis galinio apšvietimo optiniu mikroskopu. Proceso metu, bandinio paviršius yra apšviečiamas lazerine spinduliuote, pasirenkant lazerio vidutinę galią  $P_{vid}$  ir pasikartojimo dažnį  $f_{laz}$ . Apšvietimo metu bandinio skersinė padėtis yra keičiama transliacinėmis linijomis (21 pav., POZ3) atitinkamais greičiais  $v_x$  ir  $v_y$ , taip skenuojant lazerinį pluoštą norima trajektorija, kurios pavyzdys pavaizduotas 24 pav. Optimalių parametų paieškos metu, atlikti eksperimentai, stebint sudarytos struktūros priklausomybę nuo naudojamos vidutinės lazerinės spinduliuotės galios, atstumo tarp gretimų impulsų išilgai skenavimo linijos  $\Delta y$  ir tarp gretimų linijų  $\Delta x$  ir fokusuojančiojo lęšio padėties  $z$  ašies kryptimi.

Proceso testavimo metu buvo siekta surasti optimalius lazerinius ir bandinio pozicionavimo parametrus, leidžiančius pasiekti norimą metalinio sluoksnio struktūrą. Tam pirmiausia buvo kokybiškai įvertinta lazerinės abliacijos kokybės priklausomybė nuo atskirų impulsų persiklojimo ant bandinio paviršiaus, šiam tikslui įvedamas parametras:

$$PPS_y = \frac{w_y}{\Delta y} = \frac{w_y f_{laz}}{v_y}, \quad (45)$$

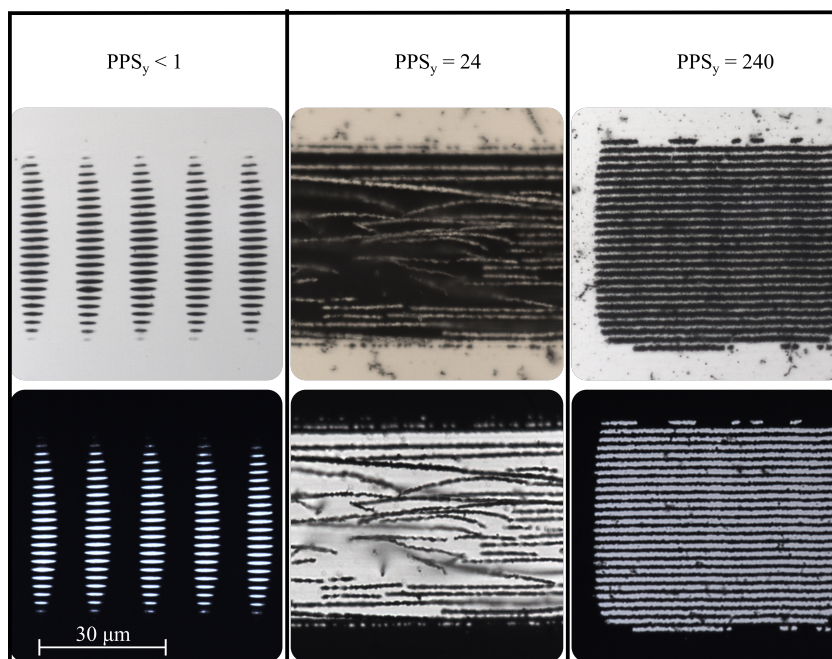
čia  $w_y$  - intensyvumo skirstinio diametras ties  $1/e^2$  lygiu pluošto sąsmaukos plokštumoje,  $f_{laz}$  - lazerinių impulsų pasikartojimo dažnis,  $v_y$  - bandinio pozicionavimo greitis  $\hat{y}$  kryptimi.

Suformuotų gardelės struktūrų pavyzdžiai, esant skirtingoms impulsų perklojimo ant bandinio



24 pav. Tiesioginės lazerinės abliacijos proceso metu naudota pluošto skenavimo trajektorijų išdėstymas.

paviršiaus  $PPS_y$  vertėms, pateikti 25 pav.

