

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.681>

<https://orcid.org/0000-0003-1461-8402>

VILNIAUS UNIVERSITETAS
VALSTYBINIS TYRIMŲ INSTITUTAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Simas Melnikas

Brego ir plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių plonų sluoksnių struktūros įtakos optinėms charakteristikoms ir atsparumo lazerio spinduliuotei tyrimas

DAKTARO DISERTACIJA

Technologijos mokslai,
Medžiagų inžinerija (T 008)

VILNIUS 2024

Disertacija rengta 2017–2021 metais Valstybiniame mokslinių tyrimų institute Fizinių ir technologijos mokslų centre.

Mokslinius tyrimus rėmė Lietuvos mokslo taryba.

Disertacija ginama eksternu.

Mokslinis konsultantas – dr. Ramutis Drazdys (Valstybinis mokslinių tyrimų institutas Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – T008).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – dr. Gediminas Račiukaitis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – T008).

Nariai:

dr. Roman Antipenkov (ELI Beamlines Facility, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – T008),

doc. dr. Renata Butkutė (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – T008),

prof. dr. Giedrius Laukaitis (Kauno technologijos universitetas, gamtos mokslai, fizika – N002),

dr. Arūnas Varanavičius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N002).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2024 m. spalio mėn. 23 d. 13 val. FTMC Fizikos instituto salėje.

Adresas: Savanorių pr. 231, LT-02300 Vilnius, Lietuva), tel. +370 5 264 9211; el. paštas: office@ftmc.lt

Disertaciją galima peržiūrėti Fizinių ir technologijos mokslų centro, Vilniaus universiteto bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.681>

<https://orcid.org/0000-0003-1461-8402>

VILNIUS UNIVERSITY
STATE RESEARCH INSTITUTE
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Simas Melnikas

Investigation of dependence of Bragg and chirped mirrors design to spectral parameters and optical resistance

DOCTORAL DISSERTATION

Technological Sciences,
Material Engineering (T 008)

VILNIUS 2024

The dissertation was prepared between 2017 and 2021 (the name of the institution at which the dissertation was completed). The research was supported by Research Council of Lithuania.

The dissertation is defended on an external basis.

Academic consultant – Dr. Ramutis Drazdys (Center for Physical Sciences and Technology, Technolgal Sciences, Material engineering – T008).

This doctoral dissertation will be defended in a public meeting of the Dissertation Defence Panel:

Chairman – Dr. Gediminas Račiukaitis (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering – T008).

Members:

Dr. Roman Antipenkov (ELI Beamlines Facility, Technological Sciences, Material Engineering – T008),

Assoc. Prof. Dr. Renata Butkutė (Center for Physical Sciences and Technology, Technological Sciences, Material Engineering – T008),

Prof. Dr. Giedrius Laukaitis (Kaunas University of Technology, Natural Sciences, Physics – N002),

Dr. Arūnas Varanavičius (Vilnius University, Natural Sciences, Physics – N002).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 13:00 (hour)/ on 23rd October 2024 in meeting room of the Faculty/Institute (FTMC).

Address: Savanoriu ave. 231, LT-02300, Vilnius, Lithuania

Tel. +370 5 264 9211; e-mail: office@ftmc.lt

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of Center for Physical Sciences and Technology and Vilnis University, as well as on the website of Vilnius University:

www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius

SANTRUMPOS

IBS	Jonapluoštis dulkinimas, Ion Beam Sputtering
LIDT	Lazeriu induktos pažaidos slenkstis, Laser Induced Damage Threshold
CM	Čirpuotas veidrodis, Chirped Mirror
LID	Lazerio sukulto užlinkimo metodas, Laser Induced Deflection
QWOT	Ketvirčio bangos ilgio optinis storis, Quarter Width Optical Thickness
EBE	Garinimo elektronų pluoštu technologija, Electron Beam Evaporation
GLAD	Garinimo kampu metodas, Glancing Angle deposition
BBOM	Plačiajuostė optinė storio kontrolės sistema, Broadband Optical Monitoring
H	Didelio lūžio rodiklio medžiaga (lyginant su L)
L	Mažo lūžio rodiklio medžiaga (lyginant su H)
EM	Elektromagnetinė (spinduliuotė)
RISED	Mažėjančio lūžio rodiklio tipo dangos konstrukcija, Refractive Index Step Down
NS	Nanostruktūrizuotas skulptūrinis (sluoksniš), Nanostructured sculptured
WLI	Baltos šviesos interferometrijos metodas, White Light Interferometry
AFM	Atominių jėgų mikroskopas, Atomic force microscope
SEM	Skenuojantis elektronų mikroskopas

TURINYS

ĮVADAS.....	9
1. LITERATŪROS APŽVALGA	15
1.1. Interferencinių optinių dangų modeliai.....	15
1.1.1. Optinių dangų struktūros aprašymas.....	15
1.1.2. Elektromagnetinės spinduliuotės pasiskirstymas dviejų skirtingo lūžio rodiklio terpių riboje.....	16
1.1.3. Elektromagnetinės spinduliuotės sklidimas kertant ploną dielektrinį sluoksnį.....	17
1.1.4. Optinis storis. Vieno ketvirčio bangos ilgio optinio storio sluoksnių struktūra.....	19
1.1.5. Būdingosios matricos metodas.....	21
1.1.6. Elektrinio lauko stipris daugiasluoksnėse optinėse dangose.....	24
1.1.7. Optinės dangos struktūros optimizacija ir apgražos inžinerija.....	25
1.1.8. Spinduliuotės sugertis optinėse dangose.....	26
1.2. Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai	31
1.2.1. Brego veidrodžio savybės	31
1.2.2. Dispersiją reguliuojantys veidrodžiai.....	33
1.2.3. Dviejų čirpų veidrodžiai.....	35
1.2.4. Suderintos CM poros	36
1.2.5. Kitos čirpuotų veidrodžių rūšys	36
1.3. Žalingi lazeriniai reiškiniai optiniuose komponentuose.....	37
1.3.1. Dielektrinių medžiagų ir femtosekundinių impulsų sąveika.....	37
1.3.2. Ultratrumpaisiais lazerio impulsais sukelta pažaida interferencinėse optinėse dangose	38
1.3.3. Lazerinio atsparumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio.....	39
1.3.4. Čirpuoti veidrodžiai didelio pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose	44
2. TYRIMŲ METODIKA	45
2.1. Plonųjų sluoksnių dengimo technologijos	45

2.1.1. Jonų generavimas ir greitinimas jonų šaltinyje	45
2.1.2. Jonapluoščio dulkinimo technologija.....	47
2.1.3. Garinimo elektronų pluoštu (EBE) technologija ir garinimo kampu (GLAD) metodas.....	49
2.2. Metrologija ir matavimai	51
2.2.1. GDD matavimo metodas ir įranga	51
2.2.2. Sugerties koeficiento matavimas lazerio sukkelto užlinkimo metodu .	52
2.2.3. Atsparumo lazerio spinduliuotei matavimo metodika ir aparatūra	54
3. REZULTATAI	55
3.1. Brego ir čirpuotų veidrodžių sugertis.....	55
3.1.1. Optinių padėklų sugertis	55
3.1.2. Monosluoksnių dangų sugertis.....	56
3.1.3. Optinių dangų atkaitinimo įtaka ekstinkcijos koeficiento vertei.....	59
3.1.4. Daugiasluoksnės QWOT struktūros sugertis	60
3.1.5. Čirpuotų veidrodžių dizainai sugerčiai įvertinti.....	63
3.1.6. Daugiasluoksnių dangų sugertis po atkaitinimo.....	67
3.1.7. Didelės sugerties dangos	68
3.1.8. Apibendrinimas	70
3.2. Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai su nanostruktūrizuotu-skulptūriniu išoriniu sluoksniu	71
3.2.1. Čirpuoto veidrodžio struktūros modeliavimas	71
3.2.2. Čirpuoto veidrodžio su NS išoriniu sluoksniu dengimas	73
3.2.3. Čirpuoto veidrodžio su NS išoriniu sluoksniu parametrų stabilumas	75
3.2.4. Impulsų spūdos simuliacija.....	78
3.2.5. Apibendrinimas	78
3.3. Plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių LIDT priklausomybė nuo dangos struktūros.....	79
3.3.1. Čirpuotų veidrodžių struktūrų modeliavimas.....	79
3.3.2. Čirpuotų veidrodžių dengimas	82
3.3.3. LIDT matavimai ir morfologijos analizė	82

3.3.4. Apibendrinimas	85
PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS	87
LITERATŪROS SĄRAŠAS.....	89
SUMMARY	99
CURRICULUM VITAE	111
PADĖKA.....	112
PUBLIKACIJŲ SĄRAŠAS	113

ĮVADAS

Nuo pat lazerio išradimo 1960 metais [1] mokslinė ir technologinė pažanga leido kurti lazerius, veikiančius plačiame intensyvumų ir impulsų trukmių diapazone. Ypač sparčiai auga didelio intensyvumo lazerinių sistemų poreikis, atrandant vis daugiau didelio intensyvumo ultratrumpųjų impulsų lazerių pritaikymo galimybių. Maksimalus lazerinės spinduliuotės generuojamas intensyvumas pasiekė 10^{23} W/cm² [2]. Tai leido planuoti didelės galios impulsų naujas tyrimų kryptis atosekundinėje fizikoje, dalelių greitinimo lazeriniais impulsais, branduolinės fizikos tyrimuose ir kitose srityse [3]. Taip pat vis didesnio intensyvumo lazeriai gaminami komerciškai ir yra pritaikomi aukštųjų technologijų pramonėje, medicinoje ir kitur. Tokia lazerių fizikos vystymosi raida nulemia vis griežtesnius reikalavimus optinių komponentų spektrinėms charakteristikoms, mechaninėms savybėms, atsparumui skirtingoms aplinkos sąlygoms.

Vieni iš pagrindinių lazerinėse sistemose naudojamų elementų yra optiniai komponentai dengiami daugiasluoksnėmis interferencinėmis dangomis. Skirtingas optinių dangų sluoksnių skaičius, struktūra, medžiagų, naudojamų plonų sluoksnių formavimui, savybės ir dengimo technologijos leidžia gaminti įvairius optinius komponentus, atitinkančius griežtus reikalavimus jų charakteristikoms. Tarp plačiai naudojamų lazerinėse sistemose optinių komponentų su veidrodinėmis, poliarizacinėmis, skaidrinančiomis dangomis ypatingai svarbią vietą užima komponentai su dispersiją kompensuojančiomis optinėmis dangomis paprastai vadinami čirpuotais veidrodžiais (angl. chirped mirror, CM). Dėl savo struktūros čirpuoti veidrodžiai ne tik atspindi šviesą bet ir atlieka tam tikrą, kiekvieno veidrodžio parametrais apibrėžtą impulso fazinę moduliaciją. Tai leidžia išplėsti arba suspausti impulsą laike ir yra plačiai naudojama čirpuotų impulsų stiprinimo lazerinėse sistemose [4].

Naudojant čirpuotus veidrodžius vis didesnio intensyvumo lazerinėse sistemose, auga reikalavimai lazeriu indukuotos pažaidos slenksčiui. Greta to didelio intensyvumo lazerinė spinduliuotė tokiose sistemose sukelia naujų, dažniausiai nepageidautinų efektų seką, pvz.: trečiosios harmonikos generaciją [5], netiesinę sugertį [6], veidrodžių kaitimą [7]. Visi tyrimai rodo, kad čirpuotuose veidrodžiuose minėti efektai yra didesni nei standartiniuose Brego veidrodžiuose dėl sudėtingos dangos struktūros ir elektrinio lauko pasiskirstymo joje.

Pateikta disertacija yra skirta visapusiškai plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių, naudojamų didelės galios, didelio pasikartojimo dažnio kompaktiškose lazerinėse sistemose, struktūros ir savybių analizei. Pirmojoje dalyje tiriama plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių tiesinė sugertis. Pateikiamos

išmatuotos vienasluoksnių dangų sugerties vertės, pagal kurias nustatomi medžiagų ekstinkcijos koeficientai. Pagal šiuos duomenis lyginami Brego veidrodžių bei čirpuotų veidrodžių sumodeliuoti ir išmatuoti sugerties koeficientai. Nors didelio intensyvumo lazerinės spinduliuotės atveju netiesinė sugertis tampa lemiamu veiksniu dielektrinėse medžiagose, tiesinė sugertis gali nulemti pradines netiesinių efektų užuomazgas. Tiesinė sugertis gali būti svarbi vis plačiau pritaikomose didelio pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose [8]. Taip pat disertacijos sugerties tyrimo dalyje sudarytas modelis, gali būti pritaikytas tiksliai tiesinės sugerties prognozei, bet kokiose mažai sugeriančiose (dielektrinėse) interferencinėse dangose. Tai yra svarbu įvairios impulso trukmės didelio intensyvumo lazerinių sistemų komponentų tyrimuose. Antroje dalyje įvertinamas plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių su porėtu išoriniu sluoksniu stabilumas bei jautrumas paklaidoms. Įvertinami galimi spektrinių parametų pokyčiai dėl pakitusios drėgmės porėto išorinio sluoksnio struktūroje. Šis drėgmės pokytis yra galimas ne tik dėl drėgmės svyravimų aplinkoje, bet ir dėl didelio spinduliuotės intensyvumo sukulto elemento kaitimo. Trečiojoje dalyje tyrinėjama plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių pažaidos slenksčio ir pažaidos morfologijos priklausomybė nuo dangos struktūros ir lazerio intensyvumo.

Disertacijos tikslas

Išplėsti Brego bei plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių taikymo galimybes didelės galios ultratrumpųjų impulsų lazerinėse sistemose optimizuojant dangos struktūrą ir taip pagerinant jų atsparumą intensyviai lazerinei spinduliuotei, spektrinius parametrus bei nustatant kritinius parametrus tiesinės sugerties kontrolei.

Disertacijos moksliniai uždaviniai

1. Ištirti plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių lazeriu indukuotos pažaidos slenksčio priklausomybę nuo optinių dangų struktūros.
2. Ištirti garinimo kampu metodu suformuotų nanostruktūrizuotų sluoksnių pritaikymo galimybes, plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių struktūros optimizavimui.
3. Ištirti, plonų sluoksnių formavimo paklaidų, drėgmės įtaką plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių su nanostruktūrizuotu išoriniu sluoksniu parametrus.
4. Ištirti čirpuotų veidrodžių sugerties priklausomybę nuo dangos struktūros: pasirinktų medžiagų, elektrinio lauko pasiskirstymo dangoje ir sluoksnių sandūrų skaičiaus.

Mokslinis naujumas ir praktinė vertė

Disertacijoje aprašyti tyrimai leidžia geriau suprasti čirpuotų veidrodžių struktūros įtaką jų optiniams parametrams, padidinat pažaidos didelės galios femtosekundinės trukmės lazerinės spinduliuotės impulsams slenkstį. Disertacijoje pateiktais matavimais ir analize siekiama patikslinti įvairių čirpuotų veidrodžių parametrų vertes, kurios bus panaudotos naujuose moksliniuose tyrimuose. Gauti rezultatai apibendrinti, kiek įmanoma universaliau, pateikiant detalią informaciją apie naudotų parametrų vertes. Tai leis pritaikyti juos prognozuojant naujai projektuojamų čirpuotų veidrodžių spektrinius, optinio atsparumo, sugerties parametrus. Mokslinis naujumas ir praktinė vertė apibendrinti šiais teiginiais:

- Pirmą kartą ištirta čirpuotų veidrodžių tiesinės sugerties koeficiento priklausomybė nuo dangos struktūros.
- Pirmą kartą išbandytas nanostruktūrizuotų-skulptūrinių sluoksnių, suformuotų naudojant garinimo kampu technologiją, panaudojimas plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių struktūroje platesniam nei pusė optinės oktavos spektriniam ruožui.
- Nustatyta nanostruktūrizuotų - skulptūrinių, sluoksnių dengimo paklaidų įtaka sluoksnio storio ir lūžio rodiklio vertėms. Tiksliai įvertinti lūžio rodiklio pokyčiai dėl aplinkoje esančios drėgmės. Šie rezultatai yra svarbūs tiek čirpuotų veidrodžių su skulptūriniu sluoksniu, tiek kitų optinių dangų, sudarytų iš skulptūrinių sluoksnių tyrimams bei taikymams.
- Detaliai ištirta plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių pažaidos slenkščio femtosekundine lazerine spinduliuote priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio dangos struktūroje, apskaičiuoto pagal tiesinės optikos modelį.
- Nustatyti plačiajuosčio čirpuoto veidrodžio dangos struktūros kritiniai sluoksniai, kuriuose įvyksta lazeriu indukuota pažaida femtosekundinių impulsų lazerine spinduliuote, nepriklausanti nuo spinduliuotės įtekio vertės.
- Pademonstruota galimybė optimizuoti elektrinio lauko pasiskirstymą plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių struktūroje plačiame spektriniame

diapazone įterpiančią didesnį draustinės energijos tarpo medžiagų sluoksnius užtikrinant reikiamus spektrinius parametrus.

Ginamieji teiginiai

1. IBS technologija suformuotų Nb₂O₅/SiO₂ ir Ta₂O₅/SiO₂ Brego ir CM veidrodžių sluoksnių sandūrų nulemta sugerties koeficiento $\lambda=1064$ nm spinduliuotei dalis yra mažesnė nei 7 ppm.
2. Į plačiajuosčio CM struktūrą įtraukti nanostruktūrizuoti ($n_{\text{eff}}=1.23\pm 0.007$) sluoksniai leidžia suformuoti daugiau nei 400 nm spektrinio pločio CM, pasižyminčius mažesnėmis nei ± 100 fs² spektrinėmis oscilacijomis.
3. Pakeitus didžiausią el. lauko intensyvumo vertę pasižyminčius dangos sluoksnius didesnį draustinės energijos tarpo medžiagos sluoksniais, lokalsios optimizacijos metodai leidžia sumažinti elektrinio lauko maksimalią vertę visoje 200 nm spektrinio pločio CM veidrodžio atspindžio juostoje.
4. Pakeitus panašaus optinio storio Nb₂O₅ sluoksnius HfO₂ sluoksniais ir optimizuojant 200 nm spektrinio pločio Nb₂O₅/SiO₂ CM dangų struktūrą lokalsios optimizacijos metodais, pasiekiamas tris kartus didesnis dangų atsparumas 100fs trukmės impulsams.

Aprobacija

Mokslinės publikacijos tiesiogiai susijusios su disertacijos tema:

1. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, and Tomas Tolenis, "Broadband chirped mirrors with a porous top layer for smooth group delay dispersion," Appl. Opt. 60, 8181-8187 (2021)
2. F. Wagner, **S. Melnikas**, J. Cramer, D. A. Damry, C. Q. Xia, K. Peng, G. Jakob, M. Kläui, S. Kičas, and M. B. Johnston, „Optimised Spintronic Emitters of Terahertz Radiation for Time-Domain Spectroscopy,“ J. Infrared Millim. Terahertz Waves 44, 52-65 (2023).

Mokslinės publikacijos tiesiogiai nesusijusios su disertacijos tema:

1. **Simas Melnikas**, Tomas Tolenis, Linas Smalakys, Gintarė Batavičiūtė, Andrius Melninkaitis, and Simonas Kičas, „Enhancement of laser-induced damage threshold in chirped mirrors by electric field reallocation“ Opt. Express 25(22) 26537-26545 (2017);

2. **Simas Melnikas**, Ugnius Gimževskis, and Simonas Kičas, „Stress compensated back side coated chirped mirror with high negative dispersion“, *Opt. Laser. Technol.*, 121 (2020);
3. C. Babayigit, L. Grineviciute, J. Nikitina, **S. Melnikas**, D. Gailevicius, K. Staliunas; Inverse designed photonic crystals for spatial filtering. *Appl. Phys. Lett.*, 122 (24): 244103 (2023).

Pranešimai konferencijose:

1. **Simas Melnikas**, Simonas Kičas, Andrius Melninkaitis “*Improved Optical Resistance of Broadband Chirped Mirrors*”, Optical Interference Coatings, Santa Ana Pueblo, NM, USA, 2019 (žodinis ir stendinis).
2. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Impact of Humidity and Deposition Errors on Spectral Parameters of Broadband Chirped Mirror with Sculptured Top Layer*”, Surfaces, Interfaces and Coatings Technologies 2021, Paris, France (žodinis).
3. **Simas Melnikas**, Simonas Kičas, Andrius Melninkaitis “*Broadband dispersion compensating mirrors for high power lasers*” Advanced Materials and Technologies, Palanga, Lithuania 2018 (stendinis).
4. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, and Tomas Tolenis, “*Broadband Chirped Mirrors with Porous Top Layer for Reduced Group Delay Dispersion Oscillations*”, Advanced Materials and Technologies, Palanga, Lithuania 2020 (stendinis).
5. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Inclusion of Sculptured Top Layer in Chirped Mirror Design for Reduced Group Delay Dispersion Oscillations*” Open Readings, Vilnius, Lithuania, 2021 (stendinis).
6. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Humidity Induced Changes in Group Delay Dispersion of Chirped Mirrors with Porous Top Layer*”, Optical Interference Coatings, Whistler, Canada, 2022 (žodinis ir stendinis).

Autoriaus asmeninis ir bendraautorių indėlis

Autorius asmeniškai atliko didžiąją dalį eksperimentų planavimo, rezultatų analizės. Autorius atliko pagrindinių dangu modeliavimus, dengimo procesus, taip pat didžiąją dalį parametru matavimo ir kitų darbų.

Disertacijos vadovas dr. R. Drazdys prisidėjo sudarant eksperimentų planą, vertingais pasiūlymais ir pastabomis vykdant tyrimus ir rengiant disertaciją.

Dr. S. Kičas pasiūlė idėjas trims pagrindinėms tyrimų temoms: sumažinto elektrinio lauko plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių, plačiajuosčio čirpuoto veidrodžio su porėtu išoriniu sluoksniu ir čirpuotų veidrodžių sugerties. Taip pat atliko dalį plačiajuosčio čirpuoto veidrodžio su porėtu išoriniu sluoksniu GVD matavimų.

R. Grigutis ir dr. A. Melninkaitis atliko LIDT matavimus ir analizę.

Dr. A. Selskis atliko SEM matavimus.

L. Ramalis atliko skulptūrinių (porėtų) sluoksnių dengimo procesus, prisidėjo rekomendacijomis tinkamiems porėtų sluoksnių parametrams nustatyti.

Dr. T. Tolenis taip pat prisidėjo kuruodamas skulptūrinių sluoksnių dengimo procesus ir pralaidumo koeficiento jautrumo drėgmei matavimus.

J. Nikitina atliko dalį sugerties tyrimuose tiriamų dangų dengimo procesų, spektrinių matavimų.

Dr. Joel Cramer, dr. Gerhard Jakob ir dr. Mathias Klaui paruošė spintroninių emiterių bandinius.

F. M. Wagner, dr. D. A. Damry ir dr. Michael Johnston atliko THz spinduliuotės matavimus ir analizę.

Visi publikacijų bendraautoriai prisidėjo rengiant publikacijų tekstus vertingomis pastabomis ir įžvalgomis.

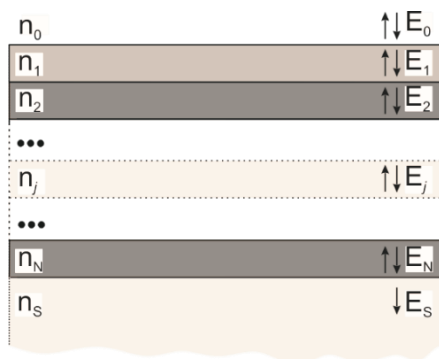
1. LITERATŪROS APŽVALGA

1.1. Interferencinių optinių dangų modeliai

Daugiasluoksnių optinių dangų veikimo principas pagrįstas interferencijos reiškiniu tarp atspindžių nuo skirtingo lūžio rodiklio dielektrinių sluoksnių sandūrų. Bendriausiu atveju optinės dangos leidžia vykdyti įvairią EM spinduliuotės pluošto modifikaciją: padalinimą į du pluoštus, tam tikrų spektrinių komponentių išfiltravimą užtikrinant didelio atspindžio ar didelio pralaidumo charakteristikas. Optinių dangų poveikis EM spinduliuotės pluoštui priklauso nuo jų struktūros ir gali būti įvertinamas įvairiais matematiniais metodais.

1.1.1. Optinių dangų struktūros aprašymas

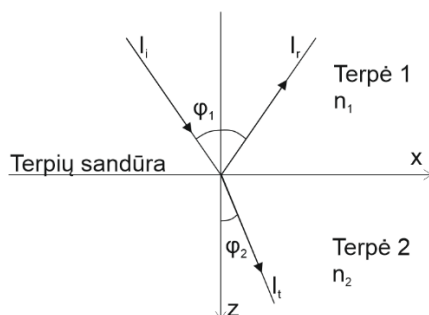
Optinės dangos gali būti sudarytos iš eilės (nuo vieno iki kelių tūkstančių [9]) plonų dielektrinių sluoksnių. Visų sluoksnių storiai d_j ir lūžio rodikliai n_j ($j=1,2,\dots,N$; N – sluoksnių skaičius) gali būti skirtingi (1 pav.), tačiau dažniausiai optinių dangų struktūroje naudojamos dvi skirtingo, aukšto (H) ir žemo (L) lūžio rodiklio, medžiagos. Optinės dangos struktūrą riboja dvi aplinkos – pluošto kritimo aplinka ir pluošto išėjimo aplinka. Supaprastinus galima laikyti, kad kritimo aplinka yra oras (lūžio rodiklis $n_0=1$), o išėjimo aplinka yra stiklo (lydyto kvarco, BK7 ar kitokio) padėklas (lūžio rodiklis n_s). Gali būti naudojamos ir kitokios konfigūracijos, pavyzdžiui, EM spinduliuotė gali kristi iš stiklinio, kristalinio ar kitokio padėklo pusės ir t.t.. Kiekvienoje sluoksnių sandūroje kritusios EM spinduliuotės spindulys išskaidomas pagal Frenelio atspindžio formules [10, 11]. Dėl skirtingomis kryptimis (link padėklo ir link kritimo aplinkos) sklindančių spindulių interferencijos susidaro stovinčiosios bangos energijos pasiskirstymas struktūroje. Dėl nevienodų interferencijos sąlygų skirtingo bangos ilgio (dažnio) EM spinduliuotei nesutampa atsispindėjusios ir dangą prasklidusios EM spinduliuotės parametrai. Toks daugiasluoksnių dangos aprašymas fizikiniu požiūriu yra aiškus, tačiau matematiškai aprašyti daugiasluoksnių struktūrą dėl begalybės atspindžių nuo kiekvienos iš sluoksnių sandūrų yra neįmanoma.



1 pav. Optinės dangos struktūra.

1.1.2. Elektromagnetinės spinduliuotės pasiskirstymas dviejų skirtingo lūžio rodiklio terpių riboje

Elektromagnetinės (EM) spinduliuotės bangai pasiekus dviejų skirtingo lūžio rodiklio terpių sandūrą (2 pav.) elektromagnetinės bangos elektrinio ir magnetinio lauko amplitudės padalinamos į lūžusios ir atspindėtos spinduliuotės dalis. Elektromagnetinės bangos sklidimo kryptis 2 terpėje po lūžio aprašoma Snelio dėsnio, o atsispindėjusios ir praėjusios EM spinduliuotės elektrinių (magnetinių) laukų amplitudės – Frenelio koeficientais.



2 pav. Spinduliuotės sklidimas dviejų optinių terpių riboje (parengta pagal [11]).

Pilną Frenelio koeficientų formulių išvedimą su išsamiais paaiškinimais galima rasti optikos ir plonųjų sluoksnių literatūroje (pvz.: [10, 11]). Disertacijoje pateikiamos pagrindinės formulės, reikalingos EM spinduliuotės elektrinio lauko pasiskirstymo aprašymui ir paaiškinimams.

Frenelio koeficientai gali būti išvesti tiesiogiai iš Maksvelo lygčių panaudojant Maksvelo lygčių kraštines sąlygas dviejų optiškai homogeniškų,

izotropinių ir nemagnetinių terpių riboje [11] (magnetinėms medžiagoms gaunamos kitokios išraiškos [12]), kuriomis apibrėžiama, kad tangentinės elektrinio ir magnetinio laukų stiprių komponentės būtų tolydžios terpių sandūroje:

$$\begin{aligned} E_x^{(i)} + E_x^{(r)} &= E_x^{(t)} \\ E_y^{(i)} + E_y^{(r)} &= E_y^{(t)} \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} H_x^{(i)} + H_x^{(r)} &= H_x^{(t)} \\ H_y^{(i)} + H_y^{(r)} &= H_y^{(t)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Tokiu atveju atspindžio ir pralaidumo koeficientai (Frenelio koeficientai) terpių riboje yra [10, 11, 13, 14]:

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{\hat{n}_1 \cos \varphi_2 - \hat{n}_2 \cos \varphi_1}{\hat{n}_2 \cos \varphi_1 + \hat{n}_1 \cos \varphi_2} \\ t_p &= \frac{2\hat{n}_1 \cos \varphi_1}{\hat{n}_2 \cos \varphi_1 + \hat{n}_1 \cos \varphi_2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

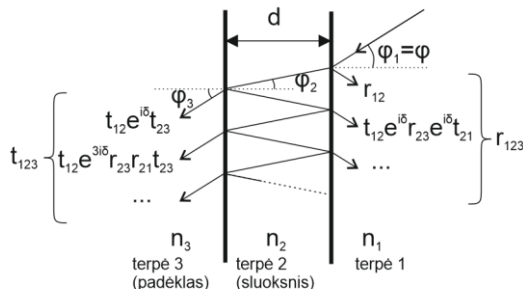
$$\begin{aligned} r_s &= \frac{\hat{n}_1 \cos \varphi_1 - \hat{n}_2 \cos \varphi_2}{\hat{n}_1 \cos \varphi_1 + \hat{n}_2 \cos \varphi_2} \\ t_p &= \frac{2\hat{n}_1 \cos \varphi_1}{\hat{n}_1 \cos \varphi_1 + \hat{n}_2 \cos \varphi_2} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Frenelio koeficientai turi ribotą praktinę vertę daugiasluoksnių interferencinių dangų parametrų skaičiuoti. Didėjant sluoksnių skaičiui, neįmanoma sudėti begalinio kiekio atspindžių nuo skirtingų sluoksnių sandūrų. Išimtis – vieno sluoksnio danga, kurioje begalinis kiekis atspindžių gali būti sudedamas dėl nykstančiai slopstančios atspindžių amplitudės pritaikant nykstančiosios geometrinės progresijos sumos formulę.

1.1.3. Elektromagnetinės spinduliuotės sklidimas kertant ploną dielektrinį sluoksnį

Tarkime, kad plonas sluoksnis, kurio lūžio rodiklis n_2 yra padengtas ant n_3 lūžio rodiklio padėklo (3 pav.). Kritęs šviesos spindulys, vertinant pagal geometrinės optikos principus, skyla begalybę kartų kiekviename iš abiejų sluoksnio paviršių. Todėl bendri tokios sistemos atspindžio ir pralaidumo

koeficientai gali būti apskaičiuojami sudedant atskirų atspindžių dedamąsias. Vertinant bendrą atspindžio koeficientą, pirmojo atspindžio koeficientas yra tiesiog Frenelio koeficientas terpių n_1 ir n_2 riboje, r_{12} . Skaičiuojant antrąjį atspindžio koeficiento narį, reikia įvertinti praėjusios pro pirmąją sandūrą (t_{12}), bet atsispindėjusios nuo antrosios sandūros (r_{23}), bei vėl praėjusios pro pirmąją sandūrą (t_{21}) šviesos dalį. Todėl antrasis atspindžio koeficiento narys lygus t_{12} , r_{23} ir t_{21} sandaugai, papildomai padauginant iš fazinių daugiklių ($e^{i\delta}$), nurodančių kaip pasikeitė EM spinduliuotės, sklindančios per n_2 sluoksnį, fazė: $t_{12}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}t_{21}$. Trečiasis narys apskaičiuojamas sudauginus atitinkamus koeficientus po dviejų praėjimų per sluoksnį: $t_{12}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}r_{21}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}t_{21}$ ir t.t.



3 pav. Spinduliuotės sklidimas ploname dielektriniame sluoksnyje, padengtame ant skaidraus padėklo.

Tokiu atveju r_{123} vertė lygi sumai:

$$\begin{aligned}
 r_{123} &= r_{12} + t_{12}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}t_{21} \\
 &\quad + t_{12}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}r_{21}e^{i\delta}r_{23}e^{i\delta}t_{21} + \dots \\
 &= r_{12} \\
 &\quad + t_{12}r_{23}t_{21}e^{2i\delta}(1 + r_{21}r_{23}e^{2i\delta} + \dots) \\
 &= r_{12} + \frac{t_{12}r_{23}t_{21}e^{2i\delta}}{1 - r_{21}r_{23}e^{2i\delta}}.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

Sumos r_{123} narius galima išskaidyti. Kadangi t ir r koeficientų vertės $t, r \in [0; 1)$, skliaustuose esančios sumos nariai atitinka begalinės nykstamai mažėjančios geometrinės progresijos seką, todėl suma gali būti apskaičiuota pagal paprastą formulę (progresijos $a_n = a_1 q^{(n-1)}$, narių suma $S = a_1 / (1 - q)$). Analogiškai, visiškai tiksliai galima apskaičiuoti ir EM spinduliuotės pralaidumo koeficientą per vienasluoksnę dangą t_{123} :

$$\begin{aligned}
t_{123} &= t_{12}e^{i\delta}t_{23} \left[1 + r_{21}r_{23}e^{2i\delta} \right. \\
&\quad \left. + (r_{21}r_{23}e^{2i\delta})^2 + \dots \right] \\
&= \frac{t_{12}t_{23}e^{i\delta}}{1 - r_{21}r_{23}e^{2i\delta}}.
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Koeficientų t_{123} ir r_{123} formulėse esantis fazinis daugiklis:

$$\delta = \frac{2\pi n_2 d}{\lambda} \cos \varphi_2 = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \varphi}. \tag{1.7}$$

Koeficientai t_{123} ir r_{123} aprašo bangos amplitudės pralaidumo ir atspindžio koeficientus. Lauko intensyvumo (energijos, galios) pralaidumo koeficientai (T, R) yra proporcingi amplitudės koeficientų (t_{123}, r_{123}) kvadratui:

$$T = \frac{Re(\hat{n}_3 \cos \varphi_3)}{Re(\hat{n}_1 \cos \varphi_3)} |t_{123}|^2; \quad R = |r_{123}|^2 \tag{1.8}$$

Storesnėms, daug sluoksnių turinčioms struktūroms, toks skaičiavimo metodas netinka dėl per daug sudėtingų analizinių išraiškų. Didėjant sluoksnių skaičiui, neįmanoma tiksliai sudėti begalinio kiekio atspindžių, todėl neįmanoma tiksliai suskaičiuoti T ir R koeficientų bei kitų parametrų.

