

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
IR  
VALSTYBINIS MOKSLINIŲ TYRIMŲ INSTITUTAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

JULIJANAS ŽELUDEVICĪUS

**IMPULSINIŲ SKAIDULINIŲ LAZERIŲ PARAMETRŲ  
OPTIMIZAVIMAS, NETIESINIS IMPULSŲ  
APJUNGIMAS IR OPTINIO DAŽNIO KEITIMAS**

Daktaro disertacija,  
Technologijos mokslai, Medžiagų inžinerija (08T)

Vilnius, 2017 metai

Disertacija rengta 2012–2016 metais Valstybinio mokslinių tyrimų instituto Fizinių ir technologijos mokslų centro Lazerinių technologijų skyriuje.

**Mokslinis vadovas** – dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T)

# TURINYS

---

<b>Padėka</b> .....	<b>7</b>
<b>Sutrumpinimų sąvadas</b> .....	<b>8</b>
<b>Įvadas</b> .....	<b>10</b>
Darbo tikslas ir uždaviniai.....	12
Darbo naujumas ir jo reikšmė .....	13
Ginamieji teiginiai .....	14
Autoriaus indėlis.....	15
Bendra autorių indėlis .....	15
Autoriaus publikacijos.....	16
Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas .....	17
Disertacijos struktūra.....	20
<b>1 Literatūros apžvalga</b> .....	<b>22</b>
1.1 Kvarcinio stiklo skaidulų optinės savybės.....	22
1.1.1 Sugertis.....	22
1.1.2 Lūžio rodiklis ir jo dispersija .....	23
1.1.3 Netiesinės savybės.....	27
1.1.4 Impulsų sklidimo kvarcinio stiklo skaiduloje aprašymas .....	36
1.2 Kvarcinio stiklo skaidulų rūšys ir technologijos .....	40
1.2.1 Klasikinės daugiomodės ir vienmodės skaidulos .....	40
1.2.2 Poliarizaciją išlaikančios skaidulos .....	44
1.2.3 Modifikuotų dispersinių charakteristikų vienmodės skaidulos.....	45
1.2.4 Skaidulos skirtos didelės galios stiprintuvams.....	47
1.2.5 Mikrostruktūrizuotos skaidulos.....	51
1.3 Netiesinė sąveika kvadratinio jautrio medžiagose.....	57
1.3.1 Kvadratinio jautrio netiesinės sąveikos aprašymas.....	57
1.3.2 Fazinio sinchronizmo sąlygos kolineariai ir nekolineariai sąveikai	59
1.3.3 Impulsinių pluoštų antrosios harmonikos ir suminio dažnio generacijos ypatumai .....	63

1.4 Impulsų parametrų iš skaidulinių lazerių optimizavimo būdai ir schemos .....	72
1.4.1 Skaiduliniai lazeriai, generuojantys itin trumpus optinius impulsus ..	72
1.4.2 Šiuolaikinės čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulose technologijos (pasiekimai ir apribojimai) .....	75
1.4.3 Spinduliuotės iš kelių šaltinių apjungimo būdai .....	81
1.4.4 Plataus spektro spinduliuotės antrosios harmonikos generavimo metodų apžvalga .....	89
<b>2 Didelės energijos impulsus generuojančios skaidulinės grandinės tyrimai.....</b>	<b>93</b>
2.1 Impulsų generatoriaus aprašymas ir skaitiniai modeliavimai.....	95
2.2 Grandinės sandaros įtakos impulsų charakteristikoms modeliavimas	100
2.2.1 Spektrinių filtrų atskyrimo įtaka generuojamų impulsų spektrui ir kitoms charakteristikoms .....	100
2.2.2 Filtrų juostos pločio įtaka generuojamų impulsų charakteristikoms...	103
2.2.3 Skaidulos ilgio įtaka generuojamų impulsų charakteristikoms.....	105
2.2.4 Stiprinimo koeficiento įtaka .....	108
2.2.5 Medžiagos dispersijos įtaka impulsų generacijai .....	109
2.3 Eksperimentinės schemos .....	113
2.4 Generuojamų impulsų charakteristikos ir jų palyginimas su modeliavimo rezultatais.....	115
2.4.1 Mažos medžiagos dispersijos įtakos veika.....	115
2.4.2 Didelės medžiagos dispersijos įtakos veika .....	120
2.4.3 Generacijos savaiminis susižadinimas .....	124
2.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	127
<b>3 Čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulinių sistemų optimizavimas ....</b>	<b>128</b>
3.1 Eksperimentinės schemos .....	128
3.2 Netiesinio impulsų plėtimo ypatumai .....	130
3.3 Čirpuotų impulsų stiprinimas ir suspaudimas.....	134

3.3.1 Čirpuotų impulsų stiprinimo 12 $\mu\text{m}$ šerdies diametro skaiduloje tyrimai.....	136
3.3.2 Čirpuotų impulsų stiprinimo 25 $\mu\text{m}$ šerdies diametro skaiduloje tyrimai.....	142
3.3.3 Čirpuotų impulsų stiprinimo CCC skaiduloje tyrimai .....	146
3.4 Energetinių charakteristikų naudojant skirtingas pagrindinio stiprintuvo konfigūracijas apibendrinimas .....	149
3.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	152
<b>4 Plataus spektro spinduliuotės iš skaidulinių lazerių antrosios harmonikos generavimas taikant temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo .....</b>	<b>153</b>
4.1 Antrosios harmonikos generavimo metodo sudarius temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo teorinis pagrindas .....	153
4.2 Temperatūros gradiento įtakos plačiajuostės spinduliuotės antrosios harmonikos generavimui skaitiniai modeliavimai .....	155
4.3 Skaidulinės lazerinės sistemos ir specializuotos kristalo krosnelės eksperimentinės schemas .....	162
4.4 Antrosios harmonikos generavimo esant temperatūros gradientui išilgai LBO kristalo eksperimentinių tyrimų rezultatai.....	164
4.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	167
<b>5 Netiesinis impulsinių pluoštų iš skaidulinių lazerių apjungimas .....</b>	<b>168</b>
5.1 Nekolinarusis netiesinis impulsinių pluoštų apjungimas ir impulsų sutankinimas laike .....	169
5.1.1 Metodo teorinis pagrindas.....	169
5.1.2 Eksperimentinės schemas .....	175
5.1.3 Eksperimentinių bandymų rezultatai.....	184
5.2 Nuoseklusis impulsų apjungimas laike generuojant suminį dažnį .....	192
5.2.1 Metodo konfigūracijų apžvalga.....	193
5.2.2 Eksperimentinė schema.....	195
5.2.3 Eksperimentinių tyrimų rezultatai .....	197
5.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	199

<b>Disertacijos darbo pagrindiniai rezultatai ir išvados .....</b>	<b>200</b>
<b>Literatūros sąrašas .....</b>	<b>202</b>

## Padėka

---

Dalis šioje disertacijoje aprašytų darbų buvo remiama Lietuvos mokslo tarybos, vykdant projektus MIP-099/2011 (FEMTOSKAIDULA), LAT 06/2016 (NILAS) ir Europos socialinio fondo agentūros, vykdant projektą VP1-3.1-ŠMM-10-V-02-002 (SKAIDLAZ).

Pirmiausia norėčiau padėkoti vadovui dr. Kęstučiui Regelskiui už perteiktas žinias, patirtį, mokslinių idėjų generavimą ir visokeriopą pagalbą atliekant mokslinius tyrimus. Taip pat už suteiktas galimybes dirbti naudojantis moderniausia laboratorijos įranga, dalyvauti stažuotėse ir konferencijose.

Taip pat dėkoju skyriaus vadovui dr. Gediminui Račiukaičiui už konsultavimą moksliniais ir organizaciniais klausimais. Už nuolatinį darbą leidžiantį pasiekti gerus veiklos rezultatus mūsų skyriuje.

Dėkoju kitiems skyriaus darbuotojams už draugišką darbo aplinką.

Taip pat dėkoju įmonės Ekspla skaidulinių technologijų grupei, vadovaujamai dr. Nerijaus Rusteikos, už sklandų bendradarbiavimą. Ypatingai dr. Rokui Danilevičiui už pagalbą modeliuojant skaidulines sistemas, diskusijas moksliniais ir nemoksliniais klausimais. Taip pat dr. Karoliui Viskontui, doktorantui Sauliui Frankinui už galimybes pasiskolinti reikiamą įrangą.

Taip pat dėkoju savo tėvams už nuolatinį palaikymą.

## Sutrumpinimų sąvadas

---

AOM	akustooptinis moduliatorius
ASE	sustiprintas spontaninis spinduliavimas ( <i>angl. amplified spontaneous emission</i> )
BBO	$\beta$ -bario boratas ( $\beta$ -BaB <sub>2</sub> O <sub>4</sub> )
CCC	chirališkai susietųjų šerdžių (skaidula) ( <i>angl. chirally coupled core</i> )
CCD	krūvio sąsajos įtaisas ( <i>angl. charge coupled device</i> )
CPA	čirpuotų impulsų stiprinimas ( <i>angl. chirped pulse amplification</i> )
DC	dvigubas apvalkalas ( <i>angl. double clad</i> )
FBG	skaidulinė Brego gardelė ( <i>angl. fiber Bragg grating</i> )
FCPA	čirpuotų impulsų stiprinimas skaidulose ( <i>angl. fiber chirped pulse amplification</i> )
FWHM	pilnas plotis pusės maksimumo lygyje ( <i>angl. full width half maximum</i> )
GVD	grupinių greičių dispersija ( <i>angl. group velocity dispersion</i> )
Yb	iterbis
KTP	kalio titanilo fosfatas (KTiOPO <sub>4</sub> )
LBO	ličio triboratas (LiB <sub>3</sub> O <sub>5</sub> )
LD	lazerinis diodas
LMA	didelis modos plotas ( <i>angl. large mode area</i> )
LPF	didelio periodo (fotoninių kristalų) skaidula ( <i>angl. large-pitch fiber</i> )
NA	skaitinė apertūra ( <i>angl. numerical aperture</i> )
PCF	fotoninių kristalų skaidula ( <i>angl. photonic crystal fiber</i> )
PER	poliarizacijos ekstinkcijos koeficientas ( <i>angl. polarization extinction ratio</i> )
PM	poliarizaciją išlaikantis ( <i>angl. polarization maintaining</i> )
SM	vienmodis ( <i>angl. single-mode</i> )



SRS	priverstinė Ramano sklaida ( <i>angl. stimulated Raman scattering</i> )
TOD	trečios eilės grupinių greičių dispersija ( <i>angl. third-order dispersion</i> )
UV	ultravioletinė spinduliuotė
WDM	kaupinimo ir signalo tankintuvas ( <i>angl. wavelength division multiplexer</i> )

## Įvadas

---

Praėjus vos metams po pirmojo lazerio sukūrimo [1] buvo pasiūlyta ir skaidulinio lazerio koncepcija, kai aktyvią terpę sudaro optinio stiklo dielektrinis bangolaidis su didesnio lūžio rodiklio šerdimi ir mažesnio lūžio rodiklio apvalkalu [2]. Netrukus buvo pademonstruotas lazerinis veikimas kvarcinio stiklo strype su neodimio jonais legiruota šerdimi ir mažesnio lūžio rodiklio apvalkalu [3]. Tačiau spartus skaidulinių technologijų vystymasis prasidėjo gerokai vėliau, kai buvo ištobulintos aukšto grynumo kvarcinio stiklo skaidulų gamybos technologijos [4], leidžiančios pasiekti labai mažus optinius nuostolius skaidula sklindančiai spinduliuotei. Pirminis optinių skaidulų taikymas buvo telekomunikacijų srityje pakeičiant varines ryšio linijas, ypatingai kai buvo ištobulintos mažų nuostolių optinės skaidulos legiruotos retųjų žemių jonais [5] ir sukurti lazeriniai diodai tinkami tokių aktyvių terpių kaupinimui. Retųjų žemių jonais legiruotų stiprintuvų sukūrimas leido stiprinti optinius signalus [6] ir įgalino optinį duomenų perdavimą labai dideliais atstumais sukeliant proveržį telekomunikacijų srityje.

Susidomėjimas skaidulinės terpės pritaikymui lazeriniam veikimui iš pradžių kilo atsižvelgiant į tokių lazerių kompaktiškumo ir stabilumo privalumus. Sukūrus dvigubo apvalkalo skaidulas [7] prasidėjo spartus didelės vidutinės galios skaidulinių lazerių vystymasis. Skaidulinės geometrijos teikiamos puikios termooptinės savybės ir bangolaidinio sklidimo lemiamas idealios kokybės pluoštas, leido didinti iš skaidulinių lazerių gaunamos spinduliuotės galią eksponentiniais tempais. Ypatingai geri rezultatai buvo pasiekiami naudojant iterbiu legiruotas skaidulas, dėl mažo kvantinio defekto tarp kaupinimo ir spinduliavimo bangos ilgių [8]. Papildomą galios prieaugį leido pasiekti tandeminio kaupinimo metodai [9]. Visa tai lėmė, kad šiuo metu yra pasiekta virš 10 kW vidutinė galia iš vienmodžio skaidulinio lazerio [10].

Nors itin trumpų impulsų generavimas skaiduliniuose lazeriuose buvo pademonstruotas neužilgo po nuolatinės veikos skaidulinio lazerio [11,12],

impulsų smailinės galios didinimas nevyko taip sparčiai. Tos pačios skaidulinės geometrijos savybės, kurios leidžia užtikrinti gerą šilumos nuvedimą ir atsparumą didelėms vidutinėms galioms, yra nepalankios didelės smailinės galios impulsams. Dėl spinduliuotės išlaikymo mažo diametro šerdyje ir didelių sąveikos ilgių, skaidulose pasiekama maksimali smailinė galia yra pirmiausiai apribojama netiesinių reiškinių (priverstinės Brijueno ir Ramano sklaidos, keturbangio maišymo). Siekiant išvengti šių ribojimų yra kuriamos įvairios metodikos leidžiančios sumažinti smailinį intensyvumą skaiduloje. Daug darbų buvo atlikta kuriant naujas, didelei smailinei galiai pritaikytas (didelės vienmodės šerdies) skaidulas (1.2.4-1.2.5 skyrius), tobulinant faziškai moduluotų, kitaip vadinamų čirpuotais, impulsų stiprinimo skaidulose metodiką (1.4.2 skyrius) ir kuriant naujus skaidulinių šaltinių spinduliuotės apjungimo būdus (1.4.3 skyrius). Tuo pačiu metu siekiama išlaikyti skaiduliniams lazeriams būdingą našumą, kompaktiškumą, stabilumą, ilgaamžį veikimą nereikalaujant derinimo. Patikimi itin trumpus impulsus generuojantys šaltiniai reikalingi sparčiam ir preciziniam medžiagų mikroapdirbimui [13–15], skaidrių terpių modifikavimui kuriant fotonines struktūras [16], parametrinių generatorių kaupinimui [17], terahercinės spinduliuotės generavimui [18,19]. Papildomai, neseniai buvo užsibrėžtas ilgalaikis tikslas panaudoti skaidulinių lazerių architektūrą ir jų spinduliuotės apjungimą generuojant ekstremalios smailinės ir vidutinės galios impulsus (100 TW, 100 kW) dalelių greitintuvų kūrimui [20]. Šių tikslų pasiekimas reikalauja tyrimų tobulinant skaidulinius lazerius didelės vidutinės ir smailinės galios impulsams generuoti.

Šiame darbe aprašyti tyrimai yra orientuoti į iš iterbiu legiruotų skaidulinių lazerių gaunamų impulsų charakteristikų optimizavimą. Yra nagrinėjamos dvi kryptys: iš pačių skaidulų gaunamų impulsų charakteristikų optimizavimas (siekiant kuo didesnės impulsų energijos ir mažesnės trukmės) ir impulsų modifikavimas atliekant optinio dažnio keitimą išoriniame kvadratinio jautrio kristale. Poreikis trumpesnio bangos ilgio impulsams negu yra tiesiogiai generuojami iterbiu legiruotose skaiduliniuose lazeriuose kyla iš taikymų medžiagų apdirbimo srityje [21]. Pagal pirmą kryptį buvo tiriamas naujas

impulsų generavimo skaidulose metodas, kuris remiasi skaidulose vykstančio fazės moduliavimosi reiškiniu ir dvigubo-pakaitinio spektrinio filtravimo panaudojimu generuojant itin trumpus didelės energijos impulsus (2 skyrius). Taip pat buvo tiriamas impulsų stiprinimas skaidulose iki maksimalios netiesiškumų apribotos energijos naudojant čirpuotų impulsų stiprinimo metodiką (FCPA) (3 skyrius). Pagal antrą kryptį buvo tiriamas metodas plataus spektro impulsinės spinduliuotės iš skaidulinių lazerių našiam optinio dažnio keitimui kvadratinio jautrio kristale su išilginiu temperatūros gradientu (4 skyrius). Galiausiai buvo tiriami metodai leidžiantys apjungti impulsinę spinduliuotę iš kelių skaidulinių lazerių kartu atliekant optinio dažnio keitimą (5 skyrius).

## **Darbo tikslas ir uždaviniai**

Šio darbo tikslas buvo ištirti ir optimizuoti metodus leidžiančius generuoti, stiprinti impulsus skaiduliniuose lazeriuose pasiekiant kuo geresnes impulsų charakteristikas (kuo trumpesnė trukmė, kuo didesnė energija ir smailinė galia). Pasinaudojant netiesine sąveika kvadratinio jautrio kristale buvo siekiama optimizuoti spinduliuotės iš impulsinių skaidulinių lazerių optinio dažnio keitimo našumą, o taip pat apjungti spinduliuotę iš kelių skaidulinių lazerinių stiprintuvų ir tokiu būdu gauti geresnių charakteristikų spinduliuotę (didesnę vidutinę ar smailinę galią) nei iš pavienio skaidulinio lazerio. Pagrindiniai uždaviniai:

1. Ištirti impulsų generavimo skaidulose būdą, kuris remiasi impulsų spektro išplitimu dėl fazės moduliavimosi skaiduloje ir dvigubopakaitiniu spektriniu filtravimu.
2. Ištirti faziškai moduluotų, kitaip vadinamų čirpuotų, impulsų stiprinimo savybes didelio šerdies diametro skaidulose esant ryškiam fazės moduliavimosi poveikiui.

3. Ištirti skaidulinių lazerių plataus spektro (čirpuotų) impulsų antrosios harmonikos generavimo būdą sudarant temperatūros gradientą išilgai kvadratinio jautrio kristalo.
4. Ištirti skaidulinių stiprintuvų impulsinės spinduliuotės apjungimo ir optinio dažnio keitimo būdą pasinaudojant suminio dažnio generavimo nekolinearaus fazinio sinchronizmo konfigūracijoje savybėmis.
5. Ištirti dviejų laike atskirtų šviesos impulsų apjungimą kvadratinio jautrio kristale generuojant vieną suminio optinio dažnio impulsą.

## **Darbo naujumas ir jo reikšmė**

- Buvo ištirtas naujoviškas būdas itin trumpų šviesos impulsų generavimui optinėse skaidulose. Metodas remiasi skaidulos kubinio netiesiškumo panaudojimu, taigi nereikalauja kitų, įsisotinančiu atsaku pasižyminčių, medžiagų naudojimo, kurios turi savų trūkumų. Naudojant šį metodą gali būti kuriami patikimi ir ilgaamžiai skaiduliniai impulsiniai šaltiniai, kas yra labai svarbu praktiniams taikymams.
- Buvo pademonstruotas čirpuotų impulsų stiprinimas skaidulose panaudojant fazės moduliavimosi reiškinį tiek impulsų plėtimo pakopoje, tiek impulsų stiprintuve. Buvo pademonstruota nesudėtingos sandaros skaidulinė lazerinė sistema, kurią tinkamai optimizavus gali būti generuojami femtosekundžių trukmės ir didelės energijos šviesos impulsai.
- Buvo pademonstruotas naujas metodas skaidulinių lazerių plataus spektro impulsinės spinduliuotės antrosios harmonikos generavimui kvadratinio jautrio kristale sudarant temperatūros gradientą išilgai kristalo. Šis metodas gali būti nesunkiai pritaikytas kuriant universalius optinio dažnio keitimo modulius tinkamus keisti bangos ilgus, atitinkančius visą iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo skaidulų spinduliavimo juostą.
- Buvo pademonstruoti du nauji metodai impulsų iš skaidulinių stiprintuvų apjungimui kvadratinio jautrio kristale, tuo pačiu ir atliekant optinio

dažnio keitimą. Vienas metodas leidžia apjungti, laike išdėstant vienas šalia kito, impulsus iš atskirų skaidulinių stiprintuvų ir tokiu būdu padidinti impulsų pasikartojimo dažnį ir spinduliuotės vidutinę galią. Kitas metodas leidžia apjungti du laike atskirtus impulsus į vieną ir tokiu būdu padidinti pavienio impulso energiją ir smailinę galią. Šie abu metodai gali būti potencialiai panaudoti generuojant spinduliuotę, kurios vidutinė/smmailinė galia yra didesnė negu maksimaliai pasiekama skaiduloje.