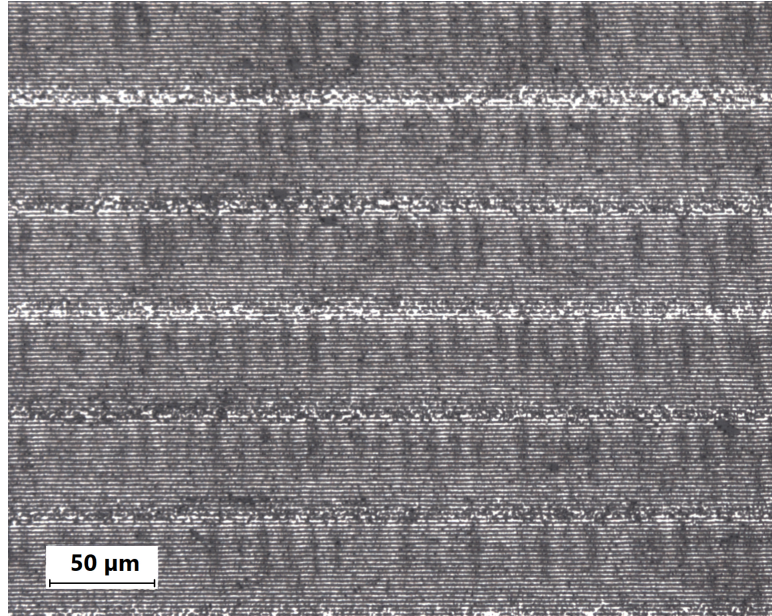


25 pav. Bandinio paviršiuje suformuotos struktūros nuotraukos gautos naudojantis optiniu mikroskopu, kai  $PPS_y < 1$ ,  $PPS_y = 24$  ir  $PPS_y = 240$ . Pateikiami rezultatai, kai matavimo metu naudotas bandinio apšvietimas iš viršaus ir apačios. Visos nuotraukos atitinka nurodytą mastelį.

Paveikslėlyje vaizduojamos nuotraukos, padarytos optiniu mikroskopu *OlympusBX51*, naudojant apšvietimą iš bandinio viršaus arba apačios. Pirmuoju atveju matomos pašalintos medžiagos struktūros suformuotos atskirų lazerinių impulsų, kai naudojamos spinduliuotės vidutinė galia 3W. Vieno impulso metu pažeidimo zonos diametras  $\hat{x}$  kryptimi lygus  $D_x = 42,1\mu m$ ,  $\hat{y}$  kryptimi  $D_y = 6,3\mu m$ . Formuojamos struktūros periodas  $1,96\mu m$ , vieno impulso metu iki stiklo paviršiaus atidengtos 21 linijos. Paveikslėlio antrajame ir trečiajame stulpeliuose vaizduojami lazerinės abliacijos rezultatai, kai naudojami parametų rinkiniai  $PPS_y = 24$ ,  $P = 2,5W$  ir  $PPS_y = 240$ ,  $P = 2,2W$  atitinkamai. Esant mažoms impulsų perklojimo vertėms buvo stebima suformuotų metalinės medžiagos linijų atsiskyrimas nuo stiklo padėklo paviršiaus. Dėl šios priežasties šio proceso metu pasirinkta naudoti didesnę ( $PPS_y = 240$ ) impulsų perklojimą ir mažesnę lazerinės spinduliuotės

vidutinę galią.

Galutinio bandinio, gauto naudojant stiklo medžiagos padėklą, nuotrauka, padaryta optiniu mikroskopu Olympus BX510, apšviečiant bandinį iš apačios, pateikta 26 pav. Tiesioginės abliacijos proceso metu naudoti parametrai:  $P_{vid} = 2,2 \text{ W}$ ,  $f_{laz} = 200 \text{ kHz}$ ,  $PPS_y = 240$  ir  $\Delta x = 40,1 \mu\text{m}$ .



26 pav. Bandinio paviršiuje suformuotos struktūros nuotrauka optiniu mikroskopu, kai  $PPS_y = 240$ . Matavimų metu naudotas apšvietimas iš bandinio viršaus.

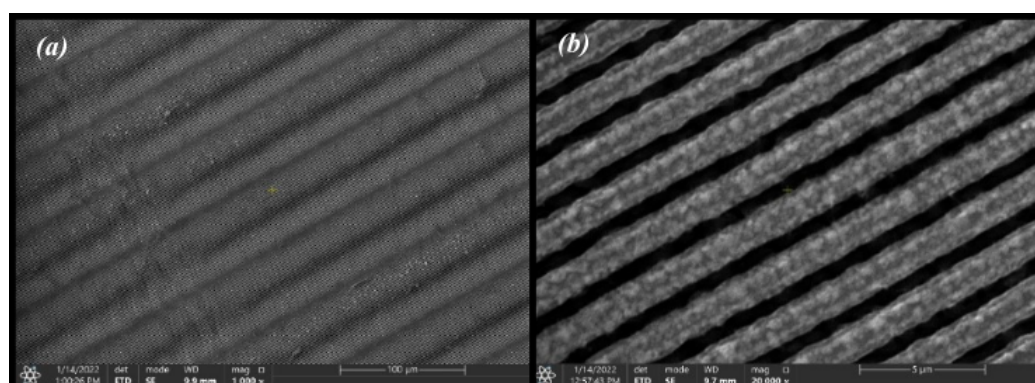
Galutinio bandinio, užimančio  $225 \text{ mm}^2$  plotą, nuotraukoje, matomi periodiniai defektai, ties atskirų skenavimo trajektorijų persiklojimu. Pagrindinės šių defektų priežastys- transliacinio staliuko netolygumai ir optinės sistemos jautrumas vibracijoms dėl naudojamo interferencinio dviejų pluošto metodo. Eksperimento metu pasiekta apdirbimo proceso sparta apytiksliai lygi  $5 \text{ s/mm}^2$ . Paveikslėlyje 27, pateikiamas suformuojamų pažeidimų pavyzdys, nenaudojant šiame tyrime pristatomo geometrinės fazės elemento. Šiuo atveju, stebimas prastas suformuotos struktūros atsikartojamumas. Siekiant užtikrinti formuojamos struktūros kokybę visame bandinio plote, abliacijos procesas reikalauja didelės impulsų perklojimo vertės  $PPS_y = 640$  ir mažo tarplinijinio skenavimo atstumo  $\Delta x = 14,35 \mu\text{m}$ . Tokio proceso apdirbimo sparta daugiau nei 7 kartus lėtesnė ir yra lygi apie  $37,2 \text{ s/mm}^2$ .