1.1.4. Optinis storis. Vieno ketvirčio bangos ilgio optinio storio sluoksnių struktūra.

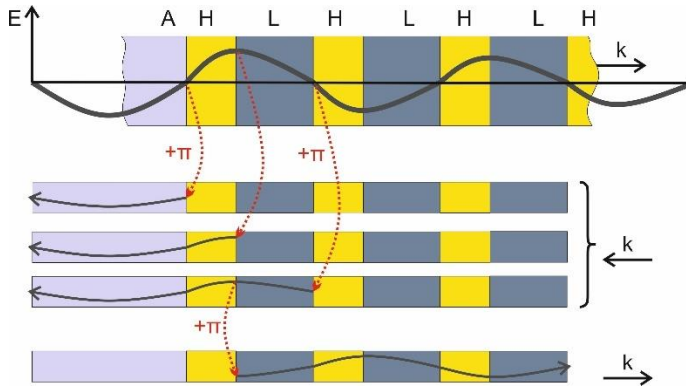
Optinių dangų teorijoje sluoksnio fizinis storis nėra pilnai fazės pokytį nusakantis parametras. Svarbesnė yra fazės pokyčio sluoksnyje išraiškoje (1.7 formulė) esanti sandauga $n_2 d$, sudaryta iš dviejų medžiagos sluoksnį aprašančių parametrų: lūžio rodiklio ir fizinio storio. Šie du parametrai nulemia fazinio pokyčio dydį sluoksnyje, o jų sandauga yra vadinama sluoksnio optiniu storiumi. Analiziniams optinių dangų struktūrų vertinimui yra svarbus optinio storio ir EM spinduliuotės bangos ilgio vakuume (λ , 1.7 formulė) santykis. Išraiškos $n_2 d / \lambda$ vertė lygi 0.25 arba vienam ketvirčiui yra vadinama ketvirčio bangos ilgio optiniu storiumi (QWOT, angl. *Quarter width optical thickness*) ir naudojama paaiškinti Brego ir disertacijoje tyrinėjamų plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių veikimo principui (žr. 1.2 poskyrį).

Paprastiausias dielektrinio daugiasluoksnio veidrodžio pavyzdys (Brego veidrodis) yra daugiasluoksnė struktūra, sudaryta iš 1 QWOT storio sluoksnių. Norint suprasti, kodėl tokia struktūra atspindi EM spinduliuotę, reikia remtis dviem taisyklėmis:

1. EM spinduliuotei prasklidus 1 QWOT sluoksnio storį fazės skirtumas bus $\pi/2$;
2. EM spinduliuotei atsispindėjęs sandūroje tarp mažesnio ir didesnio lūžio rodiklio medžiagos atsiranda π dydžio fazės pokytis.

Pirmasis teiginys patvirtinamas geometriškai pagal QWOT apibrėžimą. Antrasis teiginys matomas iš Frenelio formulų: jei $n_2 > n_1$, r_{12} koeficientas tampa neigiamas, t.y. atspindžio bangos fazė pasikeičia per π . Plačiau apie atsirandantį fazės pokytį dėl atspindžio aprašyta [13, 14] ir kt. nuorodose. Svarbu atkreipti dėmesį į naudojamą ženklų konvenciją, pagal kurią surašytos Frenelio formulės.

Remiantis šiomis taisyklėmis, galima panagrinėti EM spinduliuotės, praėjusios bei atsispindėjusios nuo pirmo, antro ir t.t. sluoksnių (4 pav.), fazės pokytį. Būtina paminėti, kad dangą sudaryta iš dviejų (H ir L) medžiagų ir kad $n_H > n_L$. Taip pat, kad spinduliuotė atsispindi nuo kiekvieno iš sluoksnių pakartotinai begalybę kartų, tačiau pirmos eilės atspindžių, t.y. atsispindėjusių nuo sandūros vieną kartą, amplitudė yra daug didesnė nei antros eilės, o antros eilės daug didesnė nei trečios eilės ir t.t., todėl aukštesnės eilės atspindžių kokybiniam vertinimui neįskaitome. Panagrinėjus EM spinduliuotės fazės pokytį tarp atspindžių nuo pirmojo H sluoksnio ir nuo pirmosios H ir L sluoksnių sandūros, oro (A) ir H medžiagos sandūroje, matyti, kad fazių skirtumas $\Delta\delta=0\pi$ ir todėl EM spinduliuotės interferencija – konstruktyvi. (Fazės pokytis abiem atspindžiams – po π). EM spinduliuotės, atsispindėjusios nuo pirmosios LH sluoksnių sandūros, bendras fazės pokytis AH sandūroje $\delta=3\pi$, t.y. 2π daugiau nei nuo AH ir nuo pirmosios HL sandūros atsispindėjusios spinduliuotės. Detaliai nagrinėjant atspindžius nuo tolimesnių sluoksnių sandūrų, o taip pat trečios, penktos ir t.t. eilės atspindžius, t.y. visus nukreiptus prieš pradinę spinduliuotės kryptį, matyti, kad visi atspindžiai, nukreipti prieš pradinę EM spinduliuotės sklidimo kryptį, interferuoja konstruktyviai.



4 pav. EM spinduliuotės, sklindančios pro QWOT struktūrą, fazės pokyčio schema.

Nagrinėjant antrinius ir aukštesnės eilės atspindžius, nukreiptus pradinės EM spinduliuotės kryptimi matyti, kad visų atspindžių fazė yra priešinga pradinės EM spinduliuotės fazei. Todėl EM spinduliuotė, nukreipta pradine kryptimi pro QWOT daugiasluoksnę struktūrą slopsta, o nukreipta priešinga kryptimi – stiprėja. Struktūra, sudaryta iš QWOT sluoksnių, yra vadinama Brego veidrodžiu. Brego veidrodis pasižymi gana plačia didelio atspindžio juosta, kurios centrinis bangos ilgis λ , o juostos plotis priklauso nuo n_H/n_L [11, 15].

Šiame poskyryje aprašyti principai, kuriais kokybiškai paaiškinami daugiasluoksnių interferencinių dangų veikimo principai. Kitame poskyryje aprašomos bet kokių storių ir lūžio rodiklių daugiasluoksnių optinių dangų tikslaus kiekybinio spektrinių parametrų įvertinimo procedūros.

1.1.5. Būdingosios matricos metodas

Tiksliems daugiasluoksnių optinių dangų ir kt. daugiasluoksnių struktūrų parametrų skaičiavimams plačiai nuodijami keli matricomis grįsti metodai. Populiariausi jų yra būdingosios matricos (angl. characteristic matrix) [11, 15-19] ir pernašos matricos (angl. transfer matrix) [20-22] metodai. Visų tokių metodų esmė yra ta, kad elektromagnetinio lauko pokytį sluoksnyje aprašančios lygtys gali būti išreikštos gana paprasta matricine forma: 2×2 dydžio matrica (sprendžiant vienmatį uždavinį). Pagrindinis skirtumas yra sistemoje vertinami elektromagnetinio lauko parametrai: būdingosios matricos atveju elektrinio ir magnetinio lauko suminės amplitudės tangentine kryptimi, o pernašos matricos metode į sluoksnį ir iš sluoksnio sklindančio elektrinio lauko amplitudžių dedamosios. Abiejų tipų matricos yra tarpusavyje

susijusios: gali būti konvertuojamos viena į kitą padauginant iš specialių matricinių daugiklių. Todėl metodai yra analogiški [16, 22, 23].

Detaliau apžvalgoje aprašomas būdingosios matricos metodas. Pagrindinis šio metodo privalumas – vertinamos elektrinio ir magnetinio lauko tangentinės komponentės yra tolydžios funkcijos sluoksnių sandūrose [18, 22]. Todėl nereikia įvertinti lauko amplitudžių verčių skirtingose sandūros pusėse, kaip tai daroma pernašos matricos metodo atveju [22]. Elektrinio ir magnetinio lauko išraiškos aprašomos harmoninėmis funkcijomis, kurių fazės pokytis pereinant sluoksnį apskaičiuojamas formule:

$$\delta_j = \frac{2\pi n_j d_j}{\lambda} \cos \alpha_j, \quad (1.9)$$

čia α – spinduliuotės kritimo kampas.

Pagal būdingosios matricos metodą, elektrinio ir magnetinio lauko amplitudžių tangentiųjų komponentių pokytis sluoksnyje gali būti aprašomas keturių narių matrica:

$$\begin{bmatrix} E_{j+1} \\ Z_0 H_{j+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_j \\ Z_0 H_j \end{bmatrix}; \quad (1.10)$$

$$\eta_j = \begin{cases} n_j \cos \alpha_j & \text{S poliarizacijai,} \\ n_j / \cos \alpha_j & \text{P poliarizacijai,} \\ n_j & \text{kai } \alpha = 0, \end{cases} \quad (1.11)$$

kai i – menamasis vienetas. Matrica:

$$\mathbf{m}_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix}, \quad (1.12)$$

vadinama būdingąja sluoksnio matrica.

Visos daugiasluoksnės dangos būdingoji matrica apskaičiuojama sudauginus atskirų sluoksnių matricas:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & iM_{12} \\ iM_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^N \mathbf{m}_j, \quad (1.13)$$

kuri apibrėžia sąryšį tarp elektrinio ir magnetinio lauko amplitudžių prie daugiasluoksnės dangos priešingų (išorinių) paviršių:

$$\begin{bmatrix} E_N \\ Z_0 H_N \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} E_0 \\ Z_0 H_0 \end{bmatrix}. \quad (1.14)$$

Iš šios matricos narių $M_{11}, M_{12}, M_{21}, M_{22}$ galima apskaičiuoti dangos parametrus – elektrinio lauko atspindžio r , pralaidumo t koeficientus:

$$r = \frac{n_0 M_{11} + in_0 n_s M_{12} - iM_{21} - n_s M_{22}}{n_0 M_{11} + in_0 n_s M_{12} + iM_{21} + n_s M_{22}}, \quad (1.15)$$

$$t = \frac{2n_0}{n_0 M_{11} + in_0 n_s M_{12} + iM_{21} + n_s M_{22}}. \quad (1.16)$$

Spinduliuotės intensyvumo atspindžio R ir pralaidumo T koeficientai (toliau vadinami atspindžio ir pralaidumo koeficientais) nurodo atitinkamai atspindėtos ir praleistos EM spinduliuotės energijos santykį su krintančios EM spinduliuotės energija. R, T koeficientai bei praleistos bei atspindėtos EM bangos fazė ϕ_t ir ϕ_r [19] gali būti apskaičiuotos pagal r ir t koeficientus:

$$R = rr^*, \quad (1.17)$$

$$T = \frac{n_s}{n_0} tt^*, \quad (1.18)$$

$$\phi_r = \arg r = \tan^{-1} \frac{\text{Im } r}{\text{Re } r}, \quad (1.19)$$

$$\phi_t = \arg t = \tan^{-1} \frac{\text{Im } t}{\text{Re } t}. \quad (1.20)$$

Fazės ϕ pirmoji išvestinė pagal kampinį dažnį ω yra grupinis vėlinimas GD:

$$GD_{r,t} = -\frac{d\phi_{r,t}}{d\omega}; \quad (1.21)$$

o antroji - grupinio vėlinimo dispersija GDD:

$$GDD_{r,t} = -\frac{d^2\phi_{r,t}}{d\omega^2}. \quad (1.22)$$

Ieškant GD ir GDD priklausomybės nuo bangos ilgio naudojamas sąryšis: $\omega = 2\pi c/\lambda$. Disertacijoje tiriamų Brego ir CM veidrodžių atveju, svarbūs yra tik GD_r ir GDD_r parametrai, nes praleistos EM bangos amplitudė yra maža. Todėl GD_t ir GDD_t parametrai detaliam neaprašomi.

GD_r ir GDD_r parametrai yra pagrindiniai čirpuotų veidrodžių dispersijos laipsnį apibūdinantys parametrai. Grupinis vėlinimas pagal fizikinę prasmę apibrėžiamas kaip EM spinduliuotės impulso dispersinės terpės praėjimo trukmės pokytis, atsiradęs dėl dispersijos sukkelto fazinio greičio sumažėjimo toje terpėje. Pastovus GD parodo, kiek laiko vėliau EM spinduliuotės impulsas pasieks optinio elemento kraštą, lyginant su tokio paties atstumo įveikimu vakuume. Grupinio vėlinimo dispersija yra pirmoji grupinio vėlinimo išvestinė pagal dažnį, taigi grupinio vėlinimo dispersija apibūdina grupinio vėlinimo kitimo greitį kintant šviesos dažniui [24, 25]. Pastovus GDD parametras parodo, kiek bus išplėstas EM spinduliuotės impulsas už optinio komponento.

1.1.6. Elektrinio lauko stipris daugiasluoksnėse optinėse dangose

Pasinaudojant būdingosios matricos metodu galima apskaičiuoti stovinčiosios bangos el. lauko pasiskirstymą dangos struktūroje. Kaip minėta ankstesniame poskyryje, vieno sluoksnio būdingoji matrica susieja elektrinio ir magnetinio lauko stiprių tangentes komponentes. Todėl el. lauko tangentinė komponentė j sandūroje gali būti apskaičiuojama sudauginant atitinkamai j matricų sandaugą:

$$\begin{bmatrix} E_j \\ Z_0 H_j \end{bmatrix} = \prod_{p=1}^j \mathbf{m}_p \begin{bmatrix} 1 \\ q_s \end{bmatrix} E_0. \quad (1.23)$$

Tokia išraiška elektrinio lauko stiprio komponentės kiekvienoje sluoksnio sandūroje yra lyginamos su krintančio elektrinio lauko stiprio E_0 verte. Dažniausiai daugiasluoksnėse optinėse dangose yra pateikiamas elektrinio lauko kvadrato, atitinkančio sklindančios bangos energiją (arba galią) santykis su krintančios bangos elektrinio lauko kvadratu $(E_j/E_0)^2$. Taip nustatomas lokalus elektromagnetinės bangos intensyvumo padidėjimas tam tikrose dangos sandūrose.

Elektrinio lauko pasiskirstymo vertės sluoksnių viduje taip pat gali būti nustatomos naudojant matricinį metodą. Bendrai bet kuris dangos sluoksnis gali būti padalinamas į atskirus du bet kokios storių proporcijos sluoksnius, kurie taip pat gali būti aprašomi 2×2 dydžio matricomis. Tada padauginant būdingąją sluoksnių matricą iš tokios sluoksnio dalies matricos apskaičiuojama elektrinio lauko komponentė pseudosandūroje bet kuriame sluoksnio taške.

Būdingosios matricos metodu tiesiogiai apskaičiuojama tik tangentinė elektrinio lauko komponentė, sudaranti pilną elektrinio lauko stiprio vertę tik

0° kritimo kampo ir S poliarizacijos atveju. P poliarizacijos atveju papildomai turi būti įvertinama normalinė elektrinio lauko komponentė, kurią taip pat galima įvertinti būdingosios matricos metodu. Pilnas elektrinio lauko skaičiavimo aprašymas pateiktas [12, 21, 26] knygose ir straipsniuose.

1.1.7. Optinės dangos struktūros optimizacija ir apražos inžinerija

Būdingosios matricos metodas panaudojamas ne tik dangos spektriniam parametrams apskaičiuoti, tačiau ir dangos struktūros optimizacijos algoritmuose. Dangos struktūros optimizacija yra procesas, kuriuo suskaičiuojama dangos struktūra, tenkinanti norimus spektrinius parametrus. Visi optimizacijos algoritmai gali būti skirstomi pagal kelis kriterijus. Pagal algoritmo pobūdį, metodai skirstomi į analizinius ir skaitmeninius. Analizinis optimizacijos algoritmas, tai toks algoritmas, kuriame panaudojama jau žinoma dangos struktūra, pasižyminti tam tikromis spektrinėmis ypatybėmis [27]. Tokių žinomų struktūrų pavyzdžiai gali būti jau aprašyta Brego veidrodžio struktūra, V tipo skaidrinančios dangos [16] ir pan. Skaitmeniniai algoritmai paremti sudarytos matematinės funkcijos optimizacijos principais [28]. Paprastai optimizuojama funkcija [29], vadinama nesutapimo funkcija (*angl. merit function*), yra apibrėžiama formule:

$$f(\mathbf{d}, \mathbf{n}) = \sum_{p=1}^M \frac{\left(P(\lambda_p, \mathbf{d}, \mathbf{n}) - P_c(\lambda_p)\right)^2}{\Delta P_p}, \quad (1.24)$$

kur \mathbf{d} , \mathbf{n} yra atitinkamai sluoksnių storii ir lūžio rodiklio verčių vektoriai, P – optimizuojamas dangos parametras, P_c – siektina parametro vertė, λ_p – bangos ilgio vertė taške p , ΔP_p – svartinis koeficientas taške p . Optimizacijos algoritmais siekiama surasti nesutapimo funkcijos minimumą, t.y tašką, kur skirtumas tarp skaičiuojamo parametro ir siektinos vertės yra mažiausias.

Pagal nesutapimo funkcijos apibrėžimą matyti, kad tai daug nežinomųjų turinti funkcija. Net pasirinkus tam tikras naudojamas medžiagas, ir panaikinus nesutapimo funkcijos priklausomybę nuo lūžio rodiklio, kiekvienas dangos sluoksnio storis yra atskiras nežinomas. Taip pat dažniausiai optimizuojami parametrai T , R , GD , GDD pasižymi osciliacinio pobūdžio priklausomybėmis. Todėl nesutapimo funkcija turi daug lokalių minimumų, o rasti globalų minimumą, kai sluoksnių storis didelis, yra beveik neįmanoma.

Visi optimizavimo algoritmai pagal lokalumo požymį skirstomi į lokalias ir globalios optimizacijos algoritmus. Lokalias optimizacijos algoritmais

randamas artimiausią lokalų minimumą atitinkantis kintamųjų verčių rinkinys. Lokaliai optinių dangų optimizacijai plačiai pritaikomi bendri matematiniai lokalaus optimumo algoritmai: stačiausio nuolydžio, Niutono metodas ir kt. [28]. Globalios optimizacijos algoritmais galima surasti mažesnius skirtumus tarp optimizuojamo parametro ir siektinos vertės atitinkančius minimumus. Plačiausiai optinių dangų optimizacijai naudojamas globalios optimizacijos metodas – tolygaus storinimo (angl. *gradual evolution*) [30].

Panašiais principais, kaip optinių dangų optimizacijos algoritmai, pagrįsta ir optinių dangų apgrąžos inžinerija (angl. *reverse engineering*) [31, 32]. Taip vadinami metodai, skirti suformuotų dangų paklaidoms nustatyti. Apgrąžos inžinerijos atveju apibrėžiama nuokrypio funkcija (angl. *discrepancy function*), kuria aprašomi skirtumai tarp išmatuotų dangos spektrinių parametrų ir suskaičiuotų. Tokiu atveju nuokrypio funkcijos minimumas atitinka labiausiai tikėtiną dangos parametrų (sluoksnių storių ir lūžio rodiklių) verčių rinkinį.

Disertacijoje nagrinėjamų dangų optimizacijos ir apgrąžos inžinerijos skaičiavimams buvo naudojamosi Optilayer programiniu paketu [33]. Optilayer programinis paketas sudarytas iš 4 atskirų programų ir skirtas visapusiškai optinių dangų analizei: daugiasluoksnių dangų parametrų skaičiavimui, optimizacijai ir apgrąžos inžinerijai, pagal atliktus T , R , GDD ir kt. matavimus.

1.1.8. Spinduliuotės sugertis optinėse dangose

Elektromagnetinės spinduliuotės sugertis kietajame kūne yra sudėtingas ir daugialypis reiškinys. Išmatuojamos sugerties prigimtis gali priklausyti nuo medžiagos tipo, spinduliuotės fotono energijos ir kt. Sugerties metu galintys vykti procesai įvairiomis sąlygomis aprašomi mokslinėse publikacijose, pvz.: [34]. Visiems procesams aprašyti naudojami įvairūs klasikinės ir kvantinės fizikos modeliai. Pagrindinių tokių modelių santrauką galima rasti ketvirtajame [35] knygos skyriuje.

Bendru atveju elektromagnetinės spinduliuotės ir kietosios būsenos medžiagos sąveika prasideda nuo sužadavimo procesų, kurių tipai būna įvairūs: elektroniniai (vidiniai ir tarpjuostiniai), virpesiniai, rotaciniai, taip pat fononiniai, polaritoniniai ir kt. [36].

Klasikiniu požiūriu spinduliuotės sugerčiai paaiškinti dažnai naudojamas klasikinis dipolio modelis. Medžiagą sudaranti molekulė aprašoma kaip klasikinis osciliatorius pasižymintis slopinimo faktoriumi (dielektrinėms medžiagoms, Lorencio modelis) arba be slopinimo faktoriaus (metalai, Drudės

modelis). Išsprendžiant tokių sistemų virpesių diferencialinę lygtį nustatomi rezonansiniai dažniai ir paaiškinama medžiagos sukeliama dispersija pagal apskaičiuojamos medžiagos dielektrinės skvarbos realiąją dalį ir sugertis pagal dielektrinės skvarbos menamąją dalį. Klasikiniai Lorencio ir Drudės modeliai išsamiai aprašyti literatūroje [35].

Tačiau klasikinis modelis nepaaiškina daugelio sugerties reiškinių dielektrinėse terpėse, tokių kaip draustinė energijos juosta ir kvantuoti lygmenys. Iš kvantinės fizikos yra žinoma, kad kiekvieno atomo elektronai gali užimti tik tam tikrus specifinius energetinius lygmenis. Kai atomai susijungia į molekules elektronų būsenos (vadinamos orbitalėmis) hibridizuojasi, o susijungus daugeliui molekulių į kietosios būsenos medžiagą, atsiranda specifinės energetinės juostos, apibrėžiančios kokios energijos elektronai gali egzistuoti toje medžiagoje. Sugerčiai modeliuoti egzistuoja kvantiniai modeliai, tačiau jie yra apytiksliai [35].

Dielektrinės medžiagos pasižymi energetinių juostų diagrama, turinčia platų draustinės energijos tarpą. Dėl šio tarpo negalima elektromagnetinės spinduliuotės sugertis gana plačiame spektriniame ruože, nuo UV srities (elektroninė tarpjuostinė sugertis) iki MIR (maždaug $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$ ir toliau) srities, kur pradeda pasireikšti vibracinė ir rotacinė spinduliuotės sugertis [34].

Todėl sugertis dielektrinėse medžiagose VIS-NIR spektriniame ruože yra nulemta priemaišinių lygmenų sugerties. Jei medžiaga nevienalytė, sugertis gali lokaliai padidėti sluoksnių sandūrose dėl lokaliai pasikeitusios elektronų konfigūracijos, draustinės energijos tarpo [37].

Dėl tikslių modelių sudėtingumo medžiagų lūžio rodiklio ir sugerties koeficiento spektrinėms priklausomybėms aprašyti plačiai naudojami įvairūs pusiau empiriniai modeliai ir išraiškos.

Spinduliuotės sugerties priklausomybės nuo plono dielektrinio sluoksnio storio aprašymą galima pradėti nuo gerai žinomo Bouguero, Lamberto ir Beero dėsnio [38], tinkančio aprašyti sugertį silpnai sugeriančiose vienalytėse terpėse:

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (1.25)$$

čia I yra praėjusios spinduliuotės intensyvumas, I_0 – kritusios spinduliuotės intensyvumas, l – optinio kelio ilgis bandinyje, α – medžiagos sugerties koeficientas. Sugerties koeficientas susiejamas su ekstinkcijos koeficientu formule:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}, \quad (1.26)$$

čia k – ekstinkcijos koeficientas, apibrėžiamas kaip kompleksinio lūžio rodiklio menamoji dalis, nurodanti spinduliuotės sugertį.

Daugiasluoksnėse optinėse dangose Bouguero dėsnis nustoja galioti, nes papildomai reikia įskaityti interferencinius reiškinius. Dėl interferencijos daugiasluoksnėje struktūroje susidaro stovinčioji banga, kuriai būdingi elektrinio lauko maksimumai tam tikrose, nuo dangos struktūros priklausančiose dangos zonose [39]. Dėl daug stipresnės elektrinio nei magnetinio lauko sąveikos su elektronais, kai elektronų greitis daug mažesnis už šviesos greitį vakuume [40], spinduliuotės sugertis yra tiesiogiai proporcinga spinduliuotės elektrinio lauko kvadratui [12, 41].

Jei sugerties koeficientas priklauso nuo koordinatės z spinduliuotės sklidimo kryptimi, tada tam tikro medžiagos sluoksnio, kurio sugerties koeficientas $\alpha(z)$, intensyvumo sugerties koeficientas aprašomas formule:

$$A_l = \frac{I_{sug}}{I_0} = \int_0^l \frac{n(z)|E(z)|^2}{n_0|E_0|^2} \alpha(z) dz, \quad (1.27)$$

Čia $n(z)$ – lūžio rodiklis ties z koordinate, $E(z)$ – spinduliuotės elektrinio lauko stipris ties z koordinate, n_0 , E_0 – atitinkamai lūžio rodiklis ir elektrinio lauko stipris spinduliuotės kritimo aplinkoje [42]. Tokia intensyvumo sugerties koeficiento apskaičiavimo procedūra tinka tiek vieno sluoksnio dangoms tiek daugiasluoksnėms optinėms dangoms [12, 43], nes stovinčiosios bangos elektrinio lauko pasiskirstymas gali būti apskaičiuotas pagal 1.1.6 poskyryje aprašytą metodiką. Vienintelės pataisos (1.25) formulei yra susijusios su galima padidėjusia sugertimi sluoksnių sandūrose dėl didesnio defektų tankio, nulemta didesnės priemaišų koncentracijos ar pasikeitusios elektroninės konfigūracijos [44, 45]. Tokiu atveju sugertis sandūrose turėtų būti įvertinta atskirai ir bendra daugiasluoksnės dangos sugertis aprašoma formule:

$$A = A_s + A_l = A_s + \int_0^l \frac{n(z)|E(z)|^2}{n_0|E_0|^2} \alpha(z) dz, \quad (1.28)$$

čia A_s – bendra sandūrų sugertis, A_l – bendra sluoksnių sugertis. Jei daugiasluoksnė danga sudaryta tik iš dviejų medžiagų, bendra sluoksnių sugertis gali būti aprašyta formule:

$$A_l = \frac{1}{n_0|E_0|^2} \left(n_H \alpha_H \int^H |E(z)|^2 dz + n_L \alpha_L \int^L |E(z)|^2 dz \right). \quad (1.29)$$

Sluoksnių sandūrų sugertis, gali būti aprašyta pagal [46] nuorodoje pateiktą metodiką. Sluoksnių sandūrą galima vertinti, kaip labai ploną atskirą sluoksnį, kurio storis bus daug mažesnis nei gretimų sluoksnių storiai, o ekstinkcijos koeficientas gali būti gerokai didesnis. Tada tarpsluoksniu intensyvumo sugerties koeficientas gali būti apskaičiuotas pagal formulę:

$$A_s^{(ij)} = \frac{n_j \alpha_{ij} \Delta l E^2(z_{ij})}{n_0 |E_0|^2} = \frac{n_j \beta_{ij} E^2(z_{ij})}{n_0 |E_0|^2}, \quad (1.30)$$

$$\beta_{ij} = \alpha_{ij} \Delta l. \quad (1.31)$$

Čia n_j – lūžio rodiklis vėliau dengiamame sluoksnyje, α_{ij} – tarpsluoksniu sugerties koeficientas, Δl – tarpsluoksniu storis. Įvertinti atskirai α_{ij} ir Δl vertes yra sudėtinga, tačiau parametras β_{ij} gali būti nesunkiai įvertinamas empiriškai, jei išlieka vienodas visose sandūrose.

Vieno dielektrinio sluoksniu dangos sugerties priklausomybė nuo storio išsamiai aprašyta [46] nuorodoje. Elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas gali būti apskaičiuotas pasinaudojant Frenelio atspindžio ir pralaidumo koeficientais. Sugertis toliau apskaičiuojama integruojant gautą išraišką ir padauginant iš atitinkamų koeficientų (žr. (1.25) formulę). Galutinė vienasluoksniu dangos sugerties koeficiento priklausomybė nuo dangos storio, kai dangos padėklas yra pusiau begalinio storio (galinė padėklo pusė be galo nutolusi nuo dangos paviršiaus), o spinduliuotė krinta iš oro pusės, yra aprašoma formule [46]:

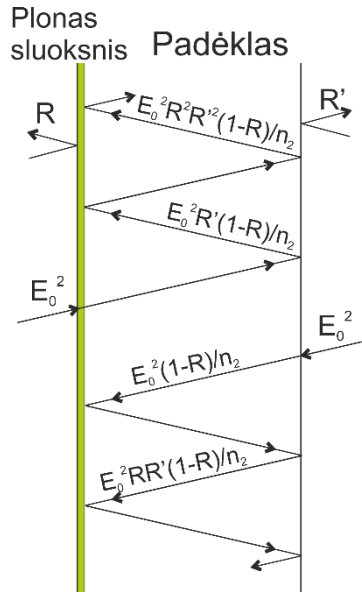
$$A_{si} = \frac{n_1}{n_0} \frac{t_{01}^2 \alpha l}{1 - 2r_{12}r_{10} \cos(4\pi n_1 \frac{l}{\lambda}) + (r_{12}r_{20})^2} \cdot \left[(1 + r_{12}^2) + \frac{r_{12}\lambda}{2\pi n_1 l} \sin(4\pi n_1 \frac{l}{\lambda}) \right]. \quad (1.32)$$

Jei elektromagnetinė spinduliuotė krinta į dangą iš padėklo pusės, (1.30) formulėje reikia sukeisti $r_{10} \leftrightarrow r_{21}$ ir $t_{10} \leftrightarrow t_{21}$. Tokiu atveju sugerties koeficiento A'_{si} priklausomybė aprašoma formule:

$$A'_{si} = \frac{n_1}{n_0} \frac{t_{21}^2 \alpha l}{1 - 2r_{12}r_{10} \cos(4\pi n_1 \frac{l}{\lambda}) + (r_{12}r_{01})^2} \cdot \left[(1 + r_{10}^2) + \frac{r_{10}\lambda}{2\pi n_1 l} \sin(4\pi n_1 \frac{l}{\lambda}) \right]. \quad (1.33)$$

Norint įvertinti sugerties koeficientą, įskaitant atspindžius nuo padėklo antros pusės, reikia sudėti begalinį kiekį tolygiai mažėjančių atspindžių (5 pav.):

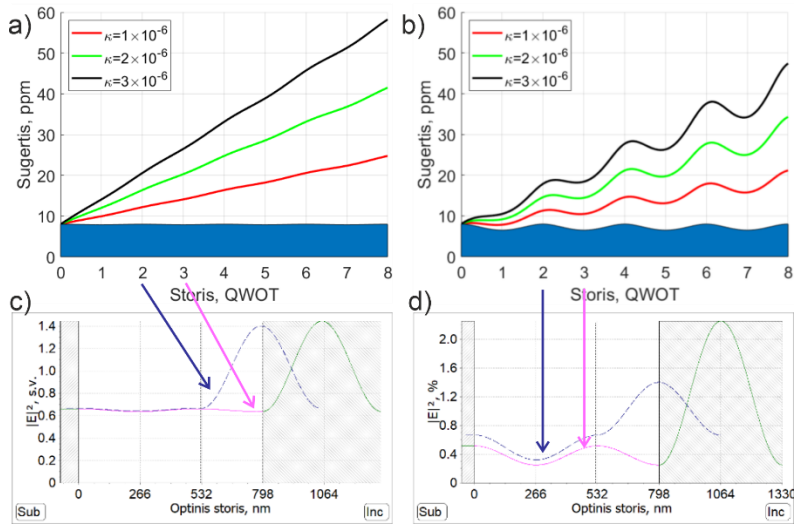
$$A_{tot} = A_{si} + \frac{1}{n_2} \frac{(1-R)R'}{1-RR'} A'_{si} + A_p. \quad (1.34)$$



5 pav. Spinduliuotės sklidimas plono silpnai sugeriančio sluoksnio ir skaidraus padėklo sistemoje.

Sugerties formulės nariai A_{si} ir A'_{si} nulemia osciliacinį priklausomybės pobūdį, atsirandantį dėl interferencinių reiškinių ploname sugeriančiame sluoksnyje. Padėklo sugertis A_p – pastovus narys, nepriklausantis nuo padengtos dangos storio. Teoriniame modelyje taip pat būtų galima įtraukti sandūros tarp sluoksnio ir padėklo sugerties nari. Šiuo atveju daroma prielaida, kad sandūros sugertis yra lygi 0.

Pagal pateiktas formules intuityviai įsivaizduoti priklausomybes nuo storio yra sunku. Todėl žemiau pateikiami sugerties priklausomybę nuo storio vaizduojantys paveikslai L medžiagos (6a pav.) ir H medžiagos (6b pav.) atvejais. H medžiagos lūžio rodiklis $n=2$, L medžiagos $n=1.5$, o padėklo $n=1.45$. Kai sluoksnio medžiagos lūžio rodiklis artimas padėklo lūžio rodikliui, Frenelio koeficientai $t \rightarrow 1$, o $r \rightarrow 0$, todėl A_{si} ir $A'_{si} \rightarrow \alpha l$, t.y. atitinka Bugero dėsnį, kai $\alpha l \rightarrow 0$ (6a pav.). Didėjant lūžio rodiklio kontrastui, vienasluoksnės dangos sugerties priklausomybėje išryškėja interferenciniai efektai (6b pav.).



6 pav. Spinduliuotės sugerties priklausomybė nuo plono L (a) ir H (b) medžiagos sluoksnio storio bei elektrinio lauko pasiskirstymas 2 ir 3 QWOT storio L (c) ir H (d) sluoksniuose (a ir b pritaikyta atitinkamai nurodytų L ir H lūžio rodiklių medžiagoms pagal [46]).

Elektrinio lauko intensyvumo priklausomybės nuo storio grafikai gali padėti paaiškinti, kodėl sugertis gali sumažėti storesniame dangos sluoksnyje. 6c ir 6d paveiksle pavaizduotos elektrinio lauko intensyvumo nuo storio priklausomybės 2 QWOT (mėlyna punktyrinė kreivė) ir 3 QWOT (rausva kreivė) dangų atveju. L sluoksnio atveju, (c) dangoje interferenciniai efektai labai nežymūs, elektrinio lauko intensyvumas beveik vienodas visoje dangoje ir padėkle. Taip pat maksimali $|E|^2$ vertė nepriklauso nuo dangos storio. H sluoksnio atveju, interferenciniai efektai pakeičia elektrinio lauko pasiskirstymą dvejopai. Pirma, atsiranda ryškesni interferenciniai minimumai ir maksimumai dangos struktūroje. Antra, vidutinė $|E|^2$ vertė kinta priklausomai nuo dangos storio. $|E|^2$ priklausomybė pakyla aukščiau (6d pav.) ir vidutinė $|E|^2$ tampa didžiausia, jei galioja kontruktivos interferencijos sąlygos praeinančiam bangai, t.y. optinis storis $l=2p \times \text{QWOT}$, $p \in \mathbb{N}$. Todėl matomi sugerties maksimumai (6b pav.) ties storio $2p \times \text{QWOT}$ vertėmis.

