

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Lukas Barzdėnas

ERDVINIŲ MODŲ IR PLUOŠTO PARAMETRŲ TYRIMAS DIDELĖS GALIOS
ASTIGMATINIUOSE LAZERINIUOSE OSCILIATORIUOSE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerių fizika ir optinės technologijos
studijų programa

Studentas

Lukas Barzdėnas

Darbo vadovas

dr. Ignas Stasevičius

Centro direktorius

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

Turinys

1	Įvadas	3
2	Literatūros apžvalga	5
	2.1 Lazerinė generacija	5
	2.1.1 Lazerinio rezonatoriaus sandara	5
	2.2 Spinduliuotės generacija	5
	2.2.1 Rezonatoriaus stabilumas	6
	2.3 Gauso pluoštas	7
	2.4 Išilginės ir skersinės modos	7
	2.5 Optiniai komponentai rezonatoriuje	9
	2.5.1 Įsisotinantis sugėriklis	9
	2.5.2 Kero lęšis	10
	2.5.3 Harmonikų generacija	11
	2.5.3.1 Dažnio didinimas	11
	2.5.3.2 Dažnio mažinimas	12
	2.5.4 Fazinės moduliacijos valdymas	14
	2.6 Elementai lazerinėse sistemose	14
	2.7 Šiluminis lęšis	16
	2.8 Šviesos sklidimo aprašymas	17
	2.8.1 Matematinis pluošto sklidimo aprašymas ir aproksimacijos	17
3	Tyrimo metodika	19
	3.1 Modeliavimas	19
	3.2 Pluošto kokybės matavimai	19
	3.3 Astigmatizmo kompensavimas	20
	3.4 Lazerinio osciliatoriaus modeliavimas	21
4	Rezultatai	24
	4.1 Osciliatoriaus pluošto tyrimas	24
	4.1.1 Pluošto kokybės taisymas	26
	4.1.2 Pluošto M^2 faktoriaus analizė	28
	4.1.3 Astigmatizmo kompensavimo įvertinimas	31
	4.1.4 Pilnai kompensuotas taškas	33
	4.1.5 Aukštesnių skersinių modų generacija	34
	4.1.6 Pluošto kokybės priklausomybė nuo galios	35
	4.2 Kaupinimo ir generacijos diametrų tyrimas	40
	4.2.1 Skaitmeninis osciliatoriaus modelis	47
5	Išvados	50
	Literatūros sąrašas	51

6	Santrauka	56
7	Summary	57

1 Įvadas

Daugiau nei pusė amžiaus praėjo nuo tada, kai Teodoras Haroldas Maimanas pademonstravo pirmąjį veikiantį rubino lazerį [1]. Gauta lazerio šviesa pasižymėjo unikaliomis savybėmis: erdviniu ir laikiniu koherentiškumu, maža divergencija (spindulys sklinda lygiagrečiai optinei ašiai), monochromatiškumu ir dideliu energijos tankiu. Šios patrauklios lazerių savybės žadėjo platų pritaikymą ir kėlė didelį susidomėjimą, kas savaime skatino ir jų tobulėjimą.

Laikui bėgant lazerių veikimo parametrai plėtėsi: didėjo galia, plėtėjo darbinis spektro diapazonas, dėka kokybės moduliacijos ar modų sinchronizacijos atsirado impulsiniai lazeriai, bei atsirado įvairių tipų lazerių: dujinių, kieto kūno, puslaidininkinių, šviesolaidinių [2]. Šiai dienai lazeriai ar jų sistemos sugeba generuoti spinduliuotę tiek UV, tiek regimojoje, tiek infraraudonojoje srityse, gali generuoti ne tik nuolatinėje veikoje [3], bet ir įvairios trukmės impulsus, kurie gali būti trumpesni net femtosekundžių eilės [4], o patys lazeriai gali būti nuo degtukų dėžutės dydžio iki kelių pastatų dydžio [5] ir generuoti petavatines galias [6]. Taip pat svarbios ir lazerio pluošto savybės (erdvinis koherentiškumas, didelis pluošto intensyvumas) [7], būtent dėl jų šviesa gali būti lengvai fokusuojama, nukreipiama, pataikoma ir valdoma labai preciziškai [8]. Visos šios lazerių savybės rado pritaikymą įvairiose srityse: apdirbime, medicinoje, mokslo tyrimuose, spektroskopijoje, meteorologijoje, karyboje, komunikacijose ir daug kitų sričių [9–11].

Nenuostabu, kad tobulėjant lazeriams, sudėtingėja ir jų konstrukcijos. Norint išgauti specifines savybes, reikalingi papildomi elementai (pvz. antrai harmonikai generuoti, reikia netiesinio kristalo, kokybės moduliacijai – elektrooptinio elemento ir pan.). Šiuos elementus stengiamasi sudėti į rezonatoriaus vidų dėl keleto priežasčių: rezonatoriaus viduje yra didelis intensyvumas, kuris labai svarbus netiesiniams procesams reikštis, taip pat egzistuoja efektai, kurie pasiekiami tik turint elementą rezonatoriaus viduje (pakopinis kvadratinis netiesiškumas, įgalinantis generuoti solitonus rezonatoriuje [12]), bei, žinoma, elementui esant rezonatoriaus viduje supaprastėja sistema. Deja, papildomi elementai sistemoje gali įnešti įvairių nuostolių ar nepageidaujamų ydų (aberacijų), kurios riboja lazerio kokybę ir pritaikymą.

Rezonatoriuose, dėl energijos nuostolių (atspindžio, sklaidos), aberacijų ir grupinių greičių dispersijos, vengiama naudoti pralaidumo komponentus ir vietoje jų pasirenkami kreivi veidrodžiai, į kuriuos pluoštas krenta kampu nelygiu nuliui. Tai lemia skirtingą rezonatoriaus stabilumo parametą horizontalioje ir vertikalioje plokštumoje, o kartu ir skirtingas rezonatoriaus modų savybes bei išvadinio pluošto parametrus. Taip pat osciliatoriuose neišvengiami ir terminiai efektai, tokie kaip šiluminis lęšis, kurie, esant didelėms galioms, gali stipriai iškraipyti pluoštą ir pabloginti jo kokybę [13, 14].

Tad šio darbo tikslas – suprojektuoti rezonatorių, ištirti jo pluošto savybes nuolatinėje veikoje ir pasinaudojus gautais rezultatais, ištirti galimybes eliminuoti astigmatizmą rezonatoriuose su keletu sąsmaukų ir gauti geras išvadinio pluošto eliptiškumo ir astigmatizmo savybes.

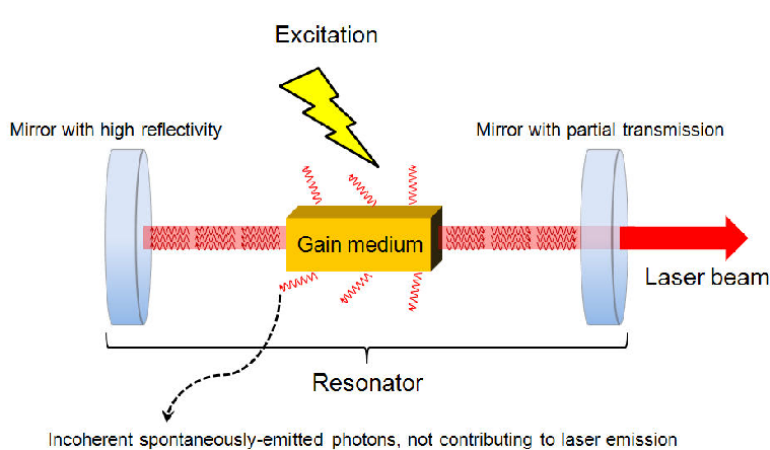
Kartu ištirti pluošto kokybės kitimą didėjant išvadinei galiai ir pabandyti gautus rezultatus paaiškinti teoriniais skaičiavimais ir modeliavimais.

2 Literatūros apžvalga

2.1 Lazerinė generacija

2.1.1 Lazerinio rezonatoriaus sandara

Daugelio lazerių pagrindinis elementas yra rezonatorius, kurio pagrindinė funkcija kaupti energiją spinduliuotės pavidalu. 1 paveikslėlyje pavaizduotas paprasčiausias rezonatoriaus pavyzdys, sudarytas iš dviejų veidrodžių, iš kurių vienas visiškai atspindi spinduliuotę, o antrasis dalinai, aktyviosios terpės ir kaupinimo šaltinio [15]. Aktyviajam elementui gali būti naudojamos įvairios medžiagos ir jų agregatinės būsenos, kas nulems lazerio tipą. Dažniausiai sutinkami lazeriai: kieto kūno, CO_2 , šviesolaidiniai, diodiniai, eksimeriniai ir dažų lazeriai [16]. Toliau bus kalbama apie kieto kūno lazerinius osciliatorius, nes būtent tokio tipo bus naudojamas tiriamajame darbe.



1 pav. Elementari lazerio rezonatoriaus schema [17]

2.2 Spinduliuotės generacija

Norint sugeneruoti lazerinę spinduliuotę, be prieš tai aptartų elementų, reikalingas ir kaupinimo šaltinis, kuris energiją perduotų į aktyvųjį elementą, tam dažniausiai naudojami įvairūs šviesos šaltiniai: diodai, blykstinės lempos ar kiti lazeriai [16]. Turint tokį supaprastintą dizainą (1 pav.) generacija prasideda nuo savaiminės emisijos šuolio iš sužadintos į pradinę elektroninę būseną. Kad ši silpna fliuktuacija virstų lazerine spinduliuote, yra reikalingas grįžtamasis ryšys, kurį rezonatoriuje sukuria veidrodžiai. Tad su kiekvienu rezonatoriaus apėjimu, pradžioje silpnas signalas stiprėja ir galiausiai išeina pro galinį veidrodį, suformuodamas spinduliuotę [18]. Šiam procesui vykti svarbi sąlyga yra – išlaikyti nuostolius per vieną apėjimą mažesnius, nei vieno apėjimo stiprinimas. Nuostoliai yra dvejopi: naudingi - išeinanti spinduliuotė, nenaudingi - praradimas dėl sugerties ar sklaidos [19]. Taip pat egzistuoja ir kitų sąlygų, kurios turi būti išpildytos, norint gauti lazerinę spinduliuotę, jas aptarsime kitame skyrelyje.

2.2.1 Rezonatoriaus stabilumas

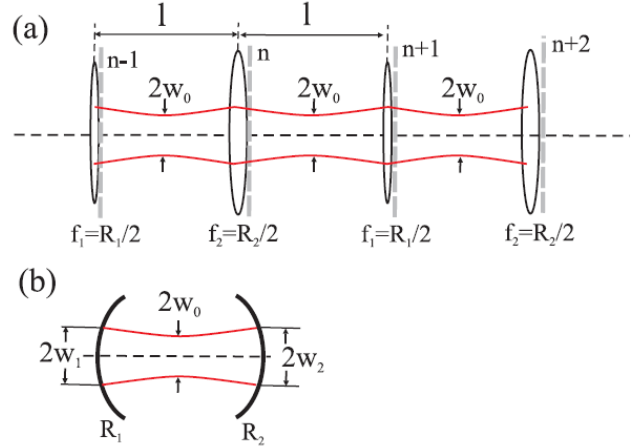
Anksčiau pateiktame rezonatoriaus pavyzdyje buvo minėta tik veidrodžių pralaidumai, bet didelę įtaką visam veikimui turi ir tų veidrodžių forma (išlinkimas) ir atstumas tarp jų. Šie du parametrai nulems rezonatoriaus stabilumą. Matematiškai stabilumo sąlygą galima aprašyti pasinaudojus ABCD matricas ir rezonatorių nagrinėjant kaip lęšių bangolaidį (2 pav. a)).

Nagrinėdami kaip bangolaidį, galime matyti, kad jame pasiliks tik pluoštai ar spinduliai, kurie konverguoja (nenutolsta per toli nuo optinės ašies) ir neišeina iš fizinės lęšių (veidrodžių) apertūros. Tada norint pereiti prie rezonatoriaus, patogu įsivaizduoti, kad bangolaidis yra "sulankstomas" ir gauname 2 pav. b) pavaizduotą situaciją. Ją aprašius ABCD matricomis, gauname štai tokią išraišką:

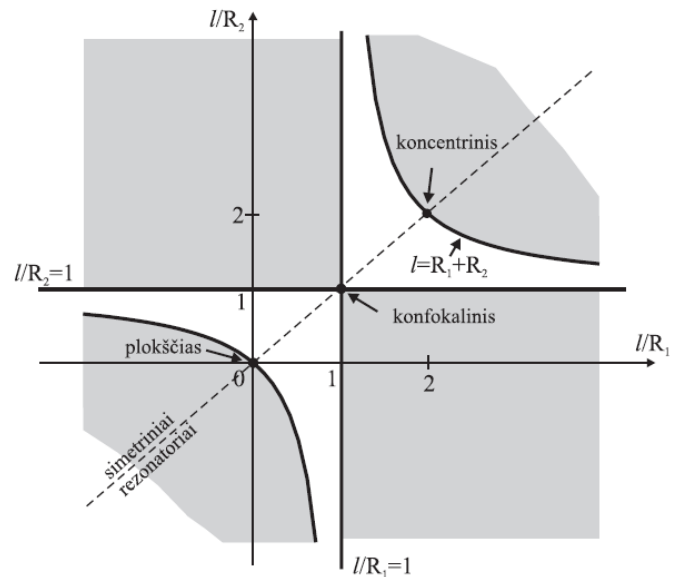
$$0 \leq \left(1 - \frac{l}{R_1}\right) \left(1 - \frac{l}{R_2}\right) \leq 0 \quad (1)$$

čia R – veidrodžių kreivumo spinduliai, l – rezonatoriaus ilgis [21]. Taigi turima sąlyga apibrėžia, kada rezonatoriuje bus grįžtamasis ryšys ir ar galima lazerinė generacija. Svarbu pabrėžti, kad yra atvejų, kai lazeriai naudoja nestabilius rezonatorius, bet apie tokio tipo lazerius nekalbėsime [22].

(1) išraiška gali būti ir atvaizduota grafiškai (3 pav.), kur baltos zonos žymi sritis, kai rezonatorius stabilus, o pilkos, kai nestabilus ir difrakciniai nuostoliai per dideli, kad būtų generuojama spinduliuotė [20]. Taip pat stabilumas svarbus



2 pav. a) šviesos pluošto sklaidimas per lęšių bangolaidį b) šviesos pluošto padėtis rezonatoriuje [20]

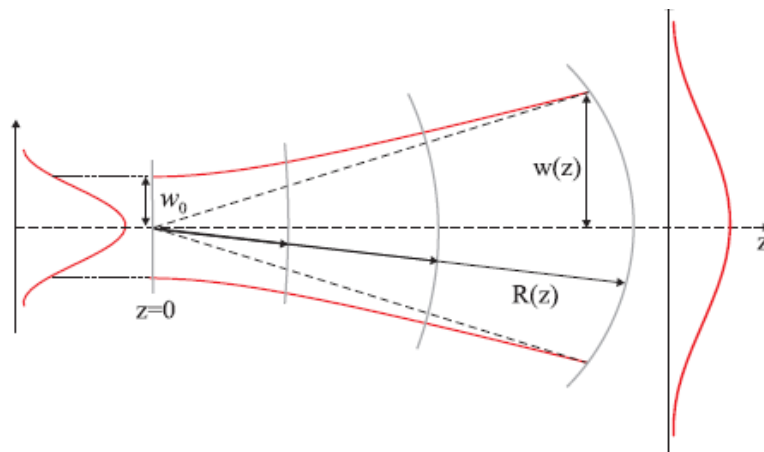


3 pav. Rezonatoriaus stabilumo diagrama [20]

netik generacijai, bet ir modų sinchronizacijai kero lęšio būdu, nes tik šalia stabilumo ribos galima gauti modų sinchronizaciją [23].

2.3 Gauso pluoštas

Kalbant apie lazerinę spinduliuotę, pravartu paminėti, kad visi lazeriai generuoja gauso pluoštus, kurie yra aprašomi trimis pagrindiniais parametrais: bangos fronto kreivumo spinduliu R , sąsmaukos pločiu w_0 ir Reilėjaus ilgiu z_R , kuris nusako per kokį atstumą pluošto diametras padidėja $\sqrt{2}$ karto.



4 pav. Gausinio pluošto sklidimas ir parametrai [20]

Tarpusavyje šie parametrai susiję štai tokiais sąryšiais:

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right)^{1/2} \quad (2)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right) \quad (3)$$

kur z_R yra išreiškiamas taip:

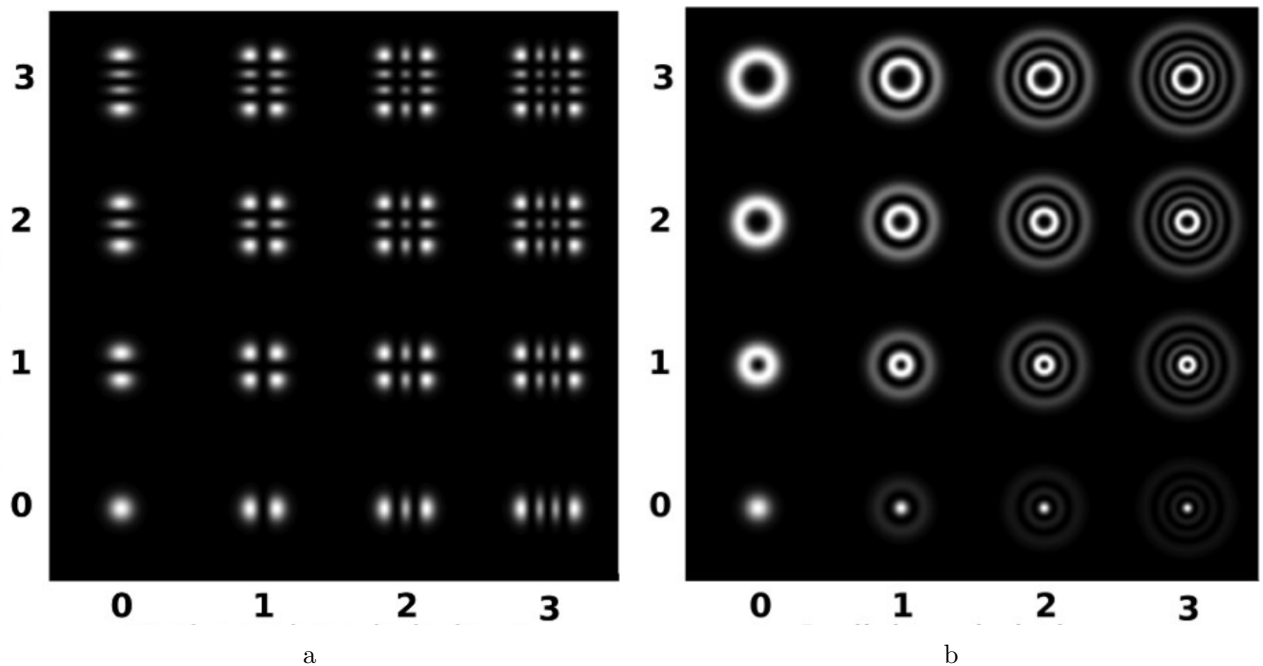
$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4)$$

čia λ - bangos ilgis. Kaip matyti, kuo didesnis bangos ilgis ir kuo mažesnė pluošto sąsmauka, tuo pluoštas plėsis greičiau.

2.4 Išilginės ir skersinės modos

Išilginės ir skersinės modos apsprendžia rezonatoriuje atsiradusio puošto parametrus, tad trumpai aptarkime, kas jos ir kaip aprašomos.

Skersinės modos, dar kitaip vadinamos erdvinėmis, yra elektromagnetinio lauko intensyvumo pasiskirstymas plokštumoje, statmenoje spinduliuotės sklidimo kryptčiai. Anksčiau minėta, kad lazeriai generuoja Gausinius pluoštus, tačiau tai tik paprasčiausia, bet kartu ir naudingiausia, skersinė moda, kurią galima stebėti [20]. Bendru atveju, galimos modos yra randamos sprendžiant paraksialinę, dvi-dimensinę harmoninio osciliatoriaus lygtį. Sprendiniai stačiakampėje koordinčių sistemoje pateikti 5 pav. vadinami a) Ermito-Gauso (HG) modomis, o cilindrinėje sistemoje modos vadinamos Lagero-Gauso (LG) (5 pav. b)). [24]. Visos šios modos gali būti sugeneruotos naudojant diodais kaupinamud kietakūnius lazerius [25]. Kaip matyti, abiejų sistemų nulinių indeksų modos TEM_{00} (Transverse Electromagnetic wave Modes) yra Gauso pluoštas, kuris ir yra plačiausiai naudojamas praktikoje, nes palyginus su kitais pluoštais yra lengviau fokusuojamas ir centre turi didžiausią intensyvumą, kas leidžia patogiau valdyti TEM_{00} modą [26]. Taip pat lengviau generuojamos, nes rezonatoriuje yra ribojanti apertūra, TEM_{00} moda susifokusuoja į mažesnę dėmę nei TEM_{01} ir patiria mažesnius nuostolius. Stabiliuose rezonatoriuose yra stebimos ir kitokių formų modos, kaip Inco Gauso (Ince-Gaussian) [27].



5 pav. a) Ermito-Gauso (HG) modos, b) Lagero-Gauso (LG) modos [28]

Išilginės modos– rezonatoriaus stovinčios bangos. Tai tokios bangos, kurios gali osciliuoti rezonatoriuje ir šių bangų dažniai yra išreiškiami taip:

$$f = \frac{cN}{2L} \quad (5)$$

kur c - šviesos greitis, L – rezonatoriaus ilgis, N - sveikasis skaičius nurodantis stovinčiosios

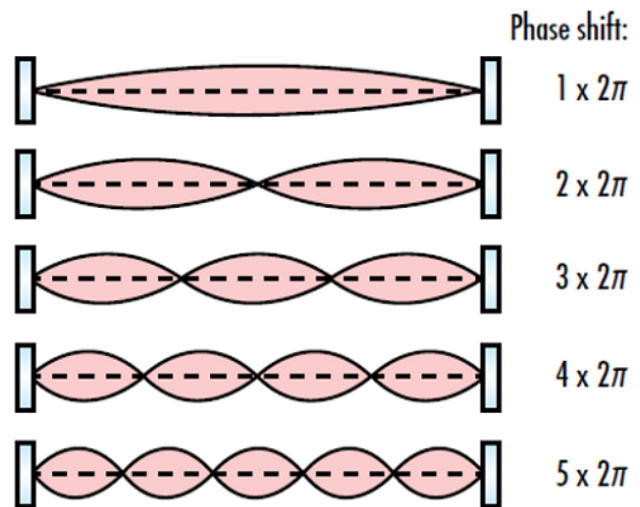
pusbangės numerį. Skaičius N išplaukia iš to, kad tik bangos, kurių pusės bangos ilgio kartotinis atitinka rezonatoriaus ilgiui, t.y. bangos mazgai yra ant rezonatoriaus veidrodžių 6 pav.

Ši sąlyga atsiranda iš to, kad bangos, kritusios ir atsispindėjusios nuo veidrodžių interferuoja destruktiviai ir išnyksta, todėl lieka tik tos, kurių mazgai yra ties veidrodžiais. Tada gauname štai tokią sąlygą:

$$L = N \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Kaip matyti, rezonatorius dažniausiai palaiko daugybę išilginių modų, kurių skaičius gali būti skaičiuojami tūkstančiais. Taip pat praktikoje yra sėkmingai sukurti ir vienmodžiai lazeriai [29].

Taigi apibendrinant rezonatoriuje palaikomas modas, galima teigti, kad klasikiniu atveju rezonatorius palaiko išilgines modas, kurios sudaro skersinę modą ir daugiausia lemia lazerio spinduliuojamos linijos plotį ir koherentiškumo ilgį ir dažniausiai būna TEM_{00} . Tuo



6 pav. Išilginės modos rezonatoriuje

tarpu skersinės modos, lemia pluošto diametrą, skėstį ir intensyvumo pasiskirstymą [19, 20].