Sekančiame abliacijos proceso etape atlikti analogiški eksperimentai su  $d_m = 20 \text{ nm}$  metaliniu Ag sluoksniu padengtu  $d_{Si} = 800 \mu\text{m}$  Si medžiagos padėklu. Šiuo atveju, atkreipiamas dėmesys į Si padėklo sugertį optiniame diapazone, tai atitinkamai lemia papildomą Si paviršiaus abliaciją ir formuojamos struktūros netolygumą. Siekiant kompensuoti Si padėklo sugerties sukeltą galutinio bandinio kokybės (formuojamų linijų metalo sluoksnyje aukščio ir pločio atsikartojamumas) suprastėjimą sumažintas tarplinijinis atstumas  $\Delta x$  ir surastas naujas optimalaus sistemos režimo parametrų rinkinys.

Galutinio bandinio paviršiaus nuotraukos, gautos naudojantis SEM (Scanning Electron Microscope) pateikiamos 28 pav. Šiuo atveju naudojamų sistemos parametrų rinkinys:  $P_{vid} = 2 \text{ W}$ ,  $f_{laz}$



27 pav. Bandinio paviršiuje suformuotos struktūros nuotrauka optiniu mikroskopu, kai  $PPS_y < 1$ . Matavimų metu naudotas apšvietimas iš bandinio galo.



28 pav. Galutinio bandinio, kai padėklo medžiaga- Si, paviršiuje suformuotos struktūros nuotrauka gauta, naudojantis skenuojančiu elektroniniu mikroskopu

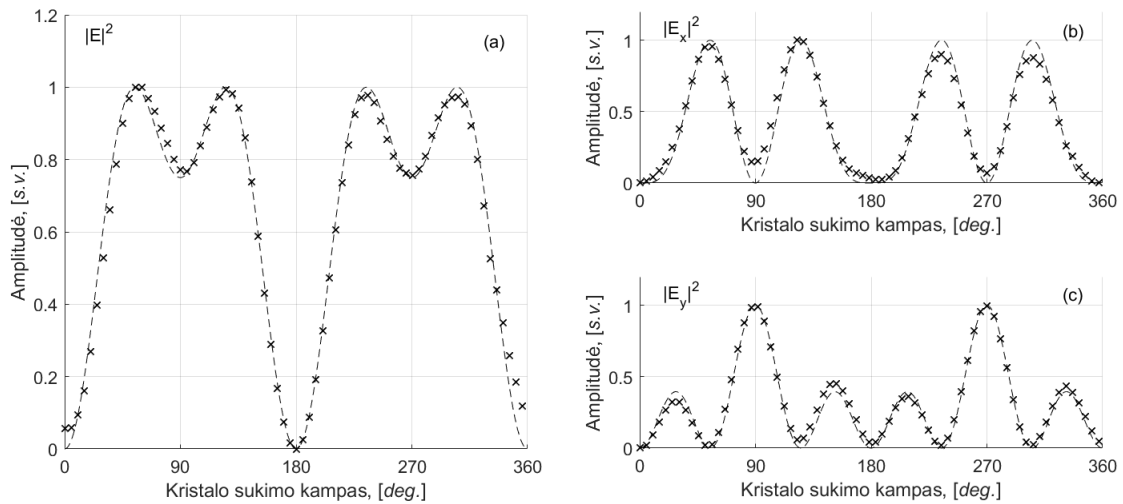
=  $200 \text{ kHz}$ ,  $PPS_y = 240$  ir  $\Delta x = 38,1 \text{ μm}$ . Proceso metu pagamintas poliarizatoriaus struktūros bandinys su  $5 \text{ mm}$  diametro apertūra. Eksperimento metu pasiekta gamybos sparta apytiksliai lygi  $5,3 \text{ s/mm}^2$ .

### 3.2 Poliarizacinės struktūros charakterizavimas

Pagamintos struktūros charakterizavimas buvo atliktas pasinaudojant laikinės skyros THz spektroskopijos (angl.- Terahertz Time Domain Spectroscopy, THz-TDS) sistema, kurios principinė schema pateikta 22 pav. Prieš atliekant spektroskopinius struktūros matavimus, buvo atlikti THz generacijos ir detekcijos tyrimai (plačiau pateikiama 2.4 ir 2.5 skyriuose). Pirmiausia, naudojant nukreipiamąjį veidrodį ( $M4$ , 22 pav.) iširta THz spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo netiesinio (110) ZnTe kristalo orientacijos. Gautieji rezultatai pateikiami 29 pav.