1.2. Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai

1.2.1. Brego veidrodžio savybės

1.1.4 poskyryje aprašyto Brego veidrodžio tiksli atspindžio koeficiento vertė gali būti nustatyta būdingosios matricos metodu. Ties veidrodžio

centrinio bangos ilgiu, $(LH)^N$ struktūros (L,H – mažo ir didelio lūžio rodiklio medžiagų 1 QWOT storio sluoksniai) būdingoji matrica lygi [15]:

$$M_{strukt} = (M_L M_H)^N = \begin{pmatrix} \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^N & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^N \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

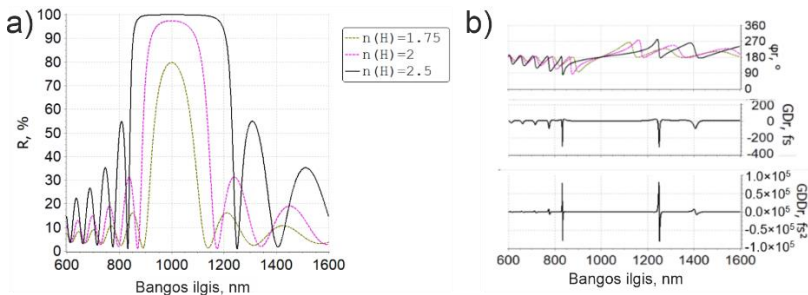
o atspindžio koeficientas:

$$R = \left| \frac{n_0 - \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N} n_{sub}}{n_0 + \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N} n_{sub}} \right|^2. \quad (1.36)$$

Bregro veidrodžio atspindžio juostos plotis priklauso nuo lūžio rodiklių kontrasto [11, 15]:

$$\Gamma = \frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right). \quad (1.37)$$

Pagal (1.33), (1.34) ir (1.35) formules matyti, kad Bregro veidrodžio atspindžio koeficientas ir atspindžio juostos plotis yra apriboti H ir L medžiagų lūžio rodiklių kontrasto. Bregro veidrodžio fazės pokytis lygus 0° tik ties centriniu bangos ilgiu visoje atspindžio juostos zonoje. Būdingosios matricos metodu apskaičiuoti Bregro veidrodžių spektriniai parametrai pavaizduoti 7 paveiksle.



7 pav. Bregro veidrodžių spektriniai parametrai: atspindžio koeficientas (a), fazės pokytis, GD ir GDD (b).

1.2.2. Dispersiją reguliuojantys veidrodžiai

Vystantis ultratrumpųjų lazerių technologijoms ir generuojant vis trumpesnius lazerinius impulsus, atsirado poreikis optiniais komponentais kontroliuoti lazerio impulso fazę vis platesniame spektriniame ruože. Nekompensuota teigiama GDD, atsiradusi dėl EM spinduliuotės sklidimo per dispersines terpes sukelia impulso trukmės pailgėjimą, kurį reikia kompensuoti sklindant ultratrumpajam impulsui. Taip pat didelio intensyvumo lazerių konstrukcijoje pradėtos naudoti čirpuotų impulsų stiprinimo ir optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo optinės schemas, plačiai naudojamos iki dabar intensyvių lazerinių impulsų generavimui, padidino reguliuojamos GDD optinių komponentų poreikį. Impulso trukmės riba, nuo kurios reikalinga GDD kompensacija yra paprastai laikoma maždaug $<100 \text{ fs}^2$ [47].

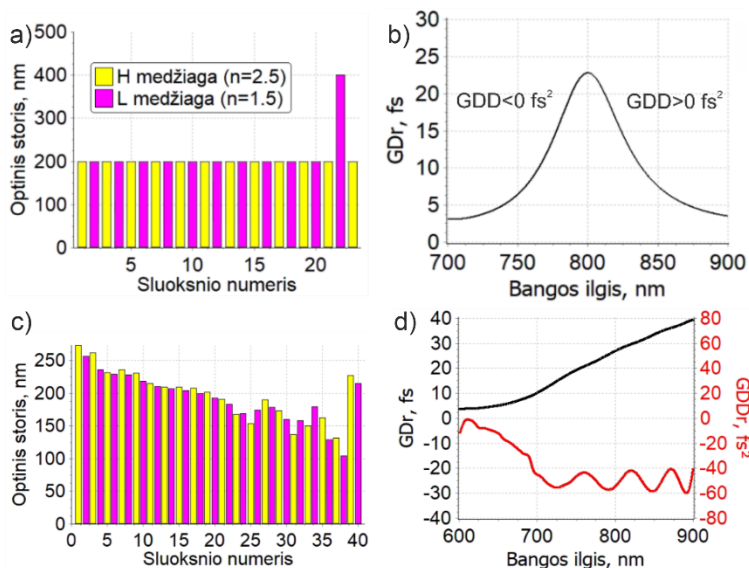
Pirmosios optinės schemas, naudotos reguliuoti impulso fazinius parametrus buvo gardelių ir prizmių poros, geometriškai nukreipiančios išskaidytą spektriškai lazerinę spinduliuotę taip, kad skirtingos spektrinės komponentės įgautų skirtingą fazės postūmį viena kitos atžvilgiu [48]. Tokios optinės schemas negalėjo kompensuoti aukštesnės eilės fazinių parametru už antrosios (GDD), buvo mažiau stabilios justiravimui, nekompaktiškos [24].

Daug kompaktiškesni optiniai komponentai, skirti fazinių parametru kontrolei yra dispersiją kompensuojantys (dispersiniai) veidrodžiai, pagal struktūros tipą skirstomi į dvi kategorijas: plonų dielektrinių sluoksnių pagrindu suformuoti Gires-Tournois interferometrai (GTI) [49-51] ir čirpuoti veidrodžiai (CM) [52-54].

GTI struktūra pavaizduota 8a paveiksle. Struktūroje esantis rezonansinis sluoksnis patenka tarp dviejų Brego veidrodžio struktūrų. Pagal geometrinės optikos principus tokią struktūrą galima įsivaizduoti kaip siaurą tarpą tarp dviejų veidrodžių. Tai nulemia EM spinduliuotės intensyvumo padidėjimą rezonansiniame sluoksnyje. Iš vienos pusės Brego struktūra būna sudaryta iš mažiau sluoksnių ir EM spinduliuotė palaipsniui slopsta atspindima pro tą elemento pusę. Veidrodžio centrinį bangos ilgį atitinkančios EM spinduliuotės fazė įgauna didelį fazinį poslinkį, nes tokios EM spinduliuotės didžioji energijos dalis užlaikoma GTI struktūroje žymiai ilgiau [55]. Bendrai GTI veidrodžiai pasižymi gana siauro spektro (tačiau didelės neigiamos vertės, siekiančios 10000 fs^2 GDD kontrole [56], tačiau vystantis dispersinėms dangoms, buvo pradėti tyrinėti keleto rezonansinių sluoksnių GTI veidrodžiai, pasižymintys praplėstu spektriniu ruožu [51].

Bazinė CM struktūra yra sudaryta iš tolygiai storėjančių sluoksnių krintančiosios EM spinduliuotės sklidimo kryptimi. Plataus spektro EM

spinduliuotės skirtingo bangos ilgio komponentėms QWOT sąlyga tenkinama skirtingame veidrodžio struktūros gylyje – EM spinduliuotės atitinkamos komponentės stipriausiai atspindimos būtent tame gylyje [57]. Minimaliai modifikavus bazinę CM struktūrą, pasiekiami beveik tolydūs GD ir GDD priklausomybių nuo bangos ilgio parametrai, jei CM spektrinis plotis nėra per didelis. Tokiu atveju veidrodžio aukšto atspindžio zonoje: GD beveik tolygiai didėja didinant bangos ilgį (8d pav), o GDD osciliuoja apie tam tikrą pastovią neigiamą vertę.



8 pav. GTI ir CM dangų sluoksnių struktūra ((a) ir (c)) ir grupinio vėlinimo spektrai ((b) ir (d)).

CM neigiama GDD veidrodžio atspindžio zonoje leidžia kompensuoti teigiamą dispersinių terpių GDD. Tačiau natūraliai dėl dangos dizaino esančios arba dėl dengimo paklaidų atsiradusios GDD osciliacijos nulemia trumpojo lazerinės spinduliuotės impulso formos iškraipymus, trukmės padidėjimą, susiformuojančius satelitinius impulsus ir kitus nepageidautinus reiškinius [58-60]. Bendru atveju neįmanoma visiškai pašalinti GDD osciliacijų, tačiau tam tikros CM struktūros ir veidrodžių kombinacijos leidžia jas stipriai sumažinti.

Prieš apžvelgiant pagrindines CM rūšis reikia paminėti vieną svarbiausių struktūrinių GDD osciliacijų atsiradimo priežasčių: banginės varžos (impedanso) nesuderintumą [48, 57] veidrodžio oras-danga sandūroje, kuris ir sukelia GDD osciliacijas tolygiai plonėjančių sluoksnių struktūroje.

Banginės varžos nesuderintumo (*angl. impedance mismatch*) koncepcija atsirado iš impedanso analogijos kintamos srovės grandinėje ir mikrobangoms sklindant bangolaidžiu [61, 62]. Leidžiant bangolaidžiu mikrobangų impulsą buvo nustatomos banginės varžos suderintumo taisyklės, naudojamos Smito schemos [61] ir skaitiniai metodai banginei varžai bangolaidžiuose ir išėjime suderinti. Tai užtikrino, kad mikrobangų signalas nebūtų atspindimas atgal perdavimo linija.

Banginės varžos nesuderintumo analizė pritaikyta ir šviesolaidžiuose sudarytų struktūrų – Brego gardelių ir kt. analizei, panaudojant susietųjų modų lygtis [63-65]. CM tyrimų pradžioje (iki 2000-ųjų metų) Nicolai Matuschek pritaikė susietųjų modų lygtis CM teorijai (įvertindamas išderinimo (*angl. detuning*) ir stiprinimo (*angl. coupling*) koeficientus didelės lūžio rodiklio moduliacijos daugiasluoksnėms struktūroms) [57, 66]. N. Matuschek analizės rezultatas – naujo tipo CM vadinami dviejų čirpų veidrodžiais (*angl. double chirped mirrors*).

1.2.3. Dviejų čirpų veidrodžiai

Banginės varžos nesuderintumo analizė ir analogija tarp Brego gardelių šviesolaidyje ir daugiasluoksnėse optinėse dangose, pritaikant susietųjų modų lygtis, leido paaiškinti GD ir GDD parametrų osciliacijas. Matoma, kad bazinė čirpuota struktūra, pasižymi GTI tipo spektrinių parametrų priklausomybėmis. Didesnio bangos ilgio ruože matomas poveikis, sukeltas Frenelio atspindžių nuo gilesnių ir paviršinių sluoksnių interferencijos [51]. Be to, norint išvengti pašalinių atspindžių nuo išorinio dangos paviršiaus, neužtenka suformuotos skaidrinančios dangos struktūros, kompensuojančios oro ir išorinio CM struktūros sluoksnio lūžio rodiklių kontrastą. Matuschek analize parodyta, kad efektyviai panaikinami rezonansiniai GTI tipo svyravimai, pakeičiant ir pačią CM struktūrą, kai išoriniai sluoksniai keičiami „adiabatiškai“ (t.y. tolygiai ir pakankamai lėtai) nuo artimo nuliui d_H , ir artimo $2 \times QWOT d_L$ iki $1 \times QWOT$ storių [48, 57]. Tokia analizinė struktūros koncepcija vadinama dviejų čirpų veidrodžiu.

Nagrinėjant dviejų čirpų veidrodžio struktūrą, buvo nustatyti keli pagrindiniai CM apribojimai taikymuose, išskaidant CM struktūros analizę dalimis. Pagal principinę dviejų čirpų veidrodžio struktūrą matyti, kad CM efektyvus spektrinis plotis GDD kontrolei priklauso nuo maksimalaus skaidrinančios dangos spektrinio pločio. Taip yra todėl, nes spinduliuotės daliai, kuri atspindima nuo oras-danga paviršiaus, yra būdingi minėti GTI tipo osciliacijų efektai. Pakankamo lygio skaidrinanti danga, kurią galima suformuoti naudojant didžiausio lūžio rodiklio kontrasto medžiagų tankius

sluoksnius regimajai EM sričiai ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$) apriboja tokių CM spektrinę plotį <300 nm [54].

1.2.4. Suderintos CM poros

GDD kompensacijai platesniame spektriniame ruože dažniausiai naudojamos suderintos CM poros. Tokiu atveju, kiekvieno iš veidrodžių GDD priklausomybė nuo bangos ilgio nebūtinai yra be osciliacijų, tačiau veidrodžiai poroje optimizuojami taip, kad skirtingų veidrodžių GDD osciliacijos viena kitą kompensuotų.

Toks pokytis praktiškai neturi daug apribojimų pritaikymui optinėje scheme, nes dažnu atveju impulso spūdiniai neužtenka santykinai mažo vieno atspindžio dispersijos kompensavimo, todėl į optinę schemą dedami 2 ar daugiau CM [67]. Pagrindinis suderintų CM porų trūkumas – reikalingas itin didelis sluoksnių storių padengimo tikslumas (<1 nm [52]) ir lūžio rodiklio stabilumas [68]. Norint sumažinti broko tikimybę, naudojamos ir dviejų kampų CM poros, kai abu poros veidrodžiai dengiami vieno proceso metu, tačiau naudojami skirtingais kampais, taip išgaunant spektrinių parametru (GDD) poslinkį, bet nepakeičiant priklausomybės formos [69].

Naudojant suderintas CM poras buvo pasiektas iki 1.5 oktavos GDD kontrolės spektrinis plotis VIS-NIR (GDD osciliacijos $<\pm 100\text{fs}^2$ [68]) ir UV-VIS-NIR (GDD osciliacijos $<\pm 150\text{fs}^2$ [70]) spektriniuose ruožuose.

1.2.5. Kitos čirpuotų veidrodžių rūšys

Verta paminėti ir kitas CM rūšis, kuriomis banginės varžos nesuderintumo ir iš to atsiradusių GTI tipo osciliacijų problema sprendžiama kitais būdais. Galinės pusės CM atveju CM yra dengiamas taip, kad EM spinduliuotė į veidrodį kristų iš padėklo pusės. Taip veidrodžio skaidrinančios dangos dalis ir likusi CM dalis yra atskiriama plono padėklo, kurio storis parenkamas kuo mažesnis, tačiau didesnis, nei EM spinduliuotės koherentiškumo ilgis. Tokiu atveju spinduliuotė atspindėta skirtingose padėklo pusėse neinterferuoja.

Panašiu principu veikia ir pleišto formos padėklo CM. Šiuo atveju CM danga dengiama ant pleišto formos padėklo, todėl atspindys nuo sandūros oras-padėklas yra nukreipiamas kita kryptimi, nei atspindys CM dangoje.

Pagrindiniai galinės pusės ir pleišto formos padėklo CM trūkumai yra labai sudėtinga gamybos technologija, užtikrinanti storų, didelio skaičiaus sluoksnių, dangų suformavimo tikslumą ir reikalaujanti įtempių kompensacijos ploniems padėklams. Per CM tyrimų istoriją, išbandyti keletas metodų dangų įtempimams kompensuoti: viename iš tyrimų buvo dengiama

stora (apytiksliai CM storio) skaidrinanti danga kitoje padėklo pusėje [71]. Kitame – CM danga buvo dengiama ant storo padėklo, vėliau uždengiant pleišto formos dangą ir skaidrinančią dangą ant viršutinių CM sluoksnių [72]. Dengiant dangą ant plono padėklo taip pat pritaikyta įtempių kompensacija, panaudojant mišinių ir kaitinimo kombinaciją [73]. Visais atvejais tokių CM dengimas reikalauja papildomos technologiškai sudėtingos procedūros. Todėl galinės pusės ir pleišto formos padėklo CM nėra plačiai naudojami dispersijai kompensuoti.

1.3. Žalingi lazeriniai reiškiniai optiniuose komponentuose

1.3.1. Dielektrinių medžiagų ir femtosekundinių impulsų sąveika

Dielektrinių medžiagų draustinės energijos tarpas yra daug didesnis nei artimosios IR spinduliuotės (pvz: 1030 nm) fotono energija. Todėl tokios EM spinduliuotės impulsai dielektrinėje medžiagoje tiesiškai nesugeriami, jei medžiaga neturi didelio kiekio defektų. Jei EM spinduliuotės intensyvumas yra pakankamai aukštas, galimi dviejų rūšių efektai, nulemiantys sugertį dielektrinėje medžiagoje: netiesinė fotojonizacija ir griūtinė jonizacija [74].

Fotojonizacija – tai tiesioginis elektrono sužadimas dėl elektromagnetinio lauko poveikio. Priklausomai nuo lazerio impulso dažnio ir intensyvumo fotojonizacija gali būti tunelinė arba daugiafotonė. Vyraujančios fotojonizacijos tipas, gali būti apytiksliai nustatomas pagal Keldišo parametą [75-77]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n_0 \epsilon_0 E_g}{I}}, \quad (1.38)$$

kur ω – spinduliuotės dažnis, e – elementarusis (elektrono) krūvis, m_e – elektrono masė, c – EM spinduliuotės greitis vakuume, n_0 – medžiagos lūžio rodiklis, E_g – medžiagos draustinės energijos tarpas, I – lazerio intensyvumas. Jei Keldišo parametras mažesnis nei 1.5, dominuojančia laikoma tunelinė fotojonizacija, jei didesnis nei 1.5 – daugiafotonė fotojonizacija [77].

Daugiafotonės fotojonizacijos atveju, jonizacijos tikimybė laipsniškai priklauso nuo fotojonizacijos netiesiškumo eilės, o atitinkamos netiesiškumo eilės fotojonizacijos tikimybė P_{PI} išreiškiama formule [77]:

$$P_{PI} = \sigma_k I^k, \quad (1.39)$$

kur σ_k – daugiafotonės sugerties koeficientas, I – spinduliuotės intensyvumas, k – netiesiškumo eilė.

Dėl daugiafotonės fotojonizacijos didėja elektronų skaičius medžiagos laidumo juostoje. Tokių elektronų energija gali toliau augti dėl sąveikos su femtosekundiniais impulsais. Nors laisvieji elektronai negali sugerti elektromagnetinės bangos energijos, laidumo juostos elektronai palaipsniui sugeria EM spinduliuotės energiją dėl tokių elektronų ir gardelės sąveikos [78]. Laidumo juostos elektronui pasiekus tam tikrą kritinę energijos vertę, energijos užtenka kitam elektronui iš valentinės juostos sužadinti. Toks sužadinimas įvyksta susiduriant dviem skirtingos energijos elektronams ir yra vadinamas smūgine jonizacija. Esant pakankamai dideliame laidumo juostos elektronų tankiui ir EM spinduliuotės intensyvumui, elektronų energijos ir tankio didėjimas dėl smūginės jonizacijos gali tapti griūtinis. Tai vadinama griūtinė jonizacija. Elektronų tankio modeliavimai parodo, kad elektronų tankio didėjimą trumpesnių EM spinduliuotės impulsų atveju labiau nulemia daugiafotonė sugertis, o ilgesnių impulsų atveju kartu pasireiškia ir daugiafotonė sugertis, ir griūtinė jonizacija [78-80].

Dominuojant daugiafotonės sugerties procesui laidumo juostos elektronų tankį ir EM spinduliuotės įtėkio (energijos tankio) vertę sieja laipsninė priklausomybė: EM spinduliuotės įtėkio padidėjimas ~10 %, nulemia eilės dydžio valentinės juostos elektronų tankio padidėjimą [78]. Dėl šios priežasties LIDT priklausomybė nuo femtosekundinio impulso intensyvumo yra itin deterministinė.

Laidumo juostos elektronų tankiui didėjant, pasiekama ribinė vertė, vadinama kritiniu elektronų tankiu N_{crit} . Tokiu atveju, elektronų plazmos dažnis tampa lygus EM spinduliuotės dažniui. Dielektrinė medžiaga lokaliai pasižymi metalinėmis savybėmis, o EM spinduliuotė gali būti efektyviai tiesiškai sugerama [80].

Dėl padidėjusio elektronų tankio energijos perdavimas iš EM spinduliuotės medžiagos gardelei tampa įmanomas, tačiau yra svarbios ir perdavimo procesų trukmės. Elektronų tarpusavio sąveika gali vykti per keletą femtosekundžių, tačiau elektronų energijos perdavimas atomams yra ilgesnis procesas [81]. Todėl trumpiausių impulsų lazerinės pažaidos formavimasis vyksta po tiesioginio femtosekundinio impulso poveikio.

1.3.2. Ultratrumpaisiais lazerio impulsais sukelta pažaida interferencinėse optinėse dangose

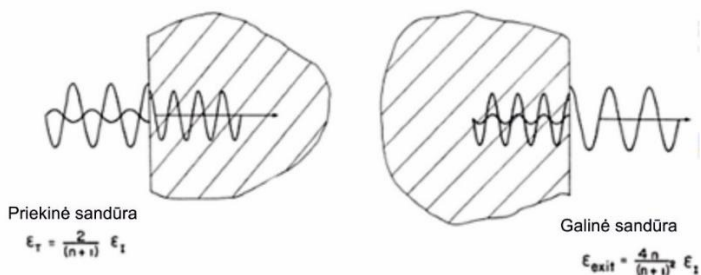
Lazerio spinduliuotės sukelta optinių elementų pažaida yra apibrėžta kaip intensyvaus šviesos impulso sukelti negrįžtami struktūriniai pokyčiai [82]. Lazeriu indukuotos pažaidos slenkstis yra didžiausia EM spinduliuotės įtėkio ar galios tankio riba, ties kuria optinis komponentas yra pažeidžiamas. Lazerio

spinduliuotės sukelta pažaida yra sudėtingas reiškinys, ir todėl LIDT priklauso nuo įvairių veiksnių ir parametrų. Svarbiausi parametrai apibrėžiantys pažaidos femtosekundiniais impulsais pobūdį ir vertę yra lazerinės spinduliuotės intensyvumas, impulso trukmė, medžiagos draustinės juostos tarpas, optinio komponento sandara.

LIDT parametras yra matuojamas itin plačiose impulso trukmės parametro ribose, nuo pastovios veikos lazerių iki kelių femtosekundžių. Disertacijoje toliau aprašomi LIDT femtosekundiniais EM spinduliuotės impulsais principai.

1.3.3. Lazerinio atsparumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

Viena iš pagrindinių femtosekundinių impulsų LIDT priklausomybių yra priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio. Ši priklausomybė tiesiogiai seka iš kritinio elektronų tankio priklausomybės nuo spinduliuotės įtekio. Dėl interferencinių, difraccinių ir kt. reiškinų lokaliai padidėjusi elektrinio lauko vertė gali sukelti ryškų laidumo juostos elektronų tankio padidėjimą. Elektrinio lauko stiprio įtaka optinių elementų lazeriniam atsparumui pastebėta 1973 metais, kai užfiksuota kad optinis padėklas pramušamas galinėje pusėje. Šis reiškinys paaiškintas Chrisp [83]: nurodoma, kad dėl lazerinės spinduliuotės interferencijos elektrinis laukas galinėje plokštelės pusėje didesnis nei priekinėje (9 pav.).

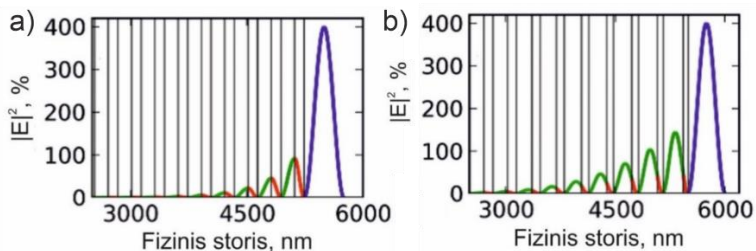


9 pav. Elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas monochromatinei bangai patenkant į tankesnę skaidrią dielektrinę terpę (kairėje) ir monochromatinei bangai sklindant iš tankesnės skaidrios dielektrinės terpės (dešinėje) pro dviejų terpių sandūrą [83].

Nuo to laiko įvairiuose tyrimuose buvo tyrinėjama LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio. Taip pat buvo daroma elektrinio lauko optimizacija daugiasluoksnėse optinėse dangose, difraccinėse gardelėse [84] ir kituose optiniuose komponentuose. Elektrinio lauko optimizavimui

daugiasluoksnėse optinėse dangose: Brego [85-87] ir čirpuotuose veidrodžiuose buvo naudojamas būdingosios matricos metodas elektrinio lauko kvadrato vertei nustatyti. Taip pat keičiant ne tik sluoksnio storius, bet ir lūžio rodiklius buvo didinamas sluoksnio medžiagos draustinės energijos tarpas naudojant dviejų medžiagų mišinius didžiausio elektrinio lauko kvadrato sluoksniuose [88].

Elektrinio lauko stipris buvo optimizuojamas standartinių Brego veidrodžių struktūroje. Viename iš tyrimų Abromavičius ir kt. [87] atliko Ta_2O_5/SiO_2 , ZrO_2/SiO_2 ir HfO_2/SiO_2 medžiagų veidrodžių tyrimus. Darbe padengtos dviejų tipų dangos – pilnos QWOT struktūros Brego veidrodžiai ir veidrodžiai su pakeistais paskutiniais sluoksniais taip, kad elektrinio lauko intensyvumas paskutiniuose sluoksniuose būtų didžiausias (10 pav.). Tyrime pamatuotas standartinių Brego veidrodžių ir optimizuoto elektrinio lauko veidrodžių LIDT 43 fs ir 130 fs trukmės $\lambda=800$ nm bangos ilgio 1 kHz pasikartojimo dažnio lazeriniais impulsais. Visais atvejais pastebėtas pokytis pažaidos morfologijoje: pažaidos krateris pakito iš kūginės formos į cilindrinę. Taip yra todėl, nes elektrinio lauko maksimumai palaipsniui slopsta EM spinduliutei sklindant gilyn į struktūrą. Optimizuoto veidrodžio atveju, elektrinio lauko maksimumai nesumažėja, tačiau yra perstumiami į L sluoksnį, kurio draustinės energijos tarpas yra didesnis. Maksimali elektrinio lauko kvadrato vertė optimizuotoje struktūroje H sluoksniuose, yra beveik vienoda. Todėl optimizuotos struktūros veidrodžiai pasižymi cilindrinės formos kraterio pažaidos morfologija.

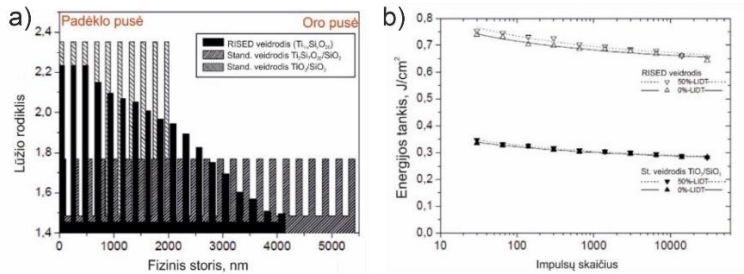


10 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas standartiniuose (kairėje) ir optimizuoto lauko (dešinėje) Brego veidrodžiuose [85].

Kitame Brego veidrodžių priklausomybės nuo elektrinio lauko kvadrato tyrimų Chen ir kt. tyrė HfO_2/SiO_2 optimizuoto ir neoptimizuoto elektrinio lauko veidrodžių atsparumą lazerinei spinduliutei [86]. Tyrime lyginamos optimizuoto elektrinio lauko ir standartinių veidrodžių pažaidų morfologijos 1-į-1 ir 40-į-1 matavimo atvejais. 1-į-1 matavimo atveju pastebėta, kad standartinio veidrodžio pažaidos kraterio kraštas yra daug ryškesnis nei

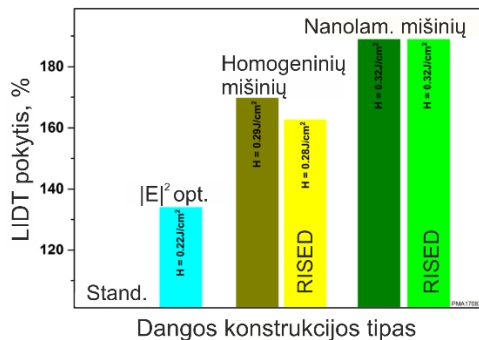
optimizuoto elektrinio lauko veidrodžio. Tai paaiškinama tuo, kad elektrinio lauko intensyvumas neoptimizuoto elektrinio lauko veidrodyje yra didžiausias būtent sandūroje tarp pirmo ir antro išorinių sluoksnių. Dėl to išorinis sluoksnis nusilupa. Tuo tarpu optimizuoto elektrinio lauko veidrodžiui būdingas panašus elektrinio lauko intensyvumas visose išorinėse sluoksnių sandūrose ir gerokai mažesnis nei žemo lūžio rodiklio sluoksniuose. 40-į-1 matavimo atveju neoptimizuoto elektrinio lauko veidrodžio pažaidos krateris yra kūgio formos. Taip yra dėl tolygiai mažėjančio elektrinio lauko intensyvumo veidrodžio struktūroje. Dėl to gilesniuose sluoksniuose kritinių elektronų tankį dangai pažeisti užtikrinantis lazerinės spinduliuotės intensyvumas yra pasiekiamas tik arčiau centro dėl Gausinio pluošto intensyvumo erdvinio pasiskirstymo. Tuo tarpu optimizuoto elektrinio lauko pažaidos krateris yra cilindro formos, nes stovinčios bangos elektrinio lauko intensyvumas taip stipriai nekinta visų išorinių sluoksnių sandūrose.

Naudojant didesnio draustinės energijos tarpo medžiagą sluoksniuose, kuriuose elektrinio lauko kvadrato vertė didžiausia, galima padidinti visos dangos LIDT. Tačiau medžiagų pasirinkimas yra nedidelis, todėl pasiekiami spektriniai parametrai ir LIDT vertės yra apribotos. Dėl šios priežasties yra aktualus mišinių panaudojimas formuojant didelio LIDT ir atspindžio dangas. Vienas iš galimų optinių dangų konstrukcijos variantų yra, vadinama lūžio rodiklio mažėjimo RISED (*angl. refractive index steps down*) struktūra. Tokia struktūra sudaryta iš tolygiai mažėjančio lūžio rodiklio mišinių sluoksnių, artėjant link veidrodžio išorinių sluoksnių, kur elektrinio lauko maksimumų amplitudė didžiausia. Viena iš RISED struktūros dangų tyrimų Jupe et. al [88] lygina trijų konstrukcijų dangas (11 pav.): RISED – juoda spalva, Brego veidrodis iš grynų $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ medžiagų – balta spalva, ir Brego veidrodis iš medžiagų mišinių ($\text{Ti}_3\text{Si}_7\text{O}_{20}/\text{SiO}_2$) – pilka spalva. Standartinių Brego veidrodžių struktūros yra sudarytos iš skirtingos draustinės energijos tarpo grynų medžiagų, o RISED dizaino atveju – medžiagos mišinio draustinės energijos tarpas palaipsniui keičiasi, taip sumažindamas elektrinio lauko kvadrato įtaką LIDT didžiausio intensyvumo elektrinio lauko kvadrato sluoksniuose. Nepaisant nesumažėjusio LIDT RISED struktūra leidžia išlaikyti pakankamai aukštą atspindžio koeficiento vertes. LIDT priklausomybės nuo impulsų skaičiaus pateiktos 11 paveiksle. RISED dizaino LIDT yra dvigubai didesnis nei Brego veidrodžio.



11 pav. Skirtingų dangų struktūros (a) ir pramušimo slenksčiai (b); juoda spalva – RISED dizainas, balta spalva – standartinio veidrodžio dizainas [36].

RISED koncepcija buvo toliau plėtojama ir pritaikyta čirpuotų veidrodžių LIDT padidinimui [89]. Tyrime taip pat buvo panaudotos nanolaminatinės dangos, pasižyminčios didesnio draustinės energijos tarpo vertėmis, nei tokio paties lūžio rodiklio homogeniniai mišiniai [90]. Pasiiektas LIDT padidinimas iki 1.9 karto lyginant optimizuoto ir neoptimizuoto CM bandinius. Tačiau tyrime optimizuojamas elektrinio lauko pasiskirstymas vieno bangos ilgio spinduliuotei, o LIDT matavimai atliekami 150 fs trukmės impulsais.



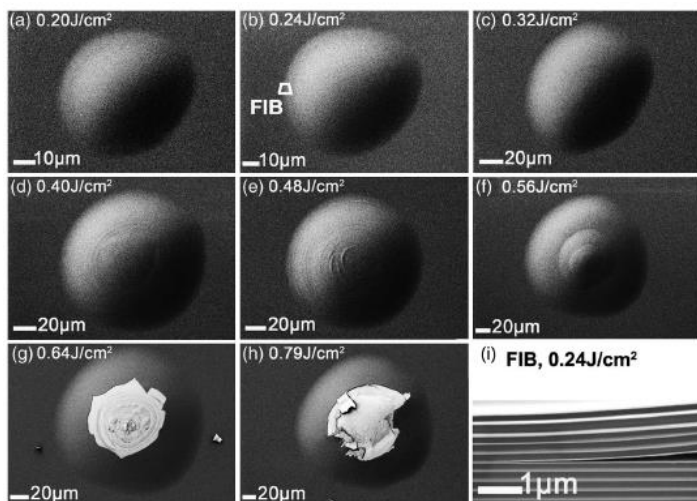
12 pav. Šešių optimizuoto elektrinio lauko čirpuotų veidrodžių LIDT palyginimas [89].

Šešių tirtų skirtingų konstrukcijų veidrodžių LIDT rezultatai palyginami 12 paveiksle. Pirmiausia, matoma, kad elektrinio lauko optimizavimas leido padidinti LIDT apie 30 % lyginant su pradiniu dizainu. Vienodo draustinės energijos tarpo ir skirtingo draustinės energijos tarpo mišinių pridėjimas leido LIDT padidinti ~60 % lyginant su pradiniu dizainu, o nanolaminatinių mišinių pridėjimas leido padidinti LIDT iki ~90 % lyginant su pradiniu dizainu. Įdomu tai, kad leidžiant keisti mišinių draustinės juostos tarpą skirtinguose sluoksniuose, nebuvo pastebėto teigiamo LIDT pokyčio, kurio buvo galima

tikėtis. Ypač homogeninių mišinių atveju, kur RISED principu suformuotas dizainas pasižymi mažiausiu elektrinio lauko intensyvumu iš visų dizainų, tačiau jo LIDT šiek tiek sumažėja, lyginant su fiksuoto optinio draustinės energijos tarpo homogeninių mišinių dizainu.

CM dangų pažaidos morfologija pasižymi pūslelės formos struktūra. Tai reiškia, kad dangos vidinių sluoksnių medžiaga yra lokaliai išgarinama. Susidarę medžiagos garai besiplėsdami tolygiai plėšia išorinius dangos sluoksnius nuo likusios dangos struktūros. Pūslelės formos morfologinės struktūros formavimosi principai aprašyti moksliniuose straipsniuose [91, 92].

Viename iš straipsnių aprašomi LIDT pažaidos morfologijų tipai Brego tipo veidrodžiuose femtosekundiniams ir pikosekundiniams impulsams [92]. Nors straipsnyje tiriamų dangų atveju pūslelės pažaidos formos neužfiksuotos, straipsnyje modeliuojamos teorinės viršutinio sluoksnio lupimosi tendencijos dėl femtosekundinių impulsų poveikio. Taip pat straipsnyje matomas pažaidos morfologijos pokytis keičiant LIDT matavimo impulso trukmę. matuojant LIDT femtosekundiniais impulsais susiformuoja nusilupusio sluoksnio pažaida, o matuojant pikosekundiniais impulsais, skirtingos defektų nulemtos pažaidos morfologijos.