2.5 Optiniai komponentai rezonatoriuje

Anksčiau aptartuose pavyzdžiuose buvo naudojamas pats elementariausias rezonatoriaus pavyzdys (1 pav.) vos su keliais optiniais elementais: du veidrodžiai ir lazerinė terpė. Komerciškai naudojami lazerių rezonatoriai yra žymiai sudėtingesnės konstrukcijos, kurių dizaino kokybė smarkiai apsprendžia viso lazerio veikimą. Taip pat juose būna ir įvairių kitų optinių elementų, tarnaujančių skirtingoms paskirtims. Tad šiame skyrelyje aptarsime keletą dažnai naudojamų komponentų, jų veikimą bei su kokiomis kliūtimis tenka susidurti.

2.5.1 Įsisotinantis sugėriklis

Sugeriantis įsisotinantis puslaidininkinis veidrodis (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) arba trumpiau SESAM. Šio tipo sugėriklis buvo pasiūlytas 1992 metais ir suteikė galimybę generuoti femtosekundinius impulsus [30]. SESAM rezonatoriuje veikia kaip veidrodis, kuris pradžioje sugeria generuojamus fotonus, bet pasiekus soties intensyvumą veidrodis pasidaro

atspindintis, taip sumažindamas nuostolius ir padidindamas rezonatoriaus kokybę. Tokiu būdu yra išspinduliuojamas impulsas, kurio trukmė priklauso nuo SESAM sužadinto lygmens gyvavimo trukmės. Naudojant skirtingas pulsaidininkų kombinacijas, galima išgauti sugėrikli plačiam bangos ilgių diapazonui [31].

Nors SESAM yra chemiškai stabilus, tačiau jo sugerties ir atspindžio pokyčio diapazonas varijuoja tik aplink 5% ir taip pat turi žemą soties intensyvumą, tad netinka didelės energijos impulsams [32].

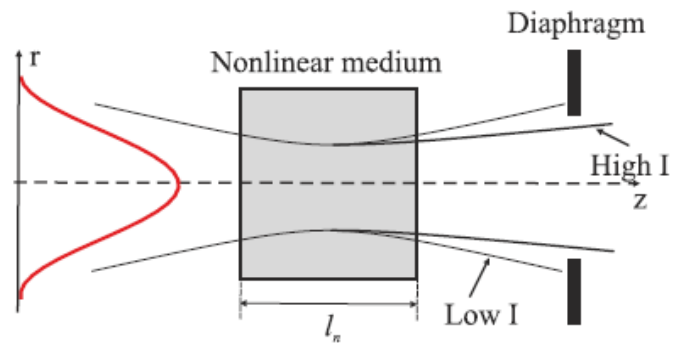
2.5.2 Kero lęšis

Tai dar vienas būdas, kaip praktikoje yra generuojami ultratrumpi impulsai. Šis reiškinys paremtas netiesinės optikos dėsniais, kai medžiagoje lūžio rodiklis (n) priklauso nuo šviesos intensyvumo

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (7)$$

čia I – šviesos intensyvumas. Rezonatoriaus viduje spinduliuotė sugeba įnešti lūžio rodiklio pokytį vos $10^{-5} - 10^{-6}$ eilės ir to užtenka, kad prasidėtų fokusavimasis. Kadangi, intensyvumo skirstinys yra Gauso pavidalo, todėl pluošto kraštuose intensyvumas mažesnis ir lūžio rodiklio pokytis mažesnis, tuo tarpu pluošto centre pokytis didžiausias, todėl kraštuose šviesa keliauja greičiau, nei centre. Toks pasiskirstymas išlenkia pluošto frontą, kas priverčia pluoštą fokusuotis. Toks reiškinys galimas visose skaidriose medžiagose, nes visos pasižymi elektriniu netiesiškumu [33].

Ši savybė yra puikiai pritaikoma praktikoje generuoti ultratrumpuosius impulsus. Principinė to schema pateikta 7 pav. Be netiesinės terpės, reikalinga ir diafragma, kurios paskirtis įnešti nuostolius rezonatoriuje. Kol pluošto intensyvumas nėra didelis, t.y. nepakankamas indukuoti Kero lęšio efekto, tol pluoštas kliūna už apertūros ir nuostoliai per



7 pav. Principinė kero lęšio schema [20]

dideli. Tačiau padidėjus pluošto intensyvumui, jis savaime pradeda fokusuotis, kas sumažina diametrą ir nebekliūna už apertūros, taip išleidžiant trumpą impulsą. Kero efekto relaksacijos trukmė labai trumpa (keletas femto sekundžių), kuri yra ribojama terpės elektronų debesies atsako greičiu. Ir taip pat šis efektas tinka įvairiems bangos ilgiams. Didžiausias nepatogumas,

kad šiam efektui reikia didelio intensyvumo, kas reikalauja turėti papildomą sąsmauką rezonatoriuje, bei šis efektas reikalauja pradinės fliktuacijos, kuri dažnai yra sukuriama dirbtiniu būtu (pvz. trinktelėjus per rezonatorių) [34].

2.5.3 Harmonikų generacija

Didžioji dalis kieto kūnų lazerių, dėl riboto energinių lygmenų derinimo, turi siaurą emisijos spektro pasirinkimą, kuris yra artimoje infraraudonojoje srityje (išimtis Ti: safyras ir kiti vibroniniai lazeriai [35]). Čia į pagalbą ateina netiesinė optika, kuri leidžia efektyviai gauti naujus spinduliuotės dažnius. Naudojant skaidrius, dvigubai laužiančius kristalus, su antrosios eilės netiesiškumais, galima gauti didesnius ir mažesnius dažnius, nei pradinė generuojama spinduliuotė, tokiu būdu padengiant tiek matomąją spektro dalį, tiek tolimesnę infraraudonąją. Tad trumpai aptarsime, kokiais būdais tai vyksta [21].

Bendru atveju, netiesiniai efektai yra nulemti aukštesnių eilių netiesiškumų medžiagoje, kurie mažų intensyvumų atveju yra nepastebimai maži, todėl norint juos stebėti reikia turėti didelius intensyvumus. Šviesos bangai sklindant per skaidrią medžiagą, jos elektrinis ir magnetinis laukas sąveikauja su medžiaga ir keičia jos elektronų ir atomų laikinį ir erdvinį pasiskirstymą, poliarizuoja. Šis pasiskirstymas svyruoja tokia pat sinusoide, kaip ir krintantis elektrinis laukas, o taip svyruodami dipoliai perspinduliuoja tą patį dažnį. Netiesinio atsako atveju, dipoliai neatkartoja identiška pradinio dažnio, to pasekoje praėjusioje bangoje atsiranda papildomi dažniai [21]. Tokią dipolinio momento (poliarizuotumo) priklausomybę nuo spinduliuotės intensyvumo galima aprašyti taip:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (8)$$

čia ϵ_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, $\chi^{(n)}$ – optinis jautris. Standartiški $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$, todėl netiesiniai efektai yra nereikšmingi, neturint labai didelio elektrinio lauko intensyvumo.

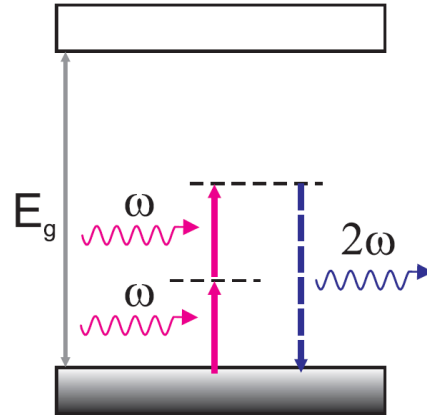
2.5.3.1 Dažnio didinimas Paprasčiausias netiesinės optikos reiškiny, tai antros harmonikos generacija, dar kitaip vadinamas dažnio dvigubiniu. Jos metu, krintanti spinduliuotė yra verčiama į dvigubai didesnio dažnio bangą. Toks veikimas, lengvai matosi išsireiškus netiesinį poliarizuotumą per spinduliuotės elektrinį lauką:

$$P^{(2)}(t) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E E * + (\epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-2i\omega t} + k.j.) \quad (9)$$

čia k.j. – kompleksinis jungtinis. Iš išraiškos aiškiai pastebima, kad yra 2 dažniniai komponentai. Vienas yra nulinio dažnio, kuris spinduliuotės nekurs, nes yra nepriklausomas nuo laiko. Antroji dažninė komponentė bus atsakinga už naują atsiradusi, dvigubai didesnio dažnio spinduliuotę [36].

Kitas patogus būdas suprasti šį reiškinį, yra per energijos lygmenų diagramą (8 pav.). Žiūrint šią schemą, matyti, kad du pradinės spinduliuotės fotonai yra "sugeriami" vykstant šuoliui į virtualius lygmenis ir vėliau išspinduliuoja tik vieną fotoną dvigubai didesnės energijos. Svarbu paminėti, kad šie virtualūs lygmenys nėra tikri ir atsiranda dėl mažų perturbacijų. Šių lygmenų ir gyvavimo trukmė yra daug trumpesnė nei realių ir gali būti išreikšta per neapibrėžtumą ir bus lygi $\hbar/\delta E$, kur δE – atstumas iki artimiausio realaus lygmens.

Giminingas reiškinys dvigubo dažnio generacijai yra suminio dažnio generacija. Galima sakyti, kad tai identiškas procesas, tik šiuo atveju sąveikauja ne to pačio dažnio spinduliuotės. Kombinuojant šiuos du procesus, įmanoma gauti nemažai kitų dažnių: trečią (w_3), ketvirtą (w_4), penktą (w_5) ir aukštesnių eilių harmonikas. Teoriškai, jei turime izotropišką terpę, tai galima generuoti trečią (w_3) harmoniką naudojant aukštesnės eilės netiesiškumą ($\chi^{(3)}$), tačiau praktiškai to daryti neverta, nes trečios eilės efektyvumas yra daug kartų mažesnis nei antros ($\chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$), todėl daug efektyviau naudoti dažnių sumavimą.

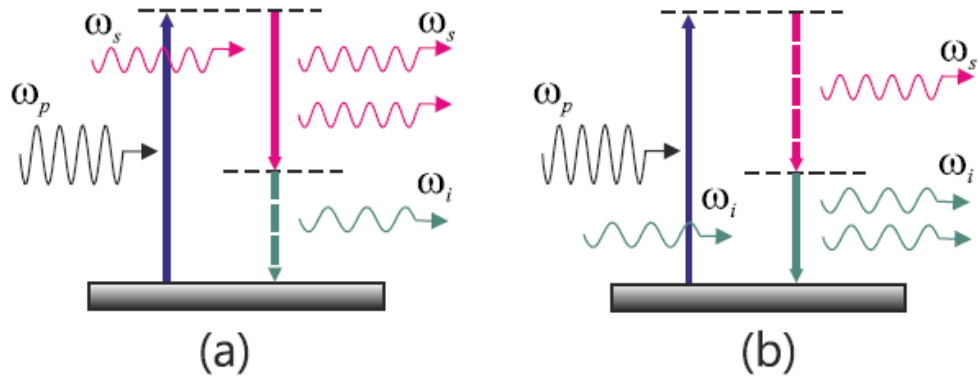


8 pav. Dvigubo dažnio generacijos energinių lygmenų schema [20]

2.5.3.2 Dažnio mažinimas Vienas iš dažnio mažinimo būdų, yra skirtuminio dažnio generacija. Nors procesas yra labai panašus į prieš tai aptartus, tačiau turi porą didesnių skirtumų. Pirmiausia, suminio dažnio generacija yra trijų bangų sąveika (iš dviejų verčia į vieną didesnio dažnio), tuo tarpu skirtuminio dažnio generacija yra tribangė sąveika. Šiuo atveju, į netiesinį kristalą krenta dvi skirtingo dažnio bangos ir taip pat dvi skirtingo dažnio bangos yra išspinduliuojamos 9 pav.

Kitas skirtumas nuo dažnių sumavimo yra tai, kad sumuojant bangas, pradinės bangos amplitudė mažėja ir, idealiu atveju, visiškai pavirsta naujo dažnio spinduliuote, tuo tarpu skirtuminio dažnio atveju viena iš pradinių bangų (ta kuri didesnio bangos ilgio) yra stiprinama dėl parametrinio stiprinimo [37].

Iš esmės, skirtuminio dažnio generacija yra identiškas procesas parametriniui stiprinimui. Vienintelis skirtumas tas, kad skirtuminio dažnio generacijoje yra naudojamos iškart dvi skirtingos bangos, kai parametriniame stiprinime yra naudojama tik viena kaupinimo banga w_p . Parametrikos atveju, bangos yra vadinamos taip: kaupinimo w_p , signalinė w_s ir šalutinė w_i .



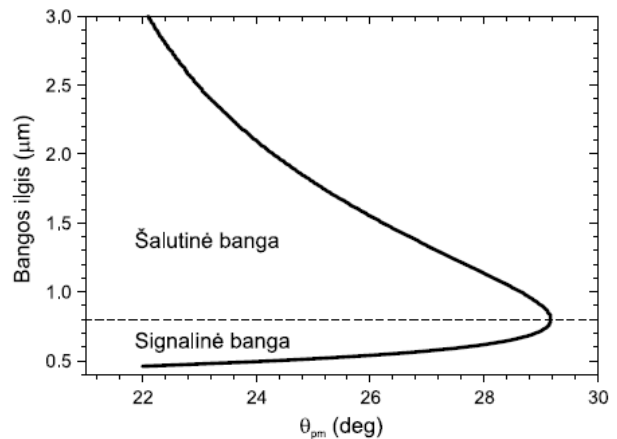
9 pav. Skirtuminio dažnio generacijos ir parametrinio stiprinimo energinių lygmenų schema [20]

Pats parametrinis generavimas yra skirstomas į parametrinę fluorescenciją ir parametrinę superfluorescenciją. Pirmuoju atveju tai procesas, kurio metu yra iš triukšmų atsiradusi spinduliuotė yra stebima tik kryptimis, tenkinančiomis fazinio sinchronizmo sąlygą. Parametrinė superfluorescencija – tai antrinis fluorescencijos procesas, kai dėl grįžtamojo ryšio ir priverstinės emisijos, fliktuacijų sukelta spinduliuotė pradeda stiprintis. Kitaip sakant, parametrinė superfluorescencija – tai sustiprėjusi parametrinė fluorescencija.

Norint turėti parametrinę generaciją būtina tenkinti fazinio sinchronizmo sąlygą:

$$w_p n_e(w_p, \theta_{pm}) = w_s n_o(w_s) + w_i n_o(w_i) \quad (10)$$

Ši išraiška parodo, kad keičiant kampą θ_{pm} (kristalo padėtį optinės ašies atžvilgiu), keisis ir dažniai signalinės ir šalutinės bangos dažniai. Taigi tai leidžia daug lengviau reguliuoti signalinės spinduliuotės dažnį, kurio kitimas gali būti pasirenkamas labai tolygus. Ir idealiu atveju signalinės bangos dažnį galima keisti nuo $w_p/2$ iki w_p , o šalutinės nuo 0 iki $w_p/2$. Žinoma, realiose sistemose platų derinimo diapazoną gali riboti kristalų sugertis. 10 paveikslėlyje pateikta kaip keičiant BBO kristalo kampą galima derinti signalinės ir šalutinės bangos dažnius (bangos ilgius), kai kaupinimui w_p yra naudojama 400nm spinduliuotė [20].

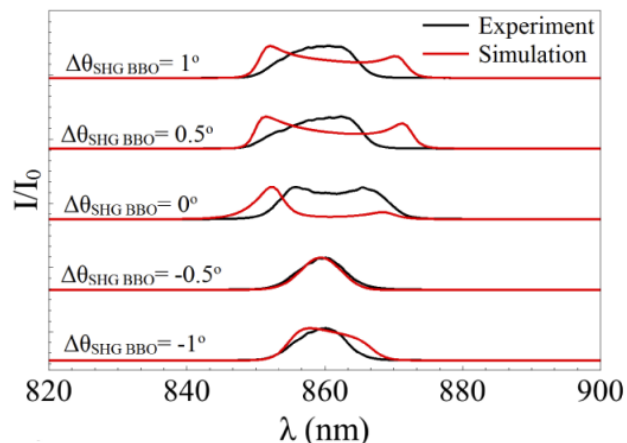


10 pav. Šalutinės ir signalinės bangos dažnių priklausomybė nuo pasukimo kampo [20]

2.5.4 Fazinės moduliacijos valdymas

Antrai harmonikai naudojamą kristalą, galima panaudoti ir valdyti fazinę moduliaciją. Didelių galių diskiniuose lazeriuose ar parametrinuose osciliatoriuose, viduje dėl pluošto sąveikos su oru vyksta fazinė savimoduliacija ir pasireiškia grupinių greičių dispersija (GGD). Šį procesą galima sumažinti rezonatoriuje turint vakuumą, tačiau toks būdas nėra patogus. Kitas būdas yra naudoti faziškai nesuderintą antros harmonikos kristalą, kurio dėka pasireiškia stiprus pakopinis $\chi^{(2)}$ su

ženklų priešingumu su pagrindiniu. Toks procesas leido 2018 metais sukurti didžiausios išvadinės galios SESAM lazerį (vidutinė 210W galia, 780fs) [38]. Taip pat GGD valdymas leidžia generuoti solitonus rezonatoriaus viduje [12]. 11 paveikslėlyje pateikti eksperimentų rezultatai, kai keičiant BBO kristalo kampą, galima valdyti impulso savimoduliaciją.



11 pav. Eksperimentiniai ir teoriniai spektrai, keičiant BBO kristalo kampą [12]

2.6 Elementai lazerinėse sistemose

Aukščiau aptarti procesai (kero lęšis, harmonikų generacija ir pan.) yra labai naudingi ir plačiai naudojami praplečiant lazerių veikimo ribas, tačiau visi jie reikalauja papildomų elementų (kristalų, veidrodžių) optinėje sistemoje. Taip pat naudojant šiuos elementus yra būtina didelis spinduliuotės intensyvumas (išskyrus SESAM), kad pasireikštų netiesiniai procesai. Vienas iš paprasčiausių būdų, didinti intensyvumą, yra fokusuoti spinduliuotę su lęšių ar kreivų veidrodžių pagalba. Šiam tikslui patogiu naudoti sulankstomus rezonatorius, nes tai leidžia turėti ir ilgą rezonatorių, ir nesunkiai gauti papildomas sąsmaukas (fokuso taškus), kurie būtini norint gauti netiesinius efektus [16]. Praktikoje dažnai pasirenkama spinduliuotę fokusuoti su sferiniais veidrodžiais vietoje lęšių, nes tai padeda sumažinti neigiamus dispersinius efektus ir sugerties bei atspindžio nuostolius [39]

Kitas svarbu niuansas – spindulio kritimo į kristalą kampas. Dažniausiai kristalai rezonatoriuje yra orientuojami stačiu kampu su lazerio pluoštu arba Briusterio kampu.

Briusterio kampas – poliarizacinis kampas. Krintant nepoliarizuotai šviesai Briusterio kampu, praėjusi šviesa tampa dalinai poliarizuota, o atsispindėjusi šviesa yra pilnai poliarizuota statmenai paviršiui, nuo kurio atsispindėjo. Tuo atveju, jei krenta jau poliarizuota šviesa briusterio kampu, tada nesusidaro joks atspindys ir visa šviesa pereina į kitą terpę [40]. Briusterio

kampas priklauso nuo paviršių, kurių vyksta atspindys ir yra išreiškiamas taip:

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (11)$$

kur n_1 ir n_2 – terpių lūžio rodikliai.

Lyginant kristalus pozicionuotus stačiu ir Briusterio kampu, pagaminti stačiu kampu kristalus yra brangesnis procesas, tačiau jie įneša daugiau rezonatoriaus nuostolių. Tai būtų galima sumažinti, naudojant neatspindinčias dangas, tačiau didelės galios ir trumpų impulsų atveju tai prasta išeitis, nes dangos sumažina pažeidimo slenkstį. Tuo tarpu kristalų Briusterio kampu naudojimas, sumažina atspindžio nuostolius, padidina poliarizacijos kontrastą ir padeda sumažinti parazitinių impulsų formavimąsi, taip pat nesant dangoms pažeidimo slenkstis yra didesnis.

Taigi natūralu, kad norint geresnės kokybės rezonatoriaus, naudosime tiek sferinius veidrodžius, tiek Briusterio kampu nupjautus kristalus, tačiau šie du komponentai įneša ydas pluošto parametrus – astigmatizmą ir asimetriją.

Turint sulankstomus veidrodžius, spinduliuotė į elementus krenta tam tikru kampu. Kai tai nutinka, ant sferinio veidrodžio, kuri fokusuoja ar kolimuoja pluoštą, sagitalinė ir tangentinė plokštuma pradeda fokusuotis skirtingame židinio nuotolyje, kas ir įneša astigmatizmą. Židinio nuotolis dviejose plokštumose išreiškiamas taip:

$$f_s(f, \theta) = \left(\frac{f}{\cos \theta}\right), \quad (12)$$

$$f_t(f, \theta) = f \cos \theta, \quad (13)$$

čia f_s ir f_t atitinkamai sagitalinės ir tangentinės plokštumos židinio nuotolis, θ – spindulio kritimo kampas, f – sferinio veidrodžio židinio nuotolis ($f = R/2$) [41].

Tuo tarpu kai kristalas išstatytas Briusterio kampu, per jį einančios spinduliuotės tangentinės plokštumos modos dydis plečiasi, vykstant spindulio lūžiui, o sagitalinės plokštumos moda išlieka nepakitusi. Tai ir sukelia astigmatizmo atsiradimą, nes dvi statmenos modos nukeliauja skirtingus optinius kelius, jie išreiškiami taip:

$$L_s = \left(\frac{L}{n}\right), \quad (14)$$

$$L_t = \left(\frac{L}{n^3}\right), \quad (15)$$

čia L – kristalo ilgis, n – lūžio rodiklis [42].

Nors praktikoje yra atvejų, kai astigmatizmai naudingi [43], tačiau dažniausiai juos bandoma kompensuoti. Tai galima pasiekti keliais būdais:

- Į rezonatorių, tarp dviejų sferinių veidrodžių, statyti langelį Briusterio kampu ir parinkus tinkamą jo storį, kompensuoti veidrodžių astigmatizmą;
- Kompensuoti astigmatizmą teisingai parenkant kitus rezonatoriaus komponentus (pvz. turint daugiau sferinių veidrodžių). Šis būdas galimas tik turint dvi ar daugiau sąsmaukų bei turint didelius kritimo kampus [43].

Kadangi šio darbo metu bus bandoma panaikinti astigmatizmą, tai detalesnė šių būdų analizė bus pateikta **Tyrimo metodai** skyrelyje.

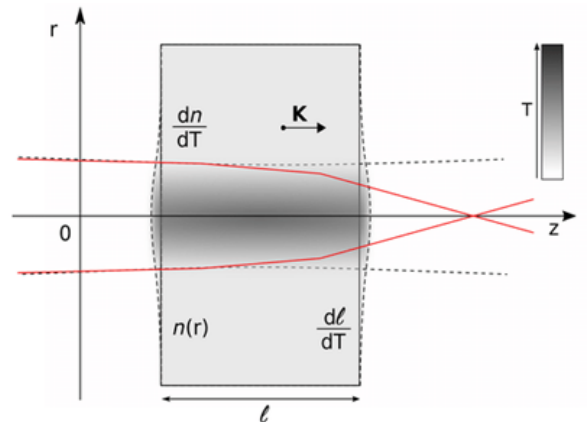
2.7 Šiluminis lęšis

Prieš tai skyreliuose kalbėjome apie elementus naudojamus rezonatoriuje ir jų sąveiką su spinduliuote, siekiant išgauti norimas spinduliuotes charakteristikas. Šitame skyrelyje aptarsim lazerinio kristalo įnešamus nepageidaujamus procesus.

