

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
VALSTYBINIS MOKSLINIŲ TYRIMŲ INSTITUTAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

SIMONAS KIČAS

**DAUGIASLUOKSNIŲ KINTAMO LŪŽIO  
RODIKLIO SISTEMŲ SU  
KONTROLIUOJAMA DISPERSIJA  
FORMAVIMAS, CHARAKTERIZAVIMAS IR  
TAIKYMAI**

Daktaro disertacija

Technologijos mokslai, Medžiagų inžinerija (08 T)

Vilnius, 2016

Disertacija rengta 2011 – 2015 metais Valstybinio mokslinių tyrimų instituto Fizinių ir technologijos mokslų centro Optinių dangų laboratorijoje.

**Mokslinis vadovas:**

dr. Ramutis Drazdys (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, O8T)

**Konsultantas:**

Prof. Kęstutis Staliūnas (Katalonijos politechnikos universitetas, Fiziniai mokslai, Fizika, 02P)

## Turinys

Santrumpų sąrašas .....	- 6 -
Įvadas .....	- 7 -
Darbo tikslas.....	- 9 -
Darbo uždaviniai .....	- 9 -
Mokslinis naujumas.....	- 10 -
Ginamieji teiginiai.....	- 11 -
Darbo aprobacija .....	- 12 -
<i>ISI straipsniai disertacijos tema:</i> .....	- 12 -
<i>Kitos publikacijos disertacijos tema:</i> .....	- 13 -
<i>Pranešimai konferencijose disertacijos tema:</i> .....	- 14 -
<i>Pranešimai konferencijose tiesiogiai nesusiję su disertacijos tema:</i> .....	- 15 -
<i>Autoriaus indėlis</i> .....	- 16 -
<i>Kitų autorių indėlis</i> .....	- 17 -
1 Literatūros apžvalga .....	- 18 -
1.1 Ultratrumpų impulsų generacija.....	- 18 -
1.2 Dispersinis ultratrumpų impulsų plitimas .....	- 20 -
1.3 Neigiamos dispersijos veidrodžiai.....	- 21 -
1.3.1 Moduluoto optinio storio dispersiniai veidrodžiai .....	- 21 -
1.3.2 Rezonansiniai dispersiniai veidrodžiai .....	- 23 -
1.3.3 „BASIC“ konstrukcijos veidrodžiai .....	- 24 -
1.3.4 Pakreipto fronto dispersiniai veidrodžiai.....	- 26 -
1.3.5 Briusterio kampo dispersiniai veidrodžiai.....	- 26 -
1.3.6 Suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros .....	- 27 -
1.3.7 Skirtingo veikimo kampo dispersinių veidrodžių poros.....	- 28 -
1.3.8 Čirpuotų veidrodžių optimizavimas pagal laikinį impulso profilį.....	- 30 -
1.4 Neigiamos dispersijos dangų trūkumai .....	- 32 -
1.4.1 Interferenciniai reiškiniai struktūros paviršiuje.....	- 32 -
1.4.2 GVD charakteristikų jautrumas garinimo proceso paklaidoms.....	- 33 -
1.4.3 Spūdos ir spektrinio pločio teorinės ribos .....	- 36 -
1.4.4 Nuostoliai dispersinėse dangose.....	- 38 -
1.4.5 Defektai optiniuose elementuose ir dangose .....	- 39 -
1.5 Daugiasluoksnių interferencinių dangų optinių charakteristikų modeliavimas .....	- 41 -
1.5.1 Elektrinis lauko pasiskirstymas daugiasluoksneje dangoje .....	- 44 -
1.5.2 Interferencinių dangų charakteristikų optimizavimo algoritmai .....	- 45 -
1.6 Optinių dangų formavimo principai ir technologijos .....	- 50 -
1.6.1 Plonų sluoksnių mikrostruktūra.....	- 50 -
1.6.2 Terminis sluoksnių nusodinimo metodas .....	- 52 -
1.6.3 Sluoksnių nusodinimas elektronų spinduliu.....	- 53 -

1.6.4	Magnetroninis dulkinimas .....	- 54 -
1.6.5	Jonapluoštis dulkinimas .....	- 55 -
1.7	Sluoksnių storių kontrolės sistemos .....	- 59 -
2	Įtempių optimizavimas daugiasluoksnėse oksidinėse struktūrose.....	- 61 -
2.1	Plonų Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> /SiO <sub>2</sub> mišinių sluoksnių optinių ir fizinių charakteristikų priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros .....	- 63 -
2.1.1	Atkaitinimo įtaka sluoksnių paviršiaus šiurkštumui.....	- 67 -
2.1.2	Įtempių Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> ir SiO <sub>2</sub> medžiagų mišinių sluoksniuose priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros.....	- 68 -
2.1.3	Likutinių įtempių daugiasluoksnėse dangose optimizavimas .....	- 70 -
2.1.4	Įtempių kompensavimo įtaka LIPS charakteristikoms.....	- 73 -
2.2	Įtempių kompensavimo technologijos pritaikymas BASIC tipo neigiamos dispersijos dangoms .....	- 75 -
2.2.1	BASIC struktūros spektrinės charakteristikos.....	- 75 -
2.2.2	BASIC veidrodžio prototipo gamyba .....	- 77 -
2.2.3	Impulso spūdos BASIC veidrodžiu modeliavimas.....	- 81 -
2.2.4	Apibendrinimas .....	- 83 -
3	Dispersinių dangų atsparumas lazerinei spinduliuotei .....	- 84 -
3.1	Medžiagų mišinių atsparumas lazerinei spinduliuotei fs ir ns režimuose .....	- 84 -
3.2	UV dangų atsparumo lazerinei spinduliuotei optimizavimas panaudojant medžiagų mišinius ir atkaitinimą.....	- 87 -
3.2.1	UV dangų formavimas IBS - mišinių technologija .....	- 88 -
3.2.2	Aukšto atspindžio veidrodžių atsparumas 355 nm lazerinei spinduliuotei .....	- 90 -
3.3	Neigiamos dispersijos dangų atsparumas lazerinei spinduliuotei ultratrumpų impulsų režime - 93 -	
3.3.1	Keičiamo elektrinio lauko pasiskirstymo bandinių formavimas .....	- 98 -
3.3.2	GTI struktūrų atsparumo lazerinei spinduliuotei matavimai fs režime .....	- 100 -
3.4	Neigiamos dispersijos dangų elektrinio lauko charakteristikų optimizavimas .....	- 108 -
3.4.1	Apibendrinimas .....	- 112 -
4	Šviesos pluošto fokusavimas plokščiu neigiamos dispersijos veidrodžiu.....	- 113 -
4.1	Fokusavimo efektas tiesiškai moduluotų storių čirpuotame veidrodyje .....	- 114 -
4.1.1	Fokusavimo charakteristikų matavimas .....	- 117 -
4.2	Fokusavimo charakteristikų optimizavimas įterpiant rezonansinius sluoksnius...-	120 -
4.2.1	Dispersinio veidrodžio su rezonansiniu sluoksniu židinio nuotolio įvertinimas.....-	123 -
4.3	Fokusavimo charakteristikų optimizavimas, naudojant tarpusavyje suderintas GTI struktūras.....	- 124 -
4.3.1	Apibendrinimas .....	- 126 -
	Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	- 127 -
	Literatūros sąrašas .....	- 129 -

## **Padėka**

Pirmiausia norėčiau padėkoti žmonai Indrei ir dukrai Salomėjai už kantrybę, supratingumą ir palaikymą studijų metu bei rengiant šį darbą.

Dėkoju darbo vadovui dr. Ramučiu Drazdžiui už suteiktą laisvę kurti ir dirbti Optinių dangų laboratorijoje, konsultacijas ir visapusišką pagalbą studijų metu bei rengiant šį darbą.

Taip pat dėkoju prof. Kęstučiui Staliūnui už idėjas, konsultacijas ir pagalbą rengiant publikacijas ir šį darbą. Taip pat dėkoju visai profesoriaus grupei už galimybę dirbti kartu, o ypač Yu-Chieh Cheng, už konstruktyvų bendradarbiavimą.

Dėkoju doc. dr. Andriui Melninkaičiui už jo pagalbą, konsultacijas bei bendradarbiavimą nuo pat bakalauro studijų. Taip pat norėčiau padėkoti jo komandai, ypatingai Gintarei Batavičiūtei, bei Mindaugui Ščiukai ir Linui Smalakiui už darbą atliekant tyrimus, konsultacijas ir išvalgas.

Dėkoju kolegoms už komandinį darbą, konsultacijas, pastabas ir pagalbą rengiant disertaciją: Simui Melnikui, Kęstučiui Juškevičiui, Tomui Toleniui, Ugniui Gimževskiui, Jevgenij Mitrofanov, Danutei Bakaitytei, Ryčiui Buzeliui.

Dėkoju dr. Gediminui Račiukaičiui už skirtą laiką ir pastabas, ruošiant šį darbą.

Galiausiai norėčiau padėkoti visiems draugams ir giminaičiams, uždavusiems klausimus: „Tai kada ?“, „Ar daug liko ?“ tada, kai jų labiausiai reikėjo.

## Santrumpų sąrašas

AFM	Atominių jėgų mikroskopas, <b>A</b> tomic <b>F</b> orce <b>M</b> icroscopy
AR	Skaidrinanti danga, <b>A</b> nti- <b>R</b> eflective
BASIC	Iš galinės padėklo pusės dengtas veidrodis, <b>B</b> ack <b>S</b> ide <b>C</b> oated mirros
GVD	Grupinio vėlinimo dispersija
GV	Grupinis vėlinimas
TOD	Trečios eilės dispersija, <b>T</b> hird <b>O</b> rders <b>D</b> ispersion
EB	Elektronpluoštis garinimas, <b>E</b> lectron <b>B</b> eam <b>D</b> eposition
CM	Neigiamos dispersijos – čirpuotas veidrodis, <b>C</b> hirped <b>M</b> irror
HR	Didelio atspindžio (danga), <b>H</b> igh- <b>R</b> eflective
AOI	Spinduliuotės kritimo kampas, <b>A</b> nge <b>O</b> f <b>I</b> ncidence
IBS	Jonapluoštis dulkinimas, <b>I</b> on <b>B</b> eam <b>S</b> puttering
MS	Magnetroninis dulkinimas, <b>M</b> agnetron <b>S</b> puttering
LIPS	Lazerio indukuotas pažaidos slenkstis
LIP	Lazerio indukuota pažaida
GTI	Interferometro tipo daugiasluoksnė struktūra, <b>G</b> ires- <b>T</b> ournois <b>I</b> nterferometer
HDM	Aukštos dispersijos veidrodis, <b>H</b> igh <b>D</b> ispersion <b>M</b> irror
RMS	Vidutinis kvadratinis nuokrypis, <b>R</b> oot <b>M</b> ean <b>S</b> quare
WLI	Baltos šviesos interferometras, <b>W</b> ite <b>L</b> ight <b>I</b> nterferometer
BBM	Plačiajuostis optinis monitoringas, <b>B</b> road <b>B</b> and <b>M</b> onitoring
TPK	Terminis plėtimosi koeficientas
XPS	Rentgeno spindulių fotoelektronų spektroskopija, <b>X</b> -ray <b>P</b> hotoelectron <b>S</b> pectroscopy
SEM	Skenuojantis elektronų mikroskopas, <b>S</b> canning <b>E</b> lectron <b>M</b> icroscope
SSD	Po paviršiniai pažeidimai, <b>S</b> ub- <b>S</b> urface <b>D</b> amage
QWOT	Ketvirčio bangos ilgio optinis storis, <b>Q</b> uater <b>W</b> ave <b>O</b> ptical <b>T</b> hickness
BBM	Plačiajuostis optinis monitoringas, <b>B</b> road <b>B</b> and <b>M</b> onitoring
TDCM	Laikinio impulso profilio optimizacijos dispersiniai veidrodžiai, <b>T</b> ime- <b>D</b> omain <b>C</b> hirped <b>M</b> irror

## **Įvadas**

Pirmoji judančio kūno nuotrauka buvo padaryta siekiant analizuoti objektų judėjimą, kuris yra per greitas žmogaus akiai aiškiai užfiksuoti. Šiame žymų pėdsaką palikusiam J.D.B Stillman ir E. Muybridge darbe buvo fiksuojamas šuoliuojantis arklys. Artimesnis šiuolaikiniam pasauliui pavyzdys – žadinimo-zondavimo spektroskopija, sukurta dar 19-ame amžiuje šoko bangoms stebėti. Norint stebėti ir analizuoti vis greičiau kintančius procesus, reikalingi vis trumpesni šviesos impulsai, leidžiantys sistemai pasiekti atitinkamą laikinę skyrą. Lazerinių šaltinių, generuojančių ns trukmės impulsus, atsiradimas šiuo atveju buvo tikrais lūžis [1, 2]. Praėjus tik dviem dešimtmečiams, naudojant pasyvią modų sinchronizaciją dažalų lazeriuose, buvo sugeneruoti pirmieji ultratrumpi impulsai [3]. Šiandien ultratrumpų impulsų sistemos yra universalus įrankis ne tik moksliniams tyrimams atlikti, bet ir industriniuose, medicininuose ir kituose taikymuose. Kelių optinių ciklų impulsai buvo panaudoti stebėti molekulių dinamiką, atliekant įvairių medžiagų mikroapdirbimą [4].

Vienas iš pagrindinių ir neatsiejamų reikalavimų trumpiems impulsams yra platus jų elektromagnetinės spinduliuotės spektras, kurio komponentės turi išlaikyti tam tikrą fazės derinamą tarpusavyje [5] tiek generacijos, tiek sklidimo metu. Tai reiškia, kad impulso fazė turi būti kontroliuojama sklidimo metu, o esant dispersinei terpei, fazės pokyčiai turi būti kompensuojami. Fazės ir jos nulemta dispersinio impulso plitimo kompensavimui egzistuoja keli metodai. Dauguma jų paremti difrakcinių gardelių [6], prizmių porų [7], dispersinių veidrodžių [8-11] ar visų pastarųjų kombinacijos panaudojimu [5, 12]. Kiekviena iš paminėtų metodikų turi privalumų ir trūkumų. Gardelių ir prizmių sistemose galima sukurti daug neigiamos dispersijos, tačiau jos yra jautrios mechaniniam derinimui, santykinai žemo efektyvumo, gali sukurti erdvinį nederinimą bei sukurti nepageidaujamas aukštesnės eilės dispersijas. Tuo tarpu dispersiniai veidrodžiai gali efektyviai kompensuoti ir aukštesnių eilių (2 ir 3) dispersijas efektyviai ir tiksliai. Jie taip pat pasižymi mažu jautrumu mechaniniam išderinimui bei mažais sistemos gabaritais. Tiesa, jie gali sukurti tik vidutinį neigiamos dispersijos dydį, kuris yra dar

apribotas spektrinio pločio galimybių [13]. Nepaisant šių trūkumų, neigiamos dispersijos veidrodžiai yra plačiai naudojami spūdos schemose, daugiausia išskiriant šiuos jų privalumus:

- 1) paprastas optinės schemos suderinimas [14];
- 2) galimybė tiksliai kontroliuoti dispersiją santykinai plačiame spektriniame diapazone [15, 16];
- 3) maži sistemos nuostoliai [14, 17].

Nuo 1994 m. metų, kai buvo pademonstruotas pirmasis neigiamos dispersijos veidrodžio veikimas [9], buvo sukurta ne viena jų atmaina bei pasiūlyti įvairūs patobulinimai ir modifikacijos. Šiuo metu galima išskirti bent 5 pagrindinius skirtingus šių elementų tipus: dvigubo čirpo [18, 19], Briusterio kampo [20, 21], suderintų GVD osciliacijų [16, 22, 23], aukštos dispersijos [10, 14, 24], BASIC [25] veidrodžiai. Kiekvienas elementų tipas turi savo privalumus ir trūkumus, bet daugiausia sprendžia kelias pagrindines čirpuotų veidrodžių problemas ir iššūkius:

- 1) GVD osciliacijas, atsirandančias dėl interferencijos tarp struktūros paviršiuje ir viduje atspindėtų pluošto elementų;
- 2) didelis GVD charakteristikų jautrumas garinimo proceso paklaidoms;
- 3) kuo didesnė vidutinė GVD vertė plačiame spektriniame diapazone.

Be tikslo sukurti kuo trumpesnius optinius impulsus egzistuoja poreikis didinti sistemų galingumą bei pasikartojimo dažnį. Pastaraisiais metais sukurti lazerių osciliatoriai bei stiprintuvai, veikiantys šviesolaidinių [26, 27] ar plono disko technologijų pagrindu [27], gali generuoti sub-pikosekundinius impulsus, kurių energija siekia dešimtis  $\mu\text{J}$ , o pasikartojimo dažnis siekia iki 10 MHz, tai leidžia pasiekti šimtus vatų vidutinės ir kelis gigavatus smailinės galios. Optinės pažaidos, dirbant prie tokių galių, yra neišvengiamos. Vienas iš silpnesnių elementų ultratrumpų impulsų lazerių sistemose yra daugiasluoksnės interferencinės dangos. Sprendžiant problemą paprasčiausiu būdu galima tiesiog padidinti pluošto diametrą, tokiu būdu sumažinant galios tankį, tačiau toks sprendimas verčia naudoti didesnės apertūros optinius elementus, didina sistemos



matmenis bei kainą. Daugumai optinių elementų didinant apertūrą susiduriama su paviršiaus tolygumo ar kitų kokybinių parametrų pastovumo dideliame plote problema. Sistemos atsparumas yra nulemtas silpniausios vietos, taigi didinant sistemą ir tuo pačiu kokybinių parametrų netolygumą, atsiranda papildomi neigiami veiksniai. Taigi šiuo atveju problemą reikia spręsti ieškant pirminių jos atsiradimo priežasčių ir tokiu būdu bandyti padidinti optinių elementų atsparumą lazerinei spinduliuotei (LIPS). Lazerinio elementų atsparumo tema pradėta nagrinėti nuo pat pirmojo lazerinio šaltinio atsiradimo. Optinė pažaida, sukelta nanosekundinių impulsų, nagrinėta daugybėje mokslinių tyrimų bei iki šiol yra aktuali įvairiems industriniams taikymams. Atitinkamai išsivysčius ultratrumpiems lazeriams optinė pažaida ir reiškiniai, vykstantys jos metu, sulaukė daug dėmesio. Dauguma tyrimų atlikti esant žemoms vidutinėms galioms 1-į-1 (vienu impulsu eksponuojant vieną tašką) režime arba impulsų sekoms esant kHz režimui. Reikia paminėti, kad šiems lazeriams itin aktualių dispersinių dangų atsparumo lazerinei spinduliuotei tyrimai išlieka gan reti.

## **Darbo tikslas**

*Optimizuojant mišinių ir grynų oksidinių plonų sluoksnių IBS dengimo technologijas bei pritaikant naujus sluoksnių storių optimizavimo algoritmus, pagerinti ir išplėsti neigiamos dispersijos dangų taikymo galimybes ir charakteristikas.*

## **Darbo uždaviniai**

- Sukurti likutinių įtempimų optinių-dielektrinių sluoksnių sistemose valdymo metodiką jonapluoščiu dulkinimo metodu suformuotose grynų oksidų ir jų mišinių dangose, kombinuojant mišinių ir atkaitinimo po proceso technologijas.
- Įtempimų valdymo metodą pritaikyti jonapluoščio dulkinimo metodu suformuotoms aukšto atspindžio dangoms ant plonų padėklų su itin dideliais paviršiaus plokštiškumo reikalavimais.

- Naudojant įtempių valdymo metodą, pagrįstą Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir SiO<sub>2</sub> medžiagų maišymu ir atkaitinimu, suprojektuoti ir pagaminti itin plataus spektro neigiamos dispersijos veidrodį BASIC konstrukcijos pagrindu, skirtą ultratrumpų impulsų spūdai.
- Nustatyti ir optimizuoti lazerinio pramušimo slenksčio ultratrumpų impulsų režime charakteristikas didelės neigiamos dispersijos veidrodžiuose, naudojant elektrinio lauko optimizaciją dangos struktūroje.
- Pritaikyti aukštos neigiamos dispersijos veidrodžių projektavimo ir formavimo principus pluošto erdvinės difrakcijos kompensavimui ir pademonstruoti fokusavimo efektą, atsispindint nuo neigiamos dispersijos veidrodžio.
- Optimizuoti fokusavimo efektą tiesiškai moduluotose struktūrose su įterptu rezonansiniu sluoksniu bei ištirti fokusavimo charakteristikų optimizavimo galimybes naudojant daugiasluoksnes netolygaus optinio storio GTI struktūrų kombinacijas.

## **Mokslinis naujumas**

Dispersinės daugiasluoksnės metalų oksidų optinės dangos šiuo metu yra neatsiejamos nuo ultratrumpų impulsų sistemų. Šiame darbe didelis dėmesys buvo skirtas neigiamos dispersijos veidrodžių charakteristikų tobulinimui, optimizuojant esamus parametrus arba ieškant naujų pritaikymo galimybių.

- Darbe pirmą kartą pademonstruota įtempių kompensavimo metodika, kombinuojant oksidų mišinių ir atkaitinimo technologijas IBS metodu pagamintoms dangoms. Ši metodika ne tik leidžia pagaminti standartines aukšto atspindžio ar kitas dangas, bet ir gaminanti sudėtingų konstrukcijų struktūras, tokias kaip BASIC čirpuoti veidrodžiai. Šios metodikos pritaikymas leido pagaminti plataus spektro neigiamos dispersijos veidrodį, kurio charakteristikos nenusileidžia šiuo metu egzistuojančioms rekordinių charakteristikų dangoms. Atsižvelgiant į kitas šios sistemos charakteristikas, tokias kaip mažas jautrumas paklaidoms, galima teigti, kad

toliau optimizuojant ir taikant šią technologiją galima pasiekti ir rekordines spūdos galimybes.

- Didinant čirpuoto veidrodžio spūdos (GVD) parametrus, susiduriama su kita problema – elektrinio lauko išaugimu ir dėl to atsirandančiais LIPS ribojimas. Darbe buvo detaliai išnagrinėtos LIPS priklausomybės nuo naudojamų medžiagų, dangos konstrukcijos ir pasiūlyta metodika, leidžianti ns režime optimizuoti dangų LIPS vertes naudojant mišinių ir atkaitinimo technologiją, o fs režime didinti CM dangų atsparumą atitinkamai lokalizuojant elektrinį lauką dangos struktūroje.
- Panaudojant CM dangų veikimo principus buvo pirmą kartą pademonstruotas fokusavimo atspindyje efektas nuo plokščio veidrodžio paviršiaus.

### **Ginamieji teiginiai**

1. Oksidinių aukšto lūžio rodiklio ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) medžiagų maišymas su žemo lūžio rodiklio  $\text{SiO}_2$  medžiaga jonapluoščio dulkinimo proceso metu leidžia pagaminti daugiasluoksnes optines struktūras, kurių likutiniai įtempiai, naudojant papildomą atkaitinimo aukštoje temperatūroje procedūrą, gali būti visiškai kompensuoti parinkus optimalią atkaitinimo temperatūrą ir trukmę.
2. Likutinių įtempių eliminavimas leidžia suformuoti BASIC struktūrą ant plono (0,35 mm storio ir plonesnio) padėklo, tokiu būdu pasiekiant itin aukštas, mažų oscilacijų ir jautrumo paklaidoms neigiamos dispersijos charakteristikas plačiame spektriniame diapazone, išlaikant pradines padėklo plokštiškumo charakteristikas, tokiu būdu išsprendžiant pagrindinę technologinę BASIC struktūrų taikymo problemą.
3. Didelės dispersijos dangų pažaidos slenkstis ultratrumpų impulsų režime priklauso nuo dangos dizainui naudojamų medžiagų draustinių juostų tarpo ir dangos vidinio elektrinio lauko skirstinio maksimumų lokalizacijos aukšto lūžio rodiklio medžiagų ir sluoksnių sandūrų atžvilgiu. Elektrinio

lauko skirstinio optimizavimas leidžia padidinti LIPS vertes apie 2-2.5 karto, nesugadinant kitų optinių dangų parametrų.

4. Diferencijuotas skirtingo kampinio dažnio komponentų įsiskverbimo į daugiasluoksnią struktūrą efektas gali būti panaudotas pluoštų fokusavimui, atsispindint nuo plokščio veidrodžio paviršiaus, sukurti. Optimizuotų sluoksnių storių struktūros sukuria neigiamą erdvinę dispersiją, kuri kompensuojama pluoštui sklindant normalios dispersijos erdvėje, dėl to stebimas pluošto fokusavimas.

## Darbo aprobacija

*ISI straipsniai disertacijos tema:*

- I. **S. Kičas**, U. Gimževskis, S. Melnikas, Post deposition annealing of IBS mixture coatings for compensation of film induced stress, *Opt. Mat. Express*, **6**(7), 2236-2243 (2016).
- II. Y. C. Cheng, **S. Kičas**, and K. Staliūnas, Flat focusing in reflection from a chirped dielectric mirror with a defect layer, *NANOP*, **9**(1), 093084-093084 (2015).
- III. Y. C. Cheng, **S. Kičas**, J. Trull, M. Peckus, C. Cojocar, R. Vilaseca, *et al.*, Flat Focusing Mirror, *Scientific Reports*, **4** 6326 (2014).
- IV. Y. C. Cheng, M. Peckus, **S. Kičas**, J. Trull, C. Cojocar, R. Vilaseca, *et al.*, Beam focusing in reflection from flat chirped mirrors, *Physical Review A*, **87**(4), 045802 (2013).
- V. X. Fu, A. Melnikaitis, L. Gallais, **S. Kičas**, R. Drazdys, V. Sirutkaitis, *et al.*, Investigation of the distribution of laser damage precursors at 1064 nm, 12 ns on Niobia-Silica and Zirconia-Silica mixtures, *Opt. Express*, **20**(23), 26089-26098 (2012).
- VI. B. Mangote, L. Gallais, M. Commandre, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, M. Jupe, D. Ristau, A. Melnikaitis, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, **S. Kičas**, T. Tolenis, and R. Drazdys, Femtosecond laser damage resistance of oxide and mixture oxide optical coatings, *Opt. Lett.*, **37**(9), 1478-1480 (2012).
- VII. Melnikaitis, T. Tolenis, L. Mažulė, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandre, **S. Kičas**, R. Drazdys, Characterization of zirconia- and niobia- silica mixture coatings produced by ion-beam sputtering, *Appl. Opt.*, **50**(9), C188-C196 (2011).

*Kitos publikacijos disertacijos tema:*

1. **S. Kičas**, G. Batavičiūtė, K. Juškevičius, T. Tolenis, R. Drazdys, R. Buzelis, and A. Melninkaitis, Characterization and application of HfO<sub>2</sub> - SiO<sub>2</sub> mixtures produced by ion-beam sputtering technology, Proc. SPIE **8885**, 888521 (2013).
2. Y. C. Cheng, M. Peckus, **S. Kičas**, J. Trull, C. Cojocar, Diffraction control of reflected beam by chirped mirror, Proc. SPIE **8771**, 87710W (2013).
3. K. Stankevičiūtė, M. Vengris, S. Melnikas, **S. Kičas**, R. Grigonis, and V. Sirutkaitis, Tuning characteristics of femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, OPTICE, **54**(12), 126111-126111 (2015).
4. K. Stankevičiūtė, S. Melnikas, **S. Kičas**, V. Sirutkaitis, L. Trisauskas, M. Vengris, J. Vengelis, R. Grigonis, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, Proc. SPIE **9503**, 950312 (2015).
5. Fu, XH, A. Melninkaitis, L. Gallais, **S. Kičas**, R. Drazdys, V. Sirutkaitis, M. Commandre, Measured nanosecond laser damage probabilities of Niobia- Silica and Zirconia-Silica mixtures coatings, Proc. SPIE **8530**, 85300X (2012).
6. L. Gallais, B. Mangote, M. Commandre, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, M. Jupe, D. Ristau, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, An exhaustive study of laser damage in ion beam sputtered pure and mixture oxide thin films at 1030nm with 500fs pulse durations, Proc. SPIE **8530**, 85300K (2012).
7. Melninkaitis, T. Tolenis, L. Mažulė, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandre, **S. Kičas**, R. Drazdys, Complex study of zirconia-silica and niobia-silica composite coatings produced by ion beam sputtering, Proc. SPIE **7842**, 784203 (2010).
8. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, M. Commandre, L. H. Gao, F. Lemarchand, M. Lequime, A. Melninkaitis, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, M. Mende, L. O. Jensen, H. Ehlers, D. Ristau, Study of the laser matter interaction in the femtosecond regime. Application to the analysis of the laser damage of optical thin films, Proc. SPIE **8168**, 816815 (2011).
9. X. Fu, A. Melninkaitis, L. Gallais, **S. Kičas**, R. Drazdys, V. Sirutkaitis, *et al.*, Measured nanosecond laser damage probabilities of niobia-silica and zirconia-silica mixtures coatings, Proc. SPIE **8530**, 85300X (2012).

*Pranešimai konferencijose disertacijos tema:*

1. **S. Kičas**, G. Batusevičiūtė, K. Juškevičius, T. Tolenis, R. Drazdys, R. Buzelis, A. Melninkaitis, Characterization and application of HfO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures produced by ion-beam sputtering technology, Boulder Damage symposium, Boulder, USA (2013).
2. **S. Kičas**, J. Mitrofanov, R. Kondrotas, R. Drazdys, HfO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> mišinių, suformuotų jonapluoščio dulkinimo technologija, charakterizavimas, LNFK 40 (2013).
3. **S. Kičas**, Y. C. Cheng, M. Peckus, J. Trull, C. Cojocar, R. Vilaseca, R. Drazdys, K. Staliūnas, Beam focalization in reflection from chirped dielectric mirrors, Optical Interference coatings, Canada (2013).
4. K. Juškevičius, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Buzelis, R. Drazdys, Metalų oksidų ir jų mišinių panaudojimas kintamo lūžio rodiklio optinėms dangoms formuoti, Jaunųjų mokslininkų konferencija, Vilnius, Lietuva (2011).
5. K. Juškevičius, R. Buzelis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, A. Selskis, A. Melninkaitis, G. Batavičiūtė, S. Liukaitytė, D. Tumosa, I. Kraujalienė, Optinių elementų atsparumo UV lazerio spinduliuotei optimizavimas, 40-oji Lietuvos Nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva, (2013).
6. K. Staliūnas, Y. C. Cheng, M. Peckus, **S. Kičas**, J. Trull, C. Cojocar, R. Vilaseca, R. Drazdys, Beam reflections from one-dimensionally modulated photonic structures, Transparent Optical Networks (ICTON), (2012).
7. Yu Chieh Cheng, S. Kičas, M. Peckus, J. Trull, C. Cojocar, R. Vilaseca, R. Drazdys, K. Staliūnas, Near field focusing of beams reflected by flat mirror, The European Conference on Lasers and Electro-Optics (2013).
8. Fu, A. Melninkaitis, L. Gallais, **S. Kičas**, R. Drazdys, V. Sirutkaitis, M. Commandre, Measured and simulated nanosecond laser damage probabilities of niobia-silica and zirconiasilica mixtures coatings, SPIE Laser Damage, Boulder, United States, 23 - 26 September (2012).
9. L. Gallais, B. Mangote, M. Commandre, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, M. Jupe, D. Ristau, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, An exhaustive study of laser damage in ion-beam sputtered pure and mixture oxide thin films at 1030 nm with 500 fs pulse durations, SPIE Laser Damage, Boulder, United States, 23 - 26 September (2012).

*ISI ir kitos publikacijos tiesiogiai nesusiję su disertacijos tema:*

1. G. Abromavičius, R. Buzelis, R. Drazdys, K. Juškevičius, **S. Kičas**, T. Tolenis, J. Mirauskas, M. Ščiuka, V. Sirutkaitis, and A. Melninkaitis, Optical resistance and spectral properties of antireflective coatings deposited on LBO crystals by ion beam sputtering, *Lith. J. Phys.* **51**, 303-308 (2011).
2. S. Liukaitytė, G. Batavičiūtė, E. Pupka, M. Ščiuka, I. Kraujalienė, D. Tumosa, A. Skrebutėnas, K. Juškevičius, T. Tolenis, **S. Kičas**, R. Drazdys, R. Buzelis, and A. Melninkaitis, Effect of conventional fused silica preparation and deposition techniques on surface roughness, scattering, and laser damage resistance, *Proc. SPIE* **8530**, 853027 (2012).
3. K. Juškevičius, R. Buzelis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, G. Batavičiūtė, E. Pupka, L. Smalakys, and A. Melninkaitis, Investigation of subsurface damage impact on resistance of laser radiation of fused silica substrates, *Proc. SPIE* **8885**, 888529 (2013).
4. K. Juškevičius, M. Audronis, A. Subačius, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Buzelis, et al., Fabrication of Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> mixed oxides by reactive magnetron co-sputtering, *Thin Solid Films*, **589** 95-104 (2015).
5. S. Liukaitytė, G. Batavičiūtė, E. Pupka, M. Ščiuka, I. Kraujalienė, D. Tumosa, A. Skrebutėnas, K. Juškevičius, T. Tolenis, **S. Kičas**, R. Drazdys, R. Buzelis, A. Melninkaitis. Effect of conventional fused silica preparation and deposition techniques on surface roughness, scattering and laser damage resistance. *Proc. SPIE* **8530**, 853027 (2012).
6. Pipinyte, R. Grigonis, K. Stankeviciute, **S. Kičas**, R. Drazdys, RC. Eckardt, V. Sirutkaitis, Laser-induced-damage threshold of periodically poled lithium niobate for 1030 nm femtosecond laser pulses at 100 kHz and 75 MHz, *Proc. SPIE*, **8786**, 87861N (2013).

*Pranešimai konferencijose tiesiogiai nesusiję su disertacijos tema:*

1. K. Juškevičius, M. Audronis, A. Subačius, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Buzelis, R. Drazdys, Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures produced by reactive DC and RF magnetron sputtering, *Optical Interference coatings, Canada* (2013).
2. S. Liukaityte, G. Bataviciute, E. Pupka, M. Sciuka, I. Kraujaliene, D. Tumosa, A. Skrebutenas, K. Juškevicius, R. Drazdys, R. Buzelis, T. Tolenis, **S. Kičas**, A. Melninkaitis, Effect of conventional fused silica preparation and deposition techniques on surface roughness, scattering, and laser damage resistance, *SPIE Laser Damage, Boulder, United States*, 23 - 26 September (2012).
3. Subačius, **K. Juškevičius**, M. Audronis, S. Kičas, T. Tolenis, R. Buzelis, R. Drazdys, R. Juškėnas, A. Matthews and A. Leyland, *Didelės augimo spartos*

- cirkonio oksido sluoksnių formavimas reaktyviojo magnetroninio dulkinimo būdu, 40-oji Lietuvos Nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva, (2013).
4. K. Juškevičius, A. Subačius, T. Tolenis, **S. Kičas**, R. Buzelis, R. Drazdys Characterization of niobia-silica mixture coatings produced by magnetron sputtering, The 14rd International Conference „Advanced materials and technologies”, Palanga, Lithuania, (2012).
  5. K. Juškevičius, R. Buzelis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, G. Batavičiūtė, E. Pupka, L. Smalakys, A. Melninkaitis, Investigation of subsurface damage impact on resistance of laser radiation of fused silica substrates , Laser-Induced Damage in Optical Materials, SPIE, Boulder, USA, (2013).
  6. K. Juškevičius, M. Audronis, A. Subačius, **S. Kičas**, T. Tolenis, M. Gaspariūnas, R. Buzelis, R. Drazdys, A. Matthews and A. Leyland, Fabrication of Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures by a hybrid reactive DC-RF magnetron sputtering technique, Optical Interference Coatings, Whistler, Canada, (2013).
  7. K. Juškevičius, R. Buzelis, **S. Kičas**, T. Tolenis, R. Drazdys, A. Selskis, A. Melninkaitis, S. Liukaitytė, D. Tumosa, I. Kraujalienė, Decrease of subsurface damage impact to resistance of laser radiation of optical substrates, The 4th International Conference Radiation Interaction with Material and its Use in Technologies, Kaunas, Lithuania, (2012).
  8. S. Liukaitytė, G. Batavičiūtė, E. Pupka, M. Ščiuka, I. Kraujalienė, D. Tumosa, K. Juškevičius, A. Skrebutėnas, T. Tolenis, **S. Kičas**, R. Drazdys, R. Buzelis and A. Melninkaitis, Effect of conventional fused silica preparation and deposition techniques on surface roughness, scattering and laser damage resistance, Laser-Induced Damage in Optical Materials, SPIE, Boulder, USA, (2012).
  9. G. Abromavičius, R. Buzelis, R. Drazdys, K. Juškevičius, **S. Kičas**, T. Tolenis, J. Mirauskas, M. Ščiuka, V. Sirutkaitis, A. Melninkaitis, Optical resistance and spectral properties of anti-reflective coatings deposited on LBO crystals by ion beam sputtering, International conference of Advanced optical material and devices, Vilnius, Lithuania, (2011).

#### *Autoriaus indėlis*

Autorius atliko eksperimentų planavimą, didžiąją dalį jų vykdymo ir jų rezultatų analizavimą bei interpretavimą. Pats atliko pagrindinių eksperimentinių dangų projektavimą ir charakteristikų modeliavimą, sluoksnių dengimo jonapluoščio dulkinimo technologija eksperimentus.



### *Kitų autorių indėlis*

Yu Chieh Cheng atliko neigiamos dispersijos dangų fokusavimo charakteristikų modeliavimą FDTD metodu, pagamintų struktūrų fokusavimo charakteristikų matavimą bei rezultatų apdorojimą, interpretavimą ir aprašymą.

Gintarė Batavičiūtė atliko optinių dangų atsparumo lazerio spinduliuotei matavimus fs ir ns režimuose, LIPS verčių ir paklaidų apskaičiavimą.

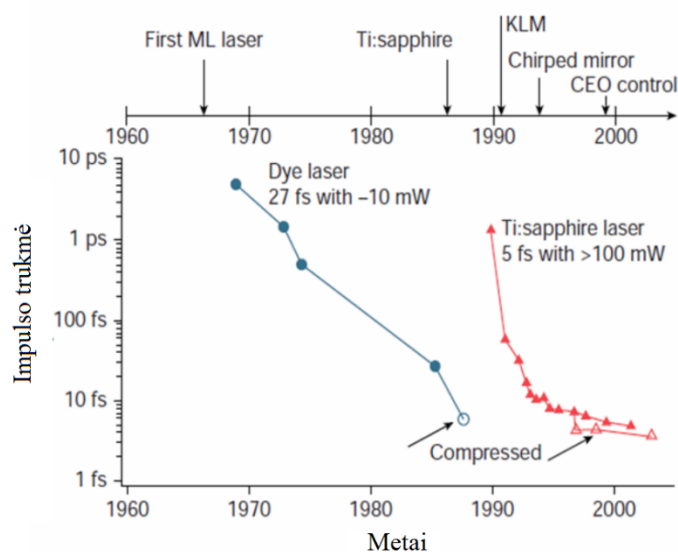
Simas Melnikas atliko neigiamos dispersijos struktūrų nusodinimo IBS technologija eksperimentus ir trumpais impulsais pažeistų bandinių morfologijų analizę.

Ugnius Gimževskis atliko mišinių garinimo ir kaitinimo, įtempių vertinimo eksperimentus, BASIC ir kitų daugiasluoksnių struktūrų spektrinius bei plokštiškumo matavimus, rezultatų aprašymą.

# 1 Literatūros apžvalga

## 1.1 Ultratrumpų impulsų generacija

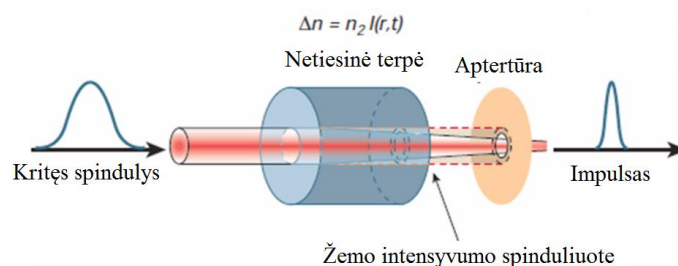
Praėjus šešeriams metams po pirmosios lazerio demonstracijos De Maria su bendraautoriais, naudodami pasyvios modų sinchronizacijos Nd:stiklo lazerį, pademonstravo pirmuosius ultratrumpus (pikosekundinius) impulsus [28]. Didelę reikšmę trumpų impulsų lazerių tobulėjimui turėjo 1992 metais išrasti įsisotinantis puslaidininkiniai sugėrikliai (SESAM, *angl. semiconductor saturable absorber mirror*) [29]. Nuo šio išradimo lazerių impulsų trukmės, vidutinė galia, pasikartojimo dažnis padidėjo keliomis eilėmis. Kitas svarbus žingsnis ultratrumpų lazerių istorijoje buvo Kero lęšio panaudojimas pasyviai modų sinchronizacijai [30]. Šis metodas leido pasiekti impulsų trukmes nuo kelių pikosekundžių iki kelių dešimčių femtosekundžių.



1 pav.: Impulsų trukmės pokyčiai dažalų ir Ti:safyro sistemoms [31].

Išorinė impulsų spūda leido pasiekti 6 fs trukmės impulsus ir šis V. Shanks pasiektas trukmės rekordas laikėsi beveik 10 metų [5]. Situacija stipriai pasikeitė kartu su Ti:safyro lazerio išradimu. Platus Ti:safyro emisijos spektras ties centriniu 800 nm bangos ilgiu leido pasiekti impulsų trukmes, artimas keliems optiniams ciklams (kelios fs, naudojant išorinį spaudimą).

Priklausomai nuo rezonatoriaus ilgio  $L$  bei aktyvaus elemento stiprinimo juostos pločio  $\Theta$ , lazeris gali generuoti tam tikrą skaičių išilginių modų:  $m = \Theta / \Delta\nu$ , kur  $\Delta\nu = c / 2L$ ,  $\Delta\nu$  – dažnių skirtumas tarp gretimų išilginių modų,  $c$  – šviesos greitis. Nuolatine veika veikiančiame lazeryje konkuruoja didžiausią stiprinimą turinčios išilginės modos. Šių modų fazės yra atsitiktinės, ir rezonatoriuje nusistovi vidutinis fliuktuojantis laukas. Jei išilginių modų fazės tam tikru laiko momentu sutaptų, gautume impulsą, kurio trukmė ir amplitudė priklausytų nuo išilginių modų skaičiaus, kuo daugiau modų, tuo trumpesnis impulsas, tuo didesnė impulso amplitudė. Pirmasis Kero lęšiu sinchronizuotų modų lazeris pademonstruotas 1991 m. Šis metodas yra pagrįstas intensyvios šviesos savifokusacija Kero terpėje. Lazero generuojamas pluoštas turi tam tikrą intensyvumo skirstinį skersinėse koordinatėse, o medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo šviesos intensyvumo. Intensyviai šviesai sklindant medžiaga sukuriama lūžio rodiklio skirstinys skersinėse koordinatėse. Trumpesniems impulsams Kero lęšio židinio nuotolis yra mažesnis, ir pluoštas yra labiau fokusuojamas. Tokiu būdu perėjus per už Kero terpės patalpintą apertūrą didesnio intensyvumo pluoštas (mažesnės trukmės impulsas) patirtų mažesnius nuostolius. Pasireiškiant Kero efektui, kartu pasireiškia ir kiti netiesiniai reiškiniai, tokie kaip fazinė savimoduliacija. Dėl fazinės savimoduliacijos plinta impulso spektras, tai įgalina generuoti trumpesnius impulsus, tačiau taip pat pasikeičia ir dispersijos balansas rezonatoriuje [29].



2 pav. Kero lęšio modų sinchronizacijos principas [29].

Šiuo metu trumpiausi impulsai pasiekiami Ti:safyro lazeryuose, veikiančiuose Kero lęšio pasyvaus sinchronizavimo režime. Artėjant prie mažiau nei 10 fs trukmės impulsų, labai aktuali pasidaro dispersijos problema, t.y. dispersinių elementų, esančių lazero osciliatoriuje, įtakotas trumpo impulso

dispersinis plitimas. Kadangi dispersinis plitimas yra tiesinis procesas, jis gali būti suvaldytas išskiriant spektrines komponentes ir išdėstant jas atitinkamai laike. Šiam tikslui ilgą laiką naudotos difrakcinės gardelės, prizmės ar jų deriniai, tačiau jie neleidžia pasiekti trumpesnių nei 10 fs trukmės impulsų.

## 1.2 Dispersinis ultratrumpų impulsų plitimas

Ultratrumpi impulsai pasižymi plačiu spektru, kuris yra atvirkščiai proporcingas impulso trukmei. Sąryšis tarp impulso trukmės  $E(t)$  ir spektro pločio  $E(\omega)$  apibrėžiamas taip:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1)$$

Trumpu impulsu galime vadinti tokį optinį signalą, kurio spektro plotis yra bent 50 nm. Skirtingo bangos ilgio impulso spektrinės dedamosios dėl dispersijos sklis skirtingu greičiu. Todėl keisis dedamųjų fazių derinimas bei impulso trukmė. Smailinis impulso intensyvumas, kuris yra labai svarbus tam tikruose taikymuose, dėl šių priežasčių mažės. Impulso elektrinis laukas gali būti pilnai aprašytas specifikuojant jo intensyvumo  $I(t)$  ir fazės  $\phi(t)$  kitimą laike:

$$E(t) = \sqrt{I(t)} \exp\{-i\phi(t)\}. \quad (2)$$

Ekvivalenčiai galima perrašyti 2 formuluotę dažnių režime, kur  $S(\omega - \omega_0)$  yra dažnių juostos plotis,  $\varphi(\omega - \omega_0)$  – spektrinė fazė,  $\omega_0$  – nešantysis dažnis:

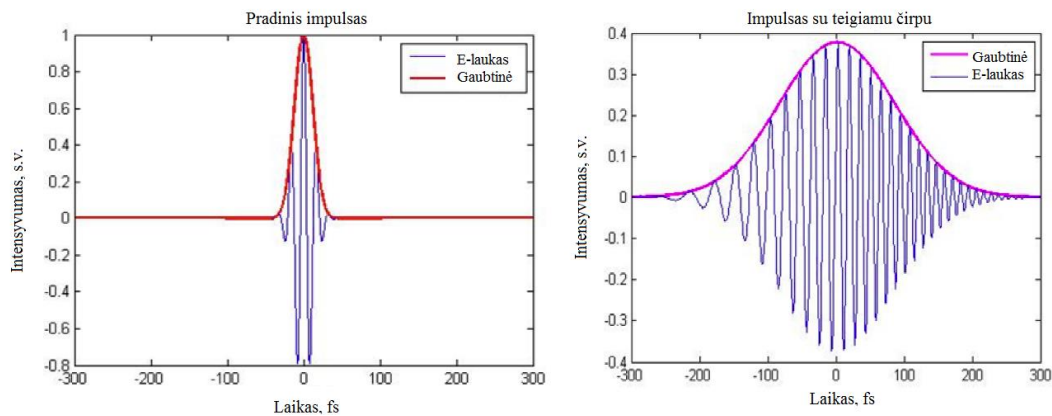
$$\tilde{E}(\omega - \omega_0) = \sqrt{S(\omega - \omega_0)} \exp\{-i\varphi(\omega - \omega_0)\}. \quad (3)$$

Kai  $\varphi(\omega - \omega_0)$  yra pastovi visiems dažniams, impulso trukmė yra minimali, ribojama tik spektrinio pločio ir gali būti apskaičiuota naudojant Furje transformaciją. Nepastovus spektrinės fazės kitimas privers impulso trukmę didėti. Išskleidus spektrinę fazę Teiloro eilute aplink centrinę  $\omega_0$  dažnį gauname:

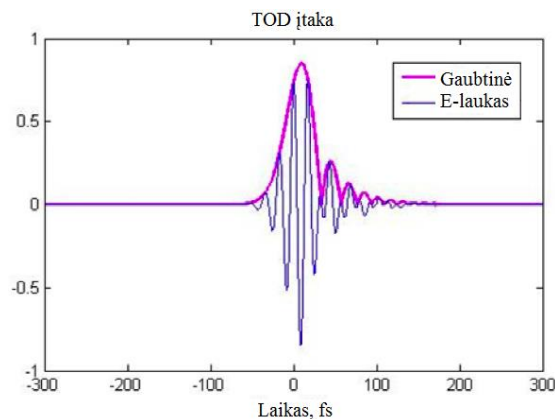
$$\begin{aligned} \varphi(\omega - \omega_0) = & \varphi_0 + \varphi_1(\omega - \omega_0) + \frac{\varphi_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\varphi_3}{3!}(\omega - \omega_0)^3 \\ & + \frac{\varphi_4}{4!}(\omega - \omega_0)^4 + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

Šioje išraiškoje pirmasis narys aprašo derinimą tarp greitai kintančio elektrinio lauko ir jo gaubtinės ir įtakos impulso trukmei neturi. Koefficientas prie

tiesinio nario aprašo grupinį vėlinimą (GV) arba, kitaip tariant, spinduliuotės užvėlinimą. Kvadratinis narys aprašo vėlinimo (GV) priklausomybę nuo dažnio – „čirpą“. GVD yra teigiamas visoms normalios dispersijos medžiagoms. Dispersinio plitimo pavyzdys pateiktas 3 pav. Kubinis narys (TOD) apibūdina netaisyklingą impulso plitimą ir formos pokyčius (4 pav.). Standartinės medžiagos įneša teigiamą TOD, todėl kompensuojant šį fazės nederinimą atspindyje reikia sukurti priešingo ženklo fazės pokytį.



