

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Kvantinės elektronikos katedra

Simas Melnikas

ELEKTRINIO LAUKO PASISKIRSTYMO DANGOS STRUKTŪROJE ĮTAKA ČIRPUOTO
AUKŠTOS NEIGIAMOS DISPERSIJOS VEIDRODŽIO LAZERINIAM ATSPARUMUI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos
studijų programa

Studentas
Darbo vadovas
Recenzentas
Katedros vedėjas

Simas Melnikas
dokt. Simonas Kičas
dr. Evaldas Stankevičius
prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2016

Turinys

1	Įvadas.....	3
2	Teorijos apžvalga.....	5
2.1	Optinių dangų sandara ir parametrų skaičiavimai.....	5
2.1.1	Optinės dangos struktūros aprašymas.....	5
2.1.2	Abeles matricos metodas	5
2.2	Nesutapimo funkcija	7
2.3	Optinių dangų optimizacija.....	8
2.4	Didelės dispersijos čirpuoti veidrodžiai.....	10
2.5	Optinio elemento lazerinis pramušimas.....	11
2.5.1	Lazerinio atsparumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio	12
2.5.2	Čirpuotų veidrodžių lazerinis atsparumas.....	16
3	Metodika.....	19
3.1	Jonapluoščio dulkinimo technologija	19
3.1.1	Optinė plataus spektro storio kontrolė	20
3.2	Optinio pramušimo femtosekundiniais impulsais matavimo schema.....	21
3.3	Skenuojančio elektronų mikroskopo matavimų metodika.....	22
4	Rezultatai.....	23
4.1	GTI tipo dispersiniai veidrodžiai	23
4.2	GTI dangų lazerinio atsparumo matavimai.....	25
4.2.1	Pažeidimo slenkstis.....	26
4.2.2	Pažaidų morfologijos	27
4.2.1	Pažaidų SEM skerspjūviai	28
4.3	Didelės dispersijos čirpuoti veidrodžiai.....	30
4.3.1	Standartinis čirpuotas veidrodis.....	30
4.3.2	Optimizuoto elektrinio lauko pasiskirstymo čirpuotas veidrodis	33
4.4	Čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo matavimai.....	34
4.4.1	Pažeidimo slenkstis.....	34
4.4.2	Pažaidų morfologijos	35

4.4.3	Pažaidų SEM skerspjūviai	36
4.5	LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio	37
	Pagrindiniai rezultatai ir išvados	39
	Literatūra	40

1 Įvadas

Šviesa – tai elektromagnetinės bangos, tam tikro dažnio elektromagnetinio lauko svyravimai. Ja Žemei perduodama didžioji dalis energijos iš Saulės. Šviesa būtina augalų mitybos grandinei ir yra svarbi gyvūnų aplinkos pažinimui. Žmonija išmoko ne tik panaudoti natūralių šviesos šaltinių spinduliuotę, tačiau sukūrė ir dirbtinius šviesos šaltinius. Lazeriai yra vieni naujausių didžiausio intensyvumo dirbtinių šviesos šaltinių.

Optinės dielektrinės dangos yra vieni iš pagrindinių komponentų naudojamų didelei daliai lazerių. Optinė danga – plonas medžiagos sluoksnis ar tokių sluoksnių sistema, kurią suformavus ant padėklo paviršiaus, pakeičiamas to paviršiaus poveikis krįntančiai spinduliuotei. Optinė danga gali atspindėti, padalinti šviesos pluoštą, išskirti tam tikrą šviesos spektro dalį. Vystantis lazerinėms sistemoms iškilo specifiniai reikalavimai optinėms dangoms, pavyzdžiui: pažeidimo slenksčio, itin aukšto atspindžio. Vienas iš atsiradusių naujų taikymų – medžiagos dispersijos įtakos trumpiems impulsams kompensavimas, būtinas generuojant arba perduodant ultratrumpus impulsus (trumpesnius nei 100 fs) [1]. Specialios dispersinės dangos – čirpuoti veidrodžiai (CM) ir Gires – Tournois interferometrai (GTI) – yra naujesnė alternatyva prizmių ar gardelių poroms, naudojamoms dispersijos kontrolei, leidžianti projektuoti mažesnio jautrumo, kompaktiškesnes femtosekundines lazerines sistemas.

Sutrumpinti generuojamo lazerio impulsą ir padidinti lazerio galią yra pagrindinės lazerių vystymo kryptys [2, 3]. Šiuo metu vyksta daug mokslinių projektų, kuriais siekiama padidinti lazerinių sistemų intensyvumą, pavyzdžiui: ELI (angl. *Extreme Light Infrastructure*) [4], CALA (angl. *Centre for Advanced Laser Applications*) [5], PFS (angl. *Petawatt Field Syntesizer*) ir kiti. Tokiais projektais koncentruojamasi į fundamentinės fizikos uždavinių sprendimą, apimant platų tyrimo sričių spektrą, pavyzdžiui, ELI tyrimų centre koncentruojamasi į atosekundinę fiziką, lazerinį dalelių greitį, fotobranduolinę fiziką ir vakuomo fiziką [6]. Dauguma iš didelės galios lazerinių sistemų iš dalies pagrįstos čirpuotų impulsų stiprinimo (CPA, angl. *Chirped pulse amplification*) [7] koncepcija [8]. CPA būdu stiprinant impulsus būtina tiksli dispersijos kontrolė. Abi gardelių ir prizmių porų dispersijos valdymo metodikos turi trūkumų apsunkinančių tų metodų panaudojimą CPA procesui. Tarp tokių trūkumų galima paminėti būtinybę tiksliai sureguliuoti gardelių (prizmių) pozicijas, aukštesnių eilių nei antros eilės dispersijos įtaką, jautrumą netiesiniams bei šiluminiams efektams [8]. Dispersijos kontrolė čirpuotais veidrodžiais padeda išvengti arba sumažinti minėtus trūkumus. Čirpuotų veidrodžių moksliniai tyrimai ir tobulinimas leido pasiekti čirpuotų impulsų stiprintuvus be prizmių ir gardelių [9]. Didelės galios ultratrumpųjų lazerinių impulsų formavimui čirpuotais veidrodžiais svarbus čirpuotų veidrodžių atsparumas intensyviai spinduliuotei. Tačiau kol kas yra mažai mokslinių publikacijų ir darbų, kuriuose tiriama čirpuotų veidrodžių pramušimo slenkstis ir jo priklausomybė nuo elektrinio lauko pasiskirstymo dangos viduje. Viename iš darbų

apsiribojama teoriniu sumažinto elektrinio lauko dangų modeliavimu [10], kitame parodoma lazeriu sukeltos pažaidos slenksčio LIDT (angl. *laser-induced damage threshold*) priklausomybė nuo paskutinio sluoksnio medžiagos [11], trečiame atsižvelgiama į skirtingas dangų dengimo technologijas [12]. Tačiau čirpuotų veidrodžių sudėtinga vidinė sandara sukelia komplikuoatą elektrinio lauko pasiskirstymą, kartais pasireiškiantį dideliais elektrinio lauko intensyvumo maksimumais [9] vidiniuose dangos sluoksniuose ar sluoksnių sandūrose. Todėl čirpuoto veidrodžio pramušimo slenkstis turėtų priklausyti nuo dangos sandaros ir elektrinio lauko pasiskirstymo dangoje. Šiame darbe koncentruojamasi į dispersinių dangų – Gires Tournois interferometrų ir didelės dispersijos čirpuotų veidrodžių, pramušimo slenksčio priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio pasiskirstymo dangoje, ir nuo maksimumų pozicijų skirtingų medžiagų sluoksniuose ar sluoksnių sandūrose.

Darbo tikslas – ištirti ir sumažinti elektrinio lauko įtaką didelės dispersijos veidrodžių lazerinio pramušimo slenksčiui.

Darbo tikslui įgyvendinti buvo išsikelti tokie uždaviniai:

1. Sumodeliuoti skirtingo elektrinio lauko pasiskirstymo dispersinius veidrodžius ir pagaminti dangas LIDT matavimams.
2. Nustatyti elektrinio lauko pozicionavimo skirtingų medžiagų sluoksniuose dispersinėje dangoje įtaką lazeriniam atsparumui.
3. Išmatuoti ir išanalizuoti LIDT vertes, pažaidų paviršiaus morfologiją ir vidinę struktūrą bei nustatyti priežastis ir dėsningumus.
4. Padidinti čirpuoto veidrodžio pramušimo slenkstį, optimizuojant elektrinio lauko pasiskirstymą dangoje.

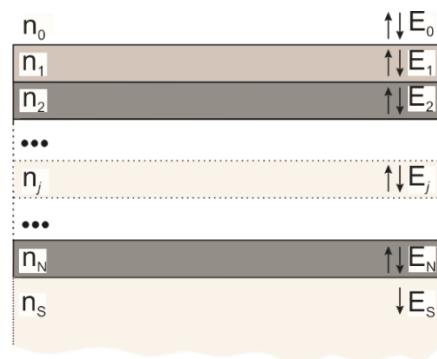
2 Teorijos apžvalga

2.1 Optinių dangų sandara ir parametrų skaičiavimai

Dispersiniai veidrodžiai yra viena iš optinių dangų rūšių, kurios yra daugiasluoksnės, o jų veikimo principas pagrįstas interferencijos reiškiniu tarp atspindžių nuo skirtingo lūžio rodiklio dielektrinių sluoksnių sandūrų. Bendriausiu atveju optinėmis dangomis galima įvairi šviesos pluošto modifikacija: aukštas atspindys, aukštas pralaidumas, šviesos padalinimas į du pluoštus, tam tikrų šviesos spektrinių komponenčių išfiltravimas. Dangos poveikis šviesos pluoštui priklauso nuo dangos struktūros ir gali būti nesunkiai apskaičiuojamas Abeles matricos metodu.

2.1.1 Optinės dangos struktūros aprašymas

Optinės dangos sudarytos iš daug (nuo vieno iki kelių tūkstančių [13]) plonų (bangos ilgio eilės) dielektrinių sluoksnių (1 pav.). Visų sluoksnių storiai ir lūžio rodikliai n_j ($j=1,2,\dots,N$; N – sluoksnių skaičius) bendru atveju skiriasi, tačiau paprasčiausios optinės dangos sudarytos iš dviejų medžiagų sluoksnių: aukšto (H) ir žemo (L) lūžio rodiklio. Dangą iš skirtingų pusių riboja dvi aplinkos – pluošto kritimo aplinka, ir pluošto išėjimo aplinka. Supaprastinus galima sakyti, kad kritimo aplinka yra oras (lūžio rodiklis n_0), o išėjimo aplinka yra stiklo (lydyto kvarco, BK7 ar kitokio) padėklas (lūžio rodiklis n_s), ant kurio formuojama danga, tačiau kartais taikomos ir kitokios konfigūracijos, pavyzdžiui: šviesa gali kristi iš stiklinio padėklo pusės ir t.t.. Kiekvienoje sluoksnių sandūroje kritusios šviesos spindulys išskaidomas pagal Frenelio atspindžio formules [14]. Skirtingomis kryptimis (link padėklo ir link kritimo aplinkos) sklindantys spinduliai interferuoja. Dėl nevienodų interferencijos sąlygų nesutampa atsispindėjusios ir dangą prasklidusios šviesos parametrai skirtingiems bangos ilgiams. Toks daugiasluoksnės dangos aprašymas fizikiniu požiūriu yra aiškus, tačiau matematiškai aprašyti daugiasluoksnę struktūrą dėl daugkartinių atspindžių nuo sluoksnių sandūrų yra sudėtinga.



1 pav. Optinės dangos struktūra.

2.1.2 Abeles matricos metodas

Abeles matricos metodas naudojamas tiksliai ir nesudėtingai optinių dangų parametrų apskaičiuoti. Metode įvertinamos suminio elektromagnetinio lauko amplitudės ir fazės kiekviename sluoksnyje neatsižvelgiant į atskirus Frenelio atspindžius. Elektrinio ir magnetinio lauko išraiškos

aprašomos harmoninėmis funkcijomis, kurių fazės pokytis pereinant sluoksnį apskaičiuojamas formule:

$$\varphi_j = \frac{2\pi n_j d_j}{\lambda} \cos \alpha, \quad (2.1)$$

čia α – spinduliuotės kritimo kampas, λ – spinduliuotės bangos ilgis, d – sluoksnio storis.

Elektromagnetinio lauko stiprio pokytis dviejų sluoksnių riboje įvertinamas Maksvelo lygčių kraštinėmis sąlygomis. Detalų metodo paaiškinimą su išvedimais ir pavyzdžiais galima rasti literatūroje [15-17]. Šiame darbe apsiribojama pagrindinėmis formulėmis, pagal kurias galima apskaičiuoti pagrindines optinių dangų charakteristikas: pralaidumo, atspindžio koeficientus, čirpuotus veidrodžius apibūdinančius parametrus: grupinį vėlinimą ir grupinio vėlinimo dispersiją. Pagal Abeles metodą galima suskaičiuoti ir kitus dangos parametrus, pavyzdžiui, susidariusios stovinčiosios bangos elektrinio lauko pasiskirstymą dangoje, tačiau tuo atveju skaičiavimo eiga šiek tiek pasikeičia. Detalų elektrinio lauko pasiskirstymo skaičiavimo algoritmą galima rasti literatūroje [17].

Pagal Abeles matricos metodą, kiekvienas dangos sluoksnis gali būti aprašomas keturių narių matrica:

$$\mathbf{m}_j = \begin{bmatrix} \cos \varphi_j & \frac{i \sin \varphi_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \varphi_j & \cos \varphi_j \end{bmatrix}; \quad (2.2)$$

$$\eta_j = \begin{cases} n_j \cos \alpha & \text{S poliarizacijai,} \\ n_j / \cos \alpha & \text{P poliarizacijai,} \\ n_j & \text{kai } \alpha = 0, \end{cases} \quad (2.3)$$

čia ir toliau i – menamasis vienetas. Visos daugiasluoksnės dangos matrica apskaičiuojama sudauginus atskirų sluoksnių matricas:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & iM_{12} \\ iM_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^N \mathbf{m}_j. \quad (2.4)$$

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

$$r = \frac{n_0 M_{11} + i n_0 n_s M_{12} - i M_{21} - n_s M_{22}}{n_0 M_{11} + i n_0 n_s M_{12} + i M_{21} + n_s M_{22}}, \quad (2.5)$$

$$t = \frac{2n_0}{n_0 M_{11} + i n_0 n_s M_{12} + i M_{21} + n_s M_{22}}. \quad (2.6)$$

Spinduliuotės intensyvumo atspindžio R ir pralaidumo T koeficientai (toliau vadinami tiesiog atspindžio ir pralaidumo koeficientais), taip pat pralaidumo ϕ_t ir atspindžio ϕ_r fazės [18] pagal apibrėžimą įvertinami formulėmis:

$$R = rr^*, \quad (2.7)$$

$$T = \frac{n_s}{n_0} tt^*, \quad (2.8)$$

$$\phi_r = \arg r = \tan^{-1} \frac{\operatorname{Im} r}{\operatorname{Re} r}, \quad (2.9)$$

$$\phi_t = \arg t = \tan^{-1} \frac{\operatorname{Im} t}{\operatorname{Re} t}. \quad (2.10)$$

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

$$GD_{r,t} = -\frac{d\phi_{r,t}}{d\omega}; \quad (2.11)$$

o antroji - grupinio vėlinimo dispersija GDD:

$$GDD_{r,t} = -\frac{d^2\phi_{r,t}}{d\omega^2}. \quad (2.12)$$

Ieškant GD ir GDD priklausomybės nuo bangos ilgio naudojamas sąryšis: $\omega = 2\pi c/\lambda$.

GD_r ir GDD_r parametrai yra pagrindiniai čirpuotų veidrodžių dispersijos laipsnį apibūdinantys parametrai. Grupinis vėlinimas pagal fizikinę prasmę apibrėžiamas kaip dispersinės terpės praėjimo trukmės pokytis, atsiradęs dėl dispersijos sukkelto fazinio greičio sumažėjimo toje terpėje. Grupinio vėlinimo dispersija yra pirmoji grupinio vėlinimo išvestinė pagal dažnį, taigi grupinio vėlinimo dispersija apibūdina grupinio vėlinimo kitimo greitį kintant šviesos dažniui.

Optinių dangų atspindžio koeficiento, pralaidumo koeficiento ir kitų spektrinių parametru skaičiavimas, panaudojant Abeles matricių metodą, tampa iš esmės nesudėtinga problema. Tačiau projektuojant optines dangas, pasižyminčias reikiamomis parametru vertėmis, reikia išspręsti priešingą uždavinį: žinant dangos spektrinius parametrus apskaičiuoti dangos struktūrą. Toks uždavinys sprendžiamas apibrėžiant nesutapimo funkciją esamai dangos struktūrai ir tada ją optimizuojant. Nesutapimo funkcija aprašoma kitame skyriuje.

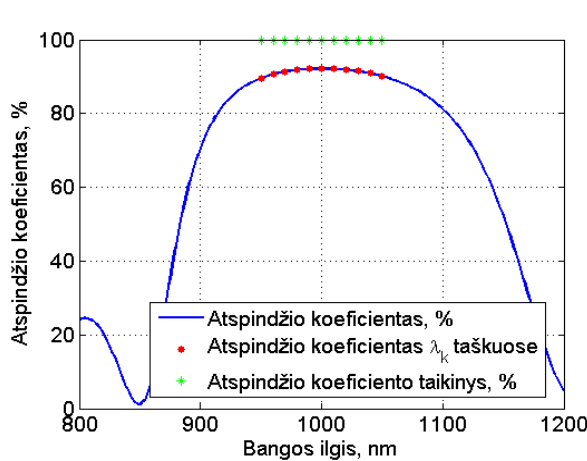
2.2 Nesutapimo funkcija

Nesutapimo funkcija (angl. *merit function*) – speciali funkcija optinių dangų optimizavimo uždaviniuose. Nesutapimo funkcija parodo, kiek optimizuojamos dangos optinės charakteristikos skiriasi nuo siekiamų charakteristikų (apibrėžto taikinio vertės). Kuo nesutapimo funkcija didesnė, tuo didesnis nesutapimas tarp esamos struktūros spektrinių parametru ir parametru, kurie turėtų būti pasiekti po optimizacijos.

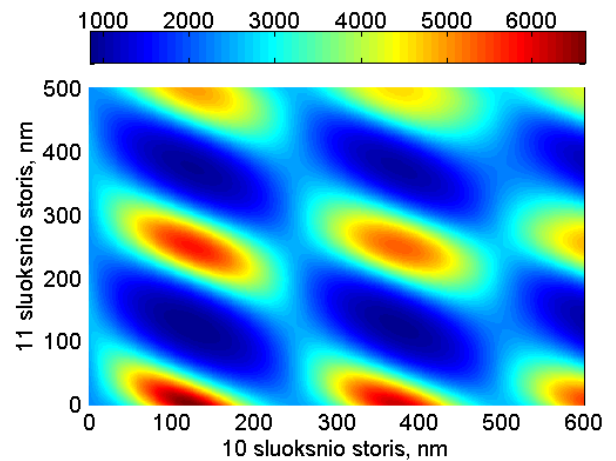
Nesutapimo funkcija gali būti aprašyta skirtingomis išraiškomis [17], išlaikant principą – nesutapimo funkcija proporcinga siekiamos ir esamos charakteristikų skirtumui tam tikrame dominančiame spektriniame ruože. Dažniausiai optinių dangų problemoms spręsti tinka nesutapimo funkcijos išraiška, kuri apibrėžiama esamos ir siekiamos charakteristikos skirtumų kvadratų suma spektriniame intervale:

$$F_M(\mathbf{d}, \mathbf{n}) = \sum_{k=1}^M \frac{(P(\lambda_k, \mathbf{d}, \mathbf{n}) - P_c(\lambda_k))^2}{\Delta P_k}, \quad (2.13)$$

kur P – nagrinėjama charakteristika (atspindžio koeficientas, pralaidumo koeficientas ir kt.), P_c – nagrinėjamos charakteristikos taikinio vertė, λ_k – bangos ilgio nagrinėjamame intervale tinklelio taškai (bangos ilgio vertės, kurioms apibrėžta P_c ir apskaičiuojama P), \mathbf{d} – sluoksnių storį vektorių, \mathbf{n} – lūžio rodiklių vektorių. Jei lūžio rodiklių keisti negalima, nesutapimo funkcija tampa sluoksnių skaičiaus kintamųjų funkcija, t. y. kiekvieno sluoksnio storis d_j yra nesutapimo funkcijos kintamasis.



2 pav. Atspindžio koeficiento spektras ir apibrėžtas taikinio vektorius.