13 pav. Pažaidos morfologijos paviršiaus priklausomybė nuo lazerinės 38 fs impulsų trukmės spinduliuotės energijos įtėkio (a-h) išmatuota SEM; ir pažaidos SEM skerspjūvio matavimas išėsdinus ertmę fokusuoto jonų pluošto technologija (i) [91].

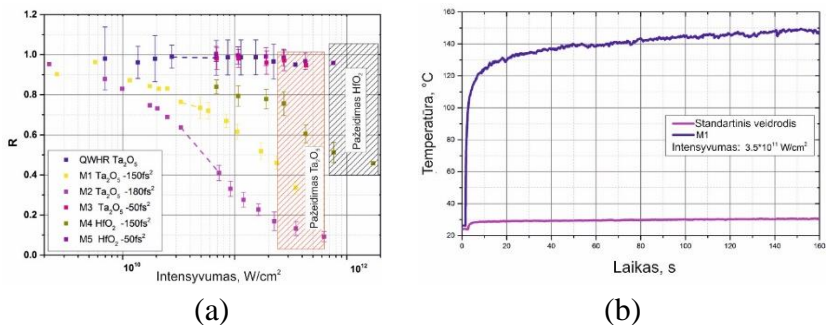
Antrajame straipsnyje, detalai aprašomas pūslelės formos pažaidos, suformuotos 38 fs trukmės impulsais, morfologijos susidarymas ir kitimas CM ir Brego veidrodžių dangose [91]. Tyrime nagrinėjama pūslelės

morfologijos priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės energijos įtekio vertės (13 pav.). Tačiau vidinė pažaidos struktūra detaliai nenagrinėjama.

1.3.4. Čirpuoti veidrodžiai didelio pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose

Didesnė elektrinio lauko kvadrato vertė CM dangose lyginant su standartiniais Brego veidrodžiais gali nulemti ir kitus žalingus reiškinius, net jei lazerinės spinduliuotės energijos įtekio vertės neviršija LIDT ribos. Tokie efektai labiausiai matomi didelio pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose. Yra pastebėta kad, netiesinė sugertis tokiose sistemose gali nulemti laikiną atspindžio koeficiento sumažėjimą ir elementų temperatūros padidėjimą [6, 7, 93].

Tyrimuose pirmiausia pastebėta, kad dėl 40 fs $\lambda=400$ nm čirpuotų impulsų, kurių intensyvumas nesiekė LIDT ribos, poveikio pastebėti temperatūros didėjimo ir atspindžio sumažėjimo (14 pav.) grįžtamieji efektai. Taip pat tokie efektai pasireiškia žymiai silpniau standartiniuose Brego veidrodžiuose. Abu minėti efektai paaiškinti dvifotonės sugerties įtaka. Užfiksuota atspindžio koeficiento priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo pateikta 14a paveiksle, temperatūros priklausomybė nuo laiko – 14b paveiksle. Atspindžio koeficientas pasikeičia tiek Ta₂O₅, tiek HfO₂ H medžiagos čirpuotiems veidrodžiams, mažiausia atspindžio koeficiento vertė prieš pažaidą yra ~20 %. Temperatūros pokytis lyginant standartinį Brego ir vieną iš CM veidrodžių irgi yra akivaizdus. CM dangos temperatūra pakyla virš 140 °C.



14 pav. Skirtingų optinių dangų atspindžio koeficiento sumažėjimas veikiant elementą intensyvia spinduliuote (a) ir temperatūros didėjimo laikinė priklausomybė (b) [93].

Panašios priklausomybės buvo užfiksuotos ir $\lambda=790$ nm bangos ilgio spinduliuotės 30 fs impulsų 1 kHz pasikartojimo dažnio impulsų atveju [7]. Žemesnis už LIDT energijos įtekio lygis sukėlė atspindžio koeficiento

sumažėjimą 20 % ir temperatūros padidėjimą virš 100 °C. Darbe taip pat parodoma, kad galios nuostoliai yra proporcingi lazerinės spinduliuotės maksimalaus intensyvumo kvadratui, todėl daroma išvada, kad dvifotonė sugertis yra dominuojantis nusotolius sukiantis veiksnys.

Paskutiniuose poskyriuose apžvelgti pagrindiniai straipsniai susiję su LIDT priklausomybe nuo elektrinio lauko intensyvumo ir plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių lazeriniu atsparumu. Taip pat nurodomi kiti žalingi efektai, siejami su dvifotone sugertimi CM dangose: atspindžio koeficiento sumažėjimas ir dangų kaitimas, nulemiantys papildomus spinduliuotės nuostolius. Tačiau aprašytuose straipsniuose nėra parodomos kai kurios CM veidrodžiams svarbios savybės. Aprašytuose CM veidrodžių tyrimuose, GDD parametras optimizuotas visame spektriniame ruože, tačiau parodomos tik lazerinės spinduliuotės centrinio bangos ilgio vertę atitinkantis elektrinio lauko pasiskirstymas. Taip pat nepakankamai išsamiai yra ištirta ir pūslelės formos morfologija ir jos priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo.

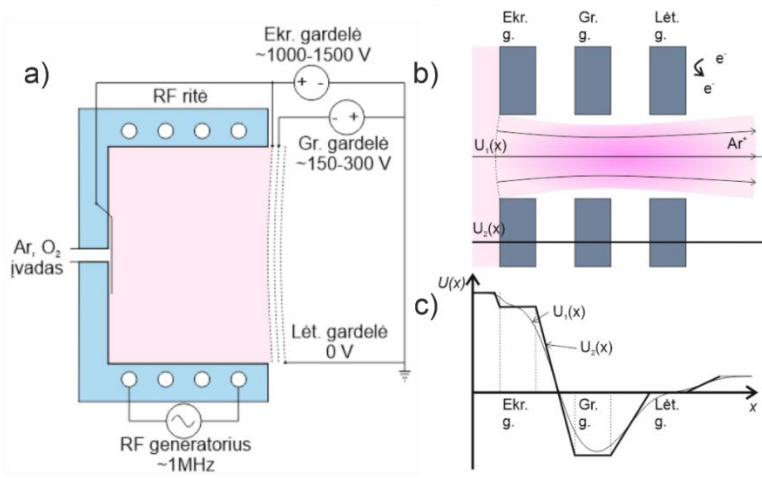
2. TYRIMŲ METODIKA

2.1. Plonųjų sluoksnių dengimo technologijos

Optinių dangų plonųjų sluoksnių formavimui dažniausiai naudojamos technologijos skirstomos į fizinio garų nusodinimo (angl. Physical vapor deposition) ir cheminio garų nusodinimo (angl. Chemical vapor deposition). Darbe suformuotoms dangoms buvo naudojamos dvi pagrindinės fizinio garų nusodinimo technologijos: jonapluoščio dulkinimo (IBS, angl. Ion Beam Sputtering) ir garinimo elektronų pluoštu (EBE, angl. Electron Beam Evaporation). EBE atveju buvo naudojamas garinimo kampu (GLAD) metodas, formuojant nanostruktūrizuotas - skulptūrines dangas.

2.1.1. Jonų generavimas ir greitinimas jonų šaltinyje

IBS technologijos išskirtinis bruožas – atskira zona, skirta dujinei plazmai generuoti ir jonams greitinti, vadinama plataus pluošto jonų šaltiniu. Jonų šaltinis paprastai yra sudarytas iš elektros srovę izoliuojančios medžiagos korpuso, daugiaapertūrinių gardelių sistemos greitinančios ir formuojančios jonų pluoštą, dujų įvado, kuriuo tiekiamos reikalingos inertinės dujos, ir elektrinės sistemos, jonizuojančios ir palaikančios dujų plazminę būseną [94].



15 pav. Jonų šaltinio konstrukcija: plazmos kamera (a), ekranuojančioji, greitinančioji ir lėtinančioji gardelės (b) ir atitinkamos kiekvienos iš gardelių elektrinio potencialo vertės ($U_1(x)$ – skerspjūvis jonų pluošto centre, $U_2(x)$ – skerspjūvis prie gardelių) (c) (pagal [95]).

Dujų jonizavimo ir plazmos palaikymo principai detaliam aprašyti jonų šaltinius aprašančioje literatūroje (žr. pvz: [95-97]). Dujų jonizacijai gali būti naudojama nuolatinė srovė (DC) arba radijo dažnio (RF) srovė. Nuo to priklauso pirminio šaltinio konstrukcija. Dujų jonizacija vyksta elektromagnetiniu lauku įgreitintiems elektronams susiduriant su dujų atomais ar molekulėmis [96]. Jonizavus pakankamai elektronų-jonų porų dujos virsta laidžia elektros srovei plazma. RF tipo pirminio šaltinio konstrukcija pavaizduota 15a paveiksle.

Iš pirminio šaltinio kameroje susidariusios plazmos jonai ištraukiami, nukreipiami ir sufokusuojami į dulkinamos medžiagos taikinį naudojant daugiaapertūrių su 2-4 mm diametro kiaurymėmis gardelių sistemas. Gardelių sistemą paprastai sudaro 2-3 gardelės. Pirmoji gardelė, esanti arčiausiai plazmos ir vadinama ekranuojančiąja, palaiko plazmos potencialą. Antroji greitinančioji gardelė prijungiama prie įtampos šaltinio sukuriant neigiamą gardelės potencialą. Trečioji lėtinančioji gardelė yra paprastai įžeminama. Potencialo pasiskirstymas ir įtampa atskirose gardelėse pavaizduoti 15c paveiksle.

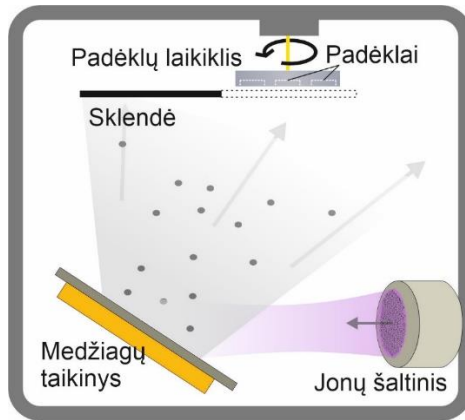
Priklausomai nuo nustatytų įtampos parametrų kiekvienoje iš gardelių, ties pirmosios gardelės kiauryme susidaro tam tikras (didesnio ar mažesnio spindulio) sferos nuopjovos formos plazminis apvalkalas, atskiriantis plazmos

zoną nuo likusios erdvės (15b pav.). Plazmoje esantys jonai gali kirsti šią liniją, tačiau dėl greitinančiosios gardelės kuriamo potencialo, jie yra nukreipiami normalės kryptimi apvarkalo atžvilgiu. Neigiamas potencialų skirtumas tarp pirmosios ir antrosios (greitinančiosios) gardelių suteikia jonams energiją ir nukreipia į medžiagos taikinį, o teigiamas potencialų skirtumas tarp greitinančiosios ir lėtinančiosios gardelių sumažina jonų energiją ir pluošto sklaidą. Nors greitinimo efektą būtų galima pasiekti ir naudojant tik dvi gardeles, trijų gardelių sistema yra pranašesnė, nes ja galima:

- a) sulaikyti elektronų patekimą iš pagrindinės kameros į pirminį jonų šaltinį, taip pagerinant jonų šaltinio stabilumą, išlaikant plazmos neutralumą ir išvengiant išlydžių,
- b) reguliuoti atskirai jonų srovės tankį ir jonų energiją esant pastoviam kitam parametru t.y. keičiant greitinančiosios ir lėtinančiosios įtampų santykį [96, 98].

2.1.2. Jonapluoščio dulkinimo technologija

Pirminio jonų šaltinio greitinamų jonų energija ir srovės tankis gali būti reguliuojami plačiuose intervaluose. Nesunkiai pasiekiami 500-1000 eV ir didesnė jonų energija užtikrina efektyvų taikinio medžiagos atomų dulkinimą t.y. jų sudarančių atomų atskyrimą ir nukreipimą link padėklų, ant kurių formuojama danga. Išmuštų iš taikinio dalelių energija gali siekti dešimtis elektronvoltų [99, 100]. Tokia energija ~100 kartų didesnė, nei garinimo technologijoje pasiekiami garuojančios medžiagos atomų energija (siekianti ~0.1 eV) [100]. Todėl formuojamos dangos sluoksniai yra daug tankesni, labiau homogeniški, tačiau pasižymi didesne spaudžiamųjų įtempių verte [101-103]. IBS technologija lyginant su magnetroninio dulkinimo technologija dėl jonų generavimo ir dangų formavimo zonų atskyrimo, geriau užtikrina stabilias dengimo sąlygas, leidžia išvengti išlydžių, defektų dangoje. Tipinė dangą formuojančių atomų energija IBS technologijos atveju yra ~10 kartų didesnė nei MS technologijos atveju [100]. Todėl IBS technologija yra nepakeičiama didžiausio tikslumo ir stabilumo reikalaujančiuose taikymuose, pavyzdžiui gravitacines bangas detektuojančių interferometrų dangoms formuoti [100, 104, 105].



16 pav. Jonapluoščio dulkinimo (IBS) vakuuminė kamera.

Tyrimuose naudotos IBS sistemos pagrindiniai komponentai yra jau minėtas jonų šaltinis, žingsniniu varikliu stumdomas medžiagų taikynys iš dviejų 20×20 cm paviršiaus ploto medžiagų lakštų, sklendė, kuria valdomas dulkinamos medžiagos patekimas ant optinių padėklų, ir besisukantis optinių padėklų laikiklis, kuriame sudėti dengiami padėklai ir optinės storio kontrolės padėklas (16 pav).

Dengiamų plonų sluoksnių storis kontroliuojamas naudojant plačiąjuostę optinę storio kontrolės sistemą (BBOM) [106]. Sistema užtikrina sluoksnių pralaidumo kontrolę $\lambda=400-1600$ nm spektriniame ruože.

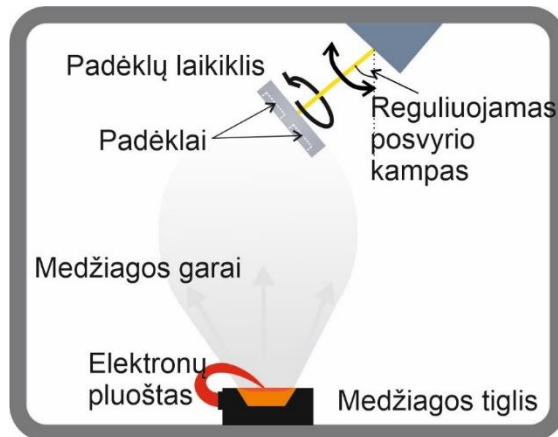
BBOM kontrolės sistema pasižymi dideliu sluoksnių tikslumu, jei dengimo konstantos – medžiagų ir padėklo lūžio rodikliai – yra tiksliai žinomos. BBOM sistema leidžia kontroliuoti ir, įvertinus proceso metu atsiradusias paklaidas koreguoti dangos spektrą dengimo proceso metu. Nepaisant to, BBOM sistema pasižymi paklaidų kaupimosi ir paklaidų savikompensacijos reiškiniais [107, 108], kurie sumažina itin storų dangų paskutinių sluoksnių dengimo tikslumą. Nesigilinant į pačių reiškinų prigimtį, svarbu paminėti, kad jie gali pabloginti CM dangų GDD vertes ir yra pagrindinė priežastis, kodėl plačiausio spektro CM veidrodžių storio kontrolei dažniau naudojama laiko kontrolė [68, 69].

Darbe dengtų CM dangų paklaidoms sumažinti buvo pasirenkamos siauresnio spektrinio pločio (ir mažesnio bendro storio bei sluoksnių skaičiaus) dangų struktūros. Taip pat buvo įvertinami kiekvieno veidrodžio teoriniai spektrai (ir jų kitimas) po kiekvieno iš padengtų sluoksnių.

2.1.3. Garinimo elektronų pluoštu (EBE) technologija ir garinimo kampu (GLAD) metodas

Garinimo kampu (GLAD) metodui realizuoti paprastai naudojama garinimo elektronų pluoštu technologija (EBE). Šiuo metodu buvo dengiamos tik NS monosluoksnių dangos, skirtos čirpuotų veidrodžių su NS viršutiniu sluoksniu tyrimams.

EBE technologija iš esmės skiriasi nuo dulkinimo technologijų – sluoksnį formuojančių dalelių energija, kuri siekia ~ 0.1 eV ir yra ~ 10 - 100 kartų žemesnė nei dulkinimo proceso metu [100]. Medžiagos garinimas vyksta vakuume elektronų pluoštu kaitinant tiglyje sudėtas medžiagos granules ar tabletes. Tokiu metodu išgarinti galima ir medžiagas, kurių lydymosi temperatūra aukštesnė už tiglio lydymosi temperatūrą: efektyviai aušinant tiglį, jo temperatūra nepakyla iki lydalo temperatūros.

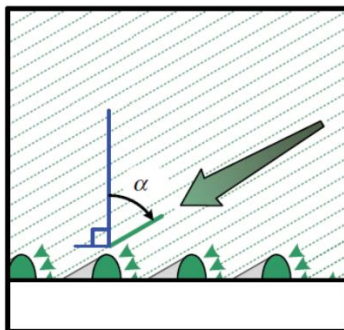


17 pav. GLAD metodas EBE technologijos vakuuminėje kameroje.

Vakuuminėje kameroje išgarintos medžiagos atomai ar molekulės kondensuojasi ant optinių padėklų. Padengtos dangos struktūra, tankis ir kitos savybės priklauso nuo daugybės parametru: garų dalelių (atomų ar molekulių) energijos, padėklo temperatūros, vakuumo lygio ir t.t.

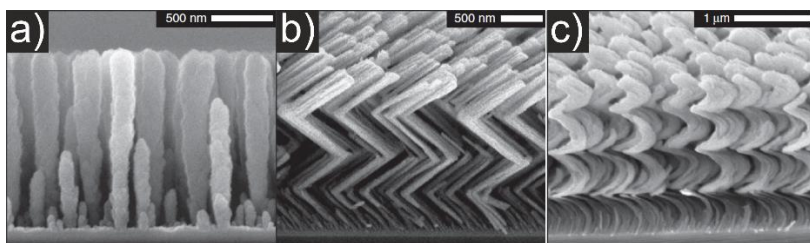
GLAD metodas yra skirtas porėtų izotropinių ir anizotropinių dangų sluoksniams formuoti. Tokios konfigūracijos schema pavaizduota 17 paveiksle. Norint padidinti sluoksnio porėtumą yra sukuriamos sąlygos šešėliavimo reiškiniui, t.y. padėklų laikiklio sukimosi ašis paprastai yra pasukama 60 - 70° ir didesniu kampu. Šešėlio ilgio ir kolonos aukščio santykis bei susiformavusios dangų mikrostruktūros SEM nuotraukos pateiktos [109] nuorofoje. Dėl didelio kampo ant padėklų nusėdusios dangos sluoksnio molekulės suformuoja klasterius, uždengiančius srauto sklaidimą tiesia

trajektorija kitoms garų molekulėms į zonas tarp klasterių, t.y. sukuriamas šešėlis tam tikrose zonose prie padėklo (18 pav). Dėl žemos besikondensuojančių garų atomų (molekulių) energijos, paviršinė difuzija taip pat nėra reikšminga.



18 pav. Šešėliavimo reiškinys ir kolonų bei tarpų formavimasis GLAD konfigūracijos atveju [110].

Priklausomai nuo sukimo aplink statmenį dangos plokštumai greičio ir tipo, GLAD metodu galima suformuoti skirtingomis savybėmis ir struktūra pasižyminčias dangas. Pakankamai greito tolygaus sukimo atveju suformuojama danga, sudaryta iš statmenų kolonų, pasižyminti mažesniu nei tankios medžiagos izotropiniu efektyviuoju lūžio rodikliu. Efektyvusis lūžio rodiklis nustatomas vertinant pagal efektyviosios terpės modelius (pvz.: Bruggeman, Lorentz-Lorentz, Maxwell-Garnett ir kt.), kaip oro ir medžiagos mišinio lūžio rodiklis [11]. Tolygaus lėto sukimo atveju galima formuoti įvairias chirlinėmis savybėmis pasižyminčias dangas, o keičiant sukimo greitį netolygiai – anizotropines dangas [109]. Tokių dangų pavyzdžių SEM skerspjuvio vaizdai pateikti 19 paveiksle.



19 pav. Skirtingos GLAD metodu suformuotos dangos: a) statmenų kolonų, b) anizotropinė šėvroninė struktūra, c) chirlinė struktūra [109].

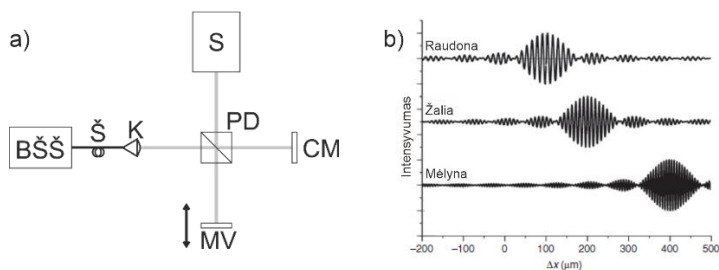
2.2. Metrologija ir matavimai

2.2.1. GDD matavimo metodas ir įranga

GDD matavimai buvo daryti baltos šviesos interferometrijos metodu (WLI). Didžioji dalis matavimų buvo atlikta naudojant komercinį Chromatis interferometrą (KM Labs, JAV). Matavimai, kurie buvo vykdyti keičiamos santykinės drėgmės sąlygomis, buvo atlikti laboratorijoje surinktu baltos šviesos interferometru.

WLI metodui realizuoti naudojamas Maikelsono interferometras, kurio schema pateikta 20a pav., sudarytas iš baltos šviesos šaltinio, kolimatoriaus, pluošto daliklio, žingsniniu varikliu stumdomo metalinio veidrodžio, spektrometro arba fotodiodo. Balta trumpo koherentiškumo ilgio šviesa, prasklidusi pro šviesolaidį kolimuojama interferometro įėjime. Kolimuotas pluoštas padalinamas 50 % pluošto dalikliu į skirtingas interferometro šakas: matavimo ir atraminę. Matavimų šakoje šviesa atsispindi nuo matuojamo CM, atraminėje – nuo veidrodžio, pritvirtinto ant transliacinio laikiklio, kuriuo reguliuojamas atraminės šakos ilgis, t.y. spindulio optinis kelias atraminėje šakoje. Po atspindžio nuo veidrodžių spinduliai grįžta iki pluošto daliklio, kuriame šviesos dalis iš abiejų spindulių nukreipiama į spektrometrą.

Baltos šviesos koherentiškumo ilgis yra keletas mikrometrų [54]. Erdvinis koherentiškumas gali būti užtikrinamas nukreipiant šviesą iš šaltinio į interferometrą pro šviesolaidį, kolimatorių, naudojant erdvinio filtravimo optines schemas ir kt. metodais [111].



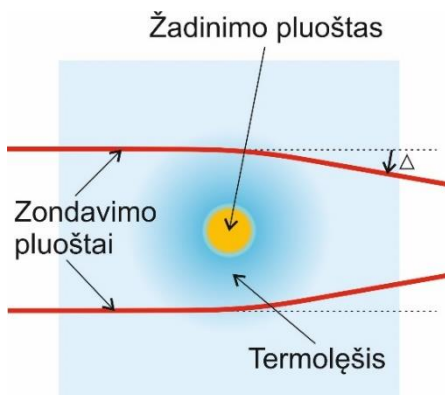
20 pav. WLI matavimo schema: BŠŠ – nekoherentinės baltos šviesos šaltinis, Š – šviesolaidis, K – kolimatorius, PD – pluošto daliklis, MV – metalinis veidrodys reguliuojamas žingsniniu varikliu, CM – matuojamas CM, S – spektrometras (a) ir skirtingo bangos ilgio spinduliuotės interferogramų poslinkis (b) [54].

Matavimų procedūrą galima suskaidyti į keletą etapų. Iš pradžių interferometras suderinamas taip, kad į spektrometrą nukreipta EM spinduliuotė iš matavimų ir atraminės šakų interferuotų. Į laikiklį matavimų

šakoje įdedamas toks pats metalinis veidrodis, kaip ir atraminėje šakoje. Laikinis koherentiškumas užtikrinamas reguliuojant transliacinio laikiklio poziciją. Pluoštų sklidimo kryptis suderinama reguliuojant veidrodžių laikiklius. Antrajame etape atliekamas interferogramų registravimas. Matavimų šakoje įdėjus matuojamą CM veidrodį ir slenkant atraminės šakos veidrodį, registruojamos skirtingo bangos ilgio šviesos interferogramos (20b pav.). Dėl CM veidrodžio sukkelto papildomo fazinio poslinkio, kiekvienos interferogramos maksimumas bus paslinktas tam tikru atstumu, pagal kurį nustatomos matuojamo veidrodžio fazinės charakteristikos. Paskutinis etapas – matavimų analizė. Yra keletas metodų CM faziniams parametrms iš išmatuotų interferogramų nustatyti: Furje transformacijos [111, 112], interferogramos lokalių ekstremumų [113] ir kt. Daugumoje metodų yra nustatoma fazės pokyčio spektrinė priklausomybė iš kurios skaitmeninio diferencijavimo būdu apskaičiuojami GD, GDD ir aukštesnių eilių faziniai parametrai. Būtent dėl skaitmeninio diferencijavimo būtinybės, signalo triukšmas stipriai apriboja GDD bei aukštesnių eilių dispersinių parametru matavimo tikslumą bei spektrinę rezoliuciją [112]. Disertacijos tyrimuose daugiausiai naudoto komercinio Chromatis matuoklio tikslumas specifikuotas $\leq \pm 5fs^2$. Tačiau GDD matavimo tikslumas priklauso nuo detektoriaus ir šviesos šaltinio triukšmo, kuris yra didesnis tam tikruose spektriniuose ruožuose. Taip pat paklaidos priklauso nuo GDD osciliacijų vertės ir pasirinkto skaitmeninio diferencijavimo algoritmo savybių [112].

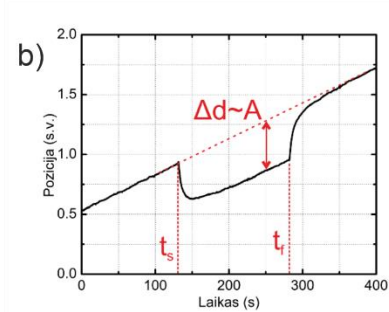
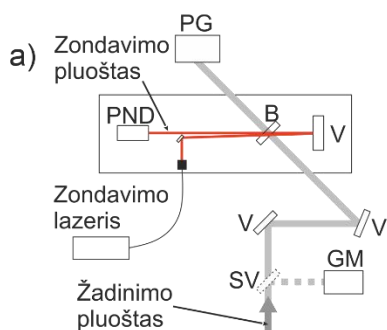
2.2.2. Sugerties koeficiento matavimas lazerio sukkelto užlinkimo metodu

Lazerio sukkelto užlinkimo (LID – angl. Laser induced deflection) sugerties matavimo metodas pagrįstas spindulio užlinkimo dėl sugerties sukkelto šiluminio lęšio matavimais. Eksperimentas pagrįstas žadinimo-zondavimo principu: į bandinį nukreipiami atskiri žadinimo ir zondavimo lazeriniai pluoštai. Žadinimo pluoštas sugeriamas ir dėl to sukelia terminio lęšio efektą (21 pav.). Priklausomai nuo konfigūracijos vienas arba keli zondavimo spinduliai dėl susidariusio termolęšio užlinksta. Išmatavus spindulio poslinkį prieš tai sukalibruotoje sistemoje galima įvertinti bandinio sugertį. LID metode žadinimo pluoštui generuoti naudojami pastovios veikos arba didelio pasikartojimo dažnio impulsiniai lazeriai.



21 pav. Termolėšio sukeltas zondavimo pluoštų užlinkimas LID matavimo sistemoje.

Metodo principinė schema pateikta 22a paveiksle. Pradėjus matavimą žadinimo pluoštas yra nukreiptas ant sklendės esančiu veidrodžiu į galios matuoklį. Išmatavus zondavimo pluošto kitimo priklausomybę nuo laiko, sklendė su veidrodžiu atidaroma ir lazerinė spinduliuotė veidrodžiais nukreipiama į izoliuotą nuo oro srovių zoną su bandiniu ir zondavimo sistema. Zondavimo pluoštas iš šviesolaidžio nukreipiamas pro bandinį į veidrodį ir atgal į poziciją nustatantį diodą. Dėl žadinimo pluošto sukulto termolėšio, zondavimo spindulys užlinksta: detektuojamoje spindulio pozicijoje po sklendės atidarymo matomas staigus pozicijos pokytis (22b pav.). Termolėšio sukeltas pozicijos pokytis nusistovėjęs šiluminei pusiausvyrai bandinyje yra proporcingas bandinio sugerties koeficientui. Po atlikto matavimo sklendė uždaroma ir matavimo procedūra kartojama keletą kartų.



22 pav. LID metodo principinė schema: SV – veidrodys pritvirtintas prie sklendės, V – veidrodžiai, GM – galios matuoklis, B – bandinys, PND – poziciją nustatantis diodas, PG – pluošto gaudyklė (a); LID matavimo zondavimo pluošto pozicijos priklausomybė nuo laiko; t_s , t_f – sklendės atidarymo ir sklendės uždarymo taškai (b).

Darbe tyrinėjamų dangų sugerties matavimams naudota Leibnico Fotonikos Technologijų Instituto (angl. Leibniz Institute of Photonic Technology) Vokietijoje [114-116] sukonstruota sugerties matavimo sistema. Žadinimo pluošto diametras turi būti gerokai didesnis nei zondavimo pluoštų. Nustatytoje konfigūracijoje naudojamas 4 mm diametro žadinimo pluoštas ir du zondavimo spinduliai, kertantys bandinį už zondavimo pluošto apšviestos srities ribų.

Sistema kalibruojama specialiu kalibraciniu bandiniu sudarytu iš elektrinio kaitintuvo, priklijuoto prie tokios pačios geometrijos ir medžiagos optinio padėklo kaip ir naudojamų optinėms dangoms dengti. Elektrinis kaitintuvas perduoda šilumą optiniam padėklui. Optiniame padėkle susidaro šiluminis lęšis, kurio geometrija yra analogiška šiluminiam lęšiui, susidaranciam dėl lazerinio pluošto sugerties. Jei visa energija efektyviai perduodama optiniam padėklui (tai užtikrinama naudojant plonus mažos varžos laidus taip sumažinant kaitimą laiduose ir šiluminius nuostolius per laidus), beveik visa elektrinė galia yra konvertuojama į šiluminę ir nulemia šiluminio lęšio susidarymą. Šiluminis lęšis sukelia zondavimo spindulių nuokrypį analogišką esant tokios pat galios sugerčiai. Keičiant elektrinę galią galima susikalibruoti LID sistemą reikalingame optinės galios ruože.

LID matavimo sistemoje žadinimui naudojami trys impulsiniai lazeriai skirtingo bangos ilgio spinduliuotės sugerčiai matuoti: $\lambda=1064$ nm (70W galios), $\lambda=532$ nm (10W galios) ir $\lambda=355$ nm (5W galios), o zondavimui $\lambda=640$ nm bangos ilgio nuolatinės veikos lazeris.

Pagrindiniai LID metodo privalumai, lyginant su kitomis sugerties matavimo technologijomis yra didelis matavimo tikslumas (<1ppm), lengva sistemos kalibracija, paprasta matavimų procedūra. Pagrindiniai trūkumai yra maža raiška tiek elemento paviršiaus kryptimis, tiek bandinio gylyje (standartiškai galima matuoti tik vienoje vietoje), ilga matavimo trukmė, reikalinga atskira kalibracija skirtingos medžiagos, geometrijos optinių padėklų ar komponentų matavimams. Taip pat svarbu paminėti, kad LID metodu galima išmatuoti tik sugerties energijos, virstančios šiluma, dalį. Todėl matuojant fluorescuojančių bandinių sugertį, LID metodas naudojamas kartu su lazeriu indukuotos fluorescencijos matavimais [35, 117]. Taip nustatoma pilna optinio komponento sugertis.

2.2.3. Atsparumo lazerio spinduliuotei matavimo metodika ir aparatūra

Lazeriu indukuotos pažaidos slenkstis visiems bandiniams buvo išmatuotas „Legend Elite“ lazeriu. Impulsų pasikartojimo dažnis buvo 1 kHz,

o autokoreliatoriumi išmatuota impulsų trukmė pusės maksimumo aukštyje – 102 fs. Lazerio centrinis bangos ilgis $\lambda=800$ nm. Gausinio pasiskirstymo spinduliuotės pluoštas buvo sufokusuotas į 146.9 ± 1.1 μm dėmę. Matavimai atlikti pagal 1-į-1 ir S-į-1 LIDT matavimo standartus [82, 118].

Spinduliuotės pažaidos faktas nustatytas matuojant išsklaidytos EM spinduliuotės padidėjimą ir vėliau patikrintas Nomarskio tipo mikroskopu. Kiekvieno matuoto bandinio paviršiuje pamatuoti ~500 taškų.

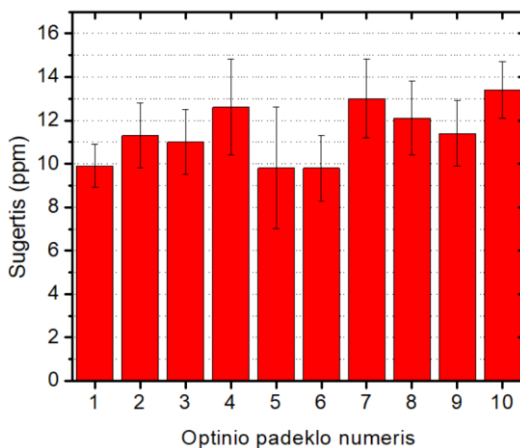
3. REZULTATAI

3.1. Brego ir čirpuotų veidrodžių sugertis

Šiame skyriuje pristatomi čirpuotų veidrodžių sugerties matavimai ir palyginimo su sumodeliuotomis sugerties vertėmis pagal vieno sluoksnio dangų sugerties matavimus rezultatai, išplečiant modelį daugiasluoksnių optinių dangų sugerčiai įvertinti. Tyrimu nustatomos tikslios pagrindinių jonapluoščio dulkinimo technologija dengiamų optinių dangų medžiagų (TiO_2 , Nb_2O_5 , Ta_2O_5 , HfO_2 , Al_2O_3 , SiO_2) ekstinkcijos koeficiento vertės $\lambda=1064$ nm bangos ilgio EM spinduliuotei. Taip pat įvertinama tarp sluoksnių įtaka galutinei daugiasluoksnės dangos sugerties vertei bei optinių komponentų atkaitinimo iki 300°C įtaka. Rezultatai leidžia įvertinti įvairių planuojamų CM ir kitų daugiasluoksnių dangų 1064 nm bangos ilgio spinduliuotės sugerties koeficiento vertę. Taip pat nustatyti dėsningumai palengvina panašių metodikų suformulavimą kitiems spektriniais ruožams, pvz.: ultravioletinių bangų ruože, kuriame tiesinė sugertis yra žymiai didesnė.