3 pav. GVD įtaka trumpam impulsui.



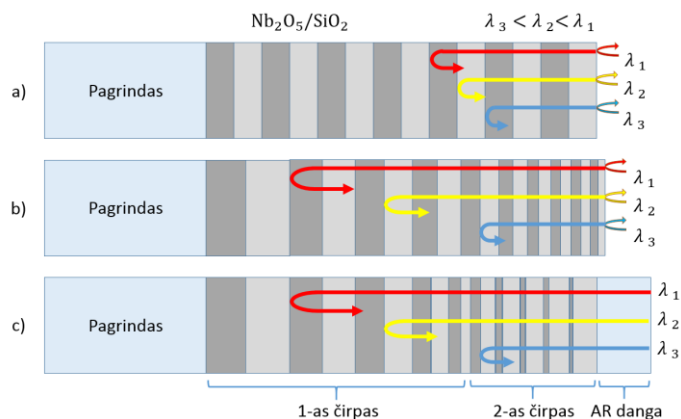
4 pav. TOD įtaka impulso formai.

### 1.3 Neigiamos dispersijos veidrodžiai

#### 1.3.1 Moduluoto optinio storio dispersiniai veidrodžiai

„Čirpu“ vadinamas sluoksnių storių kitimas statmenai daugiasluoksnės dangos struktūros. Priklausomai nuo to, kaip kinta sluoksnių storiai, t.y. Brego bangos ilgis, galima išskirti du atvejus: vieno ir dviejų čirpų dielektrinius

veidrodžius. 5 pav. pateikti abu paminėti atvejai bei palyginimas su standartiniu Brego veidrodžiu be storių moduliacijos [19]. Vieno čirpo struktūroje sluoksnių storiai kinta pagal tam tikrą moduliaciją, kuri dažniausiai yra aprašoma tiesine lygtimi [9, 32]. Dviejų čirpų struktūroje tokios moduliacijos yra dvi. Pirmoji analogiška 1 čirpo veidrodžiams, sukuria išsiskverbimo efektą, antroji skirta sumažinti GVD osciliacijas dėl lūžio rodiklių nederinimo tarp išorinio dielektriko sluoksnio ir oro. Dėl jos aukšto lūžio rodiklio sluoksniai dangos paviršiuje yra ploni ir storėja link pagrindu (6 pav.), tuo tarpu žemo lūžio rodiklio sluoksniai yra pastorinami, kad suminis sluoksnių poros optinis storis išliktų vienodas [19]. Toks metodas leidžia gauti mažas GVD charakteristikų osciliacijas, ir tokios struktūros yra pamatinis dangų dizainas prieš pritaikant kompiuterinius optimizavimo metodus.



5 pav. Standartinis Brego veidrodžius (a), vieno (b) ir dviejų (c) Brego bangos čirpų struktūros.

Dviejų čirpų veidrodžių projektavimui dažniausiai naudojamas analitinis skaičiavimo metodas, pasiūlytas N. Matuschek [19]. Viena pagrindinių šio skaičiavimo metodo išraiškų pateikta 5 formulėje:

$$m(k_B) = \frac{c^2}{2\pi} \left( 1 - \frac{|\kappa_0|}{\pi} \right) * \int_{k_B}^{k_B^{max}} k_B * GVD(k_B) dk_B, \quad (5)$$

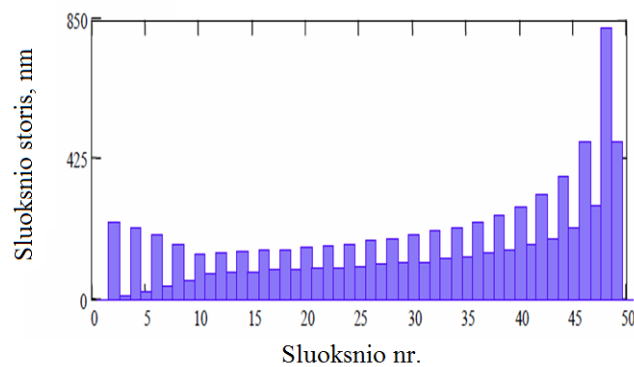
čia  $m$  – sluoksnių poros numeris,  $k_B$  – Brego bangos skaičius,  $\kappa_0$  - „čirpavimo koeficientas“. Ši išraiška leidžia gauti Brego bangos skaičiaus  $k_B$  priklausomybę nuo sluoksnio numerio esant tam tikrai pasirinktai GVD vertei. Paprasčiausiu

atveju, kai GVD yra konstanta, galime išspręsti 5 lygtį ir, atlikę kelias prielaidas, gauti išraišką, kuri leidžia apskaičiuoti sluoksnių fizinius storius:

$$k_B(m) = k_B^{max} * \sqrt{1 - \frac{4\pi^2}{c^2 D_0 (\pi - |\kappa_0|) (k_B^{max})^2} |m|} \quad (6)$$

$$d_{m,h} = \frac{\pi}{2k_B(N_p)n_h} \left(\frac{|m|}{N_p}\right)^{1.5}. \quad (7)$$

Koeficientas 1,5 nustatytas eksperimentiškai. Priklausomai nuo to, kiek norima sumažinti GVD osciliacijas apie vidutinę GVD vertę, parenkamas antram čirpui tenkantis sluoksnių porų skaičius.



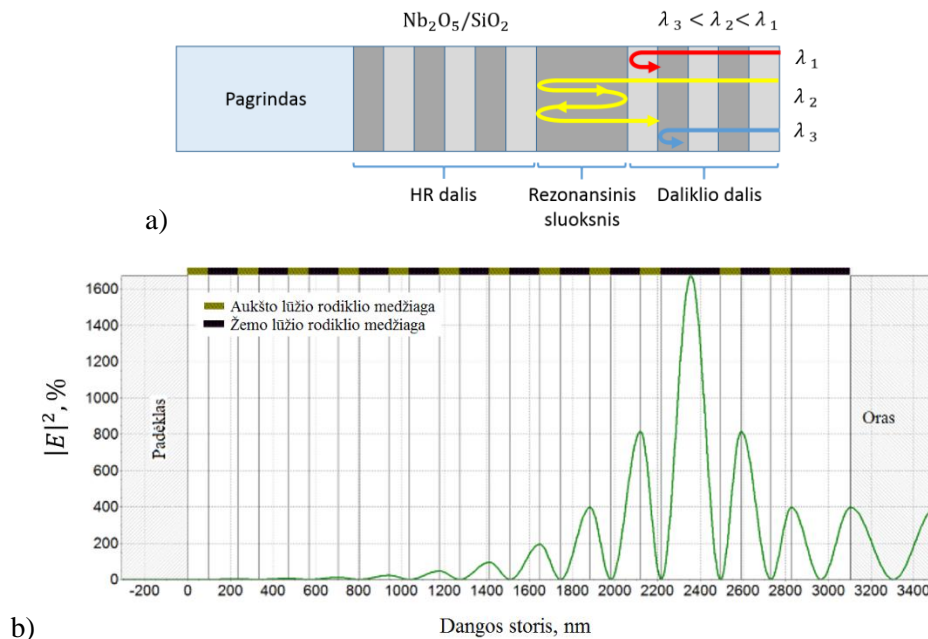
6 pav. Dviejų čirpo veidrodžio sluoksnių storių pasiskirstymas [18].

Tokiu būdu eksperimentiškai parenkant čirpavimo koeficientus bei sluoksnių skaičių kiekvienam čirpui galima gauti daugiasluoksnius dangų dizainus tinkančius vidutinio pločio impulsų spūdai arba naudoti šiuos duomenis tolimesnei kompiuterinei optimizacijai bei gauti dangas itin plataus spektro impulsams.

### 1.3.2 Rezonansiniai dispersiniai veidrodžiai

GTI yra sudarytas iš trijų pagrindinių dalių (7 pav.): aukšto atspindžio veidrodžio (HR dalis), šviesos daliklio ir rezonansinio sluoksnio, esančio tarp jų. Tokio tipo struktūroje kritusi banga yra rezonansiškai uždaroma tarpiniame sluoksnyje tokiu būdu sukuriama didelė vėlinimą kitų bangos ilgių atžvilgiu [10, 11, 24, 33]. Taip galima gauti dideles GV/GVD vertes siaurame spektriniame diapazone. 7 b pav. pateiktas elektrinio lauko intensyvumo skirstinys GTI dangoje,

kuri įneša dideles vėlinimo vertes 1030 nm bangos ilgiui. Aiškiai matyti, kad elektrinis laukas lokalizuojamas tarpiniame sluoksnyje (šiuo atveju tai L-SiO<sub>2</sub> medžiaga), o jo intensyvumas stipriai išauga.



7 pav. GTI struktūros veikimo principas (a) ir elektrinio lauko pasiskirstymas GTI struktūroje (b).

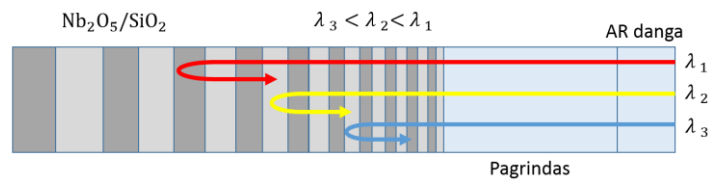
Naudojant 5-6 suderintus tarpusavyje rezonansinius darinius, galima praplėsti veidrodžio veikimo spektrinį diapazoną, tačiau tokios dangos struktūra pasidaro labai sudėtinga bei jautri gamybos paklaidoms. Nepaisant to, tokios struktūros naudojamos ir yra priskiriamos atskiram čirpuotų veidrodžių pogrupiui – aukštos dispersijos veidrodžiams, HDM [14]. Šiomis struktūromis gaunamos GVD charakteristikos pilnai nepaaiškinamos nei rezonansiniais, nei įsiskverbimo efektais atskirai. Galima teigti, kad tokio tipo dangose skirtingos spektrinės komponentės yra rezonansiškai uždarnos skirtingame veidrodžio gylyje, tai leidžia pasiekti santykinai dideles GVD vertes plačiame bangos ilgių diapazone [14].

### 1.3.3 „BASIC“ konstrukcijos veidrodžiai

Vienas būdų, kaip padidinti neigiamos dispersijos veidrodžių plotį bei sumažinti GVD osciliacijas, buvo pasiūlytas N. Matuschek [25]. Pasiūlyta nauja

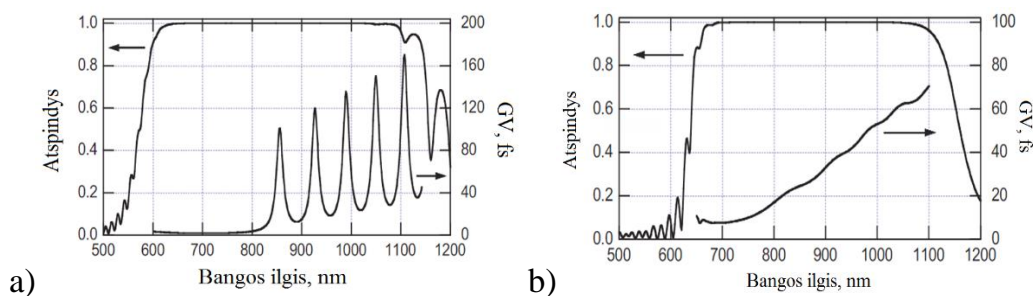


čirpuoto veidrodžio struktūra (8 pav.), kuri nuo standartinių struktūrų skyrėsi tuo, kad šiuo atveju spinduliuotė į struktūrą patenka per pagrindą. Šią koncepciją toliau vadinsime BASIC veidrodžiu.



8 pav.: BASIC veidrodžio principinė struktūra.

Toks standartinės struktūros patobulinimas leidžia geometriškai eliminuoti vieną pagrindinių čirpuotų dangų problemų – lūžio rodiklio staigų pokytį dangos sąlytyje su oru. Norint efektyviai panaikinti Frenelio atspindį dangos paviršiuje, reikia tiksliai parinkti pagrindo medžiagą - lūžio rodiklį. Iš 9 pav. matyti, kad sutapatinus dangos paviršinio sluoksnio lūžio rodiklį su pagrindo lūžio rodikliu, GV/GVD osciliacijos sumažėja ar net visiškai išnyksta.



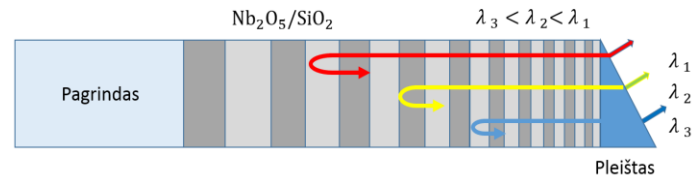
9 pav. BASIC veidrodžio atspindžio ir GVD charakteristikos, kai kritimo aplinka oras (a) ir suderinto lūžio rodiklio medžiaga (b) [25].

Tiek standartiniam CM, tiek BASIC veidrodžiui reikalingos skaidrinančios dangos (5 pav.). Tiesa, reikalavimai skaidrinančioms (AR) dangoms, kaip ir jų funkcija šiose konfigūracijose, skiriasi. Standartinio CM atveju AR dangos atspindys turėtų būti bent  $R < 10^{-4}$  % eilės, o tai padaro skaidrinančią dangą itin sudėtingą. Likutinis atspindys šiuo atveju sukelia dideles GVD osciliacijas. Tokios dangos spektrinis plotis yra ribotas (250-300 nm ties 800 nm centre banga). Tuo tarpu BASIC atveju AR atspindys gali siekti ir  $10^{-3}$  % eilės, kadangi likutinis atspindys nesukelia GVD osciliacijų (atspindys nuo AR ir nuo CM struktūrų neinterferuoja tarpusavyje), o tik įneša nuostolius. Pagrindinis šios koncepcijos

trūkumas – pagrinduko įnešama teigiama dispersija yra tik truputį mažesnė nei čirpuotame veidrodyje sukuriama neigiama dispersija. Taigi šis veidrodis gali kompensuoti rezonatoriaus dispersiją tik kombinuojant jį su prizmėmis ar kitu erdvinės spūdos mechanizmu. Plono (<0,1-0,2 mm) pagrinduko panaudojimą šiuo atveju riboja dangos vidiniai įtempimai, kurie sukuria paviršiaus plokštiškumo drastišką suprastėjimą [34].

### 1.3.4 Pakreipto fronto dispersiniai veidrodžiai

Kiek modifikuotas BASIC struktūros variantas buvo pasiūlytas G. Tempea grupės [35]. Šiame darbe siūloma ant užgarintos ir atitinkamai sumodeliuotos struktūros priklijuoti ar optiškai prijungti pleištą, kuris atliktų tokias pačias funkcijas kaip BASIC struktūros atveju bei papildomai nukreiptų paviršinių Frenelio atspindį į šoną tokiu būdu išvengiant GVD osciliacijų dėl interferencijos. Tokia struktūra vadinama pakreipto fronto čirpuotu veidrodžiu (*angl. tilted front CM*) ir pavaizduota 10 pav..



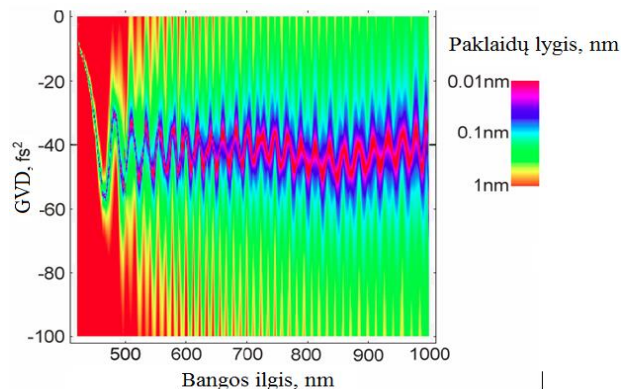
10 pav. Principinė pakreipto fronto CM struktūra, bei atspindžių oras/dielektrikas sandūroje išsidėstymas.

Reikalavimai skaidrinančiai dangai (AR) yra žymiai mažesni, nes šiuo atveju likutinis atspindys virsta nuostoliais ir niekaip nedaro įtakos fazės poslinkio atspindyje ar GVD charakteristikų.

### 1.3.5 Briusterio kampo dispersiniai veidrodžiai

2003 metais G. Steinmeyer [20] pasiūlė išvengti oras-dielektrikas sandūroje atsirandančių atspindžių naudojant Briusterio kampo konfigūraciją ir TM (p) poliarizacijos šviesą. Kadangi Briusterio kampas priklauso tiek nuo medžiagos lūžio rodiklio, tiek nuo bangos ilgio, projektuojant tokio tipo struktūras, SiO<sub>2</sub> parenkamas kaip išorinis struktūros sluoksnis. Tokiu atveju kampas Briusterio

keičiasi tik apie 0,3 laipsnio per optinę oktavą ir leidžia sumažinti charakteristikų jautrumą elemento derinimui bei tiksliau suderinti GVD charakteristikas. Reikia paminėti, kad Briusterio kampo CM reikalingas sluoksnių skaičius (siekiant gauti aukštą, bent >99% atspindį) padidėja apie 30-40% lyginant su standartiniai CM, tačiau šiuo atveju nereikalinga AR danga, kurios sluoksnių skaičius varijuoja nuo 10 iki 20 priklausomai nuo spektrinio pločio bei siekiamų atspindžio verčių.



11 pav. Garinimo proceso sluoksnių storių paklaidų įtakos simuliacija Briusterio kampo čirpuoto veidrodžio GVD charakteristikoms [20].

Nors Briusterio kampo CM idėja pasiūlyta 2003 metais, pirmas jos pritaikymas pademonstruotas tik 2006 m [36]. G. Steinmeyer su kolegomis pademonstravo plataus spektro impulsų spūdą nekolinearaus optinio parametrinio stiprinimo eksperimente.

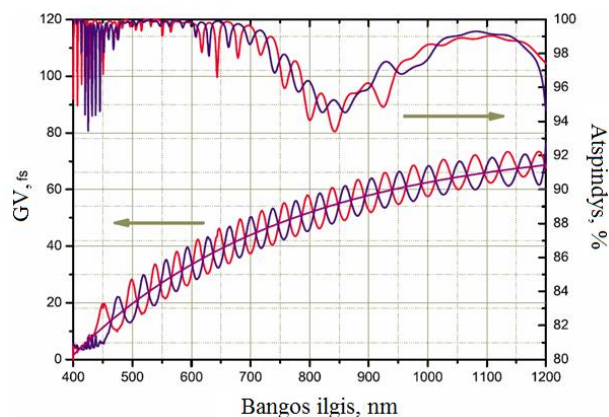
### 1.3.6 Suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros

Iki šiol aptartose daugiasluoksnėse struktūrose impulsų spūdai buvo siekiama kiek galima labiau sumažinti GVD osciliacijas. 2001 metais F.X. Kartner pasiūlė čirpuoto veidrodžio osciliacijas kompensuoti kitu čirpuotu veidrodžiu, kurio osciliacijos yra paslinktos spektre per pusę osciliacijos periodo, o osciliacijų amplitudė yra vienoda [23]. 2007 metais V. Pervak su bendraautoriais išplėtojo pirminę idėją [15, 37]. Šiuose darbuose buvo teoriškai ir eksperimentiškai pademonstruoti neigiamos dispersijos veidrodžių poros, gebančios kontroliuoti dispersiją iki 1,5 spektrinės oktavos ir leidžiančios gauti trumpesnius nei 3 fs impulsus[15]. Pagrindinis skirtumas tarp šių darbų yra toks, kad V. Pervak

darbuose pradinės abiejų veidrodžių struktūros yra optimizuojamos vienu metu, t.y. algoritmas modeliuoja kelias dangas vienu metu taip, kad jų suminis GVD ir R tenkintų pasirinktas vertes. Tokiu būdu galima suderinti ir daugiau nei du veidrodžius. Tai savo ruožtu leidžia idealiai sukompensuoti GVD osciliacijas labai plačiame spektre. [15] darbe yra nagrinėjama tokių dangų projektavimui naudojamos nesutapimo funkcijos:

$$F = \frac{1}{L} \sum_{j=1}^L \left( \frac{R_p(\lambda_j) - R^j}{\Delta R^j} \right)^2 + \left( \frac{GVD_p(\lambda_j) - GVD^j}{\Delta GVD^j} \right)^2, \quad (8)$$

aprašymo problema. Ji gali būti išreiškia GV arba GVD vertėmis. Remiantis darbe pateiktais rezultatais, geresnės charakteristikos gaunamos naudojant GV vertes, kadangi algoritmui nereikia atlikti antros fazės išvestinės skaičiavimo ir tai efektyvina skaičiavimus.



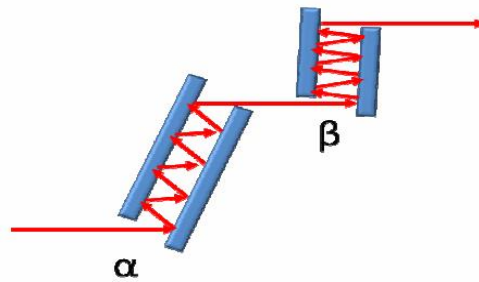
12 pav. Atspindžio ir GVD charakteristikos, gautos išreiškiant  $F$  per GVD ir R.

Pagrindinė tokio tipo dangų problema yra ta, kad norint pagaminti kelis suderintų GVD veidrodžius reikia atlikti kelis garinimo procesus. Kadangi sluoksnių skaičius siekia arti 100, o tai kelia didelius reikalavimus garinimo sistemos stabilumui - reikalinga tiksli sluoksnių storių kontrolės sistema, o tokių elementų gamybos kaštai yra itin dideli. Nepaisant to, šiandien tai yra tikriausiai plačiausiai naudojamas metodas itin trumpų impulsų generavimui.

### 1.3.7 Skirtingo veikimo kampo dispersinių veidrodžių poros

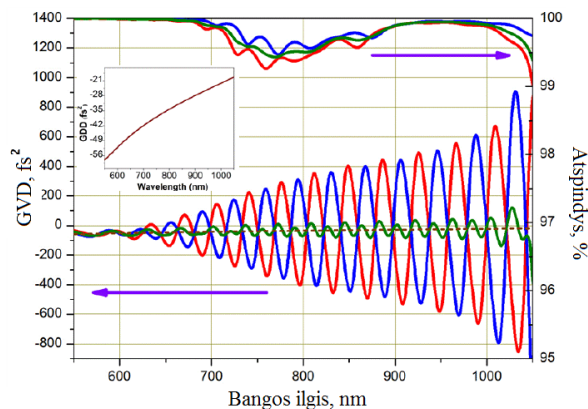
Kaip alternatyva suderintų GVD osciliacijų veidrodžių poroms 2009 m. pademonstruoti dviejų kampų veidrodžiai ir jų poros (*angl. „double angle chirped*

*mirrors*“) [16]. GVD osciliacijos šiuo atveju taip pat pastumtos per pusę osciliacijos periodo viena kitos atžvilgiu. Skirtumas tarp šių metodų yra toks, kad dvigubo kampo poros yra išstatomos ne  $0^0$  laipsnių, o tam tikrais kampais (13 pav.). Šioje konfigūracijoje yra išnaudojama gerai žinoma interferencinių dangų savybė, kai didinant šviesos kritimo kampą struktūros spektras slenkasi į trumpų bangų pusę - mažėja sluoksnių efektyvusis optinis storis.



13 pav.: Dviejų kampų čirpuotų veidrodžių principinė schema ( $\alpha - 20^0$ ,  $\beta - 5^0$  pasvirimo kampas).

Tokiu būdu gauname praktiškai tokį patį GVD osciliacijų kompensavimo efektą kaip ir suderintų porų atveju. Kampas ir jo derinimo diapazonas turi būti mažas, kadangi GVD kreivės forma platesniame kampų diapazone keičia ne tik poziciją spektre, bet ir formą. Tokių veidrodžių projektavimas analogiškas suderintų GVD porų atvejui. 14 pav. pateiktos GVD ir atspindžio charakteristikos iš [16] publikacijos.



14 pav.: Dviejų kampų čirpuotų veidrodžių ( $\alpha - 20^0$ ,  $\beta - 5^0$ ) atspindžio ir GVD teorinės kreivės [16].

Pagrindinis skirtumas, lyginant su suderintų porų veidrodžiais, yra toks, kad dvigubo kampo veidrodžiams užtenka vieno garinimo proceso. Tai reiškia, kad yra padengiami identiški veidrodžiai, o jų poros yra išstatomos skirtingais kritimo kampais. Šis metodas leidžia sumažinti gamybos kaštus, o gaunamos GVD paklaidos yra mažesnės nei kitais atvejais.

### 1.3.8 Čirpuotų veidrodžių optimizavimas pagal laikinį impulso profilį

2005 metais P. Dombi pasiūlė nesutapimo funkciją apibrėžti per laikines impulso charakteristikas [38]. Tokiu būdu sukurtas laikinio impulso profilio optimizacijos metodas bei čirpuotų veidrodžių grupė - TDCM. , kuri vėliau buvo išplėta kitų autorių darbuose [39, 40]. Metodas remiasi dviem pagrindiniais teiginiais:

1) GV/GVD osciliacijos net ir tuo atveju, kai jų amplitudė yra didelė, neturi didelės įtakos impulso laikiniam profiliui. Todėl turi būti įvykdytos kelios sąlygos:

i) atspindžio nuo veidrodžio vidutinė GV/GVD kreivė turi atitikti siekiamos kompensuoti dispersijos kreivę (tik priešingo ženklo),

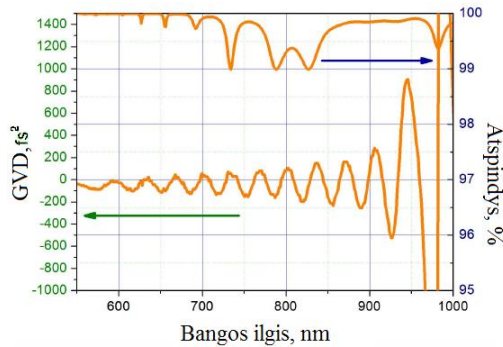
ii) GVD osciliacijos turi būti kvazi-periodinės, o jų periodas daug mažesnis nei impulso spektro plotis. Optimizacijos tikslas yra gauti Furje transformacijos ribotą impulsą, t.y. šviesos energiją suspausti į kuo mažesnę laiko intervalą. TDCM atveju impulso trukmė ir energijos koncentracija, yra pagrindiniai parametrai, į kuriuos atsižvelgiama optimizacijos metu. Optimizacijai naudojami tie patys algoritmai, keičiasi tik nesutapimo funkcijos aprašymas. Nesutapimo funkcija apibrėžia skirtumą tarp realaus ir Furje riboto impulsų spektrų fazių ir intensyvumo skirtinių. Laikinis atsispindėjusio impulso pavidalas gaunamas atliekant Furje transformaciją:

$$A_{i\check{s}}(t) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \widehat{A}_{i\check{s}}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (9)$$

čia  $A_{i\check{s}}(t)$  – nuo veidrodžio atsispindėjęs impulsas. Nesutapimo funkcija apibrėžiama taip:

$$\Phi = (E_p)^{-q} \int_{-\infty}^{+\infty} (t - t_0)^2 |A_{i\check{s}}(t)|^2 dt, \quad q > 1 \quad (10)$$

čia  $E_p$  – normalizavimo konstanta,  $t_0$  – funkcijos  $A_{out}(t)$  „centras“, apibrėžiamas kaip jos pirmas momentas. Kai parametras „ $q$ “ yra daugiau nei 1, nesutapimo funkcija apibrėžia ne tik impulso laikinę formą, bet ir energijos koncentraciją. Taigi varijuojant parametrais  $p$  ir  $q$  galime apibrėžti impulso laikines ir energijos koncentracijos charakteristikas. [40] darbe buvo atliktas standartinių (suderintų porų veidrodžių) ir TDCM veidrodžių palyginimas, t.y. buvo lyginamos laikinės impulsų charakteristikos atsispindėjus nuo šių veidrodžių.



15 pav.: TDCM veidrodžio atspindžio ir GVD teorinės charakteristikos [40].

Apibendrinant galima paminėti kelis šios optimizavimo koncepcijos privalumus:

1. Reikalingos charakteristikos gaunamos su mažesniu sluosnių skaičiumi (30-35 %).
2. Nekyla problemų dėl oras/dielektrikas sandūros atspindžių ir GVD osciliacijų.
3. Gaunama dangos struktūra yra paprasčiau pagaminama.
4. Yra daugiau laisvės varijuoti impulso trukme ir energijos koncentracija. Pagrindinis trūkumas yra tas, kad optimizacijai reikalingas realus lazerio impulso spektras, taigi gauti veidrodžiai veiks tik tam tikram spektrui ar esant impulso charakteristikų nestabilumui.

## 1.4 Neigiamos dispersijos dangų trūkumai

### 1.4.1 Interferenciniai reiškiniai struktūros paviršiuje

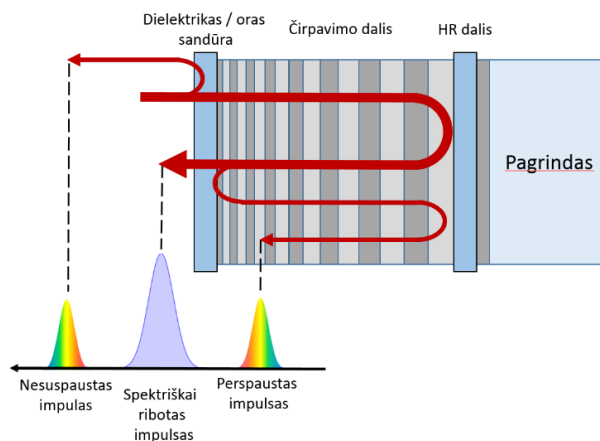
Neigiamos dispersijos veidrodyje Brego bangos ilgis kinta išilgai struktūros. Siekiant kompensuoti normalios dispersijos terpės įtaką ir išlaikyti raudonas komponentes labiau nei mėlynas, sluoksnių kitimas struktūroje turi būti sudėliotas taip, kad jos atsispindėtų arti pagrindo. Sluoksnių storių kitimas gali būti aprašomas ne tik tiesine funkcija, bet ir sudėtingesniais polinomis siekiant kompensuoti aukštesnių eilių dispersiją [41]. Veidrodžio įnešamos dispersijos kiekis priklauso nuo optinio kelio ilgio  $L(\omega)$  dangos struktūroje. 50-ies sluoksnių veidrodyje tie 800 nm bangos ilgiu maksimalus vienu apėjimu gaunamas optinis kelio ilgis siekia apie 20  $\mu\text{m}$ , tai leidžia gauti apie 65 fs GV vertes, tarp kraštinių veidrodžio atspindimų bangos ilgių  $\omega_1$  ir  $\omega_2$ . Maksimalus pasiekiamas GVD:

$$GVD = \frac{\Delta L}{c\Delta\omega}, \quad (11)$$

kur  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $c$  – šviesos greitis,  $\Delta L$  – spindulių eigos skirtumas. Taip pasiekiamos  $GVD = 50\text{-}100 \text{ fs}^2$  vertės 150-250 nm diapazone, tai leidžia kompensuoti 2-3 mm impulso išplitimo stikle ar kristale, o to praktikoje nepakanka.

Moduliuotas įsiskverbimo gylis į struktūrą nėra vienintelis efektas, pasireiškiantis čirpuotuose veidrodžiuose. Interferencija tarp danga/oras sandūroje atsirandančio Frenelio atspindžio ir struktūros viduje nuo HR dalies atspindėjusios spinduliuotės yra antrasis efektas, kuriantis dispersiją. Impulsui krentant į veidrodį, dėl Frenelio atspindžio, apytiksliai 4% jo dalis atsispindės pirmajame paviršiuje, likusi impulso dalis sklis per dangos struktūrą su užduotu čirpu  $L(\omega)$  (16 pav.). Prieš impulso išėjimą iš struktūros ~4% impulso bus atspindėta atgal į veidrodį ir sukurs atsiliekančią satelitinę neigiamai čirpuotą impulsą. Tada bus sukurti du satelitiniai impulsai ir nečirpuotas, bet 8 % energijos praradęs centrinis impulsas [34]. Naudojant kelis atspindžius, energijos praradimas pasidaro didelė problema.



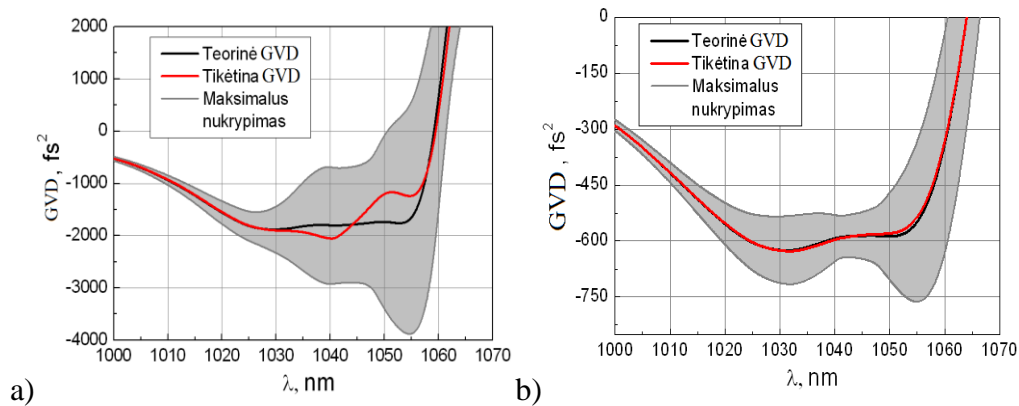


16 pav. GVD osciliacijų ir satelitinė impulsų atsiradimo principinė schema.

### 1.4.2 GVD charakteristikų jautrumas garinimo proceso paklaidoms

Dažniausiai praktikoje gaminamos neigiamos dispersijos dangos yra netolygių sluoksnių struktūros. Dėl šios savybės neigiamos dispersijos dangos pasižymi stipria GVD charakteristikų priklausomybe nuo garinimo proceso metu galimų sluoksnių fizinių storių, optinių konstantų netikslumo. Sluoksnių storių kontrolei garinimo metu dažniausiai naudojami optiniai metodai [42-44], kurių pagalba vienaip ar kitaip kontroliuojami per bandinį praėjusios ar atspindėtos šviesos bangos intensyvumo ir/ar fazės pokyčiai. Tokiais metodais galima pasiekti kelis nanometrus siekiantį tikslumą, kurį riboja mažas spektrinių charakteristikų pokytis keičiantis sluoksnio storiui bei detektorių jautrumas. Plataus spektro dispersinių dangų sluoksnių storių kontrolei dažniausiai naudojamas plačiajuostis optinis monitoringas (BBM, *angl. broad band monitoring*), leidžiantis stebėti besiformuojančios dangos spektrinius pokyčius plačiame (pvz.: 380-1100 nm) diapazone. Tiesa, šiam metodui būdingas paklaidų kaupimosi mechanizmas [45, 46], kuriam kompensuoti naudojamos įvairios metodikos. Nepaisant to, šios sistemos aukštos neigiamos dispersijos dangoms reikalingo optinių storių tikslumo (0,1-0,2 nm) pasiekti negali, todėl GVD charakteristikos dažniausiai nesutampa su teoriškai sumodeliuotomis. 17 pav. pateiktos GVD charakteristikos bei galimi jų nuokrypiai esant 0,25 % lūžio rodiklio ir 0,5 % fizinio sluoksnių storio paklaidoms. Išreiškiant per optinį storį, šios paklaidos pasirinktoms struktūroms gali siekti 1-1,5 nm. Pilka zona žymima sritis, kurioje galima tikėtis pagaminto elemento GVD

charakteristikos su tam tikra tikimybe. Raudona kreivė žymi 20 atliktų simuliacijų vidurkį.

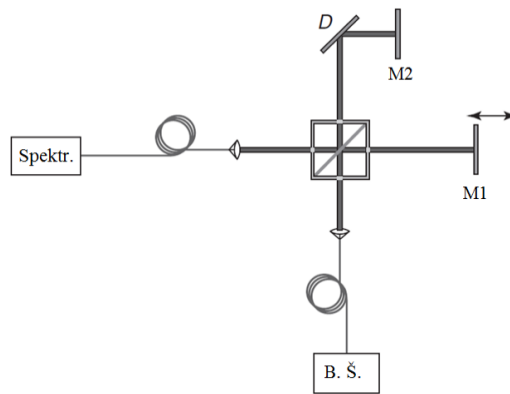


17 pav. GVD charakteristikų priklausomybė nuo optinio sluoksnių storio paklaidų aukštos (a) ir vidutinės (b) neigiamos dispersijos dangoms.

Apibendrinant galima teigti, kad vienas iš ribojančių veiksnių neigiamos dispersijos dangų gamyboje šiuo metu yra sluoksnių storių kontrolės tikslumas, lemiantis tai, kad gamybos proceso sėkmė sudėtingų dangų atveju yra su tam tikra tikimybe, todėl reikia ieškoti būdų, kaip sumažinti charakteristikų jautrumą paklaidoms keičiant dangų sluoksnių struktūras ar kuriant naujus jų tipus.

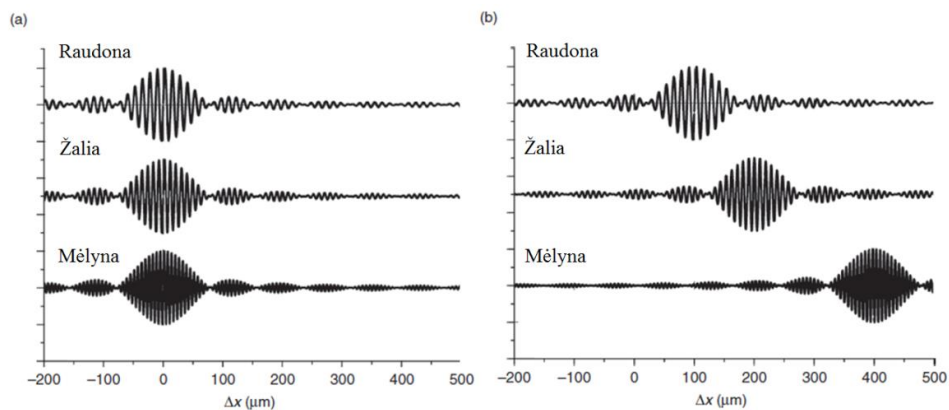
#### 1.4.2.1 Vėlinimo charakteristikų matavimas

Dažniausiai vėlinimo charakteristikoms matuoti naudojamos schemas, kurių pagrindą sudaro baltos šviesos interferometras (WLI) [47, 48]. 18 pav. pateikta principinė Maikelsono interferometro tipo schema su viena derinamo ilgio interferometro šaka ir plataus spektro – baltos šviesos šaltiniu, leidžiančiu standartiškai matuoti spektrus UV-NIR diapazone. Iš principo identiška schema buvo naudota atliekant GVD matavimus. Naudojamos baltos šviesos laikinis koherentiškumas yra labai mažas ir tai leidžia nustatyti itin mažus atstumo pokyčius. O geras erdvinis koherentiškumas užtikrinamas šviesą į interferometrą įleidžiant per šviesolaidžius.



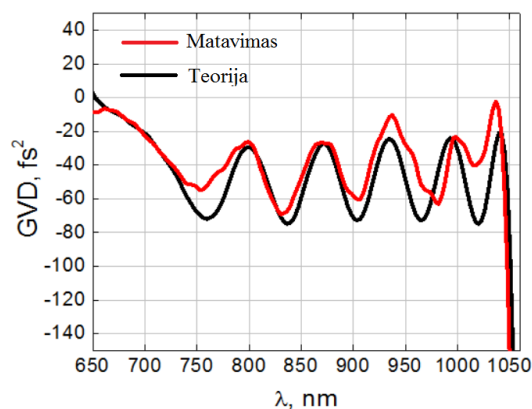
18 pav. Baltos šviesos interferometro principinė schema. M1 – keičiamo ilgio šakos veidrodis, M2 – bandinys, D – nukreipiamasis veidrodis, B.Š. – baltos šviesos šaltinis.

Stacionari interferometro šaka vadinama atramine, o kitoje reguliuojamo ilgio šakoje įstatomas matuojamas bandinys. Spektrometre registruojama interferograma yra rezultatas šiose šakose atsispindėjusios šviesos interferencijos. Jei atstumai abiejuose interferometro šakose idealiai vienodi, atsispindėję pluoštai turės vienodą fazę ir interferuos konstruktyviai. Jei vienos šakos veidrodis bus pastumtas – pasikeis šakos ilgis, pasikeis ir atsispindėjusio pluošto fazė. Tuščio, be dispersijos interferometro detektoriaus registruojamos interferogramos skirtingo bangos ilgio spinduliuotei bus toje pačioje pozicijoje (19 pav. a). Patalpinus dispersinį bandinį interferometro šakoje atsiras skirtingas vėlinimas skirtingiems bangos ilgiams (19 pav. b). Juos kompensuoti galima keičiant  $\Delta x$  – šakos ilgį. Tokiu būdu gaunamas duomenų masyvas, kuriame užrašytos interferogramos skirtingiems bangos ilgiams esant skirtingiems  $\Delta x$ .



19 pav. Interferogramų pozicijos esant suderinimui (a) ir su dispersiniu elementu vienoje iš interferometro šakų (b).

Matavimams atlikti naudotos schemos vizualizacija pateikta 20 pav. Schema sudaryta iš spektrometro, veikiančio nuo 400 iki 1080 nm. Transliacinio staliuko, ant kurio įtaisytas atraminis plataus spektro metalinis veidrodis, 50 % poliarizuojančio spektro daliklio centre, padalinančio signalą į čirpuotą ir atraminę šakas. Spektrometru užfiksuotos interferogramos apdorojamos specialiu programiniu paketu gaunant GV vertes bei atliekant jų antra išvestinę. Tipiniai rezultatai gauti matuojant plataus spektro čirpuotą veidrodį pateikti 20 pav..



20 pav. Baltos šviesos interferometru išmatuoto veidrodžio GVD spektro palyginimas su teorinėmis vertėmis.

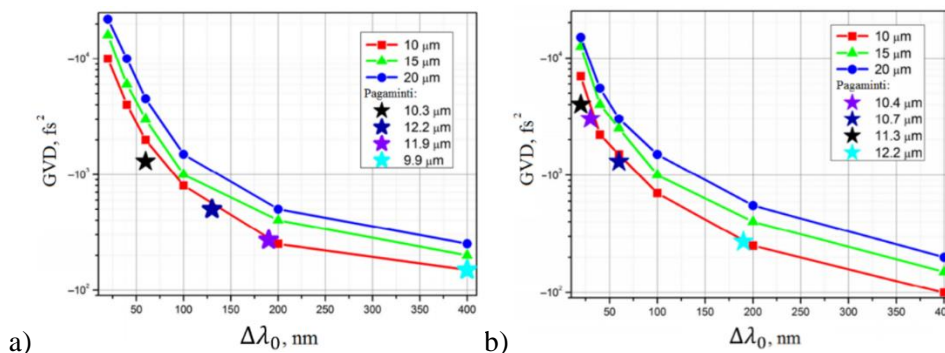
### 1.4.3 Spūdos ir spektrinio pločio teorinės ribos

Pagrindiniai parametrai, ribojantys teoriškai pasiekiamas GVD vertes, čirpuotuose veidrodžiuose yra dangos storis bei sluoksnių medžiagų pasirinkimas. Akivaizdu, kad didesnis dangos storis leidžia pasiekti didesnius išsiskverbimo

atstumus ir tuo pačiu GV vertes. Tuo tarpu naudojamos sluoksnių medžiagos, o tiksliau jų lūžio rodiklių kontrastas, apibrėžia, kokio pločio veidrodį galima pagaminti. Aukšto atspindžio zonos plotį  $\Delta\lambda_0$  galime apskaičiuoti remdamiesi šia formule:

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{4}{\pi} \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right), \quad (12)$$

kur  $\lambda_0$  centrinis bangos ilgis,  $n_{1,2}$  – naudojamų medžiagų lūžio rodikliai. Čirpuotų veidrodžių projektavimui dažniausiai naudojama Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> medžiagų pora. Tiesa, TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> pora turi kiek didesnę lūžio rodiklių kontrastą, tačiau TiO<sub>2</sub> spektrinės charakteristikos nėra stabilios, todėl ši pora tinka tik paprastų struktūrų realizavimui. Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> medžiagos naudojamos esant itin mažų nuostolių reikalavimui, o HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> tinka, kai reikalingas maksimalaus atsparumas lazerinei spinduliuotei. 21 pav. pateiktos empiriškai nustatytos ribos maksimalioms GVD reikšmėms priklausomai nuo spektrinio diapazono pločio  $\Delta\lambda$  [13]. Atlikti skaičiavimai Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> medžiagoms bei 3 skirtingiems suminiams dangos storiams: 10, 15 ir 20 μm. Atspindžio reikalavimas R>99% visame  $\Delta\lambda$ , GVD osciliacijos turi neišplėsti impulso intensyvumo pusaukštyje daugiau nei 5%.



21 pav. GVD ir  $\Delta\lambda_0$  priklausomybė Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> (a) ir Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> (b) medžiagų poroms.

Žvaigždėmis pažymėtos pagamintos struktūros [13].

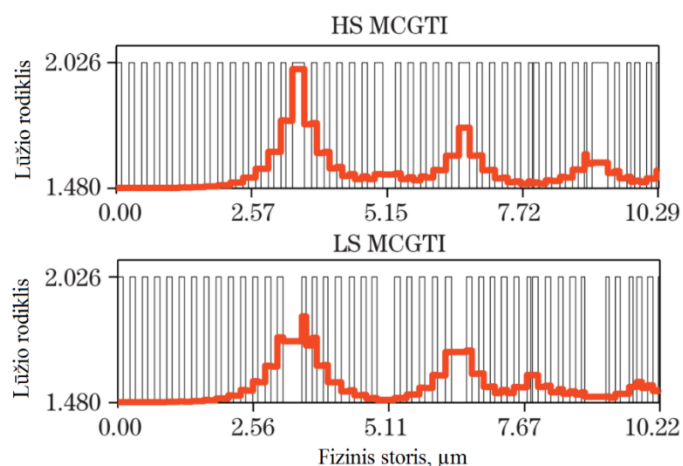
Dalis šių dangų yra praktiškai realizuotos (MS technologija) ir pažymėtos žvaigždėmis. Tiesa, realizuotų dizainų storis siekia 10-12 μm. Tam yra kelios priežastys:

1) trūksta technologijų, įgalinančių reikiamu tikslumu realizuoti tokio storio dangas;

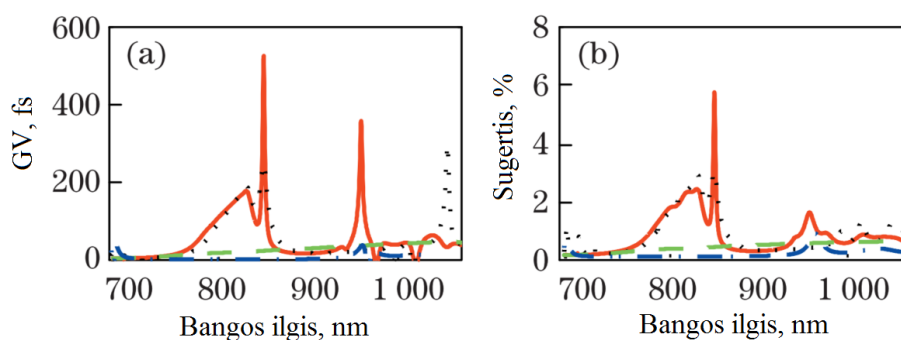
2) 15-20  $\mu\text{m}$  storio dangos gadina elemento plokštiškumą ir pluošto kokybę. Duomenys 21 pav. leidžia apytiksliai įvertinti šiandienines čirpuotų veidrodžių galimybių ribas.