Paveikslėlyje 29 pateikiamos piroelektriniu detektoriumi išmatuotos THz spinduliuotės intensyvumo vertės esant skirtingiems ZnTe kristalo posūkio kampams ir teorinių skaičiavimų rezultatai, pažymėti punktyrinėmis linijomis. Tyrimo metu žadinančioji spinduliuotė sklinda lygiagrečiai kristalo (110) ašiai, o grafikų x ašyje atidėtos kampų vertės tarp kristalo (001) ir x laboratorijos koordinatinių ašių. Pastebimas išmatuotų ir teorinių verčių atitikimas. Toks rezultatas leidžia teigti, jog pagrindinis THz spinduliuotės generacijos mechanizmas tyrimo metu yra optinis lyginimas. Maksimali spinduliuotės amplitudės vertė atitinka posūkio kampą lygų  $\approx 54,7 \text{ deg.}$ , o sugeneruotas THz laukas šiuo atveju pasižymi tiesine poliarizacija, kurios vektorius lygiagretus x





29 pav. Terahercų srities spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo ZnTe sukimo kampo (001) ašies atžvilgiu. Dviejų ortogonalinių  $x$  ir  $y$  poliarizacijos THz lauko komponentių intensyvumo atvejai pateikiami atitinkamai b) ir c), a) bendras THz spinduliuotės intensyvumas. Punktyrinė linija žymi teorines vertes.

ašiai. Tolimesnių tyrimų metu, kristalo orientacija buvo fiksuota ties THz generacijos efektyvumo maksimumo tašku.

Sekančiame eksperimento žingsnyje, buvo ištirtos elektrooptinės detekcijos dalies efektyvumas. Siekiant surasti maksimalų detektuojamo signalą atitinkantį sistemos išdėstymą, remiantis 2.5 skyriuje pateikta (43) išraiška, buvo atliktas detektuojamo signalo priklausomybės nuo netiesinio ZnTe kristalo pasukimo kampo  $\theta$   $x$  ašies atžvilgiu ir zonduojančio impulso poliarizacijos vektoriaus krypties  $\beta$ . Tyrimo metu, THz spinduliuotės poliarizacija išlaikyta statmena optiniam stalui, todėl (43) išraiškoje patogiu atlikti parametrų pakeitimą, susiejant juos su kristalo orientacija:

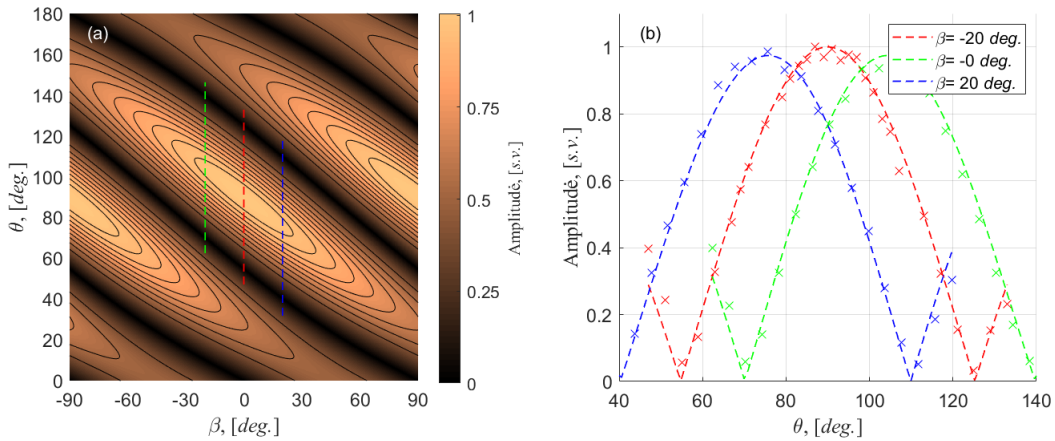
$$\begin{aligned} \alpha &= \theta \\ \beta' &= \beta + \theta, \end{aligned} \quad (46)$$

čia  $\theta$ - kampas tarp ZnTe (001) ir  $x$  koordinačių ašių. Išmatuotosios vertės ir teorinių skaičiavimų rezultatų palyginimas pateikiamas 30 pav.