Problema, su kuria visada susiduriama lazerinėje terpėje yra šilumos generavimas. Šiluma gali atsirasti keliais būdais kristale, tačiau didžioji dalis šilumos ateina iš kvantinio energijų skirtumo tarp žadinančios spinduliuotės (kaupinimo) ir lazerinės spinduliuotės. Lazerinis kristalas yra kaupinamas trumpesnio bangos ilgio spinduliuote (didesnės energijos), nei lazerinė spinduliuotė, šis skirtumas tarp kvantų energijų ir generuoja šilumą. Susikaupusi šilumos energija įvairiais būdais yra šalinama iš sistemos naudojant įvairius aušinimo mechanizmus, bet nepaisant to, dėl šilumos laidumo atsiranda nehomogeniškas šilumos pasiskirstymas, kuris sukuria temperatūros gradientą kristale bei mechaninius įtempius [44].

Šie du veiksniai įneša lūžio rodiklio pokytį, kuris irgi yra gradientinis. Šis pokytis sąveikauja su lazerine spinduliuote. Idealiu atveju gradientas skersinėje plokštumoje yra gaušo formos – ant optinės ašies turime didžiausią temperatūrą, todėl lūžio rodiklio pokytis ten didžiausias ir yra mažėjantis slankant į šonus [46]. Toks lūžio rodiklio pasiskirstymas verčia spinduliuotės dalį ant optinės ašies sklisti lėčiau (didesnis lūžio rodiklis parodo, kad šviesa per n kartų sklinda lėčiau), nei spinduliuotės dalis periferijoje. Toks greičių pasiskirstymas išlenkia bangos frontą taip priverčiant spinduliuotę fokusuotis ir taip atsirandant šiluminiam lęšiui.

Šiluminio lęšio principinė schema pateikta 12 paveiksle. Be mechaninių įtempių ir temperatūrinių sukeltų lūžio rodiklių pokyčio lęšį kuria ir kristalo deformacija, kuri dėl padidėjusių matmenų gali veikti kaip fizinis lęšis. Pavyzdžiui YAG:Nd strypo formos lazeriniame kristale deformacija sudaro apie 6% viso šiluminio lęšio [19].



12 pav. Šiluminio lęšio schema [45].

Lęšio židinio nuotolis ir forma priklauso nuo daugelio kintamųjų: šiluminio laidumo, kristalo formos, aušinimo, generuojamos spinduliuotės kiekio ir pan. Tarkim stačiakampio formos kristalas, gali turėti skirtingą šilumos gradientą x ir y ašyse, tai lems, kad lęšis nebus simetrinis ir vieną plokštumą fokusuos stipriau nei kitą, kas į sistemą įneš nenorimas modifikacijas pluošto parametrams.

2.8 Šviesos sklidimo aprašymas

Šiame darbe be eksperimentinių duomenų bus ir teorinių skaičiavimų, todėl pravartu pasigilinti į teorinius šviesos sklidimo principus.

Pats paprasčiausias būdas aprašyti sklindančią elektromagnetinę spinduliuotę yra remiantis geometrinės optikos principais. Šie principai galioja kai objektai ir apertūros sistemoje yra daug didesni nei sklindančios bangos ilgis ir analizė vykdoma braižant šviesą kaip spindulius. Tokia aproksimacija leidžia lengvai analizuoti šviesos lūžį ir atspindį, tačiau neduoda jokios informacijos apie šviesos koherentiškumą, interferenciją ir kitas bangines šviesos savybes [47].

Detalesniam šviesos pluošto sklidimui aprašyti reikalinga banginė optika, kuri, kaip ir pavadinimas sako, šviesą analizuoja kaip bangas. Tokį bangų sklidimą aptarsime kiek detaliau su formulėmis, kurios bus naudojamos pluošto sklidimo modeliavime.

2.8.1 Matematinis pluošto sklidimo aprašymas ir aproksimacijos

Bendru atveju monochromatinė (vieno dažnio) banga gali būti aprašyta tokia forma:

$$u(P, t) = A(P) \cos(2\pi\nu t + \phi(P)), \quad (16)$$

čia $A(P)$ yra amplitudė ir $\phi(P)$ - fazė pozicijoje P , kuri yra (x, y, z) erdvėje, ν - dažnis. Jeigu teigsime, kad šviesa sklinda per vientisą terpę, tai dažnis nekis ir dažnio narys lygtyje nereikalingas, taip pat galima kosinusą pakeisti į kompleksinį fazorių. Ir tarę, kad sklidimo kryptis yra z , galime pašalinti priklausomybę nuo z koordinatės [48]. Tokiu būdu gauname štai tokią lauko skirstinio išraišką:

$$U_1(x, y) = A_1(x, y) \exp[i\phi_1(x, y)], \quad (17)$$

Turint 17 išraišką galime pasinaudoti Reilėjaus-Somerfeldo sprendiniu ir rasti, kaip lauko skirstinys ($U_1(x_1, y_1)$) šaltinio plokštumoje atrodys už r_{12} atstumo.

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{z}{i\lambda} \iint U_1(x_1, y_1) \frac{\exp(ikr_{12})}{r_{12}^2} dx_1 dy_1, \quad (18)$$

$$r_{12} = \sqrt{z^2 + (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}, \quad (19)$$

Čia λ yra bangos ilgis, k – bangos numeris, kuris lygus $2\pi/\lambda$, z – atstumas tarp šaltinio ir stebėjimo plokštumų centrų, r_{12} – atstumas tarp taškų esančių plokštumose. Ši išraiška kyla iš Hiugenso ir Frenelio principo, kuris teigia, kad šviesos šaltinis veikia, kaip begalinis rinkinys fiktyvių taškų, kurių kiekvienas kuria sferines bangas, o atvaizdą formuoja tų bangų interferencija [49].

(18) išraiškai pritaikius furje konvoliucijos teoremą, ją perrašom taip:

$$U_2(x_2, y_2) = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}(U_1(x, y)) \cdot H(f_x, f_y)], \quad (20)$$

\mathcal{F} ir \mathcal{F}^{-1} yra Furjė ir atvirkštinė Furjė transformacijos, o H – pernašos funkcija:

$$G(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{g(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-i2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy, \quad (21)$$

$$g(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{G(f_x, f_y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y. \quad (22)$$

,

.

Reilėjaus-Somerfeldo išraiška yra pakankamai tiksli skaičiavimams, tačiau kvadratinė šaknis (19) išraiškoje gali apsunkinti skaičiavimus ir prailginti simuliacijos laiką. Norint to išvengti galime atlikti pora aproksimacijų. Pirmiausia galime r_{12} išskleisti binomine eilute taip:

$$r_{12} \approx z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x - x_2}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y - y_2}{z} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

Ši atstumo aproksimacija prilygsta prielaidai, kad taškai skleidžia ne sferines bangas, o parabolines. Antra aproksimacija: $r_{12} = z$. Tai Frenelio aproksimacija, kuri (18) išraišką padaro tokia:

$$U_2(x_2, y_2) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint U_1(x_1, y_1) \exp \left(\frac{ik}{2z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2] \right) dx_1 dy_1. \quad (24)$$

Ir kurios perdavimo funkcija apsisrašo taip:

$$H(f_X, f_Y) = e^{ikz} \exp [i\pi\lambda z (f_X^2 + f_Y^2)] \quad (25)$$

Bendrai kalbant perdavimo funkcija – tai matematinė išraiška, kuri susieja įvestį ir išvestį. Musų atveju, H susieja lauko pasiskirstymus U_1 ir U_2 esančius skirtingose plokštumose per atstumą r_{12} . Egzistuoja ir kitų aproksimacijų, kaip Franhoferio, kuri tinka aprašyti sistemos tolimąjį lauką [50–52].

3 Tyrimo metodika

3.1 Modeliavimas

Pirminis šio darbo etapas buvo suprojektuoti rezonatoriaus su sferiniais veidrodžiais, į kuriuos spindulys krenta kampu, modelį "reZonator" programoje. Ši programa leidžia sumodeliuoti norimą rezonatoriaus schemą, stebėti pluošto sklaidimą optinėje sistemoje, pluošto parametrus, ties kiekvienu elementu, brėžti stabilumo grafikus, bei turi daug kitų funkcijų. Ši programa veikia pasitelkdama ABCD matricas:

$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix} \quad (26)$$

čia x - spindulio koordinatė, θ – spindulio kampas. Kiekvienas optinis elementas turi savo ABCD matricą, kuri rodo, kaip tas elementas transformuoja praeinantį spindulį. Taigi turint kiekvieno elemento matricas, galime jas daugini ir taip apskaičiuoti kaip spinduliai (tuo pačiu ir pluoštas) sklis rezonatoriuje. Termo lęšiui, kuris buvo naudojamas rezonatoriuje, ABCD matricos atrodo taip:

$$M_T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F \cos \alpha} & 1 \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$M_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\cos \alpha}{F} & 1 \end{bmatrix} \quad (28)$$

o sferiniam veidrodžiui:

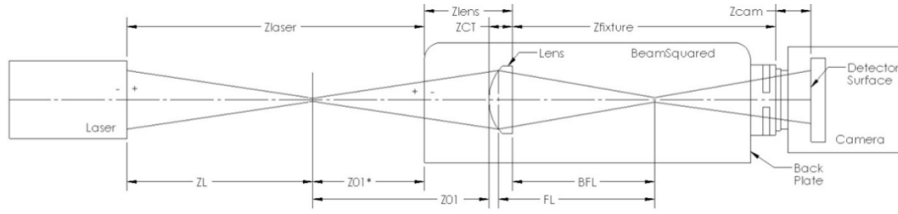
$$M_T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \alpha} & 1 \end{bmatrix} \quad (29)$$

$$M_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \alpha}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (30)$$

čia S ir T indeksai rodo tangentinę ir sagitalinę plokštumas, nes jei pluoštas krenta kampu į šiuos elementus, tai pluošto sklaidimas abiejose plokštumose yra skirtingas. Iš šio skirtumo tarp T ir S plokštumų atsiranda astigmatizmas.

3.2 Pluošto kokybės matavimai

Tiriant lazerio pluoštą, svarbus parametras yra M^2 , jis rodo kiek pluošto sklaidimas skiriasi nuo idealaus Gausinio pluošto (TEM_{00}) to paties bangos ilgio. Šie matavimai buvo atliekami su *Ophir*® gaminamu *BeamSquared*® sistema. Šios sistemos principinė schema pateikta 13 pav.



13 pav. Kvadratų matuoklio schema iš oficialaus *Ophir*® puslapio

Be M^2 šis prietaisas matuoja eliptiškumą pluošto, randa jo sąsmaukos vietą ir diametrą, Reilėjau ilgį ir astigmatizmą.

Papildomai pluoštams matuoti buvo naudota *Chameleon* kamera, kurioje nuo CCD buvo pašalintas stikliukas, nes vykstant matavimams, jame atsiranda interferencija pluošto, kuris iškraipo pluošto matmenis. Interferencija vyksta, nes matavimai nuolatinėje rezonatoriaus veikoje (CW).

3.3 Astigmatizmo kompensavimas

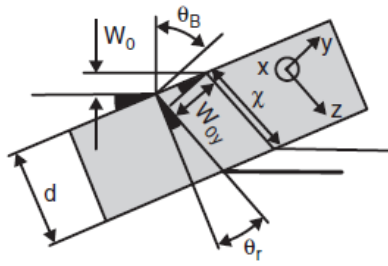
Kaip jau buvo kalbėta 2.6 skyrelyje, mūsų sistemoje astigmatizmą įneša sferiniai veidrodžiai, į kuriuos pluoštas krenta kampu ir pralaidūs elementai išstatyti Briusterio kampu. Įskaitant šiuos du astigmatizmus, galime matematiškai rasti lygtį, ar kompensuos ir kada kompensuos elementai, išstatyti Briusterio kampu, sferinių veidrodžių įnešamą astigmatizmą. Kompensavimo matematinę išraišką galime gauti pasitelkus pluošto plitimo dėsnį (formulė (2)) ir formules (12)-(15) bei apsibrėžę, kad kampu sklindanti šviesa, X ir Y koordinatėms, per kristalą nueina kelius d_x ir d_y :

$$d_x = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n}, \quad (31)$$

$$d_y = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n^4}, \quad (32)$$

čia $\theta_r = 90^\circ - \theta_B$. Situacija pavaizduota 14 pav.

Nesigilinant į matematinius skaičiavimus gauname astigmatizmo kompensavimo išraišką:



14 pav. Briusterio kampu išstatyto kristalo geometrija [43].

$$\frac{L_C \sqrt{n^4 - 1}}{R n^4} = \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}. \quad (33)$$

Ši (33) išraiška rodo, kad pasirinkus tinkamą kristalo storį L_C , galima kompensuoti astigmatizmus, kai kritimo kampas θ ir sferinių veidrodžių kreivumo radiusas R . Tisafyro atveju, turint kritimo kampą $9,5^\circ$ ir du veidrodžius su 10 cm išlinkimu, reikės 9 mm plokštelių, norint kompensuoti astigmatizmus [43].

3.4 Lazerinio osciliatoriaus modeliavimas

Šiame darbe bus daromi ne tik eksperimentiniai matavimai, bet ir bandoma sukurti matematinį modelį ir jį aprašyti *Python* kalba, taip sukuriant programą leisiančią projektuoti lazerinius osciliatorius.

Modelio skaičiavimo principai:

1. Padalinti kristalą z kryptimi į atskiras plokštumas.
2. Apibrėžti pradinį kaupinimo pluoštą.
3. Pluošto sklidimą iš vienos plokštumos į kitą skaičiuoti naudojantis Furje optikos principais.
4. Ties kiekviena nauja plokštuma atnaujinti kaupinimo modos amplitudę ir fazę (vyksta sugertis kristale).
5. Apskaičiuoti temperatūros pasiskirstymą kristale.
6. Apibrėžti pradinį osciliatoriaus sugeneruotą pluoštą ties kristalo pradžia. Teisingiau būtų pradėti skaičiavimus nuo atsitiktinių fliuktuacijų, atsirandančių kristale, tačiau tai smarkiai padidina skaičiavimo laiką, todėl pluoštas yra apibrėžiamas iš anksto, kad pasiekti nusistovinčią bangą reikėtų mažesnio apėjimų skaičiaus.
7. Sugeneruoto pluošto sklidimą iš vienos plokštumos į kitą skaičiuoti naudojantis Furje optikos principais.

8. Ties kiekviena nauja plokštuma atnaujinti lazerinės spinduliuotės amplitudę ir fazę (vyksta stiprinimas).
9. Ne kristalo erdvėje pluošto sklidimas aprašomas remiantis Frenelio aproksimacija.

Simuliacija buvo pasirinkta naudoti Frenelio difrakcijos išraišką, nes ji tinkama daugeliui sklidimo scenarijų ir yra sąlyginai nesunkiai aprašoma. Tad galime trumpai aptarti, kaip toks sklidimas aprašomas naudojant *Python* sintaksę. Tokiam aprašymui naudosisime Furje konvoliucijos teoremą ir Frenelio aproksimacijos pernašos funkciją H , atitinkamai išraiškos (20) ir (25). Aprašymo pavyzdys pateiktas 15 paveikslėlyje.

```

1 (m,n) = np.shape(X) # apibrėžiamas įeinančio lauko masyvo dydis
2 dx = X[0,-1]/n #
3 dy = Y[-1,0]/m
4
5 fx = np.linspace(-1/(2*dx),1/(2*dx)-1/X[0,-1],n) # apibrėžiamos dažninės koordinatės
6 fy = np.linspace(-1/(2*dy),1/(2*dy)-1/Y[-1,0],m)
7 FX,FY = np.meshgrid(fx,fy) # dažnių erdvės diskretizavimas
8
9 H = np.exp(-1j*math.pi*laser.wavelength*dz*(FX**2+FY**2)) # pernašos funkcija
10 H = fftshift(H) # pernašos funkcijos dažnių paslinkimas
11 U1 = fft2(fftshift(laser_Ein_xy)) # furje ir furje poslinkis laseriniam pluoštui
12 U2 = H*U1 # furje convoliucija
13
14 laser_Eout_xy = ifftshift(iff2(U2)) # elektrinis laukas po atvirkštinės furje transformacijos
15

```

15 pav. Frenelio pernašos funkcijos aprašymas naudojant *Python* sintaksę.

- 1 - 3 eilutės: randa matricos dydį ir padalina intervalais
- 5 - 7 eilutės: apibrėžiamos koordinatės dažnių erdvėje ir sukuriama matrica
- 9 eilutė: pernašos funkcija pagal (25) išraišką. Čia ignoruojame e^{ikz} narį, nes jis neturi įtakos stebėjimo plokštumos skersiniai struktūrai.
- 11 - 13 eilutės: Atliekama Furje transformacija ir sandauga su perdavimo funkcija H (pagal (20) išraišką).
- 14 eilutė: atvirkštinė Furje transformacija gauti lauko pasiskirstymą laikinėje erdvėje.

Be pluošto sklidimo erdvėje, buvo ir skaičiuotas stiprinimo uždavinys. Giliai į modelio aprašymą nelisim, bet pagrindinis principas pateiktas 16 paveikslėlyje.

- 2 - 5 eilutės: Apskaičiuojami kintantys kristalo parametrai, kurie priklausys nuo temperatūros.
- 8 - 11 eilutės: Apskaičiuojami kintantys sugerties, emisijos skerspjūviai, kurie irgi priklauso nuo temperatūros.

```

1 # Dydžiai kintantys nuo temperatūros
2 dndT = YbYAG_dndT(crystal_temperature) # lūžio rodiklio (n) pokytis dėl T
3 alpha = thermal_expansion_coeff(crystal_temperature) # terminis plėtimasis
4 n_stress = dn_stress(crystal_temperature,alpha,crystal) # įtempių indukuotas n pokytis dėl T
5 phase_dz = phase_modulation(crystal_temperature,laser.wavelength,dndT,alpha,n_stress,dz,crystal) # fazinė moduliacija dėl temperatūros
6
7 # Koefficientų apskaičiavimas
8 cs_pa = pump_absorption_cs(crystal_temperature)
9 cs_pe = pump_emission_cs(crystal_temperature)
10 cs_la = laser_absorption_cs(crystal_temperature)
11 cs_le = laser_emission_cs(crystal_temperature)
12 gain = gain_coeff(pump_I0_xy,laser_I0_xy,cs_pa,cs_pe,cs_la,cs_le,crystal.concentration) # galutinis stiprinimo koeficientas
13
14 # Modify the laser beam amplitude and phase
15 laser_E1_xy = laser_E0_xy*np.exp(1j*phase_dz)*np.exp(gain*dz/2) # sustiprinamas generacijos elektrinis laukas

```

16 pav. Skaitmeninis lazerinio stiprinimo uždavinio sprendimas.

- 12 eilutė: Naudojant skerspjūvius apskaičiuojamas stiprinimo koeficientas.
- 15 eilutės: Pagal stiprinimo koeficientą yra atnaujinamas elektrinis generacijos laukas.

Po tokio stiprinimo yra naudojama kodo dalis pavaizduota 15 pav., taip pluoštas yra perkeliamas į kitą kristalo plokštumą, ir stiprinimo uždavinys sprendžiamas iš naujo. Tai vyksta tiek kartų, į kiek plokštumų padaliname kristalą.

Kaip matosi 16 pav. visi kintamieji priklauso nuo temperatūros, o kad šią temperatūrą gauti kiekvienoje plokštumoje reikia skaičiuoti naują temperatūros skirstinį. Tai gana komplikotas uždavinys, bet bendrai skaičiavimai paremti klasikiniu temperatūros laidumu, kuris bendriausia forma aprašomas taip:

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - c_p \nabla^2 T(x, y, z, t) = Q_{th}(x, y, z, t) \quad (34)$$

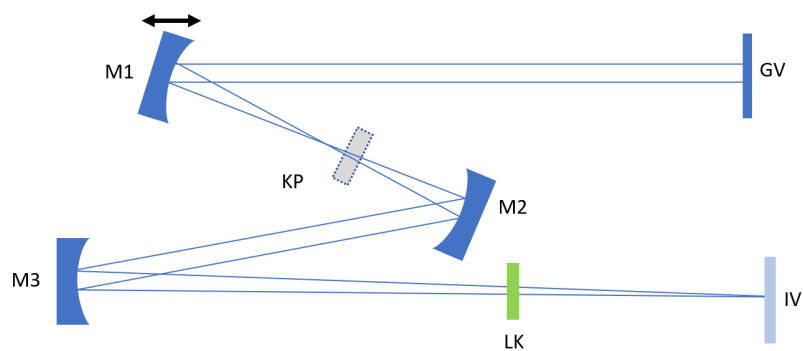
čia T – temperatūra kelvinais, ρ – medžiagos tankis, c_p – specifinė šiluma, K_c – šiluminis laidumas, Q_{th} – šiluminė galia per tūrio vienetą [53, 54]

Skaitmeninio lazerinio stiprinimo uždavinio sprendimo autorius: Gediminas Šumskis.

4 Rezultatai

4.1 Osciliatoriaus pluošto tyrimas

Darbo metu buvo tiriamas osciliatorius turintis tris sferinius veidrodžius, M1 ir M2 sukuria sąsmauką osciliatoriaus viduje (šią sąsmauką bus galima naudoti netiesiniams procesams išgauti), M3 – reguliuoti generacijos modos dydį ant lazerinio kristalo. Kadangi pluoštas krenta į sferinius veidrodžius kampu, tai atsiranda skirtingas kelias sagitalinei ir tangentinei plokštumoms, kas lemia prastus pluošto parametrus (astigmatizmą, asimetriją, eliptiškumą). Principinė eksperimento schema pateikta 17 paveikslėlyje.

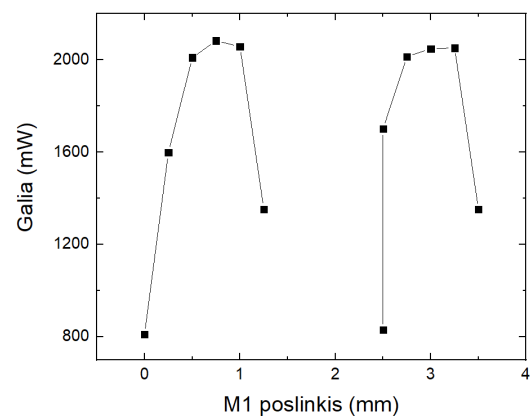


17 pav. Principinė osciliatoriaus schema. M1, M2, M3 – sferiniai veidrodžiai, LK – lazerinis kristalas, GV – galinis veidrodis, IV – dalinai skaidrus išvadinis veidrodis, KP – kompensacinė plokštelė.

čia M1, M3, M3 – sferiniai veidrodžiai, LK – lazerinis kristalas (Yb:YAG), KP – skaidri kompensacinė plokštelė, kuri bus dedama į sistemą, siekiant gerinti pluošto parametrus. M1 veidrodis yra stumdomas, taip keičiant rezonatoriaus ilgį, kas savo ruožtu keičia stabilumą ir turi įtakos bendram lazerio veikimui.

Surinkus ir suderinus osciliatorių, pavyko gauti spinduliuotę nuolatiniėje veikoje (CW). Pirmiausia buvo atlikti galios matavimai, keičiant M1 sferinio veidrodžio padėtį. Rezultatai matomi 18 pav.