## **Ginamieji teiginiai**

1. Panaudojant impulso spektro plitimą skaiduloje dėl fazės moduliavimosi ir dvigubą-pakaitinį spektrinį filtravimą, gali būti generuojami stabilūs itin trumpi ir santykinai didelės energijos impulsai iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo spinduliavimo spektro srityje.
2. Netiesinė FCPA sistema, kurioje fazės moduliavimasis vyksta impulsų plėtimo skaiduloje ir impulsų stiprinimo skaidulinėje pakopoje, tinkamai ją optimizavus, leidžia generuoti trumpesnės trukmės impulsus po suspaudimo negu pradiniai osciliatoriaus generuojami impulsai ir didesnės energijos negu pasiekama tiesinėje veikoje atitinkamo modos ploto stiprintuvo skaiduloje.
3. Naudojant LBO kristalą su išilginiu temperatūros gradientu, yra pasiekiamas ženkliai didesnis skaidulinių lazerių generuojamos plačiajuostės impulsinės spinduliuotės optinio dažnio keitimo našumas, nei kai kristalo temperatūra yra pastovi. Naudojant šį metodą nebūtina optimizuoti kristalo ilgio, kadangi keitimo procesas yra vienkryptis ir keitimas atgal nevyksta net kai kristalo ilgis yra gerokai didesnis negu optimalus.
4. Suminio dažnio generavimo nekolinearioje konfigūracijoje kelių skaidulinių stiprintuvų impulsiniai pluoštai gali būti apjungiami poromis į vieną pluoštą, kuriame impulsai yra sutankinami laike. Tokiu būdu

apjungto pluošto vidutinė galia proporcinga apjungiamų stiprintuvų skaičiui, o apjungto pluošto erdvinės savybės nėra blogesnės nei atskirų skaidulinių stiprintuvų generuojamų pluoštų savybės.

5. Nuoseklus impulsų poros apjungimas kvadratinio jautrio kristale leidžia generuoti didesnės energijos ir smailinės galios suminio dažnio apjungtus impulsus, nei kai optinio dažnio keitimas atliekamas generuojant antrąją harmoniką.

## **Autoriaus indėlis**

Šioje disertacijoje aprašyti darbai buvo atlikti 2012–2016 m. Fizinių ir technologijos mokslų centre, lazerinių technologijų skyriuje, skaidulinių lazerių laboratorijoje. Autorius konsultuodamasis su vadovu sukonstravo didžiąją dalį eksperimentinių schemų, atliko matavimus, analizavo rezultatus palygindamas su modeliavimo rezultatais ir ruošė publikacijas. Bendra autorių indėlis yra paminėtas žemiau.

## **Bendra autorių indėlis**

- dr. Kęstutis Regelskis vadovavo visam tiriamojo darbo procesui, inicijavo tyrimus, konsultavo moksliniais klausimais, svariai prisidėjo ruošiant publikacijas S1, S3 ir P1.
- dr. Gediminas Račiukaitis konsultavo ruošiant publikacijas.
- dr. Rokas Danilevičius atliko čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos skaitinius modeliavimus aprašytus S2.
- dr. Karolis Viskontas surinko skaidulinį osciliatorių naudojamą čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos tyrimuose S2.
- dr. Nerijus Rusteika prisidėjo ruošiant S2 publikaciją.
- Marijus Mickus atliko dalį impulsų generatoriaus schemos su skaidulinių Brego gardelių filtrais eksperimentinių matavimų.
- Martynas Dapkus atliko impulsų generatoriaus susižadinimo eksperimentinius matavimus.

## **Autoriaus publikacijos**

### **Straipsniai disertacijos tema:**

- S1. K. Regelskis, **J. Želudevičius**, N. Gavrilinas, and G. Račiukaitis, “Efficient second-harmonic generation of a broadband radiation by control of the temperature distribution along a nonlinear crystal,” *Optics Express* **20**, 28544–28556 (2012).
- S2. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika, and K. Regelskis, “Femtosecond fiber CPA system based on picosecond master oscillator and power amplifier with CCC fiber,” *Optics Express* **21**, 5338–5345 (2013).
- S3. K. Regelskis, **J. Želudevičius**, K. Viskontas, and G. Račiukaitis, “Ytterbium-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering,” *Optics Letters* **40**, 5255–5258 (2015).
- S4. **J. Želudevičius**, K. Regelskis, and G. Račiukaitis, “Experimental demonstration of pulse multiplexing and beam combining of four fiber lasers by noncollinear frequency conversion in an LBO crystal,” *Optics Letters* **42**, 175–178 (2017).

### **Kiti straipsniai:**

- S5. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, and K. Regelskis, “Optimization of pulse compression in a fiber chirped pulse amplification system by adjusting dispersion parameters of a temperature-tuned chirped fiber Bragg grating stretcher,” *Journal of the Optical Society of America B* **32**, 812–817 (2015).

### **Patentas disertacijos tema:**

- P1. K. Regelskis, **J. Želudevičius**, and G. Račiukaitis, “Šviesos impulsų suminio dažnio generavimo būdas.” Lietuvos patentas Nr. LT 5968. “Method and device for sum-frequency generation of light pulses,” Europos patento paraiška EP2621032 (A2).



## Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas

### Pranešimai disertacijos tema:

*Pranešėjo pavardė pabraukta.*

- K1. **J. Želudevičius**, K. Regelskis, V. Vosylius, N. Gavrilinas, and G. Račiukaitis, “Enhancement of the second-harmonic phase-matching bandwidth and conversion efficiency by control of the temperature distribution along a nonlinear crystal,” *Advanced Solid-State Photonics (ASSP)*, San Diego, USA (2012). (stendinis)
- K2. **K. Regelskis**, **J. Želudevičius**, N. Gavrilinas, and G. Račiukaitis, “Combining of pulses in time domain by second harmonic generation,” *Advanced Solid-State Photonics (ASSP)*, San Diego, USA (2012).
- K3. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika and K. Regelskis, “Femtosecond fiber CPA system seeded by bandwidth-limited picosecond pulses,” *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and International Quantum Electronics Conference (CLEO EUROPE/IQEC)*, Munich, Germany (2013). DOI: 10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801097 (stendinis)
- K4. **J. Želudevičius**, K. Regelskis, N. Gavrilin, and G. Račiukaitis, “Efficient second-harmonic generation of broadband radiation in the nonlinear crystal with constant axial temperature gradient,” *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and International Quantum Electronics Conference (CLEO EUROPE/IQEC)*, Munich, Germany (2013). DOI:10.1109/CLEOEIQEC.2013.6800929 (stendinis)
- K5. **J. Želudevičius**, K. Regelskis, N. Gavrilin, G. Raciukaitis, “Efficient second-harmonic generation of broadband light pulses in the LBO nonlinear crystal with constant axial temperature gradient,” *XX Lietuvos-Baltarusijos seminaras "Lazeriai ir optinis netiesiškumas"*, Vilnius, Lietuva (2013). (stendinis)
- K6. R. Danilevičius, **J. Želudevičius**, K. Viskontas, N. Rusteika, **K. Regelskis**. “Femtosecond fiber CPA system seeded by bandwidth-limited picosecond

- pulses: numerical and experimental study,” *XX Lietuvos-Baltarusijos seminaras “Lazeriai ir optinis netiesiškumas”*, Vilnius, Lietuva (2013).
- K7. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika, and K. Regelskis, “Performance of nonlinear ultra-short pulse fiber CPA system using power amplifiers with core diameter from 12 to 33  $\mu\text{m}$ ,” *2014 International Conference “Laser Optics”*, St. Petersburg, Russia (2014). DOI:10.1109/LO.2014.6886281 (stendinis)
- K8. **K. Regelskis**, **J. Želudevičius**, and V. Žvirblyte, “Peculiarities of second harmonics generation with linearly varying wave-number mismatch along a nonlinear crystal,” *2014 International Conference “Laser Optics”*, St. Petersburg, Russia (2014). DOI:10.1109/LO.2014.6886405
- K9. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, K. Viskontas, N. Rusteika, K. Regelskis, “Ultrashort-Pulse Nonlinear Fiber CPA System Performance Using Power Amplifiers with Core Diameter from 12.5 to 33  $\mu\text{m}$ ,” *6<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources”*, Neuchatel, Switzerland (2014). (stendinis)
- K10. **J. Želudevičius**, K. Regelskis, “Optimization of Nonlinear Fiber CPA System by Selection of Spectral Region of Operation,” *6<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources”*, Neuchatel, Switzerland (2014). (stendinis)
- K11. **K. Regelskis**, **J. Želudevičius**, G. Račiukaitis, “Picosecond fiber generator using a self-phase modulation and alternating spectral filtering,” *6<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources”*, Neuchatel, Switzerland (2014).
- K12. **K. Regelskis**, **J. Želudevičius**, V. Žvirblyte, G. Račiukaitis, “Peculiarities of second harmonics generation with a constant wave-number mismatch gradient along a nonlinear crystal,” *6<sup>th</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources”*, Neuchatel, Switzerland (2014).

- K13. K. Regelskis, J. Želudevičius, and G. Račiukaitis, “Stable operation of the picosecond pulse fiber generator based on a nonlinear spectral reshaping,” *Northen Optics & Photonics 2015*, Lappeenranta, Finland (2015).
- K14. J. Želudevičius, J. Petkelis, K. Regelskis, and G. Račiukaitis, “All-fiber Picosecond Optical Pulse Generator Based on Self-phase Modulation Effect and Spectral Filtering using Narrowband FBG,” *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC 2015)*, Munich, Germany (2015). (stendinis)
- K15. K. Regelskis, J. Želudevičius, and G. Račiukaitis, “Ultrashort Optical Pulse Yb-doped Fiber Generator Based on Nonlinear Spectral Reshaping,” *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC 2015)*, Munich, Germany (2015).
- K16. J. Želudevičius, J. Petkelis, K. Regelskis, “Skaidulinio pikosekundinių impulsų generatoriaus, paremto fazės moduliavimo reiškinių ir dvigubo spektrinio filtravimo naudojant siaurajuostes skaidulines Brego gardeles, tyrimai,” *41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius, Lietuva (2015). (stendinis)
- K17. K. Regelskis, J. Želudevičius, N. Gavrilinas, G. Račiukaitis, “Antros harmonikos generacijos ypatumų tyrimai esant pastoviam bangos skaičių nederinimo gradientui išilgai LBO kristalo,” *41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius, Lietuva (2015)
- K18. J. Zeludevicius, K. Regelskis, and G. Raciukaitis, “Combining and Temporal Multiplexing of Four Pulsed Beams from Fiber Amplifiers by Means of Non-collinear Frequency Conversion in KTP Crystal,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (2016)*, San Jose, USA, ( 2016). DOI:10.1364/CLEO\_AT.2016.JTu5A.57 (stendinis)
- K19. J. Želudevičius, M. Mickus, and K. Regelskis, “Combining and temporal multiplexing of four pulsed beams in LBO crystal by means of non-collinear frequency conversion,” *7th EPS-QEOD Europhoton Conference*

“*Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources*”, Vienna, Austria (2016). (stendinis)

K20. **J. Želudevičius**, M. Mickus, and K. Regelskis, “Characterization of optical pulses generated by fiber pulse generators based on self-phase modulation and alternating spectral filtering,” *7th EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources*”, Vienna, Austria (2016). (stendinis)

**Pranešimai kita tema:**

K21. R. Danilevičius, **J. Želudevičius**, K. Viskontas, N. Rusteika, and K. Regelskis, “Reduction of third order dispersion mismatch between fiber stretcher and grating compressor by using split-second-grating compressor design,” *2014 International Conference “Laser Optics*”, St. Petersburg, Russia (2014). DOI:10.1109/LO.2014.6886277

K22. **J. Želudevičius**, R. Danilevičius, K. Regelskis, “Tuning of chirped fiber bragg grating pulse stretcher dispersion parameters by controlling temperature distribution,” *Northen Optics & Photonics 2015*, Lappeenranta, Finland (2015). (stendinis)

## **Disertacijos struktūra**

Disertaciją sudaro 5 skyriai. Pirmajame skyriuje apžvelgiamos kvarcinio stiklo skaidulų savybės ir technologijos, optinio dažnio keitimo kvadratinio jautrio kristaluose ypatumai, kurie yra svarbūs nagrinėjant disertacijoje aprašomus tyrimus. Taip pat pristatomi taikomi metodai ir reikšmingiausi pasaulio mokslininkų pasiekimai generuojant, stiprinant itin trumpus impulsus skaidulose, apjungiant spinduliuotę iš skaidulinių šaltinių ir atliekant plataus spektro spinduliuotės optinio dažnio keitimą. Tolesniuose skyriuose pateikiami disertacijos rėmuose atliktų tyrimų rezultatai. Antrame skyriuje aprašomi naujo, itin trumpų ir didelės energijos impulsų generavimo būdo skaidulose tyrimai.

Trečiame skyriuje tiriamos netiesinės skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos optimizavimo galimybės ir pasiekiamos impulsų charakteristikos naudojant skirtingas skaidulas pagrindiniame stiprintuve. Ketvirtame skyriuje tiriamas plataus spektro spinduliuotės iš skaidulinių lazerių antrosios harmonikos generavimo būdas sudarant temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo. Penktame skyriuje tiriami du skaidulinių lazerinių stiprintuvų impulsinės spinduliuotės apjungimo būdai generuojant suminį dažnį netiesiniame kristale.

# 1 Literatūros apžvalga

---

## 1.1 Kvarcinio stiklo skaidulų optinės savybės

Šis darbas buvo atliktas naudojant išimtinai kvarcinio stiklo skaidulas. Pačios medžiagos optinės savybės turi didelę įtaką gaunamiems optinės spinduliuotės parametrams, ypačiai dirbant su didelio smailinio intensyvumo itin trumpais impulsais, kai svarbūs tampa ir netiesiniai reiškiniai. Dėl to šiame skyriuje apžvelgiamos tiesinės ir netiesinės kvarcinio stiklo optinės savybės, lemiančios spinduliuotės sklaidimo ypatumus ir vykstančius reiškinius skaidulose.

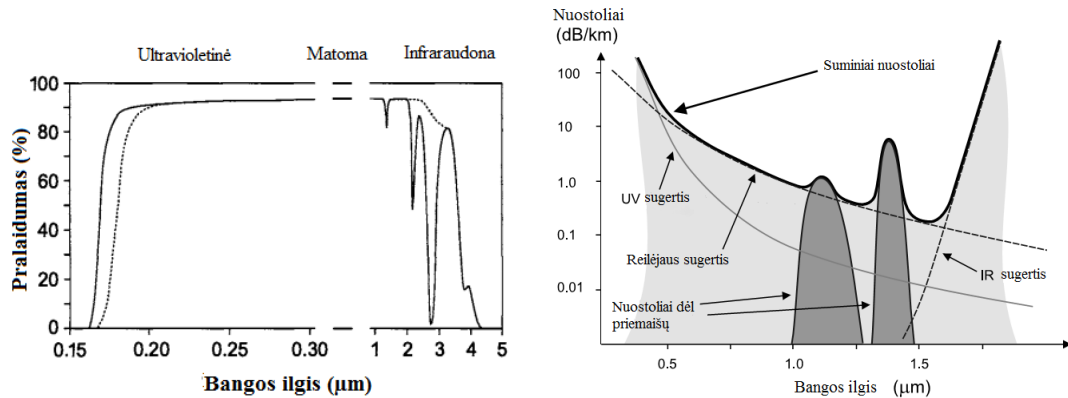
### 1.1.1 Sugertis

Kvarcinis stiklas yra dielektrikas, pasižymintis plačia draustinių energijų juosta, kas lemia ir plačią skaidrumo sritį, apimančią dalį UV, visą matomos šviesos ir artimojo infraraudonojo spektro ruožus (1.1.1 pav., iš kairės). Viena svarbiausių kvarcinio stiklo savybių yra ypačiai maži optiniai nuostoliai. Teorinę nuostolių ribą (idealaus grynumo medžiagai) sudaro trys dedamosios:

1. Sugerties nuostoliai dėl elektronų sužadinimo iš valentinės į laidumo juostą. Ši nuostolių dedamoji formuoja trumpabangę skaidrumo srities ribą ir priklauso nuo draustinių energijų juostos pločio.
2. Sugerties nuostoliai dėl molekulių virpesių, kurie lemia ilgabangę skaidrumo srities ribą.
3. Nuostoliai dėl Reilėjaus, Ramano ir Brijueno sklaidos reiškinų. Iš šių sklaidos mechanizmų didžiausią indėlį turi Reilėjaus sklaida, todėl paprastai į savaimines Ramano ir Brijueno sklaidas nėra atsižvelgiama. Šie sklaidos reiškiniai tampa labiau svarbūs esant dideliame spinduliuotės intensyvumui ir vykstant priverstinei sklaidai.

Nuostoliai dėl Reilėjaus sklaidos yra lemiami medžiagos tankio ir sudėties nehomogeniškumų (fluktuacijų) ir priklauso nuo bangos ilgio, t. y. nuostoliai mažėja didėjant bangos ilgiui proporcingai  $\sim 1/\lambda^4$ . Tuo tarpų nuostoliai dėl

molekulių virpesių didėja, didėjant bangos ilgiui. Tokiu būdu bangos ilgiams 1,55  $\mu\text{m}$  aplinkoje yra gaunamas nuostolių minimumas (1.1.1 pav., iš dešinės). Šių nuostolių teorinė riba  $\sim 0,114$  dB/km [22].



**1.1.1 pav.** Iš kairės – kvarcinio stiklo skaidrumo langas be (brūkšniuota linija) ir su OH<sup>-</sup> jonų priemaisomis (nuolatinė linija) [23]. Iš dešinės – kvarcinio stiklo nuostolių dedamųjų iliustracija [22].

Realiomis sąlygomis nuostolius papildomai įneša gamybos metu patekusios priemaišos – dažniausiai tai įvairių metalų jonai, bei vanduo (OH<sup>-</sup> jonai). OH<sup>-</sup> sugertį sudaro Si-OH virpesiai atskirai bei sąveikoje su Si-O virpesiais. OH<sup>-</sup> jonų lemiamą sugertis labiausiai pasireiškia ilgabangėje skaidrumo srities pusėje (stipriausios sugerties smailės ties 1,24  $\mu\text{m}$ , 1,39  $\mu\text{m}$ , 1,93  $\mu\text{m}$ , 2,22  $\mu\text{m}$  ir 2,73  $\mu\text{m}$  [24]).

Ištobulinius technologinius procesus šiuo metu pasiekiamas toks kvarcinio stiklo grynumas (paprastai priemaišos sudaro  $<10^{-6}$  svorio dalį), kad gaminamos medžiagos nuostoliai nedaug viršija teorinę ribą. Ypatingai maži optiniai nuostoliai ir geros mechaninės savybės yra priežastys, dėl kurių kvarcinis stiklas yra pagrindinė medžiaga naudojama optinių skaidulų gamybai. Šiuo metu įprastos komerciškai prieinamos vienmodės skaidulos nuostoliai 1550 nm bangos ilgio šviesai yra  $\leq 0,2$  dB/km [25], tuo tarpu pasiekta mažiausia vertė yra 0,1484 dB/km [26].