3.1.1. Optinių padėklų sugertis

Prieš dengiant vienasluoksnes ir daugiasluoksnes dangas buvo išmatuotos visų padėklų sugerties koeficiento vertės LID metodu. Išmatuotos vertės svyravo nuo 9.8 ppm iki 13.4 ppm (23 pav). Svarbu paminėti, kad santykinai didelės išmatuotos vertės nerodo blogos optinių padėklų kokybės, nes kalibracijos procedūra (turimas kalibracinis bandinys) yra specifiskai pritaikytas dangų, o ne optinių padėklų matavimams. Naudojant optiniams padėklams matuoti pritaikytą kalibracinį bandinį [35], būtų nustatytas kitas kalibracinis koeficientas ir būtų išmatuotos tikslios, o ne santykinės sugerties koeficiento vertės, kurios skirtųsi nuo pateiktų verčių tam tikra konstanta.

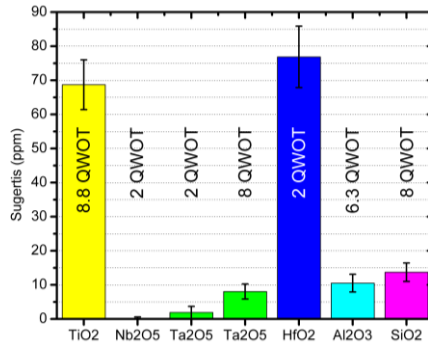


23 pav. Optinių padėklų sugerties koeficiento dalis išmatuota LID metodu.

Nepaisant anksčiau minėtų netikslumų, nustatytos vertės yra svarbios, nes jos parodo, kokį ppm verčių skirtumą sukelia padėklas iš dalies pralaidžių dangų atžvilgiu. Nagrinėjamu atveju, ypač vienasluoksnių dangų matavimuose svarbu įvertinti, kad dalis EM spinduliuotės pro dangą praleidžiama į padėklą, kuriame dėl sugerties taip pat formuojasi termolėšis. Tokiu atveju išmatuota EM spinduliuotės sugertis optiname elemente lygi $A=A_d+T \times A_{op}$, kur A_d – dangos sugertis, A_{op} – optinio padėklo sugerties dalis, pateikta 23 paveiksle. Tolimesniuose skyriuose pateiktos optinių dangų sugerties vertės atėmus padėklų sugertį.

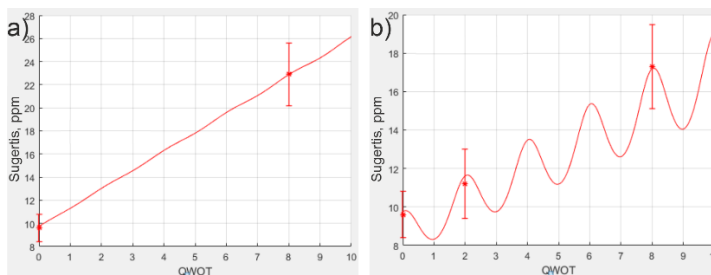
3.1.2. Monosluoksnių dangų sugertis

Teorinis daugiasluoksnės optinės dangos sugerties koeficientą aprašantis modelis (1.1.8 poskyris) aprašomas įterpiančią dangą sudarančių medžiagų ekstinkcijos koeficiento vertes. Ekstinkcijos koeficiento eksperimentuose naudojamų medžiagų vertėms nustatyti, buvo padengtos vieno sluoksnio dangos ir pamatuoti jų sugerties koeficientai 1064 nm bangos ilgio spinduliuotei (24 pav.). Visų vienasluoksnių dangų storiai (QWOT) pateikti ties kiekvieno matavimo verte. Skirtingi storiai 2-8 QWOT ribose pasirinkti, preliminariai įvertinant dangų sugerties lygį pagal žinomą medžiagų sugerties lygį UV srityje [119]. Ta₂O₅ 8 QWOT storio danga buvo padengta išmatavus 2 QWOT storio dangos mažą sugerties vertę ir siekiant papildoma verte patikrinti teorinę sugerties koeficiento priklausomybę nuo storio.



24 pav. Vienasluoksnių dangų sugerties koeficientai (atėmus optinių padėklų sugerties dalį).

Vienasluoksnės dangos sugerties ir dangos medžiagos ekstinkcijos koeficientai yra susieti pagal 1.32 formulę. Į teorinį modelį įvedus papildomą tašką, kai dangos storis lygus nuliui (t.y. padėklo sugerties vertę), kiekvienos medžiagos atveju galima nustatyti ekstinkcijos koeficientą. Teorinė sugerties priklausomybė nuo storio, aproksimavus eksperimentinius taškus ekstinkcijos koeficiento k nustatymui, bei eksperimentiškai išmatuotas vertės pavaizduotos 25 pav. SiO₂ (a) ir Ta₂O₅ (b) medžiagoms. Pateiktos teorinės priklausomybės skaičiavimuose buvo naudojama labiausiai tinkanti ekstinkcijos koeficiento k vertė, nustatyta mažiausių kvadratų metodu. Ta₂O₅ medžiagos atveju matomas osciliacinis teorinės sugerties priklausomybės pobūdis negali būti patikrintas, nes turimas LID stendas yra nepakankamai tikslus. Matavimo paklaidos yra palyginamos su svyravimų amplitudės verte. Tačiau visi trys išmatuoti taškai, padėklo matavimo ir dviejų vienasluoksnių dangų matavimų vertės, paklaidų ribose sutampa su prognozuojama teorine sugerties priklausomybe.



25 pav. Sugerties koeficiento priklausomybė nuo optinio storio: išmatuoti taškai LID metodu ir teorinis modelis (pagal 1.32 formulę) SiO₂ (a) ir Ta₂O₅ (b) medžiagoms.

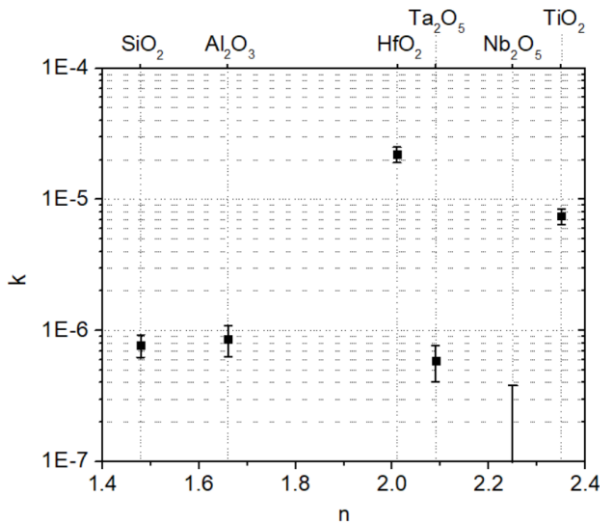
Pateiktos teorinės priklausomybės ir išmatuotos sugerties koeficiento vertės (25 pav.) neįrodo teorinio sugerties priklausomybės nuo storio pobūdžio. Norint patvirtinti parodytas priklausomybes reikėtų daugiau eksperimentinių matavimų taškų, t.y. didesnio kiekio vienasluoksnių dangų procesų ir matavimų, ir tikslesnės matavimo sistemos, siekiant įvertinti galimų interferencinių efektų įtaką. Tačiau pateikta Ta₂O₅ priklausomybė leidžia daryti prielaidą, kad sluoksnio ir padėklo sandūros įtaka dangų sugerties koeficientui yra mažesnė už matavimų paklaidas. Tai leido nustatyti skirtingų medžiagų preliminarias ekstinkcijos koeficiento vertes pagal padėklų be dangų ir vienasluoksnių dangų matavimus.

1 lentelė. IBS technologija padengtų bandinių sugerčiai matuoti sąrašas ir parametrai.

Eil. Nr.	Medžiaga	Sluoksnio storis, QWOT	Sugerties vertė, ppm	k
1	TiO ₂	8.8	68.7±7.3	7.5±1E-6
2	Nb ₂ O ₅	2	0+0.6	0+3.7E-7
3	Ta ₂ O ₅	2	1.9±1.8	5.8±1.8E-7
4	Ta ₂ O ₅	8	8±2.2	
5	HfO ₂	2	76.9±9	2.2±0.3E-5
6	Al ₂ O ₃	6.3	10.5±2.6	8.5±2.3E-7
7	SiO ₂	8	13.7±2.7	7.7±1.5E-7

Išmatuotos sugerties koeficiento ir įvertintos ekstinkcijos koeficiento vertės pateiktos 1 lentelėje, o ekstinkcijos koeficiento priklausomybė nuo lūžio rodiklio pavaizduota 26 paveiksle. Ekstinkcijos koeficiento vertės viena nuo kitos skiriasi iki dviejų eilių (nuo 10⁻⁷ iki 10⁻⁵) ir todėl vaizduojamos logaritminėje skalėje. Pagal esamus sugerties matavimus didžiausiu ekstinkcijos koeficientu (k) pasižymėjo HfO₂ medžiagos sluoksnis. HfO₂ medžiaga yra žinoma kaip aukšto LIDT ir pakankamai žemos sugerties medžiaga UV ruože (pvz. 355 nm, 343 nm spinduliutei). Didesnė sugertis 1064 nm bangos ilgio spinduliutei galėjo būti nulemta stochiometrinių defektų amorfinėje/polikristalinėje dangos struktūroje. Yra žinoma, kad hafnio oksido suformuotų plonų sluoksnių parametrai (sugertis, lūžio rodiklis, LIDT) yra labai jautrūs reaktyvių proceso dujų, t.y. deguonies srautui. Yra nustatyta, kad tiek per mažas, tiek per didelis deguonies srautas padidina HfO₂ sluoksnio sugertį [44, 120]. Pastarųjų metų moksliniuose tyrimuose daromos prielaidos, kad esant per mažam deguonies srautui sluoksnyje susiformuoja

deguonies vakancijos, nulemiančios sugertį [44, 121], o esant per dideliu deguonies srautui sugertis greičiausiai padidėja dėl deguonies pertekliaus defektų (oksidinių, peroksidinių jungčių) atsiradimo [44, 45]. Darbe naudojamas deguonies srautas buvo nustatytas optimizuojant sluoksnio UV spinduliuotės sugertį (naudojant spektrofotometrinius matavimus). Tikėtina, kad HfO_2 sluoksniui reikalingą deguonies kiekį galima patikslinti pagal LID sugerties matavimus ir taip sumažinti sugertį 1064 nm bangos ilgio spinduliuotei.



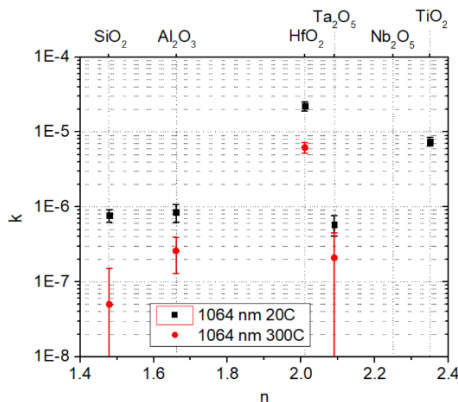
26 pav. Nustatytų IBS medžiagų ekstinkcijos koeficiento verčių priklausomybė nuo lūžio rodiklio.

Mažiausia ekstinkcijos koeficiento vertė iš aukšto lūžio rodiklio medžiagų pasižymėjo Nb_2O_5 ir Ta_2O_5 medžiagų bandiniai. Dėl šios priežasties Nb_2O_5 ir Ta_2O_5 medžiagos kartu su žemo lūžio rodiklio medžiaga, t.y. SiO_2 buvo naudojamos čirpuotų veidrodžių sugerties tyrimams ir sugerties prognozei. Didesne sugertimi pasižyminčių medžiagų daugiasluoksnių dangų sugertį įvertinti yra paprasčiau dėl didesnio sugerties matavimų santykinio tikslumo. Todėl didesne sugertimi pasižyminčioms medžiagoms, nustatyti dėsningumai taip pat turėtų galioti.

3.1.3. Optinių dangų atkaitinimo įtaka ekstinkcijos koeficiento vertei

Yra žinoma, kad PVD technologijomis suformuotų sluoksnių sugerties koeficientą galima sumažinti taikant dangų atkaitinatinimo procedūrą [121-123]. Vienas iš mechanizmų, kuriais sugertis sumažinama yra dangos sluoksnių oksidacija, kuri suintensyvėja dėl pakeltos bandinio temperatūros.

Tai labiausiai matoma ir labiausiai pritaikyta dangų sugerčiai UV spinduliuotės ruože sumažinti [121, 123]. Tokį sugerties sumažėjimą nesudėtinga užfiksuoti spektrometriniais matavimais. Vertinant LID metodu, galima patikrinti ir 1064 nm EM spinduliuotės sugerties pokytį po atkaitinimo. Visų tiriamų medžiagų monosluoksnių sugerties koeficientas išskyrus TiO_2 ir Nb_2O_5 buvo pamatuotas po atkaitinimo iki 300°C . TiO_2 , Nb_2O_5 medžiagos nebuvo kaitinamos, nes yra žinoma, kad TiO_2 dangos gali nusilupti dėl kaitinimo, o Nb_2O_5 medžiagos vienasluoksnės dangos sugertis prieš kaitinimą buvo mažesnė, nei matavimo paklaidos. Taip pat šio tyrimo rėmuose nebuvo tirama medžiagų sugerties priklausomybė nuo kaitinimo įvairiose temperatūrose. Tyrimas neišplėstas, nes pagrindinių tyrimo medžiagų (Nb_2O_5 , Ta_2O_5 ir SiO_2) monosluoksnių sugerties koeficiento vertės yra pakankamai mažos, todėl tokiu tyrimu tiksliai nustatyti optimalią kaitinimo temperatūrą nepavyktų. Per didelė matavimo paklaida nulemta per mažo vienasluoksnių dangų storio ir padėklo įtakos. Nustatytos medžiagų ekstinkcijos koeficiento vertės po kaitinimo pateiktos 27 paveiksle. Didžiausias absoliutus sugerties sumažėjimas matomas HfO_2 medžiagos bandiniui, o santykinis – SiO_2 medžiagos bandiniui. Tačiau dėl plačių ekstinkcijos koeficiento paklaidų ribų 10^{-7} lygyje, negalima tiksliai palyginti SiO_2 , Al_2O_3 ir Ta_2O_5 medžiagų ekstinkcijos koeficientų po kaitinimo.

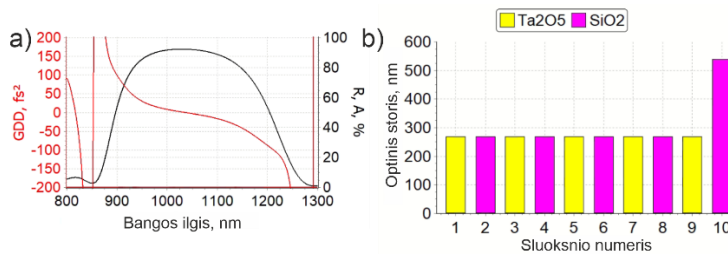


27 pav. IBS technologija suformuotų vienasluoksnių dangų medžiagų ekstinkcijos koeficiento pokytis po kaitinimo iki 300°C

3.1.4. Daugiasluoksnės QWOT struktūros sugertis

Daugiasluoksnės dangos sugertis priklauso ne tik nuo atskirų dangų sudarančių sluoksnių sugerties. Papildomą sugerties dalį gali nulemti nestechiometriškai susiformavusios sluoksnių sandūros.

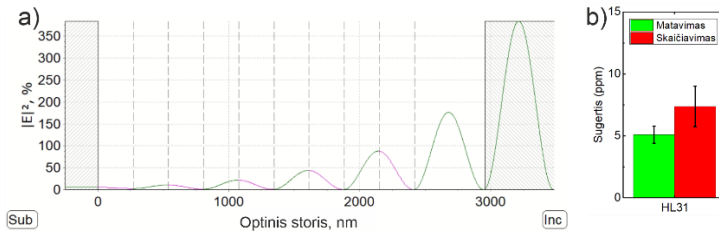
Siekiant įvertinti sluoksnių sandūrų įtaką jonapluoščio dulkinimo technologija padengtų dangų sugerčiai, buvo padengtos dvi Brego veidrodžio dangos, sudarytos iš dešimties Ta_2O_5/SiO_2 ir Nb_2O_5/SiO_2 medžiagų sluoksnių. Abiejų veidrodžių pirmieji devyni sluoksniai buvo 1 QWOT, o paskutinis dešimtas sluoksnis – 2 QWOT (28 pav.). Abiejų veidrodžių atspindžio koeficientas viršijo 90 % (28 pav.). Dėl to padėklo įtaka galutiniams sugerties matavimams buvo sumažinama bent 9 kartus. (>90 % spinduliuotės intensyvumo nepasiekė padėklo ir nesukėlė termolėšio jame).



28 pav. Ta_2O_5/SiO_2 Brego veidrodžio struktūros dangos atspindžio bei pralaidumo spektrai (a) ir sluoksnių optiniai storiai (b).

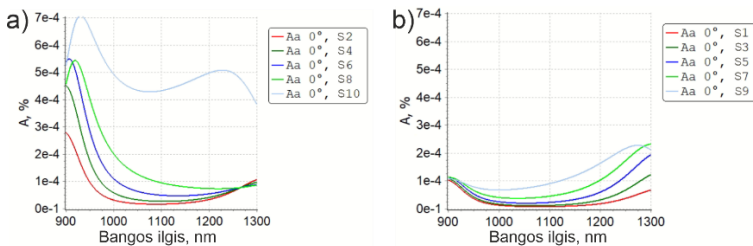
Išmatavus padengtos Ta_2O_5/SiO_2 dangos sugerties koeficientą, jis buvo palygintas su suskaičiuotu sugerties koeficientu. Skaičiuojant dangos sugerties koeficientą, buvo naudojami monoslauksnių dangų tyrimuose nustatyti ekstinkcijos koeficientai k , Ta_2O_5 ir SiO_2 medžiagoms. Išmatuotas sugerties koeficientas 5.1 ± 0.7 ppm yra apie 30 % mažesnis už suskaičiuotą vertę 7.4 ± 1.8 ppm (29b pav.).

Detaliau nagrinėjant dangos sugerties koeficiento priklausomybę nuo struktūros, reikia prisiminti, kad lemiamą įtaką sugerties koeficiento dydžiui daro krintančios elektromagnetinės spinduliuotės elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymas (29a pav.). Tyrinėjamoje Brego veidrodį atitinkančioje (HL)⁴2L struktūroje didžiausia elektrinio lauko kvadrato vertė pasiekiamą išoriniame 2L sluoksnyje. Be to, šis sluoksnis yra dvigubai storesnis ir daro didžiausią įtaką dangos sugerties koeficientui.



29 pav. $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ Brego veidrodžio struktūros dangos elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymas (a) ir išmatuota bei sumodeliuota sugerties koeficiento vertės (b).

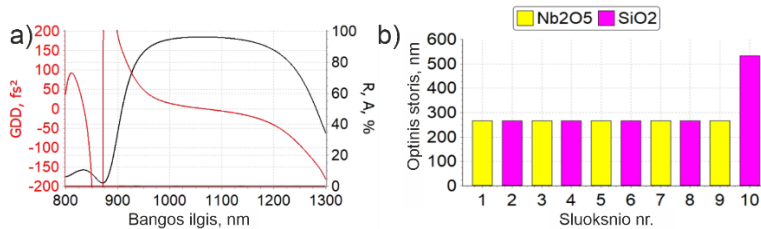
Atskirai sugerties dalis kieviename iš sluoksnių yra suskaičiuota ir pateikta 30 pav. SiO_2 (a) ir Ta_2O_5 (b) sluoksniams. Skaičiuojant sugerties priklausomybę daryta prielaida, kad medžiagų ekstinkcijos koeficientas nepriklauso nuo bangos ilgio 900-1300 nm spektriniame ruože (buvo naudota 1064 nm spinduliuotei nustatyta ekstinkcijos koeficiento vertė). Toks įvertinimas gali būti ne visiškai tikslus, dėl galimų sugerties juostų NIR spektriniame ruože, sukeltų drėgmės ar sugeriančių priemaišų. Tačiau toks įvertinimas parodo sugerties priklausomybę nuo veidrodžio struktūros (matomi sugerties pikai dangos atpindžio zonos kraštuose). Vertinant centrinio bangos ilgio (1064 nm) spinduliuotės sugertį, matoma, kad didžiausią įtaką (>4 ppm sugerties) nulemia išorinis dvigubas SiO_2 sluoksnis. Kiti sluoksniai pasižymi <1.5 ppm sugertimi.



30 pav. $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ Brego veidrodžio struktūros dangos sugerties dalis L (a) ir H (b) sluoksniuose; S žymi sluoksnio numerį.

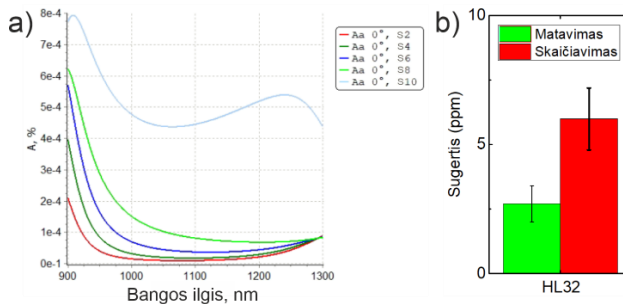
Analogiški eksperimentai buvo atlikti tokios pačios struktūros $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ daugiasluoksnei dangai (31b pav.). Šiuo atveju atspindžio koeficientas viršijo 96 %, todėl tik 4 % šviesos galėjo sukelti sugertį padėkle (31a pav.). Todėl padėklo įtaka turėjo būti nežymi. Kadangi nustatyta, jog Nb_2O_5 vienasluoksnės dangos ekstinkcijos koeficientas yra mažesnis už matavimo paklaidą, teoriniame modelyje naudota ekstinkcijos koeficiento vertė lygi 0.

Todėl visą daugiasluoksnės dangos sugertį teoriniame modelyje nulėmė sugertis SiO₂ sluoksniuose.



31 pav. Nb₂O₅/SiO₂ Brego veidrodžio struktūros dangos atspindžio bei pralaidumo spektrai (a) ir sluoksnių optiniai storiai (b).

Dangos sugertis skirtinguose SiO₂ sluoksniuose yra pateikta (32a pav.) Dėl analogiškos dangos struktūros, kaip ir Ta₂O₅/SiO₂ veidrodžio, sugerties vertės kiekviename L sluoksnyje taip pat labai panašios. Aukšto lūžio rodiklio medžiagų Ta₂O₅ ir Nb₂O₅ lūžio rodiklių ir ekstinkcijos koeficientų skirtumai beveik nepakeičia $\lambda=1064$ nm spinduliuotės elektrinio lauko pasiskirstymo dangoje, todėl ir sugerties pasiskirstymas L sluoksniuose žymiai nepakinta. Išmatuota dangos sugerties koeficiento vertė (32b pav.) yra tik 2.9 ± 0.7 ppm, t.y. net ~50 % mažesnė nei sumodeliuota pagal vienasluoksnių dangų matavimus (6 ± 2 ppm). Kadangi šitos dangos sugerčiai įvertinti buvo naudojamas tik SiO₂ medžiagos ekstinkcijos koeficientas, galima daryti prielaidą, kad daugiasluoksnėse dangose nustatomas gerokai mažesnis bent SiO₂ medžiagos ekstinkcijos koeficientas.



32 pav. Nb₂O₅/SiO₂ Brego veidrodžio struktūros dangos sugerties dalis L sluoksniuose (a) ir išmatuota bei suskaičiuota sugerties koeficiento vertės (b).

3.1.5. Čirpuotų veidrodžių dizainai sugerčiai įvertinti

Pastebėti nesutapimai vienasluoksnėse ir Brego veidrodžio struktūros dangose gali būti nulemti įvairių veiksnių, kurie daro įtaką dangos dengimo

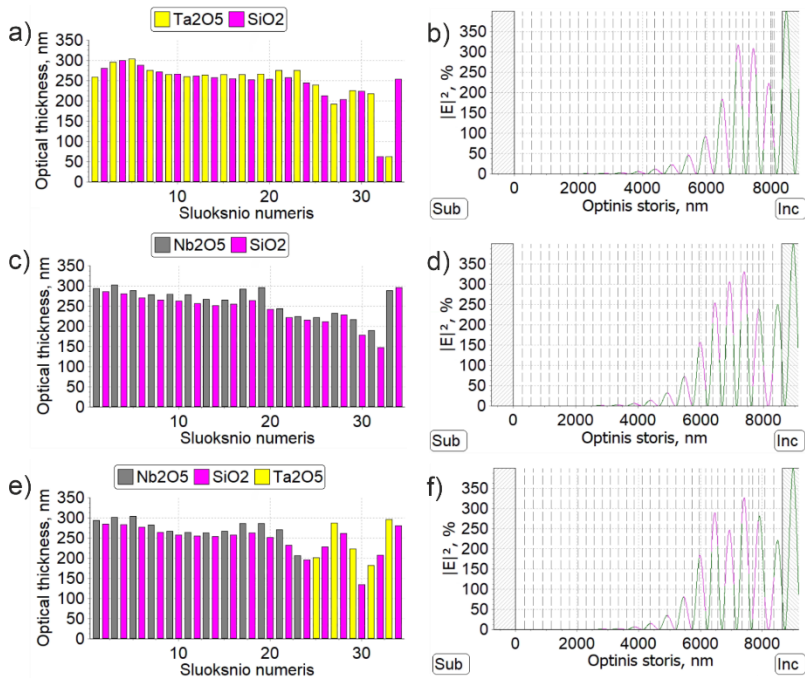
pradžioje. Pagrindiniai iš tokių veiksnių: padidėjusi dangos sugertis padėklo – pirmo sluoksnio sandūroje, įvairios priemaišos sluoksnio pradžioje, nehomogeniškas sluoksnio augimas prie padėklo. Daugiasluoksnių veidrodžių atveju, iki arčiau padėklo esančių sluoksnių spinduliuotė beveik neįsiskverbia, todėl padidėjęs ekstinkcijos koeficientas padėklo dangos sandūroje gali likti neužfiksuotas. Pastebėti nesutapimai tarp teoriškai įvertintos sugerties ir išmatuotų verčių galėtų būti paaiškinti vien tik SiO_2 dangos neteisingai vertintu ekstinkcijos koeficientu.

Tyrimas buvo tęsiamas matuojant sudėtingesnės struktūros čirpuotus veidrodžius, panaudojus Nb_2O_5 , Ta_2O_5 ir SiO_2 medžiagas. Buvo suprojektuotos ir padengtos trijų skirtingų struktūrų čirpuotų veidrodžių dangos. Kiekvienam veidrodžiui buvo panaudotos skirtingos medžiagų kombinacijos ir dangų konstrukcijos: atitinkamai pirmai, antrai ir trečiai veidrodžių struktūroms buvo naudojamos $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ ir $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ medžiagos (žr. 2 lentelę).

2 lentelė. Daugiasluoksnių Brego ir CM veidrodžių dangų sugerties matavimams sąrašas ir parametrai.

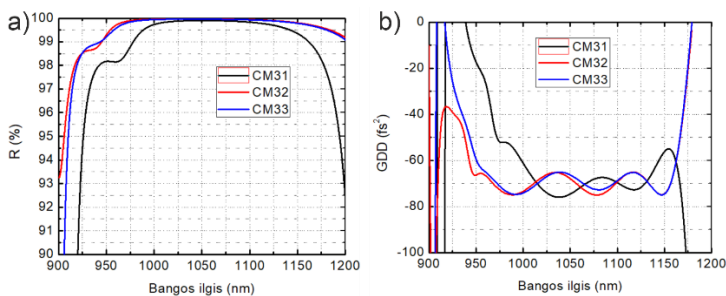
Dangos santrumpa	λ , nm	Dangos parametrai		Medžiagos
		R, %	GDD, fs^2	
HL31	1064	>90	0	$\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$
HL32	1064	>96	0	$\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$
CM31	990-1140	>99.5	70±10	$\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$
CM32	960-1160	>99.5	70±10	$\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$
CM33	960-1160	>99.5	70±10	$\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$

Visi trys čirpuoti veidrodžiai buvo sudaryti iš 34 sluoksnių (33 pav.). Paskutiniojo CM33 veidrodžio pirmieji 24 sluoksniai buvo suformuoti iš $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, o paskutiniai 10 sluoksnių - iš $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ medžiagų. Taip teoriškai būtų padidinamas dangos LIDT, nes spinduliuotės elektrinio lauko pasiskirstymas lokalizuotas didesnio draustinės juostos pločio $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ medžiagų sluoksniuose (33 e,f pav.).



33 pav. Čirpuotų veidrodžių CM31, CM32 ir CM33 sluoksnių storiai (atitinkamai a, c ir e) ir elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymas dangoje (atitinkamai b, d ir f).

Vienodo sluoksnių storio veidrodžiai pasižymėjo skirtingu atspindžio (ir GDD) zonų pločiu. Veidrodžiai, kuriuose didžiąją dalį H sluoksnių sudarė Nb₂O₅ medžiaga, (CM32 ir CM33) atspindžio zonos plotis gerokai didesnis. Teoriniai veidrodžių spektriniai parametrai pateikti 34 paveiksle.

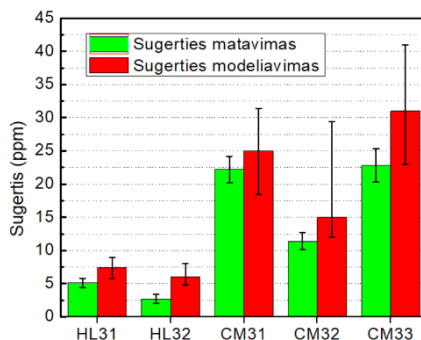


34 pav. CM31, CM32 ir CM 33 veidrodžių teoriniai atspindžio koeficiento (a) ir GDD (b) spektrai.

Padengus čirpuotus veidrodžius, buvo matuojama veidrodžių sugertis LID metodu. Taip pat vertinta veidrodžių sugertis pagal vienasluoksnių dangų matavimais nustatytus medžiagų ekstinkcijos koeficientus (35 pav.)

analogiškai kaip ir HL31 bei HL32 dangų atveju. Visų CM išmatuota sugertis buvo 11-30 % mažesnė nei suskaičiuota. Skirtumas tarp išmatuotos ir sumodeliuotos sugerties verčių mažesnis, nei HL dangų atveju (30-55 %), tačiau CM atveju sugerties vertės buvo didesnės ir todėl santykinės matavimo paklaidos – mažesnės. Visais atvejais, išskyrus HL32 dangos atvejį, išmatuotos ir sumodeliuotos sugerties koeficiento vertės paklaidų ribose sutapo. HL32 atveju sugerties koeficiento vertė buvo pati mažiausia, o atsiradęs skirtumas tarp išmatuotos ir suskaičiuotos vertės gali būti siejamas su minimaliais SiO₂ medžiagos ekstinkcijos koeficiento pokyčiais skirtingų dengimo procesų metu.

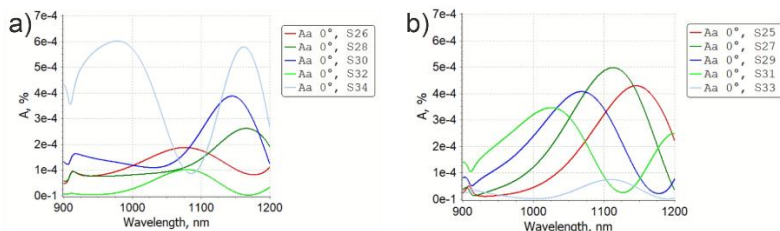
Suskaičiuotoms vertėms buvo naudojamas teorinis modelis, kuriame sluoksnių sandūrų sugertis yra laikoma lygia nuliui. Todėl geras sutapimas tarp suskaičiuotų ir išmatuotų verčių parodo, kad sugertis sluoksnių sandūrose yra labai maža arba jos visai nėra. Maksimalia įmanoma sugerties koeficiento sandūrose verte galima laikyti skirtumą, tarp viršutinės matavimo paklaidų ribos ir apatinės modeliavimo paklaidų ribos. Brego veidrodžiams šis skirtumas <1 ppm, o čirpuotiems veidrodžiams <7 ppm.



35 pav. Daugiasluoksnių veidrodžių išmatuotos ir apskaičiuotos sugerties koeficiento vertės.

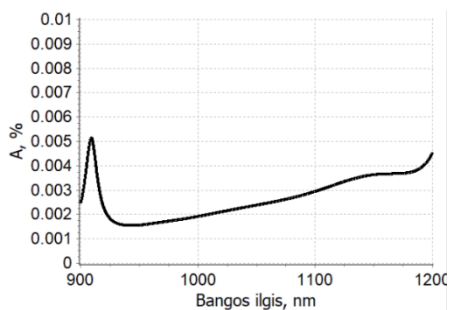
CM dangos pasižymi gerokai sudėtingesne sugerties dalies išoriniuose sluoksniuose priklausomybe nuo bangos ilgio nei Brego veidrodžių struktūros. Taip yra dėl skirtingo elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymo artimų bangos ilgių spinduliuotei, kuris ir nulemia neigiamos GDD efektą. Dešimties CM31 išorinių sluoksnių sugerties koeficiento dalies kiekviename sluoksnyje spektrinė priklausomybė pavaizduota 36a pav. L sluoksniams ir 36b pav. H sluoksniams. Priklausomybė apskaičiuota panaudojus vienasluoksėms dangoms nustatytas ekstinkcijos koeficiento vertes. Daroma prielaida, kad ekstinkcijos koeficientas bangos ilgių intervale $\lambda=900-1200$ nm

išlieka pastovus. Todėl matomas kitimas visuose sluoksniuose yra nulemtas dangos struktūros, o ne medžiagos parametru.



36 pav. CM31 dangos dešimties išorinių sluoksnių sugerties koeficiento dalies spektrai L sluoksnyje (a) ir H sluoksnyje (b).

CM31 veidrodžio sugerties koeficiento spektras pateiktas 37 paveiksle. Taip pat kaip ir 36 pav. pateiktos sugerties koeficiento dalies priklausomybės, yra daroma prielaida, kad ekstinkcijos koeficientas nepriklauso nuo bangos ilgio. Matyti, kad CM31 veidrodžio sugerties koeficientas kinta nežymiai, t.y. didžiausia ir mažiausia vertės skiriasi ~2-3 kartus. Todėl išmatuota LID vertė turėtų pakankamai tiksliai įvertinti sugerties koeficiento vertes visame $\lambda=900-1200$ nm spektre, jei ekstinkcijos koeficientas kinta nežymiai.

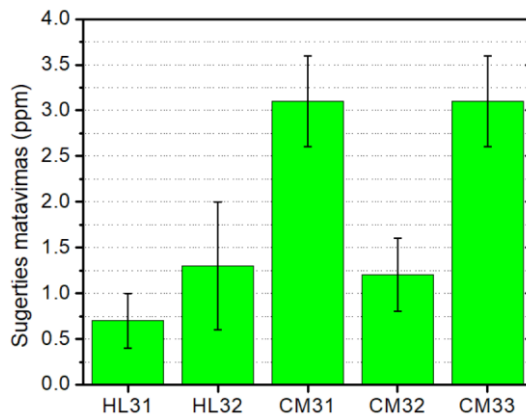


37 pav. CM31 veidrodžio apskaičiuotas sugerties koeficiento spektras.