#### **1.4.4 Nuostoliai dispersinėse dangose**

Neperiodinės daugiasluoksnės struktūros dažnai naudojamos kaip pakaitalas standartiniams Brego veidrodžiams, kadangi jų naudingas spektro plotis yra daug didesnis. Šios netolygių sluoksnių storio dangos, kaip ir čirpuoti veidrodžiai, pasižymi tam tikrais sąryšiais tarp elektromagnetinės spinduliuotės energijos „išlaikymo“ struktūroje, GV verčių [49]. Praktikoje taikant optinius elementus būtina atsižvelgti į dangos nuostolius (sugerties ir sklaidos), kadangi jie daro įtaką optinės ar lazerinės sistemos nuostoliams, maksimaliai išvadinei galiai, pluošto kokybei ir t.t. [50] darbe teoriškai išnagrinėti sąryšiai tarp GV verčių bei nuostolių dėl sluoksnių medžiagų sugerties (arba sklaidos) čirpuotuose plačiajuosčiuose veidrodžiuose ir standartinėse dangose. 22 pav. pateikti elektromagnetinės spinduliuotės energijos skirstiniai ties 830 nm banga daugiasluoksniame čirpuotame veidrodyje [50]. Iš šių duomenų matyti, kad rezonansiniuose sluoksniuose energijos (elektrinio lauko stiprio) vertės yra žymiai didesnės nei aplinkiniuose.



22 pav. Lūžio rodiklio skirstiniai ir elektromagnetinės bangos ties 830 nm energijos pasiskirstymas (raudona linija) aukštos dispersijos dangoms (HS MCGTI – energijos koncentracija ant H sluoksnių (a), LS MCGTI – L sluoksnių (b) [50].



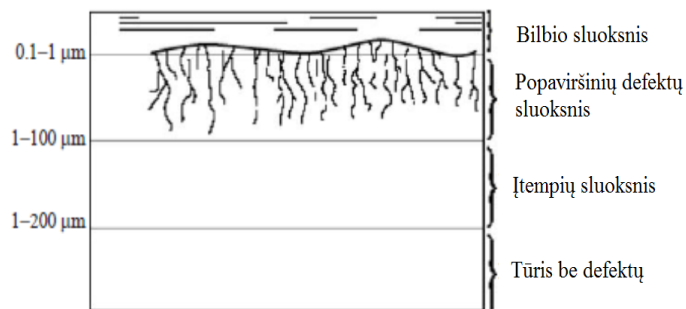
23 pav. GV (a) ir sugerties nuostolių (b) priklausomybė nuo bangos ilgio standartiniame Brego veidrodyje (mėlyna kreivė), placiajuosčiame žemos neigiamos dispersijos veidrodyje (žalia kreivė) ir HS MCGTI (juodi punktyrai) ir LS MCGTI (raudona kreivė) [50].

23 pav. pateiktos GV ir sugerties nuostolių charakteristikos bei jų priklausomybė nuo bangos ilgio skirtingo tipo dangoms. Galima pastebėti, kad egzistuoja stipri tiesioginė priklausomybė tarp GV verčių ir sistemoje sukurtamų nuostolių. Galima daryti išvadą, kad siekiant minimizuoti nuostolius tokio tipo optinėse dangose rezonansiniams sluoksniams reikia parinkti itin mažų nuostolių medžiagas ir formavimo technologijas.

#### 1.4.5 Defektai optiniuose elementuose ir dangose

Visi skirtingomis technologijomis pagaminti elementai turi tam tikrų defektų. Ne išimtis ir optinės dangos bei optiniai elementai. Kaip ir standartiniams

elementams, taip ir dispersinėms dangoms defektai turi neigiamą įtaką. Tiesa, reikėtų atskirti defektus, susijusius su optiniu pagrindu ir danga, kadangi jų šaltiniai, atsiradimo priežastys ir įtaka elemento kokybei yra skirtingi. Pagrindiniai su optiniu pagrindu susiję defektai atsiranda jo apdirbimo metu, t.y. atliekant pjaustymą, šlifavimą ir poliravimą. Šių procesų metu optiniame paviršiuje gali atsirasti įvairūs mikrotrūkiai, rėžiai, įskilimai, taškai, kurie proceso metu taip pat gali būti užpildyti poliravimo metu naudojamų medžiagų. Taip susiformavęs paviršinis sluoksnis vadinamas Bilbio sluoksniu (24 pav.) [51-53]. Jame esantys pažeidimai bendroju atveju vadinami po paviršiniais defektais - SSD (angl. *subsurface damage*).

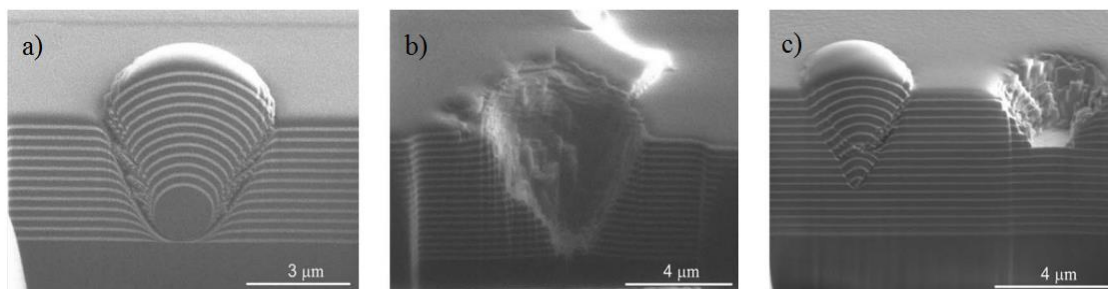


24 pav. Likutiniai paviršiaus pažeidimai po poliravimo proceso.

Standartiniu atveju poliravimas atliekamas naudojant įvairias medžiagas, tokias kaip:  $\text{CeO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$  ir t.t., kurios priklausomai nuo kritusios bangos ilgio gali sugerti dalį spinduliuotės ar būti optinio pažeidimo iniciavimo centrais.

Dangų gamybos procese dažniausiai generuojami taškiniai arba kitaip-mazginiai-defektai (*angl. nodules*). Tiesa, jų užuomazga gali tapti ir padėklo paviršiuje esantis defektas ar po paviršiaus valymo paliktas nešvarumas bei dulkės. 25 pav. pateikti keli standartiniai tokio tipo defektų skerspjūviai daugiasluoksnėje dangoje. Šio sferinio iškilimo dangos paviršiuje atsiradimas daro įtaką elemento atsparumui lazerinei spinduliuotei, kadangi gali veikti kaip glaudžiamasis lęšis bei keisti elektrinio lauko pasiskirstymą dangos struktūroje [54, 55].





25 pav. Taškinių defektų daugiasluoksniėje dangoje skerspjūviai: defektas, atsiradęs dėl pagrindo paviršiuje esančios užuomazgos (a), lazerinis spinduliuotės paveiktas defektas (b) ir defektai atsiradę dangos garavimo metu (c) [56].

Oksidiniuose sluoksniuose nusodinimo metu dėl nepakankamo deguonies fono ar oksidacijos efektyvumo taip pat gali atsirasti nepilnos oksidacijos ar net metalinių klasterių, kurie įneša sugerties arba gali inicijuoti optinę pažaidą [57]. Panašūs defektai gali būti sukurti dėl taršos proceso metu (W ar kitų metalinių elementų priemaišos iš asistavimo šaltinių ar elektronų patrankų).

### 1.5 Daugiasluoksnių interferencinių dangų optinių charakteristikų modeliavimas

Daugiasluoksnės struktūros, sudarytos iš kelių dielektrinių skirtingų medžiagų sluoksnių optinių charakteristikų skaičiavimui, dažniausiai naudojamas Abelės matricų skaičiavimo metodas. Elektromagnetinės bangos sklaidimą vienasluoksniėje terpėje galima aprašyti taip [58]:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{z=z_j} = M_j \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{z=z_{j-1}}, \quad (13)$$

kur  $E(z)$  ir  $H(z)$  atitinkami yra elektrinio ir magnetinio lauko amplitudės. Sluoksnio kraštinės koordinatės aprašomos  $z_j$  ir  $z_{j-1}$ .  $M_j$  yra tai  $j$ -ojo sluoksnio vadinama sąvybių matrica, išreiškiama taip:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos\varphi_j & i\sin\varphi_j/q_j \\ iq_j\cos\varphi_j & \cos\varphi_j \end{pmatrix}, \quad (14)$$

kur bangos fazės pokytis  $\varphi_j$ , patirtas perėjus  $d_j$  storio  $j$ -ąjį sluoksnį  $\alpha$  kampu ir kompleksiniu lūžio rodikliu  $\tilde{n}_j$  aprašomas taip:

$$\varphi_j = k\tilde{n}_j d_j \cos\varphi_j. \quad (15)$$

Dydis  $\rho_j$  yra vadinamas tariamu optiniu laidumu (angl. *optical admittance*) ir yra išreiškiamas taip:

$$\rho_j = \begin{cases} Y_0 \tilde{n}_j \cos\alpha_j & - \text{s poliarizacijai;} \\ Y_0 \tilde{n}_j / \cos\alpha_j & - \text{p poliarizacijai.} \end{cases} \quad (16)$$

Čia  $\alpha_j$  yra kritimo kampas tie  $j+1$  sluoksnio sandūra. Dydis  $Y_0$  yra atvirkštinis dydis laisvos erdvės varžai  $Z_0$  ir išreiškiamas atitinkamai:

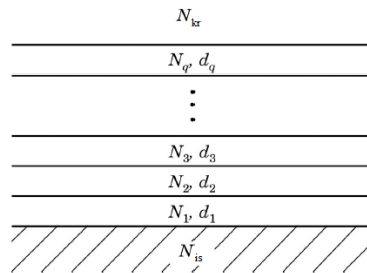
$$Y_0 = \frac{1}{Z_0} = \frac{H}{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \epsilon_0 c. \quad (17)$$

Daugiasluoksnės dangos (26 pav.) savybių matrica atitinkamai sudaroma paeiliui sudauginant individualių sluoksnių matricas:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{z=z_a} = M_m M_{m-1} \dots M_1 \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{z=z_0}, \quad (18)$$

kur  $z_a$  yra riba ties kritimo aplinka ( $N_{kr}$ ), o  $z_0$  - sandūra ties padėklu (išėjimo aplinka  $N_{is}$ ). Sluoksnių sistemos bendroji matrica šiuo atveju yra:

$$M = M_m M_{m-1} \dots M_1. \quad (19)$$



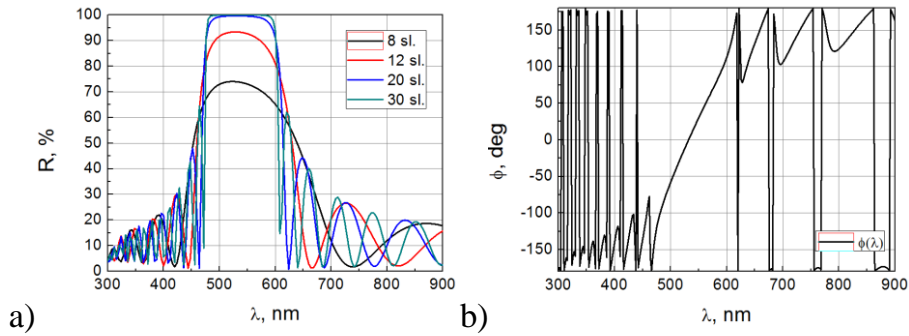
26 pav. Daugiasluoksnės interferencinė danga, apribota kritimo ( $N_{kr}$ ) ir išėjimo ( $N_{is}$ ) aplinkomis.

Kiekvienas  $M$  elementas aprašo skirtingus daugiasluoksnės struktūros sluoksnius atsižvelgiant į jų optines bei fizines storio savybes. Savybių matricoje yra pateiktos visos sistemos charakteristikos, susijusios su pralaidumu, atspindžiu, faze ir kitais išvestiniais dydžiais. Atitinkamai atspindžio ir pralaidumo koeficientus galima apskaičiuoti [58]:

$$r = \frac{n_{kr}m_{11} - n_{is}m_{22} + n_{kr}n_{is}m_{12} - m_{21}}{n_{kr}m_{11} + n_{is}m_{22} + n_{kr}n_{is}m_{12} + m_{21}}, \quad (20)$$

$$t = \frac{2n_{kr}}{n_{kr}m_{11} + n_{is}m_{22} + n_{kr}n_{is}m_{12} + m_{21}}; \quad (21)$$

kur  $n_{kr}$  ir  $n_{is}$  atitinkamai yra kritimo ir išėjimo aplinkų lūžio pseudo rodikliai, o  $m$  atitinkami  $M$  matricos elementai. Standartinio veidrodžio atspindžio spektrai pateikti 27 pav. a..



27 pav. Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo sluoksnių skaičiaus 532 nm bangos veidrodžiui (a) ir atspindžio fazė (b) esant 20 sluoksnių (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/ SiO<sub>2</sub>).

Analizuojant greitai knitančius signalus, tokius kaip impulsai, reikia atsižvelgti į struktūros įnešamą fazės pokytį:

$$\Phi_r = \arg r = \arctan \frac{\text{Im } r}{\text{Re } r}, \quad (22)$$

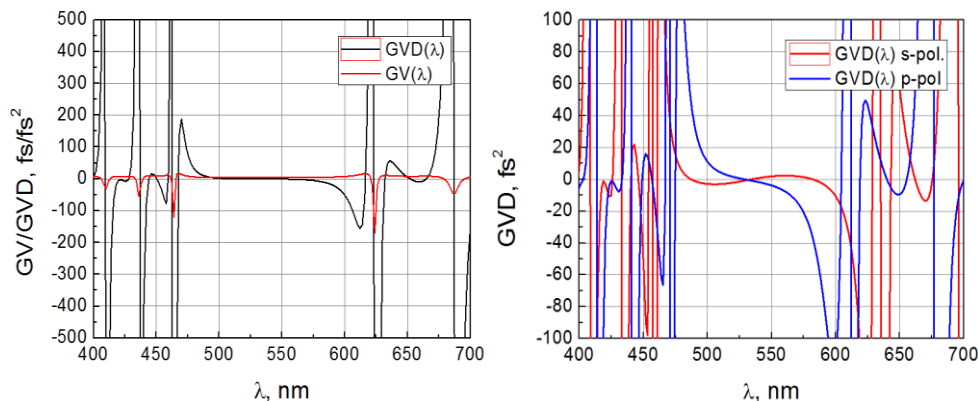
$$\Phi_t = \arg t = \arctan \frac{\text{Im } t}{\text{Re } t}. \quad (23)$$

Fazės charakteristika dažniausiai nesuteikia daug informacijos apie dangos veikimą (27 pav. b). Dažniausiai naudojami parametrai, aprašantys vėlinimą, įnešamą kritusio impulso spektrinėms komponentėms (GV), arba šio impulso deformaciją, sukeltą GV priklausomybės nuo bangos ilgio – grupinių greičių dispersija (GVD):

$$GV = -\frac{d\Phi}{d\omega}, \quad (24)$$

$$GVD = -\frac{d^2\Phi}{d\omega^2}, \quad (25)$$

kur  $\omega = 2\pi c/\lambda$  yra kampinis dažnis,  $c$  - šviesos greitis vakuume. Standartinių dangų GV ir GVD priklausomybės nuo kritimo kampo patiekto 28 pav.



28 pav. GV ir GVD standartiniam HR@532 veidrodžiui 0° kritimo kampui (a) ir GVD charakteristikos s ir p poliarizacijoms esant 45° kritimo kampui.

### 1.5.1 Elektrinis lauko pasiskirstymas daugiasluoksnėje dangoje

Vienas iš svarbesnių dydžių, į kurių reikia atsižvelgti projektuojant optines dangas aukštų galių optinėms sistemoms, yra elektrinio lauko pasiskirstymas dangos struktūroje. Monochromatinei bangai tam tikroje dangos pozicijoje elektrinis laukas apskaičiuojamas remiantis šia rekurentine formulių sistema:

$$E(z) = E(z_{j-1})\cos[k\tilde{n}_j\cos\varphi_j(z - z_{j-1})] + \frac{i}{q_j}H(z_{j-1})\sin[k\tilde{n}_j\cos\varphi_j(z - z_{j-1})], \quad (26)$$

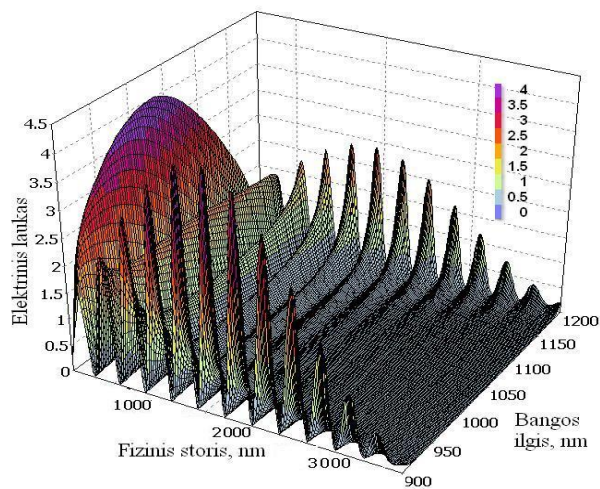
$$H(z) = iq_zE(z_{j-1})\sin[k\tilde{n}_j\cos\varphi_j(z - z_{j-1})] + H(z_{j-1})\cos[k\tilde{n}_j\cos\varphi_j(z - z_{j-1})]. \quad (27)$$

Reikia pridurti, kad realiose medžiagose lūžio rodiklis turi dispersiją, t.y. priklauso nuo spinduliuotės bangos ilgio -  $\tilde{n} = \tilde{n}(\omega)$ . Taigi ir  $q_j = q_j(\omega)$ , tai reiškia, kad  $E = E(z, \omega)$  ir  $H = H(z, \omega)$ . Ultratrumpi impulsai pasižymi plačiu spektriniu diapazonu - aukščiau pateikta aproksimacija šiuo atveju būtų nekorektiška. Norint aprašyti ultratrumpų impulsų sklidimą daugiasluoksnėje struktūroje, reikia nagrinėti elektrinio lauko kitimą laikinėje skalėje. Tai galima padaryti atlikus Furje transformaciją  $E$  ir  $H$ :

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, \omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (28)$$

$$H(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} H(z, \omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (29)$$

Šios išraiškos yra naudojamos skaičiuojant elektrinio lauko kitimą laike priklausomai nuo vietos daugiasluoksneje dangos struktūroje. Elektrinio lauko pasiskirstymas standartinėje daugiasluoksneje dangoje apskaičiuotas naudojant plokščių bangų artinų pateiktas 29 pav.



29 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas standartinėje Brego tipo dangoje – HR@1030 nm.

### 1.5.2 Interferencinių dangų charakteristikų optimizavimo algoritmai

Siekiant sukurti tam tikras interferencinės dangos spektrines charakteristikas, reikia tinkamai parinkti sluoksnių storius  $d_j$ , lūžio rodiklius  $n_j$  ( $j=1, \dots, m$ ) bei sluoksnių skaičių  $m$ . Daugiasluoksnių dangos spektriniai parametrai yra nulemti interferencinių reiškinių, vykstančių elektromagnetinėms bangoms atsispindint nuo sluoksnių skiriamųjų paviršių ar sklindant per juos. Interferencijos rezultatas priklauso nuo bangų fazės ir amplitudės. Dydžiai  $d_j$ ,  $n_j$  ir  $m$  yra pagrindiniai dangos dizaino parametrai, kuriuos keičiant galima daryti įtaką sąveikaujančios spinduliuotės fazei (fazinė moduliacija keičiant  $d_j$ ) ar amplitudei (amplitudinė moduliacija keičiant  $n_j$ ). Tarkim, kad  $m$  ir  $n_j$  dydžiai yra fiksuoti ir  $\widetilde{R}(\lambda)$  yra siekiamas dangos dizaino atspindžio koeficientas tam tikrame bangos ilgių diapazone. Lieka vienintelis parametras  $d_j$ , kurį keičiant, galima tam tikru

tikslumu priartėti prie  $\widetilde{R}(\lambda)$ . Įsiveskime vektorių  $X$ , kurio koordinatės yra fiziniai sluoksnių storiai:

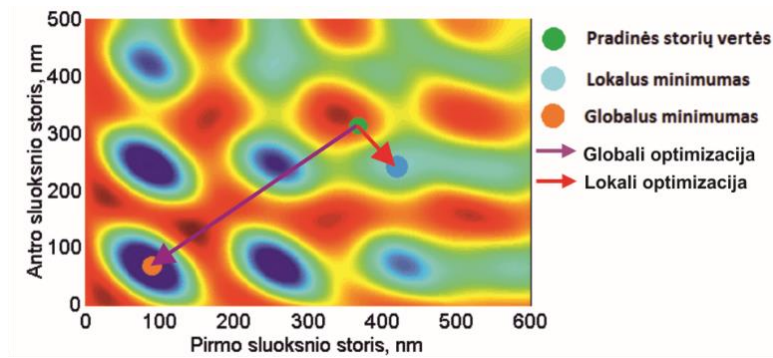
$$X = \{d_1, d_2, \dots, d_m\}. \quad (30)$$

Kadangi dangos atspindžio koeficientas priklauso ir nuo sluoksnių storių, galime pažymėti -  $R(X, \lambda)$ . Tarkim, kad bangos ilgiai yra diskretūs ir jų skaičius yra  $L$ . Lieka apibrėžti būdą, kaip įvertinti skirtumą tarp esamo  $R(X, \lambda)$  ir siekiamų  $\widetilde{R}(\lambda_j)$  verčių. Standartiškai tai atliekama panaudojant svertinų mažiausių kvadratų metodą apibrėžtame  $L$  taškų tinkle [59-61]:

$$f(X) = \sqrt{\left\{ \frac{1}{L} \sum_{j=1}^L \left[ \frac{R(X, \lambda_j) - \widetilde{R}(\lambda_j)}{\Delta R_j} \right]^2 \right\}}. \quad (31)$$

$\Delta R_j$  31 formulėje apibrėžia leistiną nuokrypį. Funkcija  $f(X)$  vadinama nesutapimo funkcija (*angl. merit function*). Ji apibrėžia vidutinį kvadratinį nuokrypį tarp esamo ir siekiamų sistemos parametro ir priklauso nuo parametru vektoriaus  $X$ . Nesutapimo funkcijos apibrėžimas leidžia dangų charakteristikų pasiekimo problemą suformuluoti kaip optimizavimo problemą. Šios funkcijos optimizavimas pagal sistemos parametrus šiuo metu yra pagrindinis metodas daugiasluoksnių interferencinių dangų charakteristikų projektavimui.

Naudojami optimizacijos algoritmai skirstomi į dvi pagrindines grupes: sintezės ir lokalsios optimizacijos (*angl. refinement*). Lokalsios optimizacijos algoritmas atlieka dangos dizaino pakeitimus, neleidžiančius sistemai pereiti iš vieno lokalaus  $f(X)$  funkcijos minimumo į kitą (30 pav.).



30 pav. Lokalūs ir globalus nesutapimo funkcijos minimumas kelių sluoksnių sistemai.

Akivaizdu, kad nesutapimo funkcija yra daug ekstremumų turinti funkcija, todėl tokios funkcijos globalaus minimumo paieška (globali optimizacija) tampa sudėtingu uždaviniu. Dažniausiai optimizacija sustabdoma, kai nesutapimo funkcija įgyja vertę, mažesnę už tam tikrą konstantą, apibrėžtą prieš optimizacijos pradžią.

Optimizacijos algoritmo veikimo metu gali būti koreguojami pasirinkto dangos dizaino sluoksnių storiai, tačiau jų skaičius  $m$  nedidėja (gali mažėti jei storis tampa lygus 0). Lokaliai optimizacijai dažniausiai naudojami pirmos eilės optimizacijos metodai – skaičiuojamas nesutapimo funkcijos gradientas, t.y. dalinės išvestinės pagal parametrus (šiuo atveju sluoksnių storius):

$$\text{grad } F(X) = \left\{ \frac{\partial F}{\partial d_1}, \frac{\partial F}{\partial d_2}, \dots, \frac{\partial F}{\partial d_m} \right\}. \quad (32)$$

$\text{grad } F(X)$  parodo nesutapimo funkcijos konvergavimą, o metodas vadinamas stačiausio nusileidimo (*angl. steepest descent method*) [62]. Tiesa, šis metodas yra gan neefektyvus ir praktikoje plačiausiai taikomas mažiausių kvadratų metodas (*angl. damped least square, DLS*) [63]. Tam tikrais atvejais, jei reikalinga greitesnė konvergencija, naudojami antros eilės optimizacijos metodai.

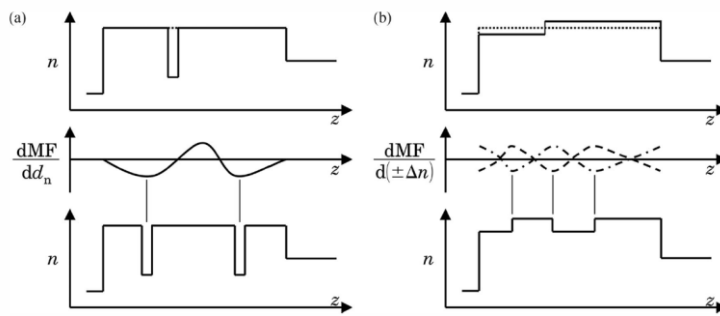
Sintezės metodas apima visus algoritmus, kuriems nereikalingas detalus pradinis dangos dizainas, t.y. algoritmo veikimo metu dangos struktūra keičiama įterpiant ar prijungiant vis daugiau naujų sluoksnių su sąlyga, kad tai leidžia sumažinti nuokrypį nuo siekiamų verčių, apibrėžtų nesutapimo funkcija. Pagrindinis visų skaičiavimo ir optimizavimo algoritmų tikslas – globalaus  $f(X)$

funkcijos minimumo suradimas arba, kitaip tariant, skirtumo tarp esamų dangos dizaino charakteristikų ir siekiamų verčių minimizavimas tolerancijų ribose.

Dažniausiai optinių interferencinių sistemų parametrai optimizuojami naudojant šiuos sintezės algoritmus: dirbtinio grūdinimo [64-66] (*angl. simulated annealing*), adatos optimizacijos (*angl. needle optimization*) [58, 67-69], laipsninės evoliucijos (*angl. gradual evolution*) [70], Furje transformacija [71, 72], sudėtinių filtrų [73, 74], genetinių algoritmų [73], vartymo [75-77] (*angl. „flip-flop“*) bei kitus. Griežtų sąlygų, kurie algoritmai tinka tam tikroms problemoms spręsti, nėra. Tiesa, daugumos jų rezultatas labai priklauso nuo pradinių optimizacijos parametrų nustatymų, dalis (Furje, sudėtinių filtrų) tinka tik kai kurioms problemoms ar spektrinėms charakteristikoms [74]. Todėl dispersinių ir kitų sudėtingų struktūrų projektavimui plačiausiai naudojamas kombinuotas adatos ir laipsninės evoliucijos metodas [16, 39].

„Adatos“ metodas pasiūlytas dar 1982 m., tačiau plačiau pradėtas naudoti tik 1990 m. Metodo esmė – plonų sluoksnių įterpimas į optimalias vietas daugiasluoksnėje struktūroje vėliau koreguojant jų storį iki optimalaus lokalių optimizacijos metodais (31 pav.). Ploni sluoksniai įterpiami tol, kol pasiekiamas reikiamas rezultatas, arba įterpimas neduoda pakankamo teigiamo pokyčio. Optimali įterpimo pozicija parenkama skaičiuojant nesutapimo funkcijos išvestines pagal įterpiamo sluoksnio poziciją. Sluoksnis įterpiamas ten, kur išvestinė turi didžiausią neigiamą vertę. Įmanomos įvairios metodo variacijos įterpiant įvairių lūžio rodiklių sluoksnius ar įterpiant kelis sluoksnius vienu metu. Jei analogiškai optimizuojamas dangos lūžio rodiklio profilis metodas vadinamas žingsnio optimizacija (31 b pav.) (*angl. step method*).

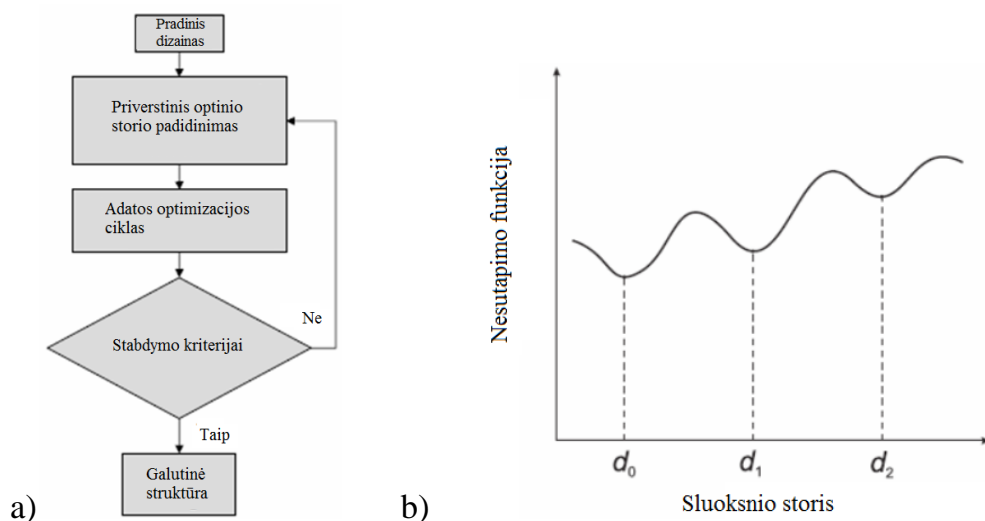




31 pav. Principinė veikimo schema: adatos metodas (a) [58] ir žingsnio metodas [78] (b).

Esant galimybei tolygiai keisti lūžio rodiklį išilgai sluoksniui galima projektuoti dangas Verly pasiūlytu „žingsnio metodu“ [79]. Pagrindinis skirtumas nuo anksčiau aptarto metodo yra tas, kad šiuo atveju sukuriama mažas lūžio rodiklio pokytis tam tikrame sluoksnyje. Vienos sluoksnio dalies lūžio rodiklis yra didinamas, o antrosios – mažinamas. Šis metodas naudojamas kintamo lūžio rodiklio dangų optimizavimui.

Laipsninės evoliucijos metodas buvo pasiūlytas dar 1965 metais J. A. Dobrowolski'o [80]. Šiame metode, esant nepakankam optimizacijos žingsnio pokyčiui, tam tikras sluoksnių skaičius yra prijungiamas prie esamos struktūros. Prijungiama struktūra yra parenkama taip, kad maksimaliai sumažintų nesutapimo funkcijos vertę. Po šio sluoksnių prijungimo atliekama visos struktūros lokali optimizacija. Šis ciklas yra kartojamas, kol pasiekiamas reikalingas rezultatas. Kiek vėliau šis algoritmas buvo patobulintas A. Tikhonravov'o ir sujungtas su adatos metodu. 32 pav. pateikta principinė algoritmo blokinė schema.



32 pav. Blokinė GE algoritmo schema su adatos optimizacijos žingsniu (a). Priverstinio dangos storio didinimo principas (b).

32 b pav. pateiktas nesutapimo funkcijos vertės priklausomybė nuo vieno tam tikro sluoksnio storio. GE algoritmo tikslas yra storinti sluoksnį po adatos optimizacijos ciklo taip, kad struktūra perskuktų iš lokalaus minimumo ties verte  $d_0$  prie sekančio  $d_1$  ar  $d_2$ . Idealus variantas, kai algoritmas perskaičiuoja visų sluoksnių storinimo perspektyvas nesutapimo  $f$ -jos atžvilgiu ir storina tą, kurio storio padidėjimas duoda mažiausią  $f$ -jos padidėjimą. Vienas didžiausių šio algoritmo privalumų yra tas, kad pabaigoje gaunamas rinkinys struktūrų su skirtingomis  $f$ -jos, storio ir sluoksnių skaičiaus vertėmis, o projektuotojas gali pasirinkti labiausiai tinkantį variantą.

## 1.6 Optinių dangų formavimo principai ir technologijos

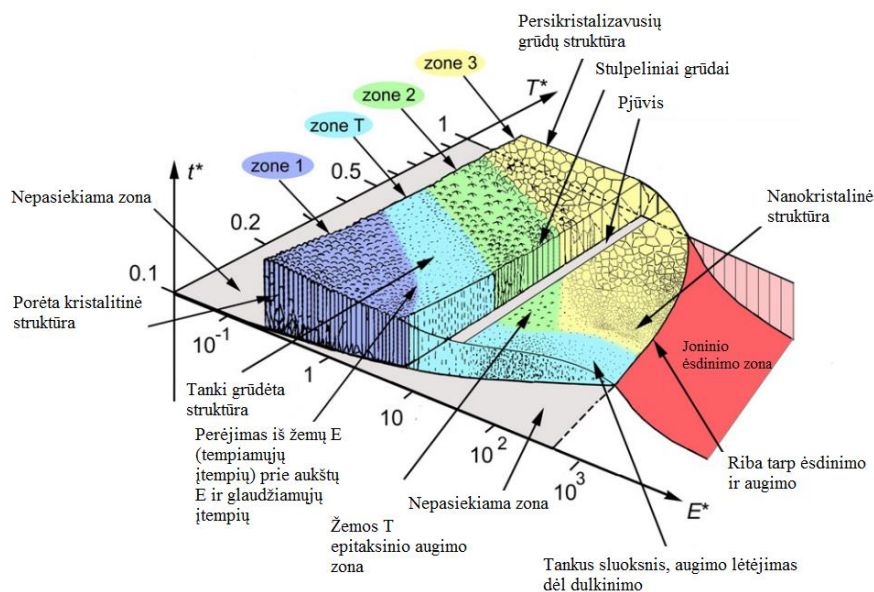
### 1.6.1 Plonų sluoksnių mikrostruktūra

Fizinio garų nusodinimo (PVD, angl. *physical vapor deposition*) technologija yra viena plačiausiai naudojamų dangų dengimo technologijų ir apima tokias metodikas kaip: jonapluštis dulkinimas (IBS, angl. *ion beam sputtering*), magnetroninis dulkinimas (MS, angl. *magnetron sputtering*), molekulinio pluoštelio (MBE, angl. *molecular beam epitaxy*), lazerinio dengimo, elektronų pluošto nusodinimo (e-beam, angl. *electron beam deposition*), joninio asistavimo (IAD, angl. *ion beam assistance*), vakuuminio išlydžio (VAC, angl. *vacuum arc*

*deposition*) bei kitas rečiau naudojamas technologijas. Vienas svarbiausių dangų dengimo technologinių parametrų yra energija, perduodama medžiagos dalelei, proceso temperatūra ir iš jų sekantis paviršinės dalelės jos paviršinis mobilumas.

Sluoksnio morfologija, bendru atveju, priklauso nuo padėklo temperatūros, medžiagos dalelių ir jonų energijos, joninės srovės tankio asistavimo metu, vakuumo sąlygų. Pagrindinės tendencijos, nulemtos šių parametrų, buvo apibendrintos darbuose: [81-83]. [84] darbe modelis papildytas naujausių technologijų aukštų energijų zonomis (33 pav.). Šiuo atveju palyginamajai analizei naudojami apibendrinti parametrai: temperatūra  $T^*$ , energija  $E^*$ , storis  $t^*$  (skalės logaritminės). Didėjant padėklo temperatūrai, stebimas perėjimas iš porėtos struktūros (“zone 1”) į tankiai susipakavusias pailgas granules (“zone T”), stulpelines granules (“zone 2”) bei persikristalizavusią zoną (“zone 3”). Joninis sutankinimas leidžia pasiekti panašią morfologiją tik su kitais parametrų (temperatūros ir energijos) rinkiniais bei konkuravimą tarp vykstančių defektų generacijos, atkaitinimo, granulių nukleacijos, kristalitų formavimosi procesų. Tada zonos yra atskirtos įstrižų lygiagrečių linijų. Toliau didinant  $E^*$  prasideda santykinis sluoksnio augimo lėtėjimas dėl dulkinimo proceso.

Su dangų morfologija susijusios ir kitos jų savybės. Įtempiai dangose labai priklauso nuo energijos. Porėtoms struktūroms būdingi glaudžiamieji įtempiai, kai didinant energiją pereinama prie spaudžiamųjų įtempių dėl dangos sutankinimo.



33 pav. Dangos struktūrų apibendrintas zonų modelis [85].

Dažniausiai išskiriamos dvi grupės sluoksnių nusodinimo metodų:

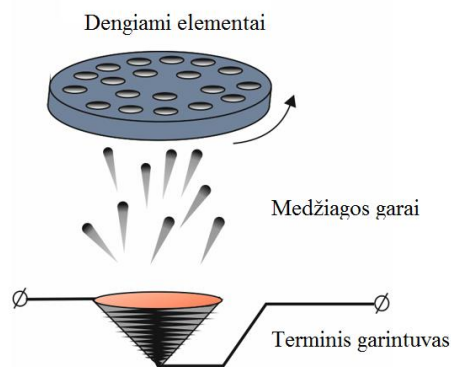
1) fizinis garų nusodinimas, PVD ;

2) cheminis nusodinimas (*angl. chemical vapour deposition, CVD*).

Optinių dangų formavimui dažniausiai naudojami PVD metodai, kuriuose cheminės reakcijos nevyksta. Plačiausiai interferencinių dangų gamyboje naudojami MS, e-beam, terminis ir IBS metodai.

### 1.6.2 Terminis sluoksnių nusodinimo metodas

Kaip ir visi kiti metodai plonų sluoksnių dengimas šiluminio garinimo būdu vyksta aukštame vakuume ( $\sim 10^{-4}$  Pa). Paprasčiausiu atveju medžiagai garinti naudojamas varžinis garintuvas (34 pav.). Molibdeno ar kitos aukšto lydymosi temperatūros medžiagos, lovelyje sudėta garinama medžiaga yra kaitinama iki garavimo temperatūros panaudojant dėl varžos išsiskiriančią šilumą. Svarbu, kad lovelio ir garinamos medžiagos nereaguotų tarpusavyje, nes tai apriboja garinamų medžiagų spektrą. Metodas tinka fluoridų, sulfidų, selenidų, metalų garinimui. Procesas priskiriamas prie žemų energijų, dėl ko dangos struktūra yra porėta, jautri aplinkos poveikiui. Dangų optiniai parametrai nėra stabilūs, todėl šis metodas naudojamas tik pačioms paprasčiausios dangoms gaminti.

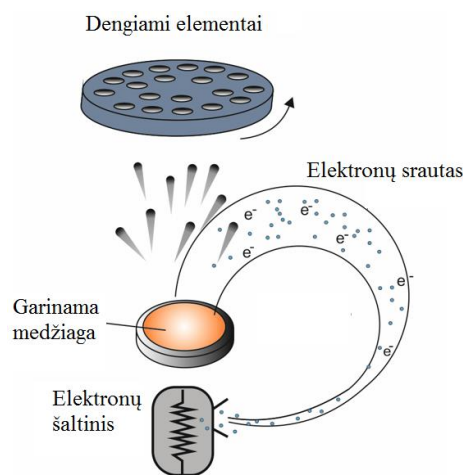


34 pav. Terminio garinimo principinė schema.

### 1.6.3 Sluoksnių nusodinimas elektronų spinduliu

Garinimas elektronų pluoštu yra vienas universaliausių metodų garinti medžiagas, skirtas plonasluoksniams dangoms. Šį būdą galima taikyti tiek medžiagoms turinčioms aukštas garavimo temperatūras (oksidams), tiek garuojančioms prie žemesnių (fluoridams, metalams). Garinama medžiaga lydalo, granulių ar tablečių pavidalu patalpinta į aušinamą varinį tiglį (35 pav.) ir elektronų srautu kaitinama iki garavimo temperatūros. Pagrindiniai garintuvo elementai yra katodas, elektronų nukreipimo ir fokusavimo sistemos, tiglis, jo aušinimo sistema. Iš įkaitinto katodo siūlelio emituoti elektronai elektriniu lauku pagreitinami, o magnetinio lauko pagalba sufokusuojami ir  $270^\circ$  kampu pradinės padėties atžvilgiu nukreipiami link garinamos medžiagos paviršiaus. Taip iš katodo išgaravusi medžiaga (pvz. volframas) negali užteršti dangos. Jei metodas naudojamas kartu su papildoma joninio srauto sutankinimo technologija (*angl. ion assisted deposition, IAD*), pasiekiamas pakankamai geras sluoksnių stabilumas, optinės charakteristikos bei jų atsikartojamumas [86, 87]. Tai reiškia, kad tokiu būdu galima dengti daugiasluoksnes dangas, kurioms reikalingas pakankamai didelis tikslumas [42]. Iš medžiagos garų besiformuojančio sluoksnio veikimas aukštos energijos jonais padidina paviršiaus adsorbuotų atomų mobilumą ir cheminį aktyvumą. Naudojant asistuojantį jonų šaltinį, atsiranda papildomos galimybės valdyti dangos sutankinimo procesą, o tuo pačiu ir įtempius, sugertį, paviršiaus šiurkštumą bei kitus sluoksnių parametrus, kurie vienaip ar kitaip susiję

su dangos atomams ar molekulėms suteikiama papildoma energija. Pagrindiniai asistavimo šaltinio elementai yra katodas, kurio emituoti elektronai jonizuoja dujas ( $O_2$ ,  $Ar_2$ ), solenoido sukuriamas magnetinis laukas, skirtas elektronų valdymui, ir teigiamai įelektrintas anodas. Kontroluojant jonų energiją, srovės tankį, srauto kryptį ir naudojamas dujas, besiformuojančios dangos atomams perduodamas reikalingas energijos kiekis. Taip padidinamas paviršinis mobilumas, dalelės ant pagrinduko išsidėsto tvarkingai – formuojasi tanki, neporėta danga, kuri yra žymiai atsparesnė sąveikoje su aplinka.

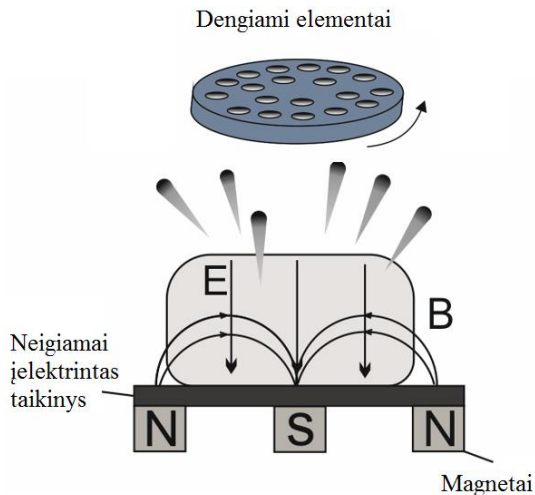


35 pav. Nusodinimo elektronų spindulių principinė schema.

#### 1.6.4 Magnetroninis dulkinimas

Magnetrono konstrukcijoje po taikiniu-katodu esantys magnetai sukuria magnetinį lauką, kurio linijos yra išsidėsčiusios virš taikinio medžiagos paviršiaus, tokiu būdu priversdami antrinius elektronus, atsiradusius jonams bombarduojant taikinį, judėti arti medžiagos paviršiaus [88]. Taip lokaliai įkalinti elektronai, dėl didesnio susidūrimų su neutraliais dujų atomais skaičiaus, padidina plazmos jonizacijos efektyvumą - plazma prie taikinio paviršiaus sutankinama. Plazmos ir medžiagos - katodo paviršiaus susidūrimų metu atplėšti atomai neturi krūvio ir jų, priešingai nei plazmą sudarančių teigiamų jonų, neveikia įelektrintas katodas, todėl medžiagos atomai nekliudomi juda link padėklų. Išaugęs jonų skaičius sąlygoja padidėjusį paviršiaus bombardavimą ir proceso spartą bei efektyvumą. Technologija priskiriama aukštų energijų procesas, todėl dangos šiuo atveju yra

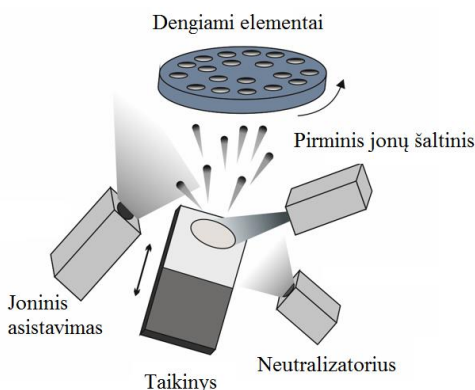
tankios ir atsparios aplinkos poveikiui. Procesas yra greitas bei stabilus optinių konstantų atžvilgiu, todėl šis metodas dažnai naudojamas pačioms tiksliausios bei storiausiomis dangoms gaminti [89].



36 pav. Magnetroninio dulkinimo technologijos principinė schema.

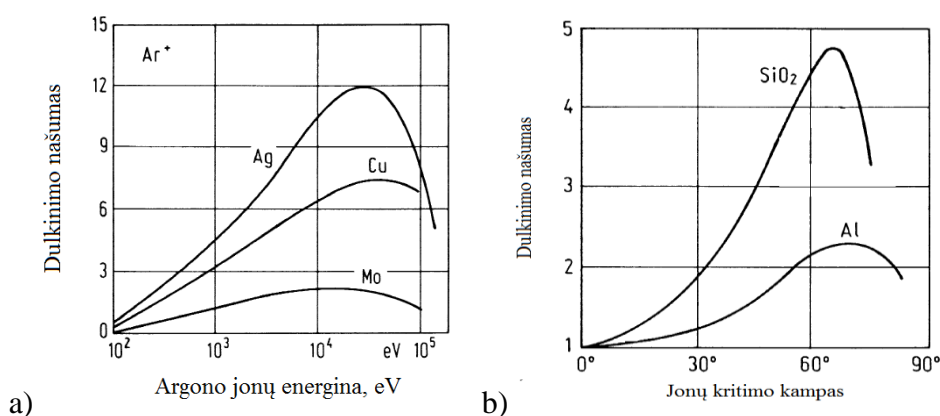
### 1.6.5 Jonapluoštis dulkinimas

Didelių ( $>100$  eV) energijų jonais bombarduojamo kieto kūno paviršiniai atomai gali būti išmušti arba išstumti iš stacionarios būsenos (38 pav.). Toks erdvėje apibrėžtas jonų srautas gaunamas dujų išlydžio plazmoje ir įgreitinamas elektriniu lauku iki reikalingų energijų. Priklausomai nuo proceso (ėsdinimas jonais, joninis asistavimas ir t.t.) jonų energija keičiama plačiame spektre - nuo kelių eV iki kelių keV [88].



37 pav. Jonapluoščio dulkinimo principinė schema.