### 1.1.2 Lūžio rodiklis ir jo dispersija

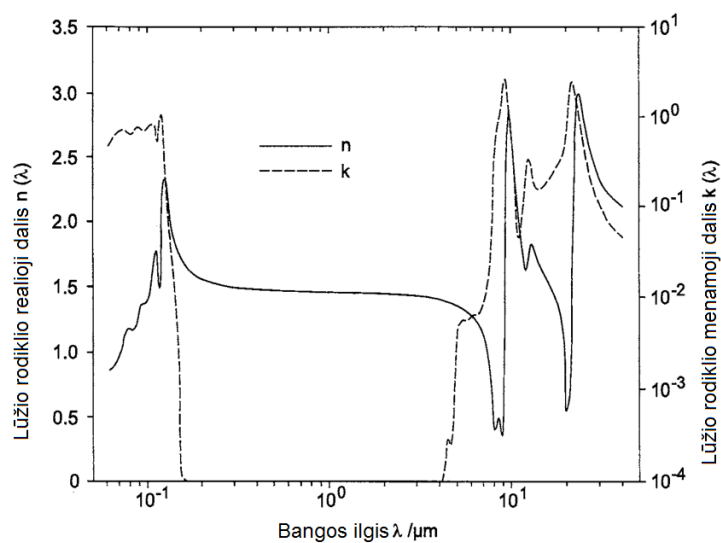
Svarbus medžiagos optinis parametras aprašantis atsaką išoriniam šviesos elektromagnetiniam laukui yra lūžio rodiklis ir jo priklausomybė nuo bangos

ilgio (optinio dažnio). Bendriausiu atveju lūžio rodiklis yra apibrėžiamas kaip kompleksinis dydis ( $n^* = n - ik$ ), kurio realioji dalis nurodo įprastą lūžio rodiklio vertę (šviesos greičio santykį vakuume ir medžiagoje), o menamoji dalis yra susijusi su medžiagos sugertimi  $k = \alpha\lambda/4\pi$  (čia  $\alpha$  – sugerties koeficientas,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis). Realią ir menamąją kompleksinio lūžio rodiklio dalis sieja Kramerso-Kronigo (Kramers-Kronig) sąryšis [27], pagal kurį, žinant vieną kompleksinio lūžio rodiklio dalį (realią ar menamąją) plačiame optinių dažnių intervale, galima suskaičiuoti kitą dalį pasinaudojus integraline transformacija.

Realiosios lūžio rodiklio dalies priklausomybė nuo bangos ilgio (arba optinio dažnio) yra vadinama medžiagos dispersija. Šį kitimą iš esmės lemia sugerties „rezonansai“ trumpabangėje ir ilgabangėje spektro dalyje (1.1.2 pav.). Jei lūžio rodiklis didėja trumpėjant bangos ilgiui tai yra vadinama normaliaja dispersija, jei mažėja – anomalija. Lūžio rodiklio kitimo aprašymui (toli nuo rezonansų) yra naudojamos pusiau empirinės formulės, iš kurių plačiausiai – Zelmejerio (Sellmeier) lygtys. Šių lygčių bendroji forma yra tokia [23]:

$$n^2(\lambda) = n^2\left(\lambda = \frac{2\pi}{\omega}\right) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (1.1.1)$$

čia  $\lambda$ ,  $\omega$  – spinduliuotės bangos ilgis ir optinis kampinis dažnis atitinkamai,  $A_j$  ir  $\lambda_j$  – koeficientai aprašantys lūžio rodiklio kitimą.



**1.1.2 pav.** Kvarcinio stiklo kompleksinio lūžio rodiklio realios ( $n$ ) ir menamosios dalies ( $k$ ) priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio [23].



Lūžio rodiklio aprašymas pasinaudojant Zelmejerio lygtimis turi fizikinį pagrindą – įvedami tam tikri poliai atitinkantys „rezonansinius“ (sugerties) bangos ilgius. Paprastai aprašymui naudojamas trijų polių modelis. Zelmejerio lygties koeficientai surandami empiriškai ir priklauso nuo stiklo priemaišų. Grynam kvarciniam stiklui šie koeficientai pateikti 1.1.1 lentelėje.

**1.1.1 lentelė.** Kvarcinio stiklo (esant 20 °C) Zelmejerio lygties koeficientai [28].

$A_1$	$A_2$	$A_3$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$
0,6961663	0,4079426	0,8974794	0.0684043	0.1162414	9.896161

Medžiagos lūžio rodiklio dispersijos įtaka šviesos impulsams aprašoma išskleidžiant Teiloro eilute sklidimo konstantos  $\beta$  kitimą nuo kampinio optinio dažnio  $\omega$ :

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \frac{\omega}{c} n(\omega) \\ &= \beta(\omega_0) + \frac{d\beta}{d\omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} (\omega - \omega_0)^2 \\ &\quad + \frac{1}{6} \frac{d^3\beta}{d\omega^3} (\omega - \omega_0)^3 \dots \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

čia  $\omega_0$  – spinduliuotės centrinis optinis kampinis dažnis ( $2\pi c/\lambda_0$ ),  $c$  – šviesos greitis.

Sklidimo konstantos antra išvestinė pagal optinį kampinį dažnį yra vadinama grupinių greičių dispersija (GVD), o trečia išvestinė – kubine dispersija (TOD). Šie parametrai aprašo šviesos impulso laikinės gaubtinės išplitimą ir iškraipymus (žr. 1.1.4 poskyris). Dažniausiai apsiribojama nariais iki ketvirtos eilės, nebent yra nagrinėjami dešimčių femtosekundžių ar trumpesnės trukmės impulsai. Žinant medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo optinio dažnio, grupinių greičio dispersiją charakterizuojantis parametras  $\beta_2$  gali būti surastas taip [22]:

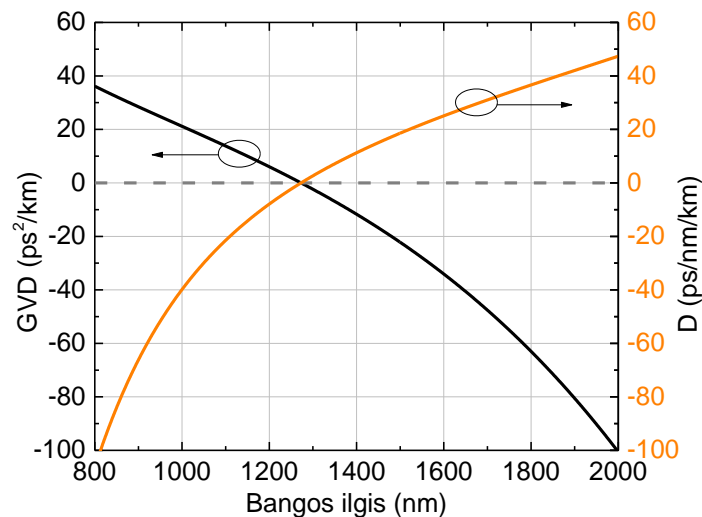
$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega_0 \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (1.1.3)$$

Praktiniams uždaviniams spręsti dažnai vietoje  $\beta_2$  parametro yra naudojamas dispersijos koeficientas  $D$ . Šio parametro dimensija yra ps/nm/km

ir jis nurodo šviesos impulso laikinį išplitimą jo spektrinio pločio vienetui ir per sklidimo atstumo vienetą. Sąryšis tarp šių parametru yra toks [22]:

$$D = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\beta_2 \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \quad (1.1.4)$$

Pagal kvarcinio stiklo Zelmejerio lygtį (1.1.1 lentelė) suskaičiuota grupinių greičių dispersijos  $\beta_2$  (ir dispersijos koeficiento  $D$ ) priklausomybė nuo bangos ilgio yra pavaizduota 1.1.3 pav. Iš grafiko matyti, kad esant tam tikro bangos ilgio šviesai (~1,27  $\mu\text{m}$ ) grupinių greičių dispersija tampa lygi nuliui. Šis taškas žymi ribą tarp normaliosios dispersijos srities (kai  $\lambda < 1,27 \mu\text{m}$ ) ir anomaliosios dispersijos srities (kai  $\lambda > 1,27 \mu\text{m}$ ). Nulinės dispersijos taške impulsų išplitimo dėl grupinių greičių dispersijos nėra, tačiau tai nereiškia, kad impulsai nepatiria visiškai jokių iškreipymų – ir toliau lieka kubinės dispersijos ir aukštesnės eilės narių įtaka.



**1.1.3 pav.** Kvarcinio stiklo grupinių greičių dispersijos (GVD) ir dispersijos koeficiento ( $D$ ) priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio.

Naudojant iterbiu legiruotas kvarcinio stiklo skaidulas paprastai dirbama 900-1100 nm bangos ilgių srityje. Kaip matosi iš 1.1.3 pav., tai yra normalios dispersijos sritis ir ilgosios bangos sklinda greičiau negu trumposios. Tokiomis sąlygomis spektriškai ribotas impulsas nusklidęs skaidula tam tikrą atstumą išplinta, impulsą sudarančios spektrinės komponentės atsiskiria laike ir impulsas tampa čirpuotas.

Reiktų pažymėti, kad realiose skaidulose dispersija priklauso ne tik nuo gryno kvarcinio stiklo savybių, bet ir nuo lūžio rodiklio modifikavimui

naudojamų priemaišų ( $\text{GeO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), taip pat nuo skaidulos geometrinės sandaros (bangolaidinė dispersija, žr. 1.2.3 skyrius). Dažnai modifikuojančių priemaišų koncentracijos skaidulų gamintojų nėra skelbiamos, dėl to tikslūs dispersijos parametrai konkrečiai skaidulai turėtų būti nustatomi eksperimentiškai.

### 1.1.3 Netiesinės savybės

Aukščiau pateiktas lūžio rodiklio aprašymas yra tinkamas, kai šviesos spinduliuotės intensyvumai yra maži ir galioja tiesinė poliarizuotumo priklausomybė nuo išorinio elektrinio lauko. Tačiau skaidulose dėl spinduliuotės sutelkimo mažo diametro šerdyje ir didelių sąveikos ilgių, nesunkiai gali būti pasiekiami intensyvumai, kai išryškėja ir netiesinių narių įtaka. Tokiu atveju medžiagos poliarizuotumas turi būti aprašomas taip:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (1.1.5)$$

čia  $\vec{E}$  – išorinio elektrinio lauko stipris (vektorius),  $\chi^{(m)}$  – m-tos eilės netiesinis jautris (tenzorius),  $\varepsilon_0$  – dielektrinė skvarba vakuume.

Pirmasis lygties narys nurodo tiesinę priklausomybę nuo išorinio elektromagnetinio lauko, t.y. atvejį kai medžiagos atsaką aprašo nuo intensyvumo nepriklausantis lūžio rodiklis ( $n = \sqrt{\varepsilon}$ ). Kadangi kvarcinis stiklas yra izotropinė terpė, antros eilės optinis jautris yra lygus nuliui, todėl dauguma netiesinių reiškinių, su kuriais susiduriama kvarcinio stiklo skaidulose yra susiję su trečios eilės (kubiniu) netiesiniu optiniu jautriu  $\chi^{(3)}$ . Pagrindiniai iš jų tai:

1. Fazės moduliavimas;
3. Keturbangis maišymas;
4. Susifokusavimas.

Taip pat svarbūs yra ir netamprios priverstinės sklaidos reiškiniai, kai dalis išorinio elektromagnetinio lauko energijos yra perduodama medžiagai (gardelės virpesiams). Tai:

1. Priverstinė Brijueno sklaida;
2. Priverstinė Ramano sklaida.

### 1.1.3.1 Priverstinė Brijueno sklaida

Spontaninė Brijueno sklaida atsiranda dėl šviesos sąveikos su medžiagos tankio fluktuacijomis, sudarančiomis akustinę bangą (arba kitaip akustinius fononus). Akustinė banga lemia lūžio rodiklio periodinę moduliaciją, t.y. tam tikrą lūžio rodiklio gardelę, kuri sklinda akustinės bangos greičiu. Dėl sąveikos su šia lūžio rodiklio gardele, šviesa patiria Brego difrakciją ir yra išsklaidoma atgaline kryptimi su dažnio poslinkiu atitinkančiu akustinės bangos dažnį (dažnio poslinkis atsiranda dėl Doplerio efekto). Kvarcinio stiklo skaiduloje šis poslinkis yra apie 11 GHz (1,55 μm bangos ilgiui) [29] ir priklauso nuo šerdyje naudojamų priemaišų. Sklaidos procesas tampa priverstinis, kai tarp pradinės ir išsklaidytos šviesos atsiranda mušimai, kurių dažnis automatiškai atitinka akustinės bangos dažnį. Tokiu būdu, dėl mušimų sustiprėja akustinė banga, kuri, savo ruožtu, lemia dar didesnę sklaidą, o ši – dar didesnius mušimus. Taigi susidaro tarsi teigiamas grįžtamasis ryšis ir šviesos galia yra efektyviai konvertuojama iš pradinės bangos į išsklaidytąją. Vienmodėse skaidulose Brijueno sklaida vyksta tik priešinga kryptimi negu sklinda žadinančioji spinduliuotė, tačiau dėl bangolaidinio efekto akustiniai bangai, kartais galima ir silpna sklaida tiesiogine kryptimi [29].

Priverstinės Brijueno sklaidos stiprinimo juosta yra lemiamą akustinių fononų gyvavimo trukmės ir paprastai būna labai siaura (<100 MHz, 1,55 μm bangos ilgiui [29]), todėl ši sklaida labiausiai pasireiškia nuolatinei šviesos spinduliuotei ir impulsams, kurių trukmė siekia nanosekundes ir daugiau. Brijueno sklaidos slenkstinė (smailinė) galia ( $P_B$ ) laiptelinio lūžio rodiklio vienmodei skaidulai gali būti įvertinta remiantis išraiška [30]:

$$P_B \approx \frac{21}{g_B L_{eff}} A_{eff} \quad (1.1.6)$$

čia  $A_{eff}$  – efektyvusis modos plotas,  $g_B$  – Brijueno sklaidos stiprinimo koeficientas,  $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11}$  m/W kvarcinio stiklo skaiduloms [29],  $L_{eff}$  – efektyvusis sąveikos ilgis, apibrėžiamas taip:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.1.7)$$

čia  $\alpha$  – skaidulos nuostolių (arba stiprinimo jei tai stiprintuvas) koeficientas ilgio vienetui,  $L$  – skaidulos ilgis.

Efektyvusis modos plotas apibrėžiamas taip:

$$A_{eff} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (1.1.8)$$

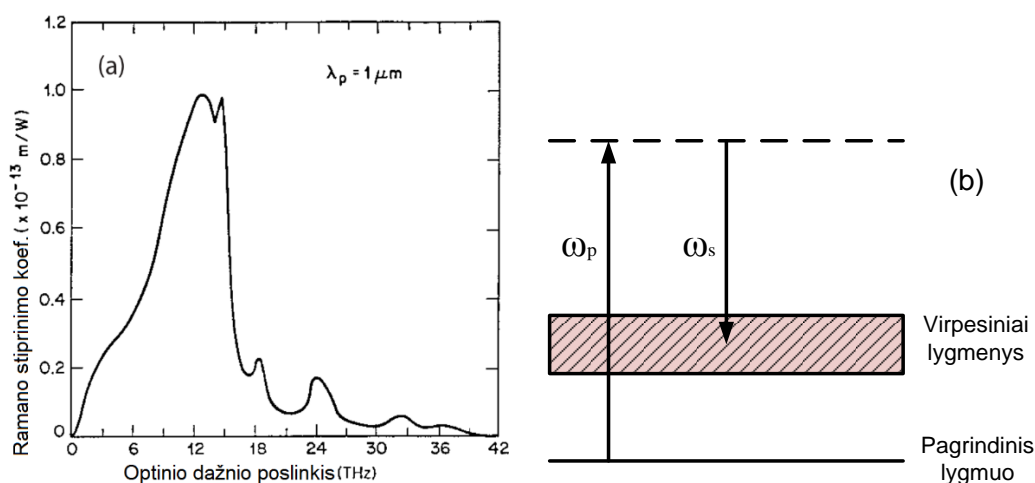
čia  $F(x, y)$  – skaiduloje sklindančios skersinės modos elektrinio lauko pasiskirstymo funkcija. Šiame darbe yra taip pat dažnai naudojama efektyvaus modos diametro sąvoka:  $d_{MFD} = 2\sqrt{A_{eff}/\pi}$ .

Vienmodėse skaidulose, esant dideliame sąveikos ilgiui, priverstinės Brijueno sklaidos slenkstis nuolatinei spinduliuotei yra labai žemas. Pavyzdžiui, kai  $A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$  ir  $L_{eff} = 2 \text{ km}$ , gaunama, kad slenkstinė galia siekia tik 10,5 mW. Iš kitos pusės, trumpiems impulsams, kurių trukmė  $\ll 1 \text{ ns}$  (t.y. gerokai mažesnė negu fononų gyvavimo trukmė) Brijueno sklaidos įtaka tampa nykstamai maža. Plataus spektro impulsams Brijueno sklaidos slenkstis padidėja proporcingai koeficientui  $(1 + \omega_l / \omega_B)$ , kur  $\omega_l$  – impulso dažnių juostos plotis, o  $\omega_B$  – Brijueno sklaidos dažnių juostos plotis. Atsižvelgiant į tai, šiame darbe buvo siekiama naudoti impulsus, kurių spektras yra pakankamai platus tam, kad priverstinės Brijueno sklaidos reiškiniai neribotų maksimalios impulsų smailinės galios pasiekiamos skaiduliniuose stiprintuvuose.

### 1.1.3.2 Priverstinė Ramano sklaida

Spontaninė Ramano sklaida atsiranda dėl šviesos sąveikos su medžiagos molekulių virpesiais (arba optiniais fononais). Išsklaidyta šviesa  $\omega_s$  įgauna optinio dažnio poslinkį (sumažėjimą), atitinkantį energetinį atstumą tarp pagrindinio ir molekulių virpesinių lygmenų (1.1.4b pav.). Panašiai kaip ir Brijueno sklaidos atveju, Ramano sklaida tampa priverstinė, kai mušimai tarp pradinės ir išsklaidytos šviesos atitinka molekulių virpesinius dažnius ir tokiu būdu suteikia procesui teigiamą grįžtamąjį ryšį.

Priverstinė Ramano sklaida vyksta tiesiogine ir atgaline kryptimi, pasižymi dideliu dažnių poslinkiu (maksimumas ties  $\sim 13$  THz) ir labai plačia stiprinimo juosta (1.1.4a pav.).



**1.1.4 pav.** Priverstinės Ramano sklaidos kvarciniame stikle stiprinimo koeficiento ( $10^{-13}$  m/W) priklausomybė nuo optinio dažnio poslinkio (THz) (a) [30] ir procesą vaizduojanti energetinių lygmenų diagrama (b).

Priverstinės Ramano sklaidos slenkstinė galia (kai pusė pradinės bangos galios yra išsklaidoma) yra išreiškiami panašiai kaip ir Brijueno sklaidos atveju:

$$P_R \approx \frac{16}{g_R L_{eff}} A_{eff} \quad (1.1.9)$$

Taigi šio reiškinio slenkstis gali būti padidinamas trumpinant skaidulos ilgį ir didinant modos plotą (diametrą). Deja, modos ploto padidinimo galimybės įprastiniuose skaidulose yra pakankamai ribotos (žr. 1.2.4 poskyris), o aktyvios skaidulos ilgis irgi negali būti drastiškai sumažinamas dėl reikalavimų stiprinimui ir šilumos nuvedimui. Remiantis 1.1.4 pav., kvarciniam stiklui Ramano sklaidos stiprinimo koeficientas  $g_R$  siekia apie  $10^{-13}$  m/W (1  $\mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotei). Taigi lyginat su Brijueno sklaida, Ramano sklaidos slenkstis yra bent dviem eilėmis aukštesnis.

Priverstinė Ramano sklaida vyksta ir nuolatinei, ir impulsinei spinduliuotei, jos slenkstis nepriklauso nuo spinduliuotės spektro pločio. Dėl to šis reiškinys yra pagrindiniu smailinę galią ribojančių veiksniu šiuolaikiniuose skaiduliniuose lazeriuose. Šiuo metu yra vykdomi tyrimai ieškant būdu padidinti priverstinės Ramano sklaidos slenkstį integruojant pačioje skaiduloje Stokso poslinkio bangos ilgių filtravimą. Tai bandoma pasiekti įrašant skaiduloje čirpuotas

pakrypusias Brego gardeles [31], ilgo periodo gardeles [32], kuriant specializuotos sandaros skaidulas tokias, kaip W-formos lūžio rodiklio profilio skaidulas [33], fotoninių kristalų [34] arba chiraliskai susietųjų šerdžių [35]. Nepaisant dedamų pastangų, iki šiol buvo pademonstruotas priverstinės Ramano sklaidos slenkstinės galios padidinimas tik apie 2 kartus [10,32]. Atsižvelgus į santykinai nedidelį slenksčio padidėjimą ir tai, kad tokios priemonės reikalauja specializuotų skaidulų naudojimo, priverstinės Ramano sklaidos keliami apribojimai ir toliau išlieka aktualūs.