Akivaizdžiai matomos dvi rezonatoriaus stabilios zonos, kurių kraštuose išvadinė galia labai staigiai užkyla ir taip pat staigiai sunyksta. Tokia priklausomybė tikėtina atsiranda dėl to, kad rezonatorius turi daugiau nei vieną stabilu-

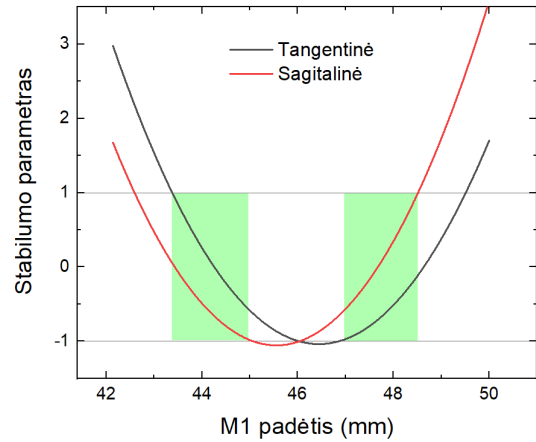


18 pav. Išvadinės galios priklausomybė nuo sferinio veidrodžio padėties.

mo zoną. Šiai hipotezei patikrinti

buvo pasinaudota *reZonator* programa, kurioje sumodeliavus tiriamo rezonatoriaus schemą, nubraižėme stabilumo parametro priklausomybę nuo M1 veidrodžio padėties. Gauta priklausomybė 19 pav.

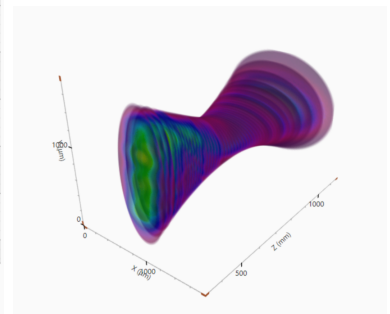
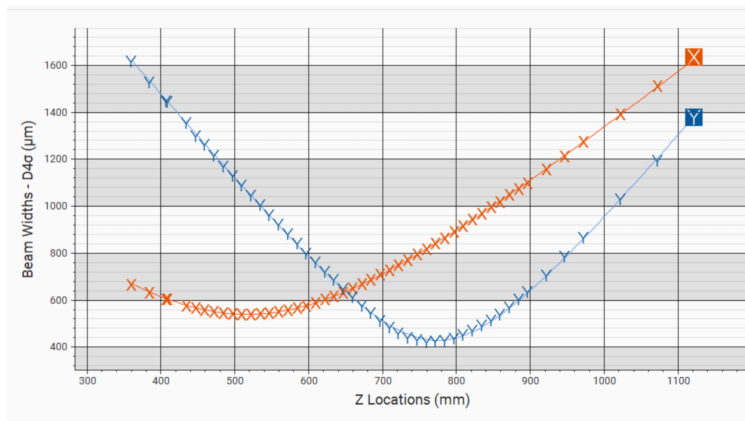
Grafike pateiktos dvi kreivės (parabolės), nes kaip buvo kalbėta ankstesniuose skyriuose, pluoštas sagitalinėje ir tangentinėje plokštumoje sklinda skirtingai, todėl ir šios dvi plokštumos turi skirtingus stabilumo parametrus. Šiuo atveju oscilatorius bendrai bus stabilus tik tada, kai tiek tangentinės, tiek sagitalinės plokštumos stabilumo parametras bus tarp -1 ir 1, šios zonos pažymėtos žalia spalva. Taip pat pastebime, kad stabilumo zonos



19 pav. Stabilumo parametro priklausomybė nuo atstumo tarp sferinių veidrodžių M1 ir M2.

plotis 18 paveikslėlyje yra labai panašus, kaip ir teoriniame (19 pav.) ir yra apie 1,5 mm. Toks atitikimas, leidžia teigti, kad teoriškai sumodeliuotas modelis atitinka realią sistemą.

Toliau buvo pradėti matuoti pluošto parametrai visoje stabilumo zonoje. Vieno standartinio matavimo pavyzdys pateiktas 20 paveikslėlyje.

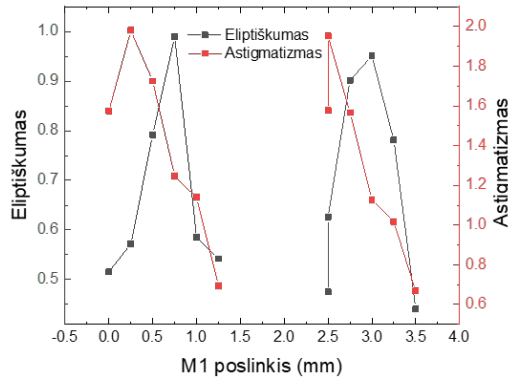


a

b

20 pav. (a) M^2 parametru matavimo duomenys (b) 3D pluošto sklindimas erdvėje.

Čia akivaizdžiai matosi, kad pluošto kokybė yra prasta: jis eliptiškas, turi didelę asimetriją, M^2 Y-ašyje didelis (idealiai Gausiniam pluoštui turėtų būti 1), X ir Y plokštumoms sąsmaukos pozicija smarkiai pasislinkusi viena kitos atžvilgiu ir Reilėjaus ilgiai tarp plokštumų smarkiai skiriasi.



21 pav. Astigmatizmai ir eliptiškumai, keičiant M1 veidrodžio padėtį (keičiant stabilumo parametą).

Atlikus daug tokių matavimų, su mažais M1 veidrodžio padėties žingsniais (kas 0,25 mm) visoje stabilumo zonoje, galime brėžti grafikus rodančius, kaip pluošto parametrai kinta skirtinguose stabilumo vietose (21 pav.). Grafike matoma, kaip kinta astigmatizmas ir eliptiškumas. Bendru atveju mes norime turėti mažą eliptiškumą (t.y. jo reikšmė būtų kuo artimesnė 1, kas reikštų, kad pluoštas apvalus) ir turėti kuo mažesnius astigmatizmus (vertė kuo arčiau 0, tuo geriau). Čia astigmatizmas yra skaičiuojamas taip:

$$Ast = \frac{|Z_x - Z_y|}{(Z_{rx} + Z_{ry})/2} \quad (35)$$

kur Z_x ir Z_y – pluošto sąsmaukos pozicija, o $Z_{rx} + Z_{ry}$ – Reilėjaus ilgiai X ir Y koordinatėms.

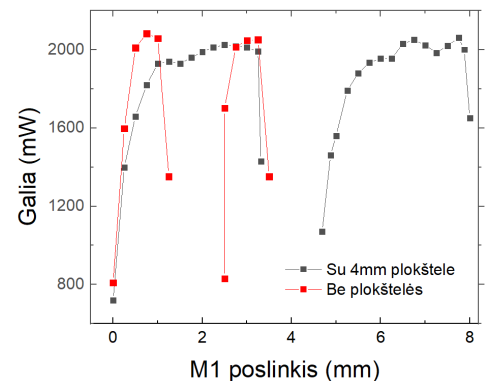
Taigi iš 21 pav. matyti, kad nei vienoje vietoje neturime gražaus pluošto parametro. Tad šiame darbe bandysime esančias ydas ištaisyti.

4.1.1 Pluošto kokybės taisymas

Norint kompensuoti pluošto ydas, kurios sukeltos to, kad sagitalinėje ir tangentinėje plokštumoje pluoštas nueina skirtingą kelią, bus naudojamos plokštelės, išstatytos Briusterio kampų, tarp dviejų sferinių veidrodžių.

Atsitiktinai pasirinkus 4 mm storio plokštelę (neįvertinus, kokios reikia kompensavimui) ir įstačius į sistemą, gauname štai tokią galios priklausomybę nuo M1 padėties (22 pav).

Palyginimui kartu pateikta ir 18 pav. esanti priklausomybė. Kaip matome, atsiradus sistemoje pralaidžiam elementui, išstatytu Briusterio kam-

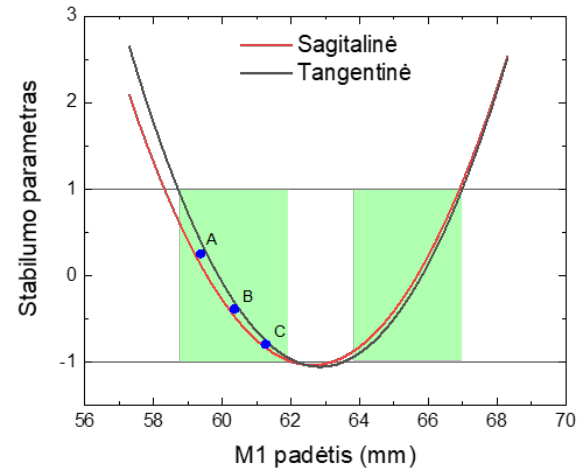


22 pav. Išvadinės galios priklausomybė nuo sferinio veidrodžio padėties be kompensaciš plokštelės (raudonas) ir su 4 mm plokštele.

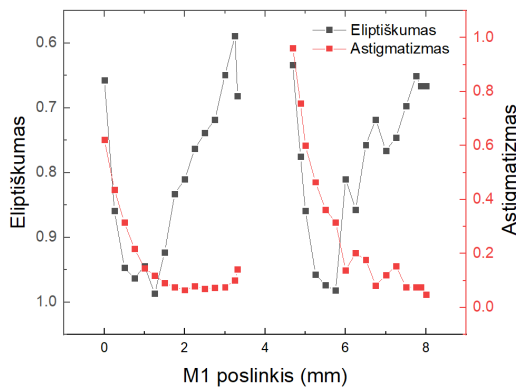
pu, rezonatoriaus stabilumo ribos išaugo daugiau nei 2 kartus. Toks išplitimas yra patogus praktikoje, nes sumažina sistemos jautrumą keičiant M1 padėtį. Net ir išplitus stabilumo zonoms, matomas toks pats dėsningumas – išvadinė galia staigiai išauga, per didžiąją dalį stabilumo zonos laikosi beveik stabiliai ir prie stabilumo ribos staigiai mažėja.

Patį stabilumo išplitimą galima paaiškinti kaip aiškinome, iš kur atsiranda dvi zonos – pasitelkiant *reZonator* programa ir nubraižant stabilumo parametro priklausomybę nuo M1 veidrodžio padėties. Kaip matosi iš stabilumo grafiko (23 pav.), atsiradus elementui, sagitalinės ir tangentinės plokštumos parametrai daug mažiau pasislinkę vienas kito atžvilgiu, todėl gauname, kad ilgesniame diapazone osciliatorius yra stabilus: nuo $\sim 1,5\text{mm}$ išauga iki $\sim 3,2\text{mm}$.

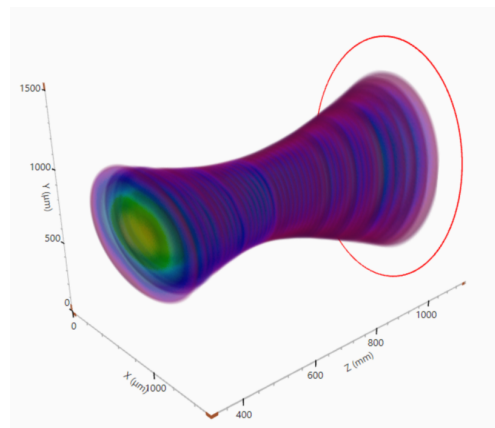
Taip pat atidedame eliptiškumo ir astigmatizmo vertes, kai turime 4 mm plokštelę (24 pav. a)). Vėl stebime panašius dėsningumus: pluoštas turi gera eliptiškumą (artimą 1), bet tuo pačiu jo astigmatizmas prastas ir *vice versa*. Lyginant rezultatus, kai neturėjome plokštelės (21 pav.) pastebimas pagerėję parametrai. Turim daug platesnę zoną, kai eliptiškumas mažas ir tuo pačiu toje pat zonoje astigmatizmas mažesnis. Astigmatizmo maksimali vertė taip pat sumažėjo apie 2 kartus (nuo ~ 2 iki ~ 1). Taigi tiek iš grafikų, tiek iš 3D kaustikos vaizdo galime matyti, kad pasirinkus atsitiktinio dydžio plokštelę, pluošto kokybė pagerėjo.



23 pav. Stabilumo parametro priklausomybė nuo atstumo tarp sferinių veidrodžių M1 ir M^2



a



b

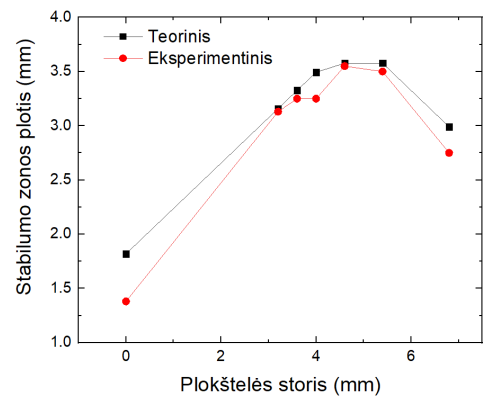
24 pav. (a) Astigmatizmai ir eliptiškumai, keičiant M1 veidrodžio padėtį (stabilumo parametras) (b) 3D pluošto sklaidimo kaustika.

Norint dar labiau sumažinti pluošto ydas, ištirsime parametrus su keliomis, skirtingų storių, plokštelėmis. Pasirinkti storiai: 3,2 mm, 3,6 mm, 4 mm, 4,6 mm, 5,4 mm, 6,8 mm. Taip pat matydami, kad abiejose stabilumo zonose pluoštas elgiasi labai panašiai toliau pateiksime tik vienos zonos rezultatus.

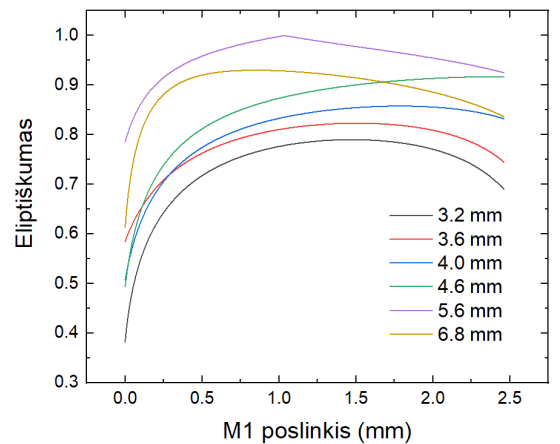
Pirmiausia buvo išmatuotos vienos zonos plotis ir palygintas su *reZonator* stabilumo zonų pločiais. Kaip ir buvo galima tikėtis, stabilumo zona turi savo maksimalų plotį, kuris pasiekiamas, kai sagitalinės ir tangentinės plokštumų pluoštai yra mažiausiai pasislinkę vienas kito atžvilgiu (23 paveikslėlyje pavaizduotas mažas pasislinkimas, todėl stabilumo zona didesnė, nei 19 pav. pavaizduoto atvejo, kur čia S ir T plokštumos yra labiau pasislinkusios). Toks plotis yra maždaug ties 5 mm. Taip pat eksperimentiniai duomenys gerai sutampa su teoriniais.

Toliau buvo matuojami pluoštų parametrai vienoje stabilumo zonoje, judant 0,25 mm žingsniu, su skirtingais plokštelės pločiais. Galios, eliptiškumo ir astigmatizmo priklausomybės pateiktos 26 paveikslėlyje.

Matome, kad galios ir astigmatizmo priklausomybės, visais atvejais, paklūsta tiems patiems dėsningumams: status galios kitimas, o astigmatizmas mažėja judant link dešinio stabilumo krašto. Taip pat stebimas įdomus galios išmėtymas dešinėje stabilumo zonos dalyje, kol kairėje dalyje galia labai pastovi per visus kristalo pločius. Kiek sunkiau išvelgti dėsningumus eliptiškumo grafike. Kol plokštelių storiai mažesni už 5,4 mm didėjant M1 poslinkiui pluoštas darosi apvalesnis. Su 5,4 mm ir 6,8 mm priklausomybė pasikeičia ir matome eliptiškumo didėjimą. Pasitikrinti ar gautos eliptiškumo priklausomybės atitinka teoriją pasinaudojame *reZonator* programa (27 pav.). Teorinių rezultatų dėsningumai panašūs į eksperimentiškai gautus: eliptiškumas mažės ar didės, keičiant M1 padėtį, priklausys nuo to, kokio storio plokštelę turėsime rezonatoriuje.



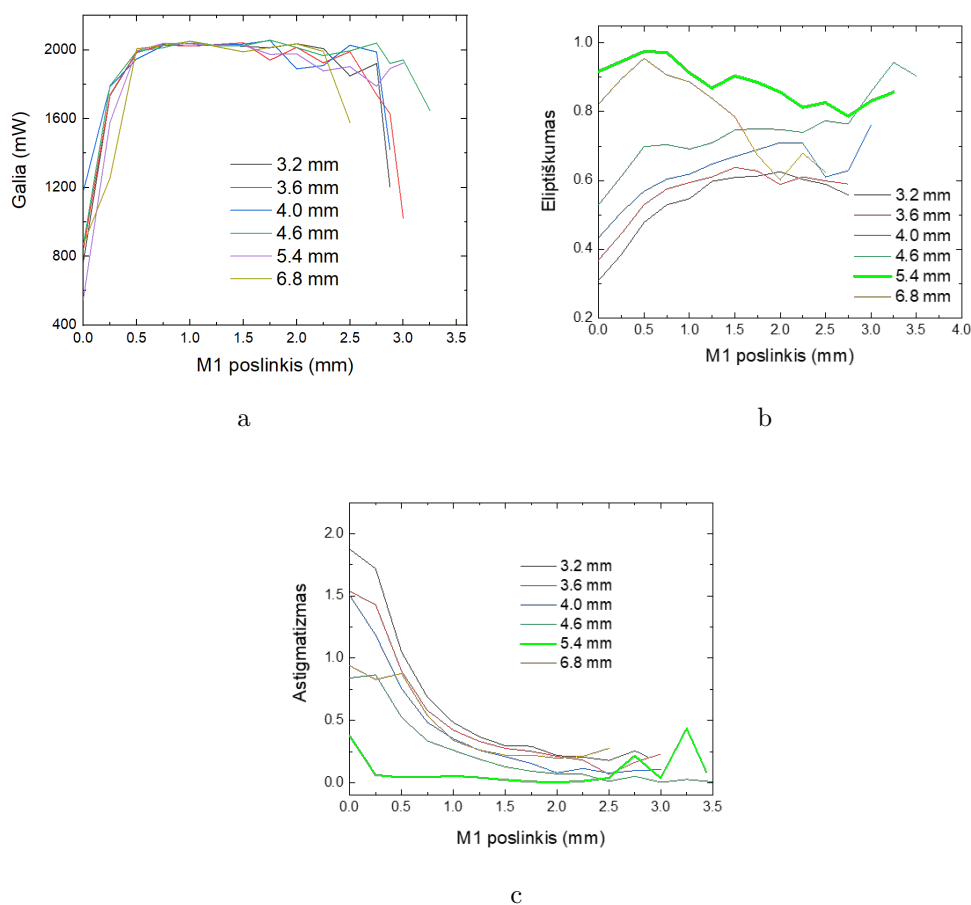
25 pav. Teorinis ir eksperimentinis stabilumo zonų pločiai su skirtingo pločio plokštelėmis.



27 pav. Teorinė eliptiškumo priklausomybė nuo sferinio veidrodžio (M1) padėties.

4.1.2 Pluošto M^2 faktoriaus analizė

Patogesniems pluošto parametrų stebėjimams ir analizei, buvo pasirinkti trys taškai: kairiausias taškas (A) su mažiausiu eliptiškumu (stabilumo parametras: 0.25), centrinis taškas

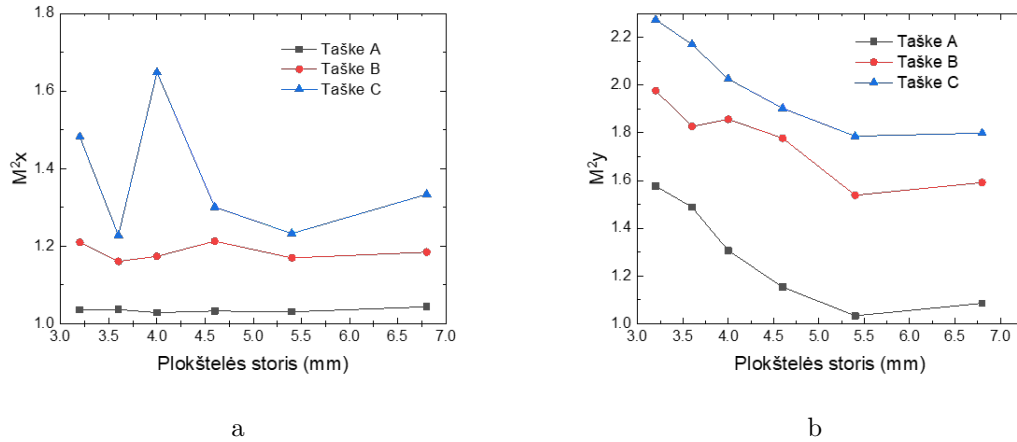


26 pav. (a) galios (b) eliptiškumo (c) astigmatizmo priklausomybės keičiant M1 veidrodžio padėtį, esant skirtingiems plokštelės pločiams. Paryškintos geriausios eliptiškumo ir astigmatizmo priklausomybės.

(B) (stabilumo parametras: -0,4) ir dešiniausias taškas (C) su didžiausiu galios ir eliptiškumo reikšmių nestabilumu (stabilumo parametras: -0,8). Taškai atitinkamai pavadinti A, B, C jų padėtyms pavaizduotos 20 pav.

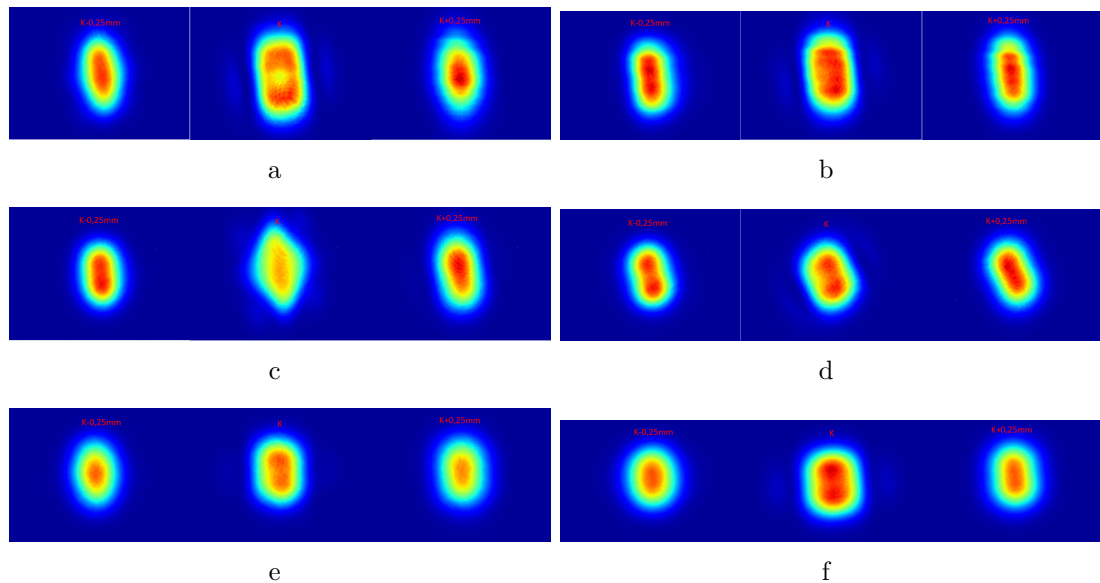
Be eliptiškumo, astigmatizmo apie pluoštą daug pasako M^2 (M kvadratas), dar kartais vadinamas pluošto sklidimo parametru [55]. Atidėkime šį parametru X ir Y ašyse A, B ir C taškuose ir pažiūrėkime, kaip jie priklauso nuo kompensacinės plokštelės storio.