Krintančių dalelių ( $\text{Ar}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{Xe}$ , ar jų mišiniai) masės yra palyginamo dydžio su taikinio atomų, o susidūrimų metu perduodamas judesio kiekis. Jį gavęs taikinio atomas pradeda judėti iš stacionarios padėties į taikinio gilumą. Šio judėjimo metu jis, susidurdamas su kitais stacionariais taikinio atomais, perduoda savo energiją kaip judesio kiekį. Tokiu būdu pirminio jono energija perduodama į taikinio gylį. Vykstant daugybei susidūrimų, arčiausiai paviršiaus esantys atomai įgauna energiją, kurios pakanka nutraukti ryšius su aplinka. Turėdami pakankamą energiją jie nutraukia ryšius su paviršiniais atomais ir laisvai juda vakuume. Dulkinimo greitis priklauso nuo taikinio atomų masės, jonų kritimo kampo ir energijos (38 pav.), taikinio medžiagos sudėties, kristalinės būsenos, užterštumo, temperatūros ir t.t [90].



38 pav. Dulkinimo našumo priklausomybė nuo jonų energijos (a) ir taikinio kampo (b).

Jei ant taikinio paviršiaus yra cheminių junginių, tai dulkinimo pradžioje įmanomos cheminės reakcijos, polimerizacijos procesai ir užterštumų migracija į taikinį. Vienas geriausiai aprašančių joninio dulkinimo procesą modelių buvo pasiūlytas F. Sigmund'o [88]. Jis tinka mažos energijos jonų procesams. Dulkinimo našumas  $Y(E)$  yra lygus:

$$Y(E) = 0,3 \frac{m_i m_a}{(m_i + m_a)^2} \alpha \left( \frac{m_a}{m_i} \right) \frac{E_0}{U_0}, \quad (33)$$

kur  $\alpha \left( \frac{m_a}{m_i} \right)$  - masių santykio empirinė funkcija;  $E_0$  - jonų energija;  $U_0$  - taikinio atomų paviršinė ryšio energija. Atspindėję nuo taikinio jonai neperduoda visos savo energijos taikinio atomams, tačiau kartu su iš paviršiaus išlaisvintoms



dalelėms skrieja į dangos formavimosi zoną. Tokiu būdu, esant žemoms jonų energijoms, atspindėję nuo sunkesnių taikinio atomų, jonai patenka į besiformuojančią dangą. Lyginant su šiluminėmis garinimo technologijomis, medžiagos atomų energijos naudojant šį metodą yra keliasdešimt kartų didesnės, gaunama danga yra itin lygi ir neporėta, o savo savybėmis beveik identiška grynai medžiagai.

Darbe iškeltiems tikslams įgyvendinti buvo pasirinktas Fizikos institute Optinių dangų laboratorijoje (ODL) esantis IBS-lab (Cutting edge coatings GmbH) garinimo įrenginys (39 pav.).

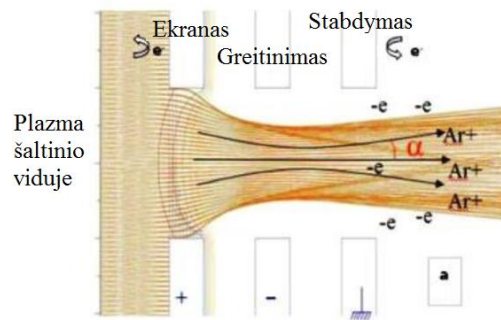


39 pav. IBS įrenginys Optinių dangų laboratorijoje (FTMC).

Kaip ir kitose plačiai naudojamose optinių dangų garinimo technologijose procesas vyksta aukštame vakuume –  $4 \times 10^{-3}$  Pa. Vakuuminė aplinka sukuriami dviejų pakopų (sausu mechaniniu ir kriogeniniu) siurbliais. Dielektrinės dangos formavimą ant pagrindukų galima suskirstyti į kelis etapus:

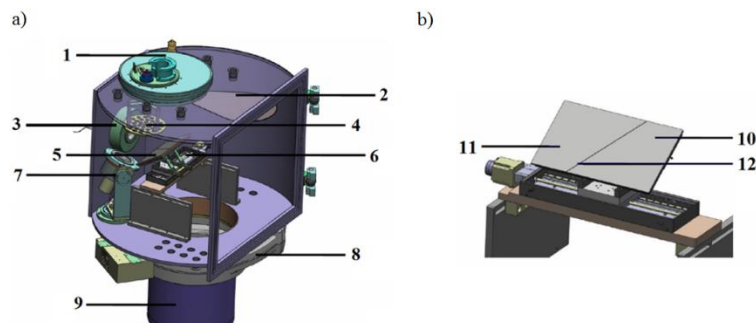
1) radiodažniniame jonų šaltinyje sukurtas argono jonų srautas aukšta įtampa ir gardelių sistema yra sufokusuojamas, įgreitinamas ir nukreipiamas (link metalinio ar oksidinio taikinio (40 pav.);

2) aukštos energijos jonai sąveikaudami su taikinio atomais susidūrimų metu perduoda savo kinetinę energiją medžiagai. Taikinio medžiagos atomams įgavus energiją, kurios pakanka nutraukti ryšius su jį supančia aplinka, šis išlekia iš taikinio ir juda link bandinių.



40 pav. Jonų šaltinio principinė veikimo schema.

3) Į zoną, kurioje yra iš taikinio išmuštos dalelės ir vyksta dangos kondensacija iš garų fazės, siekiant užtikrinti pilną oksidaciją, papildomai leidžiamos deguonies dujos. Įrenginio detali principinė schema pateikta 41 pav. a ir b dalyse.



41 pav. IBS įrenginio vakuuminės kameros ir pagrindinių elementų 3D schema (a) ir zonio taikinio schema (b). 1 – kupolo sukimo mechanizmas, 2 – sklendė, 3 – pirminis jonų šaltinis, 4 – kupolas, 5 – taikinis, 6 – taikinio pozicionavimo mechanizmas, 7 – asistuojantis šaltinis, 8 – kriogeninio siurblio sklendė, 9 – kriogeninis siurblys, 10,11 - taikinio medžiagos (H ir L), 12 – skiriamoji riba tarp medžiagų.

Prieš pradėdant dengti eksperimentines daugiasluoksnes struktūras buvo atlikti įvairūs įrenginio kalibravimo eksperimentai. Pagrindiniai optimizuoti parametrai:

- 1) nusodinimo sparta;
- 2) nusodinimo tolygumas;
- 3) medžiagų optinės savybės.

Eksperimentai atlikti įvairioms medžiagoms: Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, HfO<sub>2</sub> ir SiO<sub>2</sub> medžiagoms, kurios buvo naudotos neigiamos dispersijos ar aukšto atspindžio Brego veidrodžių gamybai. Nusodinimo sparta ir tolygumas buvo tirti priklausomai nuo kupolo aukščio taikinio atžvilgiu, pirminio šaltinio fokusavimo ir greitinimo įtampų, taikinio kampo jonų srauto atžvilgiu. Analizuojant procesų metu nusodinamo sluoksnio tolygumą pastebėta, kad didžiausią įtaką šiuo atveju turi pirminio šaltinio įtampa  $U_f$ . Apibendrintos optimizuotos IBS įrenginio charakteristikos, kurių ribose gaunami sluoksnių parametrai bei pats dengimo procesas laikomi optimaliai pateikti 1 lentelėje.

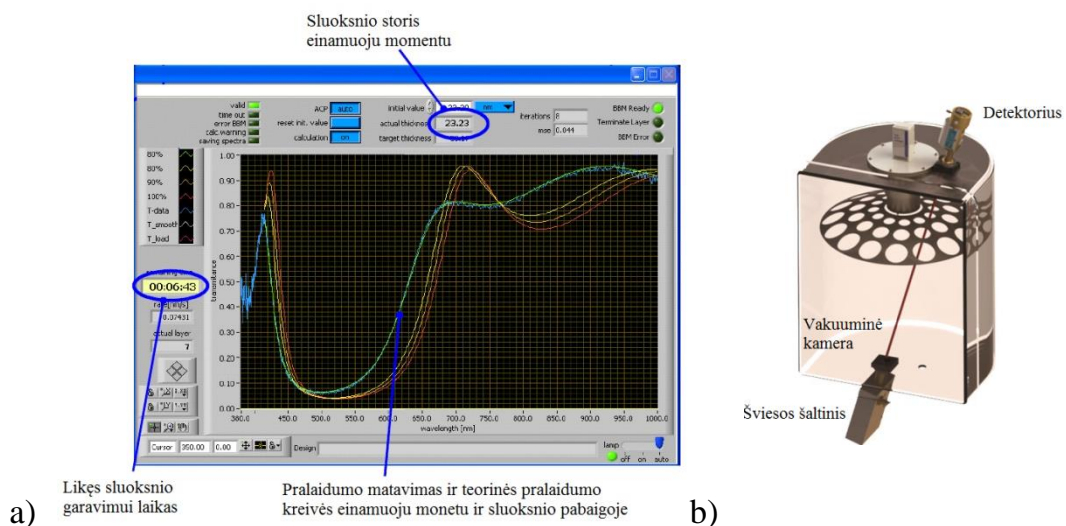
1 lentelė: IBS įrenginio optimizuoti parametrai.

Parametras	Parametro apatinė riba	Parametro viršutinė riba
Taikinio kampas, deg	55	59
O <sub>2</sub> fonas, sccm	30 (Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )	50 (SiO <sub>2</sub> , Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> )
Pirminio šaltinio greitinanti įtampa, V	1500	1800
Pirminio šaltinio fokusuojanti įtampa, V	300	350
Pirminio radijo dažninio šaltinio galia, W	130	140
Pirminio šaltinio dujų (Ar) kiekis, sccm	9	12
Kupolo atstumas nuo taikinio, mm	200	300
Kupolo sukimosi greitis, aps. / min	30	30

## 1.7 Sluoksnių storių kontrolės sistemos

Plonų sluoksnių fizinio ir/ar optinio storio tikslumas yra labai svarbus elemento galutinėms optinėms charakteristikoms. Fizinio storio paklaida keičia interferencijos sąlygas ir gali padaryti didelę įtaką neigiamos dispersijos veidrodžio savybėms, kadangi pastarosios, kaip jau buvo minėta, yra labai jautrios paklaidoms. Praktikoje, formuojant optines dangas dažniausiai naudojami optiniai kontrolės metodai tokie kaip: vienbangis optinis monitoringas [91], plačiajuostis optinis monitoringas - BBM (*angl. Broad band optical monitoring*) [44, 92],

elipsometrinis monitoringas [43]. Be optinių metodų egzistuoja laiko kontrolės metodas, bei taip vadinamos kvarcinės svarstyklės (*angl. quartz crystal monitoring*) [42]. Optinių metodų atveju proceso metu matuojamas šviesos intensyvumo pokytis pralaidume ar atspindyje, atsirandantis dėl medžiagos sluoksnio storio pokyčio ant tam tikro elemento, patalpinto garinimo kameroje. Visi metodai, leidžiantys kontroliuoti storį proceso metu vadinami *in-situ*. Neigiamos dispersijos dangų spektrinės charakteristikos apibrėžtos plačiame spektre, todėl jų sluoksnių kontrolei labiausiai tinka plačiąjuostis optinis monitoringas. Sluoksnio storio nustatymas šiuo metodu atliekamas netiesiogiai. Matriciniu skaičiavimų metodu sumodeliuojama daugybė sluoksnio pralaidumo spektrų, su skirtingais sluoksnio storiais. Iš šių spektrų matematiniais algoritmais išrenkamas geriausiai sutampantis, o jo storis laikomas realiu sluoksnio storiu einamuoju momentu (42 pav.). Tokia metodika turi kelis trūkumus: paklaidų kaupimosi [45] ir paklaidų savikompensacijos efektus [46], kuriems sumažinti ar panaikinti reikalingos specialios priemonės ar algoritmai. Tiksliai sukalibravus medžiagų garavimo greičius itin storas dangas galima kontroliuoti naudojant laiko kontrolės metodiką.

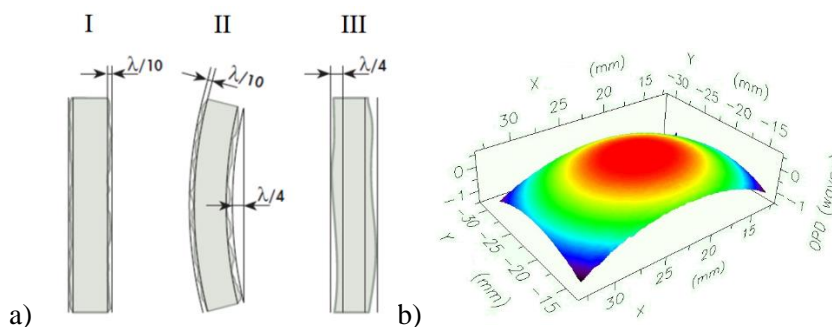


42 pav. Plačiąjuosčio optinio monitoringo programos langas IBS sistemoje (a) ir sistemos principinė schema (b).

## 2 Įtempimų optimizavimas daugiasluoksnėse oksidinėse struktūrose

Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti: I straipsnyje

Įtempimai plonuose sluoksniuose yra viena iš pagrindinių charakteristikų, apibūdinančių dangos ir elemento kokybę. Pagal savo ženklą įtempiai skiriami į teigiamus – spaudžiamuosius, arba neigiamus – tempiamuosius. Kiekvienu atveju tiek priežastys, lemiančios įtempimų atsiradimą, tiek jų pasekmės yra skirtingos.



43 pav. Elemento paviršiaus kreivumo dedamosios (a): I – plokštiškumas, II - sferinė dedamoji, III - paviršiaus nereguliarumai, b - optinio elemento su danga paviršiaus topografija su sferine deformacija.

43 pav. pateiktos elemento paviršiaus kreivumo dedamosios (a) ir tipinė optinio elemento sferinė deformacija su danga. Dengiant standartines izotropines optines dangas įtaka daroma tik sferinėms paviršiaus aberacijoms. Todėl elementas dėl išsigaubimo gali pradėti veikti kaip ilgo židinio ilgio lęšis bei keisti optinės sistemos, kurioje yra naudojamas, parametrus.

Įtempiai dangose susideda iš kelių dėmenų: vidinių  $\sigma_{vid}$ , išorinių  $\sigma_{isor}$  ir terminių įtempimų  $\sigma_{term}$  dedamųjų. Terminiai įtempiai atsiranda dėl skirtingų terminio plėtimosi koeficientų (TPK) tarp padėklo  $\alpha_s$  ir dangos  $\alpha_f$ . Atsiradus temperatūriam skirtumui, sluoksnio ir padėklo sistemoje bus sukelti terminiai įtempiai lygūs:

$$\sigma_{therm} = \left( \frac{E}{1-\nu} \right)_f (\alpha_s - \alpha_f) \Delta T, \quad (38)$$

kur  $E$  ir  $\nu$  yra Youngo modulis ir Puasono santykis atitinkamai.  $\Delta T$  – temperatūrų skirtumas. Temperatūrinis skirtumas dažniausiai atsiranda šaldant dangą po garinimo proceso iki aplinkos temperatūros arba atliekant terminius atkaitinimo

ciklus. Vidiniai įtempiai daugiausia susiję su sluoksnių chemine sudėtimi, morfologija, mikrostruktūra bei ryšiu tarp sluoksnio ir padėklo. Šis įtempių dėmuo gali būti įtakojamas keičiant dengimo proceso parametrus: padėklo temperatūrą, sluoksnio augimo greitį, slėgį, papildomai naudojamas dujas bei jų kiekį. Sluoksnio mikrostruktūros formavimuisi daugiausiai įtakos turi besikondensuojančių atomų kinetinė energija bei kitos daug energijos turinčios dalelės, dalyvaujančios procese. Pagal šiuos parametrus skiriamos ir pagrindinės dangų morfologijos zonos, aprašytos Thortono modelyje [90]. Šiame darbe aptariamoms dangoms labiausiai tinka "T" zonos aprašymas bei jai būdinga tanki struktūra ir spaudžiamieji įtempiai. Jie dulkinimo būdu suformuotose dangose aiškinami dviem mechanizmais: priemaišų įterpimu tarp besiformuojančios dangos klasterių bei sutankinimu (*angl. atomic peening*) [93, 94]. Sutankinimas pasireiškia, kai esant žemam slėgiui nuo taikinio atsispindėję didelės energijos argono ar kitų dulkinimui naudojamų dujų, atomai pasiekia besiformuojančią dangą ir ją papildomai sutankina. O priemaišos įsiterpdamos tarp besiformuojančios dangos granulių dirbtinai padidina jos tankį. Abu modeliai iš esmės spaudžiamuosius įtempius aiškina per priverstinį dangas sutankinimą ir dažnai sunku atskirti jų įtaką tam tikru atveju.

Metodai, skirti sumažinti įtempius dangose, skirstomi į dvi kategorijas: *in-situ* ir *ex-situ*, t.y. veikiančius dangos formavimosi metu arba po jo. Prie *in-situ* metodų dažniausiai minimi technologinių parametrų pakeitimai [93], medžiagų, turinčių priešingo ženklų įtempius kombinavimas tarpusavyje [95], medžiagų mišinių garinimas [96, 97], neigiamas įtampos padėklams suteikimas proceso metu [93]. Pagrindiniai *ex-situ* metodai yra kompensacinės dangos garinimas ant antros padėklo pusės [98], dangos laužymas [99], apdirbimas argono jonais [100]. Tiesa, šie metodai yra destruktiniai, o kompensacinės dangos garinimas ekonomiškai neefektyvus bei sudėtingas turint nestandartinių formų elementus. Terminis dangų atkaitinimas yra vienas pagrindinių ir dažniausiai naudojamų metodų [101-103].[104], darbe plačiai aprašyta atkaitinimo įtaka spektrinėms dangų charakteristikoms. Skirtingomis technologijomis suformuotoms dangoms

atkaitinimas daro skirtingą įtaką. EB dangų spektrai dėl atkaitinimo, nulemtu laikino vandens garų pasišalinimo iš dangos, pasislenka į UV spektro pusę [103]. IBS dangoms negrįžtamas poslinkis vyksta į ilgesnių bangų pusę. Iš principo atkaitinimas keičia daugumą dangų charakteristikų: spektrines, mechanines, mikrostruktūrines.

Šio skyriaus tikslas yra išnagrinėti plonų mišinių sluoksnių charakteristikų pokyčius atkaitinimo metu bei pritaikyti įtempių priklausomybę nuo atkaitinimo temperatūros ir mišinio frakcijos formuojant daugiasluoksnes dangas su visiškai kompensuotais įtempiais. Skyriuje pateikiami rezultatai, gauti nagrinėjant IBS technologija suformuotų dangų sluoksnių fizinių ir optinių charakteristikų pokyčius atliekant atkaitinimą prie aukštų temperatūrų. Likutinių įtempių priklausomybė nuo medžiagų mišinių frakcijos ir atkaitinimo temperatūros siejama su TPK skirtumais tarp padėklo ir medžiagos bei vidiniais procesais, vykstančiais sluoksniu struktūroje. Įtempių priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros ir medžiagų frakcijos panaudojama sukuriant naują metodiką, leidžiančią pagaminti daugiasluoksnes su itin griežtais plokštiškumo reikalavimais.

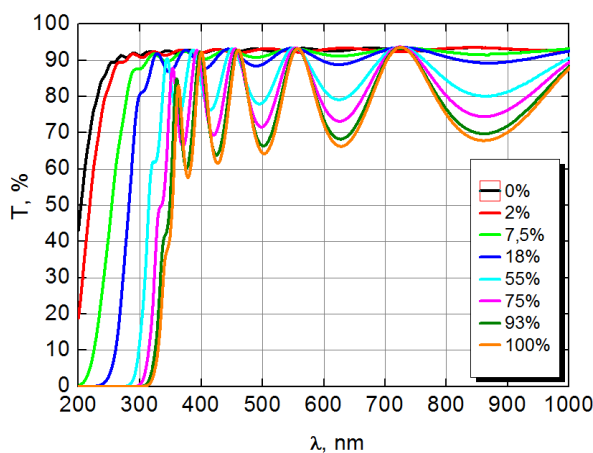
## **2.1 Plonų Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> mišinių sluoksnių optinių ir fizinių charakteristikų priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros**

44 pav. pateikti išmatuoti Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir SiO<sub>2</sub> vienasluoksnių mišinių spektrai 200-1000 nm diapazone. Visų sluoksnių optinis storis lygus 4QWOT ties 1064 nm ilgio banga. Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> frakcija mišiniuose kinta nuo 0 iki 100 %. Sluoksnių garinimo parametrai pateikti 2 lentelėje. Viso atlikti 8 garinimo procesai, iš kurių 4 atlikti 0-20 %, 3 vnt. 75-100 % Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> frakcijos verčių diapazone, darant prielaidą, kad efektai, nulemiantys charakteristikų pokyčius, prasideda esant mažoms įterpiamos medžiagos frakcijoms.

2 lentelė: Mišinių sluoksnių dengimo parametrai.

IBS įrenginio parametras	Parametro vertė
Foninis O <sub>2</sub> dujų kiekis	50 sccm
Jonų šaltinio greitinanti įtampa	1500 V
Jonų šaltinio fokusuojanti įtampa	500 V
Jonų šaltinio radijo dažnio galia	130 W
Jonų šaltinio dujų (Ar) kiekis	9 sccm
Proceso vakuumo lygis	4*10 <sup>-3</sup> Pa
Garinimo aplinkos temperatūra	40-60 C°

Mišinių vienasluoksnių dangų optinės konstantos nustatytos lyginant išmatuotus spektrometru spektrus su teorinėmis pralaidumo vertėmis apskaičiuotomis pagal Cauchy ir eksponentinį modelius, aprašančiais atitinkamai  $n(\lambda)$  ir  $k(\lambda)$  dispersijas [105]. Keičiant sluoksnio storį, lūžio rodiklį ir sugertį aprašančias konstantas (39 ir 40 formulės), minimizuojamas skirtumas tarp matavimo ir teorinių sluoksnio pralaidumo verčių 45 pav. b.



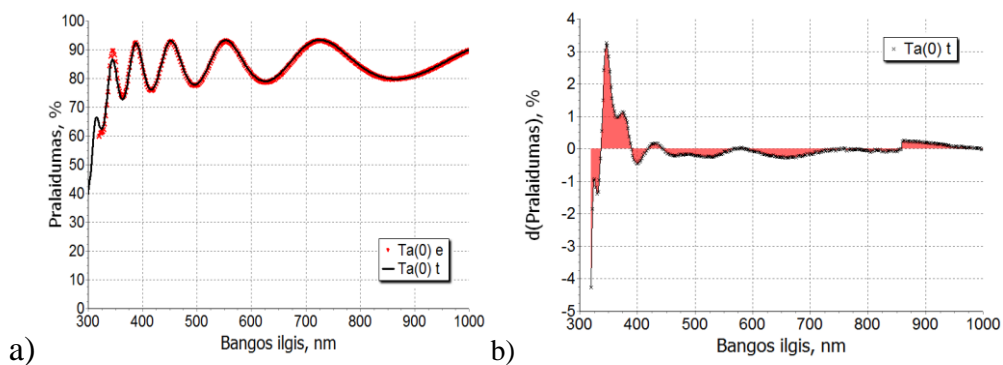
44 pav. Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> mišinių sluoksnių pralaidumo spektrai esant skirtingoms Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> frakcijoms.

Naudoti modeliai medžiagų dispersijų aprašymui:

$$\text{Cauchy: } n(\lambda) = A_1 + \frac{A_2}{\lambda} + \frac{A_3}{\lambda^2} \quad (39)$$

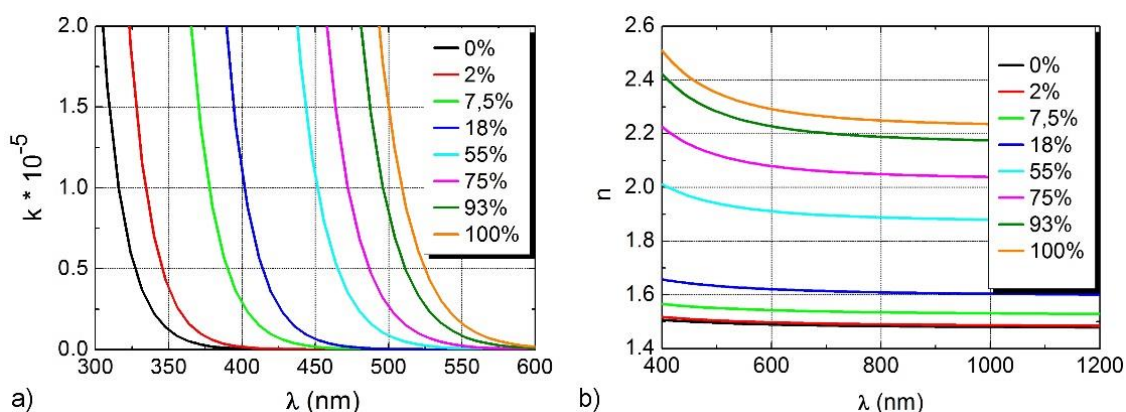
$$\text{Eksponentinis: } k(\lambda) = B_1 \exp\left(\frac{B_2}{\lambda} + B_3 \lambda\right) \quad (40)$$





45 pav. Sluoksnio išmatuotas pralaidumas ir jį geriausiai aprašančio modelio teorinis pralaidumas (a), ir skirtumas tarp modelio aprašomų ir išmatuotų verčių.

Konstantos, leidžiančios gauti geriausią sutapimą tarp teorinių ir išmatuotų verčių, laikomos realiais sluoksnio optiniais parametrais. 45 pav. b dalyje pateiktas skirtumas tarp optimalių teorinių ir išmatuotų spektrų. Likutinis nesutapimas nulemtas matavimo paklaidų, sluoksnių optinių konstantų nehomogeniškumo. UV dalyje stebimas didžiausia neatitiktis nulemta to, kad naudojamas eksponentinis  $k(\lambda)$  modelis tinkamai neaprašo didelių sugerties verčių, todėl šiame darbe nagrinėtos  $k$  vertės iki  $1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . 46 b pav. pateiktos  $\text{Nb}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$  mišinių optinių konstantų dispersijos. 46 a pav. stebimas sugerties juostos poslinkis į UV pusę bei lūžio rodiklio mažėjimas didinant  $\text{SiO}_2$  frakciją mišinyje, nulemtas medžiagos draustinės juostos tarpo didėjimo.



46 pav. Sumodeliuoti sluoksnių lūžio rodiklių (b) ir sugerties koeficientų (a) dispersijų vertės priklausomai nuo  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  medžiagos frakcijos.

Medžiagų sudėčiai sluoksnuose nustatyti buvo naudojamas Bruggmann modelis [106]. Šiuo atveju grynomis medžiagoms nustatytos optinės konstantos

įstatomos į modelį bei parenkant jų frakcijas galima tiksliai nustatyti sluoksnio sudėtį.

Siekiant sumažinti likutinius įtempius po dengimo proceso bandiniai buvo atkaitinti iki 500 C°. Atkaitinimo procesas išskaidytas į žingsnius, t.y. bandiniai atkaitinti iki 200 C°, 300 C°, 400 C° ir 500 C°. Prieš ir po kiekvieno kaitinimo buvo matuojamos bandinių pralaidumo, paviršiaus šiurkštumo ir padėklo išsigaubimo charakteristikos. 3 lentelėje pateiktos svarbiausios išmatuotos bandinių charakteristikos ir jų pokyčiai po atkaitinimo.

3 lentelė: Sluoksnių fizinio storio ir lūžio rodiklio pokyčiai po atkaitinimo.

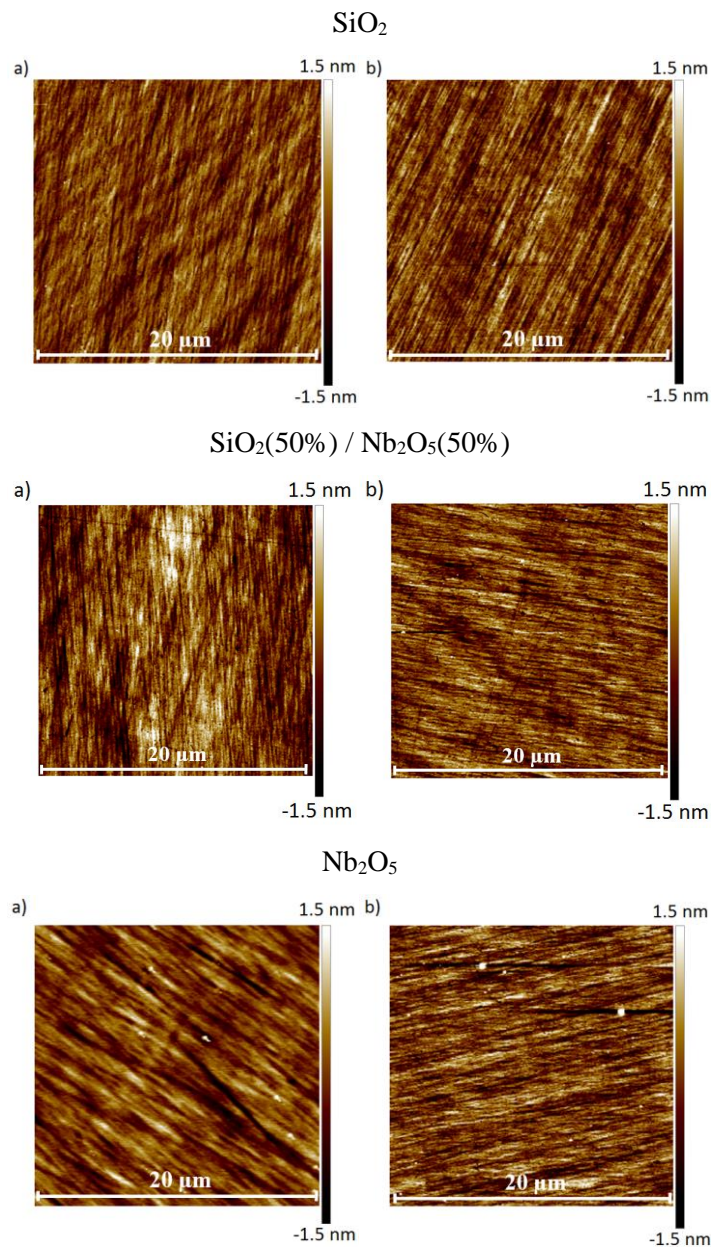
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> frakcija, %	d <sub>RT</sub> , nm	d <sub>T1</sub> /d <sub>RT</sub> , %	d <sub>T2</sub> /d <sub>RT</sub> , %	n	n <sub>T1</sub> /n <sub>RT</sub> , %	n <sub>T2</sub> /n <sub>RT</sub> , %
100	480	1.13	-	2.322	0.57	-
99	478	1.24	2.35	2.320	0.37	1.29
93	492	1.10	-	2.255	0.56	-
55	572	0.94	-	1.936	0.34	-
22	670	1.73	-	1.633	0.63	-
7.5	691	1.42	-	1.549	0.44	-
2	1135	0.88	3.07	1.495	0.14	1.34
0	878	1.34	-	1.497	1.08	-

Pastebėta, kad visų bandinių sluoksnių fizinis storis po atkaitinimo padidėjo vidutiniškai 1,1% po atkaitinimo T<sub>1</sub> = 300 C°. O vidutinis lūžio rodiklis (lūžio rodiklio vidurkis 300-1000 nm diapazone) visais atvejais sumažėjo vidutiniškai 0,5% prie T<sub>1</sub> = 300 C°. Esant didesniai temperatūrų skirtumui tendencija išlieka tokia pati. Esant tokiems pokyčiams sluoksnių optinis storis padidėja apytiksliai 0,6%, tai sutampa su stebėtu liekamuoju spektrų postūmiu į IR pusę, būdingu IBS technologija suformuotoms dangoms. Taip pat pastebėta atkaitinimo įtaka sugerties dispersijai. Po atkaitinimo iki 300 C° sluoksnių sugerties kreivės pasislinko 3-5 nm į UV zoną, tokiu būdu sumažinami sugerties nuostoliai sluoksniuose. Jų sumažėjimas siejamas su papildoma oksidacija, vykstančia sluoksniuose dėl padidėjusios temperatūros. Tiesa, tokia temperatūra yra

nepakankama inicijuoti pokyčius grynoje medžiagoje, todėl jie siejami labiau su reakcijomis, vykstančiomis tarp sluoksnių sudarančių medžiagos granulių.

### 2.1.1 Atkaitinimo įtaka sluoksnių paviršiaus šiurkštumui

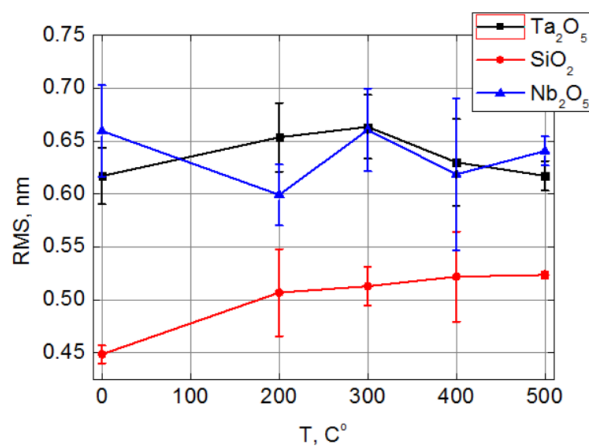
Atkaitinimo metu keičiasi sluoksnio fizinis storis. Šį pokytį galima



47 pav.  $\text{SiO}_2$ , 50% mišinio ir  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  sluoksnių paviršiaus topografijos, išmatuotos AFM, prieš ir po atkaitinimo prie 500  $^\circ\text{C}$ .

paaiškinti tarpų tarp atomų padidėjimu arba ertmių-porų dangoje atsiradimu [104]. Šiai hipotezei patvirtinti atlikti sluoksnių paviršiaus matavimai AFM. 47 pav.

pateikti sluoksnių topografiniai vaizdai po atkaitinimo prie 500 C° įrodo, kad esminiai medžiagos mikrostruktūros pokyčiai neįvyko. Analizuojant paviršiaus šiurkštumo vertes pastebėta, kad didžiausias RMS pokytis gaunamas SiO<sub>2</sub> sluoksniams. O Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (matavimai atlikti siekiant patikrinti rezultatų atsikartojamumą kitoms panašioms medžiagoms) grynų medžiagų ir jų mišinių RMS vertės nekinta arba kinta matavimų paklaidų ribose (48 pav.).



48 pav. IBS suformuotų skirtingų medžiagų sluoksnių paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros.

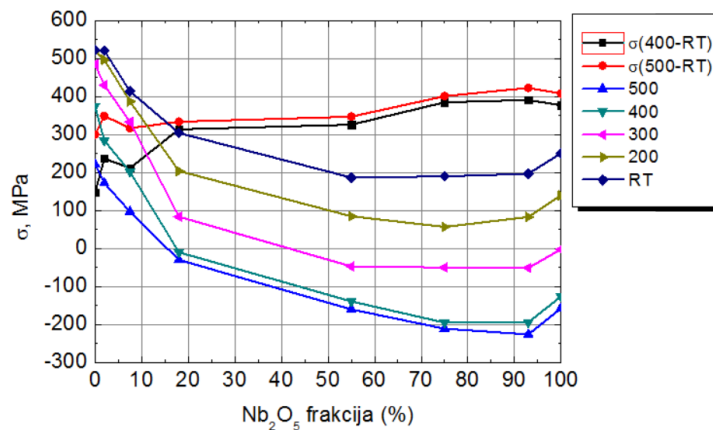
### 2.1.2 Įtempių Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir SiO<sub>2</sub> medžiagų mišinių sluoksniuose priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros

Medžiagų įtempiams įvertinti buvo pasirinktas Stoney metodas [107]. Ant 25,4 mm diametro ir 1 mm storio FS pagrindukų su pradiniu  $\lambda/4$  @ 633 nm plokštiškumo lygiu padengti žinomo storio pasirinktų medžiagų sluoksniai. Po dengimo išmatavus bandinio kreivumo radiusą profilometru bei remiantis 41 formule galima apskaičiuoti užgarintos medžiagos įtempius.

$$\sigma = \frac{Y_s t_s^2}{6(1 - \nu) t_d} \frac{1}{R} \quad (41)$$

$Y_s$  - medžiagos, iš kurios pagamintas pagrindukas, Jungo modulis ir Puasono santykis,  $t_s$  ir  $t_d$  - atitinkamai pagrinduko ir dangos storiai,  $R$  - pagrinduko kreivumo spindulys. 49 pav. pateikti įtempiai Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir SiO<sub>2</sub> mišiniuose, esant skirtingiems Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> frakcijos dydžiams ir atkaitinimo temperatūrai. Iš gautų rezultatų matyti, kad jie priklauso nuo atkaitinimo temperatūros ir mišinio sudėties.

Mažiausi įtempiai gaunami esant 60-90 % Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, o didinant atkaitinimo temperatūrą, visų tirtų bandinių įtempiai mažėja. Įtempių nustatymo tikslumui didžiausią įtaką turi eksperimentams naudotų bandinių nereguliarūs paviršiaus iškraipymai (*angl. irregularities*). Įvertinus šių iškraipymų įtaką, galima teigti, kad paklaidos visų matavimų atveju neviršija 20 MPa.



49 pav. Įtempių priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros skirtingos frakcijos Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir SiO<sub>2</sub> vienasluoksnių mišinių dangoms.

49 pav. pateiktose skirtuminėse (įtempimų skirtumas tarp nekaitintų ir atkaitintų prie tam tikros temperatūros) įtempimų kreivėse matyti, kad paveikti atkaitinimo labiau mažėja įtempiai sluoksniuose, kuriuose daugiau Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Kaip jau buvo minėta, likutiniai įtempiai susideda iš medžiagos vidinių įtempimų  $\sigma_{vid}$  bei šiluminių įtempimų  $\sigma_{term}$ . Tiriamieji bandiniai suformuoti 40-60 C<sup>o</sup> temperatūroje, taigi RT kreivės duomenys rodo  $\sigma_{vid}$  įtempimus. O  $\sigma$  kitimas kaitinimo metu yra nulemtas atsiradusių  $\sigma_{term}$  įtempimų bei fizikinių-cheminių procesų, vykstančių dangos struktūroje. Terminiai įtempiai priklauso nuo padėklo ir dangos terminių plėtimosi koeficientų skirtumo, bei nuo dangos struktūros pokyčių, vykstančių aukštoje temperatūroje [101]. Pagal 4 lentelėje pateiktus duomenis galima teigti, kad kuo didesnis garinamų medžiagų TPK, tuo didesnę įtaką turi terminiai įtempiai. Galima daryti išvadą, kad skirtuminės kreivės rodo TPK skirtumo nulemtus įtempimų pokyčius, o likutiniai pokyčiai atsiranda dėl struktūros pokyčių. Ši išvada paremta tuo, kad SiO<sub>2</sub> sluoksnio įtempiai ant UVFS padėklo mažėja, nors abiejų TPK yra panašūs (skirtumas atsiranda dėl naudotos technologijos).

4 lentelė. Medžiagų terminio plėtimosi koeficientai.

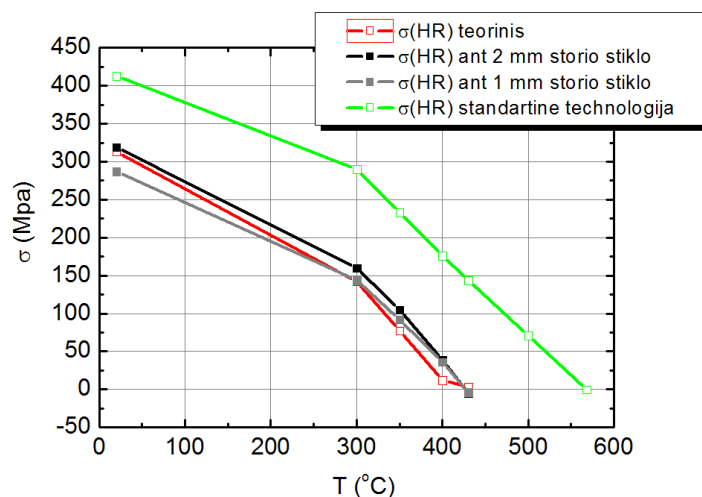
Medžiaga	TPK, $10^{-6}/\text{C}^{\circ}$ (+20 / +300 $\text{C}^{\circ}$ )
UVFS	0.55
BK7	8.3
B270	9.33
SiO <sub>2</sub>	0.51
Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	3.6-5
HfO <sub>2</sub>	3.8
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	5.8

### 2.1.3 Likutinių įtempių daugiasluoksnėse dangose optimizavimas

Atsižvelgiant į 49 pav. pateiktus rezultatus, galima teigti, kad atitinkamai parinkus aukšto ir žemo lūžio rodiklio sluoksnių medžiagų mišinius bei atkaitinimo temperatūrą, galima pagaminti daugiasluoksnę struktūrą, kurios likutiniai įtempiai po atkaitinimo būtų visiškai kompensuoti. Metodo patikrinimui pasirinkta aukšto atspindžio (HR) danga ties 1064 nm  $0^{\circ}$  laipsnių šviesos kritimo kampui. Dangos struktūra: (HL)<sup>12</sup>L, kur H,L optiniai storiai (QWOT) lygus vienetai ties 1064 nm. Struktūros įtempiams  $\sigma$  prieš ir po atkaitinimo įvertinti naudota formulė:

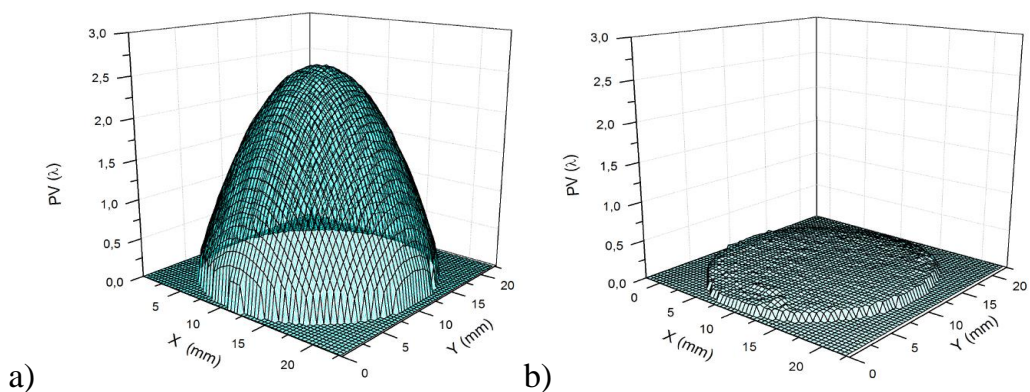
$$\sigma(T) = \frac{\sigma_H(T)f_H + \sigma_L(T)f_L}{f_H + f_L}, \quad (41)$$

kur  $\sigma_H$  yra H sluoksnio įnešami įtempiai,  $\sigma_L$  – L sluoksnio įnešami įtempiai,  $f_{H,L}$  – mišinio sluoksnio storis, T – atkaitinimo temperatūra. Šiame modelyje padarytos prielaidos, kad sluoksnių sandūrų įtempiai yra maži ir jų galima nepaisyti, o dengiami sluoksniai nedaro įtakos vienas kito formavimuisi bei dėl to atsirandantiems įtempiams.



50 pav. Likutinių įtampių HR dangoje priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros naudojant mišinius ir grynas medžiagas.

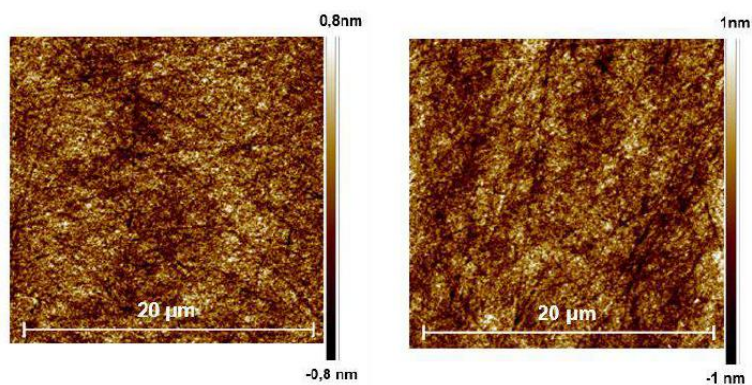
50 pav. pateikti sumodeliuoti įtempiai naudojant standartinę technologiją su grynomis medžiagoms, optimizuotą technologiją su medžiagų maišymu bei eksperimentiniai rezultatai HR dangos naudojant optimizuotą technologiją. Teorinių ir išmatuotos vertės paklaidų ribose sutampa. Tai patvirtina, kad pasirinktas modelis bei prielaidos yra teisingos. Įtampių kompensacija pasiekama ties 430 C°. Grynomis medžiagoms ši temperatūra pagal teorinius vertinimus siektų apie 600 C° bei viršytų medžiagos kristalizavimosi temperatūrą [108]. Įtempimų sumažėjimas didinant atkaitinimo temperatūrą yra paaiškinamas neigiamų-tempiamųjų įtampių padidėjimu H sluoksniuose (daugiau Nb frakcijos) bei teigiamų-kompresinių įtampių sumažėjimu L sluoksniuose. 51 pav. pateikti elementų paviršiaus profiliai išmatuoti Fizo interferometru. Paviršiaus plokštiškumas atkaitinimo metu pagerėjo nuo apytiksliai  $2,7\lambda$  iki pradinio padėklo plokštiškumo  $\lambda/8$ .



51 pav. Aukšto atspindžio elemento, pagaminto naudojant mišinių mišinius, paviršiaus topografija prieš (a) ir po (b) atkaitinimo.

Reikia paminėti, kad ši technologija leidžia tinkamai parinkus atkaitinimo temperatūrą kompensuoti ir pradinius padėklo paviršiaus iškraipymus, jei jie yra sferiniai.

HR dangoms prieš ir po atkaitinimo atlikti paviršiaus šiurkštumo matavimai (52 pav.): nekaitintos dangos RMS = 0,23 nm, atkaitinus RMS padidėja iki 0,3 nm. Matyti, jog po atkaitinimo paviršiaus šiurkštumas padidėja, ir šis padidėjimas siejamas su porų formavimusi bei tarpų tarp atomų padidėjimu didelės SiO<sub>2</sub> frakcijos sluoksniuose. 52 pav. pateiktose paviršiaus topografijose kristalizacijai būdingų pokyčių nepastebėta.

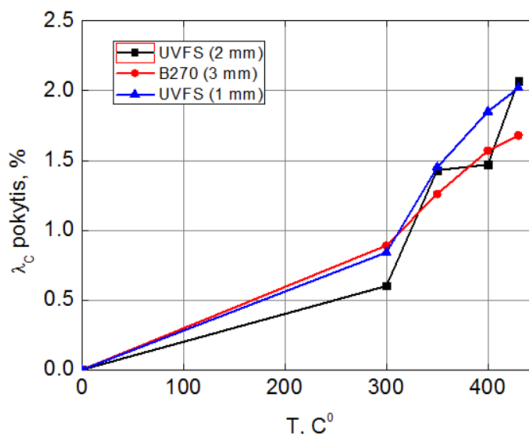


52 pav. HR dangos paviršiaus šiurkštumo matavimas prieš (a) ir po (b) atkaitinimo prie 430 C°.

Siekiant nustatyti padėklo TPK koeficiento įtaką atkaitinimo proceso rezultatui, buvo išmatuoti pastarosios dangos spektro poslinkiai ant skirtingų padėklų priklausomai nuo atkaitinimo temperatūros. Gauti rezultatai pateikti 53



pav. Galima teigti, kad spektro poslinkis į IR pusę yra nepriklausomas arba mažai priklausomas nuo padėklo TPK ir jo storio. Šis procesas nulemtas sluoksnių optinių storių pokyčių atkaitinimo metu, stebėtu tiriant monosluoksnių dangų pokyčius.