### 1.1.3.3 Fazės moduliavimasis

Fazės moduliavimasis yra lemiamas  $\chi^{(3)}$  sukeltos lūžio rodiklio priklausomybės nuo šviesos intensyvumo:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I \quad (1.1.10)$$

čia  $n_0(\omega)$  – terpės tiesinis lūžio rodiklis  $\omega$  kampinio dažnio spinduliuotei,  $I$  – optinis intensyvumas,  $n_2$  – netiesinis lūžio rodiklis, tiesiškai priklausantis nuo  $\chi^{(3)}$  realios dalies. Kvarcinio stiklo skaidulose išmatuotos  $n_2$  vertės patenka į intervalą nuo  $2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  iki  $3,9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [29]. Toks platus verčių išsibarstymas atsiranda dėl skirtingose skaidulose naudojamų skirtingų priemaišų šerdies lūžio rodiklio modifikavimui bei dėl matavimo netikslumų.

Kadangi optinės spinduliuotės impulsas pasižymi tam tikru intensyvumo pasiskirstymu laike (dažnai Gauso formos), tai sklindant impulsui skaidula, intensyvumo lemiamas lūžio rodiklio pokytis laike atkartoja impulso gaubtinę ir sukelia impulso fazės moduliaciją pagal impulso gaubtinę. Impulso įgaunamas fazės poslinkis, nusklidus  $L$  ilgio atstumą skaidula, gali būti išreikštas taip:

$$\phi(t) = n_2 I(t) \frac{\omega_0}{c} L = \gamma P(t) L \quad (1.1.11)$$

čia  $\omega_0$  – optinės spinduliuotės centrinis kampinis dažnis,  $I(t)$  – yra impulso gaubtinės intensyvumo laikinė priklausomybė,  $c$  – šviesos greitis vakuume,  $P(t)$  – impulso gaubtinės galios laikinė priklausomybė,  $\gamma$  – netiesiškumo parametras apjungiantis savyje skaidulos savybes ir priklausantis nuo netiesinio lūžio rodiklio ir modos ploto skaiduloje  $A_{eff}$ :

$$\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{eff} \quad (1.1.12)$$

Impulso centre ( $t = 0$ ), kur intensyvumas yra didžiausias, fazės poslinkis įgyja maksimalią vertę  $\phi_{max}$ . Šis parametras dažnai naudojamas kiekybiniam bendro fazės moduliavimosi poveikio įvertinimui. Sklidimo atstumas atitinkantis  $\phi_{max} = 1$  rad yra apibrėžiamas kaip charakteringas sklidimo atstumas  $L_{SPM}$ , kurį viršijant fazės moduliavimasis tampa svarbus [29]:

$$L_{SPM} = 1/\gamma P_0 \quad (1.1.13)$$

čia  $P_0$  – impulso smailinė galia.

Dėl fazės moduliavimosi, ribotojo spektro impulso spektras išplinta – yra praturtinamas naujomis spektrinėmis komponentėmis, bet impulso laikinė gaubtinė nepakinta. Jei pradinę impulso gaubtinę aprašo kompleksinė amplitudės funkcija  $A_0(t)$ , tai fazės moduliavimo paveikto impulso amplitudė gali būti apskaičiuota prie pradinės kompleksinės amplitudės fazės pridėjus (1.1.11) lygties aprašomą fazės poslinkį [29]:

$$A_1(t) = A_0(t)e^{i\phi(t)} = A_0(t)e^{in_2 I(t) \frac{\omega_0 L}{c}} = A_0(t)e^{i|A_0(t)|^2 \gamma L} \quad (1.1.14)$$

čia  $i = \sqrt{-1}$ ,  $A_0(t)$  – kompleksinė amplitudė aprašanti intensyvumo kitimą pagal sąryšį  $I(t) = P(t)/A_{eff} = |A_0(t)|^2/A_{eff}$ .

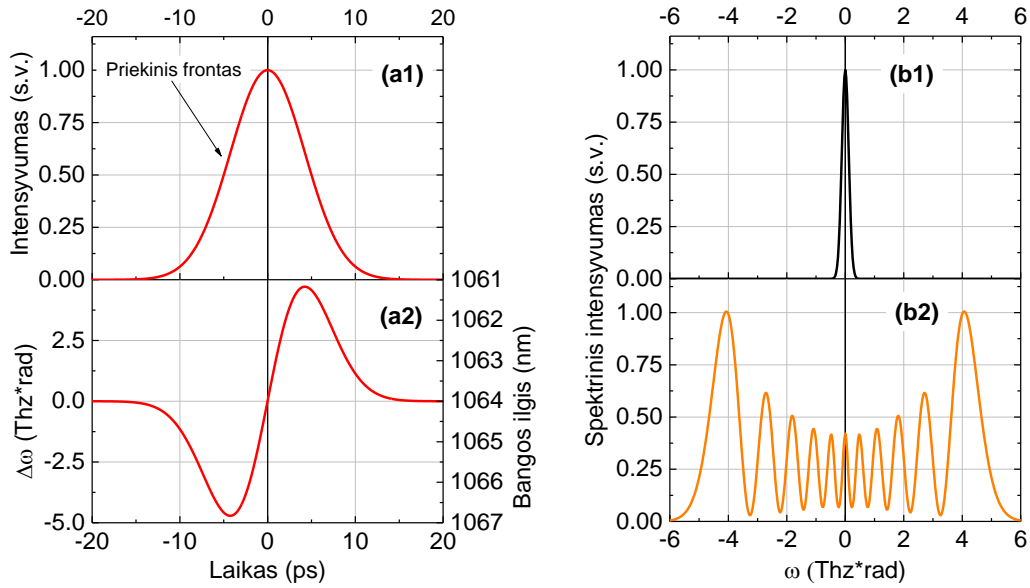
Jei vykstant fazės moduliavimuisi impulsas patiria nuostolius (arba stiprinimą) skaiduloje, skaidulos ilgis  $L$  lygtyje (1.1.14) turi būti pakeistas efektyviuoju ilgiu pagal lygtį (1.1.7), kur  $\alpha$  reikštų nuostolių (arba stiprinimo) koeficientą.

Impulso įgaunamas kampinio dažnio poslinkis yra lygus sugeneruotos fazės išvestinei pagal laiką [29]:

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi(t)}{\partial t} = -n_2 \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} L \quad (1.1.15)$$

Gausiniam impulsui, momentinio kampinio dažnio poslinkis yra beveik tiesinis aplink impulso centrą (1.1.5a pav.). Taigi centrinėje impulso dalyje atsiranda tiesinis čirpas, spektrinės komponentės kinta nuo ilgiausių bangų (neigiamas dažnių poslinkis) priekiniame impulso fronte iki trumpiausių (teigiamas dažnių poslinkis) galiniame.





**1.1.5 pav.** Iš kairės – impulso laikinė gaubtinė (a1) ir dėl fazės moduliavimosi gaunamas momentinio dažnio poslinkis (a2). Iš dešinės – dėl fazės moduliavimosi gaunamas sunormuotas impulso spektras (b2) lyginant su pradiniu sunormuotu impulso spektru (b1). Suskaičiuota laikant, kad impulsų trukmė 10 ps, o  $\phi_{max} = 10,5\pi$ .

Faziškai moduluoto Gausinio impulso spektras pasižymi daugelio smailių struktūra (1.1.5b pav.), kuri atsiranda dėl to, kad tą patį dažnio poslinkį atitinka dvi laike atskirtos impulso komponentės, kurių fazės tarpusavyje gali skirtis. Impulso spektro vidutinio kvadratinio pločio vertė susijusi su maksimaliu netiesiniu fazės poslinkiu  $\phi_{max}$  tokiu sąryšiu [29]:

$$\frac{\Delta\omega_{rms}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}}\phi_{max}^2\right)} \quad (1.1.16)$$

čia  $\Delta\omega_0$  – pradinis impulso spektro plotis (kampinio dažnio vienetais),  $\Delta\omega_{rms}$  – spektro plotis po išplitimo (kampinio dažnio vienetais)

Dideliam fazės poslinkiui  $\phi_{max}$ , (1.1.16) priklausomybė apytiksliai atitinka tiesinę, taigi santykinis spektro praplatėjimas beveik tiesiškai priklauso nuo  $\phi_{max}$ . Tai pat ir smailių kiekis spektre  $M$ , dideliam  $\phi_{max}$ , gali būti išreikštas kaip tiesinė  $\phi_{max}$  funkcija [29]:

$$M \approx \frac{\phi_{max}}{\pi} + \frac{1}{2} \quad (1.1.17)$$

Fazės moduliavimosi poveikio rezultatas stipriai priklauso nuo pradinio impulso laikinės gaubtinės formos ir čirpo. Dar kitoks poveikis gali būti gaunamas kai impulsą kartu veikia ir fazės moduliavimas, ir dispersija. Tokiais

atvejais impulso sklaidimas skaiduloje aprašomas Šrėdingerio lygtimi (žr. 1.1.4 poskyris).

Skaiduliniuose lazeriuose fazės moduliavimasis gali būti tiek naudingai panaudojamas, tiek būti nepageidaujamu reiškiniu. Fazės moduliavimosi lemiamas, nuo smailinio intensyvumo priklausantis spektro išplitimas yra pagrindas impulsų generavimo metodo, aprašomo 2 skyriuje. Kai impulsą kartu veikia fazės moduliavimasis ir normalioji medžiagos dispersija, tam tikromis sąlygomis gali būti formuojami impulsai su tiesiniu čirpu praktiškai per visą impulsą, kurie vėliau gali būti suspaudžiami įnešant anomalią grupinių greičių dispersiją iki mažų trukmių ir didelių smailinių galių [36,37]. Ši savybė buvo naudojama 3 skyriuje aprašytuose čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos tyrimuose. Iš kitos pusės, fazės moduliavimasis vykstantis stiprinant čirpuotus impulsus yra paprastai nepageidaujamas, kadangi sugeneruoja papildomą impulso fazės pokytį, kuris pablogina impulsų suspaudimą [38]. Kai impulso intensyvumas kinta sklindant skaidula, bendram impulso sukauptam fazės poslinkiui charakterizuoti dažnai naudojamas vadinamas B-integralo parametras, lygus maksimalaus fazės poslinkio integralui pagal sklaidimo koordinatę [39]:

$$B = \int_0^L \phi_{max}(z) dz = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (1.1.18)$$

Įprastuose čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose laikoma, kad per visą sistemą impulso surinktas fazės poslinkis turėtų būti  $B < 1$  rad, kad impulsas galėtų būti suspaudžiamas be didesnių iškraipymų [38]. Tačiau skaiduliniuose čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose buvo pademonstruoti geri rezultatai viršijant šią ribą [40,41]. Buvo nustatyta, kad esant trečios eilės dispersijos nesutapimui tarp plėstuvo ir spaustuvo, fazės moduliavimosi sugeneruojamas papildomas fazės poslinkis gali kompensuoti šį nesutapimą ir pagerinti impulsų suspaudimą (detaliau 1.4.2 skyrius). Tai irgi buvo panaudojama 3 skyriaus tyrimuose. Tuo tarpu antrosios harmonikos generavimui platus impulsų spektras ir čirpas yra trūkumas apribojantis spinduliuotės iš skaidulinių lazerių optinio dažnio keitimo našumą (žr. 4 skyrius).

#### 1.1.3.4 Keturbangis maišymas

Keturbangis maišymas tai yra parametrinis procesas, sąlygotas taip pat trečios eilės netiesinio optinio jautrio, kai yra sugeriami dažnio  $\omega_1$  ir  $\omega_2$  fotonai ir generuojami  $\omega_3$  ir  $\omega_4$  dažnio fotonai, tenkinantys sąlygą  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ . Šis procesas efektyviai vyksta tik kai yra išpildoma fazinio sinchronizmo sąlyga, nurodanti, kad sugertų fotonų sklaidimo konstantų (vektorinė) suma turi būti lygi išspinduliuotų fotonų sklaidimo konstantų (vektorinei) sumai:  $\beta_1 + \beta_2 = \beta_3 + \beta_4$ . Tūrinėse terpėse kolinearai sklindančiai spinduliuotei fazinio sinchronizmo sąlyga paprastai yra netenkinama, kadangi visos medžiagos pasižymi tam tikra lūžio rodiklio dispersija. Tačiau skaidulose, dėl bangolaidinės dispersijos (žr. 1.2.3 poskyris) įnašo, tam tikromis sąlygomis fazinio sinchronizmo sąlyga gali būti išpildoma.

Skaiduliniuose stiprintuvuose stiprinant šviesos impulsus iki didelių smailinių galių susiduriama su išsigimusio keturbangio maišymo atveju kai  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{impulso}$ . Tokiu atveju gali generotis  $\omega_3$  ir  $\omega_4$  dažnio bangos, dažnių skalėje išsidėsčiusios simetriškai atžvilgiu  $\omega_{impulso}$  (dažnio poslinkis  $\Omega = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1$ ), jei tik yra tenkinamos fazinio sinchronizmo sąlygos. Taigi šviesos energija yra konvertuojama į kitokio bangos ilgio spinduliuotę. Papildomai gali būti gautas ir parametrinis  $\omega_3$  arba  $\omega_4$  dažnio bangų stiprinimas, jei paduodama pradinė tokio dažnio spinduliuotė.

Keturbangio maišymo išsigimusi atveju maksimalaus parametrinio stiprinimo koeficientas (laikant, kad fazinio išderinimo nėra) gali būti įvertintas pagal išraišką [29]:

$$g_p = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \quad (1.1.19)$$

Laikant, kad spinduliuotės bangos ilgis yra  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  ir  $n_2 = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , gaunama, kad  $g_p \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$ . Taigi stiprinimo koeficientas yra apytiksliai du kartus didesnis nei Ramano sklaidos atveju, kas reikštų, kad keturbangis maišymas turėtų būti stebimas dar prieš pasiekiant Ramano sklaidos slenkstį. Tačiau praktikoje paprastai būna atvirkščiai – dažniau yra stebima Ramano

sklaida, kadangi keturbangiam maišymui būtinas fazinio sinchronizmo sąlygų išpildymas, kurio įprastais atvejais nebūna.

#### **1.1.3.5 Fokusavimasis**

Fokusavimasi taip pat lemia lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos intensyvumo, tačiau nagrinėjamas yra ne laikinis (kaip fazės moduliavimosi atveju), o erdvinis lūžio rodiklio pokyčio pasiskirstymas. Pagrindinės skaidulos modos  $LP_{01}$  skersinis intensyvumo pasiskirstymas (žr. 1.2.1 skyrius) yra artimas Gausiniam – didžiausias intensyvumas yra centre ir mažėja tolstant nuo centro. Esant pakankamai dideliame (smailiniame) intensyvumui gaunamas yra lūžio rodiklio padidėjimas atitinkantis intensyvumo pasiskirstymą. Kadangi didžiausiais lūžio rodiklio padidėjimas gaunamas centre, tai tarsi atitinka „momentinį“ glaudžiantį lęšį, kuris fokusuoja spinduliuotę. Spinduliuotei fokusuojantis iki labai mažų matmenų, intensyvumas gali viršyti medžiagos pažeidimo slenkstį.

Skirtingai nuo kitų netiesinių reiškinių, fokusavimosi slenkstis nepriklauso nuo intensyvumo, bet nuo (impulsų) smailinės galios. Dėl to skaidulos šerdies didinimas negali padėti išvengti šio reiškinio. Taigi fokusavimasis nustato fundamentalią maksimalios impulsų smailinės galios ribą. Pagal skaičiavimus kritinė fokusavimosi smailinė galia (kai fokusavimasis atsveria difrakciją) kvarcinio stiklo medžiagoje 1064 nm bangos ilgio tiesinės poliarizacijos impulsams yra apie 4-5 MW [42]. Tačiau ši riba retai yra pasiekama praktikoje. Naudojant skaidulas, kurių šerdies diametras yra iki 30  $\mu\text{m}$  (kol kas dauguma lanksčių komerciškai prieinamų skaidulų yra tokios) kiti netiesiškumai išvardinti aukščiau ar net optinio pažeidimo slenkstis yra pasiekiamas žymiai anksčiau negu kritinė fokusavimosi smailinė galia.

#### **1.1.4 Impulsų sklidimo kvarcinio stiklo skaiduloje aprašymas**

Vienmodėse skaidulose spinduliuotė yra apribota pagal skersines koordinates, todėl įmanomas tik spinduliuotės sklidimas pagal vieną koordinatę

– išilgai skaidulos. Bendroju atveju impulsų sklidimą vienmodėse skaidulose aprašo netiesinė Šrėdingerio (Schrödinger) lygtis išvedama iš bangų lygties taikant lėtai kintančių amplitudžių aproksimaciją [29]. Šios lygties pavidalas, kai yra įskaitoma medžiagos dispersija iki trečios eilės (įskaitant) ir kubinis netiesiškumas yra toks:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \frac{g(\omega) - \alpha}{2} A - i\gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.1.20)$$

čia  $T$  – laikas atskaitos sistemoje judančioje kartu su impulsu,  $z$  – erdvinė sklidimo koordinatė,  $\beta_2, \beta_3$  – atitinkamai antros ir trečios eilės grupinių greičių dispersijos koeficientai,  $\alpha$  – nuostolių skaiduloje koeficientas,  $g(\omega)$  – stiprinimo koeficientas, kuris bendrai gali priklausyti nuo optinio dažnio (bangos ilgio),  $\gamma$  – (kubinio) netiesiškumo parametras,  $A(z, T)$  – impulso kompleksinė amplitudė.

Lygties (1.1.20) antras ir trečias nariai aprašo impulsų gaubtinės iškraipymus dėl grupinių greičių dispersijos ir trečios eilės dispersijos atitinkamai. Ketvirtas narys aprašo slopinimą skaiduloje arba stiprinimą jei modeliuojamas stiprintuvas. Modeliuojant stiprinimą gali būti įskaitoma stiprinimo priklausomybė nuo bangos ilgio. Penktas narys aprašo fazės moduliavimosi poveikį. Lygtyje neįskaitoma fronto statėjimo ir Ramano atsako įtaka. Šie reiškiniai turi įtakos tik impulsams, kurių trukmė yra  $< 1$  ps [29], o šame darbe buvo nagrinėjamas ilgesnės trukmės impulsų sklidimas skaidula.

Analitiniai (1.1.20) lygties sprendiniai egzistuoja tik kai medžiagos dispersijos arba kubinio netiesiškumo efektai veikia atskirai. Veikiant tik fazės moduliavimuisi sprendinys yra (1.1.14) lygties pavidalo. Tuo tarpu esant tik dispersijos poveikiui, sprendinys gaunamas pritaikius Furjė transformacijos metodus [29]:

$$A(L, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) e^{i\left(\frac{\beta_2}{2}\omega^2 L + i\frac{\beta_3}{6}\omega^3 L\right)} e^{-i\omega T} d\omega. \quad (1.1.21)$$

čia  $A(L, T)$  – impulso kompleksinė amplitudė nusklidus atstumą  $L$ ,  $\tilde{A}(0, \omega)$  – pradinės impulso kompleksinės amplitudės Furjė transformacija.

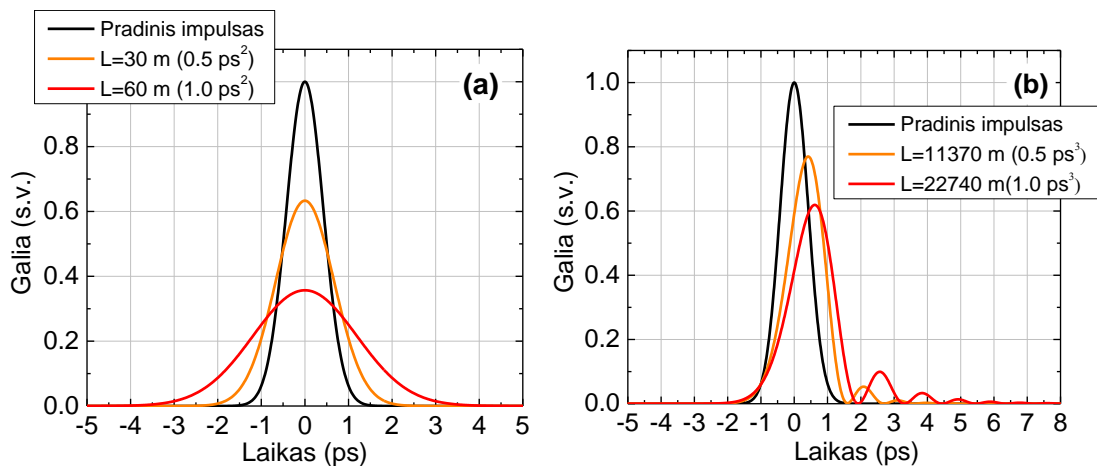
Gauso formos impulsui kompleksinė amplitudė bendruoju atveju gali būti užrašyta taip:

$$A(0, t) = A_0 e^{\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_p^2} (1+iC)\right)} \quad (1.1.22)$$

čia  $A_0$  – impulso smailinė amplitudė susijusi su smailine galia sąryšiu  $A_0 = \sqrt{P_0}$ ,  $\tau_p$  – impulso trukmė galios FWHM lygyje,  $C$  – impulso čirpo parametras. Ribotojo spektro impulsui  $C = 0$ . Gauso formos impulsui sąryšis tarp impulso energijos  $E$  ir smailinės galios  $P_0$  yra:

$$P_0 = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{E}{\tau_p} \approx 0,939 \frac{E}{\tau_p} \quad (1.1.23)$$

Sakykime turime  $\tau = 1$  ps trukmės (FWHM) Gauso formos ribotojo spektro pradinį impulsą. GVD ir TOD poveikis tokio impulso gaubtinei nusklidus tam tikrą atstumą kvarcinio stiklo skaiduloje (laikant, kad centrinis bangos ilgis 1060 nm) pavaizduotas 1.1.6 pav. Dėl GVD impulso gaubtinė išlieka Gauso formos, bet impulso trukmė padidėja, impulsas įgauna čirpą. Tuo tarpu TOD įneša nesimetrinį gaubtinės iškrypimą su tam tikromis osciliacijomis. Jei  $\beta_3 > 0$  osciliacijos atsiranda galiniame fronte, o jei  $\beta_3 < 0$  – priekiniame.