Pirma M kvadratus panagrinėkime taške A. Matome, kad šiame taške X koordinatėje visiems kristalų pločiams M^2 labai mažas, todėl sklidimas artimas Gausinio pluošto sklidimui, tačiau Y plokštumoje stebimas aiškus M^2 mažėjimas didinant plokštelės storį su minimumu ties 5.6 mm. Tokios kvadratų reikšmės paaiškina, kodėl pluoštas taške A su kristalu, kurio storis 5.4 mm yra labiausiai apvalus – jo kvadratai yra mažiausi ir artimi 1, todėl ir pluoštas beveik pilnai Gausinis. Taške B stebime padidėjusias M^2 vertes abejuose plokštumose. Taip pat visoje zonoje $M_y^2 > M_x^2$, kas leidžia matyti, kodėl mūsų pluoštas visada eliptiškas ir didesnio diametro nei taške A.



28 pav. M^2 parametro priklausomybė nuo kristalo storio (a) X – plokštumoje (b) Y – plokštumoje.

Taške A M^2_y pasižymi identiška tendencija, kaip ir praeituose taškuose – storėjant plokštei M^2_y mažėja, kol storis pasiekia 5.4 mm. Užtat X plokštumoje matome stiprų M^2_y išmėtymą, kurio praeituose taškuose beveik nebuvo. Tuo tikslu su kamera buvo stebėtas pluošto intensyvumo pasiskirstymas erdvėje, jie pateikti 29 paveikslėlyje. Paveikslėlyje pateikti pluošto skerspjūviai ties tašku C ir taip pat pluoštai, esantys šalia to taško stabilumo zonoje iš kairės ir dešinės pusės. Pastebimas labai įdomus dėsningumas, kad būtent taške B atsiranda aukštesnė skersinė moda, o paėjus į šonus mažu žingsniu (0,25 mm) ši moda visiškai dingta. Taigi galime teigti, kad šiame taške, X plokštumoje išauga M^2_y , nes atsiranda aukštesnė moda ir tokiu atveju M^2 turi tokią priklausomybę; $(2n + 1)$, kur $n - TEM_{nm}$ modos indeksas.

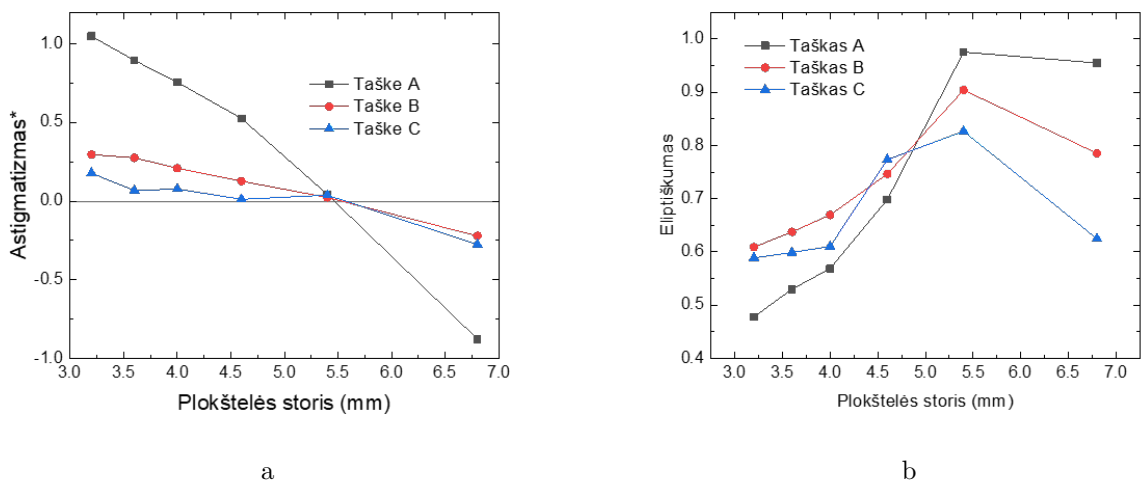


29 pav. Pluošto profiliai. Dešinys profilis yra paslinkus M1 veidrodį per 0,25 mm į kairį, centrinis – B taške, dešinys – paslinkus M1 per 0,25 mm į dešinę nuo B taško. Plokštelės storiai: (a) 3.2 mm (b) 3.6 mm (c) 4 mm (d) 4.6 mm (e) 5.8 mm (f) 6.8 mm. Čia K atitinka B tašką.

Pastebima, kad su 4 mm kristalu gaunama moda skiriasi nuo visų kitų, tai paaškinėtų, kodėl X ašyje M^2 yra didžiausias. Dėl savo nevisiškai gražios formos sunku tiksliai identifikuoti TEM indeksus.

4.1.3 Astigmatizmo kompensavimo įvertinimas

Galiausiai turint visus duomenis galime įvertinti ar pavyko sumažinti arba visai pašalinti astigmatizmą ir išgauti gražų pluoštą, naudojant kompensacinę plokštelę. Astigmatizmai nuo plokštelės storio trims stabilumo parametrams pateikti 30 pav. a), o eliptiškumo kitimas tomis pačiomis sąlygomis 30 pav. b). Svarbu atkreipti dėmesį, kad čia astigmatizmo išraiška yra, kitokia nei (35) išraiškoje. (35) išraiškoje buvo uždėtas modulis ant X ir Y ašių sąsmaukų padėčių skirtumo. Tokiu būdu astigmatizmas rodo, kiek viena ašis pasislinkusi kitos atžvilgiu. Jei nuimtume modulį astigmatizmas galėtų būti neigiamas ir tokiu atveju ženklas nurodytų, kurioje plokštumoje sąsmauka yra mažiau/daugiau nutolusi.



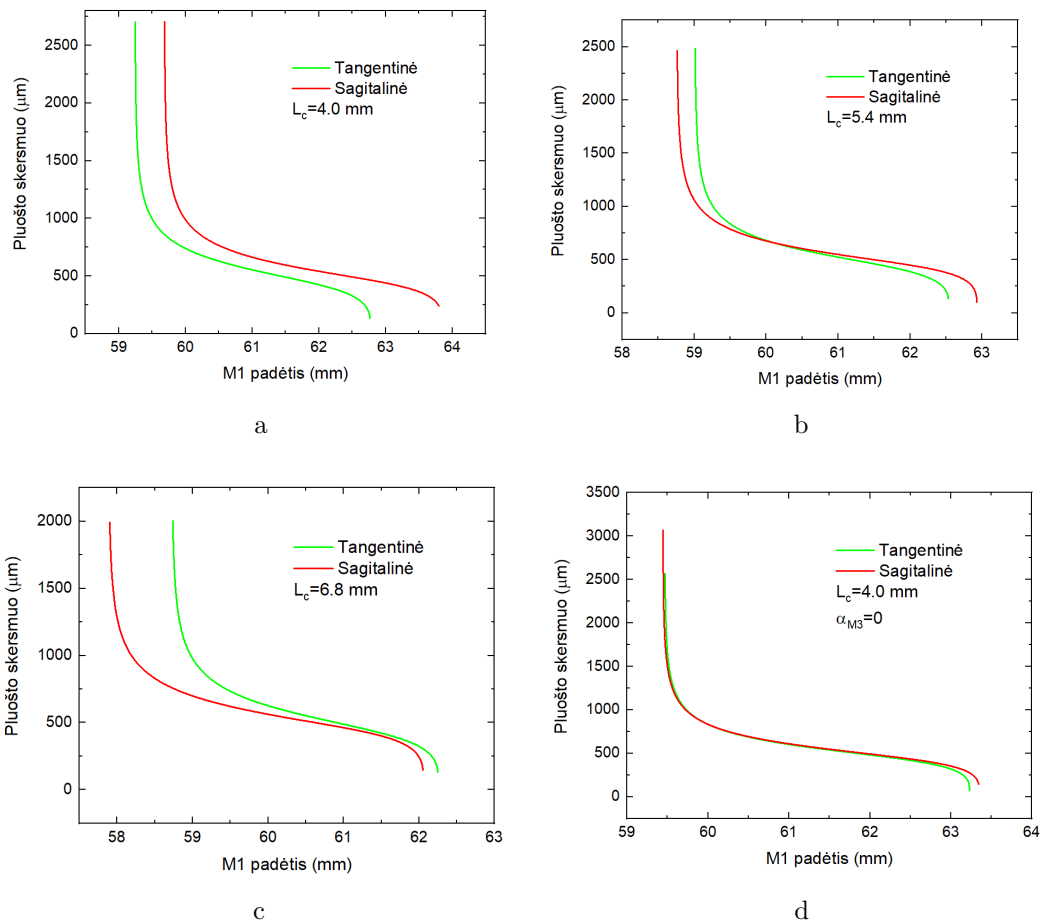
30 pav. a) Astigmatizmo ir b) eliptiškumo priklausomybė nuo kompensacinės plokštelės storio A, B ir C taškuose.

Stebint, kaip kinta astigmatizmas 30 paveikslėlyje, matome, kad didinant plokštelės storį astigmatizmo vertė gerėja – artėja link 0, natūralu, kad ties tam tikru plokštelės storio yra praeinama 0 vertė ir astigmatizmas vėl prastėja. Būtent šis faktas su neigiamu astigmatizmu ir liudija, kad pasirinkus per storą plokštelę mes "perkompensavome" astigmatizmą. Kitaip sakant, egzistuoja optimalus plokštelės storis, kuriam esant, atsiradęs pluoštų kelių skirtumas sagitalinėje ir tangentinėje plokštumose, dėl kritimo kampų į sferinį veidrodį yra panaikinamas, sukuriant papildomą optinį kelią vienai iš plokštumų. Mūsų atveju optimalus plokštelės storis yra 5,4 mm.

Lyginant astigmatizmo su eliptiškumo kitimus, pastebime, kad turint optimalaus storio

plokštėlę (5,4 mm), eliptiškumai pilnai neišnyksta visoje stabilumo zonoje (kaip buvo su astigmatizmu) ir priklauso nuo stabilumo parametro (M1 veidrodžio padėties).

Tiek iš 30 pav. b) tiek iš 26 pav. b) galime matyti, kad geriausias eliptiškumas pasiekiamas tik viename stabilumo zonos taške, kuris slenkasi didėjant plokštėlės pločiui. Lengviau suprasti tokią priklausomybę padėtų radio kitimo priklausomybė nuo M1 padėties (31).



31 pav. Pluošto radio priklausomybė su skirtingais plokštėlės storiais a) 4,0 mm b) 5,4 mm c) 6,8 mm

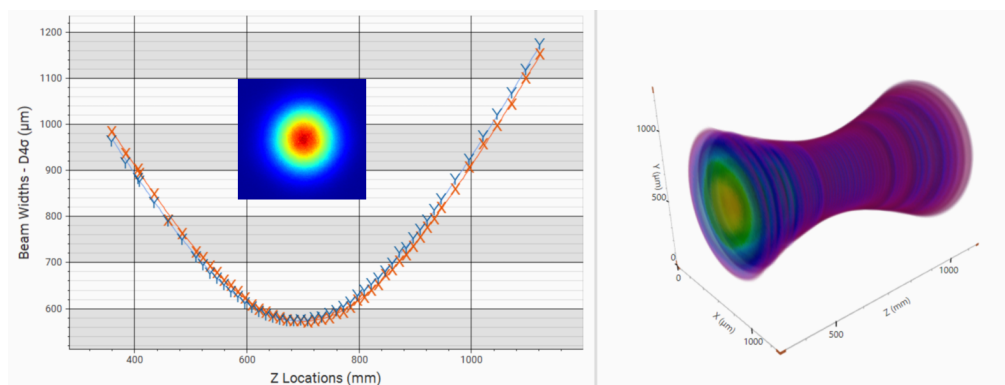
Čia vėl žalia ir raudona linijos atitinka sagitalinę ir tangentines plokštumas. Kaip matyti, nors ir abiejų plokštumų radiusai keičiasi pagal tą patį dėsnį, jie susikerta tik viename taške (grafikas nubrėžtas naudojant 5,4 mm plokštėlę). Susikirtimo taške turėsime pilnai apvalų pluoštą (eliptiškumas=1). Visais kitais atvejais eliptiškumas bus <1 , nes T ir S plokštumos akivaizdžiai nėra identiškos. Taip pat šis grafikas padeda geriau suprasti 26 b) ir 27 pav. priklausomybes. Čia matome, kad kai didiname plokštėlės storį, S ir T plokštumos artėja viena prie kitos, todėl turėsime apvalėjanti pluoštą (eliptiškumas artėja prie 1). Kai mūsų S ir T plokštumos kažkuriame taške susikerta – matysime eliptiškumo priklausomybėje maksimumo tašką kai eliptiškumas = 1. O toliau didinant plokštėlės plotį, plokštumos pradės vėl bėgti viena nuo kitos, kas lems eliptiškumo mažėjimą. Tuo atveju jei turime plonesnę ar storesnę

plokštele, S ir T radiusai visiškai nesusikerta, todėl tiek teorinės, tiek eksperimentinės eliptiškumo priklausomybės nebuvo lygios 1 (tik su 5,4 mm plokštele). Ši S ir T plokštumų asimetrija, tikėtina, atsiranda dėl trečiojo sferinio veidrodžio įnešamo astigmatizmo ir kitų aberacijų, kurių plokštelė negali pilnai kompensuoti. Dėl tokios asimetrijos S ir T plokštumoms, neįmanoma gauti vienodai gerų pluošto parametrų visoje stabilumo zonoje, o tik specifiniuose taškuose, kuriuos nulems optinių komponentų parametrų visuma.

Dabar iš eksperimentinių matavimų žinome, kad norint kompensuoti astigmatizmą, prie tam tikro stabilumo parametro, reikia $\sim 5,4\text{mm}$ plokštelės, išstatytos Briusterio kampu. Taip pat turime išraišką (22), iš kurios galime sužinoti teoriškai, kokio storio plokštelės yra reikalinga. Kadangi visus kintamuosius žinome arba galime išmatuoti gauname, kad L_c (kompensacinės plokštelės storis) yra 4.2 mm. Turime teorinio ir eksperimentinio rezultato neatitikimą. Kaip minėjome anksčiau asimetriją įneša sistemoje esantis trečias sferinis veidrodis, į kurią taip pat pluoštas krenta ne statmenai, kas įneša papildomą kelių skirtumą S ir T plokštumose. (22) išraiškoje šis veidrodis nėra įskaičiuotas. Kad tuo įsitikintume, nubraižykime radiuso priklausomybę nuo M1 padėties, kai turime M3 išstatyta kampu ir kai kampas yra lygus 0 (31 pav. a) ir d)).

Matome, kad iš sistemos pašalinus trečiojo sferinio veidrodžio astigmatizmus, pluoštas taptų eliptiškas visoje stabilumo zonoje ir taip pat optimalus plokštelės storis būtų 4,2 mm, kaip ir išskaičiuojama iš (22) išraiškos.

4.1.4 Pilnai kompensuotas taškas



a

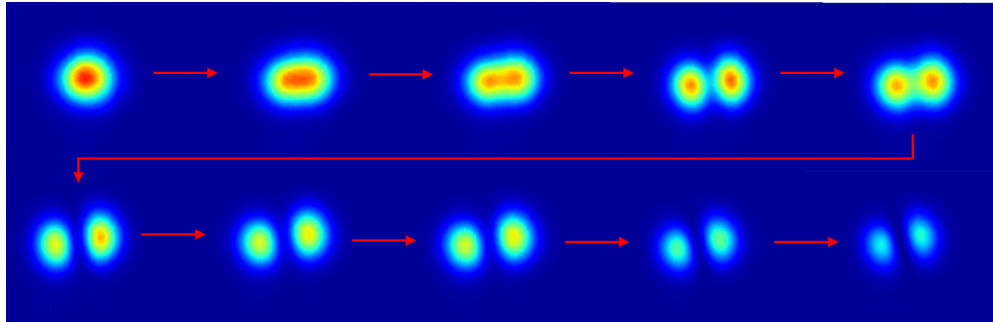
32 pav. Astigmatiškai kompensuoto pluošto M^2 matavimo rezultatai: kaustika, 2D profilis ir 3D pluošto sklidimo vaizdas.

32 paveikslėlyje pateikti ištaisyto pluošto parametrai. Juos galime palyginti su pradiniu pluoštu iš 20 pav. Matomas akivaizdus pluošto kokybės pagerėjimas: skirtingų plokštumų sąsmaukų pozicija ir Reilėjaus ilgiai sutampa (geras astigmatizmas), pluoštų kaustika X ir Y ploštumose persikloja (gera asimetrija), pluošto profilis apvalus (mažas eliptiškumas), $M^2 < 1.1$

(pluoštas artimas idealiam Gausiniam).

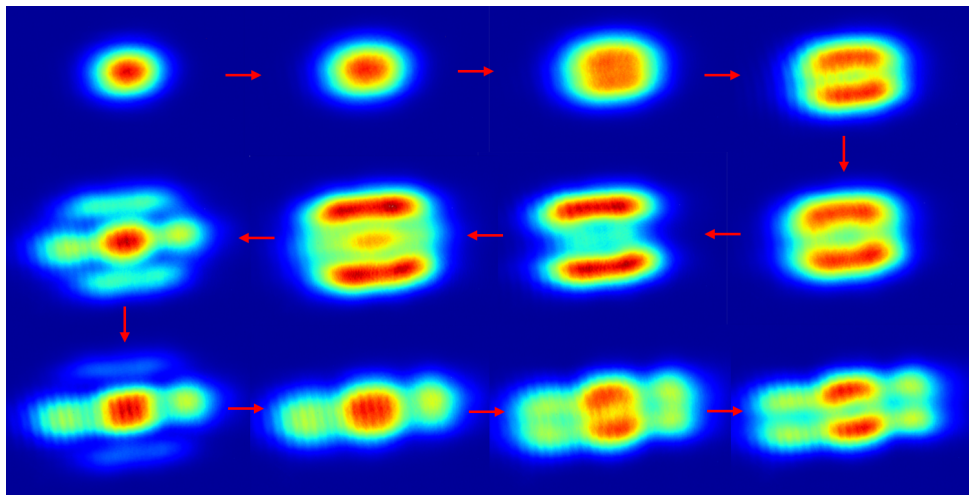
4.1.5 Aukštesnių skersinių modų generacija

Viso darbo metu buvo stengiamais generuoti TEM_{00} Gausinę modą, nes būtent ji naudojama praktikoje, dėl geresnių savybių. Nepaisant to, išėjus iš optimalaus rezonatoriaus suderinimo buvo stebimos aukštesnių eilių Ermito-Gauso modas. 33 pav. pavaizduota kaip keičiant M1 sferinio veidrodžio kampą išeinama iš optimumo ir išlenda TEM_{10} moda.



33 pav. TEM_{10} modos atsiradimas, keičiant M1 veidrodžio kampą

Taip pat stebėta, kaip keliose skirtingose stabilumo vietose keliant kaupinimo srovę, atsiranda naujos sudėtingų formų skersinės modos.

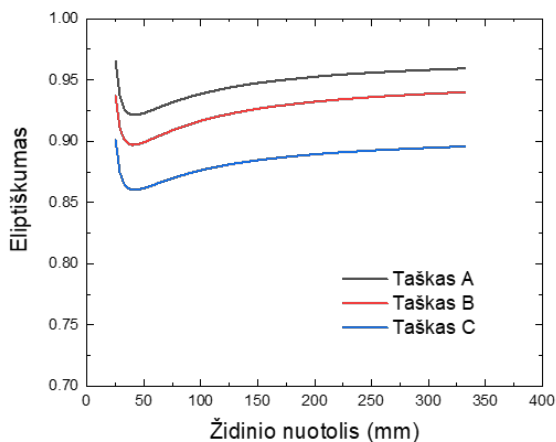


34 pav. TEM_{10} modos atsiradimas, keičiant kaupinimo srovę nuo 8A iki 20A.

34 paveikslėlyje pateiktos modos, kurių formos akivaizdžiai skiriasi nuo Ermito-Gauso, Lagero-Gauso ar Inco-Gauso modų. Tikėtina, kad gauti rezultatai yra šių modų superpozicijos arba atsirado dėl aberacijų lazeriniame kristale ir neturint erdvinio filtro šios aberacijų nulemtos modos nėra nufiltruojamos ir su kiekvienu apėjimu yra stiprinamos ir stebimos išva-dinėje spinduliuotėje.

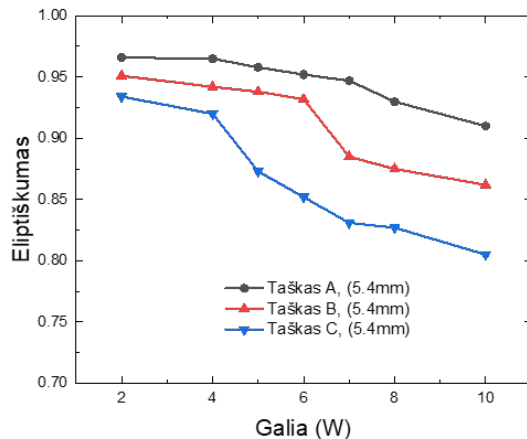
4.1.6 Pluošto kokybės priklausomybė nuo galios

Kaip matėme 34 paveikslėlyje, kaupinimo srovė gali smarkiai keisti skersinius lazerio pluošto parametrus. Kadangi kaupinimo didinimas augina spinduliuotės intensyvumą rezonatoriuje bei tuo pačiu didina išvadinę galią, galima pluošto kokybę tirti, ne nuo kaupinimo srovės, bet nuo išvadinės galios. Tam, kad gautume didesnes galias buvo naudojami 3 mm storio, trijų skirtingų koncentracijų, lazeriniai kristalai su 60% pralaidumo išvadiniu veidrodžiu. Toliau buvo atliekami pluošto parametrų matavimai keičiant išvadinę galią nuo 2 W iki 10 W. Taip pat išlieka ir kiti kintamieji: stabilumo parametras (M1 veidrodžio padėtis), kompensacinės plokštelės storis ir lazerinio kristalo koncentracija. Dėl nemažo kintamųjų skaičiaus, pradinei analizei nuo galios fiksuokime kompensacinės plokštelės storį: **5,4 mm**, kristalo koncentraciją: **5%** ir tuos pačius stabilumo parametrus: **A (0,25)**, **B (-0,4)**, **C(-0,8)**.



36 pav. Teorinė eliptiškumo priklausomybė nuo termolėšio židinio nuotolio. Pateiktos trys kreivės prie skirtingų stabilumo parametrų.

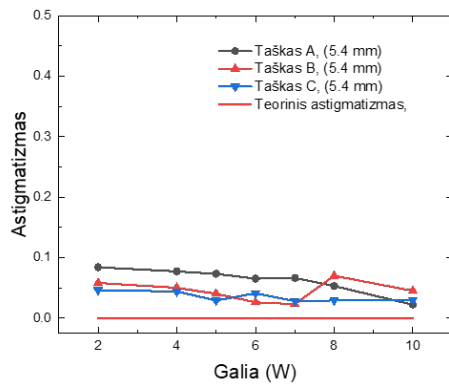
termolėšį ateina iš generacijos pluošto [53, 56].



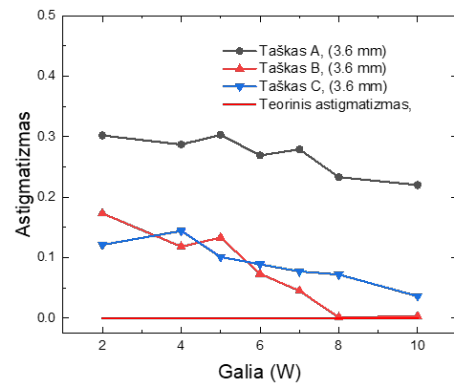
35 pav. Eliptiškumo priklausomybė nuo išvadinės osciliatoriaus galios. Legenda: taškai A, B, C nurodo stabilumo parametras atstumas – kompensacinės plokštelės storis.