3 pav. Nesutapimo funkcijos priklausomybė nuo dešimto ir vienuolikto sluoksnių storio vienuolikos sluoksnių dangos struktūroje.

Nesutapimo funkcijos apibrėžimą galima iliustruoti paprastu pavyzdžiu. Danga susideda iš 11 ketvirčio bangos ilgio optinio storio sluoksnių, bangos ilgiui $\lambda=1000$ nm (lūžio rodikliai aukšto ir žemo lūžio rodiklio medžiagoms yra $n_H=2$ ir $n_L=1,5$). Optimizuojamas parametras – atspindžio koeficientas R (2 pav. mėlyna linija). Taikinio vertė $R_c=100$ %, bangos ilgiams $\lambda_k = 950; 960; \dots; 1050$ nm (2 pav. žali taškai). Nesutapimo funkcija apskaičiuojama pagal skirtumus tarp raudonų ir žalių taškų pagal 2.13 formulę. Keičiant dangos sluoksnių storius keisis dangos atspindžio koeficiento spektras, taigi ir nesutapimo funkcija. Nesutapimo funkcijos priklausomybė nuo dešimto ir vienuolikto sluoksnių storio pavaizduota 3 paveiksle.

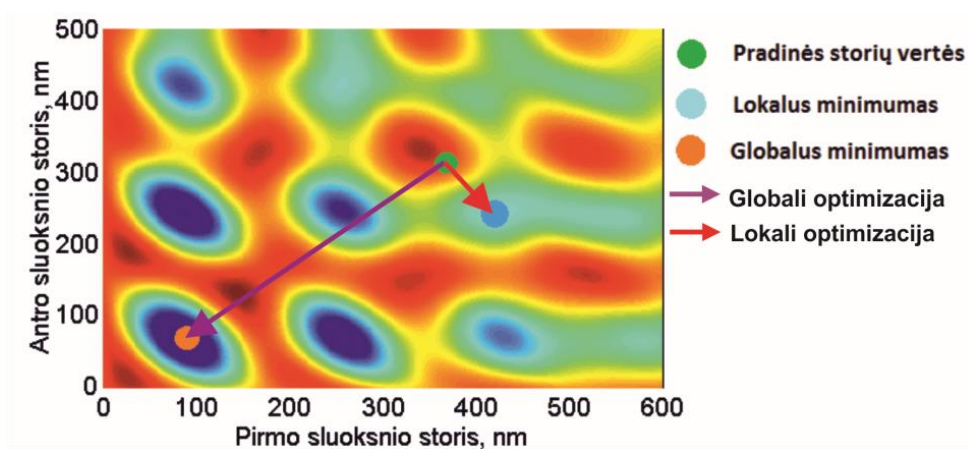
Akivaizdu, kad nesutapimo funkcija yra daug ekstremumų turinti funkcija. Todėl tokios funkcijos globalaus minimumo paieška (globali optimizacija) tampa sudėtingu uždaviniu. Todėl dažniausiai optimizacija sustabdoma, kai nesutapimo funkcija įgyja vertę, mažesnę už prieš optimizacijos procedūrą apibrėžtą konstantą. Plačiau optimizacija aprašoma kitame poskyryje.

2.3 Optinių dangų optimizacija

Projektuojant optines dangas, pasižyminčias tam tikrais spektriniais parametrais (atspindžio koeficientu, grupiniu vėlinimu ir kt.), dažniausiai naudojamosi optinių dangų optimizavimo

algoritmais. Optimizavimo algoritmais mažinama nesutapimo funkcija (aprašyta 2.2 poskyryje) nežymiai keičiant dangos sluoksnių storius (lokali optimizacija) arba radikaliai keičiant sluoksnių storius globaliam minimumui rasti ar pridendant naujų sluoksnių (optinių dangų sintezė).

Sakykim, kad dangos struktūroje galima keisti tik dviejų sluoksnių storius ir tokios dangos nesutapimo funkcijos priklausomybė atitinka priklausomybę, pavaizduotą 4 paveiksle. Nesutapimo funkcijos taškas atitinkantis pradines sluoksnių storių vertes (apytiksliai 370 nm ir 300 nm) pažymėtas žaliai. Artimiausias (lokalus) minimumas pažymėtas šviesiai mėlynu tašku. Lokali optimizacijos procedūra nustatomos sluoksnių storių vertės atitinkančios lokalų minimumą (apytiksliai 430 nm ir 250 nm). Globalus minimumas pažymėtas oranžine spalva. Globalia optimizacija turėtų būti nustatomos sluoksnių storių vertės atitinkančios globalaus minimumo padėtį (abu sluoksniai apytiksliai 90 nm storio).



4 pav. Globalios ir lokali optimizacijos palyginimas.

Optinių dangų lokali optimizacijos algoritmai nesiskiria nuo matematinių lokali optimizacijos algoritmų. Lokali optimizacijos algoritmuose panaudojama neigiamo gradiento kryptis, artimiausiam funkcijos minimumui surasti. Plačiau tokie algoritmai aprašomi [19-21] nuorodose, o jų taikymas optinių dangų optimizacijai aprašomas [22] nuorodoje. Būtina paminėti, kad nėra universalaus optinių dangų lokali optimizacijos metodo.

Optinių dangų sintezei pritaikomi kai kurie matematiniai globalios optimizacijos algoritmai, tačiau dažniausiai naudojami specialūs sintezės algoritmai, skirti tik optinių dangų optimizacijai. Pagrindinis skirtumas tarp matematinės globalios optimizacijos ir optinių dangų sintezės – globalios optimizacijos tikslas yra rasti globalų funkcijos minimumą, o sintezės tikslas – rasti pakankamai gerą dizainą (nebūtinai patį geriausią). Taip pat sintezės uždaviniuose kintamųjų (dangos sluoksnių) skaičius gali kisti, o globalios optimizacijos atveju kintamųjų skaičius paprastai išlieka pastovus.

Paprastų dangų projektavimui dažnai nereikia sudėtingų algoritmų. Tokių dangų struktūros yra žinomos, o spektriniai parametrai priklauso nuo nedaug kintamųjų: sluoksnių skaičiaus, vieno ar kelių sluoksnių storių. Darbe aprašytų GTI dangų projektavimui nebuvo naudojami specialūs

optimizavimo algoritmai, tačiau čirpuotų veidrodžių optimizavimui buvo naudojami lokaliaios optimizacijos ir sintezės algoritmai.

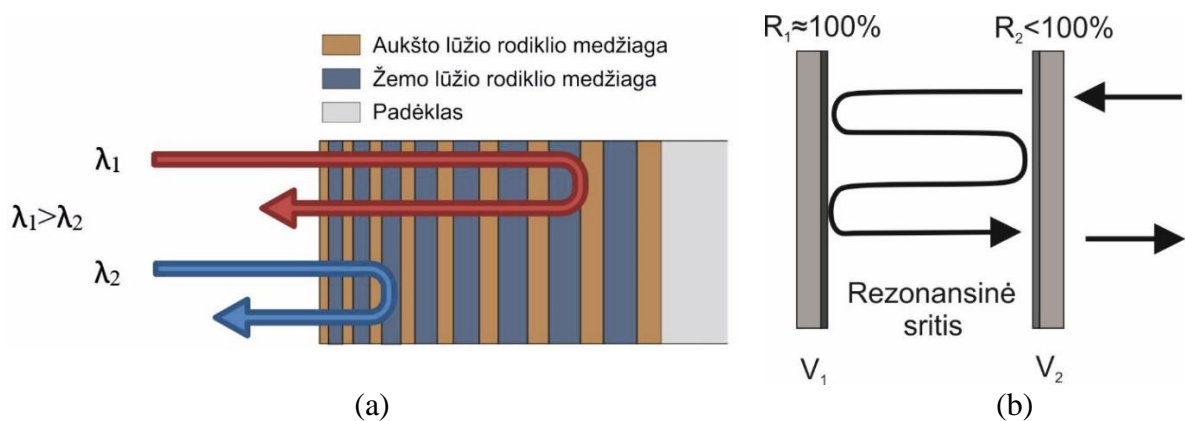
2.4 Didelės dispersijos čirpuoti veidrodžiai

Vienas iš būdų dispersijai kompensuoti yra dispersiją kompensuojančios daugiasluoksnės dielektrinės dangos (dispersinės dangos): Gires – Tournois interferometrai (GTI) arba čirpuoti veidrodžiai (angl. *chirped mirrors*, CM). Dielektrinėmis dangomis galima kompensuoti mažesnę kiekį dispersijos lyginant su kitomis kompensacijos metodikomis (prizmių, gardelių poromis). Tačiau dielektrinių dangų kompensacijos mechanizmas turi privalumų, pavyzdžiui: dielektrinėmis dangomis kompensuojamos dispersijos kiekis priklauso nuo dangos sandaros ir dėl to reguliuojant teorinius dangos sluoksnių storius arba lūžio rodiklius (dangos dizainą), gali būti keičiamas skirtingoms spektrinėms komponentėms. Šiame skyriuje plačiau aptariamos dispersinės dangos: dangų tipai, sandara, dispersijos kompensavimo principai. Aprašyme koncentruojamasi į didelės dispersijos čirpuotus veidrodžius, kadangi tokiems veidrodžiams būdingas elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas su didelio elektrinio lauko intensyvumo maksimumais dangoje.

Didelės GDD čirpuotų veidrodžių HDM (angl. *highly dispersive mirror*) veikimo principas aiškinamas remiantis dviem efektais: skirtingu spektrinių komponentių įsiskverbimo į dangą gyliu [23] (remiantis analogija su plataus spektro čirpuotais veidrodžiais) ir rezonansiniu daugkartiniu atspindžiu dangoje kaip ir Gires–Tournois interferometre [24].

Pirmasis iš minėtų efektų lengviausiai paaiškinamas remiantis link padėklo plonėjančių sluoksnių struktūra (5 pav.). Tokioje struktūroje skirtingo bangos ilgio spinduliutei (pavyzdžiui raudonai ir mėlynai šviesai), konstruktyvios interferencijos sąlyga tenkinama skirtingame gylyje. Plonesni sluoksniai yra arčiau kritimo aplinkos. Dėl to mėlynai šviesai konstruktyvios interferencijos sąlyga bus tenkinama arčiau dangos paviršiaus ir mėlynos šviesos optinis kelias dangoje bus mažesnis. Taigi mėlynai šviesai sukeltas vėlinimas irgi bus mažesnis nei raudonai šviesai. Toks efektas panaudojamas plataus spektro čirpuotuose veidrodžiuose.

Antrasis efektas pastebimas dangos struktūroje sudarytoje tik iš ketvirčio bangos ilgio optinio storio sluoksnių visur išskyrus vieną sluoksnį struktūros viduryje. Tokia sistema atitinka rezonatorių apribotą dviejų veidrodžių V_1 ir V_2 (5 pav.). Šviesa pasiekusi rezonuojančią dangos dalį užlaikoma dėl daugkartinių atspindžių nuo atspindinčių struktūrų. Todėl konstruktyvios interferencijos sąlyga atitinkančios šviesos komponentė yra stipriai užvėlinama kitų šviesos komponentių atžvilgiu. Toks efektas pastebimas Gires–Tournois interferometre didelės neigiamos GDD vertėms gauti. GTI efektas taip pat lemia elektrinio lauko intensyvumo padidėjimą kai kuriuose dangos sluoksniuose. Tipinės GTI elektrinio lauko pasiskirstymo priklausomybės (žr. 19 pav.) rodo, kad elektrinio lauko intensyvumas išauga prie rezonansinių GTI sluoksnių.



5 pav. Didelės dispersijos veidrodžių veikimo principai: a – storėjančių sluoksnių struktūra, b – GTI tipo struktūra [25].

Pastaruoju metu dengiamuose didelės GDD veidrodžiuose kartu veikia abu efektai [8, 26, 27]. Siekiant platesnio GDD spektro naudojami kelių rezonansinių sluoksnių GTI dariniai (MCGTI – angl. *multi cavity GTI*) [25, 26]. Kelių dešimtmečių tyrimai, nuo 1994 m leido pasiekti -10000 fs^2 didelės dispersijos čirpuotus veidrodžius [28]. Tačiau čirpuotų veidrodžių optinio atsparumo tyrimai nėra išsamūs. Kitame poskyryje aprašomas optinio elemento lazerinis pramušimas ir pateikiama lazerinio atsparumo priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio bei čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo tyrimų apžvalga.

2.5 Optinio elemento lazerinis pramušimas

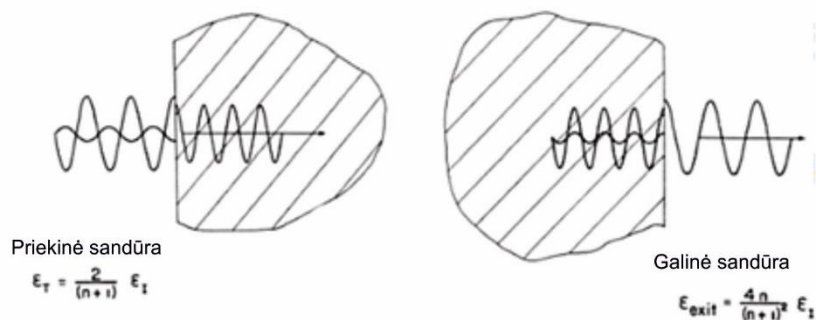
Lazerio spinduliuotės sukeltas optinių elementų pramušimas LID (angl. *laser induced damage*) yra vienas iš pagrindinių trumpesnių impulsų ir didesnės galios lazerių vystymąsi ribojančių veiksnių [8]. Kietakūnėse medžiagose optinis pramušimas gali būti apibrėžtas kaip intensyvaus šviesos impulso sukelti negrįžtami struktūriniai pokyčiai [29]. Optinio pramušimo slenkstis nurodo didžiausią spinduliuotės energijos tankio, galios tankio ar intensyvumo ribą, kai medžiaga dar nėra pažeidžiama. Optinio pramušimo slenkstis priklauso nuo įvairių veiksnių: šviesos intensyvumo, impulso trukmės, medžiagos, optinio komponento sandaros. Siekiant susisteminti matavimo metodiką ir išlaikyti atsikartojamumą matavimo ir duomenų analizės tvarka reglamentuota pagal ISO standartus [29].

Optinio pramušimo slenkstis priklauso nuo veikiančio impulso trukmės. Tokia priklausomybė aiškinta pagal skirtingus pažeidimo modelius, vyraujančius skirtingos trukmės impulsų atvejais. Kai veikiančio impulso trukmė yra nanosekundžių eilės medžiagos pramušimas įvyksta dėl šiluminio gardelės išilimo ir griūtinės jonizacijos. Femtosekundinių impulsų atveju medžiaga pramušama dėl daugiafotonės jonizacijos, tunelinės jonizacijos ar abiejų mechanizmų kombinacijos priklausomai nuo Keldyšo faktoriaus [30].

Dispersinių dangų panaudojimas pikosekundinių ir ilgesnių impulsų spūdai nėra praktiškas, kadangi dispersinių dangų grupinio vėlinimo dispersijos amplitudė yra per maža. Be to ilgesniems impulsams medžiagų dispersijos įtaka impulso trukmei yra mažesnė, todėl dispersijos kompensavimo metodai nėra reikalingi. Todėl šiame darbe atliekami Gires–Tornois interferometrų ir čirpuotų veidrodžių optinio pramušimo matavimai femtosekundiniais lazerio impulsais.

2.5.1 Lazerinio atsparumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

Pirmosios išvalgos apie elektrinio lauko įtaką optinių elementų lazeriniam atsparumui padarytos pastebėjus, kad optinis padėklas (stiklo plokštelė) pramušama galinėje pusėje. Moksliniuose darbuose keltos prielaidos dėl netiesinės optikos ir kitų „egzotinių“ efektų buvo išsklaidytos Chrisp [31] pateikus paprastą priklausomybės paaiškinimą: elektrinis laukas galinėje plokštelės pusėje didesnis nei priekinėje dėl šviesos interferencijos. Toks paaiškinimas galioja tik tuo atveju, jei optinė pažaida priklauso nuo elektrinio lauko intensyvumo.

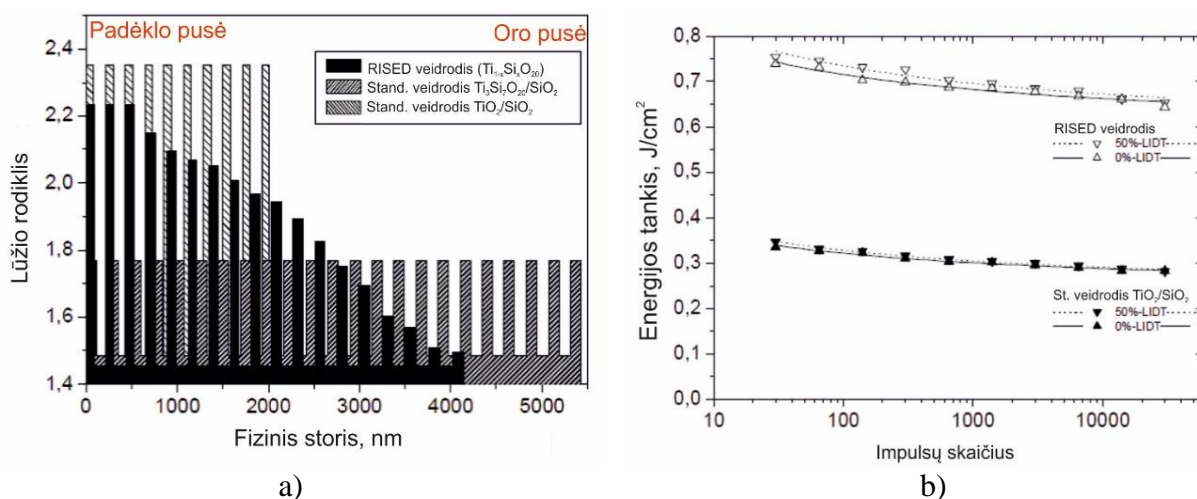


6 pav. Elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas monochromatinei bangai patenkant į tankesnę skaidrią dielektrinę terpę (kairėje) ir monochromatinei bangai sklindant iš tankesnės skaidrios dielektrinės terpės (dešinėje) pro dviejų terpių sandūrą [31].

Sudėtinguose optiniuose elementuose, tokiuose kaip daugiasluoksnės optinės dangos, elektrinio lauko pasiskirstymas yra gerokai sudėtingesnis nei stikliniame elemente. Todėl elektrinio lauko įvertinimas ir optimizavimas yra ne toks akivaizdus matematinis uždavinys. Keliuose tyrimuose bandyta sumažinti elektrinio lauko amplitudę aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose HR dangose [32-34] arba difrakcinėse gardelėse [35] arba padidinti pažeidimus lemiančių sluoksnių medžiagų draustinės juostos tarpą panaudojant mišinius [36, 37].

Siekiant padidinti lazerinio pažeidimo slenkstį galima panaudoti medžiagas, kurių draustinės juostos tarpas yra didesnis. Naudojant realiai egzistuojančias grynas medžiagas, sunkiau „balansuoti“ tarp LIDT ir didelio atspindžio (ar kitų spektrinių parametrų) reikalavimų. Todėl yra aktualus mišinių panaudojimas formuojant didelio LIDT ir atspindžio dangas. Vienas iš galimų dizaino variantų yra, vadinamas RISED (angl. *refractive index steps down*) dizainas. RISED dizainą aprašančiame straipsnyje Jupe et. al [36] lygina tris dangų struktūras pavaizduotas 7 pav.: RISED – juoda spalva, standartinis veidrodis iš grynų medžiagų ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$) – balta spalva, ir QWOT veidrodis iš medžiagų

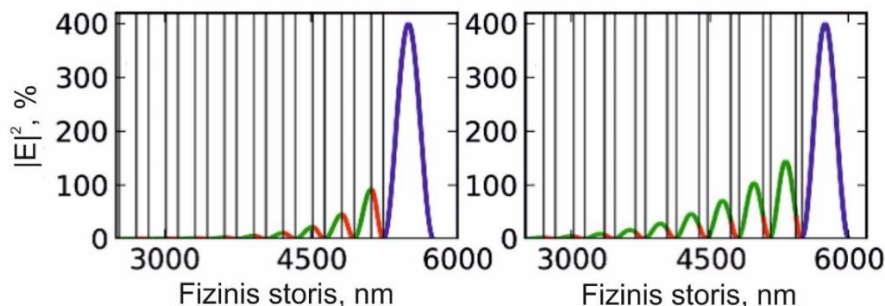
mišinių ($\text{Ti}_3\text{Si}_7\text{O}_{20}/\text{SiO}_2$) – pilka spalva. Iš struktūrų matyti, kad RISED dizaino atveju didžiausio elektrinio lauko zonoje (prie kritimo aplinkos) dangos medžiagų lūžio rodikliai (taigi ir draustinės juostos tarpas) beveik nesiskiria nuo žemo lūžio rodiklio medžiagos. Tolstant nuo kritimo aplinkos, aukšto lūžio rodiklio sluoksnių lūžio rodikliai tolygiai didėja (mišinio draustinės juostos tarpas mažėja). 7 pav. paveiksle pavaizduotos LIDT priklausomybės nuo impulsų skaičiaus: RISED dizainu pasiekti dvigubai didesni pažaidos slenksčiai lyginant su standartiniu veidrodžiu iš gryną medžiagų, matuojant nuo 30 iki 30000 impulsų į vieną tašką režimais.