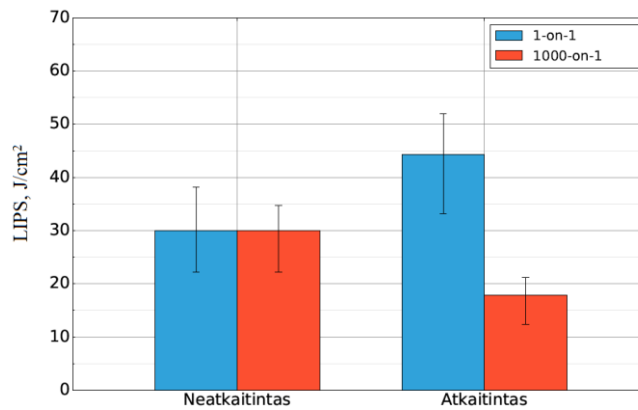


53 pav. Centrinio HR dangos bangos ilgio poslinkio priklausomybė nuo padėklo medžiagos, storio ir atkaitinimo temperatūros.

#### 2.1.4 Įtempių kompensavimo įtaka LIPS charakteristikoms

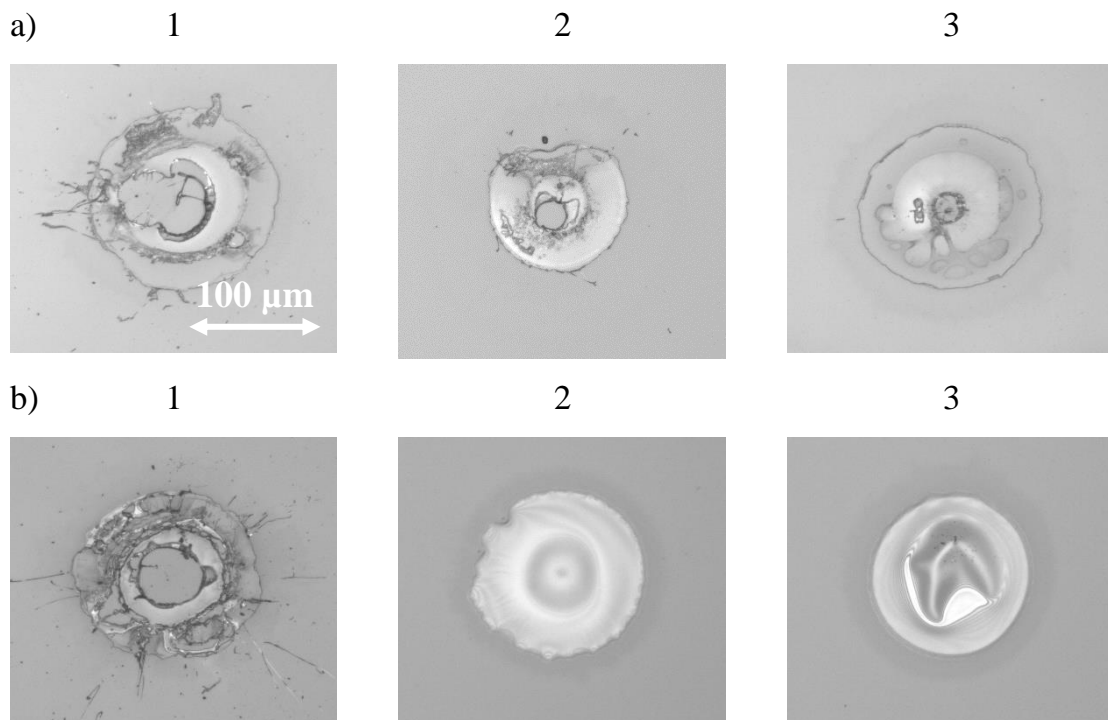
Viena iš kokybinių charakteristikų, taikomų aukšto atspindžio dangoms, yra LIPS vertės. Siekiant patikrinti, ar egzistuoja sąryšis tarp pažaidos slenksčio ns impulsiniame režime, ar pažaidos morfologijos ir likutinių įtempių dangoje, buvo atlikti LIPS matavimai.

Matavimai atlikti ties 1064 nm bangos ilgiu, 11,4 ns impulso trukme, 100 Hz pasikartojimo dažniu, bei  $235 \pm 7,6$   $\mu\text{m}$  spindulio diametru ( $1/e^2$  intensyvumo aukštyje). Rezultatų palyginimas kaitintam ir nekaitintam bandiniam pateikti 54 pav. Remiantis išmatuotomis vertėmis, galima teigti, kad paklaidų ribose LIPS vertės abiem atvejais yra vienodos. LIPS vertės šiuo atveju gali įtakoti keli veiksniai: 1) atkaitinimo metu sumažėjęs sugerties centrų, atsiradusių dėl nepakankamos oksidacijos garinio proceso metu skaičius, 2) pasikeitę įtempiai bandinyje. Kadangi šiuo atveju sunku išskirti šiuo veiksnius ir jų įtaką, o bendras rezultatas jokio aiškaus efekto nelaidžia identifikuoti, buvo atlikti papildomi morfologijos tyrimai optiniu mikroskopu šviesaus lauko režime. Rezultatai pateikti 55 pav.



54 pav. LIPS verčių palyginimas atkaitintam iki 430 C° ir nekaitintam bandiniams.

Atlikta bandinių pažeidimo morfologijos analizė taip pat neparodė esminių skirtumų tarp bandinių su dideliais suminiais įtempiais, siekiančiais kelis GPa ir bandinio su mažesniais nei 0,1 GPa. Galima teigti, kad suminiai įtempiai neturi pastebimos įtakos LIPS vertėms ar pažeidimo mechanizmui. Tiesa, šiuo atveju nagrinėjama suminių įtempių įtaka. Tai reiškia, kad pavieniuose sluoksniuose, kuriuose inicijuojama pažeidimo pradžia, mikroaplinkos įtempiai pakeičia ženklą, bet jų amplitudė stipriai nepasikeičia.



55 pav. Pažeidimų morfologija nekaitintam (a) ir kaitintam (b) bandiniams.

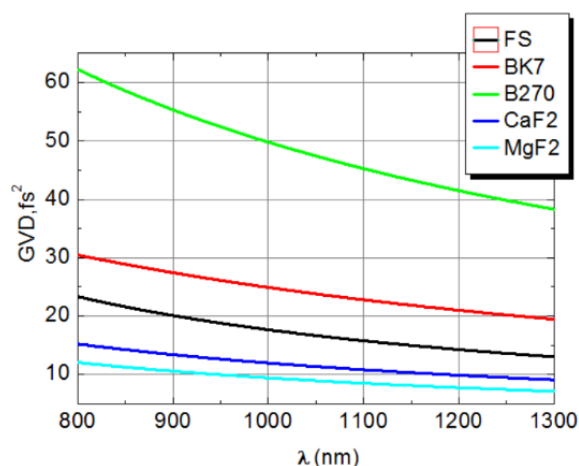
Vieninteliai išsiskiriantys pažaidos morfologijų tipai, nustatyti atkaitintam, bandiniui, pateikti 55 pav. 2 ir 3-ioje nuotraukose. Tokio tipo pažeidimai nekaitintam bandiniui nebuvo nustatyti ir yra susiję su dangos sluoksnių atšokimu nuo padėklo. Tai būtų galima sieti su įtempių nebuvimu, todėl išsilydžiusi ir atsilupusi danga ar keli jos sluoksniai nėra atplėšiami nuo pagrindo dėl įtempių nebuvimo.

## **2.2 Įtempių kompensavimo technologijos pritaikymas BASIC tipo neigiamos dispersijos dangoms**

Kaip buvo minėta 1.3.3 skyriuje, pagrindinis ribojantis veiksnys, stabdantis BASIC struktūrų platesnį naudojimą praktiniuose taikymuose, yra plono padėklo išsigaubimas dėl didelių įtempių, būdingų aukštų energijų dengimo procesuose, tokiuose kaip IBS ar MS. Mišinių ir atkaitinimo technologijų kombinacija, aprašyta ankstesniame skyriuje, leidžia eliminuoti šį trūkumą, todėl būtent šios struktūros buvo pasirinktos kaip praktinis technologijos pritaikymo pavyzdys. Tiesa, dėl mažėjančio lūžio rodiklių kontrasto tarp H ir L medžiagų, renkantis mišinių technologiją, sudėtingėja dangos projektavimas bei galimai atsiranda papildomi apribojimai GVD ar atspindžio vertėms, kuriuos reikia tinkamai įvertinti projektuojant minėtus veidrodžius.

### **2.2.1 BASIC struktūros spektrinės charakteristikos**

Daugiasluoksnių veidrodžių spektrinių charakteristikų modeliavimui ir optimizavimui buvo naudojamas Optilayer programinis paketas [109]. Standartinis Brego veidrodis su tiesiškai moduluota sluoksnių storių struktūra (sluoksniai plonėja link pagrindo) buvo naudojamas kaip pradinis dangos dizainas. Tik arčiausiai sandūros esančių sluoksnių storiai buvo koreguojami siekiant sumažinti GVD( $\lambda$ ) charakteristikų osciliacijas iki tolimesniam optimizavimui tinkamo lygio. Lydytas kvarcas (FS) buvo pasirinktas kaip kritimo aplinkos medžiaga dėl specifinio elemento dizaino ir kaip lengvai prieinama medžiaga, įnešanti santykinai mažai teigiamos dispersijos lyginant su kitomis standartiškai naudojamomis medžiagomis (56 pav.)



56 pav. Skirtingų medžiagų pagrindų įnešamos GVD vertės esant 1 mm storiui.

Projektavimo uždaviniui buvo išsikelti tokie reikalavimai: vidutinis atspindžio koeficientas  $R_{\text{vid}} > 99\%$  ir maksimalios pasiekiamos neigiamos GVD vertės pasirinktame 250 nm pločio spektriniame diapazone su centriniu 800 nm bangos ilgiu. Tiesa, GVD verčių optimizavimas buvo pirmiausiai atliekamas optimizuojant atitinkamas GV vertes, siekiant padidinti optimizavimo algoritmo efektyvumą [15], ir tik galutinė optimizacija atlikta su GVD verčių išraiška. Atitinkamai naudota nesutapimo funkcija:

$$M = \frac{1}{L} \sum_{n=1}^L \left( \frac{R_t(\lambda_n) - R^{(n)}}{\Delta R^{(n)}} \right)^2 + \left( \frac{GD_t(\lambda_n) - GD^{(n)}}{\Delta GD^{(n)}} \right)^2, \quad (42)$$

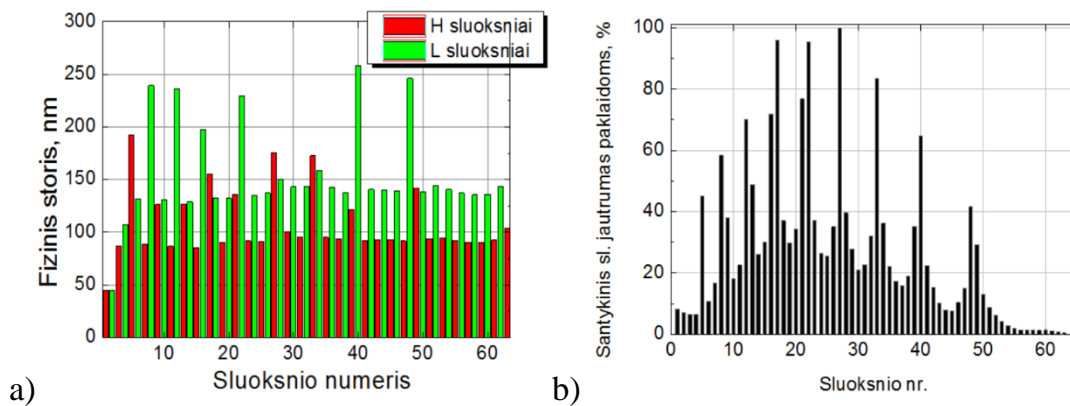
kur  $R_t(\lambda_n)$ ,  $R_t(\lambda_n)$  ir  $GV_t(\lambda_n)$  yra teorinės atspindžio ir GV vertės, aprašančios dizainą,  $R^{(n)}$  ir  $GV^{(n)}$  yra siekiamos vertės,  $\Delta R^{(n)}$  ir  $\Delta GV^{(n)}$  yra tolerancijos,  $\lambda_n$ ,  $n=1 \dots L$  yra spektrinis diapazonas, kuriame apibrėžiama nesutapimo funkcija. Laipsninės evoliucijos bei adatos optimizacijų metodas buvo naudojamas atliekant optimizaciją [68].

Siekiant atlikti įtempių optimizaciją, kaip H ir L medžiagos, atitinkamai buvo pasirinktos 7,5%  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  frakcijos mišinys ir grynas  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ . Jų optinės konstantos aprašytos Cauchy formule, kurios koeficientai nurodyti 5 lentelėje.

5 lentelė. BASIC dizainui naudotų medžiagų lūžio rodiklio Cauchy koeficientai.

	A	B	C
FS	1,4465	0,0029	0,0001
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	2,1985	0,0325	0,002553
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> / SiO <sub>2</sub> mišinys	1,5081	0,0056	0,0000026

Galutinis dangos dizainas pateiktas 53 pav. a ir susideda iš 63 sluoksnių, kurių bendras fizinis storis siekia 8,2 μm. Sluoksniai sunumeruoti nuo padėklo iki išėjimo aplinkos – oro. 57 b pav. pateiktas sumodeliuoto dizaino santykinis sluoksnių jautrumas garinimo paklaidoms. Lyginant su standartinėmis neigiamos dispersijos dangomis, kurių pagrindą sudaro GTI tipo struktūros, šiuo atveju jautresni sluoksniai yra dengiami pirmieji, todėl sumažėja paklaidų kaupimosi efekto įtaka GVD charakteristikų paklaidoms.



57 pav. BASIC dizaino sluoksnių storį pasiskirstymas po optimizacijos. L sluoksniai - 7,5 % Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> mišinys su SiO<sub>2</sub>, H - Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (a). Sluoksnių santykinio jautrumo garinimo paklaidoms vertinimas (b).

## 2.2.2 BASIC veidrodžio prototipo gamyba

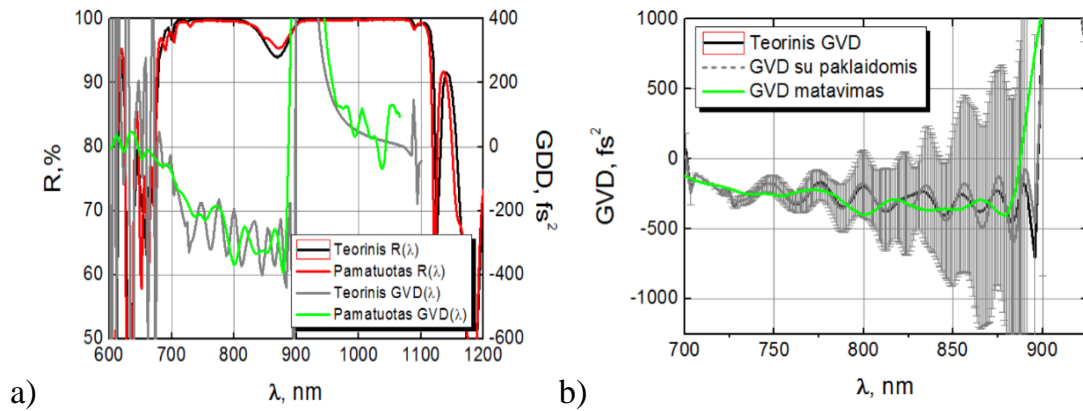
Eksperimentiniai BASIC buvo gauti naudojant IBS technologiją. Medžiagų maišymui garinimo metu naudota zoninio taikinio konfigūracija. Sluoksnių storį kontrolei pasirinktas plačiajuostis optinis monitoringas 400-1600 nm spektriniame diapazone. Vieno proceso metu danga buvo padengta ant kelių skirtingų bandinių:

i) 12,7 mm dia. ir 0,35 mm storio FS padėklų su pradiniu plokštiškumu  $\lambda/2@633$  nm;

ii) 25.4 mm dia. ir 2 mm storio FS padėklų su pradiniu plokštiškumu  $\lambda/10@633$  nm. Pirmieji naudoti prototipo sukūrimui, o storesni ir geresnio pradinio plokštiškumo padėklai skirti tikslesniam plokštiškumo kontroliavimui ir vertinimui atliekant atkaitinimo procedūras. Visi padėklai garinimo proceso metu buvo pozicijuoti vienodu atstumu nuo kupolo sukimosi centro siekiant užtikrinti vienodą dangos tolygumą. Po garinimo bandiniai buvo atkaitinti SNOL 8,2/1100 kaitinimo krosnyje keliant temperatūrą 100 C°/h greičiu iki 350 °C, 420 °C, 440 °C ir paliekant atvesti natūraliu greičiu. Bandinių išsigaubimo radiusas po atkaitinimo išmatuotas Veeco Dektak 150 profilometru, o maksimalaus išsigaubimo radiuso vertės panaudotos nustatyti dangos likutiniams įtempiams pagal Stoney formulę tokiu pačiu metodu kaip 2.1.2 skyriuje. Bandinių plokštiškumas išmatuotas Zygo Verifire XPZ interferometru. Užregistruotų interferogramų analizė atlikta Zygo Mx programiniu paketu. Bandinių GVD matavimai atlikti 500-1000 nm bangos ilgių diapazone baltos šviesos interferometru, aprašytu 1.4.2.1 skyriuje bei kituose darbuose [47, 48, 110].

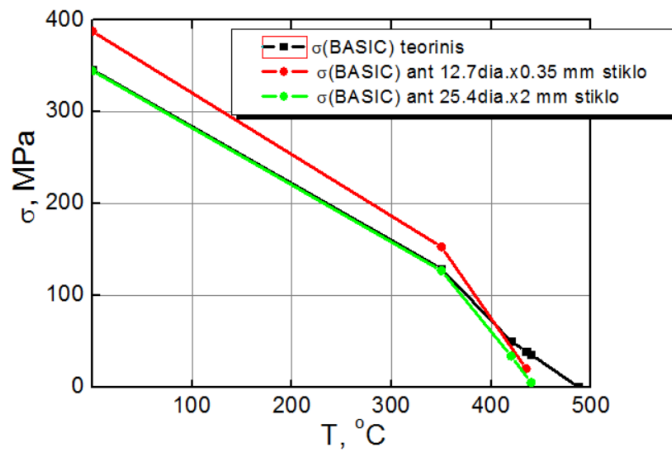
58 pav. pateiktos teorinės ir išmatuotos BASIC dizaino spektrinės charakteristikos. Nors dizainui buvo keliamas aukšto atspindžio reikalavimas 250 nm pločio diapazone, dėl didelio GVD reikšmės reikalavimo ir papildomai panaudotų sluoksnių šiam reikalavimui pasiekti, gautas platesnis atspindžio spektras nuo 700 nm iki 1100 nm. Tiek atspindžio vertėms, tiek GVD vertėms stebimas nedidelis išmatuotų charakteristikų nesutapimas su teorija yra paaiškinamas atsitiktinėmis paklaidomis, būdingomis plačiajuosčio optinio monitoringo sistemoms bei lūžio rodiklio paklaidomis dėl zoninio taikinio pozicijos kalibravimo ir medžiagų frakcijų sluoksnyje pasikeitimų proceso metu. 58 pav. pateiktose kreivėse yra eliminuota teigiama GVD, įnešama dvigubo apėjimo metu padėkle. Lyginant teorinę ir išmatuotą GVD kreives bei atsižvelgiant į paklaidų simuliaciją, galima teigti, kad proceso metu pasiektas vidutinis sluoksnių storių kontrolės tikslumas siekia 0,3%, o sluoksnių lūžio rodiklio - 0.5 %. Paklaidų skaičiavimui naudota standartinė atsitikimo tikimybė - 68 %. Tokiu būdu apskaičiuotas pilka spalva pažymėtas plotas – erdvė, kurioje dėl paklaidų įtakos galima

tikėtis gauti GVD charakteristikas. Išmatuota GVD charakteristika pasižymi  $\pm 100 \text{ fs}^2$  osciliacijomis.



58 pav. BASIC dizaino teorinės ir išmatuotos atspindžio ir GVD charakteristikos (a) bei GVD charakteristikos ir jų jautrumo paklaidoms įvertinimas (b).

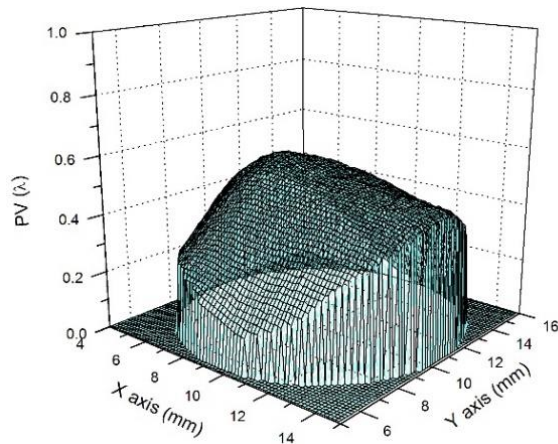
Anksčiau aprašyta atkaitinimo procedūra buvo pritaikyta pagamintiems BASIC veidrodžiams, siekiant sumažinti paviršiaus išlenkimą, sukeltą didelių dangos įtempių. 59 pav. pateikta įtempių priklausomybė BASIC struktūroje priklausomai nuo atkaitinimo temperatūros. Įtempiai mažėja keliant atkaitinimo temperatūrą ir yra kompensuojami pasiekus 440 °C.



59 pav. Likutinių įtempių priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros.

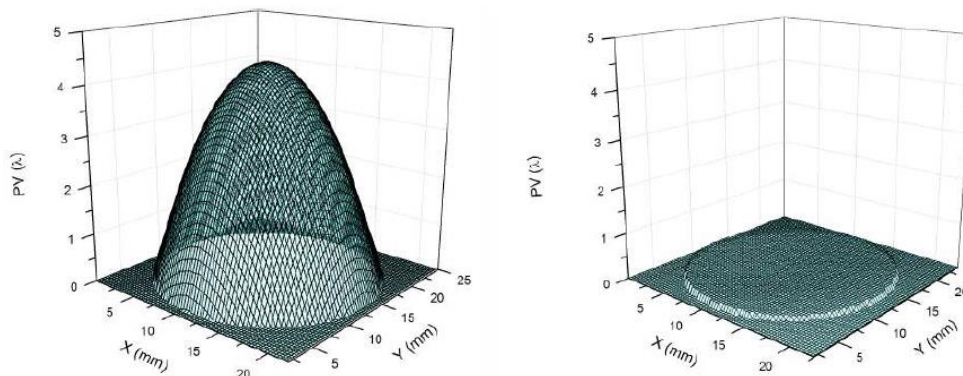
60 pav. pateiktas BASIC struktūros paviršiaus plokštiškumo matavimas po atkaitinimo prie 440 °C. Reikia paminėti, kad prieš atkaitinimą elemento išsigaubimas siekė 31 μm ir tai atitinka apytiksliai  $50\lambda$  PV vertę esant  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . Po atkaitinimo pasiekiamos PV vertės yra apytiksliai lygios  $0,5 \lambda$  ir yra lygios

pradiniam padėklo plokštiškumui, kuris yra apribotas nereguliarumo dėmens. Panaudojus atkaitinimą, šiuo atveju pradinis elemento išlinkimas buvo sumažintas apytiksliai 100 kartų.



60 pav. BASIC veidrodžio plokštiškumas ant 0,35 mm storio stiklo po atkaitinimo prie 440 °C.

Tuo pačiu procesu padengtų 2 mm storio stiklą paviršiaus išsigaubimai pateikti 61 pav. Šis pavyzdys iliustruoja metodo galimybes pasiekti aukštas paviršiaus plokštiškumo charakteristikas ( $PV < \lambda/10$ ).

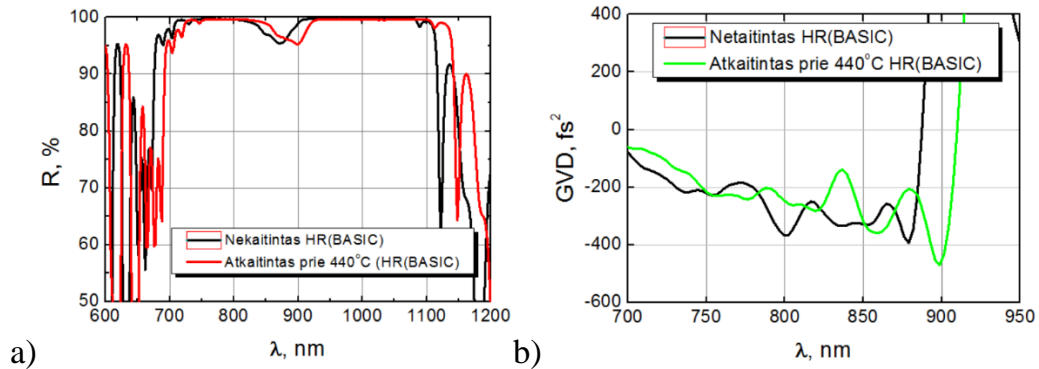


61 pav. BASIC veidrodžio plokštiškumas ant 2 mm storio stiklo prieš atkaitinimą (kairėje) ir po atkaitinimo prie 440 °C (dešinėje).

62 pav. pateiktos spektrinių (atspindžio) ir vėlinimo charakteristikų kreivės prieš ir po atkaitinimo. Kaip ir ankstesniais atvejais, nagrinėjant standartines HR dangas, pastebėtas charakteristikų poslinkis į ilgesnių bangų sritį, nulemtas sluoksnių optinio storio pokyčių. Užfiksuotas ~3% poslinkis bangos ilgių skalėje. Reikia pridurti, kad skirtingas optinių storių pokytis atkaitinimo metu H ir L medžiagoms nebuvo vertintas dangos projektavimo metu, tačiau pastebimos įtakos



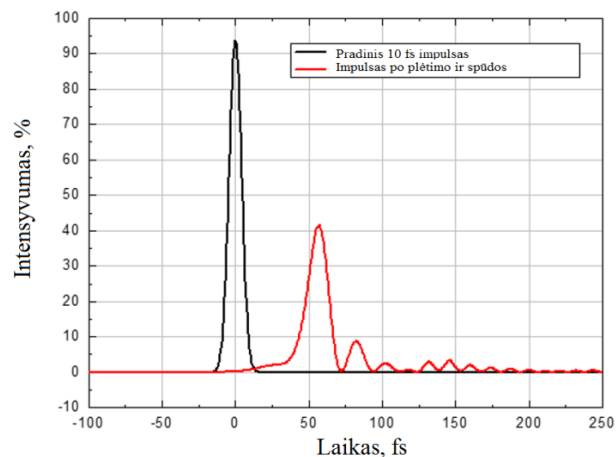
GVD charakteristikoms neturėjo. Stebimas osciliacijų nesutapimas 62 pav. b., susijęs su matavimo paklaidomis.



62 pav. Spektrinių (a) ir vėlinimo (b) charakteristikų pasikeitimai po atkaitinimo prie 440 °C.

### 2.2.3 Impulso spūdos BASIC veidrodžių modeliavimas

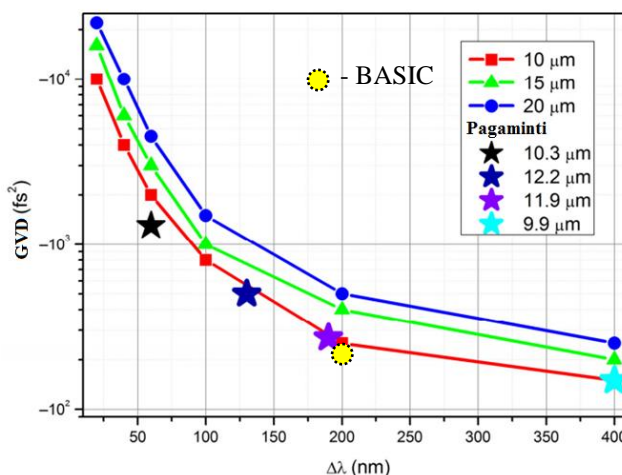
Siekiant įvertinti pagamintos struktūros praktinio panaudojimo perspektyvas, buvo atliktas impulso spūdos modeliavimas vChirp programiniu paketu. Modeliuota situacija, kai pradinis 10 fs Gauso impulsas pirmiausiai atsispindi 10 kartų nuo BASIC veidrodžio (naudotos išmatuotos GVD charakteristikos), o vėliau sklinda FS terpe, kurios ilgis 63 mm (terpės ilgis parinktas taip, kad impulso trukmė būtų minimali). Gauti rezultatai pateikti 63 pav.



63 pav. Pradinio, 10 fs trukmės, Gauso formos impulso, ties 800 nm centriniu bangos ilgiu pokytis, sklindant per 63 mm stiklo terpę ir atlikus spūdą 10-šimčia atspindžių nuo išmatuotų charakteristikų BASIC struktūros.

Galima teigti, kad antros eilės dispersija yra pakankamai gerai iškompensuojama, o nekompensuotos TOD įtaka aiškiai pastebima iš satelitinių impulsų, dėl kurių impulso centrinė dalis praranda apie pusę pradinio intensyvumo. TOD dalies įtaka atsiranda dėl FS lūžio rodiklio neįskaitymo dangos modeliavimo metu (GVD vertė buvo pasirinkta pastovi bangos ilgio atžvilgiu).

64 pav. pateiktas palyginimas šiame darbe pagamintos BASIC tipo struktūros GVD charakteristikų su [13] apžvalgoje pateiktomis vertėmis. Gautas rezultatas, atsižvelgiant į pasiektas GVD ir spektro pločio vertes, artimas teorinei kreivei su 10  $\mu\text{m}$  storiu. Tiesa, pagaminta struktūra yra 8,3  $\mu\text{m}$ , bet mažesniu atspindžio koeficientu. Papildžius struktūrą keliais papildomais atspindžiais didinančiais sluoksniais ar garinant ją ant metalinio aliuminio sluoksnio, galima pasiekti tiek reikalingą R, tiek struktūros storį, mažesnę nei 10  $\mu\text{m}$ .



64 pav. Pagamintos BASIC struktūros GVD charakteristikų palyginimas su kitų grupių rezultatais bei teorinėmis dizainų vertėmis.

Pagrindinis tokiu būdu suformuotos struktūros privalumas yra mažos GVD osciliacijos bei mažas jautrumas garinimo paklaidoms. Naudojant greitas ir tikslias garinimo technologijas (magnetroninį dulkinimą), galima būtų pasiekti ir aukštesnes vertes, esančias ties 15  $\mu\text{m}$  kreivės vertėmis, kadangi sluoksnių jautrumo, paklaidų kaupimosi ar plokštiškumo problemos gali būti išspręstos.

#### 2.2.4 Apibendrinimas

Metalu oksidų mišinių ir atkaitinimo technologijų kombinacija IBS sluoksnių nusodinimo atveju leidžia tiksliai kontroliuoti įtempius medžiagose. Sluoksnių struktūroje vykstantys pokyčiai, susiję su medžiagos mikrostruktūros relaksacija ir persitvarkymu, keičia optines -  $n(\lambda)$  ir  $k(\lambda)$  ir fizines sluoksnių savybes (paviršiaus šiurkštumą ir sluoksnio tankį). Įtempių kaita taip pat susijusi su šiais reiškiniais bei šiluminiais įtempiais, atsirandančiais dėl šiluminių plėtimosi koeficientų skirtumo tarp sluoksnio ir padėklo. Tiksliai kontroliuojant medžiagų sluoksnių sudėtį bei atkaitinimo temperatūrą, galima pagaminti daugiasluoksnes dangas su visiškai kompensuotais likutiniais įtempiais, dėl to elemento plokštiškumas paklaidų ribose lygus pradiniams. Šios technologijos gali būti pritaikytos optiniams elementams, naudojamiems ultratrumpų impulsų sistemose, kur dėl medžiagos dispersijos naudojami itin ploni optiniai padėklai. Pademonstruotas technologijos pritaikymas BASIC konstrukcijos neigiamos dispersijos veidrodžiams leido pasiekti GVD ir spektro pločio santykio vertes, artimas teorinėms riboms.

### **3 Dispersinių dangų atsparumas lazerinei spinduliutei**

Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti: VII, VIII, IX straipsniuose

Ultratrumpų impulsų lazerinių sistemų vystyme ir taikymuose optinių elementų atsparumas spinduliutei yra viena pagrindinių problemų. Optinės interferencinės dangos šiuo atveju dažnai yra silpniausia sistemos vieta, apibrėžianti tiek sistemos pasiekiamas maksimalias galias, tiek jos ilgaamžiškumą. Projektuojant aukšto atsparumo dangas tiek ns, tiek fs impulsams, reikia atsižvelgti į naudojamas medžiagas, jų optines charakteristikas, o ypač į atsparumą lazerinei spinduliutei. Kaip optinėmis dangomis dengti elementai gali būti silpniausia sistemos dedamoji, taip tam tikros medžiagos sluoksnis interferencinėje dangoje gali nulemti viso elemento atsparumą, todėl yra labai svarbu žinoti naudojamų medžiagų atsparumo vertes bei jų priklausomybę nuo garinimo technologijos parametrų. Trumpų (ns) impulsų režime LIPS vertės priklauso nuo daugybės faktorių, tokių kaip defektų tankis, šiluminis medžiagų laidumas. Ultratrumpų impulsų režime priklausomybių yra mažiau. Reikia pridurti, kad ir eksperimentinių duomenų šiuo atveju taip pat žymiai mažiau nei ns matavimams. Taigi šio skyriaus tikslas – nustatyti neigiamos dispersijos elementų LIPS verčių priklausomybes nuo naudojamų medžiagų bei daugiasluoksnės dangos konstrukcinių ypatumų.

#### **3.1 Medžiagų mišinių atsparumas lazerinei spinduliutei fs ir ns režimuose**

Šio skyriaus tikslas- nustatyti LIPS verčių priklausomybes dažniausiai optinėms dangoms formuoti naudojamoms medžiagoms bei jų priklausomybes tiek fs, tiek ns režimuose.

$Nb_2O_5$  ir  $ZrO_2$  gryną medžiagų ir jų mišinių su  $SiO_2$  monosluoksniai buvo pagaminti standartiniais garinimo parametrais, aprašytais 1.6.5 skyriuje. Visų sluoksnių optinis storis siekė 6 QWOT ties 1064 nm bangos ilgiu (atitinkamai fizinis storis nuo 1090 nm iki 717 nm priklausimai nuo mišinio medžiagos lūžio rodiklio). Medžiagų sluoksniai padengti ant 1 mm storio ir 25,4 mm diametro lydyto kvarco padėklų. Sluoksnių sudėtis keista zoninio taikinio konfigūracijos

pagalba siekiant gauti 0, 25, 50, 75 ir 100 % grynumo medžiagas. Medžiagų draustinių juostų tarpas nustatytas Tauc metodu aprašant sluoksnių sugerties kreivę.

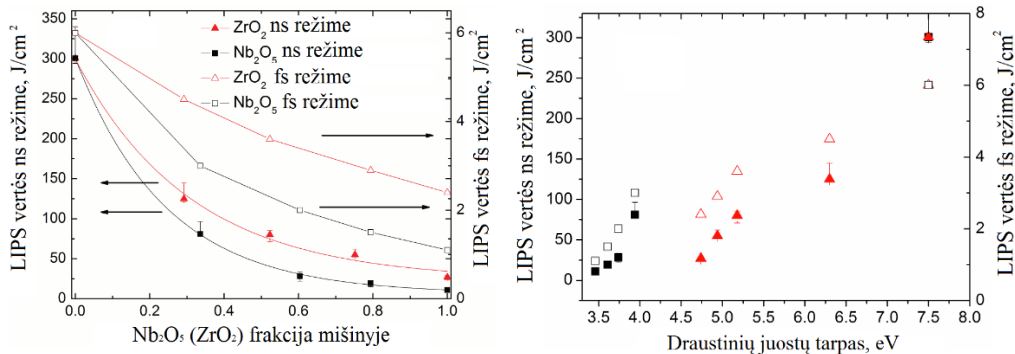
6 lentelė: Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir ZrO<sub>2</sub> bandinių pagrindinės išmatuotos charakteristikos.

Bandinys	SiO <sub>2</sub> frakcija, %	n@1064	Storis, nm	Draustinių juostų tarpas, eV	LIPS (530 fs, 1030 nm) J/cm <sup>2</sup>	LIPS (12 ns, 1064 nm) J/cm <sup>2</sup>
SiO <sub>2</sub>	-	1.48	1090	7.5	6	300.6
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	-	2.23	717	3.46	1.1	10.9
ZrO <sub>2</sub>	-	2.09	759	4.74	2.4	27.5
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> mix1	66.4	1.71	939	3.94	3	81
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> mix2	39.6	1.92	838	3.74	2	28.2
Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> mix3	20.6	2.07	773	3.61	1.5	19.3
ZrO <sub>2</sub> mix1	70.8	1.66	970	5.38	4.5	77.6
ZrO <sub>2</sub> mix2	47.7	1.81	885	5.18	3.6	45.7
ZrO <sub>2</sub> mix3	24.8	1.96	811	4.94	2.9	35.9

Matavimai ns režime buvo atlikti Nd:Yag lazeriu, dirbančiu vienos išilginės modos režime. Sistemos impulso trukmė 12 ns, bangos ilgis 1064 nm, pasikartojimo dažnis 10 Hz. Matavimai atlikti naudojant mažą 25,4 μm (1/e<sup>2</sup>) spindulio diametą bei naudojant 1-į-1 metodiką. Mažas spindulio diametras pasirinktas siekiant minimizuoti tikimybinę defektų ir kitų ns LIP standartinių sukėlėjų įtaką. Matavimai atlikti prie 20 skirtingų energijos tankio verčių, atliekant 50 skirtingų matavimų ties kiekviena. LIPS vertės nustatytos ties maksimaliomis galios vertėmis, kur pramušimo tikimybė yra 0.

LIPS verčių rezultatai Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ir ZrO<sub>2</sub> medžiagoms ir jų mišiniam su SiO<sub>2</sub> (1064 nm ir 12 ns, bei 1030 nm ir 530 fs impulsams) pateikti 65 pav. Abiem atvejais didžiausios LIPS vertės nustatytos SiO<sub>2</sub> sluoksniams ir siekia 300 J/cm<sup>2</sup>. Taip pat galima konstatuoti, kad įterpiančios aukšto lūžio rodiklio medžiagos, bendras

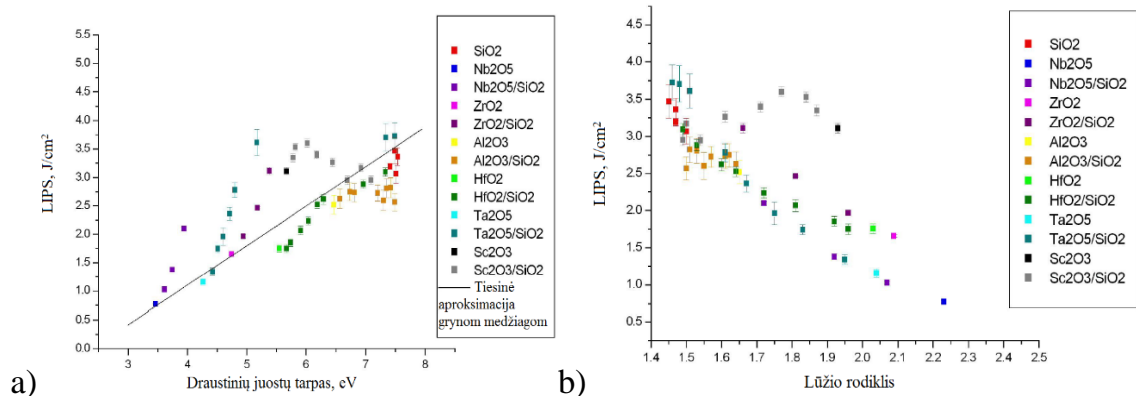
mišinio atsparumas mažėja atitinkamai iki  $11 \text{ J/cm}^2$   $\text{Nb}_2\text{O}_5$  atveju ir  $27 \text{ J/cm}^2$   $\text{ZrO}_2$  atveju. Tiek ns, tiek fs režime rezultatų tendencija praktiškai nesikeičia.



65 pav. LIPS verčių  $\text{Nb}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2$  ir  $\text{ZrO}_2 / \text{SiO}_2$  mišiniams priklausomybė nuo mišinių sudarančios H medžiagos frakcijos (a) ir draustinių juostų tarpo (b) femto ir nano režimuose matuojant 1-į-1 metodika.

65 pav. pateikti analogiški rezultatai, LIPS verčių priklausomybę atidedant nuo mišinio medžiagos draustinių juostų tarpo, nustatyto Tauc metodu. Galima teigti, kad abiem atvejais LIPS vertės priklauso nuo draustinių juostų tarpo.

66 pav. pateiktos išmatuotos LIPS verčių priklausomybės nuo draustinių juostų tarpo ir lūžio rodiklio pagrindinėms, optinių dangų formavime naudojamoms medžiagoms bei jų mišiniam su  $\text{SiO}_2$  [111]. Matavimai atlikti su  $510 \pm 10$  fs trukmės impulsais, tai atitinka 5 nm trukmės spektro plotį. Spinduliuotė sufokusuota į 49  $\mu\text{m}$  dėmę ( $1/e^2$  intensyvumo aukštyje). 66 pav. tiesinė priklausomybė puikiai tinka aproksimuoti LIPS priklausomybę grynomis medžiagoms. Šis dėsnis paaiškinamas griūtinės ir fotojonizacijos modeliais [112, 113]. O medžiagų mišiniam LIPS vertės didėja greičiau ir nesutampa su bendroju modeliu. Šis efektas nėra galutinai paaiškintas ir yra siejamas su skirtingais medžiagos pramušimo mechanizmais mišiniuose ir grynose medžiagose. 66 pav. pateiktoje LIPS priklausomybėje stebimas panašus tiesinis dėsningumas. Šiuo atveju aukštomis vertėmis išsiskiria  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  medžiagos ir jos mišiniai, tačiau likusios vertės atitinka tiesinį aprašymą.



66 pav. LIPS verčių skirtingoms medžiagoms jų mišiniams su SiO<sub>2</sub> priklausomybė nuo draustinių juostų tarpo (a) ir lūžio rodiklio (b) [111].

Jei iš 66 pav. pateiktų duomenų išimtumė išsiskiriantį skandžio oksido ir jo mišinių atvejį, likusieji duomenys būtų gerai aprašomi priklausomybės [112]:

$$LIPS = \frac{12}{n^3}. \quad (43)$$

Tiesa, ši priklausomybė neturi fizikinio pagrindo ir yra tik matematinė funkcija, kuri atitinka duomenis. Nepaisant to, ji suteikia naudingos informacijos apie naujų medžiagų ar jų mišinių tikėtinas LIPS vertes dangų projektavimo etape neturint tikslios informacijos apie išmatuotas vertes.

### 3.2 UV dangų atsparumo lazerinei spinduliuotei optimizavimas panaudojant medžiagų mišinius ir atkaitinimą

Egzistuoja nemažai metodų, leidžiančių padidinti optinių dangų lazerinį atsparumą [114], tačiau šį dešimtmetį plačiausiai nagrinėtas būdas – medžiagų maišymas [115-117]. Kaip jau buvo minėta, medžiagų maišymas gali būti naudingas ir kitoms dangų charakteristikoms – įtempimams, sklaidai, nehomogeniškumui [96, 97, 118]. Medžiagų maišymas leidžia praplėsti medžiagų naudingą veikimo diapazoną, sumažinti sugertį UV srityje, gauti dangų modeliavimui reikalingus tarpinius tarp gryną medžiagų optinių konstantų rinkinius. Įvairių medžiagų mišinių atsparumas lazerinei spinduliuotei yra plačiai nagrinėjama tema. Vienasluoksnių dangų atsparumas tiek ns, ps ar fs impulsams yra pagrindinis tyrimų objektas [112, 116, 119, 120], o gauti rezultatai pritaikomi

konstruojant padidinto atsparumo interferencines dangas ar kuriant naujus, didesnio atsparumo dangų dizainus [119]. Šio skyriaus tikslas pritaikyti mišinių ir atkaitinimo technologiją daugiasluoksnių dangų formavimui. Daugiasluoksnių dangų formavimui pasirinktas UV diapazonas, kadangi jame ryškiau pastebimi sugerties pokyčiai medžiagoje.

### 3.2.1 UV dangų formavimas IBS - mišinių technologija

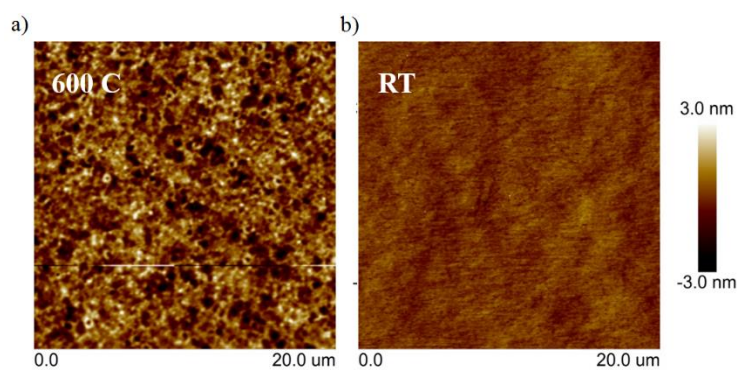
Bandinių gamybai pasirinkta 1.6.5 skyriuje aprašyta IBS technologija. Detalesni garinimo proceso parametrai patiekti 7 lentelėje. Viso padengti 6 skirtingų frakcijų bandiniai. Dengimo ir bandinių charakterizavimo procesas vykdytas pagal Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> mišinių garinimo metodiką.

7 lentelė. HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> mišinių garinimo režimai.

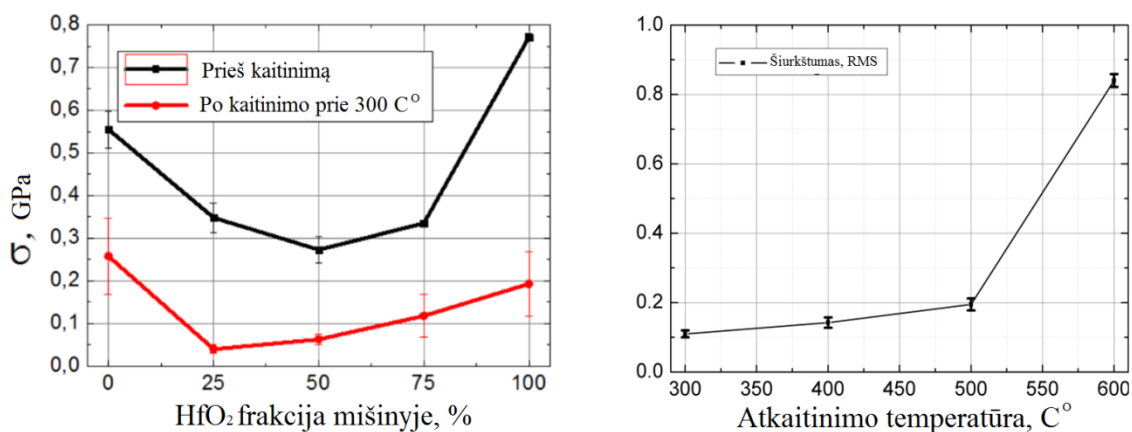
Parametrai	HfO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>
Pirminio šaltinio greitinanti U, V	1300	1200
Deguonies dujos, sccm	100	100
Garinimo greitis, A/s	0,35	1,2
Proceso aplinkos temperatūra, C°	50	50
Optinis storis, QWOT@355 nm	6	6
Sistemos darbinis vakuumas, Pa	3*10 <sup>-3</sup>	3*10 <sup>-3</sup>
Taikinio kampas, deg°	57	57

Siekiant nustatyti HfO<sub>2</sub> kristalizacijos temperatūrą, buvo atlikti grynos medžiagos monosluoksnių kaitinimo eksperimentai, atkaitinimo T keliant iki 600 C°. 67 pav. pateiktas paviršiaus topografijų, gautų AFM matavimais, rezultatai, indikuojantys polikristalinę struktūrą ties 600 C°. Atlikti detalesni paviršiaus šiurkštumo analizės eksperimentai (68 b pav.). parodė monotonišką paviršiaus RMS didėjimą iki 500 C°, susijusį su porėtumo pokyčiais dangos struktūroje.