Pirma nubraižome eliptiškumo priklausomybę nuo galios (35 paveikslėlis). Matomas dėsningas pluošto eliptiškėjimas, kuris, tikėtina, yra sukeltas indukuojamo vis stipresnio (mažesnio židinio nuotolio) termolėšio atsirandančio lazeriniame kristale. Termolėšis atsiranda dėl kvantinio defekto, kuris išskiria šilumą kvazi-trijų lygmenų sistemoje, kai atomo sužadintas elektronas relaksuoja į žemesnį lazerinį lygmenį, taip išskirdamas šilumą. Svarbu paminėti, kad esant keturių ar kvazi-trijų lygmenų sistemoms lazeriniuose kristaluose, termolėšį labiausiai nulemia kaupinimas, tačiau Yb:YAG pasižymi savybe, kad esant generacijai, didžioji šilumos dalis, kurianti

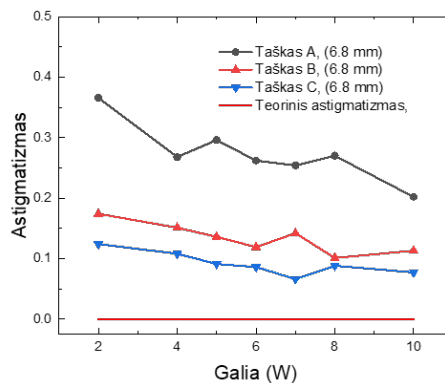
teoriniais skaičiavimais pasitelkiant *reZonator* programą ir nubraižykime eliptiškumo priklausomybę nuo termolėšio židinio nuotolio (36 pav.). Kaip matyti iš paveikslėlio čia didėjant lėšio židinio nuotoliui turime dvi zonas: eliptiškumas staigiai krenta ir eliptiškumas auga. Tikėtina, kad indukuotas termolėšis osciatoriuje nėra mažesnis nei 50 mm. Tad žiūrint į zoną >50 mm matome, kad eliptiškumas gerėja didėjant židinio nuotoliui. Toks dėsningumas sutampa su išmatuotais rezultatais, nes didesnė išvadinė galia indukuoja didesnę termolėšį, t.y. išvadinė galia ir židinio nuotolis yra atvirkščiai proporcingi dydžiai. Matoma ir tai, kad stabilumo parametras lemia, eliptiškumo vertes ir teoriniai skaičiavimai atitinka eksperimentinius, nes abiem atvejais turint didesnę stabilumo parametą (taškas A), turėsime ir geresnę eliptiškumo vertę (artėja link 1). Taip pat iš teorinės kreivės matyti, kad didėjant židinio nuotoliui eliptiškumas artėja į



a



b



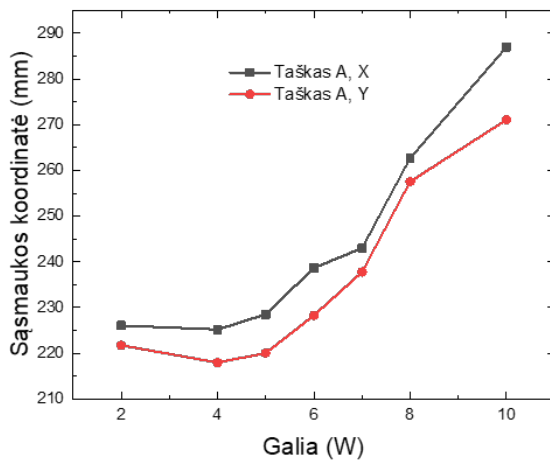
c

37 pav. Astigmatizmo priklausomybė nuo išvadinės galios kai kompensacinės plokštelės storis: a) 5,6 mm b) 3,6 mm c) 6,8 mm kartu su teorine astigmatizmo priklausomybė nuo galios.

tam tikrą vertę, o ta maksimali vertė yra nulemta stabilumo parametru. Praktiškai (35 pav.) galima irgi stebėti tam tikrą eliptiškumo artėjimą prie maksimalios vertės, tačiau ji nesiskiria taip akivaizdžiai tarp skirtingų stabilumo parametru, kaip teoriniu atveju. Taigi tikėtina, kad

ne tik didėjantis termolėšis lazeriniame kristale, bet ir kiti reiškiniai turi įtakos eliptiškumo prastėjimui.

Dabar panagrinėkime ar skirtingas termolėšis turi įtakos astigmatizmui. Teoriniais skaičiavimais (pasitelkus *reZonator* programą) gauname, kad astigmatizmas yra 0 ir nesvarbu, kad astigmatizmas rezonatoruje yra nekompensuotas (blogas plokštelės storis). Teoriškai astigmatizmo vis tiek nėra, kai praktiškai yra stebimas (37 d) paveikslėlis). Taip yra, nes pagal teoriją rezonatorius stabilus tik tada, kai sąsmaukos vieta yra tiksliai ant galinių veidrodžių, tokiu būdu pluoštas sklisdamas pirmyn atgal gali save atkartoti, taip sudarant stovinčią bangą. Tai reikštų, kad tiek tangentinės, tiek sagitalinės plokštumų sąsmaukos yra vienoje vietoje ir pagal 35 gauname, kad astigmatizmas yra 0. Jeigu būtų kitaip ir rezonatoriuje sąsmauka būtų ne ant veidrodžio, tai pluoštas negalėtų savęs atkartoti ir taip difraguotų nesudarant stovinčios bangos rezonatoriuje. Aprašyti pilnai realią sistemą neužtenka tik geometrinės optikos, nes egzistuoja sudėtingesni procesai, kurie gali daryti įtaką pluoštui. Pavyzdžiui su kiekvienu apėjimu pluoštas gali būti koreguojamas stiprinimo (lazerinės terpės), o tai, pagal geometrinius skaičiavimus, gali leisti pluošto sąsmaukai būti ne ant galinio veidrodžio. Tokį teorinį ir praktinį neatitikimą lengvai galime išmatuoti. 38 pav. pavaizduota sąsmaukos vieta išvadinio veidrodžio atžvilgiu. Kaip matyti, didėjant išvadinei galiai sąsmauka tolsta nuo osciliatoriaus. Teoriškai toks rezonatorius būtų nestabilus, bet iš praktikos akivaizdžiai matome, kad turime veikiantį rezonatorių, kuriame susidaro stovinti banga.

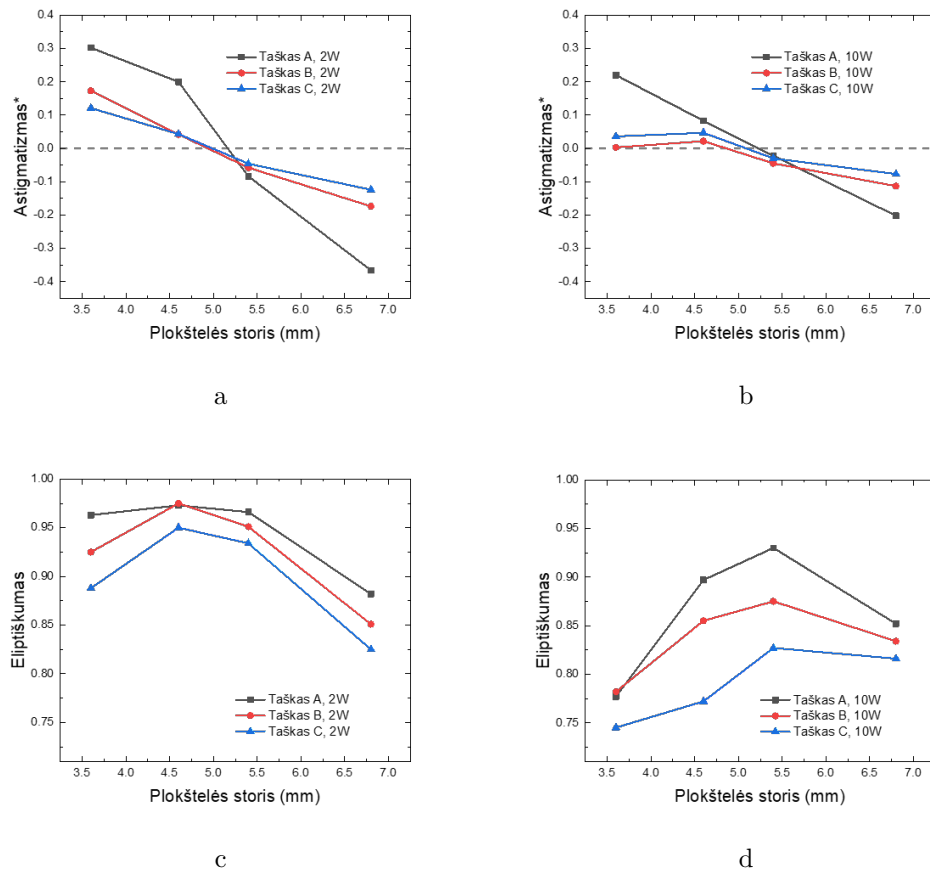


38 pav. Sąsmaukos koordinatės priklausomybė nuo galios. Koordinatės atskaitos taškas yra išvadinis veidrodys.

37 a) paveikslėlyje pateiktos astigmatizmo priklausomybės nuo išvadinės osciliatoriaus galios, matyti, kad per visą galios diapazoną skirtinguose stabilumo taškuose astigmatizmas menkai mažėja. Patikrinti ar tai sutapimas, ar dėsninga priklausomybė buvo pateiktas grafikas esant plonesnei kompensacinei plokštei (37 b)). Čia irgi stebimas astigmatizmo mažėjimas, tačiau skiriasi tai, kad astigmatizmo reikšmės prie 5,6 mm plokštelės yra mažesnės, kas atitinka 4.1.3 skyrelyje gauta išvadą, kad būtent su tokio storio plokšte gaunamos geriausios astigmatizmo reikšmės.

Vienas iš procesų kuris gali lemti, kodėl astigmatizmas galėtų gerėti didėjant spinduliuotės intensyvumui: lazerinis kristalas turi skirtingus matmenis x ir y arba tangentinėje ir sagitalinėse plokštumose, todėl šiluma statmenomis kryptimis išsisklaido skirtingai, kas savaime kuria skirtingus temperatūros gradientus,

kas sukuria lęšį, kurio židinio nuotoliai sagitalinėje ir tangentinėje plokštumose yra skirtingi. Esant tokiai sąlygai pats termolęšis veikia kaip astigmatizmo kompensatorius, nes didinant galią didėja ir gradientų skirtumas. Kontrargumentas šiai hipotezei: jei pats lęšis kompensuotų astigmatizmą, tai pasirinkus plokštelės storį, su kuriuo astigmatizmas yra perkompensuojamas tada didėjant galiai turėtume stebėti atvirkštinę priklausomybę (astigmatizmas didėja kylant galiai). Iš 37 c) paveikslėlio matome, kad visgi ir perkompensuotoje sistemoje astigmatizmas silpnai mažėja kylant išvadinei galiai. Taigi priežastis, kodėl matome tokį dėsningumą, nėra aiški.



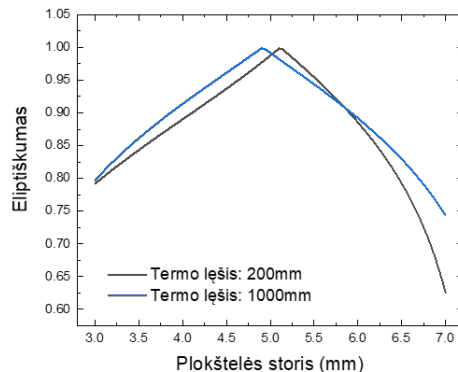
39 pav. Astigmatizmo (a ir b) ir eliptiškumo (b ir c) priklausomybė nuo kompensacinės plokštelės storio A, B, C taškuose ties 2 W ir 10 W.

Turėdami astigmatizmo ir eliptiškumo duomenis prie skirtingų galių galime palyginti, ar kompensavimo dėsningumai keičiasi didinant galią. Tai padarysim nubraižę analogiškus grafikus esančius 30 paveikslėlyje. Duomenys pateikti 39 paveikslėlyje. Stebime, kad ties abejomis galiomis tiek astigmatizmo, tiek eliptiškumo priklausomybės nuo plokštelės storio atitinka tuos pačius dėsningumus: astigmatizmas turi tašką (plokštelės storį), su kuriuo yra pilnai kompensuojamas visoje stabilumo zonoje. Tuo tarpu eliptiško geriausios vertės pasiekiamos tik viename stabilumo taške (kai stabilumo parametras: 0,25). Lyginant astigmatizmus ties 2 W ir 10 W

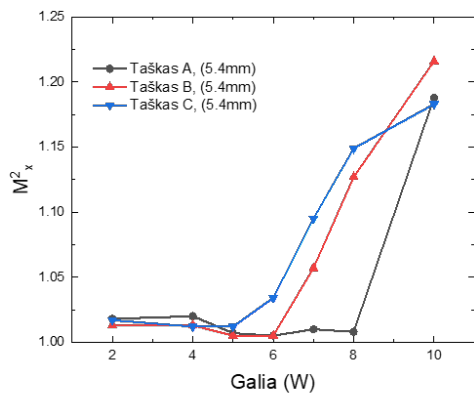
matosi nežymus jo sumažėjimas, kaip ir rodė 37 paveikselyje pateikti grafikai. Lyginant 39 pav. a) su 30 pav. a) duomenimis, matosi aiškus astigmatizmo sumažėjimas.

Lyginant eliptiškumus galime matyti, kad bendros reikšmės yra mažesnės ties didesnėmis galiomis (kaip ir rodė 35 pav.) Taip pat kažkiek skiriasi ir priklausomybės forma. Palyginimui nubraižome teorinę eliptiškumo priklausomybę nuo plokštelės storio (40 pav.). Pastebima, kad stipriai kintant termo lęšiui (5 kartus) eliptiškumo maksimumas labai nežymiai slenkasi ir optimalus plokštelės storis, priklausomai nuo išvadinės galios, yra tarp 4,8 mm ir 5,2 mm. Toks slinkimasis dalinai paaiškina, kodėl 39 pav. c) ir d) grafikuose maksimumas pilnai nesutampa: ties mažesne galia reikia plonesnės plokštelės.

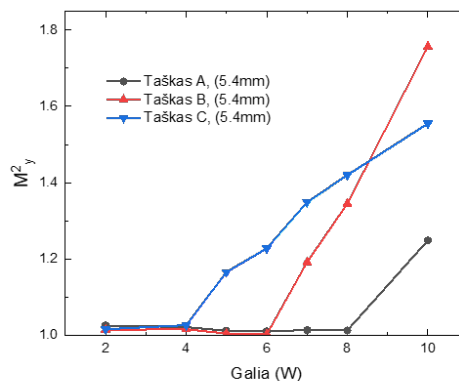
Kitas svarbus spinduliuotės parametras yra M^2 , panagrinėkime jo priklausomybę nuo galios (duomenys pateikti 41 paveikselyje).



40 pav. Teorinė eliptiškumo priklausomybė nuo kompensacinės plokštelės storio prie skirtingų termolęšio židinio nuotolių.



a



b

41 pav. M^2 kvadrato priklausomybė nuo galios x ir y koordinatėse.

Iš grafikų matome, kad M^2 priklausomybę primena diodo atidarymo charakteristiką, nes iš pradžių turime pastovų M^2 tiek x, tiek y ašyse, o pasiekus slenkstinę galią M^2 šauna į viršų. Ši slenkstinė galia akivaizdžiai priklauso nuo stabilumo (kuo stabilumo parametras didesnis, tuo didesnės galios reikia) ir nuo ašies (y ašyje reikia mažesnių galių nei x). Taip pat akivaizdus skirtumas tarp ašių yra M^2 vertės, M^2_x maksimali vertė yra 1,2, o M^2_y - 1,8.

Toks staigus M^2 augimas galimai yra susijęs su aukštesnėmis TEM^{nm} modomis. Stabiliuose rezonatoriuose gali pradėti generuotis aukštesnių eilių Hermito ir Gauso pluoštai, kurių M^2 turi tokią priklausomybę:

$$M_x^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (2n+1) |C_{nm}|^2 \quad (36)$$

$$M_y^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) |C_{nm}|^2 \quad (37)$$

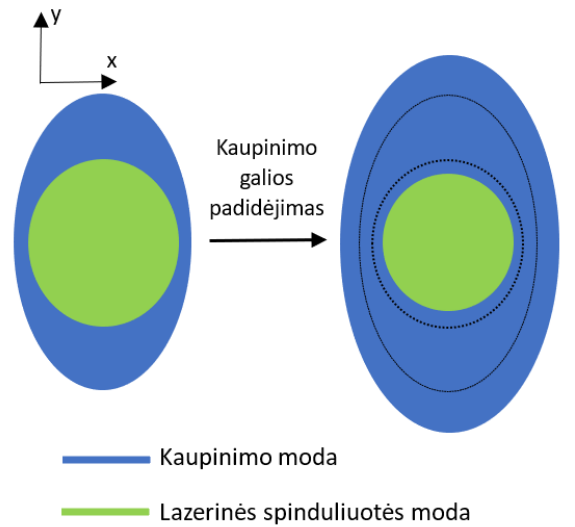
čia C_{nm} - kiekvienos TEM modos svoriniai daugikliai [57]. Jeigu ši prielaida teisinga, tai tampa aišku, kad viršijus tam tikrą galios vertę, t.y. pasiekus slenkstinę galią, aukštesnių modų nuostoliai tampa mažesni nei stiprinimas, todėl yra pradedamos generuoti papildomos modos, kas savo ruožtu padidina M^2 .

Staugus pluošto blogėjimas, didėjant stabilumo parametrai, gali būti siejamas su pluošto diametru. Pluošto matmenys ant išvadinio veidrodžio auga mažėjant stabilumo parametrai, o tuo tarpu diametras ties lazeriniu kristalu - mažėja (pagal *re-Zonator* programą). Taigi galima daryti prielaidą, kad esant mažesniai spinduliuotės diametrai ant kristalo, galimai, lengviau formuojasi aukštesnių eilių TEM_{nm} modos skersiniai pluoštai, dėl kurių išauga M^2 . Taip pat didėjant kaupinimo galiai kažkiek auga ir kaupinimo modos diametras. Kaupinimo modos didėjimas, o generacijos modos mažėjimas sumažina šių modų persiklojimą, kas sumažina TEM_{00} modos stiprinimą ir savo periferijoje palieka daugiau energijos aukštesnių TEM_{nm} modų generacijai. Tokia situacija schematiškai pa-

vaizduota 42 pav., kur matome, kad tiek x, tiek y ašyse mažėja modų persiklojimas. Ši likusi energija, neišnešama TEM_{00} modos, didina stiprinimą aukštesnių modų generacijai, todėl pasiekus slenkstinę galią, (kaupinimo dydį), aukštesnių modų stiprinimas viršija nuostolius ir pradeda generotis, dėl ko ir stebime staigų M^2 augimą. Rezonatoriaus kaupinimo moda ant kristalo yra eliptiška, todėl turime prastesnį persiklojimą y ašyje, kur lengviau generuojasi naujos modos ir tas lemia didesnes sklaidimo parametro vertes y ašyje palyginus su x ašimi (41 pav.).

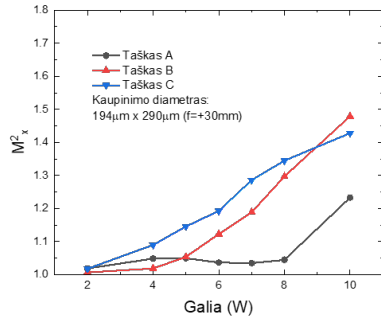
4.2 Kaupinimo ir generacijos diametrų tyrimas

Praeitame skyrelyje buvo iškelta hipotezė, kad lazerinio pluošto M^2 blogėjimas gali būti nulemtas prastesnio persiklojimo tarp kaupinimo ir generacijos modų. Šiai hipotezei patikrinti atliksime M^2 matavimus su skirtingais kaupinimo modų dydžiais. Modos dydis buvo reguliuoja-

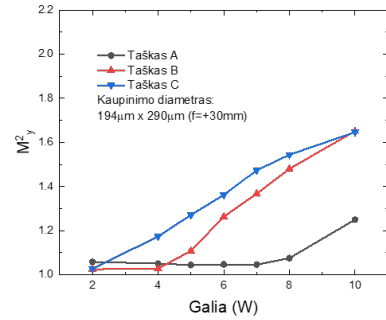


42 pav. Schematinis kaupinimo ir lazerinės spinduliuotės modų dydžio kitimas didėjant galiai.

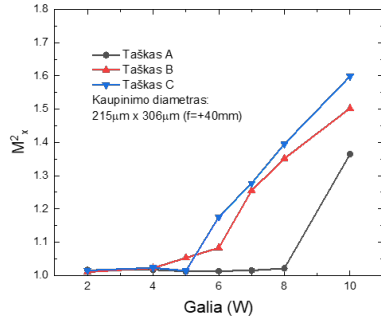
mas su skirtingo židinio nuotolio (f) lęšiukais: +30mm, +40mm ir +60mm. Tikslus kaupinimo modos diametras buvo nustatytas atvaizduojant kristalą su 4F sistema. Gauti diametrai: kai $f=+30$, x ašyje $194\mu\text{m}$, y ašyje $290\mu\text{m}$, kai $f=+40$ (x – $215\mu\text{m}$, y – $306\mu\text{m}$) ir kai $f=+60$ (x – $255\mu\text{m}$, y – $340\mu\text{m}$). Kuo lęšiuko židinio nuotolis mažesnis, tuo modos dydis ant kristalo yra fokusuojamas aštriau ir yra mažesnis. M^2 priklausomybės nuo galios pateiktos 43 paveikslėlyje, taip pat priklausomybės išmatuotos osciliatoriui esant skirtinguose stabilumo taškuose: A, B, C.



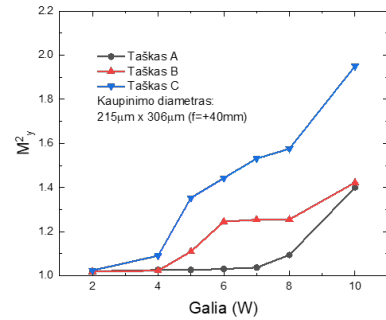
a



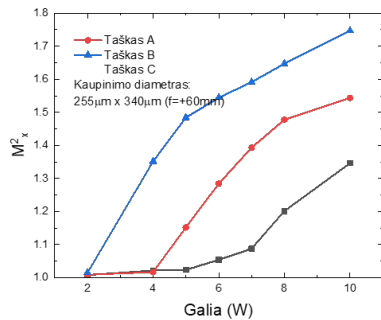
b



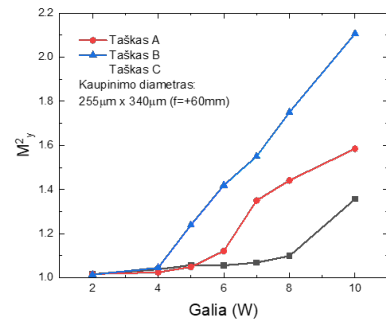
c



d



e



f

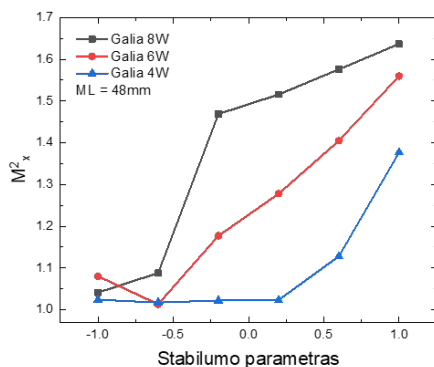
43 pav. M^2 parametro priklausomybė nuo išvadinės oscilatoriaus galios prie skirtingų kaupinimo diametrų.. Horizontalioje plokštumoje (a, c, e), vertikalioje (b, d, f).