**1.1.6 pav.** Gausinio impulso gaubtinės pokyčiai nusklidus tam tikrą atstumą kvarcinio stiklo skaidula, kai impulsą atskirai veikia GVD (a) ir TOD (b). Naudoti gryno kvarcinio stiklo dispersijos parametrai 1060 nm bangos ilgiui:  $\beta_2 = 1,677 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2$ ,  $\beta_3 = 4,398 \cdot 10^{-41} \text{ s}^3$ .

Siekiant apibrėžti charakteringą atstumą, kurį viršijant dispersijos reiškinių įtaka tampa žymi, įvedamas dispersinio plitimo nuotolio parametras. GVD atveju, šio

parametro vertė yra lygi atstumui, kurį nusklidus impulso trukmė padidėja  $\sqrt{2}$  kartų [29,43]:

$$L_D = \frac{\tau_p^2}{\sqrt{8 \ln 2} \beta_2} \quad (1.1.24)$$

Norint aprašyti impulsų sklidimą skaidulose kai medžiagos dispersijos ir netiesiškumo reiškiniai vyksta kartu, (1.1.20) lygties sprendimui naudojami yra skaitiniai metodai. Plačiausiai naudojamas yra taip vadinamas padalinto žingsnio (*angl. split-step*) Furjė metodas [29] kai visas impulso sklidimo kelias padalinamas į mažus segmentus, kuriuose medžiagos dispersijos ir netiesiškumo įtakos skaičiuojamos atskirai.

## 1.2 Kvarcinio stiklo skaidulų rūšys ir technologijos

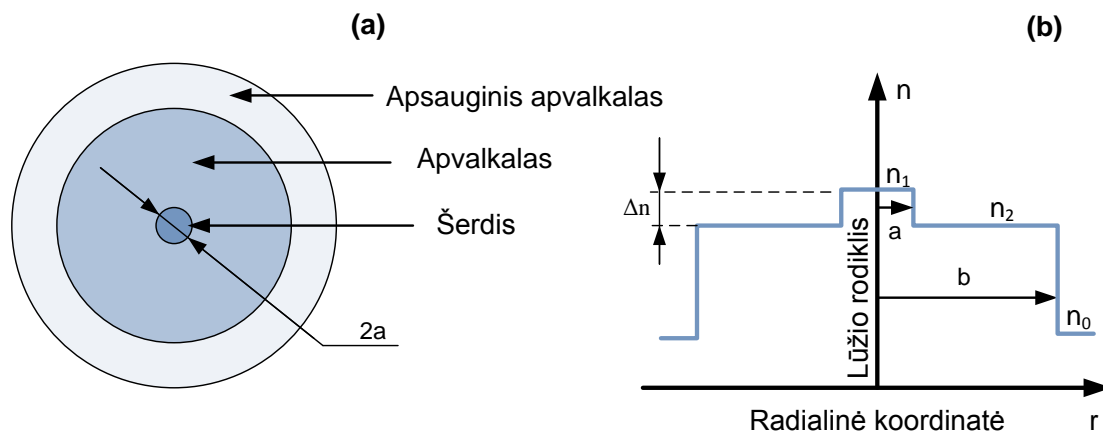
Šiuo metu gaminamų optinių skaidulų įvairovė yra labai plati. Atradus skaidulų taikymo lazerinėje technikoje privalumus, atsirado ir poreikis įvairiausių savybių skaiduloms. Šiame skyriuje yra apžvelgiamos kelios aktualios skaidulų rūšys, charakteringos savybės ir jų panaudojimas optinės spinduliuotės stiprinimui.

### 1.2.1 Klasikinės daugiamodės ir vienmodės skaidulos

Pagrindiniai klasikinės laiptelinio lūžio rodiklio profilio optinės skaidulos parametrai tai: šerdies diametras  $2a$  ir lūžio rodiklio skirtumas  $\Delta n$  tarp šerdies ir apvalkalo (1.2.1 pav.). Nuo lūžio rodiklio skirtumo priklauso maksimalaus kampo vertė, kuriuo krintantis šviesos spindulys dar tenkina visiško vidaus atspindžio sąlygas ir gali sklirti skaidula. Šio kampo sinusas yra lygus parametru vadinamam skaitinei apertūrai (NA):

$$NA = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{\text{šer.}}^2 - n_{\text{apv.}}^2} \quad (1.2.1)$$

čia  $n_0$  – aplinkos (oro) lūžio rodiklis,  $n_{\text{šer.}}$  – skaidulos šerdies lūžio rodiklis,  $n_{\text{apv.}}$  – apvalkalo lūžio rodiklis.



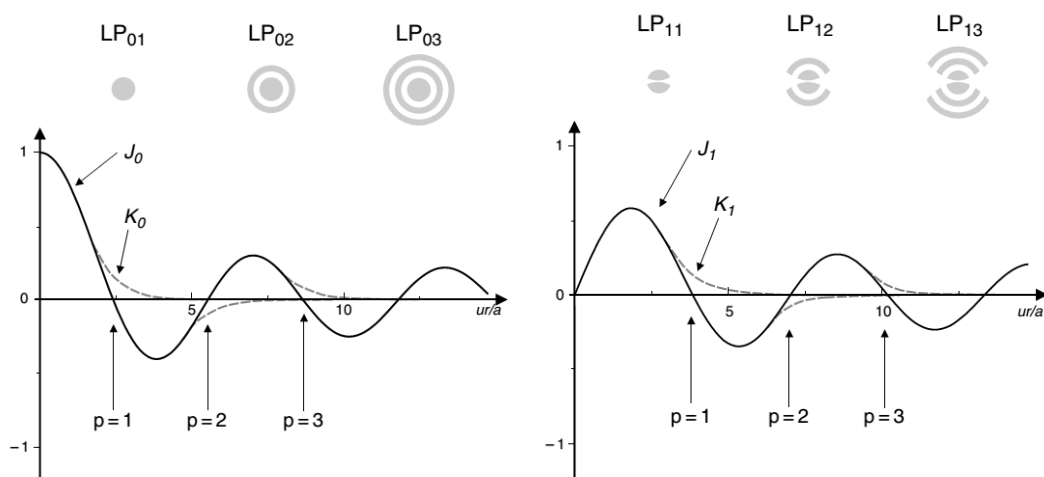
1.2.1 pav. Skaidulos skerspjūvio (a) ir lūžio rodiklio profilio (b) iliustracijos.

Esant skaidulos šerdies diametru daug didesniau už sklindančios šviesos bangos ilgi, skaidulos veikimas gali būti paaiškinamas geometrinės optikos principais, t. y. spindulių visiškuoju vidaus atspindžiu riboje tarp dviejų



skirtingo lūžio rodiklių sričių. Tačiau kai šerdies diametras yra palyginamas su šviesos bangos ilgiu, skaidula turi būti nagrinėjama kaip dielektrinis bangolaidis, kuriame šviesos sklidimą aprašo banginė lygtis sudaroma iš Maksvelo lygčių. Banginės lygties sprendiniai, tenkinantys kraštines sąlygas, nusako tam tikrus šviesos elektromagnetinio lauko erdvinius skirstinius, kurie nesikeičia sklindant skaidula. Šie elektromagnetinio lauko skirstiniai yra vadinami modomis.

Laiptelinio lūžio rodiklio profilio skaiduloje susidarančių modų elektrinio lauko amplitudės kitimą radialine kryptimi aprašo Beselio funkcijos (1.2.2 pav.), o azimutine – sinuso arba kosinuso funkcija. Kiekvieną iš galimų modų (silpno modos išlaikymo artinyje) galima apibūdinti dviem sveikųjų skaičių parametrais  $m$  ir  $p$ . Parametras  $m$  nurodo lauko maksimumų porų skaičių azimutine kryptimi, o parametras  $p$  – lauko maksimumų skaičių radialine kryptimi. Tokio tipo modos sudaro tiesiškai poliarizuotų LP (*angl. linearly polarized*) modų sistemą ir yra žymimos  $LP_{mp}$ . Reiktų pažymėti, kad nors pagrindinė elektromagnetinės bangos dalis susitelkia šerdyje, apvalkale laukas nėra lygus nuliui – amplitudės kitimas atitinka sparčiai slopstančią „uodegą“ (1.2.2 pav., brūkšniuotos linijos). Taip atsitinka dėl to, kad lauko amplitudės kitimas pereinant iš šerdies į apvalkalą turi būti glotnus, be trūkių.



**1.2.2 pav.** Elektrinio lauko kitimo laiptelinio lūžio rodiklio profilio skaiduloje aprašymas pasinaudojant Beselio funkcijomis (nuolatinė linija – šerdyje, brūkšniuota – apvalkale). Iš kairės – atvejis kai parametras  $m = 0$ , iš dešinės – atvejis kai  $m = 1$ . Viršuje yra pavaizduoti grafiniai atitinkamų modų intensyvumo skirtiniai [22].

Norint apibrėžti kiek modų gali sklisti skaidula yra įvedamas normuoto dažnio parametras  $V$ , kuris priklauso nuo šerdies spindulio  $a$ , šviesos bangos ilgio  $\lambda$  ir skaidulos skaitinės apertūros:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA = \frac{2\pi}{\lambda} a \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{ser.}^2 - n_{apv.}^2} \quad (1.2.2)$$

Skaidula gali sklisti tik viena (pagrindinė) moda, kai  $V < 2,405$ . Tokios skaidulos vadinamos vienmodėmis (tam tikram bangos ilgiui), o netenkinančios šios sąlygos – daugiamodėmis. Lazeriniams taikymams dažniausiai labiau pageidautinas yra vienmodis veikimas, kadangi spinduliuotė išeinanti iš vienmodės skaidulos pasižymi intensyvumo skirstiniu labai artimu Gausiniam, kas lemia beveik idealias pluošto sklidimo charakteristikas, t. y. pluošto kokybę. Pluošto kokybei apibrėžti yra naudojamas  $M^2$  parametras, kuris nurodo tiriamo pluošto matmenų artimajame ir tolimajame lauke sandaugos santykį su tokia pačia sandauga idealiam Gausiniam pluoštui tam pačiam bangos ilgiui [44,45]:

$$M_{x,y}^2 = \frac{\pi W_{x,y}(0)W_{x,y}(z)}{z\lambda} \quad (1.2.3)$$

čia  $W_{x,y}(0)$ ,  $W_{x,y}(z)$  – pluošto matmenų parametras sąsmaukos padėtyje ir tolimajame lauke (atstumu  $z$ ) atitinkamai. Neturinčiam apskritiminės simetrijos pluoštui,  $M^2$  parametro vertė gali skirtis išilgai dviejų tarpusavyje statmenų skersinių koordinačių ašių  $x$  ir  $y$ . Tokiais atvejais pluošto kokybės parametras atskirai įvertinamas abiem ašims. Bendriausiu atveju, pluošto matmuo  $W$  turi būti apskaičiuojamas iš intensyvumo pasiskirstymo antros eilės momento  $W_{x,y}(z) = 2\sigma_{x,y}(z)$  [44]. Antros eilės momento išraiška ( $x$  plokštumoje) yra:

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 I(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy} \quad (1.2.4)$$

čia  $I(x, y)$  – pluošto intensyvumo skersinio pasiskirstymo funkcija,  $x_0$  – pluošto centro koordinatė. Gausiniam pluošto intensyvumo pasiskirstymui  $2\sigma = w$ , kur  $w$  – pluošto radiusas  $1/e^2$  intensyvumo maksimumo lygyje.

Idealiam difrakcijos apribotam Gausiniam pluoštui  $M^2 = 1$ . Didesnės  $M^2$  vertės reiškia prastesnę pluošto kokybę ir proporcingai didesnius sufokusuoto pluošto matmenis naudojant vienodas fokusavimo sąlygas. LP<sub>01</sub> modai  $M^2 \approx 1$ ,

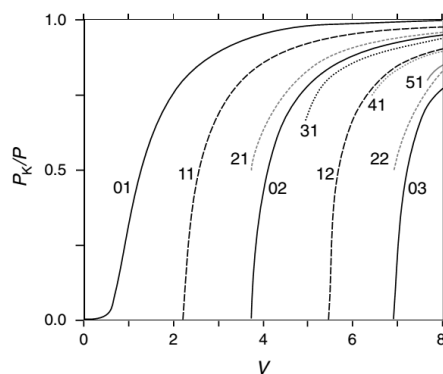
tuo tarpu visos aukštesnės eilės modos (išskyrus  $LP_{11}$  vienoje iš plokštumų) pasižymi  $M^2 > 2$  [46]. Kai skaiduloje susižadina kelios aukštesnės eilės modos, gaunama pluošto kokybės vertė priklauso ne tik nuo spinduliuotės santykinio pasiskirstymo į atitinkamas modas, bet ir nuo modų tarpusavio fazės skirtumo [45,46]. Pluošto kokybės  $M^2$  parametro eksperimentinis įvertinimas remiasi pluošto matmenų matavimais (naudojant antros eilės momentus) sąsmaukoje ir sąsmaukos aplinkoje, ir šių duomenų aproksimacija naudojant pluošto matmenų kitimo funkciją priklausomai nuo sklaidimo koordinatės [44].

$$W_{x,y}^2(z) = W_{x,y}^2(z_{0x,y}) + M_{x,y}^4 \left( \frac{\lambda}{\pi W_{x,y}(z_{0x,y})} \right)^2 (z - z_{0x,y})^2 \quad (1.2.5)$$

čia  $z$  – koordinatė išilgai pluošto sklaidimo krypties,  $z_{0x,y}$  – pluošto sąsmaukos koordinatė.

Kaip matyti iš (1.2.2) formulės, esant fiksuotam bangos ilgiui, didinant šerdies diametrą ir norint išlaikyti vienmodį veikimą turi būti mažinama skaitinė apertūra, t. y. mažinamas lūžio rodiklio skirtumas tarp šerdies ir apvalkalo.

Normuoto dažnio parametras taip pat parodo, kokia modos optinės galios dalis atitinka šerdies sritį, o kokia apvalkalo. Skirtingų modų galios santykis šerdyje su visa galia priklausomai nuo  $V$  parametro yra pavaizduotas (1.2.3 pav.). Iš šio grafiko matyti, kad kuo normuotas dažnis didesnis, tuo didesnė modos dalis susitelkia šerdyje.



**1.2.3 pav.** Skirtingų LP modų galios šerdyje ( $P_k$ ) santykis su visa galia ( $P$ ) priklausomai nuo normuoto dažnio parametro ( $V$ ) [22].

Dar viena skaidula sklindančios šviesos savybė yra jos poliarizacija. Bendroju atveju tą patį skersinį intensyvumo pasiskirstymą turi dvi statmenas

poliarizacijas atitinkančios modos. Taigi, atsižvelgiant į poliarizaciją, modų skaičius iš tikrųjų yra dvigubai didesnis. Papildomai, modos, kurių parametras  $m \neq 0$ , esant tam pačiam parametru  $m$  ir  $p$  rinkiniui gali skirtis azimutine elektrinio lauko kitimo priklausomybe (gali būti sinuso arba kosinuso funkcija). Tokiu būdu atsižvelgiant į poliarizacijos ir azimutinio pasiskirstymo skirtumus, modų, kurių parametras  $m \neq 0$ , skaičius yra keturgubai didesnis.

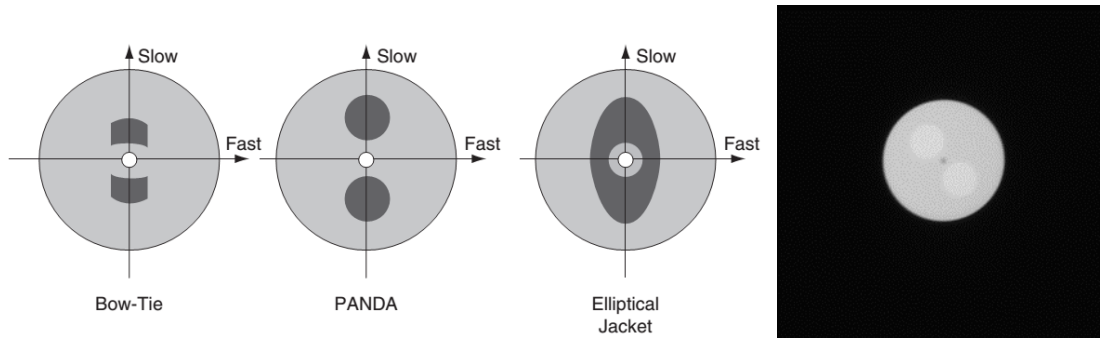
Bendruoju atveju, kai normuoto dažnio parametras  $V \gg 2,405$ , t.y. daugiamodėms skaiduloms, išlaikomų modų skaičius laiptelinio lūžio rodiklio profilio skaiduloje artėja prie vertės:

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (1.2.6)$$

### 1.2.2 Poliarizaciją išlaikančios skaidulos

Tiesiškai poliarizuotai šviesai sklindant idealia vienmode kvarcinio stiklo skaidula, pasižyminčia apskritimine simetrija, jos poliarizacija turėtų išlikti nepakitusi. Tačiau realiose skaidulose, gamybos proceso metu, arba skaidulos naudojimo metu, neišvengiamai atsiranda geometriniai netobulumai arba įtempimai, lemiantys lūžio rodiklio pokyčius ir pažeidžiantys simetriją. Dėl to sklindančios šviesos poliarizacija kinta. Dvi statmenos poliarizacijos kryptys, į kurias gali būti išskaidyta pradinė šviesos poliarizacija, remiantis šias poliarizacijas atitinkančių modų grupinių greičių skirtumais, yra vadinamos greitąją ir lėtąją ašimi. Jei pradinės šviesos poliarizacija sutampa su viena iš šių ašių, tai tokiu atveju šviesos sklidimo metu poliarizacija nesikeičia. Šiuo principu yra paremtas poliarizaciją išlaikančių (PM) skaidulų veikimas. Tokiose skaidulose yra dirbtinai sudaromas didelis dvejojo lūžimo koeficientas ( $\sim 10^{-4}$ ), gaminant skaidulas su eliptine šerdimi arba įtempimus sukeliančiais kitų medžiagų, pasižyminčių kitokiu plėtimosi koeficientu negu kvarcinis stiklas, intarpais. Tokiu būdu yra suformuojamos dvi statmenos poliarizacijos kryptys, atsparios išoriškai sukeltiems įtempimams. Jei į tokią skaidulą įvedamos šviesos poliarizaciją atitinka vieną iš šių vidinių poliarizacijos ašių, tai šviesos

poliarizacija nesikeičia sklindant skaidula. Plačiausiai naudojamos poliarizaciją išlaikančios skaidulos: „Panda“, „Bow-Tie“, „Elliptical Jacket“ (1.2.4 pav.).



**1.2.4 pav.** Poliarizaciją išlaikančių „Bow-Tie“, „Panda“, „Elliptical Jacket“ skaidulų iliustracijos su pažymėtomis poliarizacijų ašimis [47]. „Slow“ – lėtoji ašis, „Fast“ – greitoji. Iš dešinės – skerspjūvio vaizdas poliarizaciją išlaikančios skaidulos „Corning PM980“ plačiai naudotos šiame darbe.