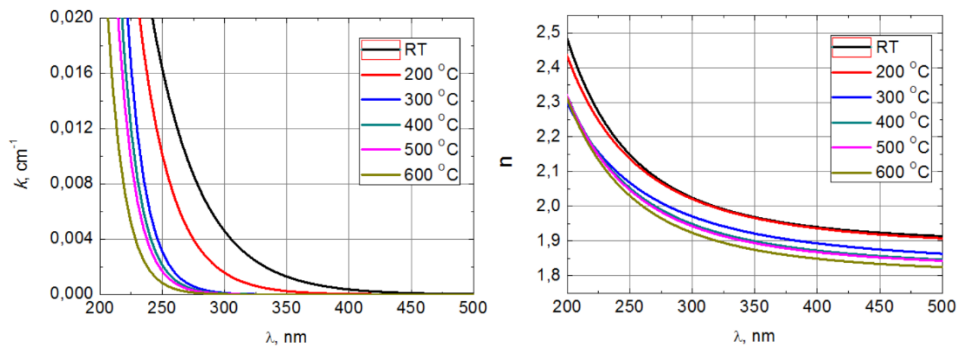


67 pav. Polikristalinis HfO<sub>2</sub> po atkaitinimo prie 600 C° (a) ir amorfinis HfO<sub>2</sub> prieš atkaitinimą (b).



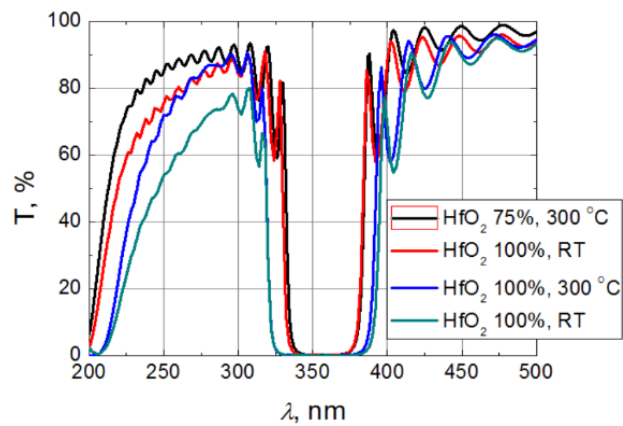
68 pav. Įtempių priklausomybė nuo HfO<sub>2</sub> frakcijos mišinyje ir atkaitinimo temperatūros (a) ir HfO<sub>2</sub> paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros (b).

HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> mišiniams atlikti optinių konstantų priklausomybės nuo atkaitinimo ir mišinio frakcijos matavimai parodė panašias tendencijas kaip ir Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> atveju. Didžiausias skirtumas nustatytas grynam HfO<sub>2</sub> ir yra susijęs su didele sugertimi UV diapazone, kuris atliekant atkaitinimą stipriai mažėja (69 a pav.). Sugerčiai ir jos pokyčiams paaiškinti atlikti XPS matavimai parodė, kad pastaroji susijusi su nepakankama Hf oksidacija. Atlikus papildomus kaitinimo vakuume eksperimentus nustatytas toks pat sugerties sumažėjimas, kaip ir kaitinant ore. Tai, savo ruožtu leidžia teigti, kad dangoje dėl neefektyvios oksidacijos susidaro O<sub>2</sub> perteklius, kuris panaudojamas oksidacijai atkaitinimo metu.



69 pav. HfO<sub>2</sub> sluoksnio sugerties (a) ir lūžio rodiklio (b) priklausomybė nuo atkaitinimo temperatūros.

Remiantis rezultatais, gautais nagrinėjant vieno medžiagos sluoksnio dangas, buvo suformuoti 28 sl. pakaitomis einančių H ir L medžiagų aukšto atspindžio veidrodžiai skirti 355 nm bangos ilgiui, 0° laipsnių kritimo kampui. Užgarintos struktūros (HL)<sup>14</sup>L, kur H atitinka gryną HfO<sub>2</sub> arba 75 % jo mišinį su SiO<sub>2</sub>. Užgarintų dangų spektrai prieš ir po atkaitinimą prie 300° C laipsnių pateikti 70 pav.

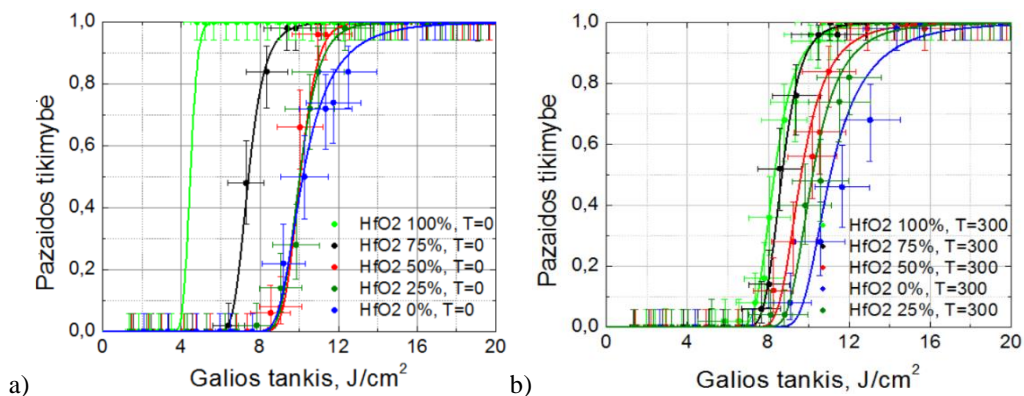


70 pav. HR@355 i0 dangų pralaidumo spektrų pokytis po atkaitinimo prie 300°C.

### 3.2.2 Aukšto atspindžio veidrodžių atsparumas 355 nm lazerinei spinduliutei

LIPS matavimai atlikti VU Lazerinių tyrimų centre (LTC) išvystyta matavimo schema. Matavimams panaudota sistema su viena išilginę modą generuojančiu Nd:YAG lazeriu, generuojančiu tiesiškai poliarizuotus 5,7 ns trukmės impulsus. Trečios harmonikos impulsų galios tankis buvo reguliuojamas motorizuotu atenuatoriumi, susidedančiu iš  $\lambda/2$  fazinės plokštelės ir

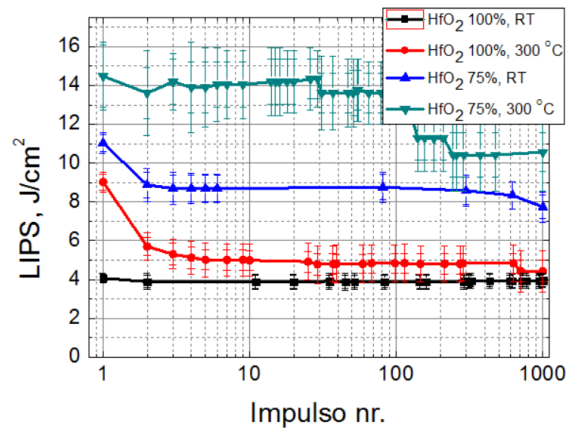
poliarizatoriaus. Mechaninė sklendė panaudota siekiant išskirti pavienius impulsus iš 50 Hz dažniu dirbančios sistemos. Panaudota automatinė pažeidimo detektavimo sistema leido sustabdyti bandinio vietos eksponavimą po pažeidimo fakto. Monosluoksnių atveju atlikti 1-į-1 matavimai su 30  $\mu\text{m}$  spindulio diametru ( $1/e^2$  intensyvumo aukštyje). Daugiasluoksniams dangoms atlikti 1000-į-1 matavimai su 120  $\mu\text{m}$  diametro spinduliu. Vienasluoksnių dangų LIPS matavimų rezultatai prieš ir po atkaitinimo pateikti 71 pav. Abiem atvejais LIPS vertės didėja mažėjant  $\text{HfO}_2$  frakcijai. 71 a pav. LIPS vertės įsisotina ties 50-ies % frakcijos mišiniu esant 8  $\text{J}/\text{cm}^2$  vertei. Po atkaitinimo visų mišinių LIPS vertės yra diapazone nuo 7 iki 8  $\text{J}/\text{cm}^2$ . Remiantis gautais matavimais galima daryti išvadą, kad prieš atkaitinimą bandiniams su didesne  $\text{HfO}_2$  koncentracija pažeidimą sąlygoja didelė neoksiduoto Hf dalis, o tiek įsisotinimą, tiek rezultatus po atkaitinimo nulemia padėklo, ant kurio padengtos dangos, poliravimo proceso liekanos ir kiti procesiniai nešvarumai.



71 pav. Pažaidos tikimybė  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  mišiniams prieš (a) ir po (b) atkaitinimo iki 300  $^{\circ}\text{C}$  ties 355 nm bangos ilgiu.

Atlikus HR dangų LIPS matavimus šios prielaidos buvo patvirtintos, kadangi daugiasluoksnių dangų atveju tik labai maža dalis spinduliuotės pasiekia pagrindo paviršių ( $<0,1\%$ ), o LIPS vertės HR dangoms gautos didesnės nei atitinkamiems monosluoksniams (72 pav.). Naudojant mišinių ir atkaitinimo kombinaciją pavyko pasiekti LIPS vertes, artimas 14  $\text{J}/\text{cm}^2$  (1-į-1) ir  $>10 \text{ J}/\text{cm}^2$  esant 1000-į-1 matavimo režimui. Toliau mažinant H medžiagos frakciją iki 35-30

% bei pasirinkus kiek optimalesnę LIPS atžvilgiu atkaitinimo temperatūra, gali būti pasiekiamos LIPS vertės artimos  $20 \text{ J/cm}^2$ .

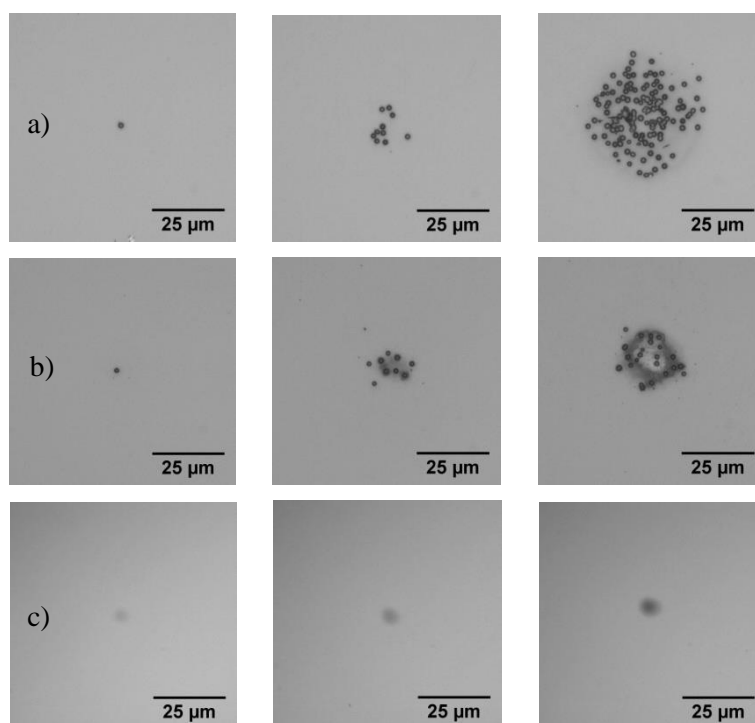


72 pav. LIPS@355 verčių priklausomybė nuo naudojamos H medžiagos mišinio frakcijos ir atkaitinimo.

Atlikus LIPS matavimus buvo išanalizuotos pažeistų sričių morfologija. Rezultatai pateikti 73 pav. Medžiagų mišiniai nepasižymėjo išskirtinėmis pažaidos morfologijomis, todėl rezultatai pateikiami grynomis medžiagoms. Galima išskirti du morfologijos tipus:

- 1) taškiniai pažaidos mechanizmai;
- 2) spalviniai pakitimai.

Pirmieji susiję su taškiniais defektais dangoje ar padėklo paviršiuje, antrieji - su sugertimi dangoje. Galima teigti, kad  $\text{SiO}_2$  atveju pasireiškia taškiniai defektai, o  $\text{HfO}_2$  atveju sugerties nulemti pramušimai, tai sutampa su anksčiau minėtomis prielaidomis.

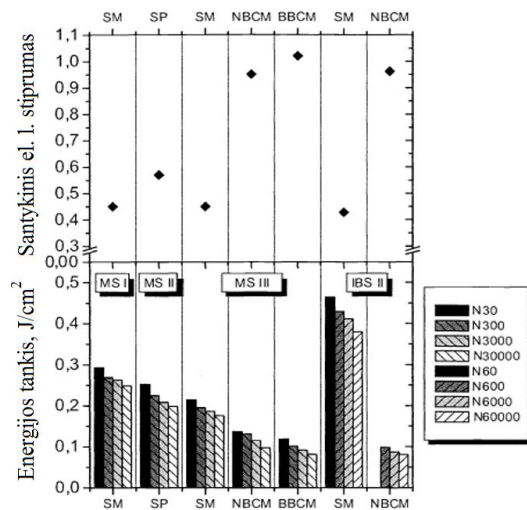


73 pav. Tipiniai pažeidimai HfO<sub>2</sub> ir SiO<sub>2</sub> dangose ir jų morfologijos: atkaitintas prie 300°C SiO<sub>2</sub> (a) ir HfO<sub>2</sub> (b), nekaitintas HfO<sub>2</sub> (c).

### 3.3 Neigiamos dispersijos dangų atsparumas lazerinei spinduliutei ultratrumpų impulsų režime

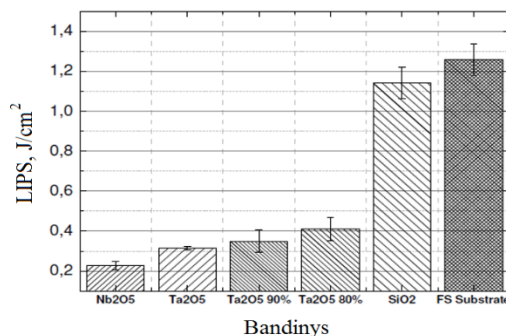
Ultratrumpų impulsų lazerių taikymai įvairiais aspektais skiriasi nuo standartinių nanosekundinių ar pastovios veikos (CW) šaltinių. Pirmiausia, tai galima pagrįsti analizuojant ultra trumpų impulsų ir medžiagos sąveiką, todėl dėl ekstremalių smailinių intensyvumų įvairiuose bandiniuose sukeliama netiesiniai efektai ir reiškiniai. Taigi optikai ir dangoms, kurie naudojami darbui su itin trumpais impulsais, keliama reikalavimai veikti ties smailinėms galioms, kurios gali siekti iki kelių PW. Prie tokių intensyvumų pasireiškiantys netiesiniai reiškiniai keičia optines elementų savybes. Tiesa, kartais šie netiesiniai reiškiniai yra panaudojami tam tikruose taikymuose, tačiau dažniausiai jie tiesiog pažeidžia elementus. Pažeidimas ultratrumpų impulsų režime yra nulemtas elektronų sąveikos. Tai reiškia, kad procesas labai skiriasi nuo ilgesnių impulsų atveju, pasireiškiančių šiluminių efektų. Pažaidos procesas šiuo atveju yra deterministinis. Tai reiškia, kad lengvai galima atskirti slenkstinius energijos tankius, kai sąveika nulemia pažaidos atsiradimą ar jos nebuvimą.

Kaip jau buvo minėta anksčiau, čirpuotuose veidrodžiuose, skirtingai nei kitose interferencinėse dangose, dėl reikalingo sukurti didelio GV/GVD atsiranda tam tikri rezonansiniai sluoksniai, kuriuose elektrinio lauko stipris išauga ir dėl to šiuose sluoksniuose pasireiškia įvairūs nepageidaujami reiškiniai: sklaidos ir sugerties nuostoliai [50], netiesinė sugertis [121], optinis pažeidimas. Tiesa, šie reiškiniai pradėti nagrinėti visai neseniai ir yra labai mažai eksperimentinių duomenų, siejančių dangos struktūros nulemtą elektrinį lauką su minėtais neigiamais efektais. Viename iš pirmųjų darbų, nagrinėjančiame LIPS charakteristikas čirpuotose dangose [122], tyrimai atlikti siekiant išsiaiškinti LIPS priklausomybes fs režime nuo maksimalaus elektrinio lauko struktūroje, naudojamų medžiagų bei garinimo technologijų. Šiame darbe, atliekant pažeidimo matavimus  $\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2$  pagrindu pagamintuose bandiniuose su skirtingais QWOT sluoksnių skaičiais, pastebėta, kad LIPS priklauso nuo maksimalaus elektrinio lauko struktūroje. Tiesa, ketvirčio bangos ilgios sluoksnių struktūrose elektrinių laukų vertės nedidelės, o priklausomybė taip pat neryški. Šiame darbe taip pat buvo atlikti įvairių daugiasluoksnių dangų su skirtingomis spektrinėmis charakteristikomis bei skirtingais elektrinio lauko skirstiniais matavimai. Gauti rezultatai pateikti 74 pav. 74 pav. pateiktuose rezultatuose galima pastebėti aiškia LIPS priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio. Visoms dangoms, su tam tikra dispersija, bei atitinkamai didesniu elektriniu lauku, gautos LIPS vertės žymiai mažesnės, nei standartinėms Brego tipo struktūroms. Atlikti pažeidimų morfologijos matavimai patvirtino, kad dangos pramušimai įvyko dangos tūryje, galimai ties elektrinio lauko maksimumais. [123] publikacijoje nagrinėti medžiagų sluoksnių ir struktūrų atsparumai prie 30 fs trukmės impulsų ties 790 nm bangos ilgiu. 75 pav. pateiktos LIPS vertės standartiškai čirpuotų veidrodžių gamybai



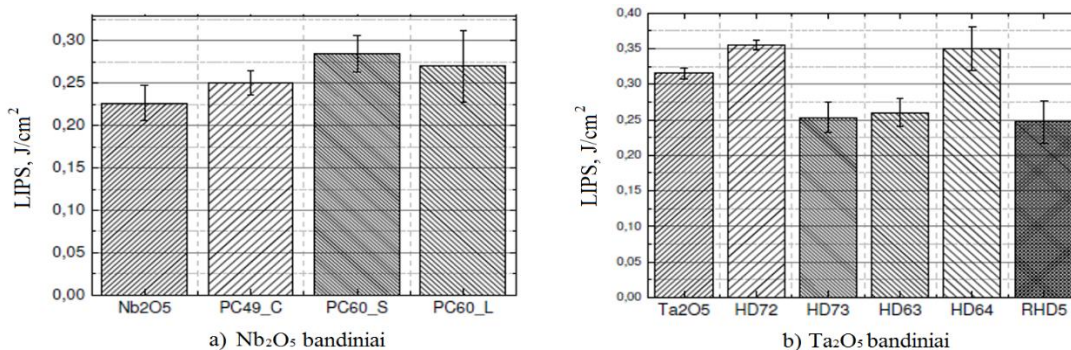
74 pav. Skirtingų dangų išmatuotų LIPS verčių (100 fs) skirtingoms dangoms bei naudotoms technologijoms priklausomybė nuo maksimalaus elektrinio lauko dangos struktūroje. SP – spektro daliklis, NBCM – siauras čirpuotas HR (750-850 nm), BBCM – plataus spektro čirpuotas HR (700-1000 nm), SM/SP – standartinis Brego veidrodis. Legendoje pateikti imp. sk. [122].

naudojamoms medžiagoms bei FS padėklui. Galima pridurti, kad darbe išmatuotų metalų (aukso ir sidabro) sluoksnių LIPS vertės siekia apie  $0,23 \text{ J/cm}^2$ . Iš gautų rezultatų matyti stipri LIPS priklausomybė nuo naudojamos medžiagos, o tiksliau jos draustinės juostos tarpo.



75 pav. LIPS verčių priklausomybė skirtingoms medžiagoms [123].

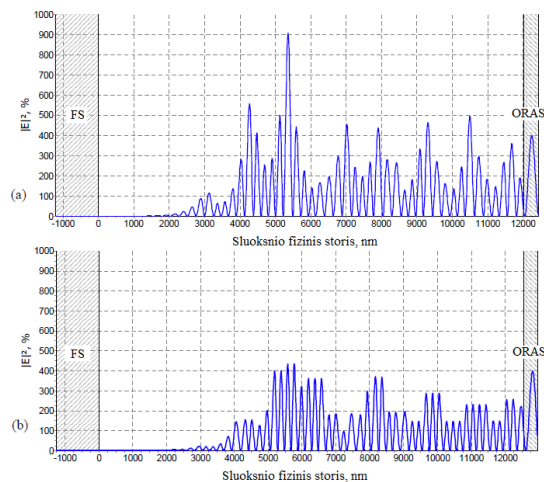
76 pav. palygintos šiame darbe gautos LIPS vertės  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ir  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  vienasluoksniams dangoms bei šių medžiagų pagrindu suformuotuose neigiamos dispersijos veidrodžiuose išmatuotos pažaidos vertės. Abiem atvejais galima teigti, kad LIPS atžvilgiu ribojanti faktorius yra H medžiagos atsparumas lazerio spinduliutei.



76 pav. LIPS verčių palyginimas tarp vienasluosnių dangų ir atitinkami iš šios medžiagos bei SiO<sub>2</sub> pagamintų daugiasluoksnių skirtingų struktūrų su neigiama GVD charakteristika: Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (a) ir Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (b).

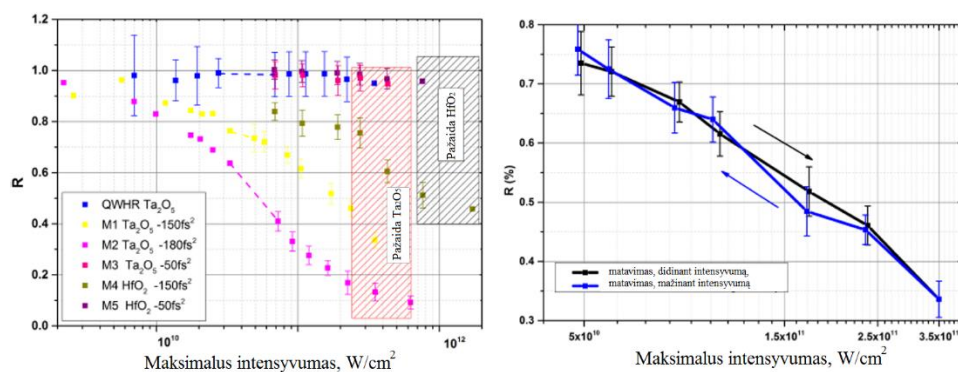
[124] darbe nagrinėjama plataus spektro čirpuotų veidrodžių projektavimo problema. Pasiūlytas naujas optimizavimo metodas, leidžiantis suprojektuoti dangas su mažesniu GVD charakteristikų jautrumu garinimo proceso paklaidoms (angl. *robust synthesis*). Tai pasiekama nesutapimo funkcijos aprašymą papildant sluoksnių storių jautrumo aprašymais ir optimizavimu. Tiesa, analizuojant elektrinio lauko skirstinius šiose ir standartinėse dangose (77 pav.) pastebėta, kad, gerinant jautrumo charakteristikas, sumažėja maksimalaus elektrinio lauko stipris dangoje. Tai galima paaiškinti taip: elektrinis laukas dangos struktūroje padidėja esat daugybiniais atspindžiams tarp tam tikrų sluoksnių. Jei šių sluoksnių storio tikslumas mažesnis, fazės pokytis, atsirandantis spinduliuotei sklindant sluoksniu, pasikeičia priklausomai nuo vykstančių atspindžių skaičiaus. Taigi jei rezonansiniame sluoksnyje gaunama tam tikra paklaida ar nuostoliai, jie padidėja tiek, kiek kartų čia išauga elektrinis laukas. Remiantis anksčiau aprašytais eksperimentiniais pažeidimo matavimo rezultatais, galima teigti, kad dangų su mažesniu elektriniu lauku pažeidimo slenkstis taip pat bus didesnis.





77 pav. Standartinio (a) ir sumažinto jautrumo (b) garinimo paklaidoms plataus spektro čirpuotų veidrodžių elektrinių laukų skirstiniai ties centrine 800 nm banga [125]

[121] darbe nagrinėjamos netiesinės čirpuotų veidrodžių ir juos gaminti naudojamų medžiagų savybės. Kaip jau buvo minėta, dideli intensyvumai gali sukelti netiesinius reiškinius, tokius kaip dvifotonė sugertis ar Kero efektas. Darbe išmatuotos čirpuotų veidrodžių atspindžio (78 pav.) ir GVD charakteristikų priklausomybė nuo kritusios spinduliuotės smailinio intensyvumo įrodo dvifotonės sugerties atsiradimą H medžiagoje.



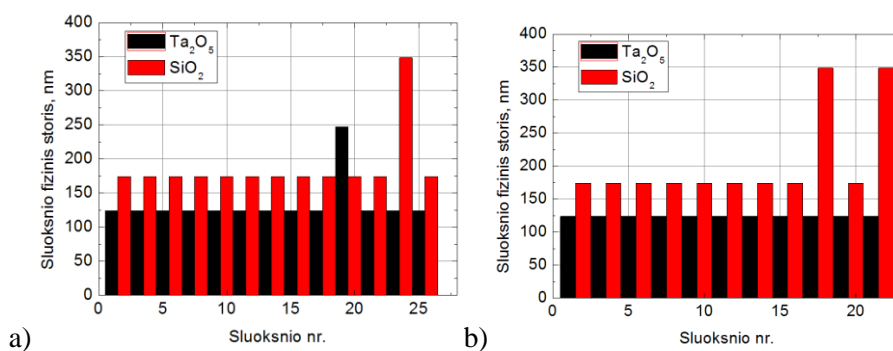
78 pav. Veidrodžių atspindžio priklausomybė nuo kritusios spinduliuotės smailinio intensyvumo (kairėje) skirtingiems čirpuotiems veidrodžiams ir matavimuose stebėtos dvifotonės sugerties grįžtamasis efektas (dešinėje) [121].

Nustatyta, kad netiesiniai reiškiniai yra grįžtamieji, jei intensyvumas neišauga iki pažaidos slenksčio. Taip pat pastebėta, kad sugertis proporcinga elektrinio lauko stipriui dangos struktūroje, o tuo pačiu ir maksimaliai įnešamai

GVD vertei. Taip pat galima teigti, kad sugertis mažesnė medžiagose su didesniu draustinių juostų tarpu.

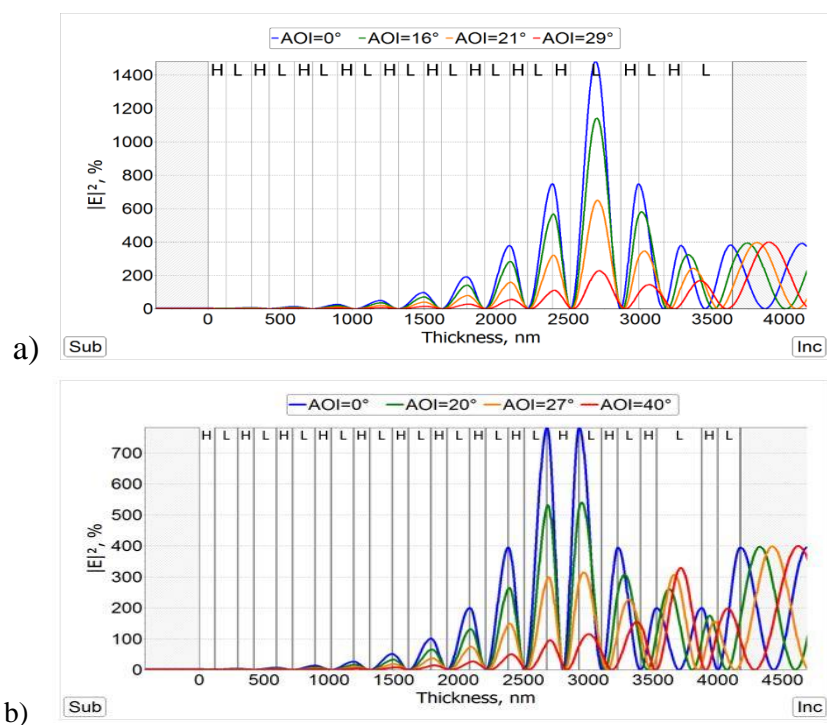
### 3.3.1 Keičiamo elektrinio lauko pasiskirstymo bandinių formavimas

Siekiant nustatyti tikslią koreliaciją tarp dangos atsparumo  $f_s$  impulsams ir elektrinio lauko dangos struktūroje, buvo pagamintos specialios GTI dangos, kuriose elektrinio lauko skirstinys kistų nuo spinduliuotės kritimo kampo. Tokiu būdu galima tiksliai nustatyti elektrinio lauko stiprumą arba šiuo atveju GV vertes bei jų kitimą, kadangi garinimo proceso netikslumai turi įtakos tik pradiniam elektrinio lauko išsidėstymui, tačiau jo priklausomybė nuo kritimo kampo nesikeičia. 79 pav. pateikti struktūrų sluoksnių storių skirstiniai. Garinimui naudota anksčiau aprašyta IBS technologija bei  $Ta_2O_5$  ir  $SiO_2$  medžiagos. GTI-HL bandinyje yra 2 rezonansiniai sluoksniai – 19 ir 24 - as, tuo tarpu GTI-L, 18-as. Abiem atvejais struktūros projektuotos taip, kad maksimalus el. l. būtų lokalizuotas ties rezonansiniais sluoksniais bei kistų keičiant kritimo kampą, kaip pavaizduota 80 pav.

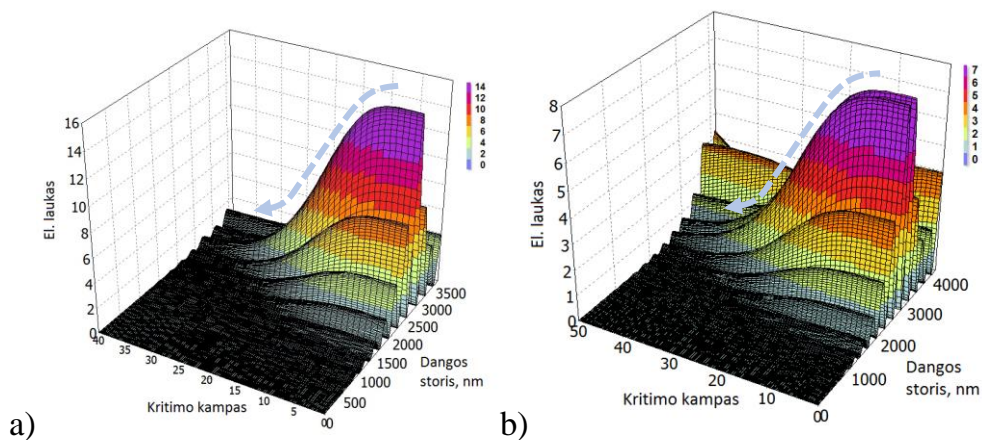


79 pav. Bandinių GTI-HL (a) ir GTI-L (b) sluoksnių struktūros.

GTI-L atveju laukas nuo 1450 s.v. ties  $0^\circ$  laipsnių kampu mažėja iki 200 s.v. nekeisdamas maksimumo pozicijos. GTI – HL atveju lauko maksimumas pakeičia poziciją ir ties  $29^\circ$  yra lokalizuotas ties  $Ta_2O_5$ . Toks elektrinio lauko persiskirstymas leidžia palyginti LIPS verčių priklausomybę nuo lauko ir jo pozicijos.



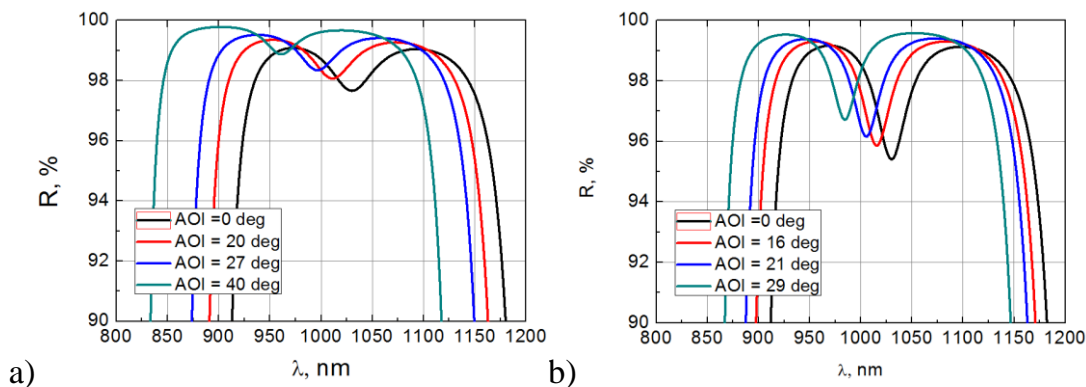
80 pav. Elektrinio lauko stiprio priklausomybė nuo spinduliuotės kritimo kampo TE poliarizacijai GTI-HL (a) ir GTI-L (b) struktūrose.



81 pav. GTI-L (a) ir GTI-HL (b) dangos elektrinio lauko pasiskirstymas skirtingam kritimo kampui ( $\lambda=1030$  nm, TE pol).

81 pav. pateikti 3D elektrinio lauko pasiskirstymai abiem bandiniams. Šiuose pavyzdžiuose išskirti elektrinio lauko maksimumai dangos struktūroje, ties kuriais buvo stebimas ir tiriamas elektrinio lauko kitimas bei jo įtaka LIPS. 82 pav. Pateiktos bandinių atspindžio priklausomybės nuo spinduliuotės kritimo kampo. Ties centriniu 1030 nm bangos ilgiu stebimas atspindžio sumažėjimas 2-4 % yra

nulemtas įterpto rezonansinio sluoksnio. Nepaisant to, atspindžio koeficientas abiem bandiniams ties skirtingais bangos ilgiais yra pakankamai didelis (siekiant eliminuoti padėklo įtaką LIPS vertėms) bei pastovus keičiant kritimo kampą.

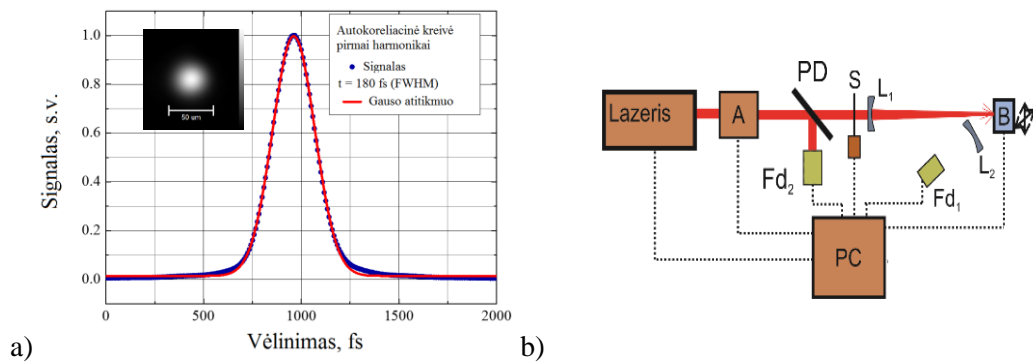


82 pav. GTI bandinių (GTI-L-a; GTI-HL-b) atspindžio priklausomybė nuo bangos ilgio skirtingiems kritimo kampams.

### 3.3.2 GTI struktūrų atsparumo lazerinei spinduliuotei matavimai fs režime

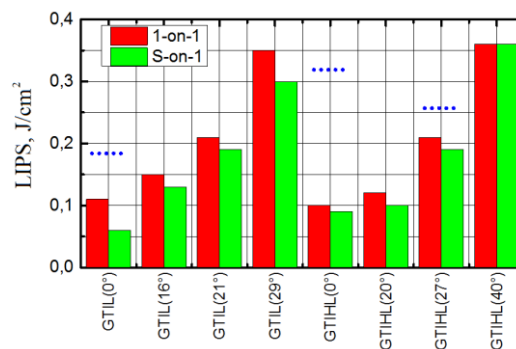
VU lazerinių tyrimų centre atlikti LIPS matavimai femtosekundiniais lazerio impulsais. Matavimai atlikti 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais. Matavimams pasirinkta TE poliarizacija. Iš matavimų ne tik nustatytas dangų LIPS, tačiau atlikti pažeistų pozicijų išsamūs tyrimai, analizuojant pažeistos vietos skerspjūvį, lyginant pažaidų gylį su elektrinio lauko pasiskirstymu bandiniuose. Matavimams naudotasi optiniu mikroskopu, profilometru Veeco Dektak 150 ir SEM mikroskopu.

83 pav. pateikta LIPS matavimo schema (b) ir matavimams naudoto ultratrumpo impulso charakteristikos (a). Matavimų metu Gauso formos 180 fs trukmės impulsai 50 k Hz dažniu buvo nukreipiami į bandinio paviršių fokusuojant į  $47.8 \pm 0.13 \mu\text{m}$  diametro dėmę (išmatuota  $1=e^2$  intensyvumo aukštyje).

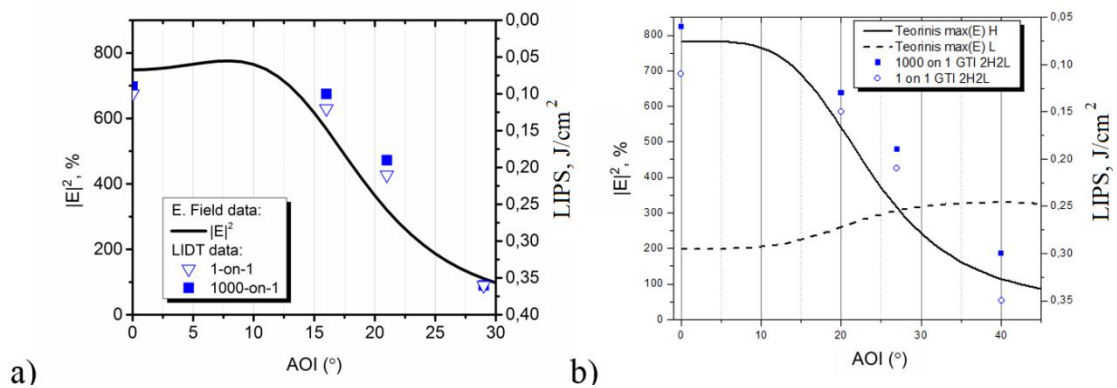


83 pav. LIPS matavimams naudoto lazerio impulso intensyvumo skirstinys bei autokoreliacinė trukmės matavimų kreivė (a), LIPS matavimų principinė schema (b): A – atenuatorius, PD – pluošto daliklis, Fd<sub>1,2</sub> – fotodaugintuvai, B – bandinys, S – sklendė, L<sub>1,2</sub> – lęšiai.

Išmatuoti lazerinės pažaidos slenksčiai abiem bandiniams pateikti 84 pav. Pažaidos slenksčiui įvertinti atitinkamais režimais ties kiekvienu spinduliuotės kritimo kampu eksponuota nuo 600 iki 800 pozicijų. Didinant matavimo kampą pažeidimo slenkstis didėja nuo 3 iki 6 kartų visiems bandiniam. Ši priklausomybė atitinka elektrinio lauko intensyvumo mažėjimo tendenciją (80 pav.) didinant kritimo kampą. 85 pav. pateikta elektrinio lauko ties H medžiaga ir išmatuotų LIPS verčių GTI struktūroms priklausomybė. Visoms nustatytoms LIPS vėrtėms paklaidos neviršija 5 %.

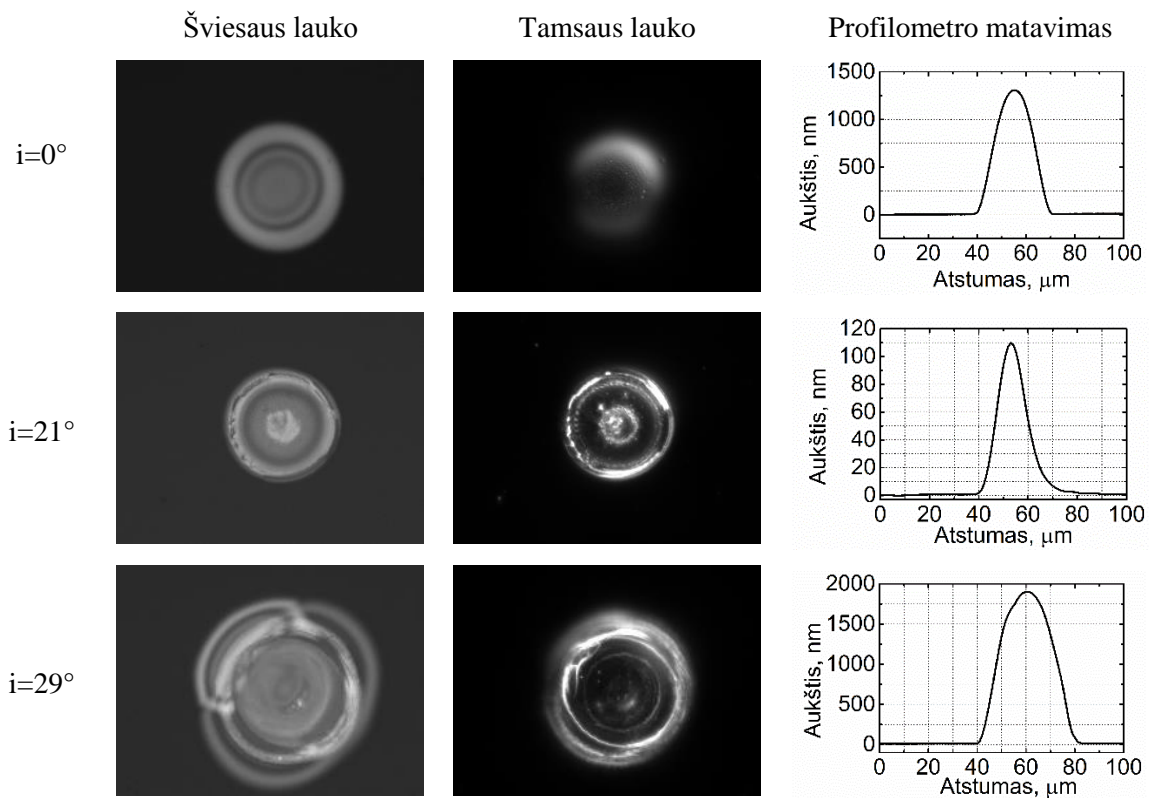


84 pav. LIPS vėrtės 1-on-1 ir 1000-on-1 režimuose GTI-L ir GTI-HL bandiniams, esant skirtingiems spinduliuotės kritimo kampams. Taškais pažymėtos energijos vėrtės, prie kurių atlikti morfologijų tyrimai SEM.



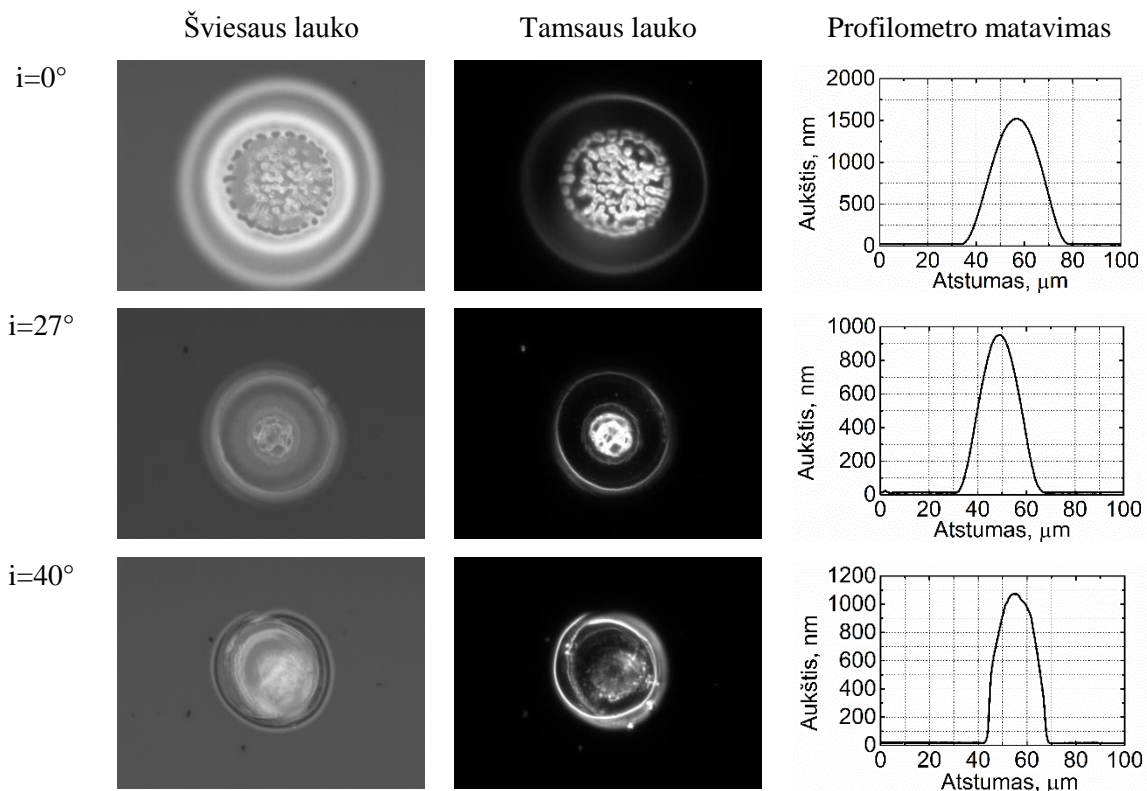
85 pav. Elektrinio lauko stiprio ties H medžiaga priklausomybė nuo kritimo kampo ir atitinkamai ties šiais kampais išmatuotos LIPS vertės GTI-L (a) ir GTI-HL (b) struktūroms.

Siekiant detaliau išanalizuoti stebimo pažeidimo priežastis, buvo atlikti paviršiaus morfologijos tyrimai optiniu mikroskopu „Olympus BX51 TRF“ bei pažaidos vietų skenavimas „Veeco Dektak 150“ profilometru. Mikroskopo nuotraukos darytos dviem režimais: tamsaus lauko (matuojama išsklaidyta šviesa) ir šviesaus lauko. Gauti rezultatai pateikti 86 ir 87 pav.. Mikroskopo nuotraukose matomos šviesą sklaidančios zonos ir netolygiai persidengiančios žiedinės struktūros. Matavimo 29 laipsnių kampu nuotraukose tam tikros zonos tarp tamsaus lauko ir šviesaus lauko nesutampa, t.y. šviesaus lauko matavimuose matyti daug plačiau pažaidos centro atžvilgiu išsidėsčiusios šviesios elipsinės formos sritys. Profilometro skerspjūvis šiuo atveju yra taip pat beveik sferinės „pūslelės“ formos. Išanalizavus pažaidos morfologijas, patvirtinta prielaida, kad optinė pažaida vyksta bandinio tūryje, ties elektrinio lauko maksimumu (80 pav.). Visais atvejais stebėti paviršiaus iškilimai, kurie nulemti tūryje vykstančių procesų. Profilometriniai matavimai parodė, kad vidutinis iškilimo aukštis kinta nuo 0,7 iki 1,5  $\mu m$ , kai tuo tarpu GTI-L atveju elektrinio lauko maksimumas yra 1  $\mu m$  gylyje, o GTI-HL – 1,5  $\mu m$ .