3.1.6. Daugiasluoksnių dangų sugertis po atkaitinimo

Po atkaitinimo daugiasluoksnių dangų sugertis išmatuota 0-4 ppm ribose. Susieti daugiasluoksnių dangų sugertį su vienasluoksnių dangų ekstinkcijos koeficientais sudėtinga dėl per didelių paklaidų. Taip pat vienasluoksnių dangų sugerties koeficientai po kaitinimo negali būti tiksliai nustatyti, nes nėra žinoma, kaip pasikeitė padėklo sugerties koeficientas po atkaitinimo iki 300°C. Daugiasluoksnių veidrodžių dangų sugerties koeficientai po atkaitinimo iki 300°C pateikti 38 paveiksle. Sugerties koeficiento

sumažėjimas CM dangoms po kaitinimo yra žymus (6-10 kartų). Taip pat svarbu paminėti, kad optimali kaitinimo temperatūra sugerties sumažinimui šiame tyrime nebuvo nustatyta: 300°C temperatūra parinkta, kaip saugi temperatūra, beveik nepakeičianti dangos medžiagų parametrų [123, 124] ir nesukelianti dangos trūkinėjimo rizikos.



38 pav. Sugerties koeficiento LID matavimai po atkaitinimo iki 300 °C.

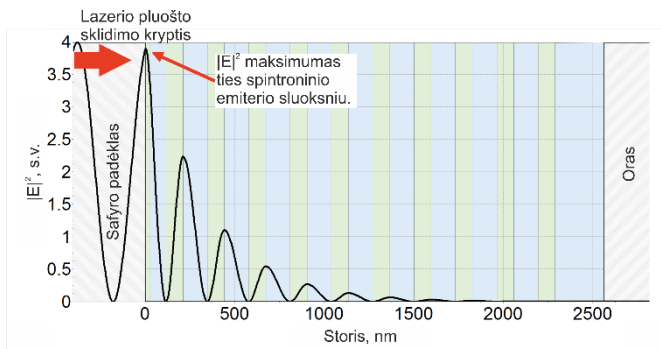
3.1.7. Didelės sugerties dangos

Viena iš sugerties priklausomybės nuo dangos struktūros pritaikymo sričių: kombinuotos, plonus sugeriančius sluoksnius interferencinės dangos rezonansinėse zonose turinčios dangos. Šios dangos skirtos ne sugerčiai sumažinti, bet atvirkščiai – padidinti, taip sustiprinant tuose sugeriančiuose sluoksniuose vykstančius procesus. Tokios dangos turi įvairias pritaikymo sritis: interferencinių dangų pagrindu suformuoti saulės elementai [54], netiesinius optinius efektus stiprinantys filtrai [125], dangos THz spinduliuotės generavimui [126] ir kt.

Tyrimų metu buvo sumodeliuota ir suformuota daugiasluoksnė artima Brego veidrodžio struktūrai interferencinė danga, skirta THz spinduliuotės generavimui. Dangos elektrinio lauko maksimumas, spinduliuotei sklindant iš padėklo pusės buvo padėklo – dangos sandūroje. Danga buvo dengiama ant safyro padėklo, padengto specialia trijų sluoksnių (bendras storis: ~5 nm) danga skirta THz spinduliuotei generuoti spintroniniu THz emiteriu [127]. Dengiamos interferencinės dangos paskirtis – sustiprinti THz spinduliuotės generaciją spintroniniame emiteryje.

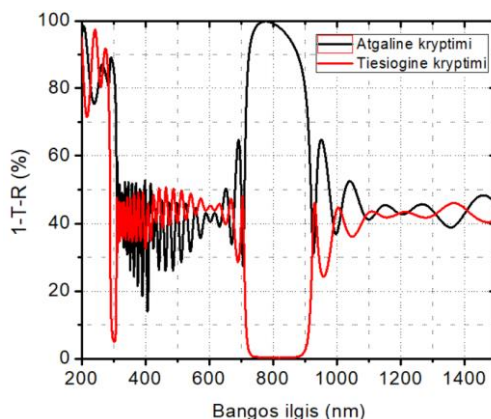
Veidrodžio danga buvo suprojektuota taip, kad ties spintroninio emiterio sluoksniu būtų pagrindinis krintančios spinduliuotės elektrinio lauko

maksimumas (39 pav.). Tiesiai ant spintroninio emiterio padengtas Ta_2O_5 sluoksnis užtikrino gerą adheziją (pradiniuose eksperimentuose padengus SiO_2 pirmąjį sluoksnį, danga nusilupo). Tai buvo vienintelis skirtumas tarp teorinės Brego veidrodžio struktūros ir padengtos dangos.



39 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas ant spintroninio emiterio suformuotoje Brego veidrodžio dangoje.

Padengta danga pasižymėjo dideliais spinduliuotės nuostoliais dėl sugeriančių spintroninio emiterio sluoksnių (40 pav.). Atgaline kryptimi, kuria ir buvo naudojamas emiteris, spinduliuotės nuostoliai ties 800 nm bangos ilgio spinduliuote išauga iki beveik 100 %, kai emiterio be Brego veidrodžio dangos nuostoliai yra ~50 %. Tiesiogine kryptimi dangos struktūra atitiktų veidrodžio struktūrą tik jau be sugeriančio sluoksnio dangos išorėje, todėl nuostoliai 800 nm spinduliuotei tampa minimalūs (raudona kreivė).



40 pav. Spinduliuotės nuostoliai.

Tyrimo partneriai iš Oksfordo universiteto ir Vokietijos Johannes Gutenberg universiteto nustatė, kad THz generavimo efektyvumas su interferencinėmis

dangomis padidėjo ~35 %. Taip pat dangomis padengtas emiterio optinis komponentas praleido tik <0.1 % 800 nm lazerio spinduliuotės, kurią kitu atveju būtų reikėję papildomai išfiltruoti [128].

3.1.8. Apibendrinimas

Brego ir CM veidrodžių tiesinės sugerties tyrime buvo išmatuotos skirtingų storių vienasluoksnių dangų sugerties koeficiento (A) vertės ir nustatytos ekstinkcijos koeficiento (k) vertės. Taip pat buvo suprojektuotos ir padengtos dviejų tipų: Brego ir CM veidrodžių daugiasluoksnės dangos, kurių išmatuotos sugerties koeficiento vertės (A) buvo 0.1-0.6 karto mažesnės nei suskaičiuotos pagal vienasluoksnių dangų nustatytas ekstinkcijos koeficiento k vertes. Išmatuotos vertės paklaidų ribose sutapo išskyrus HL32 dangos atvejį, kurio sugerties koeficientas buvo mažiausias. Tai parodo IBS technologija suformuotų dangų sugerties koeficiento stabilumą ir atsikartojamumą.

Tyrimu pademonstruota, kad čirpuotų veidrodžių ir kitų sudėtingos struktūros dangų sugerties koeficientas, gali būti prognozuojamas pagal eksperimentiškai LID metodu nustatytas ekstinkcijos koeficiento vertes, o daugiasluoksnių Nb₂O₅/SiO₂ ir Ta₂O₅/SiO₂ IBS dangų sluoksnių sandūrų sugerties vertės yra nežymios lyginant su sugerties sluoksniuose vertėmis.

Sugerties koeficiento priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio kvadrato buvo pritaikyta eksperimentiškai didele sugertimi pasižyminčių dangų – THz spinduliuotę generuojančių spintroninių emiterių dangų patobulinimui. Elektrinio lauko stiprio kvadrato padidinimas 4 kartus suformuojant Brego veidrodžio struktūrą padidino THz generavimo efektyvumą maždaug 35 %.

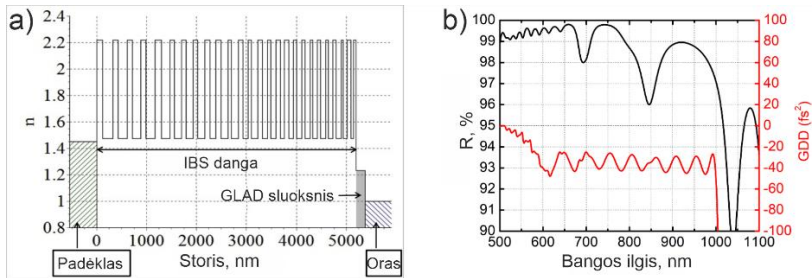
Tyrimė parodytas ekstinkcijos koeficiento sumažėjimas po dangos atkaitinimo leidžia numatyti tolimesnes sugerties tyrimų kryptis daugiasluoksnėse sudėtingos struktūros dangose. Kaitinant interferencines dangas iki skirtingos temperatūros galima nustatyti optimalias kaitinimo sąlygas. Tačiau tiriant sugerties priklausomybę nuo kaitinimo temperatūros ir trukmės būtina atsižvelgti į LID metodo sugerties matavimo tikslumą. Galimi problemos sprendimai yra papildoma padėklų sugerties matavimų kalibracija, arba sudėtingos struktūros, kurioje elektrinio lauko kvadrato integruota vertė didesnė, dangų optimizavimas.

3.2. Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai su nanostruktūrizuotu-skulptūriniu išoriniu sluoksniu

Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai su nanostruktūrizuotu skulptūriniu išoriniu sluoksniu pirmą kartą paminėti „Optical Interference Coatings“ konferencijoje 2016 metais [129]. Toks optinis elementas gali užtikrinti tolydžias GDD charakteristikas plačiame spektriniame ruože nekombinuojant veidrodžių poromis. Pademonstruoti čirpuoti veidrodžiai su porėtu išoriniu sluoksniu pasižymėjo siauresniu nei pusė optinės oktavos spektriniu pločiu. Toks spektrinis plotis yra vertinamas, kaip didžiausia teorinė spektrinio pločio vertė, kai atskiru čirpuotu veidrodžiu galima pasiekti tolydžią GDD priklausomybę. Šiame darbe pateikiami eksperimentų rezultatai padengiant beveik vienos optinės oktavos spektrinio pločio čirpuotą veidrodį su nanostruktūrizuotu-skulptūriniu (NS) išoriniu sluoksniu. Tyrimuose atlikta NS sluoksnio atsikartojamumo ir dengimo paklaidų analizė. Taip pat galutinio optinio elemento spektrinių parametrų jautrumo drėgmei aplinkoje matavimai.

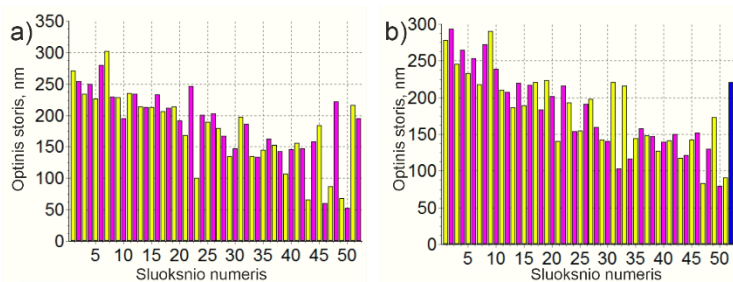
3.2.1. Čirpuoto veidrodžio struktūros modeliavimas

Čirpuoto veidrodžio bazinė konstrukcija pasirinkta tiesiškai plonėjančių 52 sluoksnių $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ medžiagų struktūra su paskutiniu penkiasdešimt antruoju NS SiO_2 sluoksniu.). Struktūra optimizuota lokaliai optimizacijos metodais tolygiai griežtinant dangos GDD reikalavimus. Galutinė dangos konstrukcija atitiko šiuos spektrinius reikalavimus: vidutinis atspindžio koeficientas spektriniame ruože $\lambda=600-1000$ nm $R_{\text{vid}}>98.5$ % ir $\text{GDD}=-35\pm 20$ fs². Galutinės dangos struktūros lūžio rodiklio priklausomybė nuo erdvinės koordinatės dangoje pateikta 41a paveiksle. Veidrodžio zonos, kuriose lūžio rodiklis viršija 2.2, yra aukšto lūžio rodiklio medžiagos (Nb_2O_5) sluoksniai, zonos, kuriose lūžio rodiklio vertės yra ~ 1.5 , yra žemo lūžio rodiklio medžiagos (SiO_2) tankūs sluoksniai, o zona, kurioje lūžio rodiklis yra ~ 1.23 , yra išorinis NS SiO_2 sluoksnis. Veidrodžio spektriniai parametrai R ir GDD pateikti 41b paveiksle.

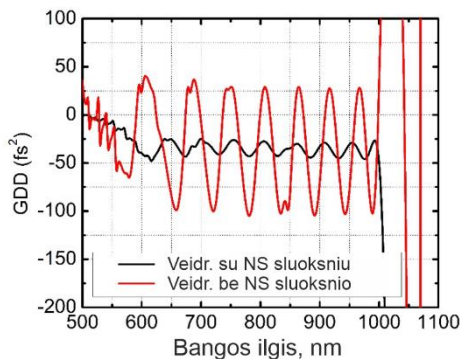


41 pav. Čirpuoto veidrodžio su NS išorinių sluoksnių struktūra (a) ir teoriniai spektriniai parametrai: GDD ir atspindžio koeficientas (b).

Siekiant pademonstruoti struktūros su NS išorinių sluoksnių pranašumą, buvo suprojektuota kita plačiajuosčio čirpuoto veidrodžio struktūra tik iš tankių Nb_2O_5 ir SiO_2 medžiagų. Analogiškai GDD buvo optimizuojama vis griežtinant GDD reikalavimus (mažinant toleruojamą nuokrypį nuo $\text{GDD} = -35 \text{ fs}^2$ vertės). Pasiekus ribą $\text{GDD} = -35 \pm 70 \text{ fs}^2$, GDD kreivės svyravimai nebegali būti daugiau sumažinami. Abiejų veidrodžių dizainai pateikti 42 paveiksle, o GDD spektrai palyginami 43 paveiksle.



42 pav. Čirpuotų veidrodžių be (a) ir su (b) NS išorinių sluoksnių struktūros.

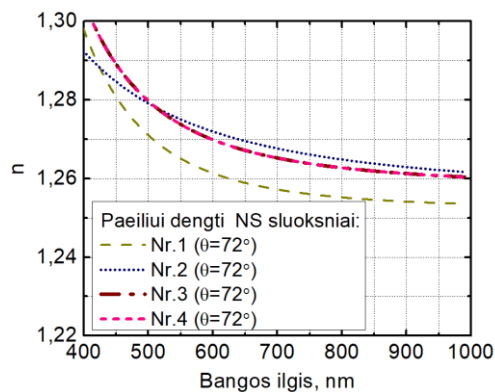


43 pav. Čirpuotų veidrodžių su ir be NS išorinio sluoksnio GDD spektrų palyginimas.

3.2.2. Čirpuoto veidrodžio su NS išoriniu sluoksniu dengimas

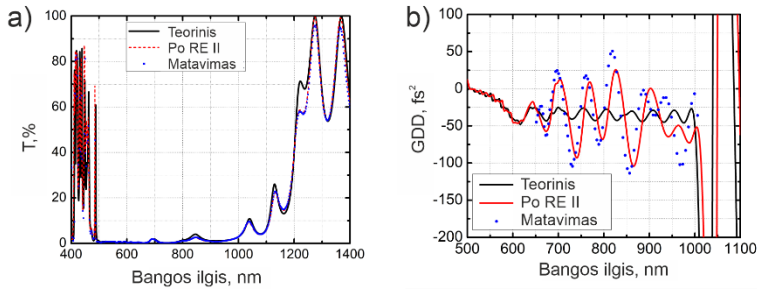
Čirpuoto veidrodžio struktūros tankūs sluoksniai buvo padengti naudojant IBS technologiją, o išorinis NS sluoksnis – GLAD metodu įdiegtu elektronų pluošto garinimo įrenginyje. NS sluoksnis buvo sudarytas iš statmenų kolonų: sluoksnio dengimo metodika sutampa su vieno sluoksnio dangų, aprašytų [130] nuorodoje.

IBS proceso metu buvo naudota BBOM storio kontrolės sistema [108]. Proceso metu (padengus 39 dangos sluoksnius), dangos sluoksnių storių ir medžiagų lūžio rodiklių vertės buvo patikslintos pagal išmatuotus pralaidumo koeficiento spektrus po kiekvieno dangos sluoksnio. Pagal gautus rezultatus koreguojant nepadengtų sluoksnių storių vertes, kompensuotos padengtų sluoksnių paklaidos, pasiekiant panašias teorinėms spektrines charakteristikas. Po proceso analogiška padengtų sluoksnio storių ir medžiagų lūžio rodiklių nustatymo procedūra atlikta panaudojant spektrinius matavimus po kiekvieno iš 51 tankios struktūros sluoksnių. Nustatytos jonapluoščio dulkinimo proceso sluoksnių dengimo paklaidos neviršijo $\pm 3\%$.



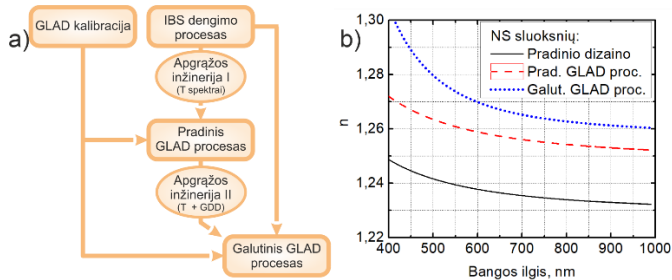
44 pav. Keturių iš eilės dengtų NS sluoksnio dangų efektyviojo lūžio rodiklio palyginimas; skirtumai visame spektriniame ruože mažesni nei $\pm 0.5\%$.

Siekiant kuo tiksliau padengti NS dangos struktūros sluoksnį, buvo nustatyta GLAD metodu padengtų sluoksnių atsikartojamumas ir paklaidos. Buvo padengti keturi NS sluoksnio procesai paeiliui, ir palyginti jų lūžio rodikliai, įvertinti pagal pralaidumo koeficiento spektrus plačiame spektriniame ruože ($\lambda=400-980$ nm). Nustatyti lūžio rodikliai skyrėsi mažiau nei $\pm 0.5\%$ visiems keturiems procesams (44 pav.).



45 pav. Padengto čirpuoto veidrodžio su NS skulptūriniu sluoksniu pralaidumo koeficiento (a) ir GDD (b) spektrai: teorinė pradinė vertė, teorinė vertė įvedus paklaidų korekcijas ir matavimas.

Padengus NS sluoksnį, buvo atlikti galutinio elemento spektriniai pralaidumo koeficiento ir GDD matavimai. Skirtumai tarp teorinio ir išmatuoto pralaidumo koeficiento spektrų – minimalūs (45a pav.). Didžiausias išsiskyrimas matomas $\lambda=1200-1220$ nm spektrinėje juostoje. Tuo tarpu skirtumai tarp GDD teorinio ir išmatuoto spektrų žymiai didesni (45b pav.). Todėl nustatant galutinio optinio elemento storius ir lūžio rodiklius buvo papildomai naudojami ne tik pralaidumo koeficiento spektrai, bet ir GDD spektras.

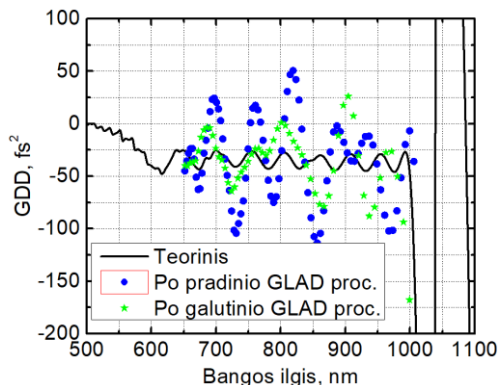


46 pav. Čirpuotų veidrodžių su NS išoriniu sluoksniu eksperimentų eiliškumo schema (a); pageidautina lūžio rodiklio dispersija optimaliems veidrodžio parametrams pasiekti po skirtingų struktūros nustatymo RE procedūrų.

Po atliktos korekcijos dar kartą padengtas NS sluoksnis patikslintais storio ir lūžio rodiklio parametrais, siekiant dar labiau sumažinti GDD osciliacijas. Monosluoksnis padengtas ant tuo pačiu IBS procesu suformuoto veidrodžio struktūros, kaip ir pradiniam etape. Eksperimentų eiliškumo schema pavaizduota 46a paveiksle, o dviejų skirtingų porėtų sluoksnių lūžio rodikliai

–46b paveiksle. Porėto sluoksnio lūžio rodiklis buvo modifikuojamas keičiant garinimo kampą 70-74 ° ribose.

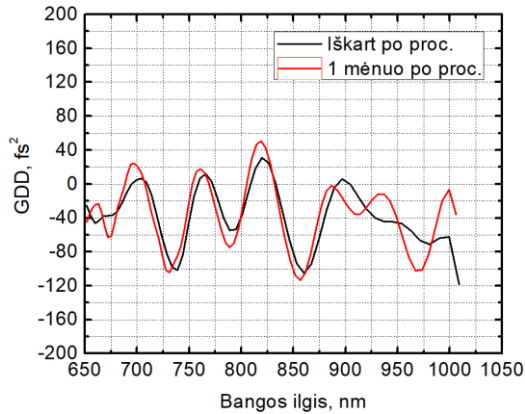
Išmatuoti čirpuotų veidrodžių GDD spektrai komerciniu Chromatis baltos šviesos interferometru pateikti 47 paveiksle. Pagal pateiktus matavimus galutinio čirpuoto veidrodžio GDD osciliacijos buvo apribotos $GDD = -35 \pm 70 fs^2$ ribose.



47 pav. Pradinio ir galutinio čirpuotų veidrodžių GDD matavimai baltos šviesos interferometru.

3.2.3. Čirpuoto veidrodžio su NS išoriniu sluoksniu parametų stabilumas

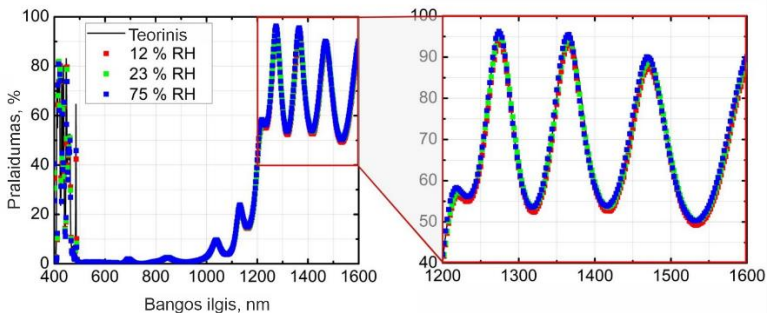
Vienas iš NS sluoksnių trūkumų yra jų parametų (labiausiai lūžio rodiklio) jautrumas aplinkos drėgmei. Į porėtos struktūros sluoksnį vandens garai lengvai įsiskverbia ir kondensavęsi pakeičia efektyvųjų porėto sluoksnio lūžio rodiklį. Tai yra nepageidautina optinėms dangoms, nes tokiu atveju optinės dangos spektrinės savybės, priklausančios nuo sluoksnio lūžio rodiklio, nėra stabilios ir kinta keičiantis drėgmei. Kadangi čirpuotų veidrodžių GDD parametras yra itin jautrus sluoksnių paklaidų įtakai, būtina įvertinti, kokius spektrinių parametų pokyčius sukels drėgmės aplinkoje pokyčiai.



48 pav. Veidrodžio su NS išoriniu sluoksniu GDD matavimai iškart po dengimo ir po 1 mėnesio.

Čirpuotų veidrodžių su NS išoriniu sluoksniu spektrinių parametru stabilumo tyrimai buvo vykdomi dviem etapais. Pirmam etape, buvo išmatuoti GDD spektrai laikant veidrodžius standartinėmis atmosferos sąlygomis neizoliuojant jų nuo aplinkoje esančios drėgmės. Veidrodžiai matuoti iškart padengus dangą ir praėjus vienam mėnesiui po porėto sluoksnio dengimo. Antram etape, veidrodžių pralaidumo koeficiento ir GDD spektrai buvo matuojami keičiant santykinės drėgmės sąlygas.

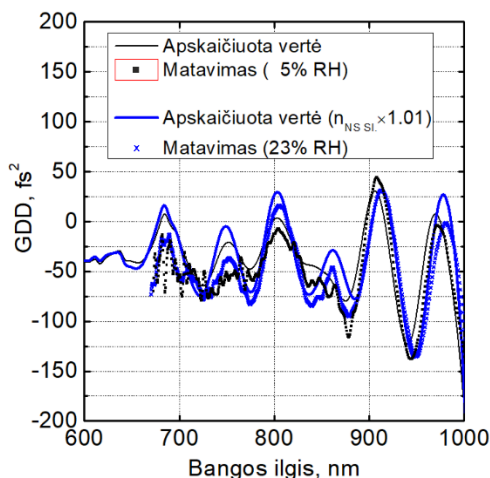
Pirmojo etapo metu išmatuoti spektrai matuokliu Chromatis (KMLabs, JAV) pateikti 48 paveiksle. GDD matavimų vertės paklaidų ribose sutapo, išskyrus osciliacijų pikus ir spektrinį ruožą 900-1000 nm. Didesni skirtumai tarp matavimų 650-700 nm ir 900-1000 nm spektriniuose ruožuose buvo nulemti mažesnio signalo triukšmo santykio t.y. mažesnio detektoriaus jautrumo minėtuose spektriniuose ruožuose.



49 pav. CM su NS išoriniu sluoksniu išmatuoti atspindžio koeficiento spektrai skirtingomis drėgmės sąlygomis.

Antrajam etape santykinė drėgmė buvo keičiama 12-75 % RH ribose matuojant pralaidumo koeficiento spektrus ir 5-23 % RH ribose matuojant GDD spektrus. 23 % RH vertė buvo užfiksuota standartinėmis laboratorijos sąlygomis. Spektrofotometro pralaidumo koeficiento matavimams arba interferometro GDD matavimams drėgmei sumažinti iki 5 %, azoto dujos buvo pučiamos į iš dalies izoliuotą matavimo kamerą. Drėgmei padidinti padėklas su danga laikytas sočiojo NaCl (valgomosios druskos) tirpalo aplinkoje šešias valandas ir matuotas iškart išėmus iš izoliuotos 75 % drėgmės aplinkos. Tokia procedūra drėgmei palaikyti naudojama higrometrų kalibracijai ir aprašyta plačiau [131] nuoroje.

Atspindžio koeficiento spektrai skirtingos santykinės drėgmės sąlygomis pateikti 49 paveiksle. Užfiksuoti itin maži spektriniai pokyčiai tiek didinant, tiek mažinant santykinę drėgmę aplinkoje. Analizė naudojant OptiRe programą parodė, kad šie pokyčiai neatitinka viršutinio sluoksnio storio ir lūžio rodiklio svyravimų nulemtų spektrinių pokyčių pobūdžio. Todėl papildomi veiksniai, pavyzdžiui, atsiradęs skulptūrinio sluoksnio nehomogeniškumas ar spektrofotometro matavimo paklaidos, turėjo daryti didžiausią įtaką atsiradusiems pralaidumo koeficiento spektriniam pokyčiams.



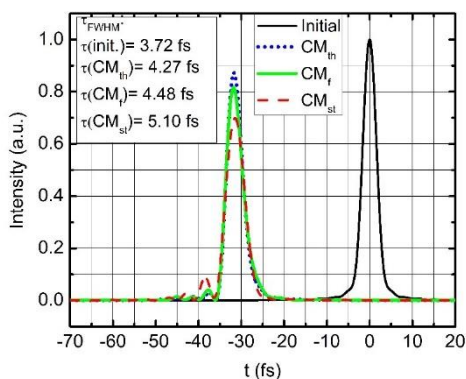
50 pav. CM su NS išoriniu sluoksniu išmatuoti GDD spektrai skirtingomis drėgmės sąlygomis.

GDD spektrai išmatuoti skirtingos drėgmės sąlygomis pateikti 50 paveiksle. Analizė OptiRe programa rodo, kad GDD pokyčiai greičiausiai sukelti išorinio skulptūrinio sluoksnio lūžio rodiklio pokyčio. Pagal matavimus skulptūrinio sluoksnio lūžio rodiklis sausoje aplinkoje (5% RH)

yra ~1% mažesnis nei standartinėmis sąlygomis. Tai parodo, kad skulptūrinio sluoksnio lūžio rodiklis pasikeitė dėl vandens garų adsorbcijos skulptūriniame sluoksnyje, t.y. vanduo skulptūriniame sluoksnyje padidino to sluoksnio efektyvųjį lūžio rodiklį. Tokio dydžio lūžio rodiklio svyravimai nulemtų idealiai padengto veidrodžio spektrines osciliacijas iki maždaug $\pm 40 \text{ fs}^2$ lygio.

3.2.4. Impulsų spūdos simuliacija

Impulsų spūdos simuliacija buvo atlikta programa Optilayer. Pradinio impulso trukmė buvo 3.72 fs. Impulso spūda simuliuota trimis skirtingomis CM veidrodžio struktūros variacijoms – simuliacijai buvo naudojami teoriniai veidrodžių spektrai. Pirmoji CM struktūra CM_{th} yra pradinė čirpuoto veidrodžio struktūra, pasižymėjusi $\pm 15 \text{ fs}^2$ GDD osciliacijomis. Antroji – galutinio padengto čirpuoto veidrodžio struktūra, nustatyta naudojant apgražos inžinerijos algoritmus pagal pralaidumo koeficiento ir GDD spektrus. Trečioji – CM struktūra be NS sluoksnio, naudota GDD osciliacijų amplitudei 3.2.1 poskyryje palyginti.



51 pav. 3.72 fs trukmės Gausinio impulso laikinės gaubtinės pokytis, sklindant per CM ir idealiai parinkto optinio storio dispersinę terpę.

3.2.5. Apibendrinimas

Pirmą kartą suprojektuoti ir padengti 400 nm (>0.5 oktavos) spektrinio pločio CM su NS išoriniu sluoksniu, kurių vidutinis atspindžio koeficientas aukšto atspindžio spektriniame ruože $R_{vid} > 98.5 \%$. Veidrodžių GDD spektrinės osciliacijos, labiausiai nulemtos IBS dengimo paklaidų, siekė $\pm 70-100 \text{ fs}^2$. Detalūs skulptūrinių sluoksnių stabilumo ir jautrumo aplinkos poveikiui tyrimai atskleidė orientacines vertes daugiasluoksnių optinių dangų

modeliavimui ir dengimui. Nustatyti kelių iš eilės dengiamų porėtų sluoksnių efektyviojo lūžio rodiklio svyravimai neviršijo $\pm 0.5\%$, o pokytis atsiradęs dėl santykinės drėgmės (RH) sumažėjimo nuo 23 % iki 5 % siekė apie 1%.

3.3. Plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių LIDT priklausomybė nuo dangos struktūros

3.3.1. Čirpuotų veidrodžių struktūrų modeliavimas

Siekiant nustatyti plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių LIDT ir pažaidos morfologijos priklausomybę nuo dangos struktūros, buvo suprojektuoti ir padengti 5 panašios struktūros čirpuoti veidrodžiai. Skirtingi elektrinio lauko optimizavimo algoritmai leido pasiekti skirtingas maksimalaus elektrinio lauko aukšto lūžio rodiklio medžiagų sluoksniuose vertes. Pirmasis čirpuotas veidrodis (CMF1) buvo suprojektuotas lokaliaios optimizacijos metodais, pradine struktūra pasirinkus 40-ties tiesiškai plonėjančių sluoksnių dangą iš Nb_2O_5 ir SiO_2 medžiagų. Nustatyti spektriniai atspindžio koeficiento ($R > 98.5\%$) ir GDD ($\text{GDD} = -50 \pm 20 \text{ fs}^2$) reikalavimai $\lambda = 700\text{-}900 \text{ nm}$ bangos ilgių ruože. Pradinė CMF1 struktūra pateikta 52a pav., o ją atitinkantis centrinio bangos ilgio ($\lambda = 800 \text{ nm}$) spinduliuotės elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymas pavaizduotas 52b pav. Likę 4 veidrodžiai buvo suprojektuoti iš CMF1 konstrukcijos įvedant papildomus struktūros pokyčius ir optimizacijos žingsnius elektrinio lauko amplitudei aukšto lūžio rodiklio Nb_2O_5 sluoksniuose sumažinti:

1) CMF2 veidrodyje buvo pakeisti du Nb_2O_5 sluoksniai pasižymėję didžiausia el. lauko kvadrato verte Al_2O_3 sluoksniais ir optimizuoti tik spektriniai parametrai;

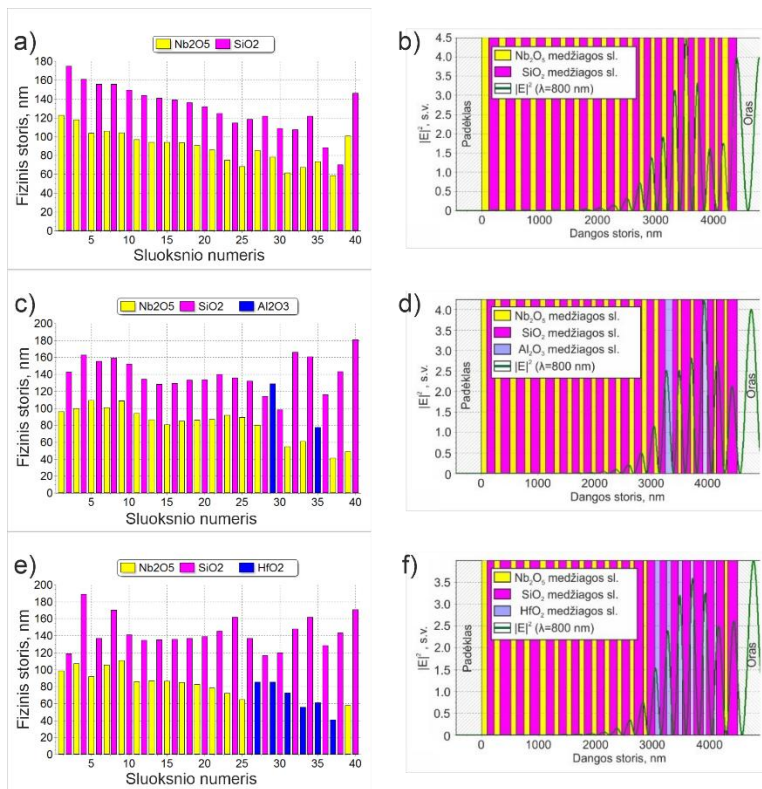
2) CMF3 veidrodis buvo optimizuotas iš CMF1 veidrodžio struktūros pridėjus papildomą reikalavimą el. lauko intensyvumui aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose sumažinti.

3) CMF4 veidrodis buvo suprojektuotas optimizuojant CMF2 veidrodžio struktūrą pridėdant papildomą reikalavimą el. lauko intensyvumui aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose sumažinti.

4) CMF5 veidrodis buvo suprojektuotas pakeitus šešis didžiausio elektrinio lauko kvadrato sluoksnius HfO_2 sluoksniais ir optimizavus el. lauko intensyvumą.

CMF4 ir CMF5 veidrodžių struktūra pavaizduota atitinkamai 52c ir 52e paveiksluose, o spinduliuotės elektrinio lauko kvadrato ($\lambda = 800 \text{ nm}$) pasiskirstymas dangos struktūroje – atitinkamai 52d ir 52f paveiksluose.