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

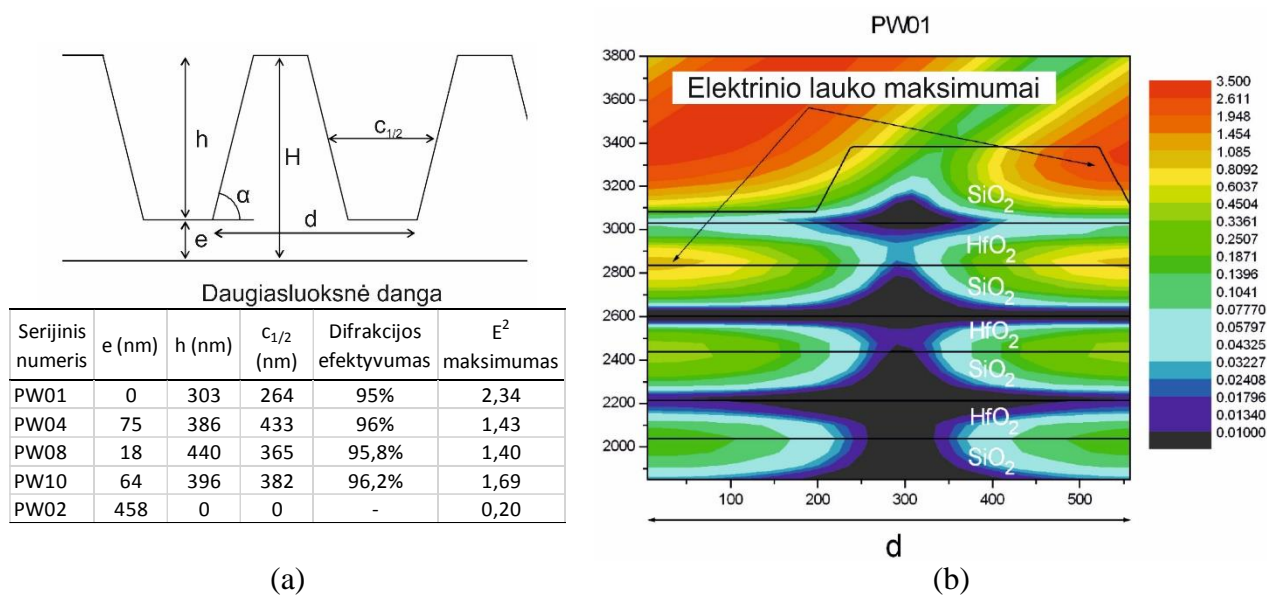
Viename naujesnių darbų susijusių su didelio atspindžio dangų elektrinio lauko optimizavimu Angelov ir kt. [32] palygino trijų skirtingų tipų dangų elektrinio lauko pasiskirstymą: standartinių veidrodžių (HR, 8 pav. kairėje), siauros pralaidumo juostos filtrų (NBP) ir optimizuoto elektrinio lauko veidrodžių (8 pav. dešinėje). Taip pat tyrimo metu atliktas LIDT matavimas 11,5 MHz pasikartojimo dažniu, 1 ps impulsais 1030 nm bangos ilgiu. Elektrinio lauko intensyvumo ir LIDT vertės koreliuoja tarpusavyje, t. y. LIDT didesnis tų dangų, kurių elektrinio lauko intensyvumas ant aukšto lūžio rodiklio medžiagos sluoksnių arba sluoksnių sandūrų yra mažesnis. Kitame darbe Chen ir kt. tiria analogiškus veidrodžius [33]. Tyrime lyginamos optimizuoto elektrinio lauko ir standartinių veidrodžių pažaidų morfologijos 1-į-1 ir 40-į-1 matavimo atvejais. Pastebėti skirtumai paaiškinami tradiciniais netiesinės pažaidos modeliais. Abromavičius ir kt. [34] atliko analogiškus bandymus su $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ ir $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ veidrodžiais. Darbe pamatuotas standartinių ir optimizuoto elektrinio lauko veidrodžių pramušimo slenkstis ir lyginamos pažaidos morfologijos. Visais atvejais pastebėtas morfologijų pokytis iš „kūginės“ formos kraterių į „cilindrinę“. Tai paaiškinama tuo, kad elektrinio lauko intensyvumas standartiniame veidrodyje mažėja didesniame įsiskverbimo gylyje (kūginė forma), o optimizuoto elektrinio lauko veidrodžiuose elektrinio lauko intensyvumas išlieka beveik pastovus pirmuosiuose sluoksniuose (cilindrinė forma). Optimizuoto elektrinio lauko

veidrodžių pramušimo slenkstis mažesnis už standartinių tantalo oksido ir hafnio oksido veidrodžių atveju. LIDT padidėjimas optimizuotiems cirkonio veidrodžiams pateisintas dangų dengimo paklaidomis padidinusiomis elektrinio lauko intensyvumą žemo lūžio rodiklio sluoksniuose.



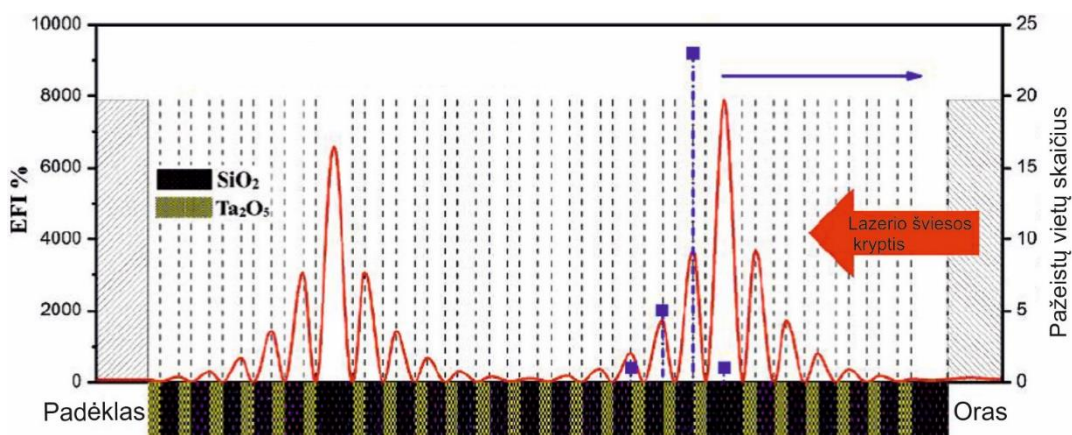
8 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas standartiniuose (kairėje) ir optimizuoto lauko (dešinėje) veidrodžiuose [32].

Panaši pramušimo slenkščio priklausomybė optinio elemento paviršiuje tirta difrakcinėse gardelėse skirtingų mokslinių grupių [35, 38-41]. Viename iš darbų Neauport ir kt. [35] nustatė LIDT priklausomybę nuo elektrinio lauko intensyvumo difrakcinėse gardelėse (9 pav.), suformuotose ant dielektrinio veidrodžio. Darbe atliktas elektrinio lauko pasiskirstymo modeliavimas (9 pav. b) skirtingose difrakcinėse gardelėse ir įvertintas elektrinio lauko sustiprėjimas, difrakcinės gardelės struktūroje. Skirtingos gardelių parametrų konfigūracijos (9 pav. a, apačioje) leido pasiekti skirtingą elektrinio lauko intensyvumą (nuo 1,4 iki 2,34 santykinų vienetų). Išmatavus gardelių pramušimo slenkstį, pastebėta tiesinė pramušimo slenkščio kitimo priklausomybė nuo atvirkštinio elektrinio lauko stiprio kvadrato visiems gardelių bandiniams.

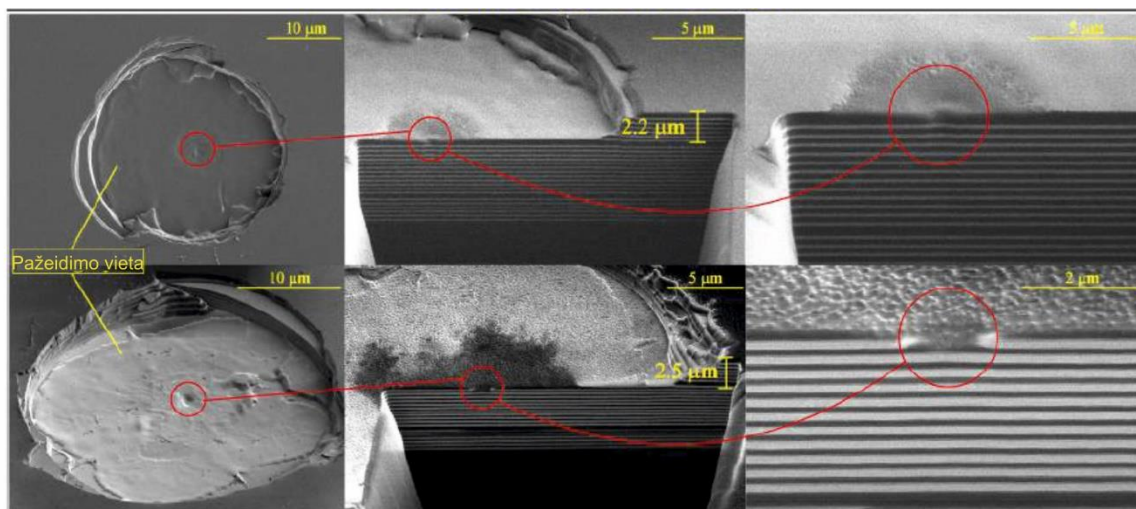


9 pav. Skirtingi difrakcinių gardelių parametrai (a) ir elektrinio lauko pasiskirstymas vienai iš gardelių (b) [35].

Viename straipsnyje nagrinėjama lazeriu sukeltos pažaidos morfologijos priklausomybė nuo elektrinio lauko maksimumo padėties daugiasluoksnėje dangoje [42]. Darbe analizuotos siaurajuosčių filtrų dangos: jų elektrinio lauko pasiskirstymas ir lazerinės pažaidos nanosekundinių impulsų režime pozicija dangos struktūroje (gylyje). Dizainai sudaryti iš $S(HL)^nA$ (S – padėklas, A – oras) struktūrų įterpiančias dvigubus 2L sluoksnius filtrui suformuoti. Dangoms sukeltos dviejų tipų pažaidos: lazerio pluoštui krintant iš oro pusės ir iš padėklo pusės. Filtrų struktūros elektrinio lauko pasiskirstymas vienai iš kelių nagrinėtų konfigūracijų (lazeriu paveikiama iš oro pusės 5 laipsnių kritimo kampu) pavaizduotas 10 pav.. Iš priklausomybės matyti, kad elektrinio lauko intensyvumas filtrų dizainui 80 kartų didesnis nei kritusios šviesos intensyvumas. Suformuotų pažaidų morfologijos fotografuotos skenuojančiu elektronų mikroskopu – SEM (viena iš nuotraukų pateikta 11 pav.), o gylyi išmatuoti optiniu profilometru ir patikslinti pagal teorines elektrinio lauko pasiskirstymo priklausomybes (pažeistų skirtingose gyliuose vietų skaičius parodytas 10 pav.).



10 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas filtro dangoje [42]; pažeistų skirtingose gyliuose vietų skaičius parodytas mėlynais taškais.



11 pav. Filtro dangos LID morfologijų nuotraukos skenuojančiu elektronų mikroskopu [42].

Iš Wang ir kt. darbo seka kelios svarbios išvados. Pirmiausia, LID pobūdis priklauso nuo elektrinio lauko pasiskirstymo nanosekundiniams pažaidų matavimams. (paprastai LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio siejama su femtosekundinių impulsų pažaidos slenksčiu [37]). Be to, patvirtinamas žinomas teiginys, kad sluoksnių sandūros yra jautresnės pažeidimams, nei žemo lūžio rodiklio sluoksnis (10 pav.). Taip pat darbe panaudojama praktiška metodika pažaidų morfologijoms atvaizduoti: skerspjuvių SEM matavimai (11 pav.).

2.5.2 Čirpuotų veidrodžių lazerinis atsparumas

Per čirpuotų veidrodžių naudojimo dvidešimtmetį, tobulinant čirpuotų veidrodžių struktūrą ar principus, bandyta nustatyti ir lazerinio pažaidos slenksčio priklausomybes čirpuotuose veidrodžiuose. Publikacijos ta tema mokslinėje literatūroje prasidėjo 2001 metais, tačiau didesnis susidomėjimas pastebimas pastaruosius 6-7 metus. (Antrasis straipsnis čirpuotų veidrodžių LIDT tematika aptartas šiame darbe pasirodė tik 2009 metais [10].)

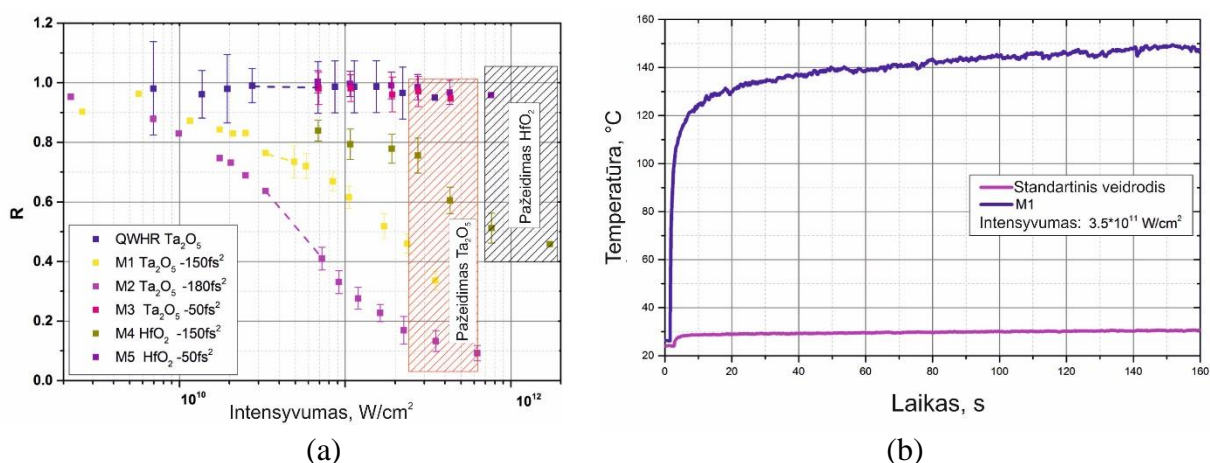
Pirmajame čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo tematiką apimančiame straipsnyje Starke ir kt. [12] atliko platų, išsamų tyrimą. Straipsnyje pateiktos išmatuotos fs pažaidos slenksčių priklausomybės nuo $(HL)^n$ tipo dangos sluoksnių skaičiaus, čirpuotų veidrodžių LIDT pažaidos tikimybės nuo dangos medžiagų, garinimo technologijos ir dangos tipo (SP (angl. *Short pass mirror*), SM (angl. *standard mirror*), NBCM (angl. *narrow band CM*, atitinkantys HDCM šiame apraše) ir BBCM (angl. *broadband CM*)). Palyginimui pateikiamos maksimalaus elektrinio lauko kvadrato santykiniais vienetais vertės. Pagrindiniai trūkumai: palyginus senas straipsnis (matuoti TiO_2/SiO_2 čirpuoti veidrodžiai, o dabar TiO_2 čirpuotiems veidrodžiams beveik nenaudojamas) ir elektrinio lauko intensyvumo palyginimui pateiktos tik dvi vertės (elektrinis laukas mažas BBCM atveju ir elektrinis laukas didelis NBCM atveju). Dėl didelio kiekio kitų parametrų griežtos priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio negalima išvesti.

Įdomius tyrimus atliko V. Pervak et.al. [10]. Darbe panaudota speciali optimizacijos procedūra paklaidoms atsparesniems dizainams suprojektuoti (angl. *robust synthesis*), kuria suskaičiuotos čirpuotų veidrodžių stuktūros. Taip pat Pervak lygina apskaičiuotų dizainų jautrumą paklaidoms ir elektrinio lauko stiprį keliems bangos ilgiams. Pastebėta, kad dizainai, optimizuoti sumažinant jautrumą paklaidoms išlaiko panašų optinį storį, tačiau elektrinio lauko intensyvumas dangoje sumažėja 30–50 %. Pademonstruotu optimizavimo metodu galima suprojektuoti mažesnio elektrinio lauko čirpuotą veidrodį, tačiau suprojektuoti dizainai nebuvo užgarinti ir palyginti LIDT ir išmatuoto GDD spektro paklaidų požiūriu, todėl nėra iki galo aišku, kuris dizainas veiks geriau. Taip pat tokio optimizavimo algoritmo trūkumas yra tai, kad negalima atsižvelgti, ant kurios medžiagos sluoksnio ar sandūros susidarys elektrinio lauko intensyvumo maksimumas.

I. Angelov ir kt. [11] pateiktame tyrime išmatuotos čirpuotų veidrodžių LIDT vertės skirtingiems dizainams. Darbe tirti bandiniai: monosluoksniai iš metalų, metalų oksidų ir metalų

oksidų mišinių, vienbangiai ir čirpuoti veidrodžiai. Čirpuotų veidrodžių pažeidimo slenkstis susietas su aukšto lūžio rodiklio medžiaga – LIDT monosluoksnių iš aukšto lūžio rodiklio medžiagų palyginamas su čirpuotų veidrodžių LIDT. Darbo naujumas susijęs su tuo, kad jame pirmą kartą išmatuotas čirpuotų veidrodžių LIDT 30 fs impulsais. Tačiau darbe nepateikti duomenys, kurie galėtų būti įdomūs čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo kontekste: LIDT priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio, dizainų elektrinio lauko pasiskirstymai, dangų dizainai. Taip pat nepaminėta, kurios dangos buvo didelės GDD, pagal ką būtų galima bent jau spėti apie elektrinio lauko intensyvumą dangoje.

Viename iš čirpuotų veidrodžių atsparumo lazerinei spinduliutei tyrimų pateikiami priešpažeidiminiai intensyvios spinduliuotės sukelti netiesiniai efektai [43]. Razskazovskaya ir kt. paveikė čirpuotus veidrodžius 40 fs priekinio čirpo (angl. *up chirped*) antros harmonikos impulsais iš Ti:safyro stiprintuvo (400 nm). Esant mažesnėms nei pažeidimo slenkstis intensyvumo vertėms pastebėti temperatūros didėjimo ir atspindžio sumažėjimo (12 pav.) grįžtamieji efektai, nebūdingi standartinėms HR dangoms. Tokiems charakteristikų pokyčiams paaiškinti pasiūlytas dvifotonės sugerties padidėjimo mechanizmas. Efektai stipriau pasireiškė Ta₂O₅/SiO₂ dangose nei HfO₂/SiO₂ dangose. Tokia priklausomybė aiškinama siauresniu Ta₂O₅ draustinės juostos pločiu nei HfO₂. Darbe taip pat pasiūlytas specialus optimizavimo algoritmas netiesinės sugerties sumažinimui: netiesinės sugerties koeficientas pridedamas prie tiesinės aukšto lūžio rodiklio medžiagos sugerties koeficiento. Tolimesnė optimizacijos procedūra gali būti vykdoma standartiniais optimizacijos algoritmais ir programomis. Dėl to po optimizacijos sumažėjo bendras aukšto lūžio rodiklio medžiagų sluoksnių storis ir minėtos degradacijos tendencijos.



12 pav. Skirtingų optinių dangų atspindžio koeficiento sumažėjimas veikiant elementą intensyvia spinduliuote (a) ir temperatūros didėjimo laikinė priklausomybė (b) [43].