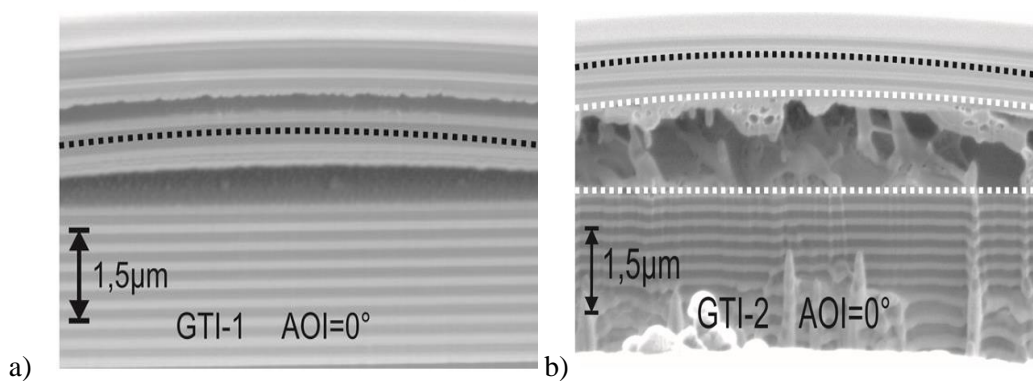
86 pav. GTI-L bandinio pažaidos morfologijų nuotraukos optiniu mikroskopu bei jų skersiniai matavimai profilometru.

Tūrinio pažaidos fakto patvirtinimui papildomai atlikti lokalių pažaidos zonų pjūviai jonų pluoštu ir skenuojančiu elektronų mikroskopu atvaizduoti pažaidos zonų skerspjūviai. Matavimai atlikti trims bandiniams: GTI-HL dangai  $0^\circ$  ir  $27^\circ$  pažaidos kampais bei GTI-L dangai  $0^\circ$  laipsnių kampu. Trys išvardinti bandiniai pasižymi skirtingais elektrinio lauko skirstiniais: GTI-L<sub>0</sub> bandinio atveju elektrinio lauko maksimumas yra ant rezonansinio L sluoksnio vidurio, GTI-HL<sub>0</sub> bandiniui elektrinio lauko intensyvumas yra didžiausias ant H sluoksnio sandūrų, o GTI-HL<sub>27</sub> bandiniui elektrinio lauko intensyvumas yra beveik vienodas ant H sluoksnio sandūrų ir L sluoksnio vidurio. GTIL<sub>0</sub> bandinio SEM skerspjūvis pavaizduotas 88 a pav.

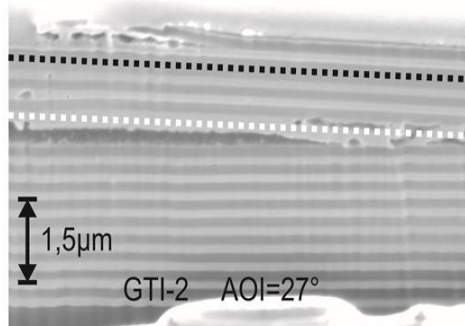


87 pav. GTI-HL bandinio pažeidys morfologiją nuotraukos optiniu mikroskopu bei jų skersiniai matavimai profilometru.

Šiuo atveju danga pažeidžiama dviejose vietose: gretimose rezonansiniam sluoksniui sandūrose. Pažeidimo pozicijose elektrinio lauko intensyvumas yra apie du kartus mažesnis nei rezonansiniame sluoksnyje, tačiau maksimumai išsidėstę ant H-L sluoksnių sandūrų, o ne žemo lūžio rodiklio sluoksnių viduryje.







a)

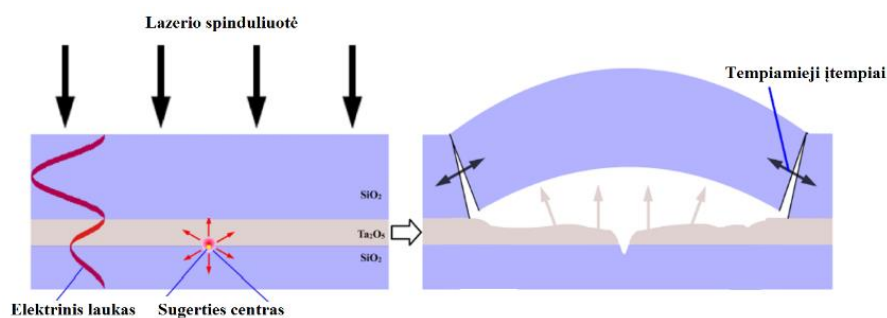
88 pav. Bandinių pažaidos morfologijų analizė SEM: GTI-L<sub>0</sub> (a), GTI-HL<sub>0</sub> (b) ir GTI-HL<sub>27</sub> (c).

Juodu punktyru pažymėtas rezonansinis SiO<sub>2</sub>, baltu – Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> sluoksniai.

GTI-HL<sub>0</sub> bandinio SEM skerspjūvis pavaizduotas 88 b pav.. Šiuo atveju danga pažeidžiama tik rezonansiniame H<sub>R</sub> sluoksnyje, kurio sandūrose ir matomi didžiausi elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Nei rezonansiniame L<sub>R</sub> sluoksnyje, nei kituose sluoksniuose dangos pakitimų nepastebėta. GTI-HL dangos LIPS matavimo 27 laipsnių kampu SEM skerspjūvis (GTIHL<sub>27</sub> bandinys) pavaizduotas 88 c pav.. Tokioje konfiguracijoje elektrinio lauko pasiskirstyme neišsiskiria vienas ar keli elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Taip pat elektrinio lauko stipris beveik nesiskiria ant rezonansinių sluoksnių. Pokyčiai dangoje matomi keliuose sluoksniuose: ryškiausiai atitrūkusi danga H<sub>R</sub> sluoksnyje ir tarp L<sub>R</sub> sluoksniu ir kritimo aplinkos (oro) esančiame aukšto lūžio rodiklio sluoksnyje, tačiau smulkūs taškeliai matomi ir kituose aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose. Pažaida H<sub>R</sub> sluoksniu sandūrose buvo tikėtina dėl didžiausio elektrinio lauko intensyvumo. Pažeistą aukšto lūžio rodiklio sluoksnį prie L<sub>R</sub> sluoksniu taip pat buvo galima nuspėti dėl elektrinio lauko maksimumo, tiksliai sutampančio su sluoksniu sandūra. Tačiau žemo lūžio rodiklio sluoksniai kaip ir kituose SEM matavimuose pažeisti nebuvo.

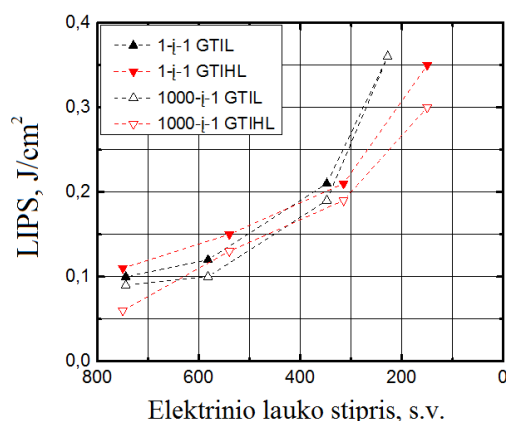
Apibendrinant SEM skerspjūvių matavimus, galima padaryti kelias bendras išvalgas. Pirma, pažaidos zona yra lokalizuota viename ar keliuose sluoksniuose, kuriuose susidaro elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Antra, pažeidimai įvyko sluoksniuose, kuriuose elektrinio lauko intensyvumas lokalizuotas ant sluoksniu sandūrų. Maždaug dvigubai didesnis elektrinio lauko intensyvumas

žemo lūžio rodiklio medžiagos sluoksnio centre (GTI-L<sub>0</sub> bandinio atveju) nei sluoksnių sandūroje nesukėlė pastebimų pokyčių žemo lūžio rodiklio medžiagos sluoksnyje, tačiau esant keliems panašaus elektrinio lauko intensyvumo maksimumams ant sluoksnių sandūrų (GTI-HL<sub>27</sub> bandinio atveju), pramušimo zona buvo gerokai platesnė: atskiros pažaidos matomos ant visų arčiausiai oro (spindulio kritimo aplinkos) esančių aukšto lūžio rodiklio sluoksnių. Principinis stebėtos pažaidos atsiradimo modelis pateiktas 89 pav. ir gerai sutampa su [126] darbe ns režime vykstančiais reiškiniais.



89 pav. Tūrinės pažaidos principinė schema [126].

Pagal SEM skerspjūvius buvo nustatyta, kuriuose sluoksniuose dangos buvo pažeistos, taigi ir koks buvo elektrinio lauko intensyvumas silpniausioje dangos vietoje (pažeistame sluoksnyje). Tokiu būdu pavyko nustatyti LIPS priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio abiem (GTI-L ir GTI-HL) dangoms (90 pav.). Elektrinio lauko stiprio vertės GTI-L dangos atveju buvo nustatytos pagal intensyvumą, tenkantį gretimų L<sub>R</sub> sluoksniui sluoksnių sandūroms, kuriose, pagal GTI-L<sub>0</sub> SEM matavimą danga buvo pažeista. GTI-HL dangos atveju pažaidų pozicija sutapo su H<sub>R</sub> sluoksnio sandūromis, todėl priklausomybei naudotas elektrinio lauko intensyvumas ant H<sub>R</sub> sluoksnio sandūrų.

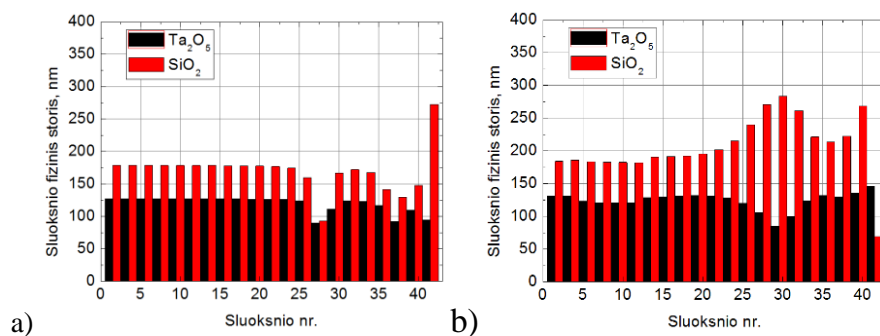


90 pav. LIPS priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio dispersinėms dangoms (punkttyrinės linijos nurodo ne priklausomybę, bet priklausymą tai pačiai bandinių kategorijai).

Iš 90 pav. pateiktų priklausomybių matyti, kad bendra tendencija skirtingoms dangoms išlieka tokia pati: pramušimo slenkstis didėja mažinant elektrinį lauką poveikio zonoje. Koreliacija tarp skirtingų bandinių geresnė didesnių elektrinio lauko stiprių reikšmių ruože, pavyzdžiui: panašaus pramušimo slenkščio (apie 0,2 J/cm<sup>2</sup>) bandiniai (GTI-L ir GTI-HL) išsiskiria mažiau kaip 20 % elektrinio lauko intensyvumo, o pramušimo slenkščiu apie 0,35 J/cm<sup>2</sup>, 1-į-1 matavimo bandiniai išsiskiria apie 40 %. Skirtumai skirtingiems bandiniams gali atsirasti dėl to, kad didesnio LIPS (mažesnio elektrinio lauko intensyvumo) zonoje, matavimai buvo daryti didesniais kampais, o tai lėmė tolygesnį elektrinio lauko stiprio pasiskirstymą dangose, todėl pažaidos forma iš principo tapo sudėtingesnė: kaip pastebėta GTI-HL dangos pažaidos 27 laipsnių kampu SEM skerspjuvio matavimo atveju pažaida gali tapti lokalizuota ne vienoje, o keliuose silpniausiose vietose, kai skirtumas tarp elektrinio lauko intensyvumo skiriasi nežymiai.

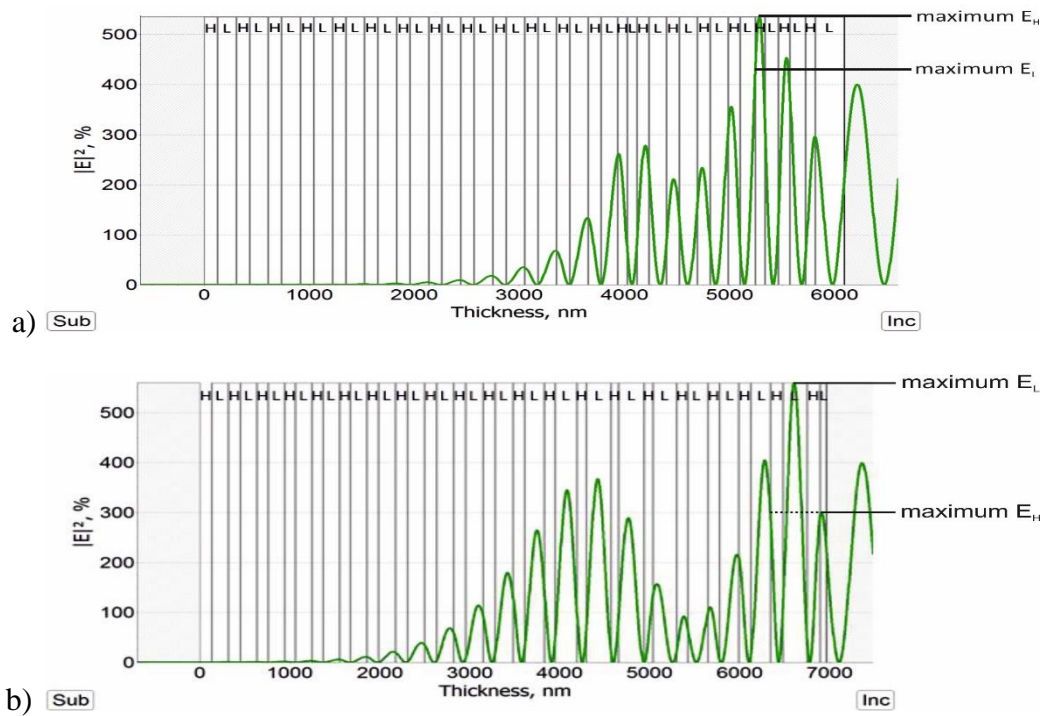
### 3.4 Neigiamos dispersijos dangų elektrinio lauko charakteristikų optimizavimas

Remiantis rezultatais, gautais nagrinėjant GTI tipo dangas, buvo suprojektuotos neigiamos dispersijos dangos ( $GVD = -600 \pm 100 \text{ fs}^2$ ) minimizuojant elektrinio lauko amplitudę bei perstumiant jos maksimumus ant L ( $\text{SiO}_2$ ) sluoksnių. Projektavimui naudotas Optilayer 9.02 programinis paketas [109]. Elektrinio lauko optimizavimas vykdytas papildant nesutapimo funkciją šiuo reikalavimu. Kadangi optimizavimo algoritmas negali vienu metu optimizuoti R, GVD bei el. lauko parametru, pirmiausia buvo optimizuoti R bei GVD. Vėliau gautai struktūrai pritaikyti el. lauko reikalavimai. Gautas dangos dizainas bei jo palyginimas su standartine metodika gaunamu rezultatu pateiktas 91 pav.



91 pav. Neigiamos dispersijos veidrodžiai: a) standartinis, b) optimizuoto el. l. pasiskirstymo.

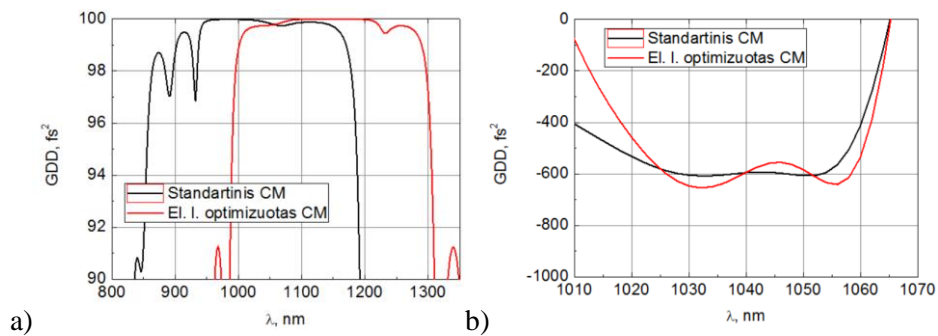
91 pav. pateikti struktūrų sluoksnių skirstiniai standartinei ir el. l. optimizuotoms struktūroms skiriasi. Su el. l. optimizacija struktūroje išsiskiria tendencingas  $\text{SiO}_2$  sluoksnių storį didinimas, kuris leidžia išlaikyti H+L porų optinį storį pastovų, bet plonėja H sluoksnis, todėl el. l. maksimumas pasislenka link  $\text{SiO}_2$  sluoksnio. Bendras sluoksnių skaičius abiem atvejais vienodas, tačiau struktūros storis dėl didesnio  $\text{SiO}_2$  kiekio padidėja, paslinkdamas atspindžio spektrą į ilgų bangų pusę. Optimizuoto ir standartinio el. l. skirstiniai pateikti 92 pav. Elektrinio lauko amplitudę pavyko sumažinti beveik 2 kartus. Likusios charakteristikos (R, GVD) pasikeitė nežymiai (93 pav.).



92 pav. Elektrinio lauko skirstinys standartiniam CM-2 (a) ir po elektrinio lauko optimizacijos CM-1 (b).

Atspindžio charakteristikos lauko optimizacijos (sluoksnių storių padidėjimo SiO<sub>2</sub> atveju) pasislinko IR bangų pusėn. GVD kreivėje atsirado nežymus charakteristikos nuokrypis nuo siekiamos  $GVD = -600 \text{ fs}^2$  vertės.

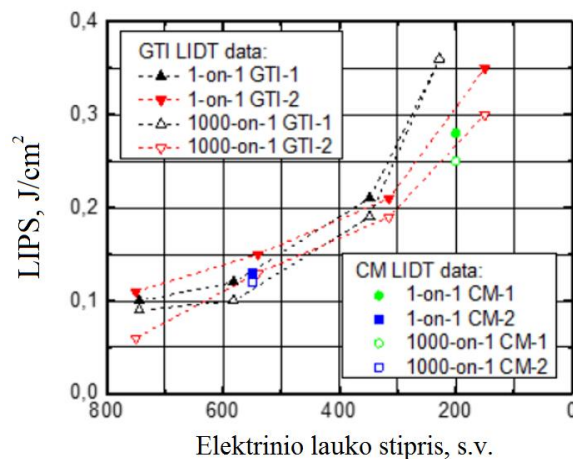
Atliktų LIPS matavimų rezultatai neigiamos dispersijos veidrodžiams ir jų palyginimas su GTI vertėmis pateikti 94 pav.



93 pav. Spektrinės (R, %) (a) ir vėlinimo (b) charakteristikos standartinei ir su el. l. optimizacija neigiamos dispersijos dangoms.

Pažeidimo slenkstis, atlikus optimizaciją, padidėjo nuo  $0,125 \text{ J/cm}^2$  iki  $0,28 \text{ J/cm}^2$  – proporcingai sumažėjusiam el. l. ties H medžiaga (sumažėjimas nuo 530

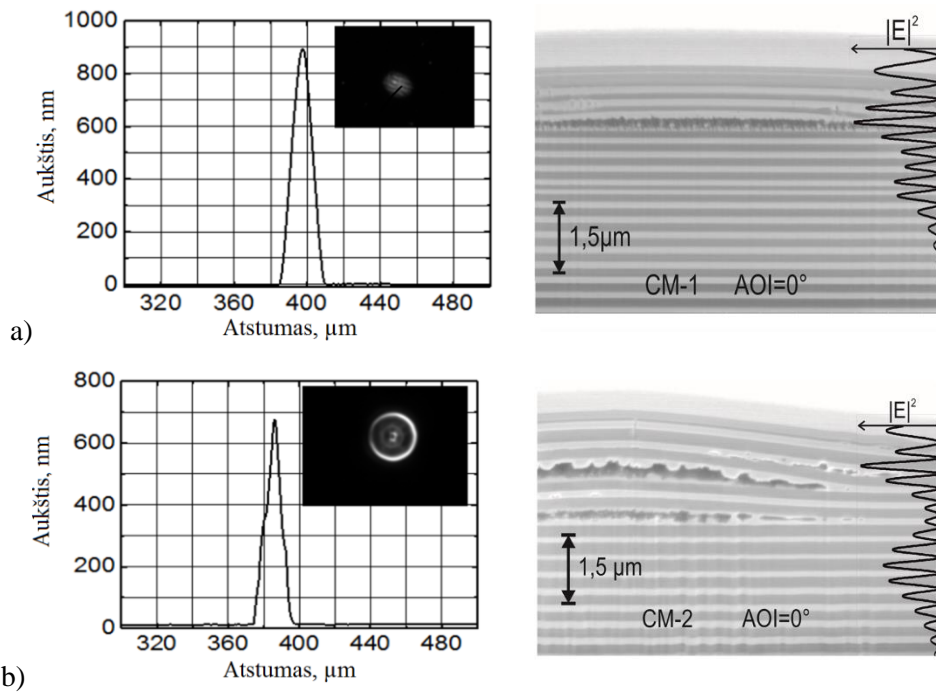
iki 200 s.v.). Lyginant vertes, gautas CM ir GTI veidrodžiams, galima teigti, kad LIPS vertės priklauso tik nuo el. l. amplitudės ties H arba H-L sandūra. Tolimesniam LIPS verčių didinimui reikia mažinti el. l. vertes ties H medžiaga tol, kol bus pasiektas SiO<sub>2</sub> sluoksnių pramušimo slenkstis dėl augančios el. l. amplitudės. Taip pat galima H medžiagą (tam tikrus sluoksnius, ties kuriais lokalizuoti el. l. maksimumai) keisti į didesnio draustinių juostų tarpo, pvz.: HfO<sub>2</sub> ir sumažinus lauką ties SiO<sub>2</sub> dar padidinti LIPS vertes.



94 pav. LIPS vertės CM-1 ir CM-2 neigiamos dispersijos veidrodžiams, bei jų palyginimas su GTI verčių priklausomybe nuo elektrinio lauko ties H medžiaga.

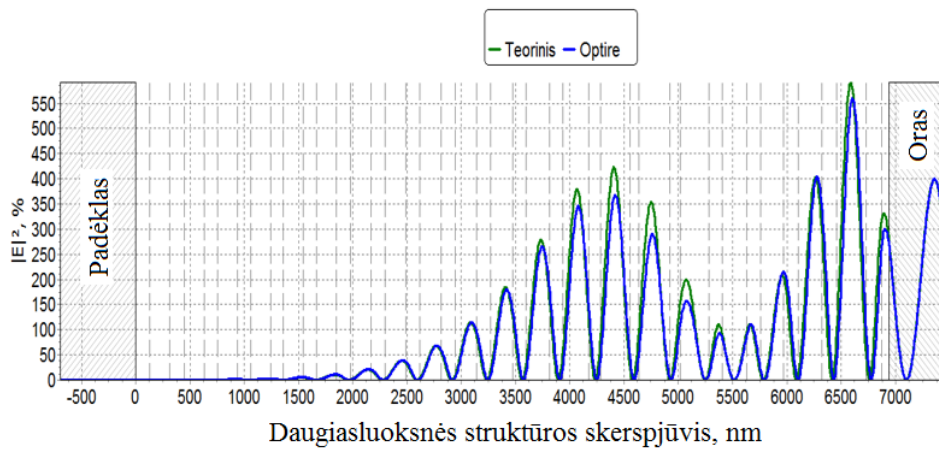
Pažaidos mechanizmo prielaidų patikrinimui atlikti CM-1 ir CM-2 lazeriu eksponuotų ir pažeistų paviršių detali analizė. SEM pjūviai, matavimai profilometru ir optiniu mikroskopu patiekti 95 pav. Pažaidos morfologijos gerai sutampa su stebėtomis GTI struktūrų atveju. Tiesa, SEM pjūviuose optimizuotai CM-1 struktūrai, stebimi keli lokalūs pažaidos centrai nesutampa su el. l. maksimumais (95 b pav.). Šiems nesutapimams paaiškinti iškeltos kelios prielaidos:

1. Bandinių gamybos metu garinimo proceso paklaidos daro įtaką sluoksnių storių tikslumui ir tuo pačiu el. l. ir GVD vertėms.
2. Dangos struktūroje matriciniu metodu apskaičiuotas elektrinio lauko skirstinys neparodo laikinio kitimo arba impulso realios charakteristikos skiriasi nuo modeliavimo metu naudojamų plokščios bangos artinio.



95 pav. CM-1 (a) ir CM-2 (b) bandinių pažaidos morfologijų nuotraukos optiniu mikroskopu, jų skersiniai matavimai profilometru bei SEM pjūviai.

Pirmajai prielaidai patikrinti atlikti interferometriniai GVD charakteristikų matavimai. Naudojant OptiRe programinį paketą atlikti paklaidų vertinimai, lyginant teorines ir išmatuotas GVD vertes, ir apskaičiuota jų įtaka el. l. skirstiniui (96 pav.). Nustatyta, kad esamos paklaidos nedaro esminės įtakos el.l. – pasikeičia tik el. l. maksimumų amplitudės ties SiO<sub>2</sub> sl., o jų pokytis nežymus.



96 pav. CM-1 teorinio el. l. palyginimas su lauku, gautu įvertinus išmatuotas GVD vertes.

### 3.4.1 Apibendrinimas

Atlikti mišinių LIPS verčių matavimai parodė, kad visais tirtais atvejais įterpant daugiau L medžiagos ( $\text{SiO}_2$ ) atsparumo vertės didėja tiek ns, tiek fs režime ir tai patvirtina faktą, kad LIPS vertės stipriai priklauso nuo medžiagos draustinių juostų tarpo. Buvo pademonstruota, kad mišinių maišymas gali būti panaudotas gaminant aukšto atspindžio dangas UV diapazone, o kombinacijoje su atkaitinimo procedūra LIPS vertės gali būti padidintos daugiau nei kelis kartus. LIPS verčių didinimas neigiamos dispersijos aukšto atspindžio dangoms fs režime buvo įgyvendintas atlikus elektrinio lauko optimizavimą, atsižvelgiant į gautus LIPS matavimų rezultatus L ir H medžiagoms. Tokia optimizavimo metodika leido padidinti šių veidrodžių atsparumą 2 kartus. Taikant mišinių metodą, pastarąsias vertes teoriškai būtų galima dar labiau padidinti.



#### **4 Šviesos pluošto fokusavimas plokščiu neigiamos dispersijos veidrodžiu**

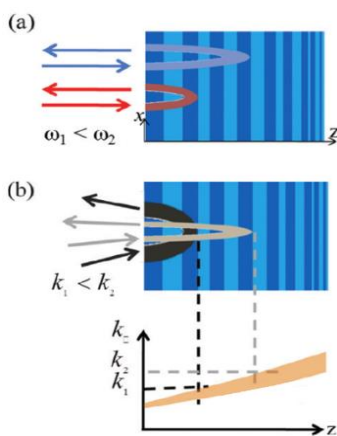
**Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti: IV, V, VI straipsniuose**

Miniatiūrinių matmenų fokusuojantys elementai yra vieni iš kertinių elementų siekiant minimizuoti įvairių optinių sistemų matmenis. Fokusavimo tikslumas ir kokybė stipriai priklauso nuo naudojamų klasikinių elementų paviršiaus kreivumo radiuso tikslumo, aberacijų bei optinių ašių suderinimo tarp kritusio spindulio ir optinio elemento. Šiuo metu pasiūlyti mikrolešiai [127, 128] ar mikroveidrodžiai [129] yra vienas galimų sprendimų mikrooptinėse sistemose, tačiau jų taikymą riboja elementų kokybė bei difrakcijos reiškiniai. Manipuliacija šviesos pluoštais bei jų savybėmis taip pat gali būti atlikta naudojant fotoninius kristalus [130, 131] ar metamedžiagas [132]. Daugybė unikalių pastarųjų elementų savybių, tokios kaip neigiamas-anomalus lūžis [133, 134] rado pritaikymus praktikoje – plokšti lešiai, elementai, gebantys kolimuoti ar net fokusuoti kritusį pluoštą. Taip pat svarbu paminėti, kad šie elementai neturi klasikiniams elementams būdingos optinės ašies, tai suteikia unikalias galimybes projektuojant itin kompaktiškas sistemas. Tačiau iki šiol pagaminti elementai gebėjo fokusuoti ar kitaip koreguoti spinduliuotės charakteristikas pralaidumo režime, todėl yra didelis poreikis sukurti elementus, gebančius tokias ar panašias charakteristikas pademonstruoti atspindyje, t.y. sukurti plokščią fokusuojantį veidrodį be optinės ašies. Fokusavimo procesas gali būti paaiškintas kaip visų pluoštą sudarančių kampinių komponenčių fazių suvienodinimas. Šiuo atveju jis turi daug panašumų su impulso spektrinių fazių sutvarkymu, vykstančiu čirpuotuose veidrodžiuose. Taigi šio skyriaus tikslas – pritaikyti neigiamos dispersijos sukūrimo čirpuotuose veidrodžiuose principus siekiant gauti pluošto fokusavimą nuo plokščio daugiasluoksnio dielektrinio veidrodžio.

#### 4.1 Fokusavimo efektas tiesiškai moduluotų storių čirpuotame veidrodyje

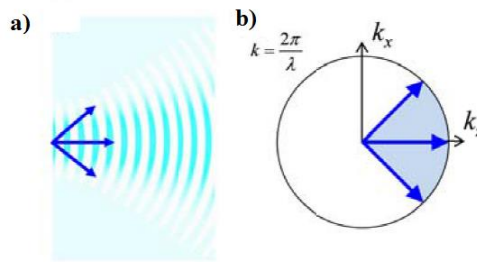
Kaip jau buvo minėta 1.3 skyriuje, čirpuoti veidrodžiai leidžia keisti ir kontroliuoti fazines impulsų savybes darant įtaką pavienėms dažninėms komponentėms statmenai atsispindint nuo daugiasluoksnės struktūros.

Įdomu panagrinėti situaciją, kai vietoje plataus spektro impulso siauras pluoštas atsispindi nuo tokios čirpuotos struktūros (97 pav.). Šiame paveiksle pateiktas standartinio čirpuoto veidrodžio veikimo principas ir jo pritaikymas siauram pluoštui. Remiantis juo, galima teigti, kad jei pluošto kampinių komponentių fazės kompensuojamos ar net „perkompensuojamos“, galima tikėtis, kad toks pluoštas gali būti atkurtas - sufokusuotas veidrodžio židinio plokštumoje, kur dėl sklidimo normalios difrakcijos terpėje surinktas fazės išderinimas bus kompensuotas veidrodžio atspindžio metu sukurtos anomalios - neigiamos difrakcijos.



97 pav. Standartinių dispersinių veidrodžių (a) veikimo principo pritaikymas pluošto fokusavimui (b).

Imkime Gauso formos monochromatinį spindulį kaip pavyzdį. Jis gali būti traktuojamas kaip plokščių bangų su skirtingais kritimo kampais superpozicija. Pavyzdžiui, monochromatinio spindulio bangos vektoriai  $\vec{k} = (k_{\perp}, k_{\parallel})$  ties tam tikru dažniu  $\omega = c|\vec{k}|$  yra išsidėstę ratu  $\vec{k}$  – erdvėje (98 pav.).



98 pav. Gauso impulso išskaidymas į plokščias bangas (a) ir jo kampinis spektras (b).

Svarbus dydis, norint aprašyti sklidimą viendimensinėje daugiasluoksniėje struktūroje, yra išilginė bangos vektoriaus komponentė  $k_z = |\vec{k}|\cos(\alpha)$ , kuri priklauso nuo kritimo į veidrodį kampo. Taigi nagrinėjant sklidimą galima traktuoti, kad skirtingi kampiniai plokščių bangų komponentai, sudarantys pluoštą, atitinka skirtingą efektyvų dažnį. Tokiu būdu galime teigti, kad laikinės impulsų spūdos principai, galiojantys čirpuotiems veidrodžiams, gali būti pritaikyti ir erdvinės pluošto dispersijos (difrakcijos) moduliacijai.

Kai optinis pluoštas, atspindimas dviejų dielektrinių plokščių sluoksnių skiriamosioje riboje, stebimas atspindėjusios dalies, taip vadinamas Goos-hanchen (GH) [135] skersinis poslinkis. Normaliomis sąlygomis GH poslinkis yra proporcingas kritimo kampui ir verčia kritusį spindulį diverguoti. O atsispindint nuo čirpuotos struktūros su neigiama anomalia dispersija, didesnio kampo komponentės patiria mažesnę skersinį poslinkį, todėl atsiranda galimybė fokusuoti atspindėjusį spindulį. Taigi galima teigti, kad čirpuoti veidrodžiai gali kompensuoti erdvinę fazės moduliaciją keisdami pluošto fazinį frontą koreguojant skirtingų kampinių komponentių įsiskverbimo į struktūra gylį. Galiausiai, tai leidžia gauti fokusavimo efektą, kuris pasireiškia artimajame lauke.

Sklidimas ir fokusacija apsprendžiama erdvinės dispersijos kreive – kuo anomalios dispersijos kreivė labiau išsigaubusi, tuo didesnis židinio atstumas, kadangi šiam anomaliai plokščių bangų išsifazavimui kompensuoti reikalingas ilgesnis sklidimas normalios dispersijos terpėje. Galima teigti, kad įgaubta kreivės forma sukuria neigiamą difrakciją, kurią aprašo difrakcijos koeficientas:

$$a = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k_z}{\partial k_x^2}. \quad (44)$$

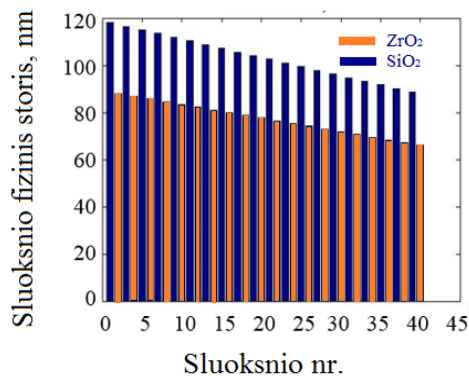
Antroji išvestinė parodo, kaip kampiniai spindulio komponentai išsifazuoja nusklidę tam tikrą atstumą. Atspindžio atveju difrakcijos koeficientas gali būti išreikštas kaip fazės  $\varphi$  antra išvestinė pagal  $k_x$ :

$$a = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k_x^2}. \quad (45)$$

Židinio nuotolis gali būti randamas papildomai padauginus iš bangos vektoriaus  $k_0$  vakuume arba išreikštas kaip skersinio poslinkio  $S$  išvestinė:  $S = -\partial^2 \varphi / \partial k_x$ :

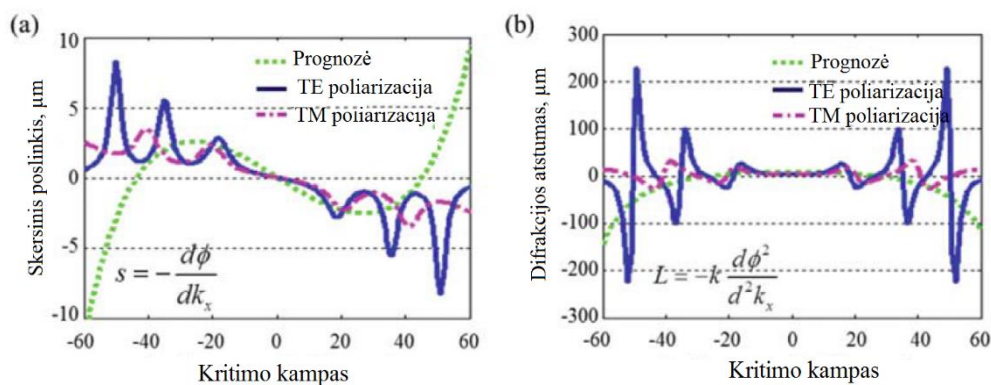
$$L = -k_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k_x^2} = k_0 \frac{\partial S}{\partial k_x}. \quad (46)$$

Norint gauti fokusavimo efektą,  $L$  turi būti neigiamas, kad sklisdamas laisvoje erdvėje galėtų kompensuoti teigiamą difrakciją. Tai reiškia, kad pirmosios išvestinės – skersinio postūmio kreivės nuolydis turi būti neigimas, o 2-osios išvestinės, aprašančios dispersinę kreivę, teigimas. Abi šios charakteristikos daugiasluoksnei dielektrinei struktūrai gali būti suskaičiuotos naudojant matricinį metodą (1.5 skyrius). Skaičiavimai atliekami tokiu pačiu būdu, kaip skaičiuojant standartinės GV ir GVD charakteristikas, tik šiuo atveju fazės išvestinės skaičiuojamos pagal kritimo kampą. 100 pav. pateiktos šios charakteristikos tiesiškai moduliuto storio struktūrai (99 pav.) su  $ZrO_2/SiO_2$  medžiagomis. Sluoksnių storiai parinkti atitinkamai 532 nm bangos ilgiui, TE poliarizacijai.



99 pav. Tiesiškai moduliutos storio struktūros sluoksnių storijų skirstinys.

Skersinis poslinkis kampinei dedamajai gali būti paskaičiuotas naudojant 1.5 skyriuje aprašytą Abelės matricų metodą, apskaičiuojant menamąją atspindžio dalį bei įvertinant fazės pokytį. Atliekant fazės pokyčio išvestines atitinkamai apskaičiuojamas skersinis poslinkis bei fokuso atstumas. Remiantis 100 pav. b pateiktomis kreivėmis galima teigti, kad fokusavimo efektas bus stebimas ties  $22^\circ$ ,  $38^\circ$  ir  $52^\circ$  kritimo kampais TE poliarizacijai. Ties šiais kritimo kampais stebimi rezonansiniai pokyčiai paaiškinami GTI efektu (pastarasis nėra išskaičiuota analitiniame modelyje). Galima teigti, kad šis efektas sustiprina fokusavimo efektą ties tam tikrais kampais, tačiau charakteristikos tampa nemonotoniškos nuo kritimo kampo ir taip apriboja elemento pritaikymą plataus kampinio spektro pluoštam.

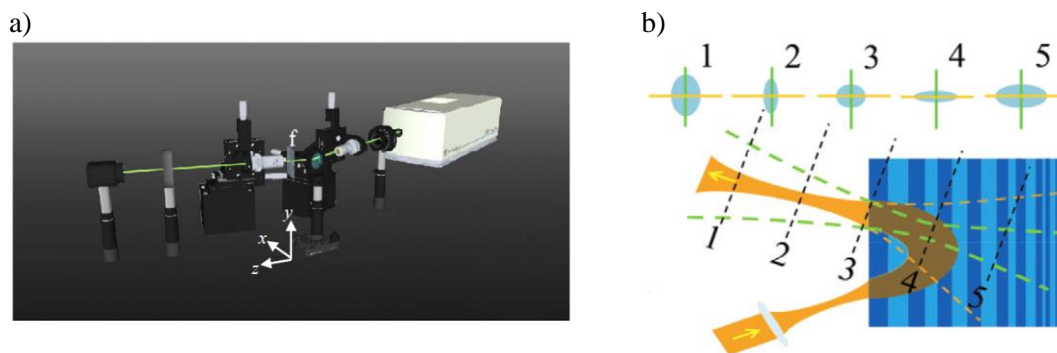


100 pav. Tiesiškai moduluotos sluoksnių struktūros skersinio postūmio (a) bei židinio nuotolio (b) charakteristikos, bei jų palyginimas su analitiniu modeliu [135], neįskaitančiu GTI paviršinių efektų.

#### 4.1.1 Fokusavimo charakteristikų matavimas

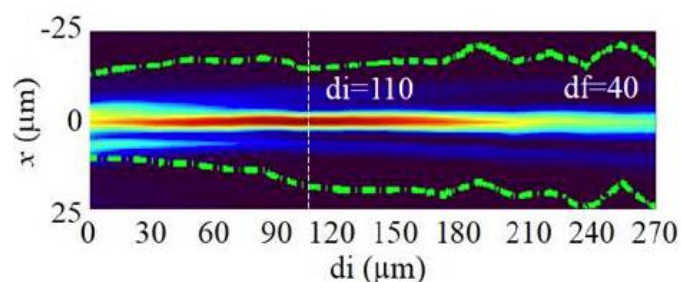
Norint patikrinti teorines fokusavimo galimybes, buvo sukonstruota matavimo schema, pateikta 101 pav. a. Kadangi kampinis diapazonas, kuriame galima tikėtis fokusavimo, yra pakankamai siauras, matavimų metu pluoštas buvo fokusuojamas iki kelių  $\mu\text{m}$  dėmės prieš tiriamąjį bandinį. Siekiant išmatuoti atspindėjusio pluošto pokyčius taip, kaip pateikta 101 pav. b., reikalinga speciali vaizdavimo sistema, gebanti atvaizduoti spindulio skerspjūvį kelių  $\mu\text{m}$  atstumu nuo bandinio paviršiaus keičiant jų  $1 \mu\text{m}$  žingsniu. Eksperimentinėje matavimų schemoje buvo panaudoti mikroskopo objektyvai siekiant išdidinti (iki 100 kartų)

spindulio atvaizdą ant CCD kameros (Spiricon SP620-U). Visa vaizdinimo sistema patalpinta ant transliacinio stalo (PI Micos PLS-85 su  $0,5 \mu\text{m}$  pozicijos tikslumu), gebančio keisti išilginę poziciją bandinio atžvilgiu, bei atlikti matavimus tam tikrame kampiniame diapazone:  $43\text{-}52^\circ$ . Siekiant išspręsti mažo atstumo iki bandinio problemą buvo naudojami ilgo veikimo nuotolio objektyvai. Spindulio fokusavimui į bandinį panaudotas X20 Mitutoyo objektyvas.



101 pav. Eksperimentinė židinio nuotolio matavimo schema, susidedanti iš pastovios veikos 532 nm bangos ilgio šaltinio, x20 fokusavimo objektyvo, x50 vaizdavimo sistemos,  $f = 20 \text{ cm}$  lęšio, transliacinio stalo ir CCD kameros (a) ir principinė matavimo metodikos schema (b).

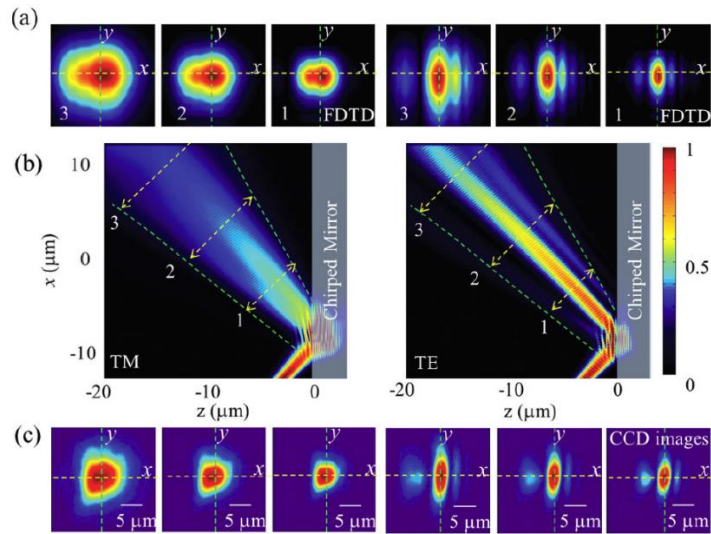
Siekiant tiksliai sukaliuoti matavimų schemą, t.y. atstumą iki tiriamojo bandinio paviršiaus, jame buvo lazerinio mikroapdirbimo būdu išpjautos žiedinės struktūros, leidžiančios tiksliai ir lengvai identifikuoti poziciją. Tokia eksperimentinė matavimų schema leido išmatuoti atspindėjusio spindulio skersinius 2D profilius, kaip pavaizduota 101 pav. b. Informacija, susijusi su fokusavimu, gaunama analizuojant išmatuoto spindulio skerspjūvio eliptiškumą, kadangi fokusavimas 1D struktūroje vyksta viena ašimi (x), kai kita (y) difraguoja normaliomis sąlygomis. Tipinis matavimas pateiktas 102 pav. Šiuo atveju pluoštas sufokusuotas  $d_f = 40 \mu\text{m}$  atstumu nuo tiriamojo bandinio, o išmatuotas spindulio intensyvumo maksimumas  $d_i = 110 \mu\text{m}$  atstumu.



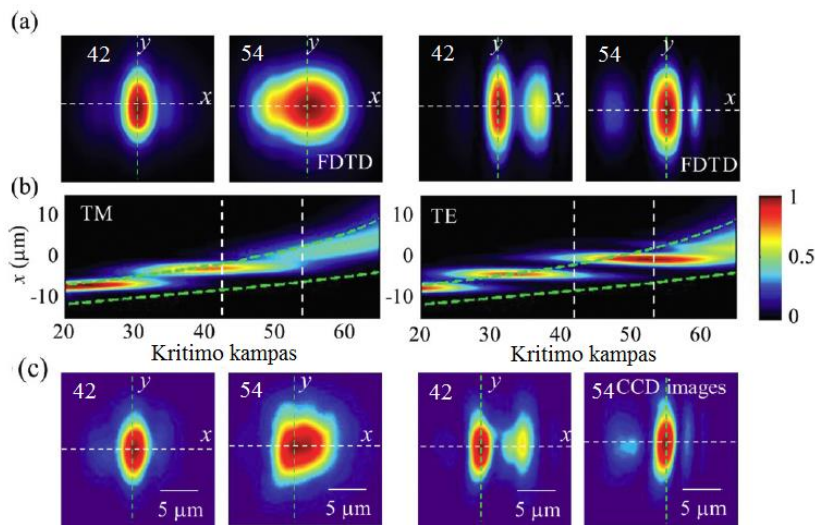
102 pav. Išmatuoto pluošto profilio kitimas  $x$  ašimi keičiant matavimo atstumą nuo bandinio, bei palyginimas su  $y$  ašies kitimu (žalia punktyrinė linija).

Šia metodika išmatuotos struktūros, su tiesine sluoksnių moduliacija, rezultatai pateikti 103 ir 104 pav.. 103 b pav. pateikti atspindžio TE ir TM poliarizacijoms ties  $54^\circ$  kritimo kampu modeliavimo FDTD metodu rezultatai bei jų palyginimas su atspindžiu nuo metalinio veidrodžio (žalias punktyras). 103 a pav. patiekti šių modeliavimo rezultatų skerspjūviai ties atitinkamai pažymėtais pjūviais iš b dalies. Matavimų metu spindulys buvo sufokusuotas  $5 \mu\text{m}$  atstumu prieš veidrodžio paviršių (sufokusuotos dėmės diametras  $2 \mu\text{m}$ ). Matavimams parinkti nustatymai identiški naudotiems modeliavimo metu. 103 c pav. pateikti matavimų rezultatai atitinkamai ties trim skerspjūviais pažymėtais b dalyje. TE poliarizacijos atveju stebimas pluošto eliptiškumas įrodo fokusacijos viena ašimi atsiradimą. TM poliarizacijos sklidimas atitinka standartinį difrakcinį plitimą atsispindint nuo metalinio veidrodžio paviršiaus.

Remiantis 100 b pav. galima teigti, kad fokusavimo charakteristikos stipriai priklauso nuo kritimo kampo, poliarizacijos ir nėra monotoniškos. Siekiant tai patvirtinti, atlikti matavimai fiksuojant matavimo plokštumą  $5 \mu\text{m}$  atstumu, bei atliekant matavimus skirtingoms poliarizacijoms keičiant kritimo kampą. Gauti rezultatai pateikti 104 pav. Kairėje pusėje patiekti matavimai TM, dešinėje – TE poliarizacijai ties  $42^\circ$  ir  $54^\circ$  kampais. Abu kampai pažymėti 104 b pav. punktyru. 104 c pav. pateikti matavimų rezultatai, kurie gerai sutampa su modeliavimo duomenimis ir patvirtina 100 b pav. charakteristikas. Ties  $54^\circ$  kampu TE poliarizacijai stebimas stiprus fokusavimas, o ties  $42^\circ$  spindulys skyla į dvi elipses. TM poliarizacijai ties  $54^\circ$  fokusavimo efekto nėra, o ties  $42^\circ$  spindulys turi eliptinę formą.



103 pav. Spindulio atspindžio nuo 1D čirpuotos struktūros matavimai (c) ir jų palyginimas su FDTD modeliavimo rezultatais (a ir b): TM poliarizacijai (kairėje) ir TE (dešinėje) esant  $54^\circ$  kampui. Žalia punktyrinė linija rodo difragavimą nuo metalinio veidrodžio.