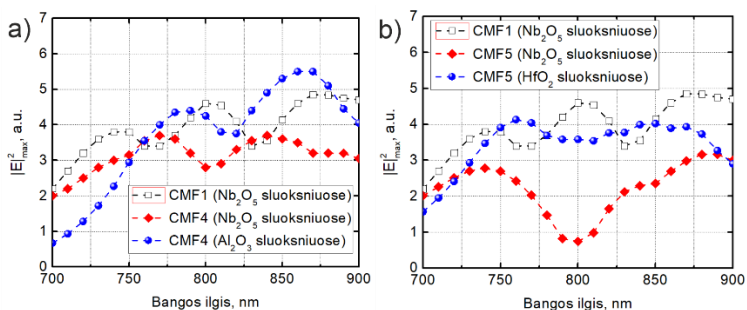
Kadangi abiem veidrodžiams mažo elektrinio lauko pasiskirstymo reikalavimai buvo keliami tik aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose, elektrinio lauko kvadrato maksimumai po optimizacijos koncentruoti žemo lūžio rodiklio medžiagos – SiO₂ sluoksniuose.



52 pav. Plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių struktūros (a,c,e) ir jas atitinkantys elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymai (b,d,f): CMF1 (a,b), CMF4 (c,d) ir CMF5 (e,f).

Čirpuoto veidrodžio elektrinio lauko optimizacijos reikalavimas buvo įvestas ne vieno bangos ilgio spinduliutei, bet pilnam spektriniam ruožui. Veidrodžių CMF4 ir CMF5 maksimalaus elektrinio lauko kvadratas buvo efektyviai sumažintas beveik pilname veidrodžių spektriniame ruože ($\lambda=700-900$ nm). 53 paveiksle lyginama maksimalaus elektrinio lauko kvadrato priklausomybė nuo bangos ilgio tarp CMF1 ir CMF4 (a) bei CMF1 ir CMF5 (b) veidrodžių. Lyginant Nb₂O₅ sluoksnius, CMF4 veidrodyje maks. el. lauko kvadratas yra mažesnis nei CMF1 veidrodyje, visame spektriniame ruože, išskyrus $\lambda=760-780$ nm ir $\lambda=830-840$ nm. Analogiškai CMF5 veidrodyje maks. el. lauko kvadratas yra mažesnis visame spektriniame ruože. Didesnis

maks. el. lauko kvadratas kitų aukšto lūžio rodiklio medžiagų sluoksniuose (HfO_2 ir Al_2O_3) negalėjo būti išvengiamas, tačiau turėtų būti ne toks svarbus galutinio elemento pažeidimo slenksčiui, kaip Nb_2O_5 , dėl didesnės draustinės energijos tarpo [119]. Lyginant CMF1 ir CMF5 veidrodžių elektrinio lauko kvadrato vertes Nb_2O_5 sluoksniuose visame spektriniame ruože 700-900 nm, CMF5 veidrodyje vertė buvo mažesnė 0.1-6 kartus.



53 pav. Maksimalios elektrinio lauko kvadrato vertės palyginimas: a – neoptimizuoto elektrinio lauko veidrodžio CMF1 ir optimizuoto elektrinio lauko veidrodžio CMF4; b – neoptimizuoto elektrinio lauko veidrodžio CMF1 ir optimizuoto elektrinio lauko veidrodžio CMF5.

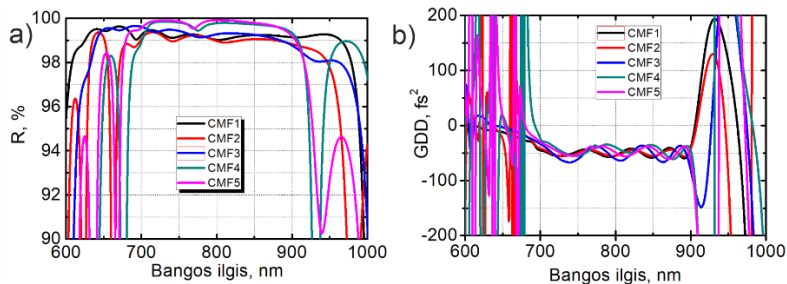
Apibendrinti visų čirpuotų veidrodžių (CMF1-CMF5) elektrinio lauko pasiskirstymo parametrai pateikti 3 lentelėje.

3 lentelė. CM dangų LIDT matavimams sąrašas ir maksimalaus elektrinio lauko vertės.

ID	Medž. oksidai	$ E _{\text{maks.}, \text{S.V.}}^2$ ($\lambda=700-900$ nm)		$ E _{\text{maks.}, \text{S.V.}}^2$ (Nb_2O_5) $\lambda=800$ nm
		Nb_2O_5	$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{HfO}_2$	
CMF1	Nb/Si	4.9		4.5
CMF2	Nb/Si/Al	4.1	4.8	3.6
CMF3	Nb/Si	4.3		3.8
CMF4	Nb/Si/Al	3.5	5.5	2.8
CMF5	Nb/Si/Hf	3.2	4.1	0.7

Visi optimizuoto lauko čirpuoti veidrodžiai pasižymėjo panašiais spektriniais parametrais. Atspindžio koeficientas visiems veidrodžiams buvo $R > 98.5\%$, o $\text{GDD} = -50 \pm 20 \text{ fs}^2$. Veidrodžių teoriniai spektriniai parametrai R ir GDD pateikti 54 paveiksle. Išmatavus T ir GDD spektrus, didelių skirtumų lyginant su teoriniais parametrais neužfiksuota. Pavyzdžiui, CMF1 veidrodžio

GDD matavimas buvo $GDD_m = -50 \pm 40 \text{ fs}^2$ ribose. Todėl matavimai disertacijoje nepateikti, tačiau sluoksnių dengimo paklaidos buvo minimalios ir elektrinio lauko pasiskirstymo beveik nepakeitė.



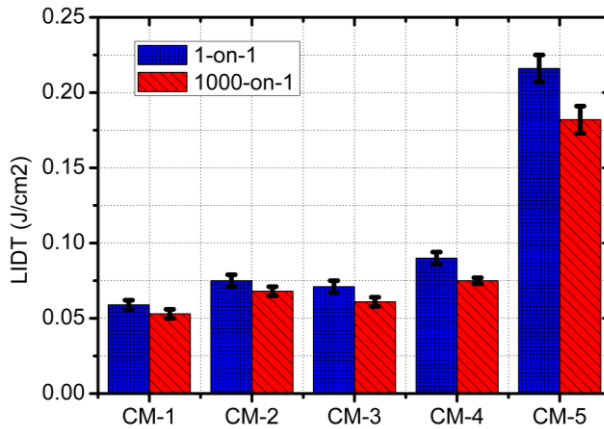
54 pav. Veidrodžių teoriniai spektriniai parametrai (atspindžio koeficientas (a) ir GDD (b))

3.3.2. Čirpuotų veidrodžių dengimas

Placiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai pagal suprojektuotas struktūras buvo padengti naudojant jonapluoščio dulkinimo technologiją. Nesudėtingos čirpuotų veidrodžių struktūros galėjo būti padengtos itin tiksliai. Minimalūs pokyčiai tarp teorinių ir išmatuotų GDD verčių nebuvo didesni nei $10\text{-}20 \text{ fs}^2$. Tokie skirtumai yra mažesni nei baltos šviesos interferometro, naudoto GDD matavimams, paklaidos.

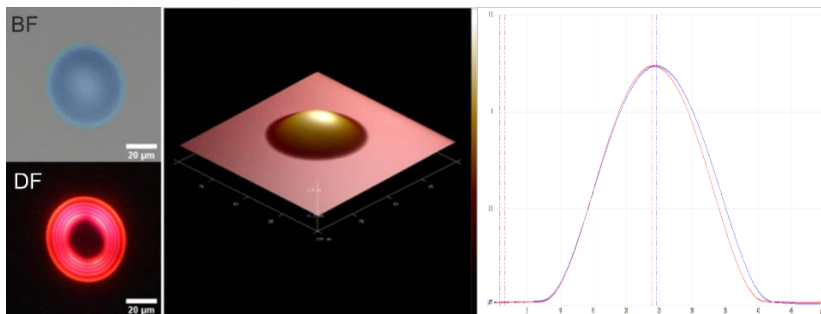
3.3.3. LIDT matavimai ir morfologijos analizė

Lazeriu indukuotos pažaidos slenkstis visiems bandiniams buvo išmatuotas 1 kHz pasikartojimo dažnio, 102 fs impulso trukmės (centrinis bangos ilgis $\lambda = 800 \text{ nm}$) lazeriniais impulsais. Impulso trukmė buvo pasirinkta siekiant supaprastinti eksperimento sąlygas ir pažaidos morfologijos analizę. Padengtų čirpuotų veidrodžių spektrinis plotis ($\Delta\lambda \approx 200 \text{ nm}$) atitinka apytiksliai $5\text{-}6 \text{ fs}$ impulso trukmės impulso spektrą, jei impulso forma yra gausinė. LIDT matavimai naudojant $5\text{-}6 \text{ fs}$ trukmės impulsą labiausiai atitiktų pagrindinius tokių čirpuotų veidrodžių taikymus, tačiau pažaidos morfologijos analizė būtų pernelyg sudėtinga.



55 pav. Čirpuotų veidrodžių CMF1-CMF5 išmatuotos LIDT vertės.

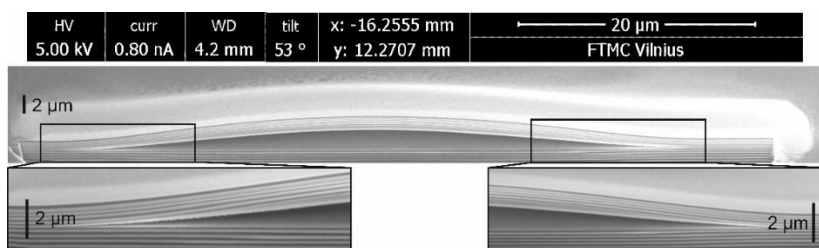
Išmatuotos LIDT vertės CMF1-CMF5 veidrodžiams pateiktos 55 paveiksle. Veidrodžio CMF1 pažaidos slenkstis 1-į-1 režimu siekė 0.06 J/cm^2 . Veidrodžiams CMF2, CMF3 ir CMF4 užfiksuotos atitinkamai 27 %, 20 %, ir 52 % didesnės LIDT vertės, lyginant su CMF1 veidrodžio matavimu. Paskutinio CMF5 veidrodžio LIDT vertė buvo 3.6 karto didesnė nei CMF1 veidrodžio. Toks padidėjimas yra tikėtinas dėl maksimalaus el. lauko kvadrato verčių veidrodžiuose: maksimalus el. lauko kvadratas Nb_2O_5 sluoksniuose CMF2, CMF3 ir CMF4 veidrodžiuose buvo sumažintas tik 20-37 %. Tuo tarpu CMF5 veidrodyje – net 84 %.



56 pav. Čirpuoto veidrodžio CMF1 pažaidos 0.085 J/cm^2 impulsu (1-į-1 režimu) morfologijos vaizdas: a) optiniu mikroskopu, b) AFM (paviršiaus vaizdas), c) AFM (skerspjūvis).

Visų čirpuotų veidrodžių 1-į-1 pažaidos morfologijos buvo analizuojamos skirtingais mikroskopijos metodais: optiniu mikroskopu Olympus BX51 TRF tamsaus ir šviesaus lauko režimais, atominių jėgų mikroskopu (AFM) Veeco Dimension Edge, kontaktiniu profilometru Veeco Dektak 150, skenuojančiu

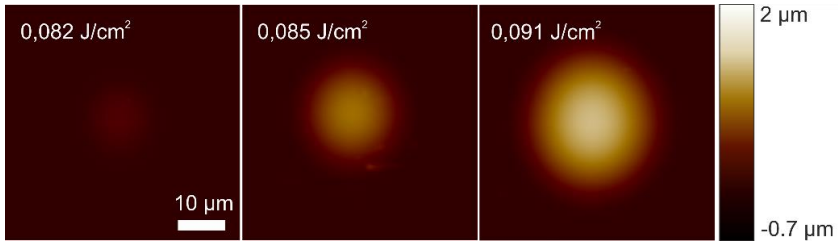
elektronų mikroskopu (SEM). Visų čirpuotų veidrodžių pažaidos morfologijos pasižymėjo pūslės forma (56 pav.). SEM analizė buvo daroma siekiant nustatyti tokios pažaidos vidinę struktūrą. Todėl bandinio pažaidos zonoje buvo išėsdinta stačiakampio gretasienio formos skylė fokusuotu jonų pluoštu taip atidengiant vidinę pažaidos struktūrą (57 pav). Tokiu metodu buvo nustatyti pažeisti dangos sluoksniai. CMF1-CMF4 atvejais buvo pažeistas Nb₂O₅ medžiagos sluoksnis, kuriame elektrinio lauko kvadratas buvo didžiausias. CMF5 veidrodžio atveju pažaida matoma HfO₂ sluoksnyje, kuriame elektrinio lauko kvadrato vertė yra didžiausia. (CMF5 veidrodžio atveju taip pat pažeistas ar nusilupęs ir viršutinis Nb₂O₅ sluoksnis, kai spinduliuotės įtėkio vertės buvo pačios didžiausios.)



57 pav. Čirpuoto veidrodžio CMF1 pažaidos 0.085 J/cm² impulsu (1-į-1 režimu) morfologijos skerspjūvis išmatuotas SEM. Aiškiai matomas pažeistas sluoksnis.

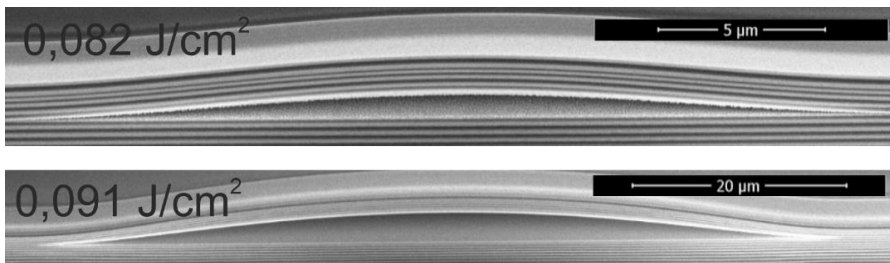
Tokia forma buvo užfiksuota anksčiau kelių mokslinių grupių [91, 92, 132], o teoriniai tokių struktūrų susidarymo principai aiškinami lokališios netiesinės jonizacijos sukeltu medžiagos garavimu. Dangą sudarančiai medžiagai garuojant dangos viduje, padidėjęs slėgis sukelia viršutinių sluoksnių taisyklingą deformaciją. Jei slėgis viršija tam tikrą ribinę vertę, viršutiniai sluoksniai dangos zonoje gali nusilupti. Žemiau tos slėgio ribos, didesnė spinduliuotės įtėkio vertė sukelia aukštesnę ir platesnę pūslės formos pažaidą.

CMF1 pažaidos skirtingoms lazerinės spinduliuotės įtėkio vertėms paviršiaus forma užfiksuota AFM pavaizduota 58 paveiksle. Iš matavimų matyti, kad pūslės formos pažaidos morfologija atsiranda esant 20-30 % didesnėms (~0.08J/cm²) spinduliuotės įtėkio vertėms nei LIDT riba 0.059J/cm². Tai sutampa su daugiasluoksnių dangų pažaidos fs lazeriniais impulsais tendencijomis, aprašytomis literatūroje. Čirpuotų veidrodžių pažaidos atveju, jei spinduliuotės įtėkio vertė artima LIDT vertei, pirmiausia fiksuojami spalviniai pakitimai, kuriuos galima užfiksuoti Nomarskio mikroskopu [91].



58 pav. CMF1 pažaidos morfologijos priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo (išmatuota AFM).

Pažeisti sluoksniai veidrodžiuose buvo nustatyti SEM matavimais. Išmatuotos pažaidos, sukeltos plačiose spinduliuotės įtėkio ribose. CMF1 veidrodžio atveju SEM užfiksuoti pažaidų $0,082 \text{ J/cm}^2$ ir $0,091 \text{ J/cm}^2$ vertėms skerspjūvio vaizdai, pateikti 59 paveiksle, parodo, kad pažaida lokalizuota viename sluoksnyje, kuriame, pagal dizaino analizę, susiformuoja didžiausio elektrinio lauko kvadrato stovinčiosios bangos maksimumas.



59 pav. CMF1 pažaidos morfologijos priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo (SEM); abiem atvejais danga pažeista tame pačiame sluoksnyje.

3.3.4. Apibendrinimas

Penkių skirtingų struktūrų CM buvo suprojektuoti ir padengti naudojant IBS technologiją. Išmatuoti CM T ir GDD spektriniai parametrai ir LIDT 100 fs lazeriams impulsams. Atlikta lazerinės pažaidos taškų morfologijos analizė naudojant optinį mikroskopą, optinį profilometrą, AFM ir SEM.

Čirpuotų veidrodžių struktūros optimizacijos metu nustatyta, kad pakeičiant sluoksnių medžiagas didesnio draustinės juostos tarpo medžiagomis, lokali optimizacijos metodais galima sumažinti elektrinio lauko kvadrato vertę aukšto lūžio rodiklio medžiagos sluoksnyje visame $\Delta\lambda=200 \text{ nm}$ spektriniame ruože. Čirpuotų veidrodžių pažaidos slenkstis buvo padidintas daugiau nei 3 kartus nuo 0.059 J/cm^2 iki 0.216 J/cm^2 . Analizuojant

pažaidos taškų struktūrą nuo 20-30 % didesnio nei LIDT spinduliuotės įtėkio verčių užfiksuotas pūslelės formos pažaidos zonų formavimasis.

PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS

1. Išmatuoti TiO_2 , Nb_2O_5 , Ta_2O_5 , HfO_2 , Al_2O_3 ir SiO_2 medžiagų vienasluoksnių dangų sugerties koeficientai ir nustatytos jų ekstinkcijos koeficiento vertės. Mažiausia ekstinkcijos koeficiento vertė $\lambda=1064$ nm spinduluotei pasižymėjo SiO_2 , Ta_2O_5 ir Nb_2O_5 medžiagos. HfO_2 ekstinkcijos koeficientas užfiksuotas didesnis dėl stochiometrinių defektų: deguonies vakancijų ar susidariusių oksidinių peroksidinių jungčių.
2. Išmatuotos daugiasluoksnių Brego ir CM veidrodžių sugerties koeficiento vertės bei palygintos su šių veidrodžių apskaičiuotomis vertėmis, naudojant nustatytus vienasluoksnių dangų ekstinkcijos koeficientus. Nustatyta, kad išmatuotos sugerties koeficiento vertės (A) buvo 0.1-0.6 karto mažesnės už apskaičiuotąsias. Išmatuotos ir suskaičiuotos vertės paklaidų ribose sutapo išskyrus veidrodžio HL32 atvejį, kai atsiradęs skirtumas buvo $<1-2$ ppm ir galėjo būti nulemtas minimalių ekstinkcijos koeficiento skirtumų skirtingų procesų metu.
3. Lyginant daugiasluoksnių dangų išmatuotas ir suskaičiuotas sugerties $\lambda=1064$ nm spinduluotei koeficiento vertes, žemesnės išmatuotos vertės parodo, kad sluoksnių sandūrų įtaka daugiasluoksnių dangų $\lambda=1064$ nm spinduliuotės sugerties koeficientui yra nereikšminga.
4. Palyginus daugiasluoksnių Brego ir CM veidrodžių sugerties koeficientus prieš ir po kaitinimo iki 300 °C, nustatytas sugerties koeficiento sumažėjimas 6-10 kartų.
5. Sugerties koeficiento optimizavimas dangos struktūroje buvo panaudotas THz generuojančioms dangoms (spintroniniams emiteriams) patobulinti. THz spinduliuotės generavimo efektyvumas, padidinus elektrinio lauko kvadrato vertę 4 kartus, padidėjo iki 35 %.
6. CM su porėtu šoriniu sluoksniu tyrime pirmą kartą suformuotas CM su porėtu išoriniu sluoksniu, kurio spektrinis plotis viršijo pusę spektrinės oktavos (sieki $\Delta\lambda=400$ nm), o GDD osciliacijos neviršijo $\pm 70-100$ fs².
7. Nustatyti keturių iš eilės dengiamų procesų porėtų sluoksnių efektyviojo lūžio rodiklio svyravimai neviršijo $\pm 0.5\%$, o pokytis atsiradęs dėl santykinės drėgmės (RH) sumažėjimo nuo 23 % iki 5 % siekė apie 1%.
8. Penkių skirtingų struktūrų ir skirtingo elektrinio lauko pasiskirstymo CM buvo padengti LIDT matavimams, kurių spektrinis plotis siekė $\Delta\lambda=200$ nm, o elektrinio lauko intensyvumo vertė aukšto lūžio rodiklio Nb_2O_5 sluoksniuose visame spektre skyrėsi iki 0.1-6 kartų.

9. CM dangų pažaidos slenkstis 100 fs trukmės impulsais buvo padidintas nuo 59 mJ/cm^2 iki 216 mJ/cm^2 , pakeitus dangos stuktūrą taip sumažinant maksimalią elektrinio lauko kvadrato vertę didžiausio lūžio rodiklio (mažiausio draustinės energijos tarpo) Nb_2O_5 medžiagoje.
10. Visų CM veidrodžių lazeriu sukeltos pažaidos morfologijos aukščiau 20-30 % LIDT ribos pasižymėjo pūslelės formos struktūra, kuri buvo nulemta išgaravusios vidinio sluoksnio medžiagos sukulto slėgio. Visų veidrodžių, išskyrus CMF5 pažaidos sukeltos didžiausio elektrinio lauko kvadrato Nb_2O_5 sluoksniuose, o CMF5 veidrodyje – didžiausio elektrinio lauko kvadrato HfO_2 medžiagos sluoksnyje.

LITERATŪROS SĄRAŠAS

- [1] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, **187**(4736), 493-494 (1960), <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>
- [2] G. A. Mourou, N. J. Fisch, V. M. Malkin, Z. Toroker, E. A. Khazanov, A. M. Sergeev, *et al.*, Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications, *Opt. Commun.*, **285**(5), 720-724 (2012), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2011.10.089>
- [3] T. Tajima, B. C. Barish, C. P. Barty, S. Bulanov, P. Chen, J. Feldhaus, *et al.*, Science of Extreme Light Infrastructure, AIP Conference Proceedings, **1228**(1), 11-35 (2010), <http://dx.doi.org/10.1063/1.3426041>
- [4] V. Pervak, I. Ahmad, S. A. Trushin, Z. Major, A. Apolonski, S. Karsch, *et al.*, Chirped-pulse amplification of laser pulses with dispersive mirrors, *Opt. Express*, **17**(21), 19204-19212 (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.019204>
- [5] C. Rodríguez, S. Günster, D. Ristau, and W. Rudolph, Frequency tripling mirror, *Opt. Express*, **23**(24), 31594-31601 (2015), <http://doi.org/10.1364/OE.23.031594>
- [6] O. Razskazovskaya, T. T. Luu, M. Trubetskov, E. Goulielmakis, and V. Pervak, Nonlinear absorbance in dielectric multilayers, *Optica*, **2**(9), 803-811 (2015), <http://doi.org/10.1364/OPTICA.2.000803>
- [7] G. Gui, A. Adak, M. Dandapat, D. Carlson, D. Morrill, A. Guggenmos, *et al.*, Measurement and control of optical nonlinearities in dispersive dielectric multilayers, *Opt. Express*, **29**(4), 4947-4957 (2021), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.409216>
- [8] C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D. K. Kesim, Ö. Akçaalan, *et al.*, Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses, *Nature*, **537**(7618), 84-88 (2016), <http://dx.doi.org/10.1038/nature18619>
- [9] K. D. Hendrix, C. A. Hulse, G. J. Ockenfuss, and R. B. Sargent, Demonstration of narrowband notch and multi-notch filters, in *Advances in Thin-Film Coatings for Optical Applications*, 2008, pp. 706702-706702-14, <http://dx.doi.org/10.1117/12.795498>
- [10] O. Stenzel, *The physics of thin film optical spectra : an introduction*. Berlin ; New York (Springer, 2005)
- [11] O. Stenzel, *Optical Coatings: Material Aspects in Theory and Practice* (Springer Berlin Heidelberg, 2014)
- [12] W. N. Hansen, Electric Fields Produced by the Propagation of Plane Coherent Electromagnetic Radiation in a Stratified Medium, *J. Opt. Soc. Am.*, **58**(3), 380-390 (1968), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.58.000380>
- [13] B. I. Bleaney and B. Bleaney, *Electricity and Magnetism, Volume 1: Third Edition* (OUP Oxford, 2013)
- [14] P. Baumeister, *Optical Coating Technology* (SPIE Press, 2004)

- [15] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters, Fourth Edition* (Taylor & Francis, 2010)
- [16] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings* (McGraw-Hill, 1989)
- [17] N. Kaiser and H. K. Pulker, *Optical Interference Coatings* (Springer, 2003)
- [18] M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge University Press, 1999)
- [19] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/ao.47.00c219>
- [20] Z. Knittl, *Optics of Thin Films: An Optical Multilayer Theory* (Wiley, 1976)
- [21] S. A. Furman and A. V. Tikhonravov, "Spectral Characteristics of Multilayer Coatings: Theory," in *Basics of Optics of Multilayer Systems*, ed: Editions Frontières, 1992
- [22] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media* (Wiley, 2005)
- [23] S. J. Orfanidis, *Electromagnetic Waves and Antennas* (Sophocles J. Orfanidis, 2016)
- [24] R. Szipöcs, A. Stingl, C. Spielmann, and F. Krausz, Pushing the Limits of Femtosecond Technology: Chirped Dielectric Mirrors, *Opt. Photon. News*, **6**(6), 16 (1995), <http://dx.doi.org/10.1364/OPN.6.6.000016>
- [25] V. Chauhan, "Pulse compression and dispersion control in ultrafast optics," Georgia Institute of Technology, Georgia, USA, 2011.
- [26] K. Ohta and H. Ishida, Matrix formalism for calculation of electric field intensity of light in stratified multilayered films, *Appl. Opt.*, **29**(13), 1952-1959 (1990), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.29.001952>
- [27] 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), <http://dx.doi.org/10.1109/3.740733>
- [28] J. Nocedal and S. Wright, *Numerical Optimization* (Springer, 2006)
- [29] J. A. Dobrowolski, F. C. Ho, A. Belkind, and V. A. Koss, Merit functions for more effective thin film calculations, *Appl. Opt.*, **28**(14), 2824-2831 (1989), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.28.002824>
- [30] 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, <http://dx.doi.org/10.1117/12.513326>
- [31] B. T. Sullivan and J. A. Dobrowolski, Deposition error compensation for optical multilayer coatings. I. Theoretical description, *Appl. Opt.*, **31**(19), 3821-3835 (1992), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.31.003821>

- [32] J. A. Dobrowolski, F. C. Ho, and A. Waldorf, Determination of optical constants of thin film coating materials based on inverse synthesis, *Appl. Opt.*, **22**(20), 3191-3200 (1983), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.22.003191>
- [33] Optilayer software. <http://www.optilayer.com/>, Tikrinta: 2024-06-01.
- [34] M. Fox, *Optical Properties of Solids* (OUP Oxford, 2010)
- [35] O. Stenzel and M. Ohlídal, *Optical Characterization of Thin Solid Films*, 2018)
- [36] D. Bauerle, *Laser processing and chemistry*, 4 ed. Berlin; New York (Springer, 2011)
- [37] J. A. Hachtel, R. Sachan, R. Mishra, and S. T. Pantelides, Quantitative first-principles theory of interface absorption in multilayer heterostructures, *Appl. Phys. Lett.*, **107**(9),(2015), <http://doi.org/10.1063/1.4930069>
- [38] T. G. Mayerhöfer, S. Pahlow, and J. Popp, The Bouguer-Beer-Lambert Law: Shining Light on the Obscure, *ChemPhysChem*, **21**(18), 2029-2046 (2020), <http://doi.org/10.1002/cphc.202000464>
- [39] T. G. Mayerhöfer and J. Popp, The electric field standing wave effect in infrared transfection spectroscopy, *Spectrochim Acta A Mol Biomol Spectrosc.*, **191** 283-289 (2018), <http://dx.doi.org/10.1016/j.saa.2017.10.033>
- [40] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics* (Prentice Hall, 1999)
- [41] L. Young, Prediction of Absorption Loss in Multilayer Interference Filters, *J. Opt. Soc. Am.*, **52**(7), 753-760 (1962), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.52.000753>
- [42] P. A. Temple, Measurement of thin-film optical absorption at the air-film interface within the film and at the film-substrate interface, *Appl. Phys. Lett.*, **34**(10), 677-679 (1979), <http://dx.doi.org/10.1063/1.90635>
- [43] H. E. Bennett and D. K. Burge, Simple expressions for predicting the effect of volume and interface absorption and of scattering in high-reflectance or antireflectance multilayer coatings, *J. Opt. Soc. Am.*, **70**(3), 268-276 (1980), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.70.000268>
- [44] S. Papernov, M. D. Brunsman, J. B. Oliver, B. N. Hoffman, A. A. Kozlov, S. G. Demos, *et al.*, Optical properties of oxygen vacancies in HfO₂ thin films studied by absorption and luminescence spectroscopy, *Opt. Express*, **26**(13), 17608-17623 (2018), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.26.017608>
- [45] A. S. Foster, F. Lopez Gejo, A. L. Shluger, and R. M. Nieminen, Vacancy and interstitial defects in hafnia, *Phys. Rev. B*, **65**(17), 174117 (2002), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.65.174117>
- [46] A. Bubenzer and P. Koidl, Exact expressions for calculating thin-film absorption coefficients from laser calorimetric data, *Appl. Opt.*, **23**(17), 2886-2891 (1984), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.23.002886>

- [47] J. Hebling, E. J. Mayer, J. Kuhl, and R. Szipöcs, Chirped-mirror dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.*, **20**(8), 919-921 (1995), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.20.000919>
- [48] A. M. Weiner, "Dispersion and Dispersion Compensation," in *Ultrafast Optics*, ed, 2009, pp. 147-197
- [49] 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),
- [50] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.25.000275>
- [51] R. Szipöcs, A. Köhási-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), <http://dx.doi.org/10.1007/s003400000303>
- [52] V. Pervak, O. Razskazovskaya, B. Angelov Ivan, L. Vodopyanov Konstantin, and M. Trubetskov, Dispersive mirror technology for ultrafast lasers in the range 220–4500 nm, *Adv. Opt. Technol.*, **3**(1), 55-62 (2014), <http://dx.doi.org/10.1515/aot-2013-0051>
- [53] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.19.000201>
- [54] A. Piegari and F. Flory, *Optical Thin Films and Coatings: From Materials to Applications* (Woodhead Publishing Limited, 2013)
- [55] M. Gerken and D. A. Miller, Multilayer thin-film structures with high spatial dispersion, *Appl Opt*, **42**(7), 1330-45 (2003), <http://dx.doi.org/10.1364/ao.42.001330>
- [56] E. Fedulova, K. Fritsch, J. Brons, O. Pronin, T. Amotchkina, M. Trubetskov, *et al.*, Highly-dispersive mirrors reach new levels of dispersion, *Opt. Express*, **23**(11), 13788-13793 (2015), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.23.013788>
- [57] N. Matuschek, *Theory and Design of Double-chirped Mirrors* (Hartung-Gorre, 1999)
- [58] M. Dantus, *Femtosecond Laser Shaping: From Laboratory to Industry* (CRC Press, 2018)
- [59] S. A. Kozlov and V. V. Samartsev, *Fundamentals of Femtosecond Optics* (Elsevier Science, 2013)
- [60] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, 2nd ed. ed. New Jersey (Wiley, 2007)

- [61] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering, 2nd Ed* (Wiley India Pvt. Limited, 2007)
- [62] H. A. Haus, "Waves and fields in optoelectronics," ed. Englewood Cliffs, NJ :: Prentice-Hall, 1984
- [63] J. R. Pierce, *Almost All about Waves* (Dover Publications, 2006)
- [64] L. Poladian, Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings, *Physical Review E*, **48**(6), 4758-4767 (1993), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.48.4758>
- [65] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. M. de Sterke, Propagation through nonuniform grating structures, *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**(4), 1307-1320 (1994), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAA.11.001307>
- [66] N. Matuschek, F. X. Kartner, and U. Keller, Theory of double-chirped mirrors, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **4**(2), 197-208 (1998), <http://dx.doi.org/10.1109/2944.686724>
- [67] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/oe.17.020598>
- [68] 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), <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2467-8>
- [69] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/oe.17.007943>
- [70] V. Pervak, F. Krausz, and A. Apolonski, Dispersion control over the ultraviolet-visible-near-infrared spectral range with HfO₂/SiO₂-chirped dielectric multilayers, *Opt. Lett.*, **32**(9), 1183-1185 (2007), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.32.001183>
- [71] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.030387>
- [72] F. Habel, V. Shirvanyan, M. Trubetskov, C. Burger, A. Sommer, M. F. Kling, *et al.*, Octave spanning wedge dispersive mirrors with low dispersion oscillations, *Opt. Express*, **24**(9), 9218-9223 (2016), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.24.009218>
- [73] S. Melnikas, U. Gimževskis, and S. Kičas, Stress compensated back side coated chirped mirror with high negative dispersion, *Optics Laser Technology*, **121**(2020), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105820>
- [74] R. R. Gattass and E. Mazur, Femtosecond laser micromachining in transparent materials, *Nature Photonics*, **2**(4), 219-225 (2008), <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2008.47>

- [75] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, Soviet Physics JETP, **20**(5), 1307-1314 (1965),
- [76] M. Jupé, L. Jensen, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis, and D. Ristau, Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania, Opt. Express, **17**(15), 12269-12278 (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.012269>
- [77] M. Beresna, M. Gecevičius, and P. G. Kazansky, Ultrafast laser direct writing and nanostructuring in transparent materials, Adv. Opt. Photon., **6**(3), 293-339 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/AOP.6.000293>
- [78] D. Ristau, *Laser Induced Damage in Optical Materials* (CRC Press, 2014)
- [79] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, Phys. Rev. B, **53**(4), 1749-1761 (1996), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1749>
- [80] B. Chimier, O. Utéza, N. Sanner, M. Sentis, T. Itina, P. Lassonde, *et al.*, Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime, Phys. Rev. B, **84**(9), 094104 (2011), <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.094104>
- [81] B. Rethfeld, Theory of Ultrashort Laser-Matter Interactions, in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*, San Jose, California, 2012, p. CM4K.1, http://dx.doi.org/10.1364/CLEO_SI.2012.CM4K.1
- [82] "Laser and laser-related equipment – Test methods for laser-induced damage threshold – Part 1: Definitions and general principles (ISO 21254-1:2011).", ed
- [83] M. D. Chrisp, Some aspects of surface damage that can be explained with linear optics, in *Laser Induced Damage in Optical Materials*, 1973
- [84] J. Neauport, E. Lavastre, G. Razé, G. Dupuy, N. Bonod, M. Balas, *et al.*, Effect of electric field on laser induced damage threshold of multilayer dielectric gratings, Opt. Express, **15**(19), 12508-12522 (2007), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.012508>
- [85] I. B. Angelov, M. von Pechmann, M. K. Trubetskov, F. Krausz, and V. Pervak, Optical breakdown of multilayer thin-films induced by ultrashort pulses at MHz repetition rates, Opt. Express, **21**(25), 31453-31461 (2013), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.031453>
- [86] S. Chen, Y. a. Zhao, H. He, and J. Shao, Effect of standing-wave field distribution on femtosecond laser-induced damage of HfO₂/SiO₂ mirror coating, Chin. Opt. Lett., **9**(8), 083101 (2011), <http://dx.doi.org/10.3788/COL201109.083101>
- [87] G. Abromavicius, R. Buzelis, R. Drazdys, A. Melninkaitis, and V. Sirutkaitis, Influence of electric field distribution on laser induced