Paskutiniuose dviejuose poskyriuose (2.5.1 ir 2.5.2) apžvelgti pagrindiniai straipsniai susiję su LIDT priklausomybe nuo elektrinio lauko intensyvumo ir čirpuotų veidrodžių lazeriniu atsparumu. Šios temos yra susijusios: rekomendacijos mažinti elektrinio lauko intensyvumą dispersinių dangų

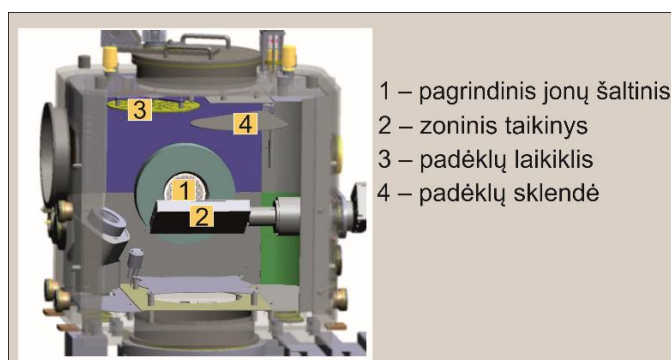
projektavimui yra duodamos be nuorodų į eksperimentiškai patvirtintas priklausomybes [10], remiantis analogija su priklausomybėmis, gautomis iš standartinių dangų. Tačiau impulso sklidimas čirpuoto veidrodžio struktūroje nėra toks elementarus, kad būtų galima remtis plokščiųjų bangų artiniu: impulsui sklindant čirpuoto veidrodžio struktūra, skirtingos komponentės gali išsiskirti laike, impulsas gali išplisti ar susispausti skirtingose dangos vietose [37], todėl paprasta tiesinė priklausomybė turėtų būti patikrinta, kaip tai yra padaryta nestandartiniais optiniams komponentams: pavyzdžiui difrakcinėms gardelėms [41], arba ant metalo pagrindo suformuotoms dielektrinėms atspindinčioms dangoms [44].

3 Metodika

3.1 Jonapluoščio dulkinimo technologija

Optinės dangos gali būti suformuojamos įvairiais plonų sluoksnių auginimo metodais. Priklausomai nuo optinių dangų savybių pasirenkama tinkamiausia dengimo technologija. Darbe tirtų dispersinių dangų struktūros suformuotos „Cutting Edge Coatings“ jonapluoščio dulkinimo (IBS angl. *ion beam sputtering*) aparatūra. Šiame poskyryje apžvelgiama jonapluoščio dulkinimo metodika ir įranga, naudota optinių dangų formavimui.

Jonapluoščio dulkinimo metodas priskiriamas prie aukštos energijos dangų formavimo metodų [16]. Tai reiškia, kad dengiamų medžiagų dalelės pasiekia padėklą didesnės kinetinės energijos, nei standartinių metodų, pvz. garinimo elektronų pluoštu, atveju. Todėl jonapluoščio dulkinimo metodu dengtų dangų sluoksniai yra tankesni nei garinimo metu suformuotų dangų. Lyginant su magnetroninio dulkinimo technologija, jonapluoščio dulkinimo metodas taip pat turi tam tikrų privalumų. Magnetroninio dulkinimo proceso metu taikinių ardantys jonai yra formuojami toje pačioje kameroje, kurioje vyksta garinimo procesas. Todėl dangų suformavimo dinamika yra kitokia nei IBS proceso metu ir tai nulemia ne tokį stabilų procesą arba didesnes sąnaudas stabilizacijai padidinti.



13 pav. Jonapluoščio dulkinimo sistema.

Jonapluoščio dulkinimo sistema pavaizduota 13 paveiksle. Svarbiausi sistemos komponentai yra pagrindinis jonų šaltinis, zonis taikiny (sudarytas iš metalo arba oksido), padėklų laikiklis, padėklų sklendė, vakuumo sistema. Dulkinimas vykdomas kameroje aukšto vakuumo sąlygomis (10^{-4} Pa eilės). Iš pagrindinio jonų šaltinio išlėkė aukštos energijos jonai atsitrenkia į zoninį taikinį ir išmuša dulkinamos medžiagos atomus. Atomai dėl deguonies fono oksiduojasi ir sėda ant padėklų formuodami ploną dangos sluoksnį. Sluoksnio dulkinimas sustabdomas uždariant sklendę.

Zoninio taikinio dulkinamas paviršius yra stačiakampio formos. Taikiny sudarytas iš dviejų skirtingų medžiagų sričių. Priklausomai nuo taikinio pozicijos galima formuoti dangas pasižyminčias vienos iš grynų medžiagų savybėmis arba tų dviejų medžiagų mišinio savybėmis (lūžio rodikliu).

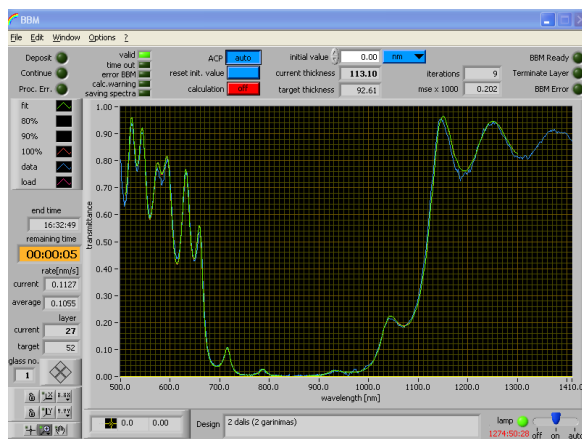
Padėklų sklendė (13 pav. pažymėta 4 numeriu) yra plona metalinė plokštė, kuria galima uždengti arba atidengti padėklus nuo tiesioginio dengiamos medžiagos srauto. Sklendė yra tarp

zoninio taikinio ir padėklų laikiklio. Proceso metu padėklų laikiklis sukamas siekiant užtikrinti didesnę dangos storio tolygumą ant skirtingų padėklų. Dangos storis proceso metu gali būti kontroliuojamas plačiajuoste optine storio kontrole. Šiuo metu naudojama plačiajuostė optinė storio kontrolė šviesai praeinant per atskirą kontrolei skirtą padėklą – liudininką. Plačiau optinė storio kontrolė aprašoma kitame poskyryje.

3.1.1 Optinė plataus spektro storio kontrolė

Proceso metu būtina matuoti, kokio storio medžiagos sluoksnis uždengiamas ant esamos dangos struktūros ir laiku uždaryti sklendę. Sluoksnio storiui įvertinti naudojama optinė plataus spektro storio kontrolė (BBM, angl. *broadband optical monitoring*). Tokia kontrole lyginamas teorinis (14 pav. žalia kreivė) ir eksperimentinis (14 pav. mėlyna kreivė) pralaidumo koeficientai plačiame spektre ir prognozuojamas pralaidumo koeficiento pokytis.

Pralaidumo spektro kontrolei realizuoti panaudojamas plataus spektro šviesos šaltinis ir spektrometrai (matuojantys spinduliuotę bangos ilgiams intervaluose 400 – 950 nm ir 950 – 1700 nm). Proceso metu fiksuojami trys šviesos intensyvumo spektrai: tamsos, šviesos ir bandinio (liudininko). Tamsos spektras fiksuojamas tada, kai iš šaltinio šviesa nepatenka į spektrometrus. Šviesos spektras – kai į spektrometrus patenka maksimalus šviesos kiekis (šviesa patenka tiesiogiai). Bandinio spektras fiksuojamas tada, kai šviesa į spektrometrus patenka praėjusi liudininką. Visi trys spektrai siunčiami į kompiuterį ir analizuojami programiškai.

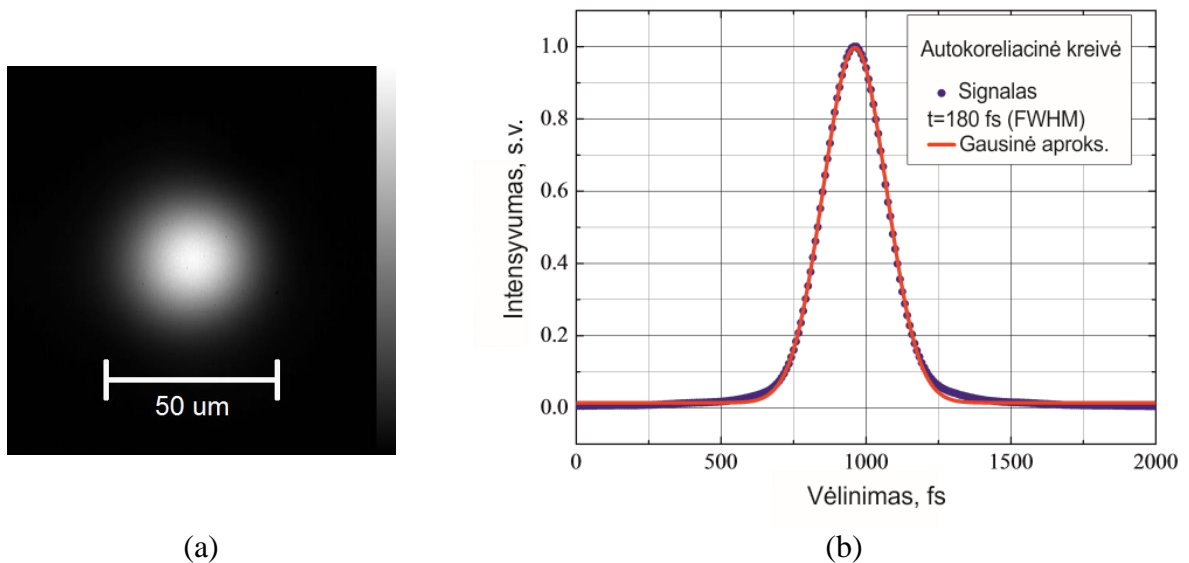


14 pav. Optinės storio kontrolės programa.

Optinės storio kontrolės programa pastoviai skaičiuoja teorinį dulkinamos dangos pralaidumo koeficiento spektrą pagal įvestus parametrus, lygina su eksperimentiniu spektru ir iš spektro pokyčio apskaičiuoja einamojo sluoksnio storį ir garavimo greitį. Proceso pradžioje naudojamas nulinio storio dangos teorinis spektras, kuris keičiamas atsiradus užfiksuojamam spektro pokyčiui. Kai sluoksnio storis pasiekia teorinį, sklendė uždaroma ir pakeičiama dulkinama medžiaga. Kito sluoksnio storio kontrolė vykdoma analogiškai.

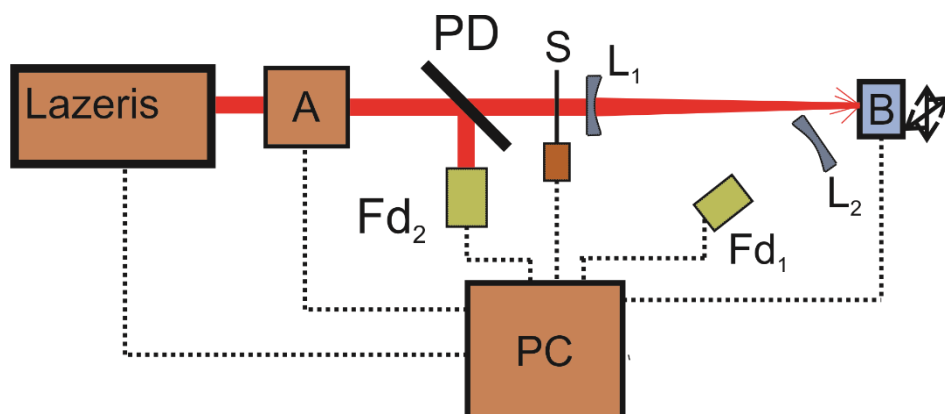
3.2 Optinio pramušimo femtosekundiniais impulsais matavimo schema

Darbo metu buvo išmatuoti skirtingų bandinių lazerinio pramušimo slenksčiai LIDT femtosekundiniais lazerio impulsais. Matavimai atlikti VU Lazerinių tyrimų centre. Matavimams naudota Šviesos Konversijos „Pharos“ lazerinė sistema generuojanti 180 fs trukmės 1030 nm bangos (spektro plotis – apie 9 nm) ilgio impulsus. Lazerio pluošto intensyvumo erdvinis skirstinys ir laikinė autokoreliacinė kreivė pateikti 15 pav.. Matavimai atlikti dviem režimais: 1-į-1: vienu šviesos impulsu paveiktas vienas bandinio taškas, ir 1000-į-1: tas pats taškas paveiktas vienodo intensyvumo 1000 impulsų.



15 pav. Lazerio pluošto erdvinis skirstinys (a) ir laikinė autokoreliacinė funkcija (b).

Matavimo stendas pavaizduotas 16 paveiksle. Iš lazerio krintantys šviesos impulsai praeina atenuatorių (A), reguliuojantį impulsų galią. Pluošto dalikliu (PD) šviesa padalinama į du spindulius. Žinoma dalis šviesos (prieš matavimą daroma pluošto daliklio ir fotodetektorių kalibracija) patenka į fotodiodą Fd_2 . Kita šviesos dalis, kai sklendė (S) nėra uždaryta, fokusuojama lęšiu L_1 į bandinį (B). Nuo bandinio išsklaidyta šviesa lęšiu L_2 surenkama į fotodiodą Fd_1 ir yra naudojama pirminei pažaidos detekcijai.



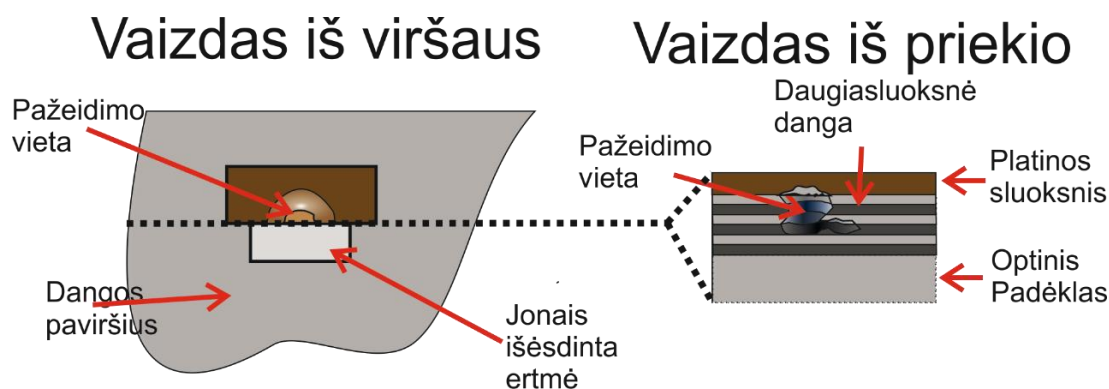
16 pav. LIDT matavimo schema.

LIDT matavimas valdomas kompiuteriu (PC) reguliuojant bandinio padėtį ir sklendę bei registruojant fotodiodų Fd_1 ir Fd_2 išmatuotas energijas. Matavimų schema, analizė ir LIDT nustatymas vykdomi pagal ISO standartus.

3.3 Skenuojančio elektronų mikroskopo matavimų metodika

Elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas dangos viduje, nulemiantis femtosekundinės ir iš dalies keičiantis nanosekundinės [42] pažaidos morfologijas dispersinių veidrodžių atveju gali būti žymiai didesnis dangos viduje nei dangos paviršiuje. Dėl to sukelta pažaida taip pat yra tūrinė ir negali būti pilnai išmatuota paviršiaus mikroskopijos metodais (pavyzdžiui profilometru, optiniu mikroskopu ar atominių jėgų mikroskopu). Dėl to buvo padaryti bandinių pažaidų pjūviai jonų pluoštu ir skenuojančio elektronų mikroskopo (SEM) pjūvių nuotraukos. Iš pjūvių nuotraukų nustatyta, kuriame dangos sluoksnyje įvyko pažaida.

Pjūviai jonų pluoštu ir SEM nuotraukos buvo padaryti Helios Nanolab 650 skenuojančiu elektronų mikroskopu, kuris buvo FTMC Chemijos institute (dabar NFTMC). Mikroskope įrengta dviejų spindulių (jonų ir elektronų) sistema. Jonų spinduliui naudojami galio jonai. Kampas tarp kolonų – 52 laipsniai. Prieš atliekant SEM matavimus bandiniai buvo padengti kelių dešimčių nanometrų storio chromo sluoksniu „Quorum 150T ES“ garinimo sistema siekiant padidinti bandinio laidumą.



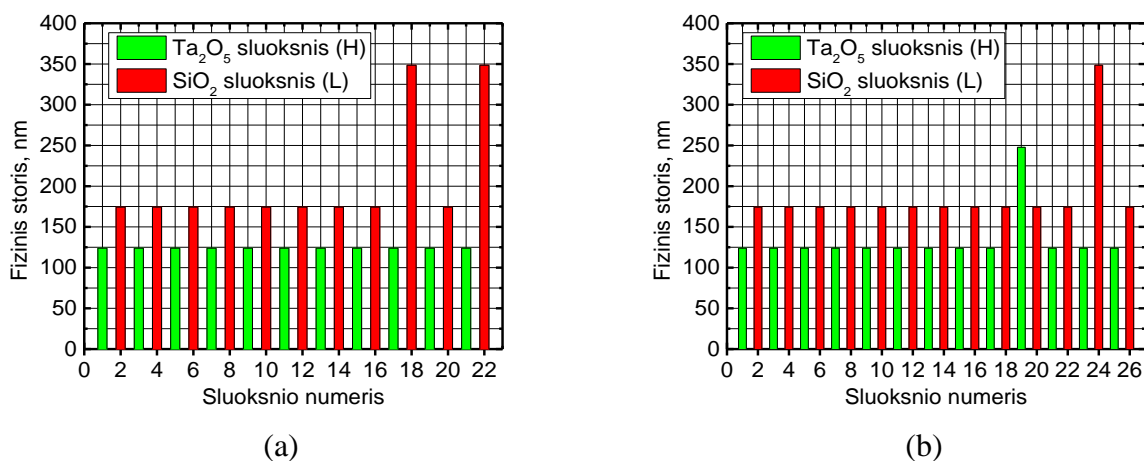
17 pav. SEM matavimo schema.

Principinė SEM matavimo schema pavaizduota 17 pav.. Siekiant išvengti viršutinės bandinio dalies nuapvalinimo bandinys padengtas platinos sluoksniu, naudojant $(CH_3)_3Pt(C_6H_5)_3$ prekursorių. Tada koncentruotu jonų pluoštu išsėdinama stačiakampio formos ertmė, kurios kraštai yra statmeni ir padaromos išsklaidytų elektronų (angl. *scattered electrons*) nuotraukos 52 laipsnių kampu. Nuotraukose išsiskiria aukšto ir žemo lūžio rodiklio medžiagų sluoksniai ir aiškiai matoma pažaidos sandara. Alternatyva išsklaidytų elektronų detekcijai būtų naudoti antrinių elektronų (angl. *back scattered electrons*) signalą. Šiuo atveju pasiekiamas didesnis kontrastas tarp skirtingų medžiagų, tačiau mažesnė nuotraukos kokybė (raiška). Kadangi visiems bandiniams kontrasto skirtingų medžiagų sluoksniams išskirti užteko, antrinių elektronų nuotraukos nebuvo daromos.