Skaidulos poliarizacijos išlaikymui charakterizuoti naudojamas poliarizacijos ekstinkcijos koeficientas (PER), kuris įvertinamas įvedant tiesiškai poliarizuotą spinduliuotę į skaidulą, skaidulos išėjime pasukant poliarizatorių ir matuojant didžiausią  $P_{max}$  ir mažiausią  $P_{min}$  pro poliarizatorių praeinančios spinduliuotės galią (kurios atitinka dvi tarpusavyje statmenas poliarizacijos būsenas). Poliarizacijos ekstinkcijos koeficiento vertė yra lygi šių spinduliuotės galių verčių santykiui išreikštam decibelais [48]:

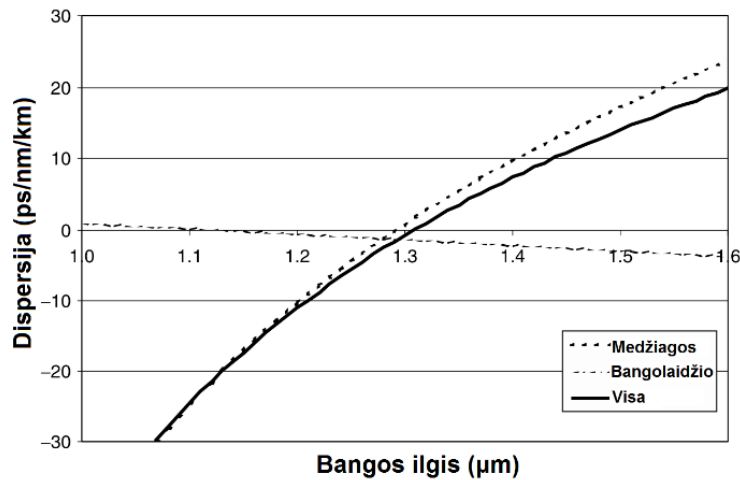
$$k_{PER} = 10 \log_{10} \frac{P_{max}}{P_{min}} \quad (1.2.7)$$

### 1.2.3 Modifikuotų dispersinių charakteristikų vienmodės skaidulos

Skaidulos geometrinė sandara turi įtakos šviesos „matomai“ lūžio rodiklio dispersijai. Priklausomai nuo šviesos bangos ilgio (optinio dažnio) keičiasi skaiduloje sužadinama moda, bei pasikeičia elektromagnetinio lauko dalies šerdyje ir apvaskale santykis (1.2.1 skyrius). Kadangi šerdies ir apvaskalo lūžio rodikliai skiriasi, tai efektyvusis lūžio rodiklis taip pat priklauso nuo modos pasiskirstymo šerdies ir apvaskalo atžvilgiu. Tokiu būdu atsiranda papildomas dispersijos narys vadinamas bangoladine dispersija.

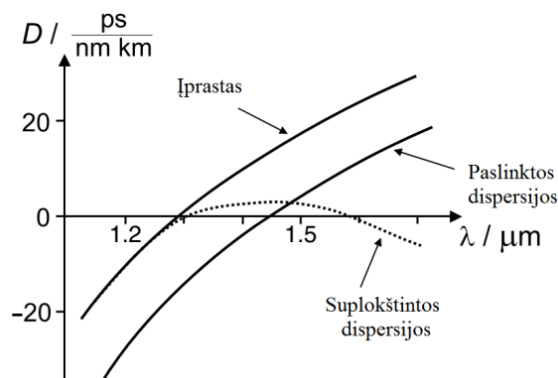
Paprastai bangolaidinės dispersijos įnašas yra žymiai mažesnis negu medžiagos dispersijos. Charakteringos vienmodėms kvarcinio stiklo skaiduloms

medžiagos, bangolaidinės ir bendros dispersijų priklausomybės nuo bangos ilgio yra pavaizduotos 1.2.5 pav.

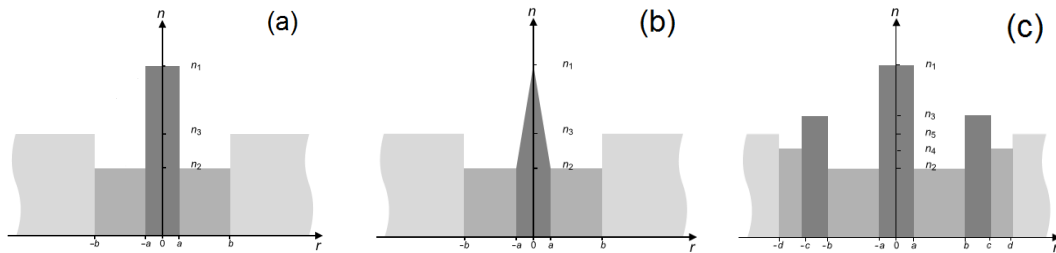


**1.2.5 pav.** Laiptelinio lūžio rodiklio rodiklio profilio vienmodės skaidulos medžiagos, bangolaidinės ir visos dispersijos priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio [47].

Siekiant modifikuoti suminę skaidulos dispersiją, yra gaminamos skaidulos su modifikuota sandara, leidžiančia stipriai padidinti ir keisti bangolaidinės dispersijos įtaką. Tokiose skaidulose, bangolaidinės dispersijos valdymas yra pasiekiamas sudarant skirtingo lūžio rodiklio koncentrinės struktūros aplink šerdį (1.2.7a,c pav.) ir/arba keičiant šerdies lūžio rodiklio profilį (1.2.7b pav.). Varijuojant tokios struktūros parametrus (radiusą, kiekvieno sluoksnio lūžio rodiklį) yra kuriamos skaidulos, kurių grupinių greičių dispersijos kreivė yra paslenkama taip, kad dispersijos nulis būtų gaunamas norimam bangos ilgiui (1.2.6 pav.).



**1.2.6 pav.** Grupinių greičių dispersijos kreivės įprastiniuose ir modifikuotos dispersijos skaidulose [22].



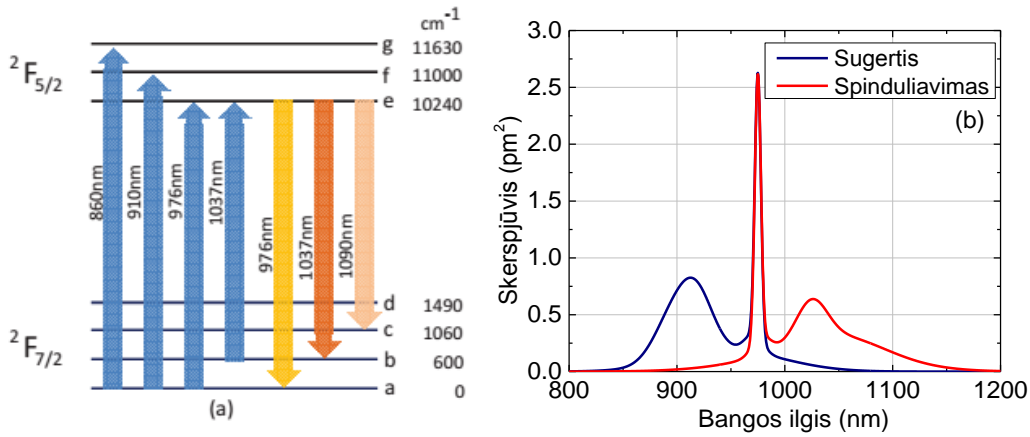
**1.2.7 pav.** Modifikuotų dispersinių charakteristikų skaidulų lūžio rodiklio ( $n$ ) radialiniai profiliai. Šerdis – tamsiai pilka sritis ties  $r = 0$ , vidinis apvaskalas – pilkas, išorinis apvaskalas – šviesiai pilkas [22].

Modifikuotos dispersijos skaidulos yra pritaikomos ir lazerinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose. Vienas iš pritaikymų pavyzdžių tai impulsų plėstuvai idealiai suderinti su difrakcinių gardelių impulsų spaustuvais [49].

### 1.2.4 Skaidulos skirtos didelės galios stiprintuvams

Lazeriniams taikymams plačiai naudojamos iterbio jonais ( $\text{Yb}^{3+}$ ) legiruotos kvarcinio stiklo skaidulos. Tokio tipo aktyvioji terpė pasižymi labai plačia stiprinimo juosta nuo 975 nm iki 1200 nm [8,50], kas leidžia stiprinti trumpus impulsus, bei dideliu kaupinimo galios keitimo (kvantiniu) našumu, kas mažina nepageidaujamų šiluminių efektų įtaką.

Iterbio jonų energetinių lygmenų diagrama yra santykinai paprasta. Ją sudaro (fotono energijų intervale iki UV) tik du lygmenys skilę į polygmenis. Sužadintas lygmuo ( $^2F_{5/2}$ ) skyla į tris polygmenis, o pagrindinis ( $^2F_{7/2}$ ) – į keturis [8]. Sugertį lemia šuoliai iš pagrindinio lygmens į sužadinto lygmens polygmenis, o spinduliavimą šuoliai iš sužadinto lygmens apatinio polygmens į pagrindinio lygmens polygmenis (1.2.8a pav.). Iterbiu legiruojant kvarcinį stiklą pagrindinio ir sužadinto lygmens polygmenys išplinta ir persikloja, kas lemia plačias sugerties ir spinduliavimo juostas (1.2.8b pav.). Sugerties skerspjūvių spektras užima intervalą nuo 850 nm iki 1070 nm ir pasižymi dviem lokaliais maksimumais ties  $\sim 910$  nm ir  $\sim 975$  nm bangos ilgiais, o spinduliavimo skerspjūvių spektras tęsiasi nuo 970 nm iki 1200 nm ir turi maksimumus ties  $\sim 975$  nm ir  $\sim 1030$  nm. Sužadintojo lygmens gyvavimo trukmė yra pakankamai ilga – apie 0,8 ms ir šiek tiek priklauso nuo konkrečios aktyvios terpės lūžio rodiklį modifikuojančių priemaišų koncentracijos [50].



**1.2.8 pav.** Iterbiu legiriuoto kvarcinio stiklo energetinių lygmenų diagrama (a) [51] bei sugerties (mėlyna kreivė) ir spinduliavimo (raudona kreivė) skerspjūvių spektrai (b). Sugerties ir spinduliavimo skerspjūviai atitinka matavimų duomenis pateiktus [50] ir buvo atvaizduoti naudojant aproksimacijos formules pateiktas [52].

Stiprinimas tokioje aktyvioje terpėje gali būti pasiekiamas pasirenkant skirtingas kaupinimo ir stiprinamo signalo bangos ilgių kombinacijas su sąlyga, kad  $\lambda_{kaup.} < \lambda_{signal.}$ . Šiame darbe buvo naudojamas išskirtinai 975 nm kaupinimas ir stiprinami ~1060 nm bangos ilgio impulsai. Tokioje konfigūracijoje yra išvengiama sustiprintos spontaninės spinduliuotės (ASE) generavimosi ties 975 nm, kaupinimas yra efektyviai sugeriamas (dėl didelio sugerties skerspjūvio), tačiau gali būti pasiekiamas tik iki 50% užpildos apgražos lygis, o tai reiškia apytiksliai per pusę mažesnę maksimalų stiprinimą, negu naudojant 910 nm kaupinimą. Stiprinimo maksimumas šiuo atveju yra ties ~1030 nm. Jei yra stiprinama ilgesnių bangos ilgių spinduliuotė, tame tarpe ir 1060 nm, tenka atsižvelgti į ASE generavimą ties 1030 nm bangos ilgiu.

Žinant visų ir sužadintų jonų koncentracijas, silpno signalo stiprinimo koeficientas  $\omega$  kampinio optinio dažnio spinduliuotei,  $L_g$  ilgio aktyvioje skaiduloje gali būti užrašytas taip:

$$G_0(\omega) = e^{\frac{\Gamma}{2}(\sigma_e(\omega)N_2 - \sigma_a(\omega)(N_t - N_2))L_g} \quad (1.2.8)$$

čia  $\Gamma$  – modos persiklojimo su legiruota šerdimi koeficientas,  $\sigma_e(\omega), \sigma_a(\omega)$  – atitinkamai emisijos ir sugerties skerspjūviai priklausomai nuo kampinio optinio dažnio (1.2.8b pav.),  $N_t$  – bendra Yb jonų koncentracija,  $N_2$  – sužadintų jonų koncentracija.



Stiprinant impulsus svarbus yra soties energijos parametras, kuris yra apibrėžiamas kaip impulso energija, kai stiprinimas sumažėja iki 1/e lygio lyginat su silpno signalo atveju [53]:

$$E_s = \frac{hf_s A_{eff}}{(\sigma_a + \sigma_e)} \quad (1.2.9)$$

čia  $h$  – Planko konstanta,  $f_s$  – stiprinamos spinduliuotės optinis dažnis,  $A_{eff}$  – efektyvus modos plotas.

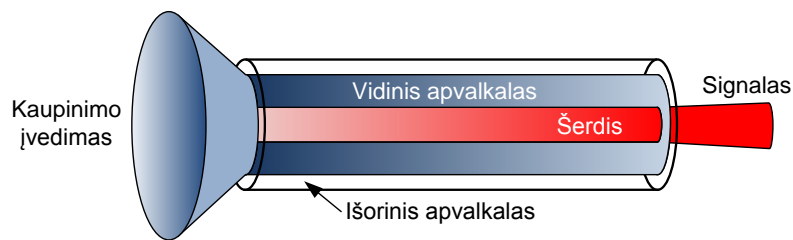
Kai stiprinamųjų impulsų energija yra lygi soties energijai, vyksta maksimali energijos ekstrakcija iš aktyvios terpės, o maksimali energija, kurią gali pasiekti stiprinamas impulsas yra apytiksliai lygi 10 kartų soties energijai [54]. Tačiau iš kitos pusės, kai stiprinamųjų impulsų energija tampa palyginama ar didesnė negu soties energija, impulso forma yra iškraipoma, kadangi stiprinimas impulso priekinei ir galinei dalims yra nevienodas. Dėl to sustiprinti impulsai įgauna nesimetrinę formą su stačiu priekiniu frontu ir ilga „uodega“.

Skaidulinio lazerinio stiprintuvo išėjime paprastai norima turėti idealios kokybės pluoštą (pagrindinės skersinės modos) ir kartu pasiekti kuo didesnę vidutinę galią ir/ar smailinę impulsų galią. Tokiems taikymams yra gaminamos specializuotų savybių skaidulos. Tam, kad išvengti netiesinių reiškinių ar net optinio pažeidimo, gaminamos skaidulos su padidinta šerdimi, bet sumažinta skaitine apertūra tiek, kad įmanoma būtų sužadinti tik pagrindinę ( $LP_{01}$ ) skersinę modą. Tokios skaidulos vadinamos didelio modos ploto (LMA) skaidulomis. Didesnis modos plotas taip pat leidžia pasiekti didžiausią impulsų energiją kaip seka iš (1.2.9). Komerciškai prieinamos lanksčios didelio modos ploto skaidulos pasižymi šerdies diametru nuo 10  $\mu\text{m}$  iki 30  $\mu\text{m}$ , o skaitine apertūra apie 0,06. Esant šerdies diametru didesniame negu ~10  $\mu\text{m}$  ir skaitinei apertūrai 0,06, tokios skaidulos iš tikrųjų jau nėra visiškai vienmodės – jose gali būti sužadinama viena ar daugiau aukštesnės eilės modų, tačiau šito išvengiama pasirenkant tinkamą spinduliuotės įvedimą ir skaidulos suvyniojimą.

Didelio modos ploto skaidulos dažniausiai yra gaminamos su dvigubu apvaskalu (DC), kai spinduliuotė gali skliti ne tik šerdimi bet ir didesnio diametro vidiniu apvaskalu. Spinduliuotės išlaikymas vidiniame apvaskale yra pasiekiamas naudojant vieną iš trijų būdų:

1. Naudojant mažo lūžio rodiklio (mažesnio negu stiklas) polimerinio apsauginio apvaskalo sluoksnį,
2. Sudarant dar vieną išorinį stiklo apvaskalą su sumažintu lūžio rodikliu (t. y. legiruotą fluoru),
3. Sudarant tam tikrą struktūrą apvaskale – oro tarpų „žiedą“ (žr. 1.2.13 pav.).

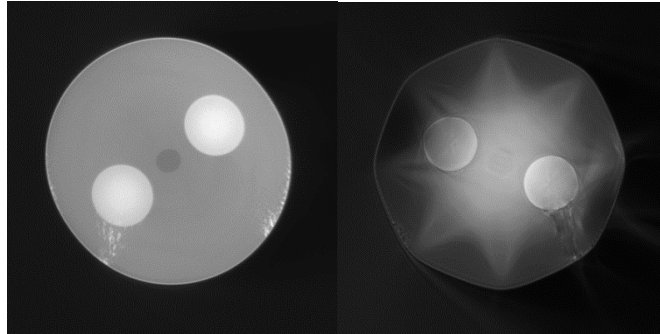
Pirmas iš šių metodų plačiausiai yra naudojamas klasikinėse dvigubo apvaskalo skaidulose, o paskutinis yra naudojamas fotoninių kristalų didelio modos plotos skaidulose. Vidinis apvaskalas tokiose skaidulose yra skirtas kaupinimo spinduliuotės įvedimui į aktyvią skaidulą (1.2.9 pav.). Kadangi stiklo apvaskalas pasižymi dideliu diametru (125-400  $\mu\text{m}$ ) ir didele skaitine apertūra ( $>0,4$ ), kaupinimui gali būti naudojami labai didelės galios, bet prastos generuojamo pluošto kokybės (daugelio skersinių modų) lazeriniai diodai su daugiamodės skaidulos atšakomis (šerdies diametras paprastai  $>100 \mu\text{m}$ ). Kaupinimo spinduliuotė sklinda vidiniu apvaskalu, tačiau jos sugertis vyksta tik santykinai mažo diametro legiruotoje šerdyje, dėl to, siekiant pagerinti kaupinimo sugertį, šie apvaskalai kartais gaminami neapskritiminės formos.



**1.2.9 pav.** Kaupinimo (pažymėtas mėlyna spalva) ir signalo (pažymėtas raudonai) sklidimo dvigubo apvaskalo aktyvia skaidula iliustracija [51].

Didelio modos ploto ir dvigubo apvaskalo skaidulos taip pat gali būti poliarizaciją išlaikančios. Paprastai tai pasiekama naudojant įtempimą įnešančias sritis, panašiai kaip ir poliarizaciją išlaikančiuose „Panda“ rūšies vienmodėse skaidulose (1.2.10 pav.). Didelio modos ploto dvigubo apvaskalo

poliarizaciją išlaikančios aktyvios skaidulos, kurių skerspjūviai pavaizduoti 1.2.10 pav., buvo naudojami 3 ir 5 skyriuose aprašytuose tyrimuose.



**1.2.10 pav.** Didelio modos ploto dvigubo apvalkalo poliarizaciją išlaikančių skaidulų skerspjūvių nuotraukos. Iš kairės – šerdies diametras 25  $\mu\text{m}$ , apvalkalas apskritiminis 250  $\mu\text{m}$  diametro (gamintojas Liekki); iš dešinės – šerdies diametras 30  $\mu\text{m}$ , apvalkalas aštuonkampis 250  $\mu\text{m}$  diametro (gamintojas Nufem).

## 1.2.5 Mikrostruktūrizuotos skaidulos

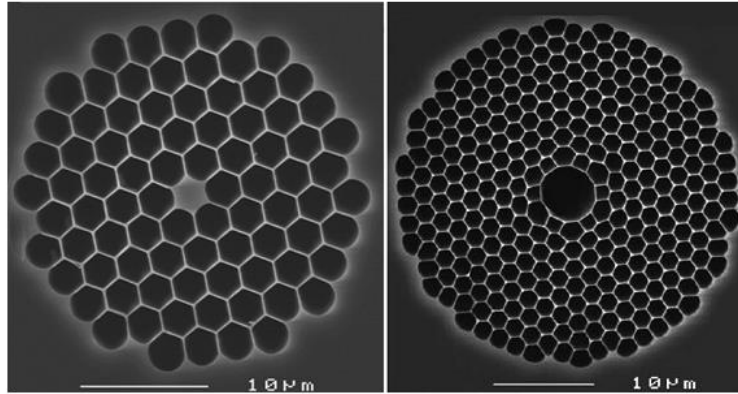
Klasikinėse didelio modos ploto skaidulose (t.y. kuriose lūžio rodiklis valdomas keičiant stiklo sudėtį) nepavyksta pasiekti mažesnės skaitinės apertūros negu  $\sim 0,06$ . Dėl to tik fundamentinės modos išlaikymas skaidulose su šerdies diametru  $>30 \mu\text{m}$ , tampa sunkiai pasiekiamas. Tačiau didesnės šerdies diametrai ir vienmodis sklidimas yra pasiekiamas naudojant kitokias technologijas, tai: fotoninių kristalų ir modas filtruojančios struktūros skaidulos.