104 pav. Spindulio atspindžio nuo 1D čirpuotos struktūros priklausomybė nuo kritimo kampo. FDTD modeliavimo rezultatai TM ir TE poliarizacijoms prie  $42^\circ$  ir  $54^\circ$  kritimo kampų (a), jų priklausomybė nuo kritimo kampo (b) ir matavimai  $z = \mu\text{m}$  atstumu (c).

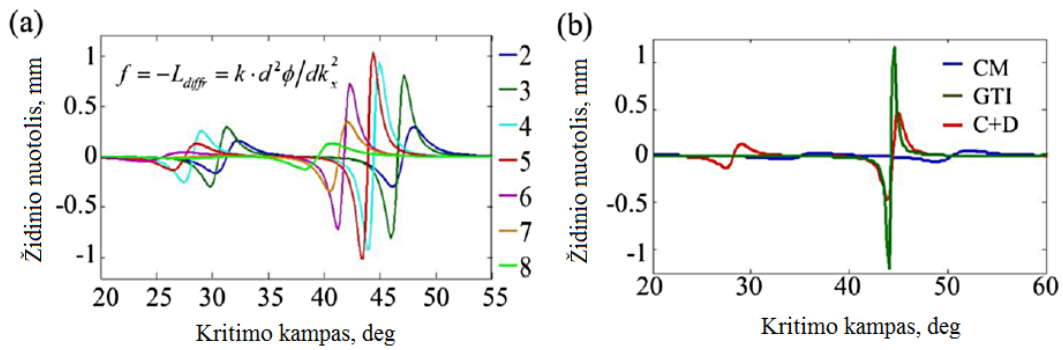
## 4.2 Fokusuojamųjų charakteristikų optimizavimas įterpiančiais rezonansiniais sluoksniais

Tiesiškai moduluotos standartinės čirpuoto veidrodžio struktūros atspindyje įnešamas fazės poslinkis priklauso nuo kritimo kampo nėra monotoniškas. Ankstesniame skyriuje nagrinėto čirpuoto veidrodžio skersinio



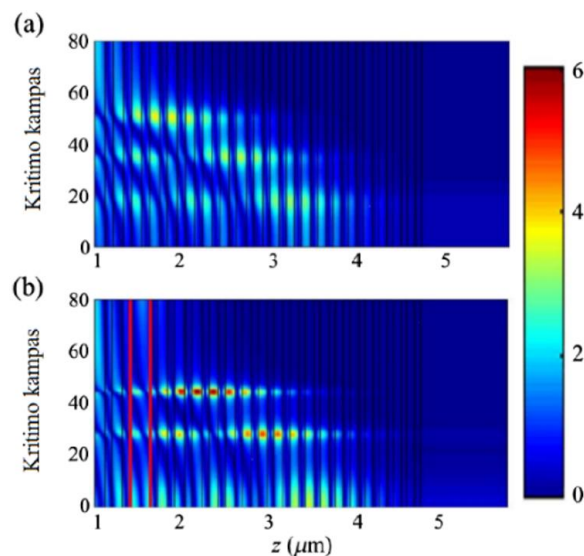
poslinkio priklausomybė nuo kritimo kampo yra sudaryta iš pakaitomis einančių normalios ir anomalios dispersijos zonų. Didžiausios neigiamos difrakcijos zonos yra ten, kur kreivės nuolydis keičiasi iš teigiamo į neigiamą. Šie siauri kampų diapazonai pasižymi aukšta neigiamos difrakcijos verte. Iš klasikinių metodų, naudojamų GVD osciliacijoms atspindžio spektre mažinti standartiniams čirpuotiems veidrodžiams, čia galima pritaikyti dvigubo čirpo bei kitas projektavimo metodikas. Daug platesnis bei tolygesnis dispersijos spektras gali būti pasiekiamas tik sumažėjusios anomalios difrakcijos sąskaita, tai mažina fokusavimo efektą. Šie dispersijos pikai lokaliuose kampų režiuose stipriai padidina neigiamas difrakcijos reikšmes. Vienas iš būdų, kaip dar labiau sustiprinti šį reiškinį – panaudojant 1.3.2 skyriuje aprašytas GTI struktūras, kuriose tarp aukšto ir dalinio atspindžio veidrodžių įterptas rezonansinis sluoksnis stipriai padidina GVD vertes standartiniuose čirpuotose veidrodžiuose, taigi atitinkamai turėtų veikti ir kampiniame atitikmenyje. Standartiniu GTI atveju didelis kiekis anomalios kampinės dispersijos gali būti sukurtas tik labai siaurame kampiniame diapazone (105 pav.), todėl fokusavimo efektas tampa sunkiai pastebimas. Įterpiant rezonansinį sluoksnį į tiesiškai čirpuotą struktūrą, galbūt galima gauti kombinaciją tiek didelės anomalios dispersijos, tiek pakankamai plataus kampinio diapazono.

Atliekant struktūros modeliavimą buvo naudojamos medžiagos su atitinkamai aukštu  $n_H - 2,17$  ( $ZrO_2$ ), bei žemu  $n_L - 1,49$  ( $SiO_2$ ) lūžio rodikliais tie 532 nm bangos ilgiu. Kaip ir standartinėse GTI struktūrose bei filtrinėse sistemose įterpiamo rezonansinio sluoksnio storis parinktas du kartus didesnis nei aplinkiniai sluoksniai. 105 a pav. pateikta židinio atstumo priklausomybė nuo įterpiamo rezonansinio sluoksnio vietos struktūroje. Galima teigti, kad įterpiant sluoksnį giliau, pasiekiamos didesnės židinio nuotolio vertės, tačiau siauresnis veikimo diapazonas. Sluoksnio įterpimo vieta taip pat keičia optimalų fokusavimo kampą, tačiau tai galima koreguoti keičiant įterpiamo sluoksnio storį. 105 b pav. pateiktas skirtingų nagrinėtų struktūrų palyginimas.



105 pav. Židinio nuotolio priklausomybė nuo įterpiamo sluoksnio pozicijos (nuo 2 iki 8 sl.) dangos struktūroje (a). Maksimalaus pasiekiamo židinio nuotolio palyginimas tarp standartinio čirpuoto veidrodžio (CM), GTI struktūros, bei CM su optimaliu rezonansiniu sluoksniu (C+D) (b).

Tiek čirpuota struktūra su rezonansiniu sluoksniu, tiek GTI struktūros pasižymi daug stipresniu fokusavimo efektu nei standartinis čirpuotas veidrodis (CM). 106 pav. pateiktas elektrinio lauko skirstinio pasikeitimas paaikškina fokusavimo sustiprinimą, įterpiant rezonansinį sluoksnį į struktūrą, stebimas padidėjęs elektrinio lauko stipris rezonansiniame bei aplinkiniuose sluoksniuose.



106 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas standartiniame čirpuotame veidrodyje (a) ir jo pasikeitimas įterpus rezonansinį sluoksnį (b).

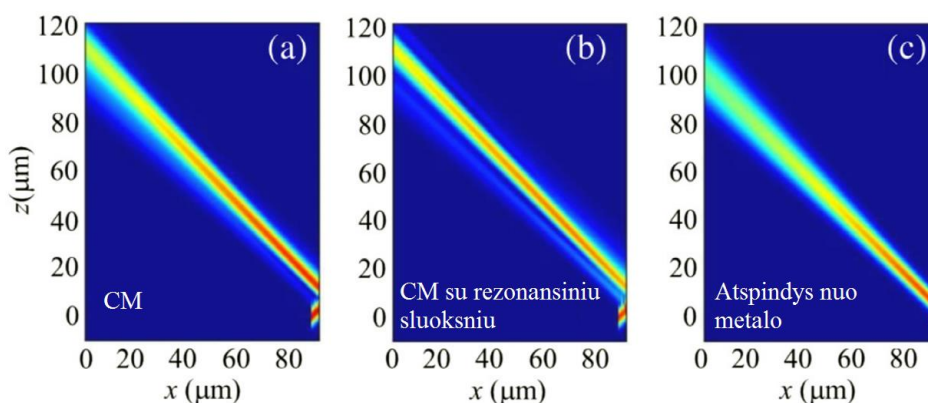
#### 4.2.1 Dispersinio veidrodžio su rezonansiniu sluoksniu židinio nuotolio įvertinimas

Židinio nuotolis negali būti tiesiogiai įvertintas remiantis formule:

$$F = -L_{diff} = k * \frac{d^2 \phi}{dk_x^2}, \quad (47)$$

kuri panaudota (105 b pav.), kadangi spindulį sudarančioms skirtingoms plokščioms bangoms siaurame neigiamos difrakcijos regione suteikiamas skirtingas fazės pokytis. Tai reiškia, kad smailinio skaitmeninio židinio nuotolio vertė neatspindi realaus veidrodžio židinio nuotolio. Nepaisant to, ši charakteristika indikuoja, kad fokusavimo galima tikėtis ties 45 laipsnių kampu arba, kitaip tariant, ties ta vieta, kur skersinio poslinkio (pirmoji fazės išvestinė) kreivės nuolydis neigiamas, arba antrosios fazės išvestinės polinkis teigiamas. Taip pat galima paminėti, kad nukrypęs nuo 45 laipsnių kritimo kampo, spindulį sudarančios komponentės patirs normalią ar anomalią difrakciją, todėl atsiras spindulio išsiskyrimas, kurio požymiai stebimi 107 pav. b, kadangi ne visos spindulio plokščių bangų komponentės telpa į siaurą kampinį fokusavimo kampų ruožą. 107 pav. pateikti atspindžio nuo tiesiškai moduluotos struktūros su ir be įterpto rezonansinio sluoksnio rezultatai ir jų palyginimas su atspindžiu nuo metalinio veidrodžio ties 45° kampu. Šviesos šaltinis yra 5 μm atstumu nuo veidrodžio paviršiaus. Spindulio bangos ilgis λ = 532 nm, pluošto skersmuo 8 μm. Remiantis šiais modeliavimo rezultatais, galima teigti, kad įterpiant rezonansinį sluoksnį, židinio nuotolį galima padidinti nuo 19 iki 39 μm.

Išvada: tiesiškai moduluotoje sluoksnių storių struktūroje, įterpiant rezonansinį sluoksnį, galima padidinti židinio nuotolį nuo plokščio veidrodžio atitinkamai nuo 19 iki 39 μm nepakeičiant kampinio elemento veikimo diapazono. Įterptas sluoksnis sukuria taip vadinamą GTI struktūrą bei lokalius elektrinio lauko maksimumus dangos struktūroje.

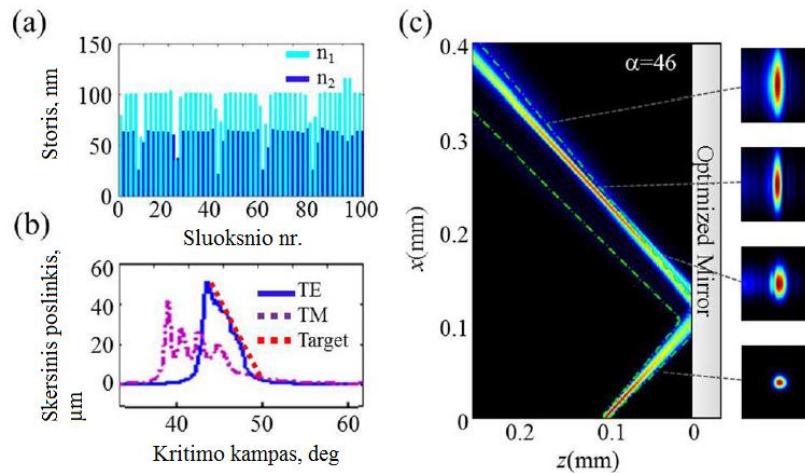


107 pav. Fokusavimo charakteristikų atspindyje palyginimas nuo tiesiškai čirpuotos struktūros CM (a), CM su įterptu rezonansiniu sluoksniu (b) ir metalinio veidrodžio (c). Kritimo kampas  $45^\circ$ , TE poliarizacija.

### 4.3 Fokusavimo charakteristikų optimizavimas, naudojant tarpusavyje suderintas GTI struktūras

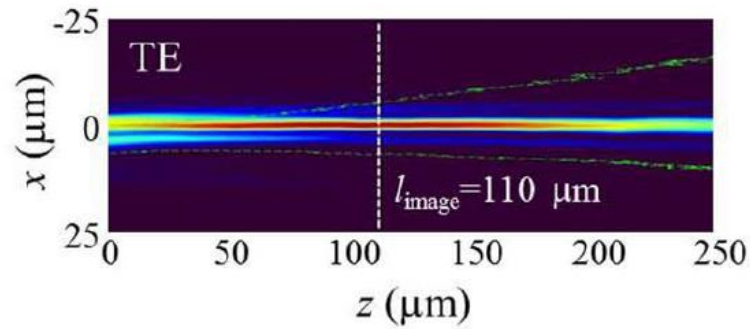
Ankstesniuose skyriuose pristatyti rezultatai, nagrinėjant fokusavimo charakteristikas klasikiniu tiesiškai modulioutu čirpuotu veidrodžiu bei veidrodžiu, su įterptu rezonansiniu sluoksniu. Abiem atvejais gautos fokusavimo charakteristikos yra nepakankamos praktiniams taikymams. Galima teigti, kad ir šiuo atveju analogiškai standartiniams čirpuotiems veidrodžiams galioja maksimalaus GVD ir  $\Delta\lambda$ , o šiuo atveju GV ir  $\Delta\text{AOI}$  (darbinio kampų diapazono) maksimalus apribojimas. Siekiant dar padidinti veidrodžio fokusavimo charakteristikas, buvo sumodeliuota struktūra iš 100 sluoksnių naudojant  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  ir  $\text{SiO}_2$  medžiagas. Šios medžiagos pasirinktos dėl didesnio lūžio rodiklio kontrasto lyginant su anksčiau naudotomis  $\text{ZrO}_2$  ir  $\text{SiO}_2$  bei didesnio  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  ( $n_1$ ) medžiagos garinimo stabilumo proceso metu. Struktūros optimizavimui panaudotas Optilayer programinis paketas ir Laipsninės evoliucijos sintezės metodas. Gautas dangos dizainas (sluoksnių storių skirstinys) pateiktas 108 a pav. Galima pastebėti 5 GTI struktūrų skiriamuosius sluoksnius. 108 b pav. pateiktos sumodeliuotos struktūros skersinio poslinkio charakteristikos TE ir TM poliarizacijoms ties centriniu  $45^\circ$  laipsnių kampu. Galiausiai 108 c pav. pateikti FDTD metodu gauti fokusavimo atspindyje rezultatai. Geriausios charakteristikos židinio nuotolio prasme gautos ties  $46^\circ$  laipsnių kampu. Prie optimalaus kampo pavyko pasiekti židinio nuotolį

artimą 250  $\mu\text{m}$  (pluoštas fokusuojamas 100  $\mu\text{m}$  atstumu prieš veidrodį, o židynys išmatuotas 150  $\mu\text{m}$  atstumu nuo veidrodžio paviršiaus).

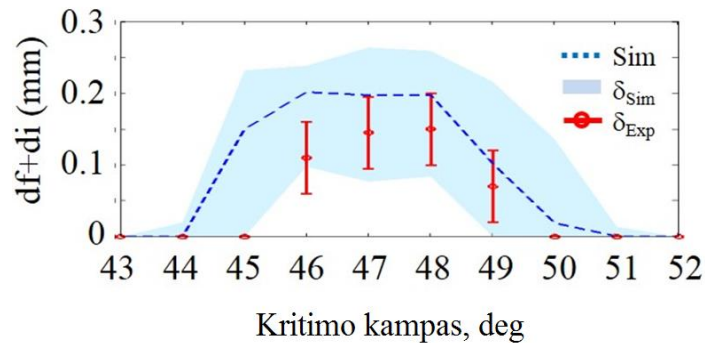


108 pav. Optimizuotos struktūros sluoksnių storių skirstinys (a), poslinkio charakteristikos TE ir TM poliarizacijoms (b) ir fokusavimo modeliavimas FDTD metodu (c).

Atlikti fokusavimo charakteristikų matavimai parodė, kad eksperimentiškai realizavus struktūrą buvo apsiektas tik 110  $\mu\text{m}$  fokusavimo atstumas (109 pav.). Tai galima paaiškinti proceso paklaidomis ir jų įtaka charakteristikoms. Šiai prielaidai patikrinti buvo atliktos paklaidų simuliacijos (110 pav.), laikant, kad vidutinės paklaidos proceso metu siekia 1 % sluoksnių optinio storio. Atlikti matavimai patenka į  $\pm 1\%$  minėtų paklaidų diapazoną, taigi galima daryti išvadą, kad tokio tipo struktūrai charakteristikas ribojantis faktorius yra garinimo proceso tikslumas.



109 pav. Optimizuotų sluoksnių storių veidrodžio išmatuotos fokusavimo charakteristikos TE poliarizacijai.



110 pav. Židinio nuotolio charakteristikų jautrumas garinimo paklaidoms ir jų palyginimas su eksperimentiniais duomenimis.

### 4.3.1 Apibendrinimas

Šiame skyriuje pateikti rezultatai, gauti pritaikant neigiamos dispersijos veidrodžių veikimo principus erdvinės dispersijos kompensavimui interferencinėmis dangomis. Pirmą kartą pademonstruotas plokščias optinis elementas iš dielektrinių skaidrių dangų, gebantis fokusuoti siaurą pluoštą, kritusį kampu į elementą. Veidrodžio charakteristikų optimizavimui išbandytas rezonansinių sluoksnių įterpimas į tiesiškai moduluotų storių struktūrą nedavė pastebimo efekto, tačiau atlikus kelių GTI veidrodžių suderinimą ir sluoksnių optimizaciją, viename elemente pavyko sumodeliuoti elementą su židinio nuotoliu lygiu 250 μm. Nustatyti pagrindiniai tokių elementų trūkumai: charakteristikų jautrumas garinimo proceso paklaidoms, veikimas tik esant pakankamai dideliems veikimo kampams, fokusavimas viena ašimi.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Vienasluoksnių ir daugiasluoksnių ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$  -  $\text{SiO}_2$ ) dangų atveju pralaidumo spektras atkaitinimo metu pasislenka į ilgesnių bangų pusę. Poslinkis paaiškinamas sluoksnių optinio storio padidėjimu (medžiagų lūžio rodiklis sumažėja, tačiau padidėja fizinis sluoksnių storis).
2. Sluoksnių paviršiaus šiurkštumas (RMS) padidėja tik sluoksniams, kurių sudėtyje yra  $\text{SiO}_2$  medžiagos. Gryno  $\text{SiO}_2$  atveju RMS padidėja daugiau nei 10 %.  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  ir  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  medžiagų atveju paviršiaus šiurkštumo pokyčiai kaitinant iki 500 °C neužfiksuoti.
3. Nustatyta, kad IBS technologija suformuotuose  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  -  $\text{SiO}_2$  mišinių sluoksniuose įtempiai priklauso nuo maksimalios atkaitinimo metu naudojamos temperatūros ir mišinio frakcijos. Įtempių pokytis paaiškinamas TPK skirtumu tarp dangos ir padėklo bei medžiagos relaksacija ir persitvarkymu atkaitinimo metu.
4. Įtempiai daugiasluoksnėje IBS technologija suformuotoje dangoje yra lygūs pavienių sluoksnių įtempių sumai. Ši lygybė galioja ir esant aukštoms temperatūroms (<500 °C). Tai reiškia, kad tarp sluoksnių ir juose susidaranti pereinamoji fazė iš vienos medžiagos į kitą nedaro jokio poveikio daugiasluoksnės dangos charakteristikoms.
5. Naudojant įtempių kompensavimo mišiniais ir atkaitinimo metodiką BASIC konstrukcijos veidrodžių gamyboje galima pasiekti vidutinę GVD = -200 fs<sup>2</sup>, 200 nm pločio spektro diapazone ties 800 nm bangos ilgiu.
6. Oksidų mišinių lazeriu indukuotas pažeidimo slenkstis priklauso nuo mišinio frakcijos ir jo draustinių juostų tarpo tiek fs, tiek ns režime. Didinant  $\text{SiO}_2$  kiekį mišinyje bendras sluoksnio atsparumas didėja.
7.  $\text{HfO}_2$  ir  $\text{SiO}_2$  mišinių ir atkaitinimo kombinacijos panaudojimas UV aukšto atspindžio dangose leidžia padidinti LIPS vertes daugiau nei 3 kartus (nuo 4 J/cm<sup>2</sup> iki 14 J/cm<sup>2</sup>). Atsparumo padidėjimas paaiškinamas sugerties

centrų sumažėjimu dėl oksidacijos atkaitinimo metu ir platesnės draustinių juostų tarpo medžiagos, ribojančios LIPS vertes panaudojimo.

8. Analizuojant pažaidos morfologiją neigiamos dispersijos veidrodžiuose, buvo nustatyta, kad pažaida inicijuojama dangos struktūros viduje ties vidinio elektrinio lauko maksimumais, lokalizuotais ties aukšto lūžio rodiklio medžiaga arba sluoksnių skiriamųjų ribų, kurių vidinis atsparumas yra mažesnis.
9. Atlikus LIPS matavimus neigiamos dispersijos veidrodžiams nustatyta, kad perlokalizavus elektrinio lauko maksimumus ties SiO<sub>2</sub> medžiaga galima padidinti LIPS vertes daugiau nei 2 kartus (nuo 0,13 J/cm<sup>2</sup> iki 0,26 J/cm<sup>2</sup> ties 1030 nm bangos ilgiu ir 200 fs impulso trukme).
10. Atlikus atspindėjusio pluošto skerspjūvio matavimus nuo tiesiškai moduluotų storių struktūros neigiamos dispersijos veidrodžio nustatyta, kad įmanoma realizuoti plokščią viena ašimi fokusuojantį čirpuotą veidrodį.
11. Tiesiškai moduluotoje sluoksnių struktūroje įterpiant rezonansinius židinio nuotolis padidėja nuo 19 iki 39 μm dėl sukeliama GTI efekto.
12. Optimizuotoje daugiasluoksnėje struktūroje, sudarytoje iš kelių tarpusavyje suderintų GTI struktūrų, pasiektas 110 μm židinio nuotolis yra apribotas proceso tikslumo ir optinių sluoksnių storių paklaidų.



## Literatūros sąrašas

- [1] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature*, **187**(4736), 493-494 (1960)
- [2] A. L. Schawlow and C. H. Townes, Infrared and optical masers, *Phys. Rev.*, **112**(6), 1940-1949 (1958)
- [3] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, Passive mode locking of the CW dye laser, *Appl. Phys. Lett.*, **21**(8), 348-350 (1972)
- [4] T. R. Schibli, O. Kuzucu, K. Jung-Won, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, F. X. Kaertner, *et al.*, Toward single-cycle laser systems, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **9**(4), 990-1001 (2003)
- [5] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Shank, Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation, *Opt. Lett.*, **12**(7), 483-485 (1987)
- [6] E. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE J. Quant. Electron.*, **5**(9), 454-458 (1969)
- [7] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, Negative dispersion using pairs of prisms, *Opt. Lett.*, **9**(5), 150-152 (1984)
- [8] J. Heppner and J. Kuhl, Intracavity chirp compensation in a colliding pulse mode-locked laser using thin-film interferometers, *Appl. Phys. Lett.*, **47**(5), 453-455 (1985)
- [9] R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers, *Opt. Lett.*, **19**(3), 201-203 (1994)
- [10] R. Szipöcs, A. Köházi-Kis, S. Lakó, P. Apai, A. P. Kovács, G. DeBell, *et al.*, Negative dispersion mirrors for dispersion control in femtosecond lasers: chirped dielectric mirrors and multi-cavity Gires-Tournois interferometers, *Appl. Phys. B*, **70**(1), S51-S57 (2000)
- [11] B. Golubovic, R. R. Austin, M. K. Steiner-Shepard, M. K. Reed, S. A. Diddams, D. J. Jones, *et al.*, Double Gires-Tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers, *Opt. Lett.*, **25**(4), 275-277 (2000)
- [12] S. Kane and J. Squier, Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**(3), 661-665 (1997)
- [13] V. Pervak, V. Fedorov, Y. A. Pervak, and M. Trubetskov, Empirical study of the group delay dispersion achievable with multilayer mirrors, *Opt. Express*, **21**(15), 18311-18316 (2013)
- [14] V. Pervak, C. Teisset, A. Sugita, S. Naumov, F. Krausz, and A. Apolonski, High-dispersive mirrors for femtosecond lasers, *Opt. Express*, **16**(14), 10220-10233 (2008)
- [15] V. Pervak, A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, S. Naumov, F. Krausz, and A. Apolonski, 1.5-octave chirped mirror for pulse compression down to sub-3 fs, *Appl. Phys. B*, **87**(1), 5-12 (2007)
- [16] V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov, and F. Krausz, Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics, *Opt. Express*, **17**(10), 7943-7951 (2009)
- [17] V. Pervak, O. Pronin, O. Razskazovskaya, J. Brons, I. B. Angelov, M. K. Trubetskov, *et al.*, High-dispersive mirrors for high power applications, *Opt. Express*, **20**(4), 4503-4508 (2012)
- [18] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, *et al.*, Design and fabrication of double- chirped mirrors, *Opt. Lett.*, **22**(11), 831-833 (1997)
- [19] N. Matuschek, F. X. Kartner, and U. Keller, Analytical design of double-chirped mirrors with custom-tailored dispersion characteristics, *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**(2), 129-137 (1999)
- [20] G. Steinmeyer, Brewster-angled chirped mirrors for high-fidelity dispersion compensation and bandwidths exceeding one optical octave, *Opt. Express*, **11**(19), 2385-2396 (2003)

- [21] P. Baum, M. Breuer, E. Riedle, and G. Steinmeyer, Brewster-angled chirped mirrors for broadband pulse compression without dispersion oscillations, *Opt. Lett.*, **31**(14), 2220-2222 (2006)
- [22] V. Laude and P. Tournois, Chirped-mirror pairs for ultra-broadband dispersion control, in *Lasers and Electro-Optics, 1999. CLEO '99. Summaries of Papers Presented at the Conference on*, 1999, pp. 187-188
- [23] F. X. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *et al.*, Ultrabroadband double-chirped mirror pairs for generation of octave spectra, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**(6), 882-885 (2001)
- [24] N. U. Wetter, E. P. Maldonado, and N. D. Vieira Jr, Calculations for broadband intracavity chirp compensation with thin-film Gires-Tournois interferometers, *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, **13**(2), 31 (1998)
- [25] N. Matuschek, L. Gallmann, D. H. Sutter, G. Steinmeyer, and U. Keller, Back-side-coated chirped mirrors with ultra-smooth broadband dispersion characteristics, *Appl. Phys. B*, **71**(4), 509-522 (2000)
- [26] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, *et al.*, Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power, *Opt. Lett.*, **35**(2), 94-96 (2010)
- [27] O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M. C. Amann, *et al.*, High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator, *Opt. Lett.*, **36**(24), 4746-4748 (2011)
- [28] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, Self mode-locking of lasers with saturable absorbers, *Appl. Phys. Lett.*, **8**(7), 174-176 (1966)
- [29] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber, *Opt. Lett.*, **17**(7), 505-507 (1992)
- [30] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.*, **16**(1), 42-44 (1991)
- [31] U. Keller, Recent developments in compact ultrafast lasers, *Nature*, **424**(6950), 831-838 (2003)
- [32] L. Chen and Z. Zhang, Design of broadband chirped mirrors with different initial designs, in *Lasers and Electro-Optics - Pacific Rim, 2007. CLEO/Pacific Rim 2007. Conference on*, 2007, pp. 1-2
- [33] C. A. Rivera, S. E. Bradforth, and G. Tempea, Gires-Tournois interferometer type negative dispersion mirrors for deep ultraviolet pulse compression, *Opt. Express*, **18**(18), 18615-18624 (2010)
- [34] V. Pervak, Recent development and new ideas in the field of dispersive multilayer optics, *Appl. Opt.*, **50**(9), C55-C61 (2011)
- [35] G. Tempea, V. Yakovlev, B. Bacovic, F. Krausz, and K. Ferencz, Tilted-front-interface chirped mirrors, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**(11), 1747-1750 (2001)
- [36] P. Baum, M. Breuer, E. Riedle, and G. Steinmeyer, Brewster-angled chirped mirrors for broadband pulse compression without dispersion oscillations, in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, Long Beach, California, 2006, p. CThA2
- [37] V. Pervak, F. Krausz, and A. Apolonski, Dispersion control over the ultraviolet-visible-near-infrared spectral range with HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>-chirped dielectric multilayers, *Opt. Lett.*, **32**(9), 1183-1185 (2007)
- [38] P. Dombi, P. Racz, M. Lenner, V. Pervak, and F. Krausz, Dispersion management in femtosecond laser oscillators with highly dispersive mirrors, *Opt. Express*, **17**(22), 20598 - 20604 (2009)
- [39] M. Trubetskov, A. Tikhonravov, and V. Pervak, Time-domain approach for designing dispersive mirrors based on the needle optimization technique. *Theory, Opt. Express*, **16**(25), 20637-20647 (2008)

- [40] V. Pervak, I. Ahmad, J. Fulop, M. K. Trubetskov, and A. V. Tikhonravov, Comparison of dispersive mirrors based on the time-domain and conventional approaches, for sub-5-fs pulses, *Opt. Express*, **17**(4), 2207-2217 (2009)
- [41] V. Pervak, V. O. Telyatnikov, and Y. O. Pervak, Starting designs for broadband chirped mirrors, *Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron.*, **11**(2), 154-158 (2008)
- [42] O. Stenzel, S. Wilbrandt, D. Fasold, and N. Kaiser, A hybrid in situ monitoring strategy for optical coating deposition: application to the preparation of chirped dielectric mirrors, *J. Opt. A Pure Appl. Op.*, **10**(8), 085305 (2008)
- [43] S. Dligatch, R. P. Netterfield, and B. Martin, Application of in-situ ellipsometry to the fabrication of multi-layer optical coatings with sub-nanometre accuracy, *Thin Solid Films*, **455–456** 376-379 (2004)
- [44] M. Lappschies, B. Görtz, and D. Ristau, Application of optical broadband monitoring to quasi-rugate filters by ion-beam sputtering, *Appl. Opt.*, **45**(7), 1502-1506 (2006)
- [45] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, and T. V. Amotchkina, Investigation of the effect of accumulation of thickness errors in optical coating production by broadband optical monitoring, *Appl. Opt.*, **45**(27), 7026-7034 (2006)
- [46] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, and T. V. Amotchkina, Investigation of the error self-compensation effect associated with broadband optical monitoring, *Appl. Opt.*, **50**(9), C111-C116 (2011)
- [47] S. Diddams and J.-C. Diels, Dispersion measurements with white-light interferometry, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(6), 1120-1129 (1996)
- [48] T. V. Amotchkina, A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, D. Grupe, A. Apolonski, and V. Pervak, Measurement of group delay of dispersive mirrors with white-light interferometer, *Appl. Opt.*, **48**(5), 949-956 (2009)
- [49] M. Gerken and D. A. B. Miller, Multilayer thin-film structures with high spatial dispersion, *Appl. Opt.*, **42**(7), 1330-1345 (2003)
- [50] P. G. Antal and R. Szipocs, Relationships among group delay, energy storage, and loss in dispersive dielectric mirrors, *Chin. Opt. Lett.*, **10**(5), 053101 (2012)
- [51] P. E. Miller, T. I. Suratwala, L. L. Wong, M. D. Feit, J. A. Menapace, P. J. Davis, *et al.*, The distribution of subsurface damage in fused silica, 2005, pp. 599101-599101-25
- [52] S. Li, Z. Wang, and Y. Wu, Relationship between subsurface damage and surface roughness of optical materials in grinding and lapping processes, *J. Mater. Process. Tech.*, **205**(1–3), 34-41 (2008)
- [53] Y. Li, H. Huang, R. Xie, H. Li, Y. Deng, X. Chen, *et al.*, A method for evaluating subsurface damage in optical glass, *Opt. Express*, **18**(16), 17180-17186 (2010)
- [54] X. Cheng, J. Zhang, T. Ding, Z. Wei, H. Li, and Z. Wang, The effect of an electric field on the thermomechanical damage of nodular defects in dielectric multilayer coatings irradiated by nanosecond laser pulses, *Light Sci. Appl.*, **2** e80 (2013)
- [55] C. J. Stolz, M. D. Feit, and T. V. Pistor, Laser intensification by spherical inclusions embedded within multilayer coatings, *Appl. Opt.*, **45**(7), 1594-1601 (2006)
- [56] X. Cheng, Z. Shen, H. Jiao, J. Zhang, B. Ma, T. Ding, *et al.*, Laser damage study of nodules in electron-beam-evaporated HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> high reflectors, *Appl. Opt.*, **50**(9), C357-C363 (2011)
- [57] O. Stenzel, S. Wilbrandt, S. Yulin, N. Kaiser, M. Held, A. Tünnermann, *et al.*, Plasma ion assisted deposition of hafnium dioxide using argon and xenon as process gases, *Opt. Mater. Express*, **1**(2), 278-292 (2011)
- [58] S. Larouche and L. Martinu, OpenFilters: open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters, *Appl. Opt.*, **47**(13), C219-C230 (2008)
- [59] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings* (McGraw-Hill, 1989)
- [60] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters, Fourth Edition* (Taylor & Francis, 2010)
- [61] S. A. Furman and A. V. Tikhonravov, "Spectral characteristics of multilayer coatings: theory," in *Basics of Optics of Multilayer Systems*, ed: Editions Frontières, 1992

- [62] J. A. Dobrowolski, Computer design of optical coatings, *Thin Solid Films*, **163** 97-110 (1988)
- [63] J. A. Dobrowolski and R. A. Kemp, Refinement of optical multilayer systems with different optimization procedures, *Appl. Opt.*, **29**(19), 2876-2893 (1990)
- [64] T. Boudet, P. Chaton, L. Herault, G. Gonon, L. Jouanet, and P. Keller, Thin-film designs by simulated annealing, *Appl. Opt.*, **35**(31), 6219-6226 (1996)
- [65] C. P. Chang, S. Y. Wu, and Y. H. Lee, Optimization of a thin-film multilayer design by use of the generalized simulated-annealing method, *Opt. Lett.*, **15**(11), 595-597 (1990)
- [66] Z. Wang, F. Wang, Z. Zhang, X. Cheng, S. Qin, and L. Chen, Design, fabrication and characterization of the X-ray supermirrors, *Sci. China Phys. Mech. Tech.*, **48**(5), 559-574
- [67] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, and G. W. DeBell, Application of the needle optimization technique to the design of optical coatings, *Appl. Opt.*, **35**(28), 5493-5508 (1996)
- [68] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, and G. W. DeBell, Optical coating design approaches based on the needle optimization technique, *Appl. Opt.*, **46**(5), 704-710 (2007)
- [69] B. T. Sullivan and J. A. Dobrowolski, Implementation of a numerical needle method for thin-film design, *Appl Opt*, **35**(28), 5484-92 (1996)
- [70] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, T. V. Amotchkina, and M. A. Kokarev, Key role of the coating total optical thickness in solving design problems, in *Advances in Optical Thin Films*, 2004, pp. 312-321
- [71] P. G. Verly, J. A. Dobrowolski, W. J. Wild, and R. L. Burton, Synthesis of high rejection filters with the Fourier transform method, *Appl. Opt.*, **28**(14), 2864-2875 (1989)
- [72] P. G. Verly, Fourier transform technique with frequency filtering for optical thin-film design, *Appl. Opt.*, **34**(4), 688-694 (1995)
- [73] J. A. Dobrowolski, Numerical methods for optical thin films, *Opt. Photon. News*, **8**(6), 24 (1997)
- [74] L. Li and J. A. Dobrowolski, Computation speeds of different optical thin-film synthesis methods, *Appl. Opt.*, **31**(19), 3790-3799 (1992)
- [75] W. H. Southwell, Coating design using very thin high- and low-index layers, *Appl. Opt.*, **24**(4), 457-460 (1985)
- [76] J. A. Dobrowolski and R. A. Kemp, Flip-flop thin-film design program with enhanced capabilities, *Appl. Opt.*, **31**(19), 3807-3812 (1992)
- [77] W. H. Southwell, Flip-flop coating synthesis revisited, *Appl. Opt.*, **53**(4), A179-A185 (2014)
- [78] S. Larouche and L. Martinu, Step method: a new synthesis method for the design of optical filters with intermediate refractive indices, *Appl. Opt.*, **47**(24), 4321-4330 (2008)
- [79] P. G. Verly, Modified needle method with simultaneous thickness and refractive-index refinement for the synthesis of inhomogeneous and multilayer optical thin films, *Appl. Opt.*, **40**(31), 5718-5725 (2001)
- [80] J. A. Dobrowolski, Completely automatic synthesis of optical thin film systems, *Appl. Opt.*, **4**(8), 937-946 (1965)
- [81] P. B. Barna and M. Adamik, Fundamental structure forming phenomena of polycrystalline films and the structure zone models, *Thin Solid Films*, **317**(1-2), 27-33 (1998)
- [82] J. A. Thornton, Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings, *J. Vac. Sci. Technol.*, **11**(4), 666-670 (1974)
- [83] R. Messier, A. P. Giri, and R. A. Roy, Revised structure zone model for thin film physical structure, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **2**(2), 500-503 (1984)
- [84] A. Anders, A structure zone diagram including plasma-based deposition and ion etching, *Thin Solid Films*, **518**(15), 4087-4090 (2010)

- [85] D. Manova, J. W. Gerlach, and S. Mändl, Thin film deposition using energetic ions, *Materials*, **3**(8), 4109 (2010)
- [86] Z. Fan, R.-Y. Fan, and X. Tang, Ion-assisted deposition of optical coatings, in *Proceedings of SPIE-the international society for optical engineering*, 1996, pp. 360-363
- [87] H. Takashashi, Temperature stability of thin-film narrow-bandpass filters produced by ion-assisted deposition, *Appl. Opt.*, **34**(4), 667-675 (1995)
- [88] P. J. Martin, Ion-based methods for optical thin film deposition, *J. Mater. Sci.*, **21**(1), 1-25
- [89] P. J. Kelly and R. D. Arnell, Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications, *Vacuum*, **56**(3), 159-172 (2000)
- [90] J. A. Thornton, High Rate Thick Film Growth, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **7**(1), 239-260 (1977)
- [91] A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, and T. V. Amotchkina, Computational experiments on optical coating production using monochromatic monitoring strategy aimed at eliminating a cumulative effect of thickness errors, *Appl. Opt.*, **46**(28), 6936-6944 (2007)
- [92] B. Badoil, F. Lemarchand, M. Cathelinaud, and M. Lequime, Interest of broadband optical monitoring for thin-film filter manufacturing, *Appl. Opt.*, **46**(20), 4294-4303 (2007)
- [93] H. Windischmann, Intrinsic stress in sputter-deposited thin films, *Crit. Rev. Solid State*, **17**(6), 547-596 (1992)
- [94] A. J. Detor, A. M. Hodge, E. Chason, Y. Wang, H. Xu, M. Conyers, *et al.*, Stress and microstructure evolution in thick sputtered films, *Acta materialia*, **57**(7), 2055-2065 (2009)
- [95] J. B. Oliver, P. Kupinski, A. L. Rigatti, A. W. Schmid, J. C. Lambropoulos, S. Papernov, *et al.*, Stress compensation in hafnia/silica optical coatings by inclusion of alumina layers, *Opt. Express*, **20**(15), 16596-16610 (2012)
- [96] B. J. Pond, J. I. DeBar, C. K. Carniglia, and T. Raj, Stress reduction in ion beam sputtered mixed oxide films, *Appl. Opt.*, **28**(14), 2800-2805 (1989)
- [97] C. J. Tang, C. C. Jaing, K. S. Lee, and C. C. Lee, Residual stress in Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> composite thin-film rugate filters prepared by radio frequency ion-beam sputtering, *Appl. Opt.*, **47**(13), C167-C171 (2008)
- [98] T. Amotchkina, M. K. Trubetskov, Y. Pervak, L. Veisz, and V. Pervak, Stress compensation with antireflection coatings for ultrafast laser applications: from theory to practice, *Opt. Express*, **22**(24), 30387-30393 (2014)
- [99] M. Ohring, *The Materials Science of Thin Films* (Academic Press, 1992)
- [100] T. G. Bifano, H. T. Johnson, P. Bierden, and R. K. Mali, Elimination of stress-induced curvature in thin-film structures, *J. Microelectromech. Syst.*, **11**(5), 592-597 (2002)
- [101] M. Bischoff, T. Nowitzki, O. Voß, S. Wilbrandt, and O. Stenzel, Postdeposition treatment of IBS coatings for UV applications with optimized thin-film stress properties, *Appl. Opt.*, **53**(4), A212-A220 (2014)
- [102] A. Hallbauer, D. Huber, G. N. Strauss, S. Schlichtherle, A. Kunz, and H. K. Pulker, Overview about the optical properties and mechanical stress of different dielectric thin films produced by reactive-low-voltage-ion-plating, *Thin Solid Films*, **516**(14), 4587-4592 (2008)
- [103] J. Wang and R. L. Maier, Correlation between mechanical stress and optical property of SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> multilayer UV narrow band filter deposited by plasma ion-assisted deposition, in *Advances in Thin-Film Coatings for Optical Applications II*, San Diego, California, USA, 2005, pp. 58700E-58700E-9
- [104] J. T. Brown, Center wavelength shift dependence on substrate coefficient of thermal expansion for optical thin-film interference filters deposited by ion-beam sputtering, *Appl. Opt.*, **43**(23), 4506-4511 (2004)

- [105] D. Poelman and P. F. Smet, Methods for the determination of the optical constants of thin films from single transmission measurements: a critical review, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**(15), 1850 (2003)
- [106] T. Tolenis, M. Gaspariūnas, M. Lelis, A. Plukis, R. Buzelis, and A. Melninkaitis, Assessment of effective-medium theories of ion-beam sputtered Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> and ZrO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures, *Lith. J. Phys.*, **54**(2), 99-105 (2014)
- [107] G. C. A. M. Janssen, M. M. Abdalla, F. van Keulen, B. R. Pujada, and B. van Venrooy, Celebrating the 100th anniversary of the Stoney equation for film stress: Developments from polycrystalline steel strips to single crystal silicon wafers, *Thin Solid Films*, **517**(6), 1858-1867 (2009)
- [108] V. Janicki, J. Sancho-Parramon, S. Yulin, M. Flemming, and A. Chuvilin, Optical and structural properties of Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures in thin films, *Surf. Coat. Tech.*, **206**(17), 3650-3657 (2012)
- [109] Outilayer programinis paketas. <http://www.optilayer.com/>, Tikrinta: 2016-02-05
- [110] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirlimann, Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components, *Opt. Lett.*, **13**(7), 574-576 (1988)
- [111] L. Gallais, B. Mangote, M. Commandré, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, *et al.*, An exhaustive study of laser damage in ion beam sputtered pure and mixture oxide thin films at 1030 nm with 500 fs pulse durations, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2012, pp. 85300K-85300K-8
- [112] B. Mangote, L. Gallais, M. Commandré, M. Mende, L. Jensen, H. Ehlers, *et al.*, Femtosecond laser damage resistance of oxide and mixture oxide optical coatings, *Opt. Lett.*, **37**(9), 1478-1480 (2012)
- [113] M. Mero, J. Liu, W. Rudolph, D. Ristau, and K. Starke, Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films, *Phys. Rev. B*, **71**(11), 115109 (2005)
- [114] P. Langston, D. Pate, A. Markosyan, E. Krous, D. Nguyen, L. Emmert, *et al.*, Modifications in the Optical Properties of Thin Film Oxides with Annealing, in *Frontiers in Optics 2009/Laser Science XXV/Fall 2009 OSA Optics & Photonics Technical Digest*, San Jose, California, 2009, p. FThS7
- [115] A. Melninkaitis, T. Tolenis, L. Mažulė, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, *et al.*, Characterization of zirconia- and niobia-silica mixture coatings produced by ion-beam sputtering, *Appl. Opt.*, **50**(9), C188-C196 (2011)
- [116] M. Jupé, M. Lappschies, L. Jensen, K. Starke, and D. Ristau, Improvement in laser irradiation resistance of fs- dielectric optics using silica mixtures, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2006, pp. 64031A-64031A-11
- [117] O. Stenzel, S. Wilbrandt, M. Schürmann, N. Kaiser, H. Ehlers, M. Mende, *et al.*, Mixed oxide coatings for optics, *Appl. Opt.*, **50**(9), C69-C74 (2011)
- [118] S. Chao, W.-H. Wang, and C.-C. Lee, Low-loss dielectric mirror with ion-beam-sputtered TiO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> mixed films, *Appl. Opt.*, **40**(13), 2177-2182 (2001)
- [119] M. Jupé, M. Lappschies, L. Jensen, K. Starke, D. Ristau, A. Melninkaitis, *et al.*, Mixed oxide coatings for advanced fs-laser applications, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2007, pp. 67200U-67200U-13
- [120] L. O. Jensen, M. Mende, H. Blaschke, D. Ristau, D. Nguyen, L. Emmert, *et al.*, Investigations on SiO<sub>2</sub>/HfO<sub>2</sub> mixtures for nanosecond and femtosecond pulses, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2010, pp. 784207-784207-10
- [121] O. Razskazovskaya, T. T. Luu, M. K. Trubetskov, E. Goulielmakis, and V. Pervak, Nonlinear behavior and damage of dispersive multilayer optical coatings induced by two-photon absorption, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2014, pp. 92370L-92370L-8
- [122] K. Starke, T. Gross, and D. Ristau, Laser-induced damage investigation in chirped mirrors for ultrashort-pulse laser systems, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2001, pp. 528-534

- [123] I. B. Angelov, A. von Conta, S. A. Trushin, Z. Major, S. Karsch, F. Krausz, *et al.*, Investigation of the laser-induced damage of dispersive coatings, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2011, pp. 81900B-81900B-7
- [124] V. Pervak, M. Trubetskov, and A. Tikhonravov, Design consideration for high damage threshold UV-Vis-IR mirrors, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2009, pp. 75040A-75040A-10
- [125] Z. Wang, G. Bao, H. Jiao, B. Ma, J. Zhang, T. Ding, *et al.*, Interfacial damage in a Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> double cavity filter irradiated by 1064 nm nanosecond laser pulses, *Opt. Express*, **21**(25), 30623-30632 (2013)
- [126] M. Pitchumani, H. Hockel, W. Mohammed, and E. G. Johnson, Additive lithography for fabrication of diffractive optics, *Appl. Opt.*, **41**(29), 6176-6181 (2002)
- [127] Z. D. Popovic, R. A. Sprague, and G. A. Neville Connell, Technique for monolithic fabrication of microlens arrays, *Appl. Opt.*, **27**(7), 1281-1284 (1988)
- [128] Y. M. Sabry, B. Saadany, D. Khalil, and T. Bourouina, Silicon micromirrors with three-dimensional curvature enabling lensless efficient coupling of free-space light, *Light Sci. Appl.*, **2** e94 (2013)
- [129] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(20), 2059-2062 (1987)
- [130] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(23), 2486-2489 (1987)
- [131] D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire, Metamaterials and negative refractive index, *Science*, **305**(5685), 788-792 (2004)
- [132] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C. M. Soukoulis, Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals, *Nature*, **423**(6940), 604-605 (2003)
- [133] J. Yao, Z. Liu, Y. Liu, Y. Wang, C. Sun, G. Bartal, *et al.*, Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires, *Science*, **321**(5891), 930-930 (2008)
- [134] A. W. Snyder and J. D. Love, Goos-Hänchen shift, *Appl. Opt.*, **15**(1), 236-238 (1976)
- [135] Y. C. Cheng, M. Peckus, S. Kicas, J. Trull, C. Cojocaru, R. Vilaseca, *et al.*, Beam focusing in reflection from flat chirped mirrors, *Phys. Rev. A*, **87**(4), 045802 (2013)