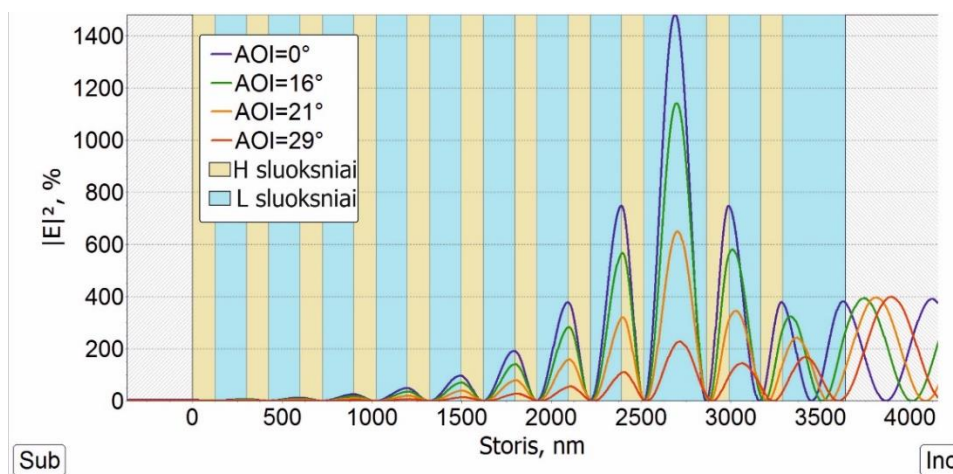
4 Rezultatai

4.1 GTI tipo dispersiniai veidrodžiai

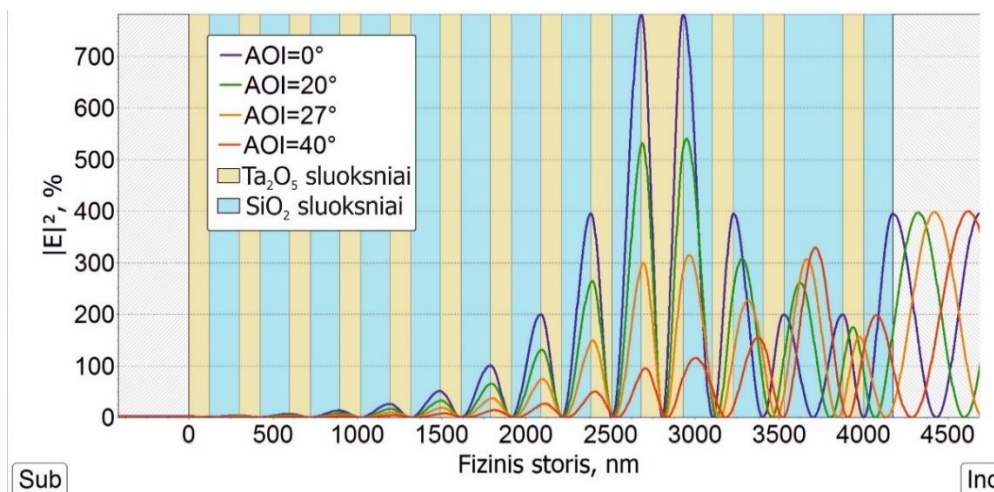
Femtosekundinių impulsų atsparumo tyrimams buvo suprojektuotos dvi GTI tipo dangos: su vienu rezonansiniu sluoksniu (GTIL) ir su dviem rezonansiniais sluoksniais (GTIHL). Dangų dizainai (sluoksnių storiai) pavaizduoti 18 paveiksle. GTIL danga buvo sudaryta iš 22 sluoksnių. Visų sluoksnių storiai buvo ketvirčio bangos ilgio optinio storio išskyrus rezonansinį (aštuonioliką) L_R ir paskutinį (arčiausiai kritimo aplinkos esantį) sluoksnius, kurie buvo pusės bangos ilgio optinio storio. GTIHL danga turėjo du rezonansinius skirtingų medžiagų sluoksnius (devynioliktas aukšto lūžio rodiklio rezonansinis sluoksnis H_R ir dvidešimt ketvirtas žemo lūžio rodiklio rezonansinis sluoksnis L_R) ir buvo sudaryta iš 26 sluoksnių. Centrinis bangos ilgis abiem dangoms buvo $\lambda=1030$ nm. Abiejų GTI tipo veidrodžių ir kitų darbe aprašytų veidrodžių projektavimui ir parametrų skaičiavimui buvo naudojamas OptiLayer [45] programinis paketas. Dangoms pasirinktos tantalio oksido (Ta_2O_5 – aukšto lūžio rodiklio medžiaga) ir silicio dioksido (SiO_2 – žemo lūžio rodiklio medžiaga) medžiagos.



18 pav. Dangų dizainai: a – GTIL, b – GTIHL.



19 pav. GTIL dangos elektrinio lauko pasiskirstymas skirtingam kritimo kampui bangos ilgiui $\lambda=1030$ nm S poliarizacijai.

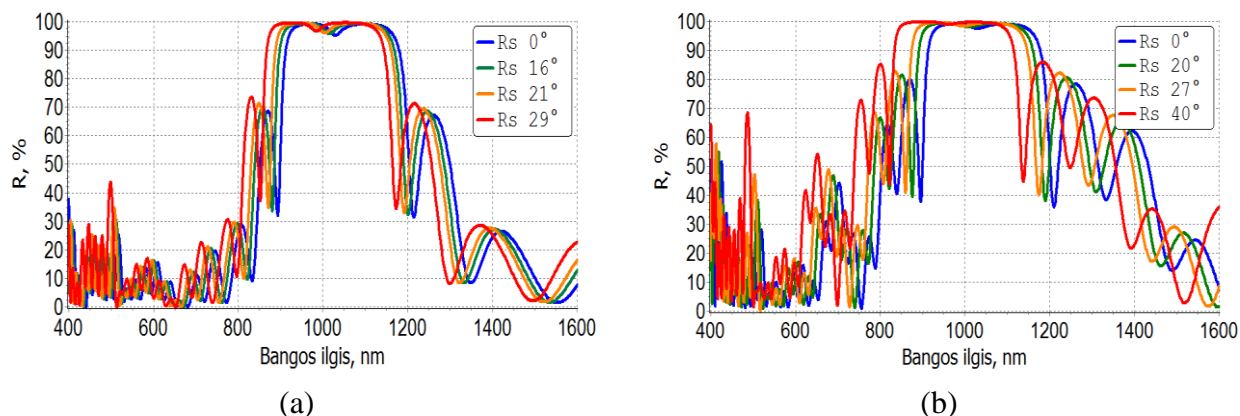


20 pav. GTIHL dangos elektrinio lauko pasiskirstymas skirtingam kritimo kampui bangos ilgiui $\lambda=1030$ nm S poliarizacijai.

Dangų rezonansinių sluoksnių pozicijos parinktos pagal sumodeliuotą elektrinio lauko kvadrato pasiskirstymą dangų struktūrose (19 pav. ir 20 pav.). GTIL dangos atveju (19 pav.) elektrinio lauko kvadratas mažėja nuo maždaug 1400 % iki 200 % krintančiojo elektrinio lauko keičiant kritimo kampą nuo 0° iki 29° . Pirmasis maksimumas (didžiausias) yra ties rezonansinio sluoksnio viduriu. Antrieji pagal dydį maksimumai yra maždaug dvigubai mažesnio intensyvumo, tačiau išsidėstę ant aukšto lūžio rodiklio ir žemo lūžio rodiklio sluoksnių sandūrų. Parenkant kampus LIDT matavimams galima atsižvelgti į $|E|^2$ pasiskirstymą ir nustatyti tokius kampus, kad $|E|^2$ pokytis tarp dviejų kampo verčių būtų vienodas. GTIHL dangos (20 pav.) elektrinio lauko intensyvumo maksimumas ant H_R sluoksnio ir gretimų sluoksnių sandūrų didinant kampą mažėja, o ant L_R sluoksnio – didėja ir slenkasi iš sluoksnio sandūrų į sluoksnio centrą. Nulio laipsnių kritimo kampui H_R sluoksnio sandūrose elektrinio lauko modulio kvadratas viršija 750 % pradinio intensyvumo, o L_R sluoksnio sandūrose – tik 200 % pradinio intensyvumo. Padidinus kritimo kampą iki 27 laipsnių elektrinio lauko intensyvumas ant H_R ir L_R sluoksnių beveik sutampa ir siekia apie 300 % krintančio elektrinio lauko intensyvumo. Elektrinio lauko intensyvumas ant H_R sluoksnio išlieka toje pačioje pozicijoje (ant sluoksnių sandūrų), o intensyvumas ant L_R sluoksnio pasislenka iš sluoksnių sandūrų į sluoksnio vidurį. Toliau didinant kritimo kampą elektrinio lauko intensyvumas ant H_R sluoksnio nenustoja mažėti: 40 laipsnių kritimo kampui elektrinio lauko kvadratas ant H_R sluoksnio yra beveik lygus krintančiojo lauko intensyvumui (apie 100 %). L_R sluoksnyje elektrinio lauko intensyvumas didinant kampą nuo 27 laipsnių iki 40 laipsnių beveik nepasikeičia.

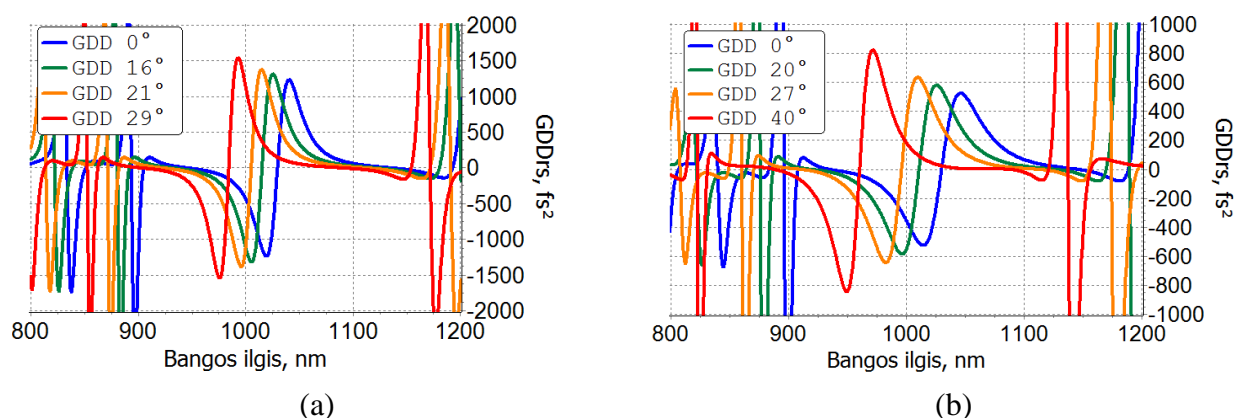
Suprojektuotos dangos yra itin paprastos struktūros. Jos turi kelis privalumus lyginant su sudėtingos struktūros dispersiją kompensuojančiomis dangomis, kuriais galima pasinaudoti tiriant LIDT priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio. Pirma, paprastos GTI struktūros elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas yra mažiau jautrus dengimo proceso paklaidoms, nei sudėtingos struktūros

čirpuoto veidrodžio. Antra, LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio kvadrato gali būti išmatuota naudojant vieną bandinį keičiant tik matavimo kampą. Dėl to ne tik sutaupoma dengimo aparatūros laiko, bet ir išvengiama skirtingų dengimo procesų sukeltamų nevienodų paklaidų įtakos.



21 pav. GTIL dangos (a) ir GTIHL dangos (b) atspindžio koeficientas skirtingiems kampams.

Suprojektuotų dangų pralaidumo koeficiento spektrai pavaizduoti 21 pav.. Atspindžio koeficiento vertė LIDT matavimo bangos ilgiui ($\lambda=1030$ nm) GTIL dangos atveju visiems matavimo kampams viršija 95 %, o GTIHL dangos atveju – 97 %. Veidrodžių atspindžio koeficientą būtų galima padidinti tarp padėklo ir dangos įterpian papildomų sluoksnių, tačiau tie papildomi sluoksniai nekeičia elektrinio lauko pasiskirstymo. Dangų grupinio vėlinimo dispersijos spektrai pavaizduoti 22 pav.. Grupinio vėlinimo dispersijos vertė LIDT matavimų bangos ilgiui ($\lambda=1030$ nm) ir gretimais bangos ilgiais pastoviai keičiasi. Aprašyti veidrodžiai buvo suformuoti jonapluoščio dulkinimo metodu (technologija aprašyta 3.1 poskyryje) ir pasirinktais kampais išmatuotas lazerinio pramušimo slenkstis (LIDT). Lazerinio atsparumo matavimų rezultatai ir analizė pateikiama kitame poskyryje.



22 pav. GTIL dangos (a) ir GTIHL dangos (b) grupinio vėlinimo dispersijos koeficientas skirtingiems kritimo kampams.

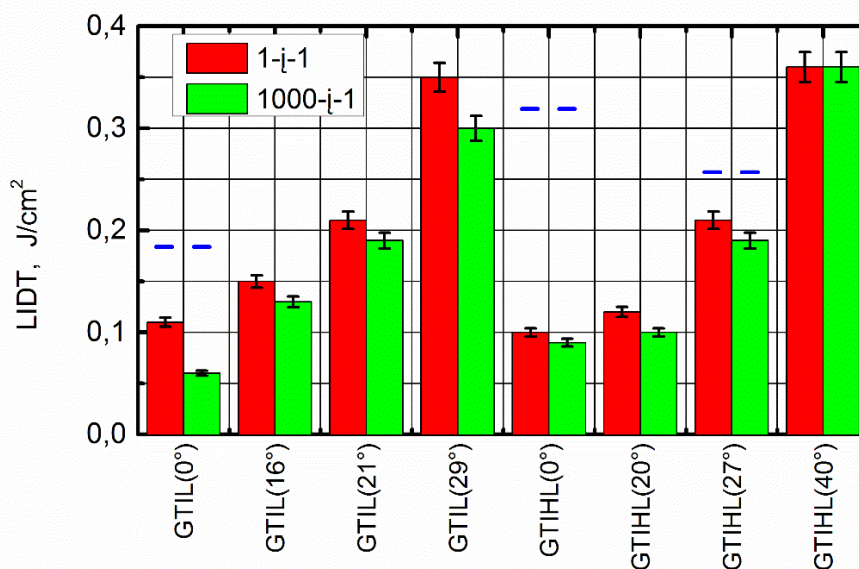
4.2 GTI dangų lazerinio atsparumo matavimai

Pagal 3.2 poskyryje aprašytą metodiką, VU lazerinių tyrimų centre atlikti LIDT matavimai femtosekundiniais lazerio impulsais. Matavimai atlikti 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais. GTIL dangos matavimams pasirinkti 0, 16, 21 ir 29 laipsnių kampai. GTIHL danga išmatuota 0, 20, 27, 40 laipsnių

kampais. Matavimams pasirinkta S poliarizacija. Dangų elektrinio lauko intensyvumas (19 pav. ir 20 pav.) pavaizduotas būtent šitiems kampams. Iš matavimų ne tik nustatytas dangų LIDT, tačiau pažaidų pozicijos išmatuotos įvairiais metodais, siekiant nustatyti pažaidų morfologijas, skerspjūvio sandarą, ir palyginti pažaidų gylį su elektrinio lauko pasiskirstymu bandiniuose. Matavimams naudotasi optiniu mikroskopu, profilometru „Veeco Dektak 150“ ir SEM mikroskopu.

4.2.1 Pažeidimo slenkstis

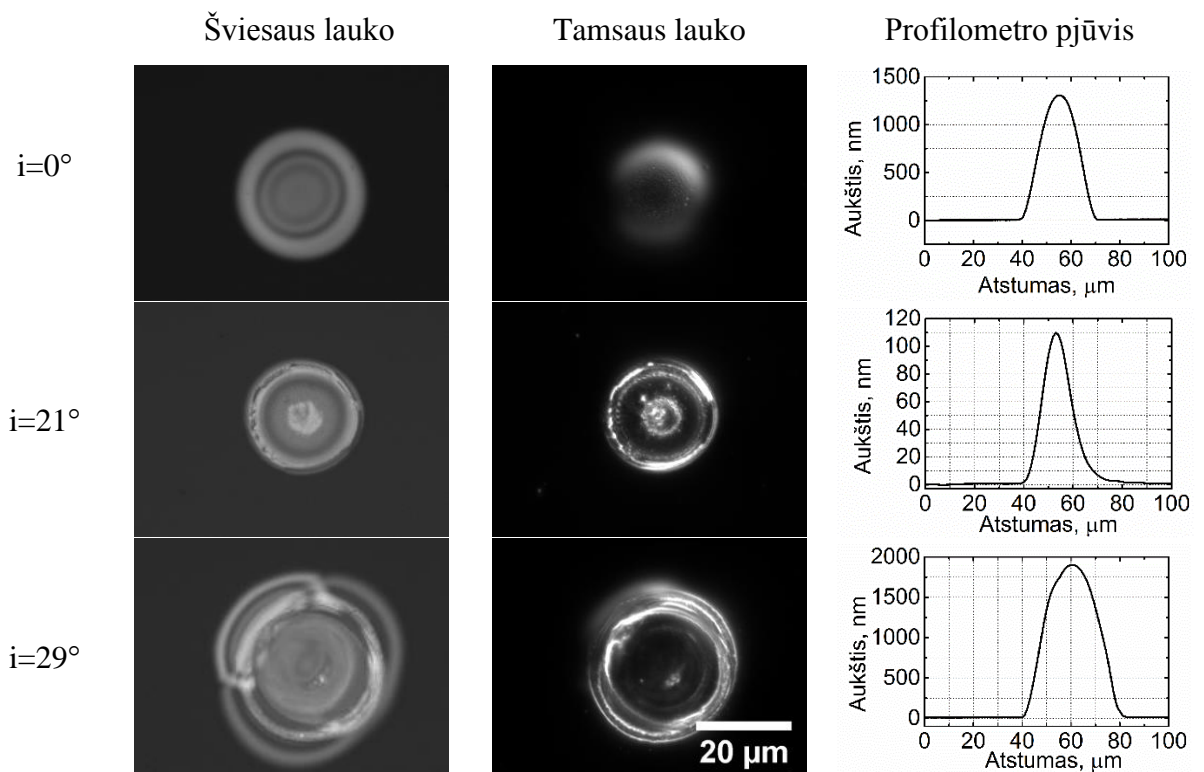
Lazerinės pažaidos slenkstis abiem dangoms pavaizduotas 23 pav. Slenksčiui įvertinti 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais vienam kampui išmatuota nuo 640 iki 880 taškų (bendrai GTIHL bandiniui pamatuoti 2843 taškai, GTIL bandiniui – 2923 taškai). GTIL bandiniui 1-į-1 ir 1000-į-1 metodikų pažeidimo slenkstis skiriasi ne daugiau nei $0,06 \text{ J/cm}^2$ (23 pav. pirmos keturios stulpelių grupės). Didinant matavimo kampą pažeidimo slenkstis didėja: 0 laipsnių kritimo kampu išmatuotos LIDT vertės yra apie $0,1 \text{ J/cm}^2$ ir apie $0,05 \text{ J/cm}^2$ atitinkamai 1-į-1 ir 1000-į-1 matavimams, o padidinus kampą iki 29 laipsnių išmatuotos daugiau nei tris kartus didesnės vertės – atitinkamai apie $0,35 \text{ J/cm}^2$ ir $0,3 \text{ J/cm}^2$. Priklausomybė atitinka elektrinio lauko intensyvumo mažėjimo tendenciją didinant kritimo kampą. GTIHL bandinio atveju (23 pav. paskutinės keturios stulpelių grupės) LIDT didėjimo tendencija išlieka, tačiau 27 ir 40 laipsnių kritimo kampo matavimų atvejais, LIDT didėjimo negalima paaiškinti elektrinio lauko intensyvumo mažėjimu, nes, kaip minėta, elektrinio lauko intensyvumo skirstinyje, didinant kritimo kampą, didėja maksimumas ant L_R sluoksnio, kuris ties maždaug 27 laipsnių matavimo kampu, susilygina, o ties didesniais kampais viršija elektrinio lauko intensyvumą ant H_R sluoksnio.



23 pav. LIDT 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais GTIL ir GTIHL dangoms; mėlynomis punktyrinėmis linijomis pažymėtos skenuojančiu elektronų mikroskopu matuotų pažaidos taškų energijos įtėkio vertės.