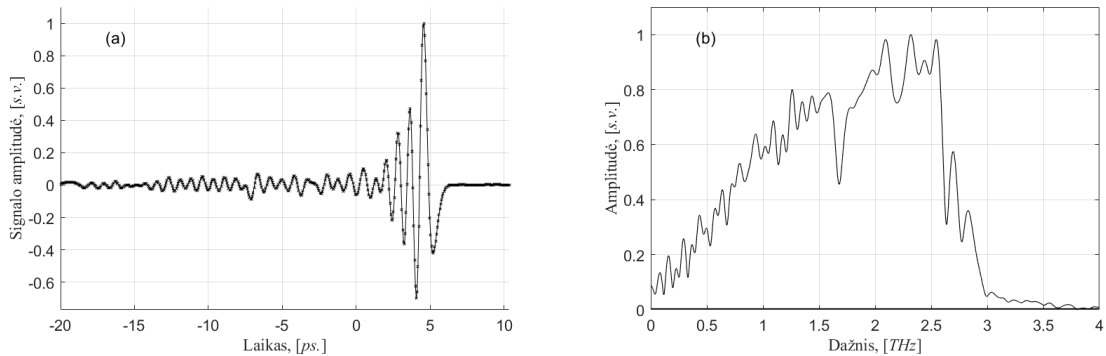
Buvo gautas glaudus teorinių skaičiavimų rezultatų ir išmatuotų verčių atitikimas, o didžiausią detektuojamo signalo vertę atitinka sistemos konfigūracija, kai  $\beta = 0 \text{ deg.}$  ir  $\theta = 90 \text{ deg.}$

Naudojantis automatizuota vėlinimo linija, buvo išmatuotas detektuojamo signalo kitimas, laikinio THz ir zonduojančio impulsų perklojimo atžvilgiu. Pavyzdinių THz laikinės skyros matavimų rezultatai pateikiami 31 pav.

Detektuojamas signalas yra tiesiškai proporcingas THz elektrinio lauko amplitudės vertei ir, kadangi Furje transformacija susieja laikines ir spektrines charakteristikas, THz spinduliuotės spektras gali būti suskaičiuotas tiesiogiai iš išmatuotosios signalo priklausomybės laikinėje erdvėje. Tipinis išmatuotas laikinis signalas pasižymi santykinai aukštos amplitudės zona apsupta žemos amplitudės osciliacijomis, kurias dalinai lemia THz spinduliuotės atspindžiai nuo optiniame kelyje esančių elementų paviršių, todėl prieš atliekant Furje transformaciją, išmatuotieji spektras



30 pav. Elektrooptinės detekcijos metu registruoto signalo amplitudės priklausomybė nuo zonduojančio impulso poliarizacijos krypties ir ZnTe kristalo orientacijos. Teorinių verčių atvejis pateiktas a), eksperimentiškai gauti duomenys pateikiami b). Punktyrinė linija žymi teorines vertes.

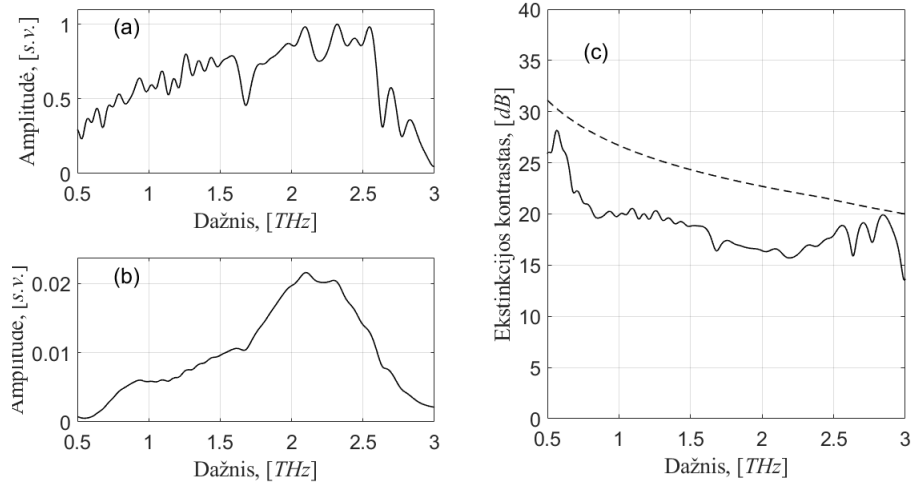


31 pav. Terahercų laikinės skyros spektroskopijos metu registruojamo signalo amplitudės priklausomybė nuo zonduojančio impulso vėlinimo laiko THz impulso atžvilgiu a). Terahercų srities spinduliuotės spektras.

papildomai pritaikyta Happ-Genzel apodizacijos funkcija ir duomenų papildymas nuliais (angl. zero padding). Gautojų THz spektro pavyzdys pateikiamas 31 pav. b).

Naudojant sukalibruotą THz spinduliuotės generacijos ir elektrooptinės detekcijos sistemą buvo atlikti pagamintos poliarizacinės struktūros charakterizavimas. Atraminio poliarizatoriaus (22 pav. *POL1*) orientacija buvo fiksuota ties didžiausiu detektuojamu THz spinduliuotės signalu, o tiriamoji struktūra patalpinta generuojamos THz spinduliuotės sklaidimo kelyje (22 pav. *POL2*). Pagaminto poliarizatoriaus ekstinkcijos kontrasto priklausomybė nuo THz dažnio gauta išmatavus atitinkamus THz spinduliuotės spektrus, dviejų poliarizatorių sukryžavimo ir didžiausią fiksuojamą THz signalą atitinkančios orientacijos atvejais. Gautieji rezultatai pateikiami pav.