### 1.2.5.1 Fotoninių kristalų skaidulos

Fotoninių kristalų skaidulos (PCF) išsiskiria tuo, kad apvalkalo srityje aplink šerdį turi tam tikrų geometrinių parametrų kiaurymių struktūras (1.2.11 pav.). Skirstant pagal veikimo principą fotoninių kristalų skaidulos būna dviejų rūšių:

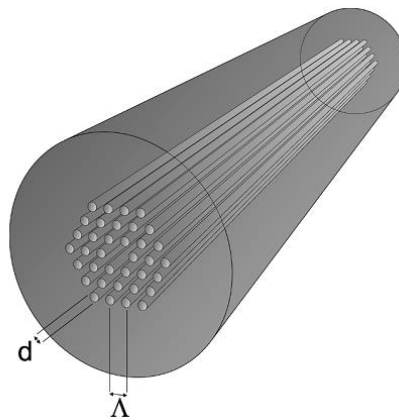
1. Kai spinduliuotės sklidimą užtikrina skirtingas efektyvusis lūžio rodiklis (kartais tokios skaidulos vadinamos tiesiog skylėtos (*angl. holey*)).
2. Kai spinduliuotės sklidimas vyksta dėl fotoninių draustinių juostų.

Pirmuoju atveju kiaurymių išdėstymo periodiškumas ir tikslumas nėra kritinis parametras, tuo tarpu antruoju atveju būtent periodiškumas ir lemia tam tikro bangos ilgio šviesos sklidimą.



**1.2.11 pav.** Iš kairės – pirmos rūšies fotoninių kristalų skaidulos (skylėtos skaidulos) skerspjūvio nuotrauka; iš dešinės – antros rūšies fotoninių kristalų skaidulos nuotrauka [22].

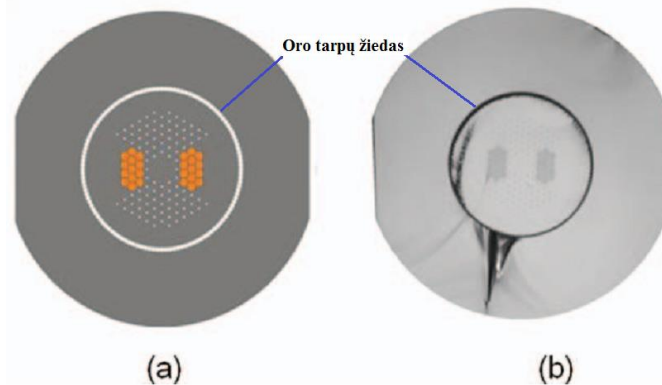
Pagrindiniai du parametrai lemiantys gaunamas fotoninių kristalų skaidulos savybes tai kiaurymių diametras  $d$  ir kiaurymių erdvinis periodas  $\Lambda$  (1.2.12 pav.). Pagal šiuos parametrus ir spinduliuotės bangos ilgį  $\lambda$  yra apibrėžiamas normuotas diametras  $d/\Lambda$  ir normuoto erdvinio dažnio parametras  $\Lambda/\lambda$ . Kuo didesnis yra normuotas diametras ir normuoto erdvinio dažnio parametras, tuo mažesnis gaunamas apvalkalo efektyvus lūžio rodiklis sklindančiai šviesai.



**1.2.12 pav.** Fotoninių kristalų skaidulos struktūra pažymint pagrindinius geometrinius parametrus [22].

Taigi derinant struktūros erdvinius parametrus, o ne priemaišų koncentracijas, gali būti tiksliai valdomas lūžio rodiklis ir tuo pačiu skaitinė apertūra. Tai leidžia gaminti aktyvias skaidulas stiprintuvams su didelio diametro šerdimi ( $40 \mu\text{m}$ ) ir ypatingai maža skaitine apertūra ( $\sim 0,03$ ), užtikrinančia tik fundamentinės modos sklidimą (1.2.13 pav.). Dar didesnis šerdies diametras iki  $\sim 100 \mu\text{m}$  yra pasiekiamas nelanksčiose strypo formos fotoninių kristalų skaidulose [55,56]. Nelanksti skaidulos sandara tampa

būtinybe  $>50\ \mu\text{m}$  šerdies diametro skaiduloms dėl silpno šviesos išlaikymo šerdyje ir didelių lankstymo nuostolių.

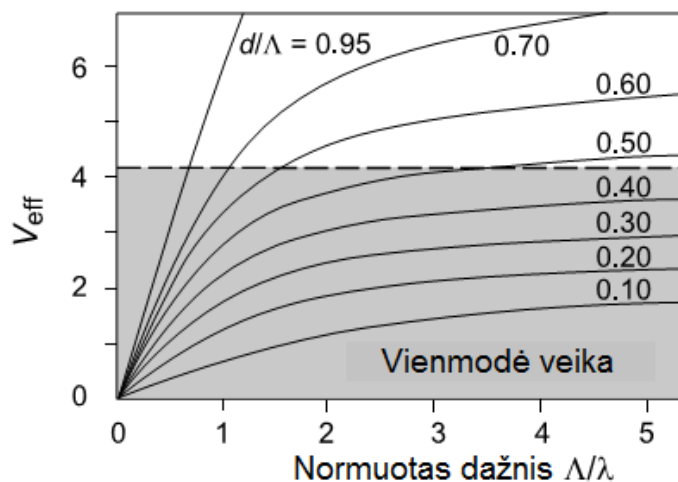


**1.2.13 pav.** Didelio modos ploto fotoninių kristalų skaidulos sandaros iliustracija (a) ir realios skaidulos skerspjūvio nuotrauka (b). Iliustracijoje oranžine spalva žymimos įtempimą įnešančios sritys, kadangi ši skaidula yra poliarizaciją išlaikanti (NKT Photonics, DC-200/40-PZ-Yb-03) [55].

Iš kitos pusės, fotoninių kristalų skaidulos leidžia pasiekti ir labai didelį efektyviojo lūžio rodiklio skirtumą tarp šerdies ir apvalkalo, o tai panaudojama norint sumažinti modos diametrą skaidulose. Mažesnis modos diametras tuo pačiu lemia ir žemesnius netiesiškumo slenksčius, taigi tokių skaidulų paskirtis ir yra netiesinių efektų pasitelkimas spinduliuotės parametriniam stiprinimui arba naujų bangos ilgių generavimui.

Panašiai kaip gali būti derinamas efektyvusis lūžio rodiklis, fotoninių kristalų skaidulose papildomai gali būti modifikuojama ir skaidulos dispersija. Nulinės dispersijos bangos ilgis, gali būti labiau paslinktas į trumpesnių bangų pusę, taip pat dispersija gali būti minimizuota plačiame bangos ilgių intervale.

Dar viena ypatybė charakteringa tik fotoninių kristalų skaiduloms tai „begalinis vienmodiškumas“ (*angl. endlessly single-mode*). Kadangi normuoto erdvinio dažnio parametras priklauso nuo šviesos bangos ilgio, taigi nuo bangos ilgio priklauso ir efektyvus apvalkalo lūžio rodiklis. Parinkus tam tikrus parametrus gaunama, kad ši priklausomybė kompensuoja  $V$  parametro priklausomybę nuo bangos ilgio (**1.2.2**), o tai reiškia, kad skaidula yra vienmodė labai plačiame bangos ilgių intervale (1.2.14 pav.).



**1.2.14 pav.** Fotoninių kristalų skaidulos efektinio  $V$  parametro ( $V_{eff}$ ) priklausomybė nuo normuoto dažnio parametro  $\Lambda/\lambda$  (esant skirtingoms normuoto diametro parametro vertėms  $d/\Lambda$ ). Vienmodžio veikimo sritis pažymėta pilkai. Fotoninių kristalų skaiduloms  $V_{eff}$  parametras apskaičiuojamas šiek tiek kitaip negu įprastoms skaiduloms (laikoma, kad šerdies diameteras yra  $\Lambda$ ), dėl to tik vienmodį veikimą atitinka kita parametro skaitinė vertė [22].

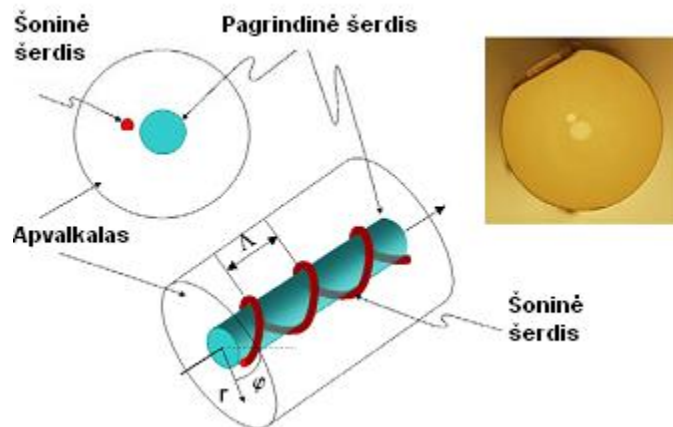
Galiausiai, antros rūšies fotoninių kristalų skaidulos (t.y. kuriose šviesos sklidimas remiasi fotoninių draustinių juostų efektais) leidžia išlaikyti tam tikro bangos ilgio spinduliuotę tuščiavidurėje šerdyje. Sklidimas ore užtikrina daug aukštesnius netiesinių reiškinių slenksčius (negu jie yra kvarciniame stikle), dėl to pasirinkus reikiamus dispersijos parametrus, tokios skaidulos yra naudojamos čirpuotų impulsų suspaudimui iki itin mažos (femtosekundžių) trukmės ir didelių smailinių galių [57].

### 1.2.5.2 Aukštesnės eilės modas filtruojančios struktūros skaidulos

Papildomai reiktų išskirti didelio modos ploto skaidulas, kuriose tik vienos modos išlaikymas pasiekiamas dėl aukštesnės eilės modų filtravimo, t.y. išsklaidymo į apvaskalą. Šiai grupei gali būti priskiriamos skaidulos su didelio diametro ertmių žiedu aplink šerdį (*angl. leakage channel*) [58], taip pat neseniai pasiūlytos taškuotų Brego žiedų skaidulos [59,60], kuriose aukštesnės eilės modos yra efektyviai išsklaidomos iš šerdies. Aukštesnės eilės modų delokalizavimu į nelegiruotas skaidulos sritis remiasi didelio periodo fotoninių

kristalų aktyvių skaidulų (LPF) veikimas [61]. Kadangi aukštesnės eilės modos praktiškai nepersikloja su legiruota šerdimi, jos nėra stiprinamos skirtingai nuo fundamentinės modos. Tokių skaidulų gamyba yra paprastesnė negu tradicinių fotoninių kristalų skaidulų ir pasiekiamas didelis šerdies diametras (iki 135  $\mu\text{m}$ ) [61]. LPF skaidulos paprastai yra nelanksčios, strypo formos. Naudojant LPF skaidulas buvo atlikta nemažai darbų stiprinant impulsus iki rekordinių energijų.

Kita svarbi modas filtruojančių skaidulų rūšis yra chirališkai susietųjų šerdžių (CCC) skaidulos. Tokias skaidulas sudaro didelio diametro šerdis (galimai legiruota retųjų žemių elementais), apie kurią spirale yra „užvyniota“ viena arba daugiau šoninė, mažesnio diametro šerdis (1.2.15 pav.). Tokia skaidulos struktūra technologiškai pasiekama sukant ruošinį skaidulos tempimo iš ruošinio metu. Pagrindinė šoninės šerdies funkcija tai – aukštesnės eilės modų filtravimas iš pagrindinės šerdies, kuris yra įmanomas dėl to, kad fundamentinė moda ir aukštesnės eilės modos pasižymi skirtinga simetrija. Spinduliuotė sklindanti pagrindine šerdimi gali sąveikauti su šonine šerdimi, jei modų sklidimo konstantos (faziniai greičiai) abiejuose šerdyse yra vienodos. Fundamentinei modai ši sąlyga yra išpildoma tik tam tikriems „rezonansiniams“ bangos ilgiams, tuo tarpų visoms aukštesnės eilės modoms tinkamai parinkus šoninės šerdies parametrus (spirales žingsnį  $\Lambda$  ir susukimo radiusą  $r$ ) yra pasiekama, kad aukštesnės eilės modos efektyviai pereina į šalutinę šerdį plačiame bangos ilgių intervale [62]. Kadangi šalutinė šerdis išsklaido visas į ją patenkančias modas į apvalką, tokia skaidula iš esmės veikia kaip vienmodė. Tai leidžia didinti pagrindinę šerdį išlaikant tik fundamentinę modą. CCC skaidulos taip pat pasižymi geru pagrindine šerdimi sklindančios spinduliuotės poliarizacijos išlaikymu [63], tačiau šio reiškinio mechanizmas nėra iki galo ištirtas. Šiuo metu yra pademonstruotos CCC skaidulos su šerdies diametru iki 60-85  $\mu\text{m}$  [64,65]. CCC technologijos aktyvioji skaidula buvo naudojama šio darbo 3 ir 4 skyriuose aprašytuose tyrimuose.



**1.2.15 pav.** Chirališkai susietųjų šerdžių skaidulos sandaros iliustracija (kairėje) ir realios skaidulos skerspjūvio nuotrauka (dešinėje) [63].



## 1.3 Netiesinė sąveika kvadratinio jautrio medžiagose

Spinduliuotės iš skaidulinių lazerių optinio dažnio keitimas gali būti atliekamas generuojant suminį dažnį (antrąją harmoniką) kvadratinio jautrio kristaluose. Dar daugiau, pasitelkiant suminio dažnio generavimo savybes gali būti apjungiamas impulsinė spinduliuotė iš kelių skaidulinių stiprintuvų. Šiame skyriuje yra apžvelgiamas kvadratinio netiesiškumo sąveikos aprašymas, pagrindinės savybės, į kurias turi būti atsižvelgta vykdant skaidulinių lazerių impulsinės spinduliuotės optinio dažnio keitimo ir netiesinio apjungimo tyrimus.

### 1.3.1 Kvadratinio jautrio netiesinės sąveikos aprašymas

Esant pakankamai dideliame elektromagnetinės bangos intensyvumui, medžiagos poliarizuotumo atsakas tampa netiesinis priklausomai nuo jį kuriančio elektromagnetinės bangos elektrinio lauko. Kai šis nuokrypis nuo tiesinės funkcijos yra nedidelis, poliarizuotumas gali būti užrašomas išskleidžiant elektrinio lauko laipsnių eilute:

$$\begin{aligned}\vec{P}(t) &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}(t)^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}(t)^3 + \dots \\ &= \overrightarrow{P^{(1)}}(t) + \overrightarrow{P^{(2)}}(t) + \overrightarrow{P^{(3)}}(t) + \dots\end{aligned}\tag{1.3.1}$$

čia  $\vec{E}(t)$  – išorinio elektrinio lauko stipris (bendriausiu atveju vektorius),  $\chi^{(m)}$  – m-tos eilės netiesinis optinis jautris (bendriausiu atveju tenzorius),  $\varepsilon_0$  – vakuumo dielektrinė skvarba.

Nelygiu nuliui antros eilės optinio jautrio parametru  $\chi^{(2)}$  pasižymi tik tam tikra medžiagų klasė – dielektriniai kristalai, neturintys simetrijos centro. Šio nario aprašoma poliarizuotumo dedamoji lemia tokius netiesinius reiškinius kaip suminio dažnio generacija, antrosios harmonikos generacija, skirtuminio dažnio generacija, parametrinis stiprinimas. Būtent antrosios harmonikos ir suminio dažnio generacijos reiškiniai yra panaudojami šio darbo optinio dažnio keitimo, pluoštų apjungimo ir impulsų sutankinimo laike tyrimuose.

Trečios eilės netiesiniu jautriu  $\chi^{(3)}$  pasižymi visos medžiagos (tame tarpe, kaip jau buvo minėta, ir kvarcinis stiklas), tačiau šio nario įtaka yra žymiai mažesnė negu antros eilės nario, jei jis nėra lygus nuliui.

Laike kintantis medžiagos poliarizuotumas yra naujų elektromagnetinių bangų šaltinis. Tai aprašo bangų lygtis išvedama iš Maksvelo lygčių taikant lėtai kintančių amplitudžių aproksimaciją [66,67]. Netiesinė sąveika kvadratinio jautrio medžiagose dar vadinama tribange sąveika, kadangi joje gali dalyvauti trijų optinių dažnių elektromagnetinio lauko komponentės. Tribangei sąveikai aprašyti naudojamos tribangės sąveikos lygtys (dar vadinamos susietųjų bangų lygtimis) išvedamos iš bendros bangų lygties. Šių lygčių pavidalas impulsiniams pluoštams, kai yra įskaitomi nariai atsakingi už dispersinį impulsų plitimą laike (apsiribojant antra eile) ir pluoštų difrakcinį plitimą erdvėje yra toks [43,68–70]:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial A_3}{\partial z} + \frac{1}{v_{g3}} \frac{\partial A_3}{\partial t} + \frac{i}{2} g_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2} + \rho_3 \frac{\partial A_3}{\partial x} - \frac{i}{2k_3} \left( \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_3}{\partial y^2} \right) \\
& \quad = \frac{2id_{eff}\omega_3}{n_3c^2} A_1 A_2 e^{-i\Delta kz} - \alpha_3 A_3 \\
& \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} g_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \rho_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} - \frac{i}{2k_2} \left( \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) \\
& \quad = \frac{2id_{eff}\omega_2}{n_2c^2} A_1^* A_3 e^{i\Delta kz} - \alpha_2 A_2 \\
& \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} g_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \rho_1 \frac{\partial A_1}{\partial x} - \frac{i}{2k_1} \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) \\
& \quad = \frac{2id_{eff}\omega_1}{n_1c^2} A_2^* A_3 e^{i\Delta kz} - \alpha_1 A_1
\end{aligned} \tag{1.3.2}$$

čia  $i = \sqrt{-1}$ ,  $c$  – šviesos greitis (vakuume),  $\omega_j$  –  $j$ -tos bangos kampinis dažnis,  $k_j = \omega_j n_j / c$  – bangos skaičius,  $n_j$  – lūžio rodiklis  $j$ -tai bangai,  $v_{gj} = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_j}$  –  $j$ -tos bangos grupinis greitis,  $g_j = \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_j}$  –  $j$ -tos bangos grupinių greičių dispersijos koeficientas,  $\rho_j$  –  $j$ -tos bangos anizotropijos (pluošto nunešimo) kampas išilgai  $x$  ašies,  $\alpha_j$  – nuostolių koeficientas  $\omega_j$  kampinio dažnio bangai,  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$  – bangos skaičių nederinimas,  $d_{eff}$  – skaliarinis netiesiškumo parametras, priklausantis nuo antros eilės jautrio tenzorius  $\chi^{(2)}$  ir sklidimo krypties kristale,  $A_j$  –  $j$ -tos bangos lėtai kintanti amplitudė, susijusi su elektromagnetinės bangos elektriniu lauku taip:

$$E_j(z, t) = A_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} + A_j e^{-i(k_j z - \omega_j t)} \quad (1.3.3)$$

Naudojant (1.3.3) lygties pavidalo elektrinio lauko užrašymą, eksperimentiškai matuojamas dydis – spinduliuotės intensyvumas  $I$  yra susijęs su elektrinio lauko stipriu taip:

$$I = 2n\varepsilon_0 c |E|^2 = \frac{2n}{Z_0} |E|^2 \quad (1.3.4)$$

čia  $n$  – lūžio rodiklis,  $Z_0$  – banginė varža (vakuume).

Tribangės sąveikos lygčių (1.3.2) antras iš kairės narys aprašo impulsų gaubtinių judėjimą skirtingais grupiniais greičiais  $v_{gj}$  (kas gali lemti ir impulsų atsiskyrimą laike), trečias – impulsų dispersinį plitimą dėl grupinių greičių dispersijos, ketvirtas – skersinį pluošto nunešimą dėl anizotropijos (diafragminis-apertūrinis reiškinys), penktas – pluoštų plitimą dėl difrakcijos.