4.2.2 Pažaidų morfologijos

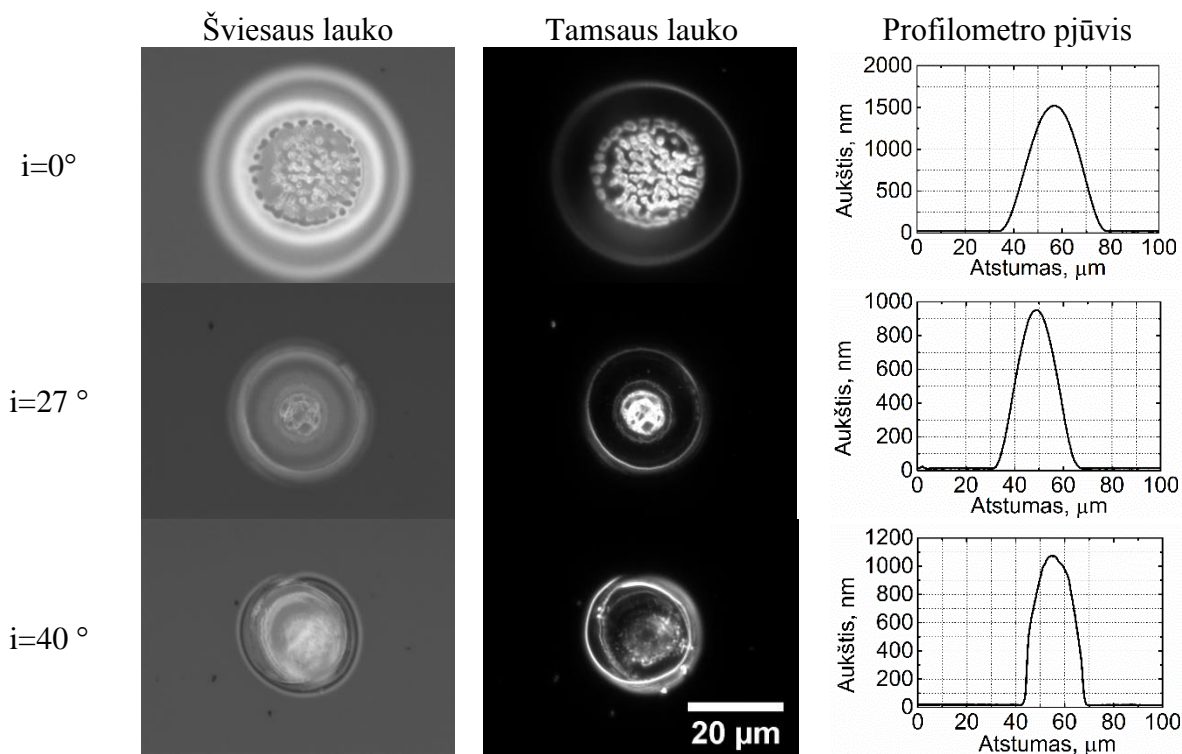
GTIL ir GTIHL dangų pažaidų morfologijos nufotografuotos mikroskopu „Olympus BX51 TRF“, o skerspjūviai išmatuoti profilometru „Veeco Dektak 150“. GTIL bandinio morfologijų nuotraukos ir skerspjūviai 0° , 21° ir 29° kampams pavaizduoti 24 pav. Mikroskopo nuotraukos darytos dviem režimais: tamsaus lauko (matuojama išsklaidyta šviesa) ir šviesaus lauko. Iš 0° matavimo nuotraukų ir skerspjūvio matyti, kad pažeidimo vieta – tolygiai sferiškai iškilusi ir be didelių sklaidančių taškų. 21° laipsnio matavimo nuotraukos yra kitokio pobūdžio. Pagal profilometro skerspjūvį tai taip pat yra iškilimas, tačiau nesimetriškas – vienas šlaitas yra statesnis už kitą. Mikroskopo nuotraukose matomos šviesą sklaidančios zonos ir netolygiai persidengiančios žiedinės struktūros. Matavimo 29° laipsnių kampu nuotraukose tam tikros zonos tarp tamsaus lauko ir šviesaus lauko nesutampa, pavyzdžiui šviesaus lauko matavimuose matyti daug plačiau pažaidos centro atžvilgiu išsidėsčiusios šviesios elipsinės formos sritys. Taip galėtų būti todėl, nes skirtingos tūrinio pažeidimo zonos išryškėja skirtingų metodų matavimuose. Profilometro skerspjūvis šiuo atveju yra taip pat beveik sferinės „pūslelės“ formos.



24 pav. GTIL dangos LIDT matavimo morfologijos, išmatuotos optiniu mikroskopu, ir skerspjūviai, išmatuoti profilometru.

GTIHL dangos pažaidų morfologijos ir profilometru išmatuoti skerspjūviai pavaizduoti 25 pav. Matavimo 0° laipsnių kampu mikroskopo nuotraukose matoma netolygiai sklaidanti centrinė sritis apsupta koncentrinėmis tolygiomis zonomis. Profilometro skerspjūvis rodo tolygią sferinės formos iškilimą. Matavimo 27° laipsnių kampu netolygaus sklaidymo zonos plotis gerokai mažesnis, tačiau ryškiau matomi koncentriniai žiedai aplink ją, ypač šviesaus lauko matavimo režime. Matavimo 40° laipsnių

kampu atveju mikroskopuose matomi nepilnos elipsės formos pažaidos vietą gaubiantys dariniai, o profilometro skerspjūvis atitinka iškilusią pūslelę statesniais šlaitais nei mažesnio matavimo kampo atvejais.



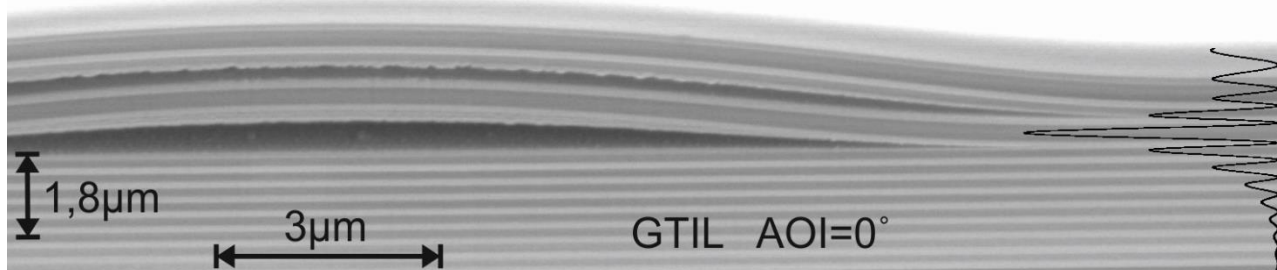
25 pav. GTIHL dangos LIDT matavimo morfologijos, išmatuotos optiniu mikroskopu, ir skerspjūviai, išmatuoti profilometru.

4.2.1 Pažaidų SEM skerspjūviai

Pagal 3.3 poskyryje aprašytą metodiką buvo padaryti pažaidos vietų pjūviai jonų pluoštu ir skenuojančiu elektronų mikroskopu nufotografuoti pažaidos zonų skerspjūviai. Dėl ilgos procedūros trukmės nuotraukos padarytos tik trimis matavimo sąlygomis suformuotiems bandiniams: GTIHL dangai 0 (GTIHL₀) ir 27 (GTIHL₂₇) laipsnių matavimo kampų ir GTIL dangai 0 (GTIL₀) laipsnių matavimo kampo pažaidoms. Trys išvardinti bandiniai pasižymi skirtingais elektrinio lauko skirstiniais: GTIL₀ bandinio atveju elektrinio lauko maksimumas yra ant rezonansinio L_R sluoksnio vidurio, GTIHL₀ bandiniui elektrinio lauko intensyvumas yra didžiausias ant H_R sluoksnio sandūrų, o GTIHL₂₇ bandiniui elektrinio lauko intensyvumas yra beveik vienodas ant H_R sluoksnio sandūrų ir L_R sluoksnio vidurio. Visų trijų pažaidų šviesos įtėkio vertės pavaizduotos LIDT verčių grafike mėlynų taškų linijomis (23 pav.).

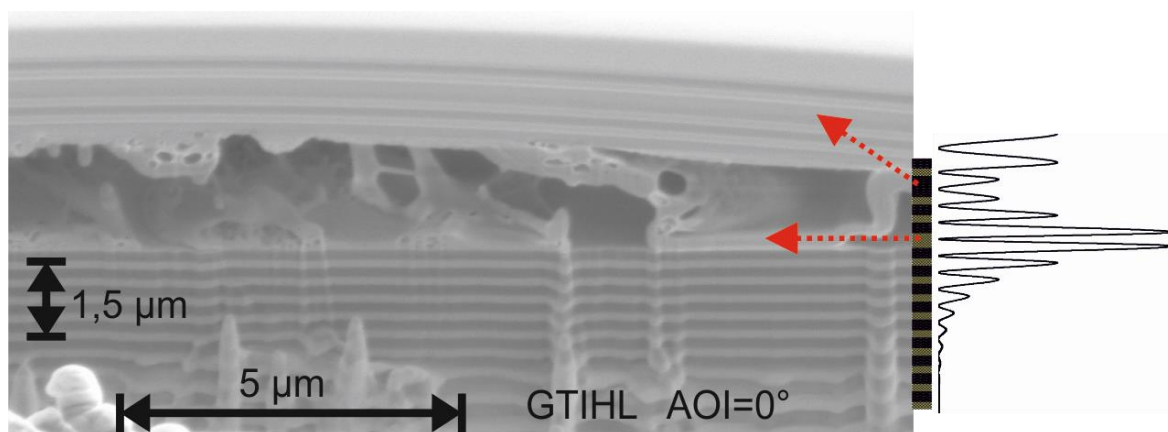
GTIL₀ bandinio SEM skerspjūvis pavaizduotas 26 pav. (Paveikslo dešiniajame krašte pavaizduota elektrinio lauko modulio kvadrato priklausomybė nuo įsiskverbimo gylio). Šiuo atveju danga pažeidžiama dviejose vietose: gretimose rezonansiniam L_R sluoksniui sandūrose. Pažeidimo

pozicijose elektrinio lauko intensyvumas yra apie du kartus mažesnis nei L_R sluoksnyje, tačiau maksimumai išsidėstę ties sluoksnių sandūromis, o ne žemo lūžio rodiklio sluoksnio viduryje.



26 pav. GTIL dangos LIDT matavimo 0 laipsnių kampu SEM skerspjūvis.

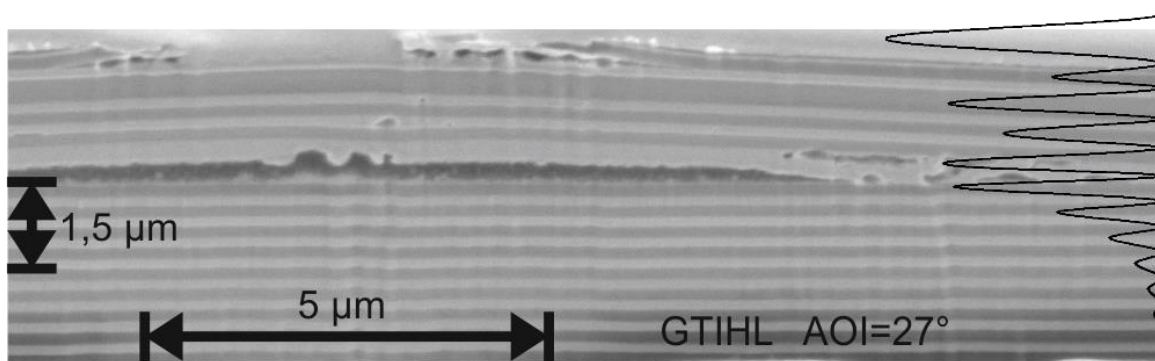
GTIHL₀ bandinio SEM skerspjūvis pavaizduotas 27 pav.. Dešinėje paveikslo pusėje vaizduojama dangos konstrukcija ir elektrinio lauko modulio kvadrato priklausomybė nuo įsiskverbimo gylio. Raudonomis linijomis sujungti rezonansiniai dangos sluoksniai SEM nuotraukoje ir dangos konstrukcijos schemoje. Šiuo atveju danga pažeidžiama tik rezonansiniame H_R sluoksnyje, kurio sandūrose ir matomi didžiausi elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Nei rezonansiniame L_R sluoksnyje, nei kituose sluoksniuose dangos pakitimų nepastebėta.



27 pav. GTIHL dangos LIDT matavimo 0 laipsnių kampu SEM skerspjūvis.

GTIHL dangos LIDT matavimo 27 laipsnių kampu SEM skerspjūvis (GTIHL₂₇ bandinys) pavaizduotas 28 pav. (elektrinio lauko stiprio intensyvumo pasiskirstymas pavaizduotas dešinėje pusėje). Tokioje konfigūracijoje elektrinio lauko pasiskirstyme neišsiskiria vienas ar keli elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Taip pat elektrinio lauko stipris beveik nesiskiria ant rezonansinių H_R ir L_R sluoksnių. Pokyčiai dangoje matomi keliuose sluoksniuose: ryškiausiai atsilupusi danga H_R sluoksnyje ir tarp L_R sluoksnio ir kritimo aplinkos (oro) esančiame aukšto lūžio rodiklio sluoksnyje, tačiau smulkūs taškiniai pažeidimai matomi ir kituose aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose. Pažeidimą H_R sluoksnio sandūrose buvo tikėtina dėl didžiausio elektrinio lauko intensyvumo. Pažeistą aukšto lūžio rodiklio sluoksnį prie L_R sluoksnio taip pat buvo galima nuspėti dėl elektrinio lauko maksimumo

tiksliai sutampančio su sluoksnių sandūra (žr. 20 pav.). Tačiau žemo lūžio rodiklio sluoksniai kaip ir kituose SEM matavimuose pažeisti nebuvo.



28 pav. GTIHL dangos LIDT matavimo 27 laipsnių kampu SEM skerspjūvis.

Apibendrinant SEM skerspjūvių matavimus galima padaryti kelias bendras išvagas. Pirmą, pažeidimo zona yra lokalizuota viename ar keliuose sluoksniuose, kuriuose susidaro elektrinio lauko intensyvumo maksimumai. Antra, pažeidimai įvyko sluoksniuose, kuriuose elektrinio lauko intensyvumas lokalizuotas ties sluoksnių sandūromis. Maždaug dvigubai didesnis elektrinio lauko intensyvumas žemo lūžio rodiklio sluoksnio centre (GTIL₀ bandinio atveju) nei sluoksnių sandūroje nesukėlė pastebimų pokyčių dangos struktūrai. Tačiau kai keli panašaus elektrinio lauko intensyvumo maksimumai buvo ant sluoksnių sandūrų (GTIHL₂₇ bandinio atveju), pramušimo zona buvo gerokai platesnė: nusilupę dangos sluoksniai ar smulkūs taškiniai pažeidimai matomi ant visų arčiausiai oro (spindulio kritimo aplinkos) esančių aukšto lūžio rodiklio sluoksnių.

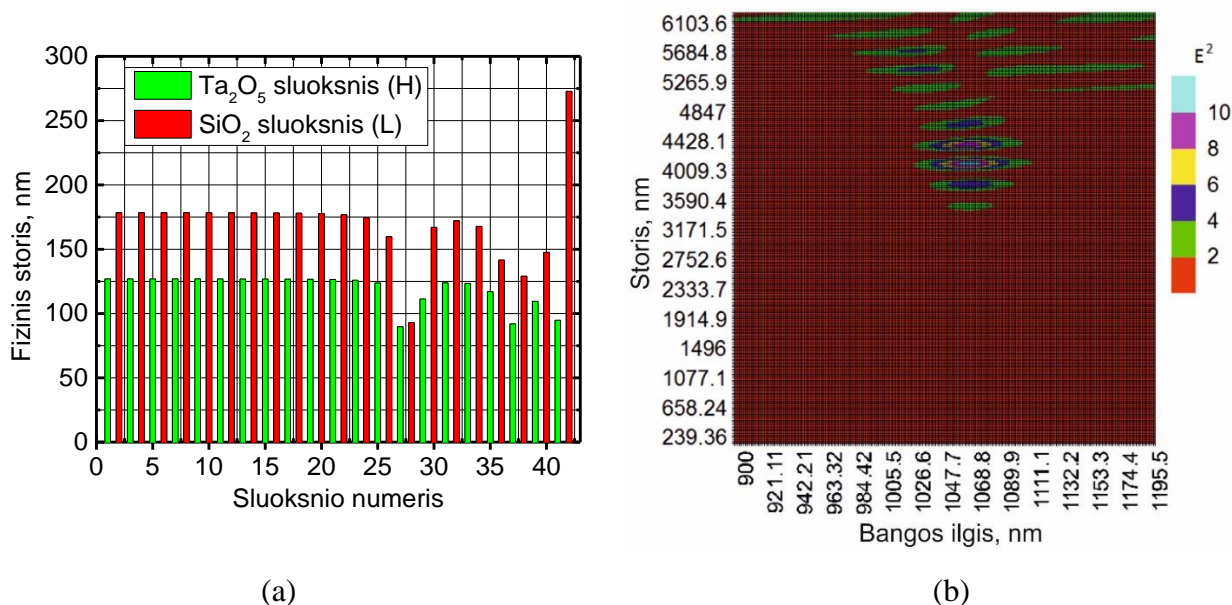
4.3 Didelės dispersijos čirpuoti veidrodžiai

Femtosekundinių impulsų pažeidimų tyrimams buvo suprojektuoti ir užgarinti keli didelės dispersijos čirpuoti veidrodžiai. Reikalavimai čirpuotiems veidrodžiams buvo tokie: $GDD_r = -600 \text{ fs}^2$ ir $R > 99,6 \%$ bangos ilgių intervalui $\lambda = (1025-1055) \text{ nm}$. Vienam iš dangų dizainų buvo taikyti reikalavimai elektrinio lauko intensyvumui. Veidrodžių projektavimui ir parametrų skaičiavimui buvo naudojama OptiLayer v10.48 programiniu paketu, kuriame yra galimybė optimizuoti ne tik spektrinius parametrus (R, GDD), bet ir elektrinio lauko pasiskirstymą dangoje.

4.3.1 Standartinis čirpuotas veidrodis

Pirmasis čirpuotas veidrodis (CM₁) buvo suprojektuotas naudojantis nuoseklaus storinimo (angl. *Gradual evolution*) optinių dangų sintezės algoritmu [46] ir lokali optimizacijos algoritmais. Buvo pasirinktas standartinis dangos taikinytis be reikalavimų elektrinio lauko intensyvumo sumažinimui. Čirpuoto veidrodžio sluoksnių storiai pavaizduoti 29a paveiksle, o elektrinio lauko pasiskirstymo priklausomybė nuo dangos koordinatės (atstumo iki padėklo išreikšto nanometrais) ir bangos ilgio – 29b paveiksle. Pirmieji 25 sluoksniai yra apytiksliai ketvirčio bangos ilgio optinio

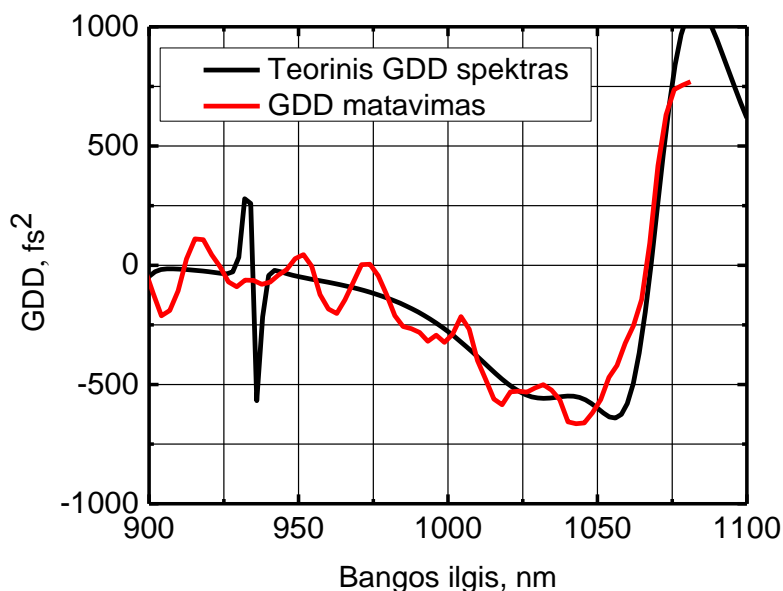
storio bangos ilgiui $\lambda=1055$ nm. Jais užtikrinamas aukštas atspindys ties centriniu bangos ilgiu ir aplinkinėje zonoje. 26-30 sluoksniai sudaro rezonansinę sritį, kurioje šviesa užlaikoma ir dėl to elektrinio lauko intensyvumas yra didžiausias. 31-42 sluoksniai atskiria rezonansinę sritį nuo kritimo aplinkos. Elektrinio lauko amplitudės kvadrato maksimumas 1055 nm bangos ilgiui yra apytiksliai 4000 nm atstumu nuo padėklo (rezonansinėje dangos srityje). Veidrodžio srityje esančioje prie padėklo elektrinio lauko intensyvumas bent 6 kartus silpnesnis, o atskiriančioje rezonansinę sritį dalyje – bent 2-3 kartus silpnesnis nei maksimalus intensyvumas. Bendras veidrodžio storis siekia 6090 nm.



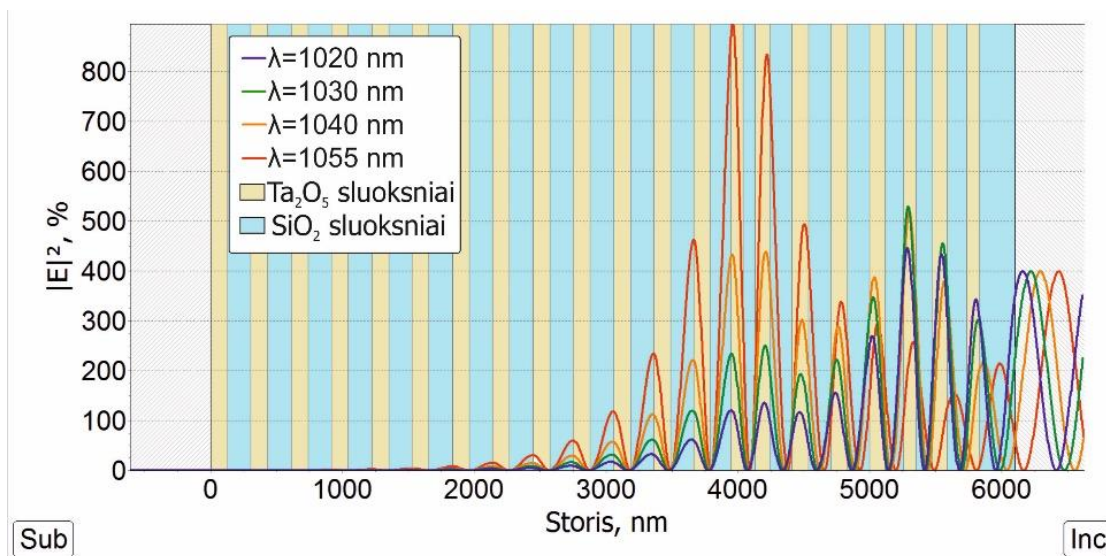
29 pav. Standartinio čirpuoto veidrodžio sluoksnių storiai (a) ir elektrinio lauko pasiskirstymas (b).