Paveikslo 32 c) dalyje pateiktame tirtos poliarizacinės struktūros ekstinkcijos kontrasto priklausomybės nuo THz dažnio grafike matomas teorinių verčių neatitikimas su išmatuotomis. Pavyzdžiui skaitmeninių skaičiavimų RCWA metodu gautoji teorinė pagamintos struktūros ekstinkcijos kontrasto vertė, atitinkanti 1,5 THz, yra apytiksliai lygi 24 dB, kai tą patį THz dažnį atitinkanti išmatuotoji vertė lygi  $\approx 19$  dB. Verčių neatitikimą galėjo lemti lazerinės abliacijos proceso metu formuojamos struktūros formos ir teorinių skaičiavimų metu naudotos stačiakampės formos viene-



32 pav. Terahercų laikinės skyros spektroskopijos metodu gautų THz spinduliuotės spektrai tiriamojo polarizatoriaus orientacijai atitinkant minimalų ir maksimalų detektuojamą signalą a), b). Tirtos poliarizacinės struktūros ekstinkcijos kontrasto priklausomybė nuo THz dažnio c).

tinio elemento skirtumas. Vidutinis teorinės ir eksperimentinių kreivių skirtumas, visame tirtame THz spinduliuotės diapazone, yra lygus 5,2 dB.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Teorinių RCWA skaitmeninių skaičiavimų metodu, apskaičiuotos poliarizatoriaus efektyvumo priklausomybės nuo struktūros parametrų, 0,5-3 THz spinduliuotės dažnių intervale. Tiriamajame spinduliuotės diapazone, pasiekta teorinė ekstinkcijos kontrasto vertė viršijo 20 dB, o elemento įterpimo nuostolių koeficiento vertė  $< 1,6$  dB.
2. Tiesioginės lazerinės abliacijos proceso metu pastebėta, kad didinant atskirų lazerinių impulsų persiklojimo vertes, formuojamos struktūrų kokybė (suformuojamų kanalų pločio ir aukščio pastovumas), gerėjo. Rastas optimalios veikos lazerinės sistemos parametrų rinkinys, Si padėklo atveju: lazerio spinduliuotės vidutinė galia  $P_{vid} = 2$  W, impulsų pasikartojimo dažnis  $f_{laz} = 200$  kHz, impulsų perklojimo parametras  $PPS_y = 240$  ir tarplinijinis skenavimo linijų atstumas  $\Delta x = 38,1$   $\mu m$ . Taip pat pasiekta 5,3 s/mm<sup>2</sup> metalinės gardelės formavimo proceso sparta.
3. Terahercų laikinės skyros spektroskopijos metodu, atlikus pagaminto poliarizatoriaus charakterizavimą, nustatyta jog ekstinkcijos kontrasto vidutinė vertė 0,5-3 THz spektriniame ruože viršija 19 dB, tačiau nuo teorinių rezultatų skyrėsi vidutiniškai 5 dB.

## Literatūra

- [1] M. Zhang and J. T. Yeow, Nanotechnology-based terahertz biological sensing: A review of its current state and things to come, *IEEE Nanotechnol. Mag.*, 2016, **10**, 30–38.
- [2] J. Jacobsen, D. Mittleman (Ed.), Sensing with Terahertz Radiation, Springer Verlag, Heidelberg, 2003, isbn 0-540-43110-1., 2006.
- [3] R. Peretti, S. Mitryukovskiy, K. Froberger, M. A. Mebarki, S. Eliet, M. Vanwolleghem, and J.-F. Lampin, THz-TDS time-trace analysis for the extraction of material and metamaterial parameters, *IEEE transactions on Terahertz Science and Technology*, 2018, **9**, 136–149.
- [4] A. Partanen, J. Väyrynen, S. Hassinen, *et al.*, Fabrication of terahertz wire-grid polarizers, *Applied optics*, 2012, **51**, 8360–8365.
- [5] K. Takano, H. Yokoyama, A. Ichii, I. Morimoto, and M. Hangyo, Wire-grid polarizer sheet in the terahertz region fabricated by nanoimprint technology, *Opt. Lett.*, Jul 2011, **36**, 2665–2667.
- [6] C.-F. Hsieh, Y.-C. Lai, R.-P. Pan, and C.-L. Pan, Polarizing terahertz waves with nematic liquid crystals, *Optics letters*, 2008, **33**, 1174–1176.
- [7] A. Wojdyla and G. Gallot, Brewster’s angle silicon wafer terahertz linear polarizer, *Optics Express*, 2011, **19**, 14099–14107.
- [8] D. Polley, A. Ganguly, A. Barman, and R. K. Mitra, Polarizing effect of aligned nanoparticles in terahertz frequency region, *Optics letters*, 2013, **38**, 2754–2756.
- [9] K. Imakita, T. Kamada, M. Fujii, K. Aoki, M. Mizuhata, and S. Hayashi, Terahertz wire grid polarizer fabricated by imprinting porous silicon, *Optics letters*, 2013, **38**, 5067–5070.
- [10] M. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, and T. Gaylord, Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach, *JOSA A*, 1995, **12**, 1077–1086.
- [11] P. Lalanne, Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings, *JOSA A*, 1997, **14**, 1592–1598.
- [12] R. C. Rumpf, *Design and optimization of nano-optical elements by coupling fabrication to optical behavior*. University of Central Florida, 2006.
- [13] S. H. Ahn, J.-S. Kim, and L. J. Guo, Bilayer metal wire-grid polarizer fabricated by roll-to-roll nanoimprint lithography on flexible plastic substrate, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 2007, **25**, 2388–2391.