Iš 43 paveikslėlio pastebime, kad dėsningumui, nepriklausomai nuo kaupinimo dydžio išlieka tokie pat:

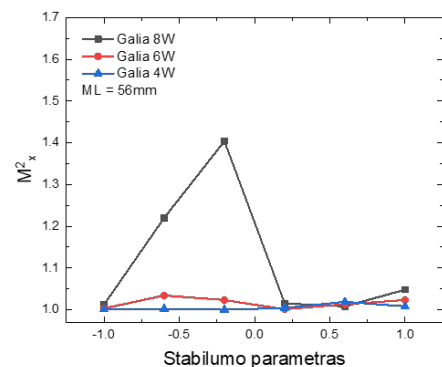
- M^2 pradeda blogėti pasiekus tam tikrą slenkstinę vertę. Kai kuriais atvejais ji maža 2 W (43pav. b), kitais atvejais slenkstinė riba pasiekama tik ties 8W (43pav. f).
- Esant didesniam stabilumo parametrai, bendros ir slenkstinės M^2 vertės yra mažesnės t.y. pluoštas artimesnis teoriniam gauso pluoštui.

Nors dėsningumai ir išlieka vienodi, tačiau aiškiai bendros M^2 reikšmės skiriasi: didėjant kaupinimo modos diametrai - prastėja pluošto kokybė (M^2). Tai dalinai patvirtina hipotezę, kad prastėjant modų persiklojimui - M^2 auga dėl, galimai atsirandančių aukštesnių TEM modų.

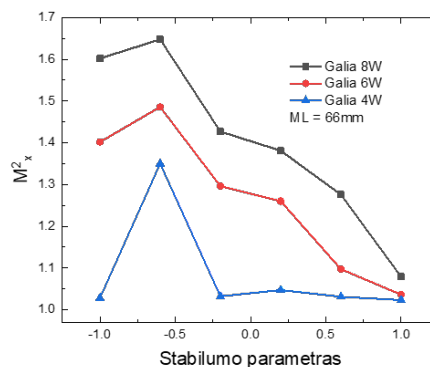
Norint pilnai patvirtinti šią prielaidą reiktų M^2 ištirti keičiant ir matuojant generacijos diametrą ant kristalo. Modos dydį ant kristalo galima keisti judinant M3 sferinį veidrodį (17 pav.), todėl keičiant atstumą tarp jo ir kristalo teoriškai turėtų kisti ir modos dydis. Šį atstumą pavadinsime **ML** (atstumas tarp M3 veidrodžio ir lazerinio kristalo LK).



a



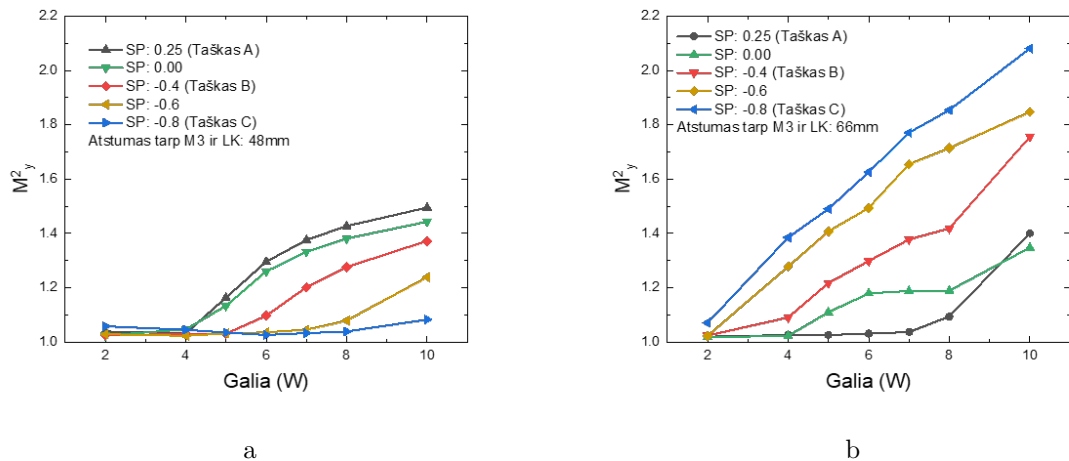
b



c

44 pav. M^2 parametro priklausomybė nuo stabilumo parametro prie skirtingų galių (8 W, 6 W, 4 W) ir su skirtingais atstumais (ML) tarp M3 veidrodžio ir lazerinio kristalo (LK).

Išmatavus M^2 nuo stabilumo parametro gauname priklausomybes pateiktas 44 paveikslėlyje. Matavimai buvo atlikti ir nuo galios. Kaip matyti iš grafiko: prie didesnių galių M^2 įgauna didesnes vertes ir ši tendencija išlieka per visus ML atstumus išskyrus esant 56 mm, kai sklidimo parametras per visą stabilumo zoną ir su visomis galiomis išlieka labai mažas ir artimas 1. Stebimi M^2 staigūs šuoliai 44 pav. b dalyje) su 8 W išvadine galia ir 44 pav. c) prie visų galių. Toks staigus parametro augimas yra susijęs su aukštesnėmis, aiškiai matomomis TEM modomis, kurių pavyzdys pateiktas 29 paveikslėlyje. Taip pat akivaizdžiai matosi, kad M^2 priklausomybės nuo stabilumo parametro nėra pastovios ir priklausomai nuo atstumo tarp lazerinio kristalo ir M3 veidrodžio, gali augti, mažėti ar išlikti vienodos. Toks nepastovus dėsningumas sufleruoja, kad nors stabilumo parametras daro įtaką M^2 vertėms, tačiau priklausomybė yra sudėtinga ir, tikėtina, egzistuoja kiti kintamieji, kurie lemia pluošto kokybę. Tą patį patvirtina ir išmatuotos M^2 priklausomybės nuo galios ML vertėse (46 mm ir 64 mm), kurios pateiktos 45 paveikslėlyje.



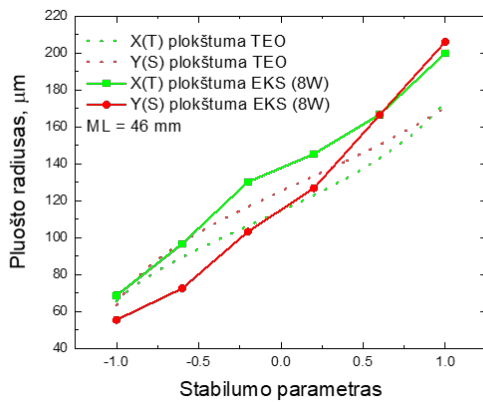
45 pav. M^2 parametro priklausomybė nuo išvadinės osciliatoriaus galios su skirtingais atstumais tarp M3 veidrodžio ir lazerinio kristalo (LK).

Čia pateikti A, B, C ir tarpiniai stabilumo taškai, su skirtingais atstumais ML. Pastebima, kad turint mažesnį atstumą ML priklausomybės nuo stabilumo parametro apsiverčia. Prieš tai nagrinėtuose atvejuose (su didesniu ML: 43 pav.) M^2 reikšmės mažėjo didėjant stabilumo parametrui, tuo tarpu sumažinus ML iki 46 mm ši priklausomybė pasikeitė ir dabar stabilumo parametrui didėjant auga ir M^2 . Tas dar kartą parodo, kad kintantis stabilumo parametras nėra tiesioginė priežastis, kodėl M^2 turi vienokią ar kitokią priklausomybę nuo išvadinės galios. Tikėtina, kad besikeičiant atstumams osciliatoriuje (kas savaime keičia stabilumą), kinta ir kitos pluošto savybės, tokios kaip generacijos diametras ant lazerinio kristalo.

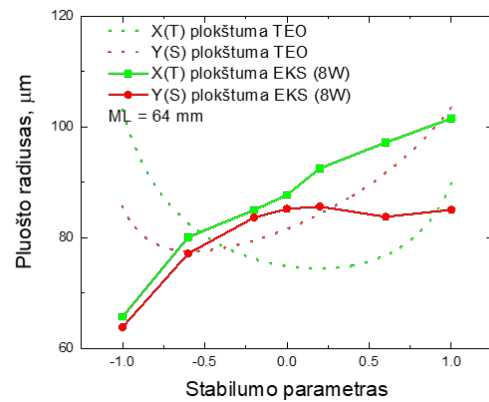
Tam, kad įvertintume, kaip keičiasi generacijos pluošto dydis ant kristalo vėl pasinaudosim *reZonator* programa ir nusibraizysim teorinę diametro priklausomybę nuo atstumo tarp lazerinio kristalo ir M3 veidrodžio (47 pav.) bei priklausomybę nuo stabilumo parametro (46

pav.). Taip pat tas pačias priklausomybes galima išmatuoti praktiškai ir palyginti su teoriniais rezultatais.

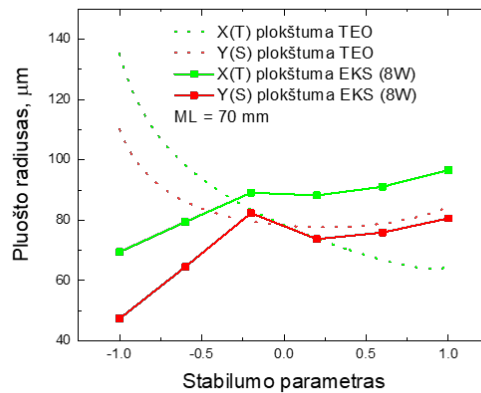
Pirmiausia atidėkime pluošto radiuso priklausomybę nuo stabilumo parametro (46 paveikslėlis). Dėl pluošto sklidimo ir nedidelių matmenų, tiesioginiais stebėjimais su kamera (4f sistema) nepavyko išmatuoti generacijos modos dydžio ant kristalo, todėl buvo pasinaudoti kvadratometro rezultatai: sąsmaukos vieta, M^2 ir diametras sąsmaukoje iš kurių buvo išskaičiuotas diametras ant kristalo. Turint šiuos parametrus, kartu su atstumu nuo sąsmaukos iki kristalo galima pasinaudoti (2) ir (4) išraiškėmis ir apskaičiuoti generacijos pluošto diametrą ant kristalo. 46 pav. a) grafike teoriniai skaičiavimai pakankamai gerai sutampa su eksperimentiniais duomenimis. Čia teoriniai duomenys yra gauti iš *reZonator* programos, o eksperimentiniai –



a



b



c

46 pav. Generacijos modos diametras ant kristalo prie skirtingų ML atstumų. Teoriniai matavimai (TEO) ir eksperimentiškai gauti rezultatai (EKS).

išmatuoti su kvadratometru. Taip pat lyginant šiuos duomenis su 44 pav. a) būtų galima vesti priklausomybę, kad dėl didėjančios modos M^2 irgi auga. Šiai prielaidai prieštarauja 46

pav. b) ir c) grafikai. Lyginant juos su 44 pav b) ir c) matome, kad realūs radiuso matmenys visada auga nepriklausomai nuo ML atstumo, o tuo tarpu M^2 , priklausomai nuo ML, mažėja (44pav. b) ar išlieka beveik nepakitęs (44 pav c). Taigi hipotezė, kad didesnis generacijos modos radiusas priverčia M^2 augti nėra teisinga arba ši priklausomybė nėra dominuojanti M^2 prastėjimo procese. Taip pat pastebėtina, kad 46 paveikslėlio b) ir c) grafikuose teoriniai ir eksperimentiniai duomenys prastai sutampa.

Atliekant matavimus buvo stebima ne tik išvadinė galia, bet ir kaupinimo srovės stipris (tuo pačiu ir kaupinimo galia). Reiktų atkreipti dėmesį, kad keičiantis stabilumui ar ML atstumui kaupinimo srovė beveik nekito (ties 10 W išvadinės galios srovės svyravo iki 5%). Tai atskirai nėra reikšmingas dalykas, tačiau iš eksperimentinių ir teorinių duomenų matome, kad keičiantis stabilumui ir ML atstumui, keičiasi ir generacijos modos radiusas ant kristalo. Radiuso kitimas keičia spinduliuotės tankį (jei galia išlieka ta pati), kas savo ruožtu turi įtakos generacijos efektyvumui ir pluošto parametrų ir tikėtina, kad didėjant radiusui turėtų reikėti didesnės kaupinimo srovės. Tačiau srovės kitimas nėra pastovus ir visiškai neturi koreliacijos su radiusais ant kristalo. Tai gali būti nulemta to, kad sumažėjęs persiklojimui tarp kaupinimo ir generacijos modų, "palikta" energija yra perduodama aukštesnių eilių TEM_{nm} modoms, kurios padeda išlaikyti nepakitusią išvadinę galią, bet tuo pačiu didina M^2 parametą.

Dabar paanalizuokime pluošto radiuso ant kristalo ir M^2 priklausomybes nuo ML atstumo. Aukščiau buvo teigta, kad teoriškai keičiant M3 veidrodžio atstumą nuo kristalo (ML) turėtų kisti ir pluošto diametras lazeriniame kristale. Ši teiginį patvirtina 47 paveikslėlio a), b), c) grafikai. Juose matome, kad tiek teoriniai, tiek eksperimentiniai duomenys rodo radiuso priklausomybę nuo ML. Taip pat pastebime, kad ir čia teorija pakankamai grubiai prasilenkia su praktiniais matavimais. Kol eksperimentiniai duomenys rodo atvirkštinę radiuso priklausomybę nuo ML atstumo, teoriniai skaičiavimai, prie skirtingų stabilumo parametrų, duoda skirtingas priklausomybių formas.

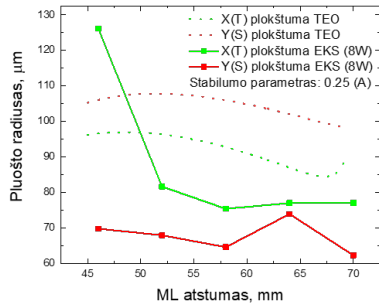
Lygindami modos radiusą (47 pav. a, c ir e) su M^2 (47 pav. b, d ir f) matome neatitikimus. Nors pluoštas visais atvejais mažėja M3 veidrodžiui slenkant toliau nuo kristalo, tačiau M^2 priklausomybė nuo ML yra nepastovi. Ties stabilumo tašku A – didėja, ties tašku B – nežymiai mažėja ir ties tašku C – mažėja. Toks neatitikimas galutinai įrodo, kad generacijos pluoštas (tiek teoriniai skaičiavimai, tiek eksperimentiniai) tiesiogiai nelemia pluošto sklidimo parametro M^2 ir jo kitimo priežastys yra labiau komplikuotos.

Taigi iškelta hipotezė, kad M^2 kinta dėl kaupinimo ir spinduliuotės modų dydžio ant kristalo pasitvirtino dalinai:

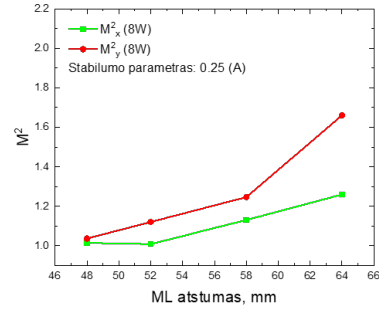
- Mažėjant kaupinimo modai M^2 vertės mažėja (aukštesnės kokybės pluoštas).
- Kintant generacijos modai ant kristalo, M^2 kinta nedėsniai ir nesimato akivaizdžių priklausomybės dėsniumų.

Atsiradę neatitikimai tarp *reZonator* programos teorinių skaičiavimų ir eksperimentiškai

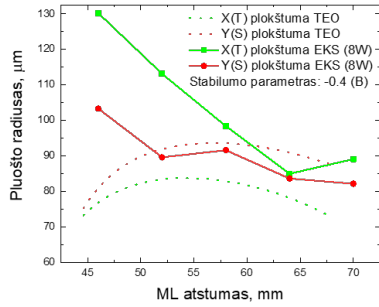
gautų duomenų leidžia teigti, kad generacijos modos dydis ant kristalo yra delikatus dalykas ir paprastas ABCD matricių skaičiavimas yra per daug supaprastintas modelis, kuris neatskleidžia tikrosios M^2 kitimo priežasties.



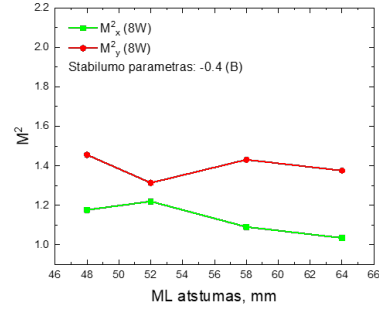
a



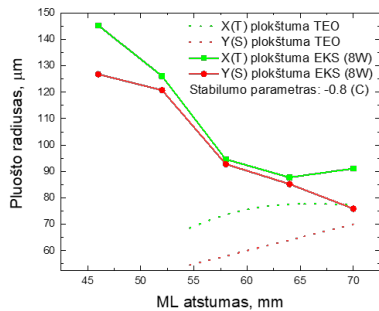
b



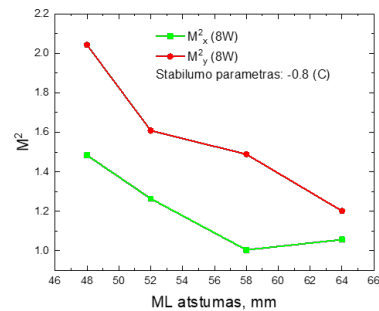
c



d



e



f

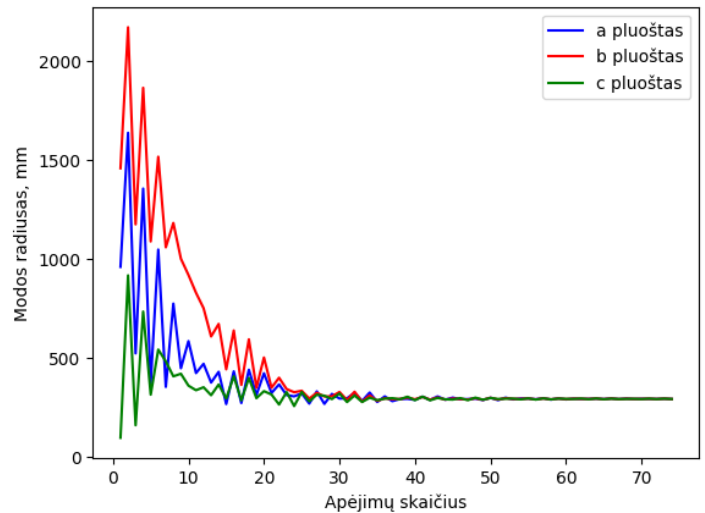
47 pav. Teorinės ir eksperimentinės pluošto radiuso ant kristalo priklausomybės nuo ML atstumo esant skirtingam stabilumui a) SP: 0,25 c) -0,4 e) -0,8. M^2 priklausomybės nuo ML atstumo esant skirtingam stabilumui b) 0,25 d) -0,4 f) -0,8.

Taip pat ABCD skaičiavimo metu yra keičiamas vienas vienas ar du kintamieji, kai realioje sistemoje pakeitus vieną kintamąjį pasikeičia ir visi kiti. Pavyzdžiui pakeitus ML atstumą pasikeičia stabilumo zonos plotas, diametras ant kristalo, kuris savo ruožtu pakeičia intensyvumo skirstinį, kuris nulemia termolęšio židinio nuotolį, dėl kurio stabilumo zona slenkasi ir t.t. Kitais

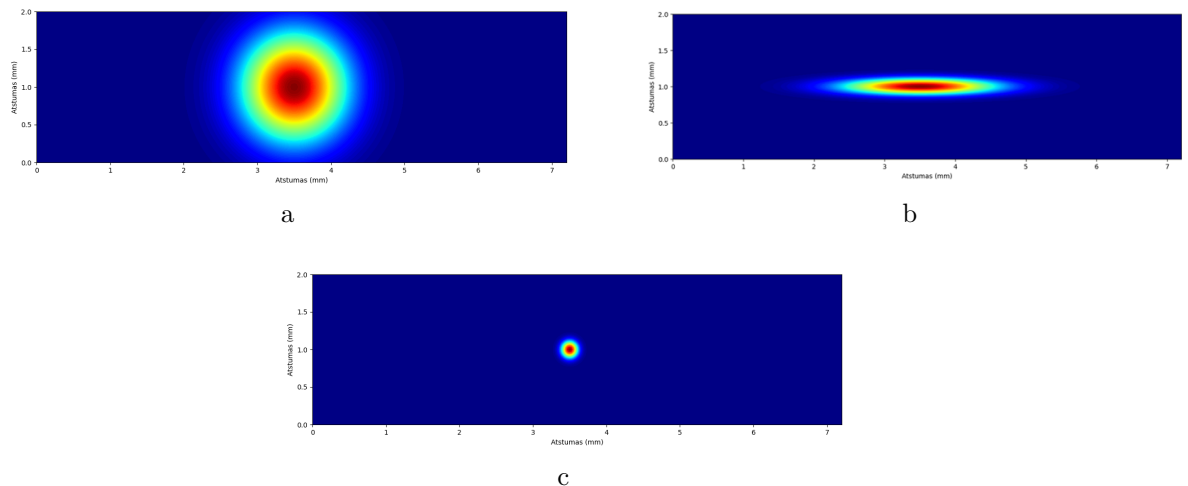
žodžiais sakant, atsiranda grįžtamieji ryšiai, kuriuos labai sunku pilnai įvertinti paprastos geometrinės optikos modeliu keičiant vos po vieną parametą. Dėl šios priežasties ir dėl neatsakymo klausimo "Kodėl M^2 taip įvairiai kinta?", buvo nuspręsta sumodeliuoti lazerinio rezonatoriaus sistemą remiantis Furjė sklidimu, kartu su lazerinio stiprinimo uždaviniu.

4.2.1 Skaitmeninis osciliatoriaus modelis

Pasinaudojus 3.4 skyrelyje aptartais metodais buvo parašytas kodas, kuris skaitmeniškai modeliuoja osciliatorių. Pirmiausia buvo patikrinta ar modelis veikia ir ar gali sugeneruoti stovinčią bangą rezonatoriuje. Paleidus simuliaciją osciliatorius generuoja pluoštą, kurio radiuso vertės ties kristalu smarkiai šokinėja, tačiau didėjant apėjimų skaičiui per rezonatorių, radiusų vertės pradeda šokinėti vis mažiau, kol nusistovi tam tikra stabili vertė – atsiranda nuostovus elektrinio lauko pasiskirstymas, rezonatoriaus modų rinkinys. Spinduliuotės radiuso priklausomybė nuo apėjimų skaičiaus pavaizduota 48 paveikslėlyje.

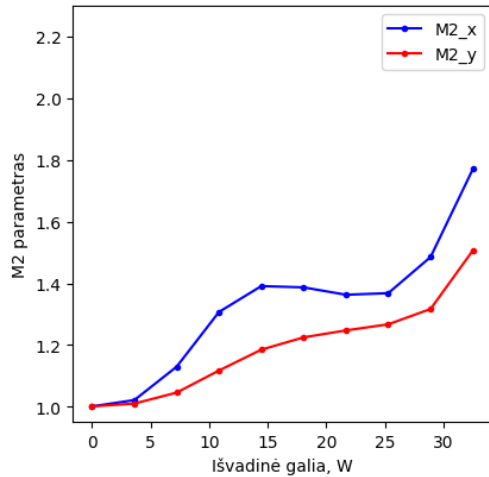


48 pav. Teorinė generacijos modos radiuso ant kristalo priklausomybė nuo praėjimų pro rezonatorių skaičiaus. a, b ir c rodo priklausomybes su skirtingais pradiniais pluošto parametrais.

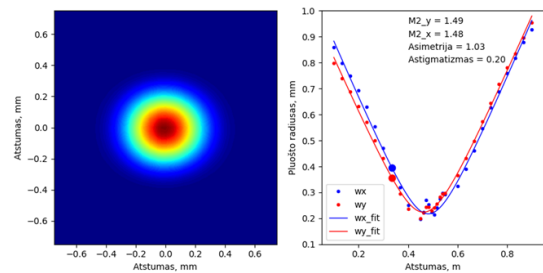


49 pav. Skirtingi pradiniai generacijos pluošto skerspjūviai. x ir y ašyse atidėtas atstumas mm.