- damage threshold and morphology of high reflectance optical coatings, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2007, pp. 67200Y-67200Y-8, <http://dx.doi.org/10.1117/12.752902>
- [88] 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, <http://dx.doi.org/10.1117/12.696131>
- [89] T. Willemsen, M. Jupé, M. Gyamfi, S. Schlichting, and D. Ristau, Enhancement of the damage resistance of ultra-fast optics by novel design approaches, *Opt. Express*, **25**(25), 31948-31959 (2017), <http://doi.org/10.1364/OE.25.031948>
- [90] M. Steinecke, H. Badorreck, M. Jupé, T. Willemsen, L. Hao, L. Jensen, *et al.*, Quantizing nanolaminates as versatile materials for optical interference coatings, *Appl. Opt.*, **59**(5), A236-A241 (2020), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.379131>
- [91] S. Chen, P. Gao, Y. Zhao, Y. Wang, Z. Fang, Y. Leng, *et al.*, Thermal-dynamical analysis of blister formation in chirped mirror irradiated by single femtosecond lasers, *Appl. Opt.*, **53**(15), 3347-3354 (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.53.003347>
- [92] A. A. Kozlov, J. C. Lambropoulos, J. B. Oliver, B. N. Hoffman, and S. G. Demos, Mechanisms of picosecond laser-induced damage in common multilayer dielectric coatings, *Scientific Reports*, **9**(607),(2019), <https://doi.org/10.1038/s41598-018-37223-0>
- [93] 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, <http://dx.doi.org/10.1117/12.2068164>
- [94] S. M. Rossnagel, J. J. Cuomo, and W. D. Westwood, *Handbook of Plasma Processing Technology: Fundamentals, Etching, Deposition, and Surface Interactions* (Noyes Publications, 1990)
- [95] M. Closs, "Numerical modelling and optimisation of radio-frequency ion thrusters," EngD, Aerospace Engineering, University of the Bundeswehr, Munich, 2001.
- [96] H. Kaufman, *Applications of Broad-Beam Ion Sources*. Colorado, USA (Kaufman & Robinson, Inc., 2011)
- [97] H. R. Kaufman, J. M. E. Harper, and J. J. Cuomo, Focused ion beam designs for sputter deposition, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **16**(3), 899-905 (1979), <http://dx.doi.org/10.1116/1.570110>
- [98] H. Zhang, *Ion Sources* (Springer Berlin Heidelberg, 1999)
- [99] L. I. Maissel and R. Glang, *Handbook of Thin Film Technology* (McGraw-Hill, 1970)

- [100] G. Harry, T. Bodiya, and R. Desalvo, *Optical Coatings and Thermal Noise in Precision Measurement*. Cambridge, UK (Cambridge University Press, 2012)
- [101] L. B. Freund and S. Suresh, *Thin Film Materials: Stress, Defect Formation and Surface Evolution* (Cambridge University Press, 2004)
- [102] H. Windischmann, Intrinsic stress in sputter-deposited thin films, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, **17**(6), 547-596 (1992), <http://dx.doi.org/10.1080/10408439208244586>
- [103] R. Thielsch, A. Gatto, and N. Kaiser, Mechanical stress and thermal-elastic properties of oxide coatings for use in the deep-ultraviolet spectral region, *Appl. Opt.*, **41**(16), 3211-3217 (2002), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.41.003211>
- [104] L. Pinard, C. Michel, B. Sassolas, L. Balzarini, J. Degallaix, V. Dolique, *et al.*, Mirrors used in the LIGO interferometers for first detection of gravitational waves, *Appl. Opt.*, **56**(4), C11-C15 (2017), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.56.000C11>
- [105] M. Granata, A. Amato, M. Bischì, M. Bazzan, G. Cagnoli, M. Canepa, *et al.*, Optical and Mechanical Properties of Ion-Beam-Sputtered MgF₂ Thin Films for Gravitational-Wave Interferometers, *Physical Review Applied*, **17**(3), 034058 (2022), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.17.034058>
- [106] D. Ristau, H. Ehlers, T. Gross, and M. Lappschies, Optical broadband monitoring of conventional and ion processes, *Appl. Opt.*, **45**(7), 1495-1501 (2006), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.001495>
- [107] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.50.00C111>
- [108] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.45.007026>
- [109] H. Matthew M., M. T. Taschuk, and M. J. Brett, "Engineering Film Microstructure with Glancing Angle Deposition," in *Glancing Angle Deposition of Thin Films*, ed, 2014, pp. 31-80
- [110] H. Matthew M., M. T. Taschuk, and M. J. Brett, "Introduction: Glancing Angle Deposition Technology," in *Glancing Angle Deposition of Thin Films*, ed, 2014, pp. 1-30
- [111] T. Imran, K.-H. Hong, T. J. Yu, and C. H. Nam, Measurement of the group-delay dispersion of femtosecond optics using white-light interferometry, *Review of Scientific Instruments*, **75**(7), 2266-2270 (2004), <http://dx.doi.org/10.1063/1.1763257>

- [112] A. Gosteva, M. Haiml, R. Paschotta, and U. Keller, Noise-related resolution limit of dispersion measurements with white-light interferometers, *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**(9), 1868-1874 (2005), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.22.001868>
- [113] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.48.000949>
- [114] S. Bublitz and C. Mühlig, Absolute Absorption Measurements in Optical Coatings by Laser Induced Deflection, *Coatings*, **9**(8), 473 (2019), <http://doi.org/10.3390/coatings9080473>
- [115] W. Triebel, C. Mühlig, and S. Kufert, *Application of the laser-induced deflection (LID) technique for low absorption measurements in bulk materials and coatings* vol. 5965 (SPIE, 2005)
- [116] C. Mühlig, W. Triebel, S. Kufert, and S. Bublitz, *Laser induced fluorescence and absorption measurements for DUV optical thin film characterization* vol. 7101 (SPIE, 2008)
- [117] C. Mühlig, W. Triebel, S. Kufert, and S. Bublitz, Characterization of low losses in optical thin films and materials, *Appl. Opt.*, **47**(13), C135-C142 (2008), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.47.00C135>
- [118] "Laser and laser-related equipment – Test methods for laser-induced damage threshold – Part 2: Threshold determination (ISO 21254-2:2011).", ed
- [119] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.37.001478>
- [120] H. Liu, Y. Jiang, L. Wang, J. Leng, P. Sun, K. Zhuang, *et al.*, Correlation between properties of HfO₂ films and preparing parameters by ion beam sputtering deposition, in *Optical Interference Coatings*, Whistler, 2013, p. ThB.3, <http://dx.doi.org/10.1364/OIC.2013.ThB.3>
- [121] M. Falmbigl, K. Godin, J. George, C. Mühlig, and B. Rubin, Effect of annealing on properties and performance of HfO₂/SiO₂ optical coatings for UV-applications, *Opt. Express*, **30**(8), 12326-12336 (2022), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.453345>
- [122] Q. Lv, M. Huang, S. Zhang, S. Deng, F. Gong, F. Wang, *et al.*, Effects of Annealing on Residual Stress in Ta₂O₅ Films Deposited by Dual Ion Beam Sputtering, *Coatings*, **8**(4), 150 (2018), <http://doi.org/10.3390/coatings8040150>
- [123] 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), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.53.00A212>

- [124] S. Jena, R. B. Tokas, K. D. Rao, S. Thakur, and N. K. Sahoo, Annealing effects on microstructure and laser-induced damage threshold of HfO(2)/SiO(2) multilayer mirrors, *Appl. Opt.*, **55**(22), 6108-14 (2016), <http://dx.doi.org/10.1364/ao.55.006108>
- [125] D. T. Owens, C. Fuentes-Hernandez, J. M. Hales, J. W. Perry, and B. Kippelen, Nonlinear optical properties of induced transmission filters, *Opt. Express*, **18**(18), 19101-19113 (2010), <http://doi.org/10.1364/OE.18.019101>
- [126] R. Rouzegar, A. L. Chekhov, Y. Behovits, B. R. Serrano, M. A. Syskaki, C. H. Lambert, *et al.*, Broadband Spintronic Terahertz Source with Peak Electric Fields Exceeding 1.5 MV/cm, *Physical Review Applied*, **19**(3), 034018 (2023), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevApplied.19.034018>
- [127] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, *et al.*, Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation, *Nature Photonics*, **10**(7), 483-488 (2016), <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2016.91>
- [128] F. M. Wagner, S. Melnikas, J. Cramer, D. A. Damry, C. Q. Xia, K. Peng, *et al.*, Optimised Spintronic Emitters of Terahertz Radiation for Time-Domain Spectroscopy, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, **44**(1), 52-65 (2023), <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-022-00897-9>
- [129] L. Li, Single, Smooth and Ultra-broadband Chirped Mirrors With a Nanostructured Layer, in *Optical Interference Coatings 2016*, Tucson, Arizona, 2016, p. FA.8, <http://dx.doi.org/10.1364/OIC.2016.FA.8>
- [130] L. Grinevičiūtė, M. Andrulėvičius, A. Melninkaitis, R. Buzelis, A. Selskis, A. Lazauskas, *et al.*, Highly Resistant Zero-Order Waveplates Based on All-Silica Multilayer Coatings, *Phys. Status Solidi A*, **214**(12), 1770175 (2017), <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201770175>
- [131] L. Greenspan, Humidity Fixed Points of Binary Saturated Aqueous Solutions, *Journal of Research of the National Bureau of Standards—A Physics and Chemistry*, **81A**(1), 89-96 (1977), <http://doi.org/10.6028/jres.081A.011>
- [132] S. Melnikas, T. Tolenis, L. Smalakys, G. Batavičiūtė, A. Melninkaitis, and S. Kičas, Enhancement of laser-induced damage threshold in chirped mirrors by electric field reallocation, *Opt. Express*, **25**(22), 26537-26545 (2017), <http://doi.org/10.1364/OE.25.026537>

SUMMARY

List of abbreviations

IBS	Ion Beam Sputtering
LIDT	Laser Induced Damage Threshold
CM	Chirped Mirror
LID	Laser Induced Deflection
QWOT	Quarter Width Optical Thickness
EBE	Electron Beam Evaporation
GLAD	Glancing Angle deposition
BBOM	Broadband Optical Monitoring
H	High refractive index material (compared to L)
L	Low refractive index material (compared to H)
EM	Electromagnetic (radiation)
NS	Nanostructured sculptured layer
WLI	White Light Interferometry
AFM	Atomic force microscope
SEM	Scanning electron microscope

INTRODUCTION

Since the invention of the laser in 1960 [1], lasers with the higher intensity and shorter pulses have been developed. The intensity generated by laser radiation has increased up to 10^{23} W/cm² [2]. This allowed them to be applied in many areas of scientific research, such as: attosecond physics, particle acceleration with laser pulses, nuclear physics research, etc. [3], are produced commercially and are applied in high-tech industry, medicine and other fields.

The evolution of the development of laser physics results in greater and stricter requirements for optical components' spectral characteristics, mechanical properties, resistance to environmental conditions, operational conditions in high-intensity, high-repetition frequency laser systems.

One of the main elements used in laser systems are optical components coated with multilayer interference coatings. Different number of layers of optical coatings, structure, properties of materials used for the formation of thin layers, and coating technologies allow production of optical components that meet strict requirements for their characteristics. Among the optical components with mirror, polarizing, clarifying coatings widely used in laser systems, components with dispersion-compensating optical coatings, usually called chirped mirrors (chirped mirror, CM), occupy a particularly important place. Due to their structure, chirped mirrors not only reflect light, but also perform a certain phase modulation of the pulse defined by the parameters of each mirror. This allows the pulse to be expanded or compressed in time and is widely used in chirped pulse amplification laser systems [4] where chirped mirrors are used in laser systems of increasing intensity, the requirements for the threshold of laser-induced damage are increasing. In addition, high-intensity laser radiation in such systems causes a sequence of new, mostly undesirable effects, for example: third harmonic generation [5], nonlinear absorption [6], heating of mirrors [7]. All studies show that the aforementioned effects are greater in chirped mirrors than in standard Bragg mirrors due to the complex structure of the coating and the distribution of the electric field in it than in standard single-wave mirrors.

The presented thesis is devoted to a comprehensive analysis of the structure and properties of broadband chirped mirrors used in high-power, high-repetition-rate compact laser systems. The first part investigates the linear absorption of broadband chirped mirrors. The measured absorption values of the monolayer coatings are presented, based on which the extinction coefficients of the materials are determined. Based on these data, the modeled and measured absorption coefficients of single-wave mirrors and chirped mirrors are compared. Although nonlinear absorption of high-intensity laser radiation becomes the determining factor in dielectric materials, linear

absorption can determine the initial seeds of nonlinear effects. Linear absorption may be important in the increasingly widespread application of high repetition rate laser systems [8]. Also, the model created in the absorption research part of the dissertation can be applied to accurately predict linear absorption in any low absorbing (dielectric) interference coatings. This is important in the investigation of the components of the pulse duration high-intensity laser systems. The second part evaluates the stability and sensitivity to errors of broadband chirped mirrors with a porous outer layer. Possible changes in spectrum parameters due to changes in humidity in the structure of the porous outer layer are evaluated. This wet change is possible not only due to humidity fluctuations in the environment, but also due to the heating of the element caused by high radiation intensity. In the third part, the dependence of the crack threshold and crack morphology of broadband chirped mirrors on the structure of the coating and the laser intensity is studied.

The objective of the thesis

To improve the spectral parameters and laser induced damage threshold of broadband chirped mirrors by optimization of multilayer coating structure.

The scientific tasks of the thesis

1. To investigate the dependence of chirped mirrors linear absorption on coating structure, according to chosen materials, electric field distribution and the number of layers.
2. To investigate the application possibilities and limitations of glancing angle deposited porous layers for broadband chirped mirror structure optimization.
3. To investigate the influence of deposition errors, humidity on spectral parameters of chirped mirrors with nanostructured sculptured layer.
4. To investigate the dependency of laser induced damage threshold in broadband chirped mirrors on coating design.

Scientific novelty and practical value

The research described in the dissertation allows for a better understanding of the influence of the chirped mirror structure on their optical parameters and laser induced damage threshold to pulses of high-power femtosecond laser radiation. The measurements and analysis presented in the dissertation aim to determine and refine the values of various chirped mirror parameters that can be used in new research. The obtained results are summarized as universally as possible, providing detailed information about the values of the used parameters. This will allow them to be applied when predicting the spectral,

optical resistance, and absorption parameters of newly designed chirped mirrors and other complex coatings. Scientific novelty and practical value are summarized in the following statements:

- The dependence of the absorption coefficient of chirped mirrors on the structure of the coating was investigated for the first time.
- For the first time, the use of nanostructured-sculptural layers formed using angle evaporation technology in the structure of broadband chirped mirrors for a spectral range wider than half an optical octave has been tested.
- The influence of nanostructured - sculptural layer coating errors on the layer thickness and refractive index values was determined. The changes in the refractive index due to the humidity in the environment are evaluated with extreme precision. These results are important for the research and applications of both chirped mirrors with a sculptural layer and other optical coatings consisting of sculptural layers.
- The dependence of the breakdown threshold of broadband chirped mirrors by femtosecond laser radiation on the electric field strength in the coating structure, calculated according to the linear optics model, was studied in detail.
- Critical layers in the coating structure of a broadband chirped mirror where laser-induced damage occurs with a femtosecond pulse laser, regardless of the radiation input value, have been determined.
- The possibility of optimizing the distribution of the electric field in the structure of broadband chirped mirrors in a wide spectral range by inserting layers of materials with a larger bandgap energy, ensuring the necessary spectral parameters, is demonstrated.

Statements to defend

1. The share of absorption coefficient influenced by the junctions of the $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ and $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ Bragg and CM mirror layers formed by the IBS technology is less than 7 ppm for the coatings measured by $\lambda=1064$ nm radiation.

2. The nanostructured ($n_{\text{eff}}=1.23\pm 0.007$) layers included in the broadband CM structure allow the formation of CMs with a spectral width of more than 400 nm, characterized by spectral oscillations of less than ± 100 fs².
3. Replacement of the material of the coating layers featuring highest electric field intensity values with a larger bandgap energy material enables reduction of the maximum value of the electric field in the entire reflection band of the 200 nm spectral width CM mirror by local optimization methods.
4. Replacement of Nb₂O₅ layers with HfO₂ layers and optimization of the structure of Nb₂O₅/SiO₂ CM coatings with a spectral width of 200 nm by local optimization methods, enables the increase of the resistance of the coatings to pulses of 100 fs duration by three times.

Approbation

Scientific papers directly related to the thesis:

1. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, and Tomas Tolenis, "Broadband chirped mirrors with a porous top layer for smooth group delay dispersion," *Appl. Opt.* 60, 8181-8187 (2021)
2. F. Wagner, **S. Melnikas**, J. Cramer, D. A. Damry, C. Q. Xia, K. Peng, G. Jakob, M. Kläui, S. Kičas, and M. B. Johnston, „Optimised Spintronic Emitters of Terahertz Radiation for Time-Domain Spectroscopy,“ *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* 44, 52-65 (2023).

Other scientific papers:

1. **Simas Melnikas**, Tomas Tolenis, Linas Smalakys, Gintarė Batavičiūtė, Andrius Melninkaitis, and Simonas Kičas, „Enhancement of laser-induced damage threshold in chirped mirrors by electric field reallocation“ *Opt. Express* 25(22) 26537-26545 (2017);
2. **Simas Melnikas**, Ugnius Gimževskis, and Simonas Kičas, „Stress compensated back side coated chirped mirror with high negative dispersion“, *Opt. Laser. Technol.*, 121 (2020);
3. C. Babayigit, L. Grineviciute, J. Nikitina, **S. Melnikas**, D. Gailevicius, K. Staliunas; Inverse designed photonic crystals for spatial filtering. *Appl. Phys. Lett.*, 122 (24): 244103 (2023).

Conferences directly related to the thesis:

7. **Simas Melnikas**, Simonas Kičas, Andrius Melninkaitis “*Improved Optical Resistance of Broadband Chirped Mirrors*”, Optical Interference Coatings, Santa Ana Pueblo, NM, USA, 2019 (žodinis ir stendinis).
8. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Impact of Humidity and Deposition Errors on Spectral Parameters of Broadband Chirped Mirror with Sculptured Top Layer*”, Surfaces, Interfaces and Coatings Technologies 2021, Paris, France (žodinis).
9. **Simas Melnikas**, Simonas Kičas, Andrius Melninkaitis “*Broadband dispersion compensating mirrors for high power lasers*” Advanced Materials and Technologies, Palanga, Lithuania 2018 (stendinis).
10. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, and Tomas Tolenis, “*Broadband Chirped Mirrors with Porous Top Layer for Reduced Group Delay Dispersion Oscillations*”, Advanced Materials and Technologies, Palanga, Lithuania 2020 (stendinis).
11. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Inclusion of Sculptured Top Layer in Chirped Mirror Design for Reduced Group Delay Dispersion Oscillations*” Open Readings, Vilnius, Lithuania, 2021 (stendinis).
12. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, Tomas Tolenis “*Humidity Induced Changes in Group Delay Dispersion of Chirped Mirrors with Porous Top Layer*”, Optical Interference Coatings, Whistler, Canada, 2022 (žodinis ir stendinis).

Contribution of the author and others

The author personally performed the largest portion of experiment planning, modeling and optimization of the coating designs, deposition and measurements of the coatings and analysis of the results.

Academic advisor dr. R. Drazdys participated greatly in experiment planning by providing insightful suggestions for ongoing research as well as in manuscript preparation.

Dr. S. Kičas suggested the main topics for three main research parts described in this thesis: absorption of chirped mirrors, chirped mirrors with nanostructured sculptured top layer and improved optical resistance broadband chirped mirrors.

R. Grigutis and dr. A. Melninkaitis performed LIDT measurements and analysis of CM samples.

Dr. A. Selskis performed SEM cross section measurements of LIDT sites.

L. Ramalis performed deposition processes of nanostructured sculptured layers and provided suggestions for characterization of nanostructured sculptured layers.

Dr. T. Tolenis supervised the deposition processes of nanostructured sculptured layers and sensitivity to humidity measurements.

J. Nikitina performed part of IBS deposition processes and spectral measurements of monolayer coatings for absorption research.

Dr. Joel Cramer, dr. Gerhard Jakob and dr. Mathias Klaui prepared spintronic emitter samples.

F.M. Wagner, dr. D. A. Damry and dr. Michael Johnston performed THz radiation measurements and analysis.

All coauthors participated in preparation of scientific publications.

The literature overview

In the first chapter the literature overview is presented. The topics of reflection from an interface, interference in thin layer and multilayer reflectance, transmittance, GDD and linear absorption are described. Also the descriptions of Bragg and chirped mirrors are presented. Finally, the interaction of femtosecond laser pulses with multilayer dielectric coatings including nonlinear absorption, laser induced damage is described.

Experimental techniques and measurements

In the second chapter experimental equipment, which was used to deposit the coatings and measure various parameters is described. In the first part, the deposition technologies and equipment used in the study was described.

IBS technology, which was used for largest part of investigated mirrors was described in detail. Firstly, the construction of multiaperture ion source and principles of ion generation and acceleration are described. Secondly, the main parts of IBS deposition system which was used for experiments are listed and depicted.

GLAD setup within EBE machine was also described in detail. The physical principles and technological nuances of deposition of NS layer were also described.

In the second part of second chapter, the most important and unique measurement methods which were used in experiments are described. Absorption and GDD measurement techniques were extensively depicted including optical schemes, general description of the methods as well as specific configurations used in experiments. Measurement parameters and short description of LIDT was included as well.

Results

The results section of the thesis was divided into three main parts corresponding to performed research topics. The first section describes the research on absorption of CM. The second section describes research of CM with NS top layer. The third section describes the research of CM LIDT dependence on coating structure.

Absorption in Bragg and chirped mirrors

In this chapter the research of absorption in Bragg and chirped mirrors was carried out. The absorption of various IBS deposited single layer and multilayer interference coatings was measured. Absorption values of TiO_2 , Nb_2O_5 , Ta_2O_5 , HfO_2 , Al_2O_3 and SiO_2 at single layer coatings were used to determine extinction coefficients and therefore estimate the absorption coefficients of multilayer Bragg type structures and chirped mirrors. Such procedure carried out at 1064 nm wavelength may be expanded to other spectral zones and be useful in accurately predicting absorption level in complex structure optical coatings. The absorption optimization possibility was demonstrated by improvement of spintronic THz emitting coating by deposition of Bragg-like multilayer structure.

The research was started by measurements of absorption from the substrates. This procedure was necessary because the deposited monolayer coatings are partially transparent. Therefore the transmitted beam induces the thermal lens in the substrate and impacts the measured absorption values. The measured substrate absorption allowed to eliminate the influence of the substrate in the monolayer measurements.

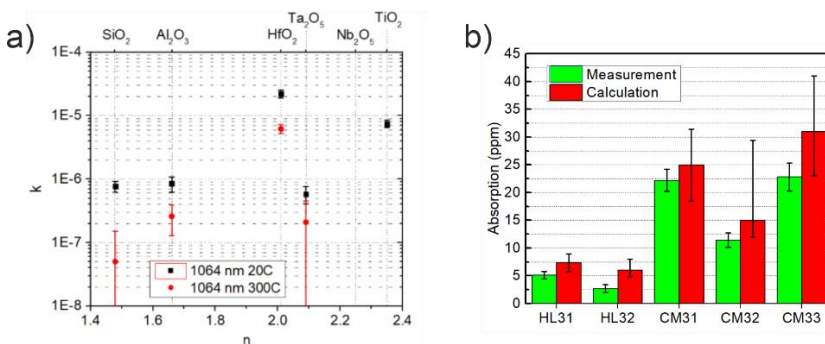


Fig. 1. Values of extinction coefficients of various IBS deposited oxides (a), measured and calculated absorption of Bragg and chirped mirrors (b).

The values of extinction coefficients varied more than two orders of magnitude and are depicted in logarithmic scale in Fig. 1a. After annealing at

300 °C the extinction coefficients decreased even further as the measured absorption level was close to measurement error limit. The lowest values were determined for SiO₂, Ta₂O₅ and Nb₂O₅ materials. These materials were used for deposition of Bragg and chirped mirrors. The deposited mirrors were measured and their absorption coefficient was determined by using characteristic matrix approach. The measured and calculated values are depicted in Fig. 1b. The measurements and calculated values coincide within the error margins for all samples except HL32. In this case the measured absorption is quite low (only 2-3 ppm). The small difference may be the result of instability of subsequent deposition processes causing the absorption values of the same material vary over time.

From these results the absorption influence from multilayer coating interfaces can be determined. It should be noted that in calculation model the absorption from interfaces is not included and therefore is expected to be zero ppm. It means that the maximum absorption from interfaces is equal to the difference between upper error limit of calculated value and lower error limit of measured value. In Bragg reflector case this limit is lower than 1 ppm as for CM it is lower than 7 ppm.

Based on proven dependency of absorption on squared electric field, the improvement of highly absorbant coating, i.e. spintronic emitter, was carried out. The aim of this improvement was to maximize the squared electric field and also absorption in spintronic emitter structure, by deposition of Bragg mirror structure. By increasing the squared electric field four times, the generated THz radiation in spintronic emitter structure was increased by 35 %.

Broadband chirped mirrors with nanostructured sculptured layer

Chirped mirrors with nanostructured sculptured layers allow the smooth dispersion control over the wider than half optical octave spectral bandwidth. Single NS layer in theory acts as a broadband antireflective coating and combined with other layers within CM multilayer structure provides perfect impedance matching between air and CM structure. However, deposition errors of deposition of porous layers may significantly deteriorate superior theoretical performance. Therefore the purpose of this research was to deposit the CM with porous top layer covering the spectral range which is wider than half optical octave and to estimate the deposition errors and stability of such coatings in humid environment.

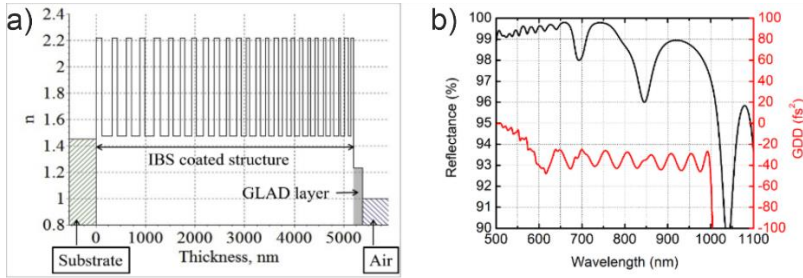


Fig. 2. CM with NS top layer: coating structure (a) and spectral parameters (b).

The optimized structure and theoretical spectral parameters of the CM with NS top layer were provided in Fig. 3a and Fig. 3b. The GDD oscillations in theoretical design are limited by $\pm 20 \text{ fs}^2$ and reflection coefficient is $>98,5 \%$ which is a significant improvement since a CM without a NS layer would feature about three times bigger GDD oscillations.

In order to deposit the nanostructured layer the accuracy of thickness and refractive index was determined. The thickness errors were lower than few nanometers and the refractive index stability within several subsequent processes was within limits of $\pm 0.5\%$.

After the deposition of CM various parameters were measured. From the measured GDD and reflectance spectra the level of IBS and GLAD deposition errors were determined. Also, the sensitivity of coating parameters to humidity was investigated in the relative humidity range 5-75 %. It was found that the refractive index of NS sculptured layer may change by approximately 1 % due to RH changes in specified range.

Dependence of LIDT on coating structure in broadband chirped mirrors

In this chapter the dependence of LIDT on coating structure in broadband chirped mirrors was investigated. Various research on LIDT of chirped mirrors were carried in the past. However, the damage morphological inner structure and its dependence on laser fluence in broadband CMs was not determined in detail before.

In this chapter five chirped mirror structures were designed and deposited and their LIDT by 100 fs pulses was measured. The induced changes of materials of the layers and additional local optimization allowed to achieve significantly lower peak electric field values for optimized designs. It was shown that peak electric field optimization in whole $\Delta\lambda=200 \text{ nm}$ spectral range is possible.

After deposition with IBS technology and LIDT testing laser induced damage sites were inspected in detail by AFM, contact profilometer, SEM and optical microscope. All noticeable damage sites featured blister morphology. It indicated the damage inside the coating structure. The measurements of profilometer and AFM were used for characterization of surface shape of the blisters and SEM measurements allowed to determine the layers in which the damage occurred.

It was observed that the damage always was initiated inside the H material used for CM designs (Nb_2O_5) except from the last measured mirror in which case the damage occurred in inserted HfO_2 layers.

Main results and conclusions

1. Absorption coefficient of TiO_2 , Nb_2O_5 , Ta_2O_5 , HfO_2 , Al_2O_3 and SiO_2 single layer coatings was measured and coefficient of extinction was determined. The smallest value of extinction coefficient was observed in SiO_2 , Ta_2O_5 and Nb_2O_5 materials. Extinction coefficient of HfO_2 was the highest. Higher value is expected to be caused by not optimal stoichiometry ratio in amorphous structure, which can cause defective molecular bonds in HfO_2 structure.
2. Absorption values of several different design Bragg and chirped mirrors were measured and calculated. In calculations extinction coefficients which were estimated from monolayer measurements were used. The measured values were 0.1-0.6 times smaller than calculated values. Calculated and measured values also coincided within the error limits in all cases except Bragg mirror HL32. In this case the difference between measurements was below 1-2 ppm may have been caused by slight variations in extinction coefficient in different deposition processes.
3. Compared measured and calculated multilayer $\lambda=1064$ nm light absorption coefficient values, the lower measured value indicate that the contribution of the interfaces of the layers to the total coating absorption is negligible.
4. Compared absorption coefficient values of multilayer Bragg and chirped mirrors of $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ and $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ before and after annealing at 300°C show a decrease of the value after annealing by 6-10 times.
5. The optimisation of absorption coefficient of multilayer coating was applied to improve the THz radiation emitting coating – spintronic emitter. The effectivity of THz generation was improved by 35 %.

while the squared electric field was increased 4 times in spintronic emitter structure.

6. CM with nanostructured sculptured layer featuring higher than half optical octave spectral bandwidth (up to 400 nm) was deposited for a first time. Measured GDD oscillations of the mirror were lower than ± 70 -100 fs².
7. The variation in the effective refractive index of the porous layers of the four consecutive coating processes did not exceed $\pm 0.5\%$, and the change due to the decrease in relative humidity (RH) from 23% to 5% was about 1%.
8. CMs of five different structures and different electric field distributions were coated for LIDT measurements with a spectral width of $\Delta\lambda=200$ nm, and the value of the electric field intensity in the high refractive index Nb₂O₅ layers varied up to 0.1-6 times over the entire spectrum.
9. The damage threshold of CM coatings with 100 fs pulses was increased from 59 mJ/cm² to 216 mJ/cm² by changing the structure of the coating thus reducing the maximum squared value of the electric field in the highest refractive index (minimum bandgap energy) Nb₂O₅ material.
10. The morphologies of the laser-induced damage of all CM mirrors above the 20-30% LIDT limit were characterized by a blister-like structure, which was determined by the pressure induced by the vaporized inner layer material. For all mirrors, except for CMF5, the clearances are caused in the Nb₂O₅ layers of the highest squared electric field, and in the CMF5 mirror - in the HfO₂ material layer of the highest squared electric field.

CURRICULUM VITAE

Vardas: Simas

Pavardė: Melnikas

Gimimo data: 1991-07-12

Gimimo vieta: Druskininkai

Išsilavinimas:

2014-2016 Medžiagų technologijų magistras, Vilniaus universitetas

2010-2014 Fizikos bakalauras, Vilniaus universitetas

Profesinė patirtis:

Fizinių ir technologijos mokslų centras.

2012-2016 *technikas, inžinierius, doktorantas, jaunesnysis*
ir 2017-2024 *mokslo darbuotojas, vyresnysis inžinierius*

Mokslinė veikla: 8 mokslinių straipsnių bendraautorius.

PADĖKA

Pirmiausia noriu padėkoti savo šeimai už įkvepiantį pavyzdį siekti savo tikslų. Taip pat artimiems giminaičiams, draugams, už nenutrūkstantį palaikymą.

Norėčiau padėkoti ir visiems mokytojams, dėstytojams bei kolegoms, mokiusiems mokykloje, universitete ir bendrai gyvenime. Kiekvienas iš Jūsų prisidėjote prie šios disertacijos savo išminties dalimi.

Ypač norėčiau padėkoti moksliniam konsultantui dr. Ramučiu Drazdžiui, už vertingas pastabas, palaikymą ir idėjas. Taip pat ilgamečiam buvusiam vadovui bakalauro ir magistrantūros studijų metu dr. Simonui Kičiui, visada žinojusiam paprastus atsakymus ir sprendimus sudėtingiausioms problemoms. Esu labai dėkingas kitiems optinių dangų laboratorijos darbuotojams: laboratorijos vadovei dr. Linai Grinevičiūtei, dr. Tomui Toleniui, Lukui Ramaliui, dr. Giedriui Abromavičiui, Julianijai Nikitinai, Linai Volosevičienei ir visiems kitiems nepaminėtiems esamiems ir buvusiems kolegoms.

Taip pat dėkoju visiems publikacijų ir pranešimų konferencijose bendraautoriams, prisidėjusiems prie disertacijoje aprašytų mokslinių tyrimų. Esu dėkingas kompanijoms Altechna, Optoman, Lidaris ir Ekspla, kurių įranga buvo naudotasi disertacijoje aprašytų tyrimų metu.

PUBLIKACIJŲ SĄRAŠAS

Mokslinės publikacijos tiesiogiai susijusios su disertacijos tema:

1. **Simas Melnikas**, Lukas Ramalis, Simonas Kičas, and Tomas Tolenis, "Broadband chirped mirrors with a porous top layer for smooth group delay dispersion," *Appl. Opt.* 60, 8181-8187 (2021), <https://doi.org/10.1364/AO.431513>
2. F. Wagner, **S. Melnikas**, J. Cramer, D. A. Damry, C. Q. Xia, K. Peng, G. Jakob, M. Kläui, S. Kičas, and M. B. Johnston, „Optimised Spintronic Emitters of Terahertz Radiation for Time-Domain Spectroscopy,“ *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* 44, 52-65 (2023), <https://doi.org/10.1007/s10762-022-00897-9>

UŽRAŠAMS

UŽRAŠAMS

Vilniaus universiteto leidykla
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius
El. p. info@leidykla.vu.lt, www.leidykla.vu.lt
bookshop.vu.lt, journals.vu.lt
Tiražas 20 egz.