- [14] D.-x. Zhou, E. P. J. Parrott, D. J. Paul, and J. A. Zeitler, Determination of complex refractive index of thin metal films from terahertz time-domain spectroscopy, *Journal of Applied Physics*, 2008, **104**, 053110.
- [15] V. Rogalin, I. Kaplunov, and G. Kropotov, Optical materials for the THz range, *Optics and Spectroscopy*, 2018, **125**, 1053–1064.
- [16] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [17] D. Voelz, Computational fourier optics: a matlab tutorial, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2011.
- [18] J. Chen, D. Tzou, and J. Beraun, A semiclassical two-temperature model for ultrafast laser heating, *International journal of heat and mass transfer*, 2006, **49**, 307–316.
- [19] K.-H. Leitz, B. Redlingshöfer, Y. Reg, A. Otto, and M. Schmidt, Metal ablation with short and ultrashort laser pulses, *Physics Procedia*, 2011, **12**, 230–238.
- [20] J. Byskov-Nielsen, *Short-pulse laser ablation of metals: Fundamentals and applications for micro-mechanical interlocking*. PhD thesis, Department of physics and Astronomy, University of Aarhus Aarhus, 2010.
- [21] I. Yamada, K. Takano, M. Hangyo, M. Saito, and W. Watanabe, Terahertz wire-grid polarizers with micrometer-pitch Al gratings, *Opt. Lett.*, Feb 2009, **34**, 274–276.
- [22] C. Bischoff, F. Völklein, J. Schmitt, U. Rädcl, U. Umhofer, E. Jäger, and A. F. Lasagni, Design and manufacturing method of fundamental beam mode shaper for adapted laser beam profile in laser material processing, *Materials*, 2019, **12**, 2254.
- [23] K. Zhou, M. Dubov, C. Mou, L. Zhang, V. K. Mezentsev, and I. Bennion, Line-by-line fiber bragg grating made by femtosecond laser, *IEEE Photonics Technology Letters*, 2010, **22**, 1190–1192.
- [24] M. D. J. Auch, O. K. Soo, G. Ewald, and C. Soo-Jin, Ultrathin glass for flexible oled application, *Thin solid films*, 2002, **417**, 47–50.
- [25] A. Gerthoffer, F. Roux, F. Emieux, P. Faucherand, H. Fournier, L. Grenet, and S. Perraud, Cigs solar cells on flexible ultra-thin glass substrates: Characterization and bending test, *Thin Solid Films*, 2015, **592**, 99–104.
- [26] Y.-S. Lee, *Principles of terahertz science and technology*, vol. 170. Springer Science & Business Media, 2009.
- [27] R. W. Boyd, Chapter 11 - The Electrooptic and Photorefractive Effects, in *Nonlinear Optics (Third Edition)* (R. W. Boyd, ed.), 511–541, Burlington: Academic Press, third edition ed., 2008.

- [28] Y. Kim, M. Yi, B. G. Kim, and J. Ahn, Investigation of thz birefringence measurement and calculation in al 2 o 3 and linbo 3, *Applied optics*, 2011, **50**, 2906–2910.

# Optinių elementų, skirtų terahercų dažnio spektrinei sričiai kūrimas ir tyrimas

Giedrius Balčas

## Santrauka

Terahercų (THz) dažnio elektromagnetinių bangų spinduliuotė, spektre užimanti sritį tarp infraraudonosios ir mikrobangų spinduliuotės, susilaukia didelio dėmesio mokslinėje ir industrinėje srityse dėl unikalių šios spinduliuotės savybių. Maža terahercų spinduliuotės vieno fotono energija lemia didelę spinduliuotės skvarbą medžiagose, kurios optinio diapazono atžvilgiu yra neskaidrios, kas atitinkamai lemia šios spinduliuotės panaudojimo galimybes įvairių medžiagų vaizdinimo ar spektrinių savybių matavimuose. Kartu su THz ruožo spinduliuotės pritaikymo sričių plitimu, matomas ir optinių elementų, tokių kaip poliarizatorių, skirtų THz diapazonui, paklausos didėjimas. Dėl šių priežasčių, technologijų, leidžiančių kurti ir gaminti optinius elementus, tinkamus THz dažnių spinduliuotei uždavinys šiuo metu yra labai aktualus ir komerciniu, ir moksliniu požiūriu.