IBS technologija užgarinus CM₁ dangą atlikta paklaidų analizė pagal pralaidumo koeficiento spektrus. Programa OptiRE buvo palyginti pilnai padengtos dangos išmatuotas ir teorinis pralaidumo spektrai bangos ilgių 600-1600 nm intervale. Pagal nesutapimą tarp spektrų buvo modeliuojamos atsitiktinės sluoksnių storių paklaidos ne didesnės nei 0,5 % ir lūžio rodiklio pokytis (išlaikant normaliosios dispersijos formą). Teorinė peroptimizuoto dizaino GDD ir GDD matavimas baltos šviesos interferometru pateikti 30 paveiksle. GDD matavimo nesutapimas su peroptimizuoto dizaino GDD spektru matomas ne tik dėl neteisingų paklaidų įverčių, tačiau ir dėl GDD matavimo netikslumų: šviesos šaltinio signalo triukšmas ir svyravimai bei skaitmeninio GD diferencijavimo algoritmai neleidžia išmatuoti smailių GDD spektre ar itin tiksliai įvertinti GDD verčių. Tačiau tai, kad sumodeliuotame spektre nėra ryškių nuokrypių nuo teorinio spektro, patvirtina paklaidų modeliavimo korektiškumą. Paklaidų analizė leido įvertinti veidrodžių dengimo proceso paklaidų dydį ir nustatyti ar dėl paklaidų pakinta spektriniai parametrai ir elektrinio lauko pasiskirstymas. Pastebėta, kad elektrinio lauko pasiskirstymas esant tokiam paklaidų lygiui neturėtų pakisti daugiau nei per 10-15 % pradinio elektrinio lauko intensyvumo.

Sumodeliuotas skirtingų bangos ilgių šviesos elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas dangoje darbiname veidrodžio bangos ilgių ruože pavaizduotas 31 pav. Elektrinio lauko intensyvumas pasiekia 800 % krintančios šviesos intensyvumo bangos ilgiui 1055 nm ir yra beveik dvigubai didesnis nei maksimumas bangos ilgiui 1030 nm, kaip ir lazerio, kuriuo matuojami LIDT. Taip pat svarbu paminėti, kad skirtingų bangos ilgių elektrinio lauko pasiskirstymo forma pasikeičia: 1055 nm bangos ilgio šviesai didžiausio intensyvumo maksimumai išsidėstę arčiau dangos centro (ties 3500-4500 nm dangos storiu), o 1030 nm bangos ilgio šviesai maksimumai išsidėstę arčiau dangos ir kritimo aplinkos t. y. oro sandūros (ties 5000-6000 nm dangos storiu). Tačiau visų bangos ilgių šviesai didžiausias maksimumas ir mažesnio intensyvumo maksimumai išsidėstę daugiausiai ant sluoksnių sandūrų.



30 pav. CM₁ dangos teorinis GDD spektras įskaičius paklaidų įtaką (juoda kreivė) ir GDD matavimas baltos šviesos interferometru.

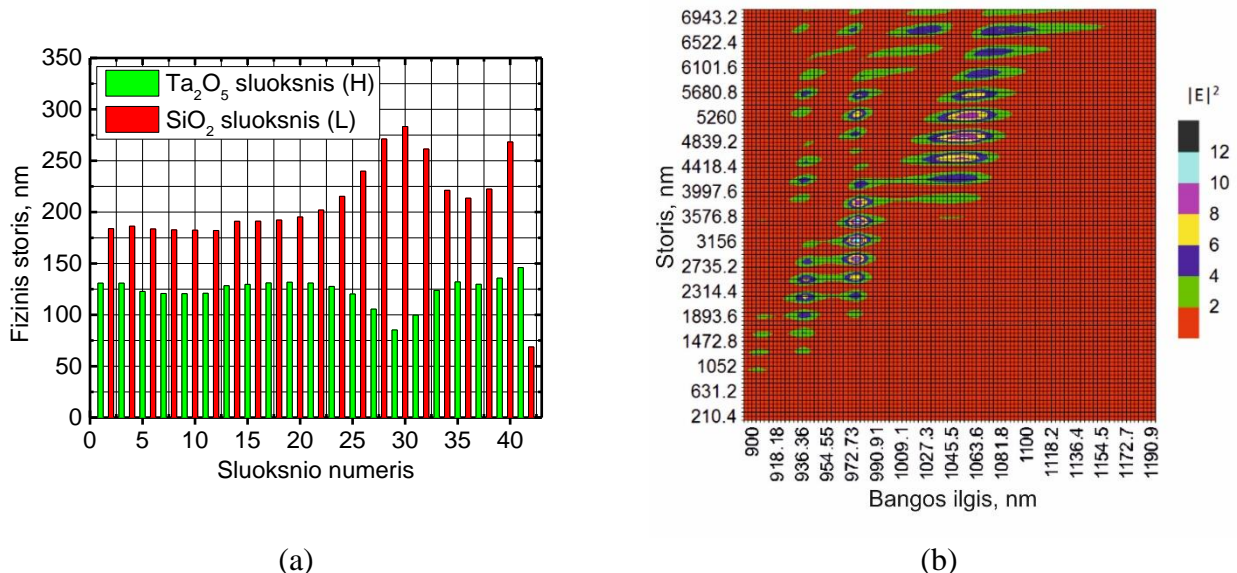


31 pav. Skirtingų bangos ilgių šviesos elektrinio lauko pasiskirstymas CM₁ dangoje.

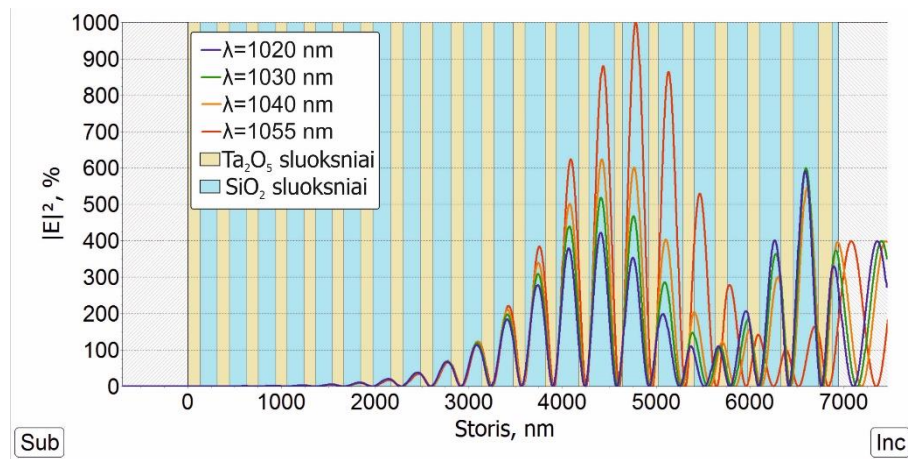
4.3.2 Optimizuoto elektrinio lauko pasiskirstymo čirpuotas veidrodis

Naudojantis OptiLayer v10.48 programiniu paketu buvo suprojektuotas čirpuotas veidrodis, į kurio reikalavimus įtrauktas elektrinio lauko intensyvumo sumažinimas (CM_2). Tai reiškia, kad be minėtų GDD ir R reikalavimų įvesti papildomi reikalavimai elektrinio lauko intensyvumui H ir L medžiagų sluoksniuose, bangos ilgio intervale $\lambda=(1020-1070)$ nm. Veidrodis suprojektuotas iš CM_1 veidrodžio dizaino. Prieš optimizaciją sumažintas atspindžio reikalavimas ir padidintos leistino nuokrypio nuo GDD vertės $GDD=-600fs^2$ ribos. Elektrinio lauko intensyvumo taikiniui nustatytos vertės: minimizuoti elektrinio lauko intensyvumą H sluoksniuose ir maksimaliai padidinti L sluoksniuose. Tokiu būdu optimizacijos procedūromis perskirstyti elektrinio lauko intensyvumo maksimumai nuo H sluoksnių ir sluoksnių sandūrų į L sluoksnius. Iš pradžių keičiant dizainą taikyta lokali optimizacija (Niutono metodas) be sluoksnių storių verčių apribojimų. Toliau griežtinant GDD ir R reikalavimus taikyta lokali optimizacija sluoksnių storius keičiant ne daugiau nei $\pm 10\%$.

Veidrodžio CM_2 dizainas pavaizduotas 32 paveiksle. Lyginant su CM_1 dizainu (29 pav.) veidrodžio rezonansinė dalis pastorėjo (22–34 sluoksniai). Perėjimas nuo rezonansinės veidrodžio dalies į atspindinčias nėra staigus – sluoksniai palaipsniui nukrypsta nuo QWOT storio artėjant prie rezonansinės srities vidurio (29–30 sluoksnių). Elektrinio lauko pasiskirstymas (32 pav. ir 33 pav.) yra toks kokio tikėtasi prieš optimizaciją: elektrinio lauko intensyvumo maksimumai išsidėstę storesnių L sluoksnių centruose, o plonesniuose H sluoksniuose intensyvumas yra bent du kartus mažesnis už maksimalų elektrinio lauko intensyvumą L sluoksnyje (1000% krintančios šviesos intensyvumo). Tokia tendencija išlieka visiems bangos ilgiams nuo 1020 nm iki 1055 nm (33 pav.).



32 pav. CM_2 čirpuoto veidrodžio sluoksnių storiai (a) ir elektrinio lauko priklausomybė nuo bangos ilgio ir atstumo iki padėklo (b).



33 pav. CM_2 čirpuoto veidrodžio skirtingo bangos ilgio šviesos elektrinio lauko pasiskirstymas dangoje.

Antrasis čirpuotas veidrodis buvo apie 900 nm storesnis (CM_2 storis – 6943 nm). Optimizuoto elektrinio lauko veidrodis (CM_2) buvo padengtas IBS technologija. Atlikus paklaidų analizę ryškių nuokrypių nuo teorinio elektrinio lauko pasiskirstymo nepastebėta.

4.4 Čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo matavimai

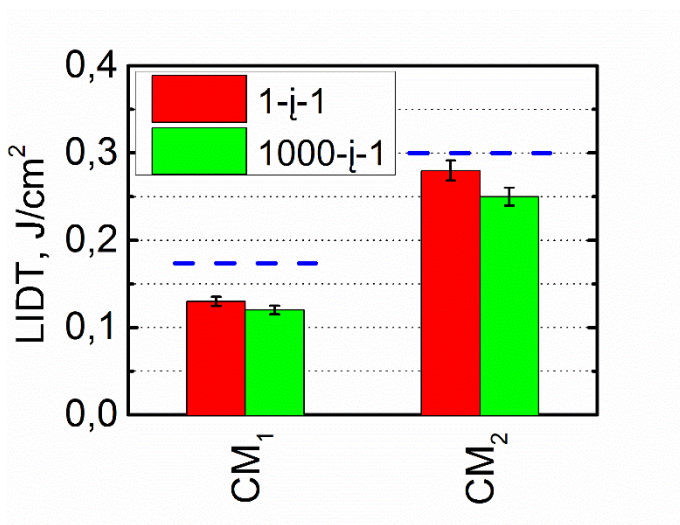
Abiejų dizainų čirpuotiems veidrodžiams (CM_1 ir CM_2) buvo atlikti LIDT matavimai. Matavimo parametrai buvo tokie patys kaip ir GTI dangoms. Vienintelis skirtumas tarp parametru – čirpuotų veidrodžių matavimai daryti tik 0 laipsnių kampu. LIDT matuotas statistiškai iš daugiau nei tūkstančio lazeriu paveiktų taškų (bendrai abiem veidrodžiams 1-į-1 ir 1000-į-1 matavimo režimais). Matavimu siekta patikrinti ar LIDT tendencijos išlieka tokios pačios matuojant čirpuotus veidrodžius o ne GTI tipo dangas, kurių GDD spektras nėra optimizuotas, o struktūra žymiai paprastesnė.

4.4.1 Pažeidimo slenkstis

Čirpuotų veidrodžių pramušimo slenkstis matuotas 0 laipsnių kampu 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais. Visi matavimo parametrai sutapo su GTI dangų matavimais, tačiau čirpuoti veidrodžiai buvo matuoti tik 0 laipsnių kampu. Maksimalios elektrinio lauko intensyvumo vertės abiem veidrodžiams 1030 nm bangos ilgio šviesai siekia 500-600 % krintančio intensyvumo, tačiau kaip minėta elektrinio lauko maksimumai išsidėsto skirtingų medžiagų sluoksniuose, todėl matavimais galima palyginti dviejų panašios grupinio vėlinimo dispersijos, bet skirtingo elektrinio lauko pasiskirstymo dangų lazerinį atsparumą.

CM_1 ir CM_2 veidrodžių pramušimo slenkščio femtosekundiniu lazeriu vertės pavaizduotos 34 pav.. Optimizuoto elektrinio lauko čirpuoto veidrodžio CM_2 pramušimo slenkstis yra maždaug 2 kartus didesnis nei standartinio CM_1 veidrodžio. Abiejų veidrodžių LIDT išmatuotas 1-į-1 režimu yra apie 10-20% mažesnis nei LIDT išmatuotas 1000-į-1 režimu. Mėlynomis punktyrinėmis linijomis pažymėtos CM_1 ir CM_2 veidrodžių matavimo taškų, kurie buvo pasirinkti SEM matavimams,

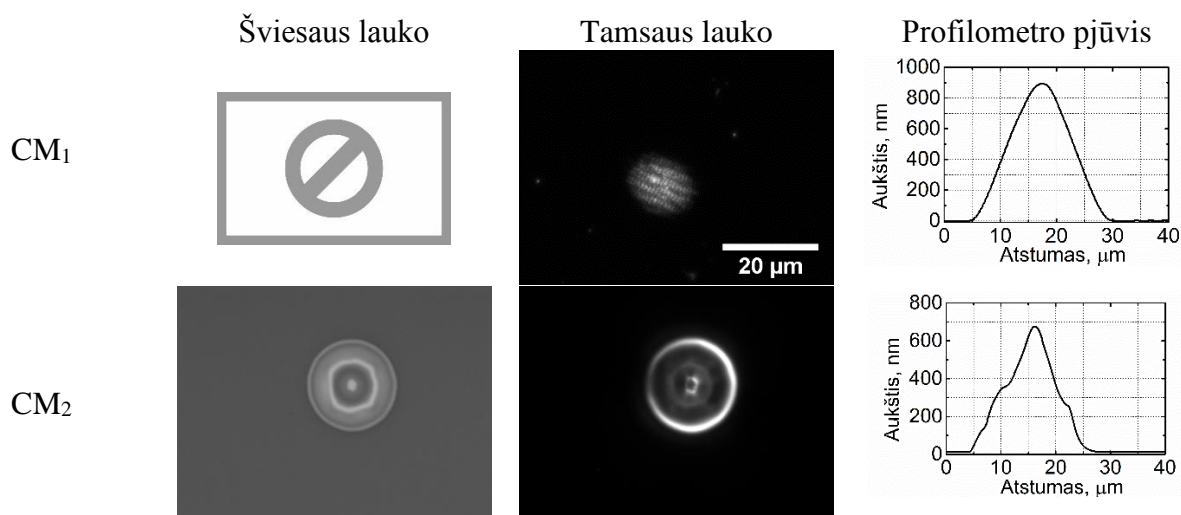
energijos įtekio vertės. Kaip matyti, pasirinktų pažeidimo taškų vertės nežymiai (ne daugiau $0,06 \text{ J/cm}^2$) viršija pažeidimo slenksčio vertę.



34 pav. CM_1 ir CM_2 čirpuotų veidrodžių pramušimo slenksčio vertės. Mėlynomis punktyrinėmis linijomis pažymėtos SEM skerspjūvių matavimų energijos įtekio vertės.

4.4.2 Pažeidų morfologijos

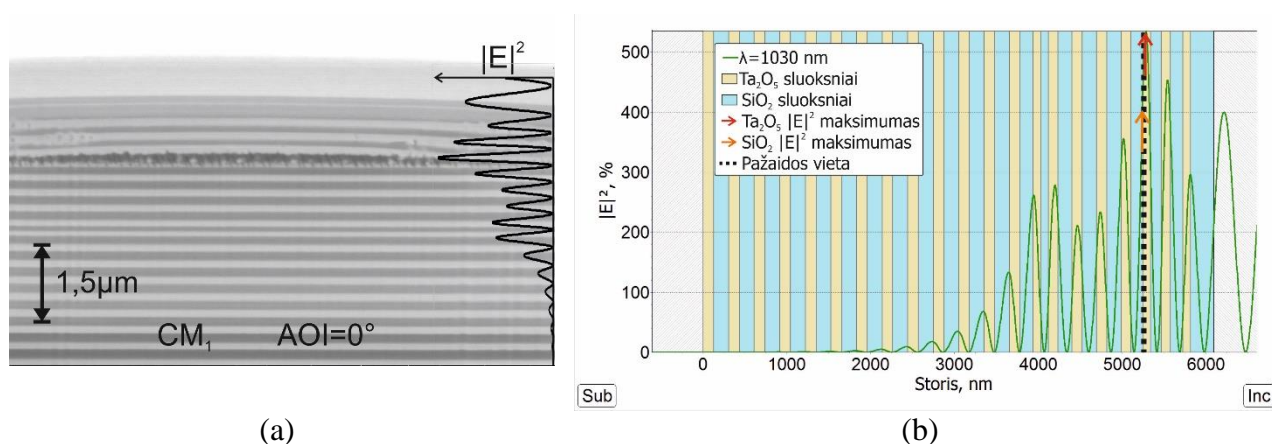
Kaip ir GTI dangų atveju čirpuotų veidrodžių pažeidų paviršiaus morfologijų profilis išmatuotas kontaktiniu profilometru, o paviršius nufotografuotas optinio mikroskopo kamera (35 pav.). CM_1 dangos pažeidai nebuvo padaryta nuotrauka šviesaus lauko režimu, nes pažeidimo struktūra nebuvo matoma pakankamai ryškiai. Tačiau iš tamsaus lauko režimo nuotraukos ir profilometro skerspjūvio matavimo matyti, kad pažeidimas yra taisyklingos „pūslelės“ formos. Optimizuoto lauko čirpuoto veidrodžio CM_2 pažeidimo paviršiaus morfologija nežymiai išsiskiria iš CM_1 veidrodžio ir GTI tipo veidrodžių matavimų. Pagal mikroskopo nuotraukas pažeidimas yra simetriška centro atžvilgiu, tačiau pažeidimo sandaroje išsiskiria keli žiedinės formos dariniai. Netolygiai kintančio paviršiaus sritis galima pastebėti ir CM_2 pažeidimo profilometro matavimuose maždaug $10 \mu\text{m}$ ir $25 \mu\text{m}$ atstumu nuo atskaitos taško.



35 pav. CM₁ ir CM₂ dangų LIDT matavimo morfologijos, nufotografuotos optiniu mikroskopu, ir skerspjūviai, išmatuoti profilometru.

4.4.3 Pažaidų SEM skerspjūviai

Čirpuotų veidrodžių dangų pažeistų LIDT matavimo taškų SEM skerspjūviai pavaizduoti 36 pav. ir 37 pav., o elektrinio lauko intensyvumo pasiskirstymas – 36 pav. ir 37 pav.. CM₁ veidrodžio atveju (36 pav.) lazeriu pažeistas vienas sluoksnis (šeštasis sluoksnis skaičiuojant nuo kritimo aplinkos pusės). Pažeistame sluoksnyje elektrinio lauko intensyvumas didžiausias, matavimo bangos ilgiui $\lambda=1030$ nm ir viršija 500 % kritusio intensyvumo vertės. Pažeidimo centrinėje dalyje (didžiausio lazerinės spinduliuotės intensyvumo srityje) kituose dangos sluoksniuose lazeriu sukeltų pokyčių nepastebėta. Pažeidimo krašte matomi pokyčiai tarp pažeisto sluoksnio ir kritimo aplinkos esančiuose sluoksniuose kaip spėjama gali būti sukelti dėl pažaidos didžiausio intensyvumo srityje atsiradusių įtempių.