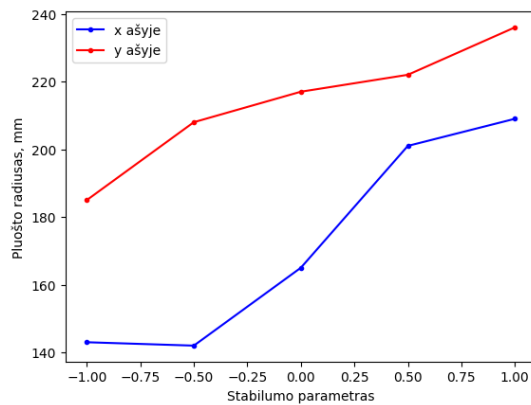
Kaip matyti pluoštas turi praeiti osciliatorių bent 50 kartų, kad nusistovėtų stabili būseną. Tam kad skaičiavimo laikas būtų trumpesnis, modelis pradeda generaciją ne nuo atsitiktinių fluktuacijų, o įvedus pradinio lazerinio pluošto matmenis. Jeigu modelis veikia teisingai, tai įvedus skirtingas pradinius pluošto matmenis po tam tikro apėjimų skaičiaus turėtų nusistovėti pusiausvyra. Tokį rezultatą ir matome 48 paveikslėlyje, o 49 pav. a, b ir c pateikti pradiniai generacijos pluoštai, kurie po 50+ apėjimų tampa vienodi. Tai rodo, kad modelis yra teisingai aprašytas, nes nepaisant pradinių sąlygų osciliatorius nusistovės į tą pačią stabilią būseną.



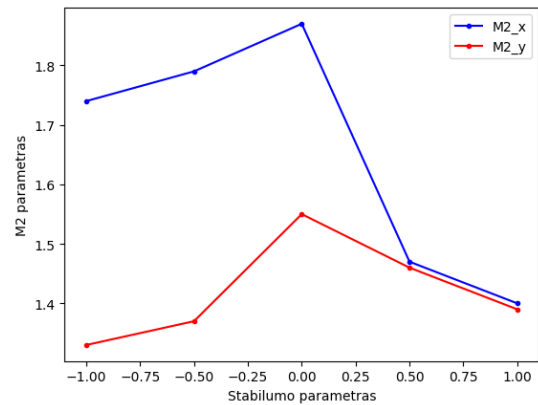
a



b



c



d

50 pav. Duomenys gauti iš skaitmeniškai sumodeliuoto osciliatoriaus. a) M^2 priklausomybė nuo galios b) standartinio M^2 matavimo pavyzdys c) generacijos modos radiuso ant kristalo priklausomybė nuo stabilumo parametro d) M^2 priklausomybė nuo stabilumo parametro

Taip pat modelis turi funkciją, galinčią skaičiuoti pluošto M^2 parametą. Tuo pasinaudojus galime teorines vertes palyginti su eksperimentinėmis. Kaip matyti 50 a) paveikslėlyje, M^2 didėja nuo išvadinės galios, tačiau teoriniai duomenys rodo, kad X plokštumoje M^2 yra prastesnis nei Y. Tuo tarpu eksperimente (43 pav.) visais atvejais y koordinatė pasižymėjo prastesniais pluošto parametrais nei x. Kitas neatitiktumas, kad M^2 priklausomybė nuo stabilumo parametro yra chaotiška ir netvarkinga, nors generacijos moda ant kristalo auga pakankamai proporcingai

besikeičiant stabilumui. Bendros radiusų vertės 50 pav. c) ir 46 pav a) pakankamai yra artimos. Taigi iš duomenų gautų skaitmeniškai sumodeliavus osciliatorių matome, kad pasirinktas modelis yra pakankamai teisingas ir sąlyginai veikia gerai, tačiau turi nemažai neatitikimų lyginant su realia sistema. Norint gerinti ir tikslinti modelio veikimą reiktų atsižvelgti į daugiau veiksnių (kurie kol kas nėra įtraukti į kodą) galinčių daryti įtaką osciliatoriaus veikimui: aukštesnės TEM_{nm} modos, kristalo aušinimas, tikslinti generacijos uždavinį ir t.t.

5 Išvados

- Dviejų sąsmaukų astigmatiškame rezonatoriuje, kuriame antroji sąsmauka yra formuojama $R=-100$ mm sferinių veidrodžių poros su $i = 6.2$ deg kritimo kampu, papildomos plokštelės įdėjimas ties antra sąsmauka praplėčia rezonatoriaus stabilumo bei stabilaus veikimo zoną nuo $\sim 1.5\text{mm}$ iki $\sim 3\text{mm}$.
- Dviejų sferinių veidrodžių su $R=-100$ mm, į kuriuose pluoštas krenta $i = 6.2$ deg kampu, kuriamas astigmatinis pluoštas, yra beveik pilnai kompensuojamas visoje stabilumo zonoje, kai į sistemą Briusterio kampu įdedama 5,4 mm storio pralaidi plokštelė.
- Sistemoje egzistuoja ir kitų elementų (trečias sferinis veidrodis, lazerinis kristalas), kurie įneša savo astigmatizmus, todėl teoriniai ir eksperimentiniai plokštelės storio rezultatai nesutampa (teorinis: 4.2 mm, eksperimentinis: 5.4mm).
- Dėl papildomų astigmatizmą įnešančių elementų geriausių pluošto parametrus galima gauti tik ties vienu stabilumo parametru 0.25 (taškas A). To priežastis – pluošto diametro priklausomybės nuo stabilumo sagitalinėje ir tangentinėje plokštumose nėra vienodos, o vienodos reikšmės pasiekiamos tik ties minėtu stabilumo tašku (arba iš viso nėra pasiekiamos).
- Dėl didėjančio šiluminio lęšio lazeriniame kirstale, pluoštas tampa eliptiškesnis. Bendras eliptiškumas ir jo prastėjimas, astigmatiškai kompensuotame rezonatoriuje, priklauso nuo stabilumo parametro (ties 0,25 parametru gaunami geriausi rezultatai).
- Pluošto sklidimo parametro M^2 priklausomybė nuo galios pasižymi slenkstinėmis vertėmis, iki kurių M^2 vertės yra nedidelės, o jas pasiekus parametras pradeda staigiai augti. Ši slenkstinė galia skirtingose stabilumo zonose skiriasi.
- Mažėjant kaupinimo modai ties lazeriniu kristalu M^2 vertės mažėja (aukštesnės kokybės pluoštas), o kintant generacijos modai ant kristalo, M^2 kinta nedėsnigai ir nesimato akivaizdžių priklausomybės dėsnigumų.
- Skaitmeninis osciliatoriaus modelis pademonstavo veikiančią sistemą, pasiekiančią stabilų elektrinio lauko sprendinį po 50+ apėjimų rezonatoriuje, tačiau patikimam ir platesniam naudojimui, modelis turėtų būti patobulintas.

Literatūros sarakšas

- [1] S. Parker, Verifiable CPD paper: introduction, history of lasers and laser light production., *British dental journal* **202**(1), 21–31 (2007), <https://doi.org/10.1038/bdj.2006.113>.
- [2] J. Hecht, A short history of laser development, *Appl. Opt.* **49**(25), F99–F122 (2010), <https://doi.org/10.1364/AO.49.000F99>.
- [3] J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan, R. Ramos-Garcia, Optic cavitation with CW lasers: A review, *Physics of Fluids* **26**(12), 122007 (2014), <https://doi.org/10.1063/1.4904718>.
- [4] T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H. J. Wörner, Streaking of 43-attosecond soft-x-ray pulses generated by a passively cep-stable mid-infrared driver, *Opt. Express* **25**(22), 27506–27518 (2017), <https://doi.org/10.1364/OE.25.027506>.
- [5] J. Zayhowski, 14 - microchip lasers, in B. Denker, E. Shklovsky (eds.), *Handbook of Solid-State Lasers* (Woodhead Publishing, 2013), Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, 359–402.
- [6] C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier, et al., Petawatt and exawatt class lasers worldwide, *High Power Laser Science and Engineering* **7**, e54 (2019), <https://doi.org/10.1017/hpl.2019.36>.
- [7] C. Webb, J. Jones, *Handbook of Laser Technology and Applications: Laser design and laser systems*, number 2 tom. in *Handbook of Laser Technology and Applications* (Institute of Physics, 2004).
- [8] A. E. Siegman, Defining, measuring, and optimizing laser beam quality, in A. Bhowmik (ed.), *Laser Resonators and Coherent Optics: Modeling, Technology, and Applications*, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 1993), volume 1868, 2 – 12.
- [9] G. G. Goyer, R. Watson, The laser and its application to meteorology, *Bulletin of the American Meteorological Society* **44**(9), 564–570 (1963).
- [10] T. Lippert, *Laser Application of Polymers* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2004), 51–246.
- [11] G. D. VanWiggeren, R. Roy, Communication with chaotic lasers, *Science* **279**(5354), 1198–1200 (1998), <https://doi.org/10.1126/science.279.5354.1198>.

- [12] I. Stasevičius, M. Vengris, Exploiting optical nonlinearities for group delay dispersion compensation in femtosecond optical parametric oscillators, *Opt. Express* **28**(18), 26122–26136 (2020), <https://doi.org/10.1364/OE.399083>.
- [13] S. Chenais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, P. Georges, Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-part i: theoretical analysis and wavefront measurements, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40**(9), 1217–1234 (2004), <https://doi.org/10.1109/JQE.2004.833198>.
- [14] L. M. Osterink, J. D. Foster, THERMAL EFFECTS AND TRANSVERSE MODE CONTROL IN A Nd:YAG LASER, *Applied Physics Letters* **12**(4), 128–131 (2003), <https://doi.org/10.1063/1.1651922>.
- [15] V. Magni, G. Valentini, S. De Silvestri, Recent developments in laser resonator design, *Optical and Quantum Electronics* **23**(9), 1105–1134 (1991), <https://doi.org/10.1007/BF00619980>.
- [16] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer US, 2006), sixth revised and updated edition edition.
- [17] H. Rabbani-Haghighi, *New materials and device architectures for organic solid-state lasers* (2011).
- [18] R. M. Herd, MRCP(UK), J. S. Dover, K. A. Arndt, BASIC LASER PRINCIPLES, *Dermatologic Clinics* **15**(3), 355–372 (1997), [https://doi.org/10.1016/S0733-8635\(05\)70446-0](https://doi.org/10.1016/S0733-8635(05)70446-0).
- [19] V. S. Eugenijus Gaižauskas, *KIETOJO KŪNO LAZERIAI* (VILNIAUS UNIVERSITETO LEIDYKLA, Vilnius, 2008).
- [20] A. D. Julius Vengelis, *Laser physics* (2020), lecture notes edition.
- [21] M. B. Walter Koechner, *Solid-State Lasers: A Graduate Text* (Springer, 2003).
- [22] R. R. Butts, P. V. Avizonis, Asymptotic analysis of unstable laser resonators with circular mirrors, *J. Opt. Soc. Am.* **68**(8), 1072–1078 (1978), <https://doi.org/10.1364/JOSA.68.001072>.
- [23] T. Brabec, C. Spielmann, P. F. Curley, F. Krausz, Kerr lens mode locking, *Opt. Lett.* **17**(18), 1292–1294 (1992), <https://doi.org/10.1364/OL.17.001292>.
- [24] Y. F. Chen, C. H. Wang, X. L. Zheng, M. X. Hsieh, Laser transverse modes with ray-wave duality: A review, *Applied Sciences (Switzerland)* **11**(19) (2021), <https://doi.org/10.3390/app11198913>.

- [25] Y. F. Chen, C. C. Lee, C. H. Wang, M. X. Hsieh, Laser transverse modes of spherical resonators: a review [Invited], *Chinese Optics Letters* **18**(9), 091404 (2020), <https://doi.org/10.3788/col202018.091404>.
- [26] H. Costa, J. Almeida, D. Liang, M. Catela, D. Garcia, B. D. Tibúrcio, C. R. Vistas, Zigzag multirod laser beam merging approach for brighter tem₀₀-mode solar laser emission from a megawatt solar furnace, *Energies* **14**(17) (2021), <https://doi.org/10.3390/en14175437>.
- [27] U. T. Schwarz, M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, Observation of ince-gaussian modes in stable resonators, *Opt. Lett.* **29**(16), 1870–1872 (2004), <https://doi.org/10.1364/OL.29.001870>.
- [28] L. Carbone, P. Fulda, C. Bond, F. Brueckner, D. Brown, M. Wang, D. Lodhia, R. Palmer, A. Freise, The generation of higher-order Laguerre-Gauss optical beams for high-precision interferometry., *Journal of visualized experiments : JoVE* (78), 1–12 (2013), <https://doi.org/10.3791/50564>.
- [29] X. Chen, J. Yao, F. Zeng, Z. Deng, Single-longitudinal-mode fiber ring laser employing an equivalent phase-shifted fiber bragg grating, *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(7), 1390–1392 (2005), <https://doi.org/10.1109/LPT.2005.848408>.
- [30] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, J. Aus Der Au, Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **2**(3), 435–451 (1996), <https://doi.org/10.1109/2944.571743>.
- [31] G. J. Spühler, K. J. Weingarten, R. Grange, L. Krainer, M. Haiml, V. Liverini, M. Golling, S. Schön, U. Keller, Semiconductor saturable absorber mirror structures with low saturation fluence, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **81**(1), 27–32 (2005), <https://doi.org/10.1007/s00340-005-1879-1>.
- [32] U. Keller, Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight, *Applied Physics B* **100**(1), 15–28 (2010), <https://doi.org/10.1007/s00340-010-4045-3>.
- [33] D. N. Schimpf, T. Eidam, E. Seise, S. Hädrich, J. Limpert, A. Tünnermann, Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with kerr-nonlinearity, *Opt. Express* **17**(21), 18774–18781 (2009), <https://doi.org/10.1364/OE.17.018774>.
- [34] R. Stolen, A. Ashkin, Optical Kerr effect in glass waveguide, *Applied Physics Letters* **22**(6), 294–296 (1973), <https://doi.org/10.1063/1.1654644>.

- [35] M. L. Kliever, A. Suchocki, R. C. Powell, Evaluation of materials for tunable vibronic lasers, *Appl. Opt.* **27**(24), 5016–5021 (1988), <https://doi.org/10.1364/AO.27.005016>.
- [36] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys. Rev.* **127**, 1918–1939 (1962), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.1918>.
- [37] Y. Wang, M. Ghotbi, S. Das, Y. Dai, S. Li, X. Hu, X. Gan, J. Zhao, Z. Sun, Difference frequency generation in monolayer MoS₂, *Nanoscale* **12**(38), 19638–19643 (2020), <https://doi.org/10.1039/D0NR01994A>.
- [38] F. Saltarelli, A. Diebold, I. J. Graumann, C. R. Phillips, U. Keller, Self-phase modulation cancellation in a high-power ultrafast thin-disk laser oscillator, *Optica* **5**(12), 1603–1606 (2018), <https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.001603>.
- [39] B. Sun, P. S. Salter, M. J. Booth, Effects of sample dispersion on ultrafast laser focusing, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**(7), 1272–1280 (2015), <https://doi.org/10.1364/JOSAB.32.001272>.
- [40] W. Emery, A. Camps, Chapter 2 - basic electromagnetic concepts and applications to optical sensors, in W. Emery, A. Camps (eds.), *Introduction to Satellite Remote Sensing* (Elsevier, 2017), 43–83.
- [41] J.-P. Taché, Ray matrices for tilted interfaces in laser resonators, *Appl. Opt.* **26**(3), 427–429 (1987), <https://doi.org/10.1364/AO.26.000427>.
- [42] S. Yefet, A. Pe'er, A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers, *Applied Sciences* **3**(4), 694–724 (2013), <https://doi.org/10.3390/app3040694>.
- [43] J.-C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena* (Elsevier, 2006).
- [44] Y.-f. Tsay, B. Bendow, S. S. Mitra, Theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals, *Phys. Rev. B* **8**, 2688–2696 (1973), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.8.2688>.
- [45] C. Simonelli, E. Neri, A. Ciamei, I. Goti, M. Inguscio, A. Trenkwalder, M. Zaccanti, Realization of a high power optical trapping setup free from thermal lensing effects, *Optics Express* **27**, 27215 (2019), <https://doi.org/10.1364/OE.27.027215>.
- [46] M. Schmid, T. Graf, H. P. Weber, Analytical model of the temperature distribution and the thermally induced birefringence in laser rods with cylindrically symmetric heating, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(8), 1398–1404 (2000), <https://doi.org/10.1364/JOSAB.17.001398>.
- [47] J. Greivenkamp, *Field Guide to Geometrical Optics*, Field Guides (SPIE Press, 2004).

- [48] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill physical and quantum electronics series (W. H. Freeman, 2005).
- [49] J. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics (Wiley, 1978).
- [50] D. G. Voelz, M. C. Roggemann, Digital simulation of scalar optical diffraction: revisiting chirp function sampling criteria and consequences, *Appl. Opt.* **48**(32), 6132–6142 (2009), <https://doi.org/10.1364/AO.48.006132>.
- [51] J. Schmidt, *Numerical simulation of optical wave propagation: With examples in MATLAB* (2010).
- [52] J. Breckinridge, D. Voelz, *Computational Fourier Optics: A MATLAB Tutorial*, SPIE Press monograph (SPIE Press, 2011).
- [53] S. Chenais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. Georges, On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials, *Progress in Quantum Electronics* **30**, 89–153 (2006), <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2006.12.001>.
- [54] D. Brown, Ultrahigh-average-power diode-pumped nd:yag and yb:yag lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(5), 861–873 (1997), <https://doi.org/10.1109/3.572162>.
- [55] X. Luo, P. Chen, Y. Wang, Power content m2-values smaller than one, *Applied Physics B* **98**, 181–185 (2009), <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3623-8>.
- [56] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. M. Georges, On thermal effects in solid state lasers: the case of ytterbium-doped materials, *Progress in Quantum Electronics* **30**, 89–153 (2007).
- [57] A. E. Siegman, New developments in laser resonators, in D. A. Holmes (ed.), *Optical Resonators*, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 1990), volume 1224, 2 – 14.

6 Santrauka

Lukas Barzdėnas

Erdvinių modų ir pluošto parametrų tyrimas didelės galios astigmatiniuose lazeriniuose osciliatoriuose

Nuo pat pirmojo lazerio pademonstravimo, šis naujas išradimas traukė mokslininkus savo išskirtinėmis savybėmis: erdviniu ir laikiniu koherentiškumu, maža divergencija, monochromatiškumu ir dideliu energijos tankiu. Laikui bėgant lazeriai tobulėjo, o pritaikymo ribos bei parametrų pasirinkimas smarkiai augo. Dabar lazeriai naudojami labai plačiai: įvairiuose mokslinėse srityse, karyboje, medicinoje, industrijoje ar net pramogų tikslais. Norint išgauti visą aibę parametrų natūraliai sunkėjo ir lazerių konstrukcija, atsirado daugiau įvairių elementų jo viduje. Papildomi elementai lazeryje kartu su naudingais privalumais atnešė ir įvairų nepageidautinų ydų ir aberacijų, tokių kaip prastėjanti pluošto kokybė ar astigmatizmas.

Šio darbo metu buvo bandoma suprojektuoti lazerinį osciliatorių, ištaisyti jame esančias ydas (astigmatizmą), ištirti jo pluošto savybes tiek mažų, tiek didelių galių režimuose bei pritaikant teorinius modelius suprasti ir paaiškinti osciliatoriaus veikimo dėsningumus.

Pirminis osciliatoriaus pluoštas pasižymėjo dideliu eliptiškumu ir astigmatizmu. Šias ydas nulėmė sferiniai veidrodžiai, kurie sistemoje įdėti kampu, todėl atsiranda skirtingas atstumas, kurį turi nueiti spindulys sklindantis sagitalinėje ir tangentinėje plokštumoje. Ši yda buvo ištaisyta į osciliaotriaus vidų įdėjus skaidrią plokštelę, kuri įnešė priešingo ženklo astigmatizmą ir taip kompensavo sferinių veidrodžių astigmatizmą. Taip pat buvo rasta osciliatoriasu konfigūracija, kurioje pluoštas mažiausiai eliptiškas (stabilumo parametras 0,25). Vykdamas pluošto sklidimo kokybės matavimus nuo galios pastebėta, kad M^2 kitimo charakteristika panaši į diodo – mažose galiose M^2 mažas ir nekinta, o pasiekus slenkstinę vertę pradeda staigiai augti. Tolimesni tyrimai parodė, kad toks M^2 prastėjimas dalinai susijęs su spinduliuotės ir kaupinimo modų dydžiais ant kristalo. Mažinant kaupinimo modą ant kristalo (naudojant mažesnio židinio nuotolio lęšiukus) M^2 vertės mažėjo – pluošto kokybė gerėjo. Besikeičianti generacijos moda ant kristalo neparodė jokios sąsajos su M^2 iš šie dydžiai keitėsi nepriklausomai nuo vienas kito.

Atsiradę nesutapimai tarp teorinių skaičiavimų (paremtų geometrine optika) ir eksperimentinių duomenų, sufleravo, kad norint pilnai paaiškinti M^2 kitimo dėsningumus reikalingas sudėtingesnis modelis. Tuo tikslu osciliatorius buvo aprašytas sprendžiant lazerinio stiprinimo uždavinį ir šviesos sklidimą aprašant Furjė pagalba. Gautas osciliatoriaus modelis sugeba generuoti stovinčią bangą rezonatoriuje, tačiau gauti pluošto parametrai nesutampa su realybe, todėl modelis dar turi būti tobulinamas.

7 Summary

Lukas Barzdėnas

Spatial Modes and Beam Properties Investigation in High Power Astigmatic Laser Resonators

Ever since the first demonstration of lasers, this new invention have attracted scientists with its exceptional properties: spatial and temporal coherence, low divergence, monochromaticity, and high energy density. Over time, lasers have improved, and their applications and parameter selections have expanded significantly. Nowadays, lasers are widely used in various scientific fields, military, medicine, industry, and even for entertainment purposes. However, as the desire for a wide range of parameters increased, the construction of lasers became more complex, involving more elements inside. Additional components introduced various unwanted defects and aberrations, such as deteriorating laser beam quality or astigmatism.

In this work, an attempt was made to design a laser oscillator, correct the existing defects (astigmatism), study the properties of its fiber in both low and high power regimes, and apply theoretical models to understand and explain the principles of oscillator.

The initial laser beam of the oscillator exhibited significant ellipticity and astigmatism. These defects were caused by spherical mirrors placed at an angle in the system, resulting in different distances that the beam had to travel in the sagittal and tangential planes. This defect was corrected by inserting a transparent plate into the oscillator, which introduced an opposite sign astigmatism and compensated for the astigmatism of the spherical mirrors. Furthermore, a configuration of the oscillator was found where the laser beam was least elliptical (stability parameter 0.25). During the measurements of the laser beam's quality with power, it was observed that the M^2 variation characteristic resembled that of a diode. At low powers, the M^2 value remained small and constant, but once the threshold value was reached, it began to increase sharply. Further research showed that such degradation of M^2 was partially related to the sizes of laser radiation and pumping diode modes on the crystal. By reducing the pumping diode mode on the crystal (using lenses with smaller focal lengths), the M^2 values decreased, indicating improved laser beam quality. The changing generation mode on the crystal showed no correlation with M^2 , as these parameters changed independently of each other.

The discrepancies between theoretical calculations (based on geometrical optics) and experimental data hinted that a more complex model was needed to fully explain the regularities of M^2 variation. For this purpose, the oscillator was described by solving the laser amplification problem and using the Fourier description for light propagation. The obtained model is capable of generating a standing wave in the laser resonator, but obtained beam parameters do not match with experimentally measured ones, therefore the model still needs further improvements.