Šio darbo metu buvo siekiama pagaminti plačiame terahercų dažnio diapazone (0,5-3 THz) veikiančią poliarizacinę struktūrą, pasižyminčią didele ekstinkcijos kontrasto verte. Šiame rašto darbe pristatomi metalinio tinklelio principu veikiančio poliarizacinio elemento teorinio charakterizavimo RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) metodu rezultatai, struktūros gamybos, pasitelkiant tiesioginę lazerinę abliacijos sistemą, analizė, bei pateikiamos eksperimentiškai išmatuotos pagaminto poliarizatoriaus ekstinkcijos kontrasto verčių priklausomybės tiriamajame THz spektro diapazone.

Pademonstruotos poliarizacinės struktūros charakteristikų teorinės priklausomybės nuo pagrindinių jos geometrinių parametrų (užpildos faktoriaus, periodo ir metalo sluoksnio storio) 0,5-3 THz spektro ruože ir pateikiamos elemento atspindžio, pralaidumo ir ekstinkcijos kontrasto verčių priklausomybės nuo spinduliuotės dažnio, kai metalinės gardelės periodas lygus  $2 \mu\text{m}$ , sluoksnio storis-  $20 \text{ nm}$  ir užpildos faktorius lygus 0,5. Darbe pateikiamas teorinis metalinės gardelės formavimo procese naudojamos lazerinės optinės sistemos charakterizavimas. Pademonstruojami binarinio fazinio elemento, sukuriančio artimo į super-Gauso intensyvumo skirstinį židinio plokštumoje, skaitmeniniai skaičiavimai ir fizinio elemento analizės rezultatai. Naudojantis teoriškai įvertinta lazerine optine schema, buvo pagaminta dvisluoksnė Ag metalinės gardelės ant Si padėklo poliarizacinė struktūra su  $225 \text{ nm}^2$  aktyviu plotu. Dėl naudojamos dviejų pluoštų interferencijos, naudojant fazinį geometrinių elementą, vienos lazerio skenavimo linijos metu buvo suformuojama devyniolika metalinės gardelės linijų. Toks proceso sprendimas leido pasiekti  $5,3 \text{ s/mm}^2$  gamybos spartą. Eksperimentiškai išmatuota, jog poliarizacinio elemento ekstinkcijos kontrasto vidutinė vertė 0,5-3 THz spektro diapazone yra lygi 19 dB.



# Development and research of optical elements for the terahertz frequency spectrum

Giedrius Balčas

## Summary

Terahertz (THz) frequency electromagnetic radiation, which occupies the spectrum between infrared and microwave radiation, is receiving considerable attention in scientific and industrial areas due to its unique properties of this radiation. The low photon energy of terahertz radiation results in high transmittance in materials that are opaque to the optical range, which, in turn, determines the potential for this radiation to be used in metrological and imaging applications. Along with the spread of radiation applications in the THz region, there is an increase in demand for optical elements such as polarizers for the THz range. For these reasons, the challenge of developing and manufacturing optical elements suitable for THz frequency radiation is currently very relevant from both a commercial and scientific point of view.

The aim of this work was to produce a polarization structure operating in a wide terahertz frequency range (0.5-3 THz) with high extinction contrast value. This paper presents the results of the RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) method for the theoretical characterization of a metal lattice polarizing element, the analysis of structure fabrication using a direct laser ablation system, and presents experimentally measured dependence of the polarizer extinction contrast values in the investigated THz frequency range.

Dependences of the characteristics of the polarization structure on its main geometrical parameters (fill factor, period and metal layer thickness) in the 0.5–3 THz spectral range are demonstrated and the dependences of the element reflection, transmittance and extinction contrast values on the radiation frequency are presented, in the case of grid period value being  $2 \mu\text{m}$ , layer thickness -  $20 \text{ nm}$  and fill factor- 0.5. The paper presents a theoretical characterization of the laser optical system used in the metal lattice formation process. Results of numerical calculations and experimental analysis of physical binary phase element generating a near super-Gaussian intensity distribution in the focal plane are demonstrated. Using a theoretically evaluated laser optical system, a two-layer polarization structure of an Ag metal lattice on a Si substrate with an active area of  $225 \text{ mm}^2$  was fabricated. Due to the use of two-beam interference, together with presented geometrical phase element, formation of 19 metal lattice lines in one laser scanning line was achieved. Application of this process resulted in a production rate of  $5.3 \text{ s/mm}^2$ . Furthermore, it was experimentally measured that the average value of the extinction contrast of the polarizing element in the spectral range of 0.5–3 THz is equal to 19 dB.