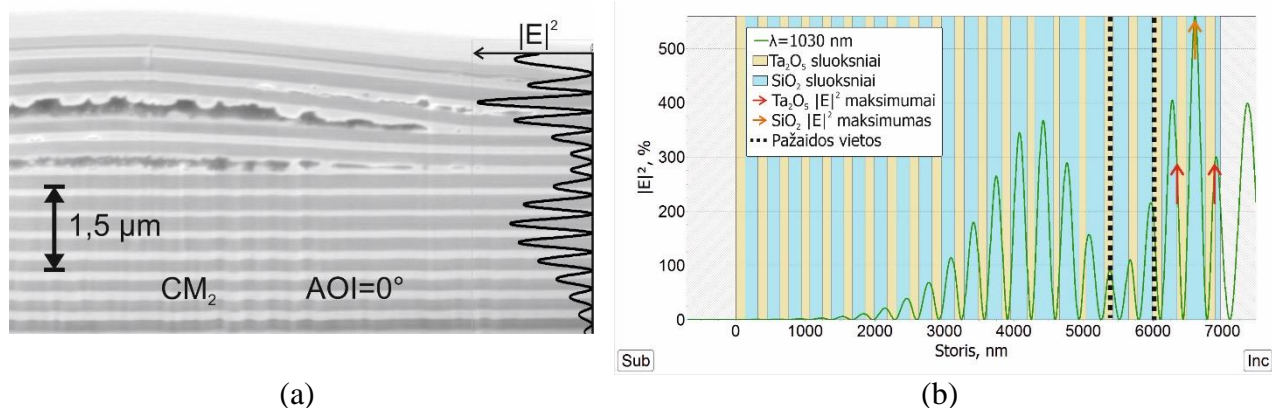


36 pav. CM₁ dangos LIDT matavimo SEM skerspjūvis (a) ir elektrinio lauko pasiskirstymas (b).

Optimizuoto elektrinio lauko čirpuoto veidrodžio CM₂ atveju (37 pav.) pažeisti šeštas ir dešimtas sluoksniai (skaičiuojant nuo kritimo aplinkos pusės) nesutampa su Ta₂O₅ medžiagos

didžiausio intensyvumo sluoksniais (antru arba ketvirtu skaičiuojant nuo kritimo aplinkos pusės). Elektrinio lauko intensyvumas šeštame ir dešimtame sluoksniuose sudaro atitinkamai maždaug du trečdalius ir trečdalį maksimalaus Ta₂O₅ medžiagos sluoksnio elektrinio lauko intensyvumo.

Priežastys, kodėl didesnis elektrinio lauko intensyvumas 1-2 ir 4-5 sluoksnių (skaičiuojant nuo kritimo aplinkos pusės) sandūrose nei pažeistuose sluoksniuose nesukėlė optinės pažaidos, nėra aiškios. Elektrinio lauko pasiskirstymas galėjo pasikeisti dėl atsitiktinių dengimo proceso paklaidų, taip pat veidrodžio sluoksnių storių sisteminės paklaidos galėjo veidrodžio spektrą paslinkti į didesnių/mažesnių bangos ilgių spektro pusę (ne daugiau nei apie 0,2 %). Tačiau elektrinio lauko intensyvumo vertės nuo teorinių neturėtų skirtis daugiau nei 10-15 %. Pažeidimas kitose vietose nei tikėtasi dar galėjo kilti dėl to, nes modeliuojant elektrinio lauko pasiskirstymą OptiLayer programa naudojamas plokščių bangų artinys, o LIDT matavimams buvo naudotas šviesos impulsas, kurio centrinis bangos ilgis sutapo ($\lambda=1030$ nm), tačiau impulsas buvo 180 fs trukmės, taigi apie 9 nm spektrinio pločio. Plokščiosios bangos artiniu neįskaitomos kai kurios matavimo sąlygos, pavyzdžiui, kaip persiskirsto šviesos intensyvumas dėl plataus spektro pločio ar ribotos trukmės.

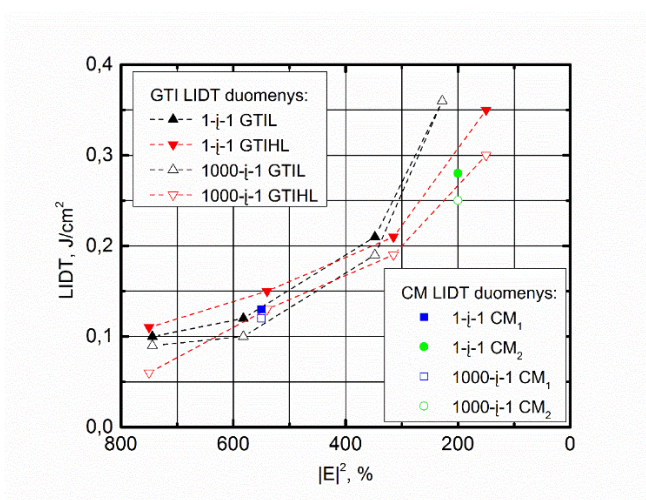


37 pav. CM₂ dangos LIDT matavimo SEM skerspjūvis (a) ir elektrinio lauko pasiskirstymas (b).

4.5 LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

Visos darbe aprašytos dangos pasižymėjo didelio intensyvumo elektriniu lauku. Siekiant palyginti skirtingų dangų lazerinį atsparumą, buvo pavaizduota LIDT priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio (38 pav.). Elektrinio lauko intensyvumas priklausomybei buvo nustatytas iš SEM skerspjūvių nuotraukų, pagal tai, kuriame sluoksnyje danga buvo pažeista. Elektrinio lauko stiprio vertės priklausomybei GTIL dangos atveju buvo nustatytos pagal intensyvumą tenkanti gretimų L_R sluoksniui sluoksnių sandūroms, kuriose pagal GTIL 0° pažaidos SEM matavimą danga buvo pažeista. GTIHL dangos atveju pažaidų pozicija sutapo su H_R sluoksnio sandūromis, todėl priklausomybei naudotas elektrinio lauko intensyvumas ant H_R sluoksnio sandūrų. Pirmojo čirpuoto veidrodžio CM₁ atveju danga buvo pažeista šeštame sluoksnyje skaičiuojant nuo kritimo aplinkos (oro), o veidrodžio CM₂ atveju priklausomybei naudotas elektrinio lauko intensyvumas taip pat

šeštame sluoksnyje nuo kritimo aplinkos (didesnis elektrinio lauko intensyvumas iš dviejų „pramuštų“ sluoksnių).



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

Iš 38 pav. parodytų priklausomybių matyti, kad bendra tendencija skirtingoms dangoms išlieka tokia pati: pramušimo slenkstis didėja mažinant elektrinio lauko stiprio kvadratą poveikio zonoje. Koreliacija tarp skirtingų bandinių geresnė didesnių elektrinio lauko stiprio reikšmių ruože: pavyzdžiui, panašaus pramušimo slenkščio (apie 0,2 J/cm²) bandiniai (GTIL ir GTIHL) išsiskiria mažiau kaip 20 % elektrinio lauko intensyvumo, o pramušimo slenkščiu apie 0,35 J/cm² 1-į-1 matavimo bandiniai išsiskiria apie 40 %. Skirtumai skirtingiems bandiniams galėjo atsirasti dėl to, kad didesnio LIDT (mažesnio elektrinio lauko intensyvumo) zonoje daugiau panašaus intensyvumo elektrinio lauko maksimumų buvo išsidėstę skirtinguose dangos gyliuose. Dėl to pažaidos forma tapo sudėtingesnė: kaip pastebėta GTIHL dangos pažaidos 27 laipsnių kampu SEM skerspjūvio matavimo atveju ir čirpuoto veidrodžio CM₂ atveju pažaida gali tapti lokalizuota ne vienoje, o keliose silpniausiose vietose, kai skirtumas tarp elektrinio lauko intensyvumo skiriasi nežymiai (nagrinetu atveju nesiskyrė daugiau kaip du kartus).

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Išanalizavus GTI dangų pažeidimo slenksčius ir pažeidimo morfologijas nustatyti dėsningumai, kuriuos galima pritaikyti didesnio LIDT čirpuotų veidrodžių optimizavimui, – maksimalus elektrinio lauko stipris ir elektrinio lauko pasiskirstymas keičia dispersinio veidrodžio LIDT: aukštesnis pažeidimo slenkstis pasiekiamas lokalizuojant elektrinio lauko maksimumus ant žemo lūžio rodiklio sluoksnių dėl didesnio pastarųjų draustinės energijos tarpo arba sumažinant elektrinio lauko stiprio vertę.
2. Optimizuojant elektrinio lauko pasiskirstymą čirpuotame veidrodyje, pastebėta, kad elektrinio lauko optimizacija sukelia storio padidėjimą, dėl rezonansinės veidrodžio srities pastorėjimo: optimizuoto elektrinio lauko čirpuotas veidrodis CM_2 buvo apie 12 % storesnis nei standartinis čirpuotas veidrodis CM_1 .
3. Palyginus skirtingų dispersinių dangų pažeidimų morfologijas, nustatyta, kad visoms dangoms ir visiems skirtingiems LIDT matavimo kampams pažeidimų vietose susiformavo iškilusios dangos struktūros, kurios įrodo, kad pažeidimai įvyko dangos vidiniuose sluoksniuose ir yra lokalizuota atskiruose sluoksniuose ar sluoksnių sandūrose.
4. Palyginus skirtingų GTIL ir GTIHL dangų pažeidimų SEM skerspjūvius, nustatyta, kad sluoksnių sandūros arba aukšto lūžio rodiklio sluoksniai yra pažeidžiami prie maždaug dvigubai mažesnio elektrinio lauko intensyvumo, lyginant su žemo lūžio rodiklio sluoksniais: $GTIL_0$ SEM skerspjūvio atveju 1450 % elektrinio lauko stiprio kvadratas žemo lūžio rodiklio sluoksnyje nesukėlė pastebimų pokyčių, o 750 % elektrinio lauko stiprio kvadratas gretimų sluoksnių sandūrose lėmė optinį pramušimą.
5. Išmatavus skirtingų čirpuotų veidrodžių LIDT nustatyta, kad optimizavus elektrinio lauko pasiskirstymą dangoje ir perskirsčius elektrinio lauko maksimumus iš aukšto lūžio rodiklio medžiagos (Ta_2O_5) į žemo lūžio rodiklio medžiagos (SiO_2) sluoksnius, bet išlaikant vienodas maksimalias elektrinio lauko stiprio vertes, galima padidinti čirpuoto veidrodžio LIDT bent du kartus, t.y. nuo $0,13 \pm 0,005 \text{ J/cm}^2$ čirpuotam veidrodžiui CM_1 iki $0,28 \pm 0,011 \text{ J/cm}^2$ čirpuotam veidrodžiui CM_2 1-į-1 matavimo režimu, ir apytiksliai prognozuoti vertes pagal GTI dangų LIDT priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio.

Literatūra

- [1] T. Brabec and F. Krausz, Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics, *Rev. Mod. Phys.*, **72**(2), 545-591 (2000), <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.72.545>
- [2] G. Mourou and T. Tajima, More Intense, Shorter Pulses, *Science*, **331**(6013), 41-42 (2011), <http://dx.doi.org/10.1126/science.1200292>
- [3] 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>
- [4] <http://www.eli-laser.eu/>. Tikrinta: 2016-05-12
- [5] http://www.attoworld.de/Documents/pdf/CALA-Flyer_englisch.pdf. Tikrinta: 2016-05-12
- [6] 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>
- [7] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.*, **56**(3), 219-221 (1985), [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8)
- [8] A. Piegari and F. Flory, *Optical Thin Films and Coatings: From Materials to Applications* (Woodhead Publishing Limited, 2013)
- [9] 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>
- [10] V. Pervak, M. Trubetskov, and A. Tikhonravov, Design consideration for high damage threshold UV-Vis-IR mirrors, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2009, pp. 75040A-75040A-10, <http://dx.doi.org/10.1117/12.835787>
- [11] I. B. Angelov, A. von Conta, S. A. Trushin, Z. Major, S. Karsch, F. Krausz, *et al.*, Investigation of the laser-induced damage of dispersive coatings, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2011, pp. 81900B-81900B-7, <http://dx.doi.org/10.1117/12.899116>
- [12] K. Starke, T. Gross, and D. Ristau, Laser-induced damage investigation in chirped mirrors for ultrashort-pulse laser systems, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2001, pp. 528-534, <http://dx.doi.org/10.1117/12.425058>
- [13] 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>
- [14] O. Stenzel, *The physics of thin film optical spectra : an introduction*. Berlin ; New York (Springer, 2005)
- [15] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings* (McGraw-Hill, 1989)
- [16] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters, Fourth Edition* (Taylor & Francis, 2010)
- [17] S. A. Furman and A. V. Tikhonravov, "Spectral Characteristics of Multilayer Coatings: Theory," in *Basics of Optics of Multilayer Systems*, ed: Editions Frontières, 1992
- [18] 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>
- [19] J. Nocedal and S. Wright, *Numerical Optimization* (Springer, 2006)
- [20] C. A. Floudas and P. M. Pardalos, *Encyclopedia of Optimization* (Springer, 2008)
- [21] W. H. Press, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing* (Cambridge University Press, 2007)
- [22] N. Kaiser and H. K. Pulker, *Optical Interference Coatings* (Springer, 2003)
- [23] 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>
- [24] N. U. Wetter, E. P. Maldonado, and N. D. Vieira Jr, Calculations for broadband intracavity chirp compensation with thin-film Gires-Tournois interferometers, *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, **13**(2), 31 (1998),

- [25] R. Szipöcs, A. Köhází-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>
- [26] 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>
- [27] 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>
- [28] 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>
- [29] *11254-1: Lasers and laser-related equipment - Determination of laser-induced damage threshold of optical surfaces - Part 1: 1-on-1 test* (ISO, 2000)
- [30] A. Dubietis, *Netiesinė Optika*. Vilnius (Vilnaus universitetas, 2011)
- [31] M. D. Chrisp, Some aspects of surface damage that can be explained with linear optics, in *Laser Induced Damage in Optical Materials*, 1973
- [32] 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>
- [33] 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>
- [34] 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>
- [35] 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>
- [36] 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>
- [37] D. Ristau, *Laser Induced Damage in Optical Materials* (CRC Press, 2014)
- [38] D. H. Martz, H. T. Nguyen, D. Patel, J. A. Britten, D. Alessi, E. Krous, *et al.*, Large area high efficiency broad bandwidth 800 nm dielectric gratings for high energy laser pulse compression, *Opt. Express*, **17**(26), 23809-23816 (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.023809>
- [39] J. Neauport, N. Bonod, S. Hocquet, S. Palmier, and G. Dupuy, Mixed metal dielectric gratings for pulse compression, *Opt. Express*, **18**(23), 23776-23783 (2010), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.023776>
- [40] J. A. Britten, W. A. Molander, A. M. Komashko, and C. P. Barty, Multilayer dielectric gratings for petawatt-class laser systems, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2004, pp. 1-7, <http://dx.doi.org/10.1117/12.524015>
- [41] J. Néauport and N. Bonod, Pulse compression gratings for the PETAL project: a review of various technologies, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials*, 2008, pp. 71320D-71320D-9, <http://dx.doi.org/10.1117/12.804413>
- [42] Z. Wang, G. Bao, H. Jiao, B. Ma, J. Zhang, T. Ding, *et al.*, Interfacial damage in a Ta₂O₅/SiO₂ double cavity filter irradiated by 1064 nm nanosecond laser pulses, *Opt. Express*, **21**(25), 30623-30632 (2013), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.030623>

- [43] 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>
- [44] B. Wang and L. Gallais, A theoretical investigation of the laser damage threshold of metal multi-dielectric mirrors for high power ultrashort applications, *Opt. Express*, **21**(12), 14698-14711 (2013), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.014698>
- [45] Optilayer optical coating software. <http://www.optilayer.com/>, Tikrinta: 2016-02-05
- [46] 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>

Simas Melnikas

**ELEKTRINIO LAUKO PASISKIRSTYMO DANGOS
STRUKTŪROJE ĮTAKA ČIRPUOTO AUKŠTOS NEIGIAMOS
DISPERSIJOS VEIDRODŽIO LAZERINIAM ATSPARUMUI**

Santrauka

Darbo tikslas – ištirti ir sumažinti elektrinio lauko įtaką didelės dispersijos veidrodžių lazerinio pramušimo slenksčiui. Darbe trumpai apžvelgiama optinių dangų struktūra, parametrų apibūdinančių optines dangas skaičiavimo algoritmai, pagrindiniai optimizacijos metodai, lazerinio pramušimo principai ir didelės dispersijos dangų veikimo modeliai. Taip pat aptariami pagrindiniai mokslinių publikacijų rezultatai daugiasluoksnių optinių dangų elektrinio lauko optimizavimo ir čirpuotų veidrodžių lazerinio atsparumo srityse.

Eksperimentinėje darbo dalyje aprašomi dviejų GTI tipo optinių dangų ir dviejų čirpuotų veidrodžių projektavimas ir parametrai. Suprojektuotos daugiasluoksnės dielektrinės dangos iš tantalio oksido (Ta_2O_5) ir silicio oksido (SiO_2) medžiagų, pasižyminčios skirtingos amplitudės elektrinio lauko intensyvumo maksimumais. Jonapluoščio dulkinimo technologija suformavus dangas išmatuotas lazerinio pažeidimo slenkstis 1-į-1 ir 1000-į-1 režimais 180 fs impulsais. GTI tipo dangų matavimai skirtingais kampais leido nustatyti LIDT priklausomybę nuo elektrinio lauko kvadrato, o čirpuotų veidrodžių matavimai patvirtino, kad optimizuoto elektrinio lauko čirpuoto veidrodžio pažaidos slenkstis padidėja. Elektrinio lauko optimizacijos strategija čirpuotiems veidrodžiams buvo suplanuota pagal GTI dangų pažaidos taškų morfologinę ir struktūrinę analizę optiniu mikroskopu, kontaktiniu profilometru ir skenuojančiu elektronų mikroskopu – elektrinio lauko intensyvumo maksimumai buvo perskirstyti į žemo lūžio rodiklio sluoksnius, minimizuojant elektrinį lauką aukšto lūžio rodiklio sluoksniuose.

Darbe nustatyta dispersinių dangų pramušimo slenksčio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio sutampa tarp GTI tipo dangų ir sudėtingesnės sandaros čirpuotų veidrodžių. Tačiau optimizuoto elektrinio lauko čirpuoto veidrodžio pažaidos taško sandarai paaiškinti reikalingi papildomi modeliavimo tyrimai.

Simas Melnikas

INFLUENCE OF ELECTRIC FIELD DISTRIBUTION FOR CHIRPED HIGH NEGATIVE DISPERSION MIRROR OPTICAL RESISTANCE

Summary

The purpose of this work was to investigate and minimize the influence of electric field distribution for high dispersion chirped mirror laser-induced damage threshold (LIDT). In this work theory of multilayer optical coating structure and parameter calculations, as well as optimization algorithms, coating breakdown models and dispersive coating structure was described. Additionally, previous achievements and scientific publications results in the area of electric field intensity optimization of dielectric coatings and chirped mirror optical resistance are summarized.

In experimental section of the work design procedure and main parameters of two Gires Tournois interferometer coatings as well as a couple of chirped mirrors are described. Coatings of tantalum pentoxide (Ta_2O_5) and silicon dioxide (SiO_2) had several electric field intensity maxima of different amplitude. Multilayers were sputtered with IBS technology and their laser induced damage threshold (LIDT) was tested by 1-on-1 and 1000-on-1 methods with 180 fs duration pulses. LIDT measurements of GTI samples with different angles of incidence provided data for LIDT dependency on electric field intensity, and LIDT measurements of standard and electric field optimized chirped mirrors proved the fact that LIDT may be improved by electric field optimization. Optimization strategy for electric field distribution was determined from morphological and structural analysis of damage sites with optical microscope, contact profilometer and scanning electron microscope. This strategy included reallocation of electric field peaks from high refractive index material layers to low refractive index layers by minimizing electric field in high refractive index layers only.

LIDT dependency on electric field intensity determined in this work is valid for both GTI type coatings and chirped mirrors having slightly more complex layer structure and electric field distribution. Although damage site structure of optimized electric field chirped mirror was not completely explained and may be addressed in future research.