### 1.3.2 Fazinio sinchronizmo sąlygos kolinearčiai ir nekolinearčiai sąveikai

Iš tribangės sąveikos lygčių matyti, kad efektyvi sąveika vyksta, kai yra išpildoma sąlyga:

$$\Delta k = \vec{k}_3 - \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = 0 \quad (1.3.5)$$

Tai yra fazinio sinchronizmo sąlyga, reiškianti, kad skirtingo dažnio bangos turi skliti vienodais faziniais greičiais. Pavyzdžiui, suminio dažnio generacijos atveju, tik esant faziniam sinchronizmui,  $\omega_2$  ir  $\omega_1$  dažnio bangos yra efektyviai konvertuojamos į suminio dažnio bangą  $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ . Aukščiau pateiktoje išraiškoje ši sąlyga buvo užrašyta vektoriškai, kadangi bendruoju atveju sąveikaujančios bangos gali skliti ir nekolinearčiai.

Kadangi bangos skaičius išreiškiamas taip:

$$k_j = \frac{\omega_j n_j}{c} \quad (1.3.6)$$

Ir žinant, kad  $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ , fazinio sinchronizmo sąlyga susiveda į tai, kad skirtingo dažnio bangų patiriamas lūžio rodiklis turi tenkinti lygtį:

$$\omega_3 n_3 = \omega_2 n_2 + \omega_1 n_1 \quad (1.3.7)$$

Iš čia matyti, kad optinėms medžiagoms būdinga lūžio rodiklio normalioji dispersija, dėl kurios lūžio rodiklis didėja priklausomai nuo dažnio, neleidžia išpildyti fazinio sinchronizmo be papildomų priemonių. Tačiau fazinį sinchronizmą visgi galima pasiekti anizotropiniuose netiesiniuose kristaluose, pasinaudojant savybe, kad lūžio rodiklis tam tikro dažnio bangai priklauso nuo krypties kristale ir bangos poliarizacijos.

Anizotropiniai netiesiniai kristalai paprastai skirstomi į dvi grupes: vienašius ir dviašius. Dviašiuose kristaluose lūžio rodiklio priklausomybei nuo krypties aprašyti pasitelkiamas lūžio rodiklio elipsoidas (indikatrixė), kurio lūžio rodiklio vertės visoms trimis koordinatėms yra skirtingos  $n_x \neq n_y \neq n_z$ . Tuo tarpu vienašiuose kristaluose lūžio rodiklio vertės dviem koordinatėms yra vienodos  $n_x = n_y \neq n_z$ . Iš čia išplaukia pagrindiniai šių kristalų skirtumai. Dviašiuose kristaluose egzistuoja dvi kryptys, kuriomis sklindant spinduliutei lūžio rodiklis nepriklauso nuo poliarizacijos, o vienašiuose – viena. Dviašiuose kristaluose lūžio rodikliai abiemis poliarizacijos būsenoms priklauso nuo krypties, o vienašiuose vienai poliarizacijos būsenai lūžio rodiklis priklauso nuo krypties kristale, o kitai – ne. Pastaroji savybė nulemia ir atitinkamą lūžio rodiklių žymėjimą vienašių kristalų atveju. Banga poliarizuota taip, kad jos lūžio rodiklis nepriklauso nuo krypties kristale vadinama paprastąja ir lūžio rodiklis žymimas  $n_o$ , o banga, kurios lūžio rodiklis priklauso nuo krypties vadinama nepaprastąja ir lūžio rodiklis žymimas  $n_e$ .

Kaip jau buvo paminėta, fazinis sinchronizmas gali būti išpildytas ir kai skirtingo dažnio bangos sklinda skirtingomis kryptimis netiesiniame kristale, bet kažkuriame taške persikloja. Paprastai spinduliuotės sklidimo kryptis dviašiam kristale aprašoma dviem kampais  $\theta$  ir  $\varphi$  sferinėje koordinačių sistemoje, o vienašiam kristale užtenka vieno kampo  $\theta$ . Kampas  $\theta$  skaičiuojamas tarp spinduliuotės sklidimo vektoriaus ir  $z$ + ašies, o  $\varphi$  – tarp  $x$ + ašies ir spinduliuotės sklidimo vektoriaus projekcijos į  $xy$  plokštumą (1.3.1a pav.). Žinant sklidimo krypties kampus  $\theta$  ir  $\varphi$ , transformacija į koordinates Dekarto koordinačių sistemoje atliekama taip:

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.3.8)$$

Bendroju atveju, kryptys ir bangų poliarizacijos būsenos, kurioms esant pasiekiamas fazinis sinchronizmas, gali būti suskaičiuotos suradus lūžio rodiklio vertes iš Frenelio lygties bangos normalėms [71]:

$$\frac{s_x^2}{\frac{1}{n^2(\vec{s})} - \frac{1}{n_x^2}} + \frac{s_y^2}{\frac{1}{n^2(\vec{s})} - \frac{1}{n_y^2}} + \frac{s_z^2}{\frac{1}{n^2(\vec{s})} - \frac{1}{n_z^2}} = 0 \quad (1.3.9)$$

čia  $s_x, s_y, s_z$  spinduliuotės sklidimo krypties vektoriaus  $\vec{s} = (s_x, s_y, s_z)$  komponentės Dekarto koordinačių sistemoje,  $n(\vec{s})$  – lūžio rodiklio vertė  $\vec{s}$  vektoriaus kryptimi,  $n_x, n_y, n_z$  kristalo principinės lūžio rodiklio vertės (tam tikram bangos ilgiui). Dviašiams kristalams laikoma, kad  $n_x < n_y < n_z$ , o vienašiams –  $n_x = n_y = n_o, n_z = n_e$ . Pažymėjus  $x = \frac{1}{n^2(\vec{s})}$  ši lygtis gali būti pertvarkyta į kvadratinę lygtį:

$$x^2 - \left( s_x^2 \left( \frac{1}{n_y^2} + \frac{1}{n_z^2} \right) + s_y^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_z^2} \right) + s_z^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \right) \right) x + \left( \frac{s_x^2}{n_y^2 n_z^2} + \frac{s_y^2}{n_x^2 n_z^2} + \frac{s_z^2}{n_x^2 n_y^2} \right) = 0, \quad (1.3.10)$$

kuriuos sprendiniai lūžio rodikliui yra du:

$$n_f = \sqrt{\frac{2}{B + \sqrt{B^2 - 4C}}} \quad (1.3.11)$$

$$n_s = \sqrt{\frac{2}{B - \sqrt{B^2 - 4C}}}$$

čia įvesti žymėjimai:

$$B = s_x^2 \left( \frac{1}{n_y^2} + \frac{1}{n_z^2} \right) + s_y^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_z^2} \right) + s_z^2 \left( \frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \right) \quad (1.3.12)$$

$$C = \frac{s_x^2}{n_y^2 n_z^2} + \frac{s_y^2}{n_x^2 n_z^2} + \frac{s_z^2}{n_x^2 n_y^2}$$

Dvi galimos lūžio rodiklio vertės vienai spinduliuotės kryptiai kristale atitinka dvi galimas viena kitai statmenas poliarizacijos būsenas. Banga, kurios

poliarizacija atitinka mažesnę lūžio rodiklio vertę  $n_f$  vadinama greitąja (žymima indeksu  $f$ ), o banga, kurios poliarizacija atitinka didesnę lūžio rodiklį  $n_s$  – lėtąja (žymima indeksu  $s$ ). Toks lūžio rodiklių skirstymas ir žymėjimas labiau taikomas dviašiams kristalams. Vienašiams kristalams dviejų poliarizacijos būsenų lūžio rodikliai vadinami paprastosios  $n_o$  ir nepaprastosios  $n_e$  bangos lūžio rodikliais. Pagal lūžio rodiklio vertę, vienašiams kristalams naudojamas skirstymas į teigiamus kristalus (kai  $n_e > n_o$ ) ir neigiamus kristalus (kai  $n_e < n_o$ ). Nepaisant kitokio žymėjimo ir klasifikacijos, lūžio rodiklio vertės radimas pagal (1.3.11) formules yra bendriausiu metodu ir gaunamos vertės yra teisingos tiek dviašiams, tiek vienašiams kristalams.

Kadangi vienai sklidimo kryptiai kristale (ir vienam bangos ilgiui) įmanomi du skirtingi lūžio rodikliai, atitinkantys skirtingas poliarizacines būsenas, atsiranda daugiau nei vienas būdas fazinio sinchronizmo sąlygoms išpildyti. Priklausomai nuo sąveikaujančių trijų bangų poliarizacijų galimi du atvejai:

I-tipo fazinis sinchronizmas

$$\vec{k}_{3(f)} = \vec{k}_{1(s)} + \vec{k}_{2(s)} \quad (1.3.13)$$

II-tipo fazinis sinchronizmas

$$\vec{k}_{3(f)} = \vec{k}_{1(f)} + \vec{k}_{2(s)} \quad (1.3.14)$$

$$\vec{k}_{3(f)} = \vec{k}_{1(s)} + \vec{k}_{2(f)}$$

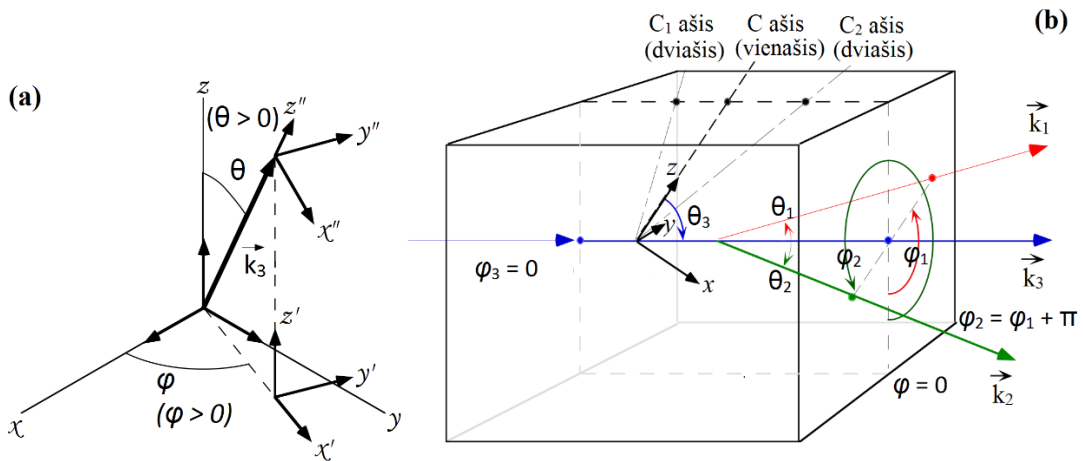
Taigi, I-tipo sąveikos atveju mažesnio dažnio bangos yra vienodos poliarizacijos, o II-tipo sąveikos atveju – priešingos.

Kaip seka iš (1.3.8)–(1.3.12), fazinio sinchronizmo kryptys kristale gali būti suskaičiuojamos žinant konkretaus kristalo principines lūžio rodiklio vertes kiekvienai iš sąveikaujančių bangų ir sąveikos tipą. Kolinearios sąveikos atveju šis skaičiavimas yra nesudėtingas, nes visos bangos sklinda ta pačia kryptimi, taigi yra tik 2 kintamieji – bangų sklidimo kampai  $\theta$  ir  $\varphi$  kristalo koordinačių sistemoje (vienašiam kristalui tik vienas kampas). Tuo tarpu nekolinearios sąveikos atveju įvertinimas tampa sudėtingesnis, nes bendriausiu atveju visų trijų bangų kryptys gali būti skirtingos ir tokiu būdu nepriklausomų kintamųjų skaičius gali siekti 6. Paprastai, skaičiuojant fazinio sinchronizmo sąlygas

nekoliniario sąveikos atveju,  $\omega_3$  bangos kampai  $\theta_3$  ir  $\varphi_3$  parenkami fiksuoti, o bangų  $\omega_1$  ir  $\omega_2$  kampai skaičiuojami atžvilgiu koordinatinių sistemos susietos su  $\omega_3$  banga (1.3.1 pav.) Taip pat pasinaudojama reikalavimu, kad visos trys bangos turi gulėti vienoje plokštumoje, kas reiškia, kad:

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \pi \quad (1.3.15)$$

Tokiu būdu lieka tik 3 nepriklausomi kintamieji:  $\theta_1, \theta_2, \varphi_1$ .



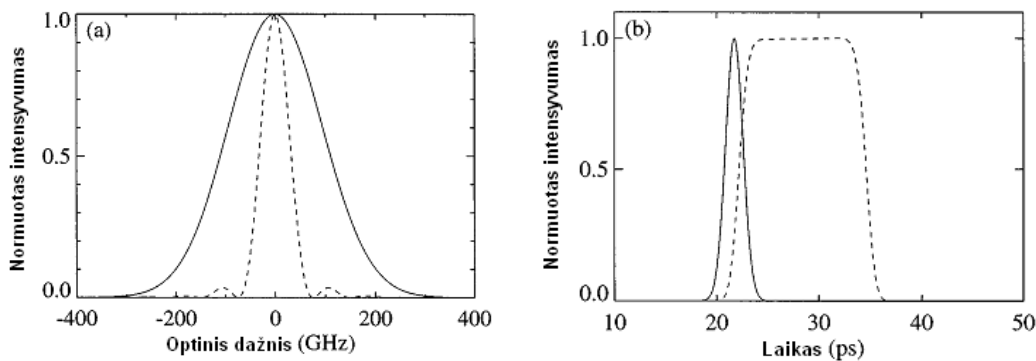
**1.3.1 pav.** a) Bangos sklidimo krypties aprašymo skirtingose koordinatinių sistemose iliustracija.  $x, y, z$  – kristalo koordinatinių sistema,  $x'', y'', z''$  – koordinatinių sistema susieta su  $\omega_3$  banga [71]. b) Nelinearaus bangų sklidimo kristale iliustracija esant parametrinės generacijos procesui. Bangos  $\omega_3$  sklidimo kryptis aprašoma kampais  $\theta_3$  ir  $\varphi_3 = 0$  atžvilgiu kristalo koordinatinių sistemos, o bangų  $\omega_1$  ir  $\omega_2$  kryptį aprašantys kampai skaičiuojami atžvilgiu bangos  $\omega_3$  krypties.

### 1.3.3 Impulsinių pluoštų antrosios harmonikos ir suminio dažnio generacijos ypatumai

Atliekant optinio dažnio keitimą paprastai siekiama išgauti kuo didesnę sąveikos našumą. Tai galioja ir generuojant suminį dažnį iš dviejų skirtingų pluoštų, ir iš vieno pluošto, t. y. antrosios harmonikos generacijos atveju. Šiame skyriuje apžvelgiami pagrindiniai reiškiniai galintys lemti suminio dažnio (antrosios harmonikos) generacijos netiesinės sąveikos eigą ir gaunamą keitimo našumą. Dėmesys skiriamas atvejui, kai sąveikauja būtent impulsiniai pluoštai, t. y. kai spinduliuotė yra apribota tiek laike, tiek erdvėje.

### 1.3.3.1 Grupinių greičių nederinimas

Pagrindinis veiksnys ribojantis plataus spektro impulsų suminio dažnio generaciją tai yra grupinių greičių nederinimas tarp pirminio bangos ilgio impulsų ir generuojamo suminio dažnio impulsų. Supaprastinimui šis reiškiny bus nagrinėjamas laikant, kad pluoštai sklinda kolinearai, sąveika yra I tipo ir atvejui, kai  $\omega_2 = \omega_1$ , t. y. antrosios harmonikos generacijai. Mažo keitimo našumo artinyje (nesant pradinių bangų nuskurdimui) yra parodoma [70], kad dėl grupinių greičių nederinimo generuojami antrosios harmonikos impulsai išplinta laiko srityje (1.3.2b pav.), o dažnių srityje jų spektras yra apribojamas pagal  $\sin(x)/x$  dėsnį (1.3.2a pav.).



**1.3.2 pav.** a) Pirmosios harmonikos (ištisa kreivė) ir antrosios harmonikos (brūkšniuota kreivė) impulsų spektrų palyginimas esant grupinių greičių nederinimui; b) Pirmosios harmonikos (ištisa kreivė) ir antrosios harmonikos (brūkšniuota kreivė) impulsų gaubtinės palyginimas esant grupinių greičių nederinimui. [70]

Netiesinio kristalo keliamiems apribojimams spektro pločiui nusakyti dažnai yra įvedamas fazinio sinchronizmo juostos pločio parametras (*angl. phase-matching bandwidth*). Pagal apibrėžimą jis yra lygus tokiam bangos ilgio nuokrypiui nuo optimalios vertės, kuriam esant antrosios harmonikos intensyvumas sumažėja per pusę. Generuojamos antrosios harmonikos intensyvumas (nesant kaupinimo nuskurdimui) yra proporcingas  $\sin(x)/x$  funkcijai nuo fazinio išderinimo  $\Delta k$  ir kristalo ilgio  $L$  [66]:

$$I_2 \sim L^2 \cdot \left( \frac{\sin\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right)}{\frac{\Delta k \cdot L}{2}} \right)^2 \quad (1.3.16)$$

Remiantis (1.3.16) išraiška gaunama, kad fazinio sinchronizmo juostos plotis yra lygus:



$$\Delta f \approx \frac{2,7831}{2\pi \left| \frac{\partial k_{2H}}{\partial \omega_{2H}} - \frac{\partial k_{1H}}{\partial \omega_{1H}} \right| \cdot L} \approx \frac{0,443}{\left| \frac{1}{v_{gr.2H}} - \frac{1}{v_{gr.1H}} \right| \cdot L} \quad (1.3.17)$$

čia  $v_{gr.2H}$ ,  $v_{gr.1H}$  yra atitinkamai antrosios ir pirmosios harmonikų impulsų grupiniai greičiai.

Iš Furjė transformacijos savybių yra žinoma, kad  $\sin(x)/x$  pavidalo spektras dažnių srityje atitinka stačiakampį impulsą laiko srityje. Taigi, dėl grupinių greičių nederinimo, kai kristalas yra pakankamai ilgas (kad pasireikštų pradinio spektro apribojimai), gaunami stačiakampės formos antrosios harmonikos impulsai (1.3.2b pav.), kurių trukmė yra lygi:

$$\Delta t_{2H} \approx \left| \frac{1}{v_{gr.2H}} - \frac{1}{v_{gr.1H}} \right| \cdot L \quad (1.3.18)$$

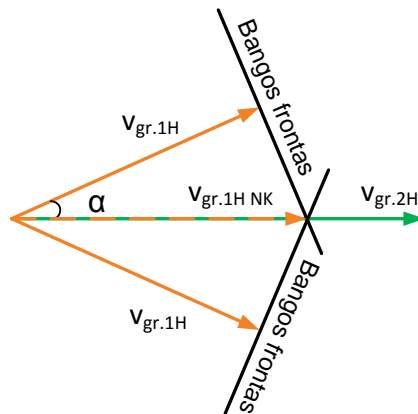
Iš pateiktų išraiškų matyti, kad gaunami apribojimai priklauso nuo pirmos ir antrosios harmonikos impulsų grupinių greičių skirtumo, kurį iš esmės lemia netiesinio kristalo dispersinės savybės, bei nuo kristalo ilgio. Kuo ilgesnis kristalas, tuo labiau pirmosios ir antrosios harmonikos impulsai „išbėga“ vienas nuo kito dėl skirtingų grupinių greičių. Trumpinant kristalą iš esmės galima generuoti pakankamai plataus spektro impulsus, tačiau dėl sumažinto netiesinės sąveikos ilgio žymiai sumažėja generacijos našumas, kuris yra proporcingas sąveikos ilgio kvadratui. Antrosios harmonikos generacijai naudojant didelės energijos ir itin trumpus (femtosekundinius) spektriškai ribotus impulsus, pasiekiamas didelis keitimo našumas ir esant trumpam sąveikos ilgiui [72], dėl pakankamai didelio smailinio intensyvumo. Tuo tarpu, antrosios harmonikos generacijai naudojant ilgesnės trukmės, mažos energijos ir plataus spektro (faziškai moduluotus) impulsus, aukštas keitimo našumas tampa sunkiai pasiekiamas.

Iš kitos pusės, grupinių greičių nederinimas kartais gali būti naudingas. Esant II tipo sinchronizmui ir grupinių greičių nederinimui tarp impulsų, atitinkančių  $e$  ir  $o$  bangas, gali būti pasiektas impulsų suspaudimas generuojant antrąją harmoniką [73].

Esant nekolineariai konfigūracijai grupinio greičio nederinimas priklauso ne tik nuo kristalo savybių, bet ir nuo pasirinktos geometrijos. Sakykime, du fundamentinės bangos pluoštai (vienodos poliarizacijos ir bangos ilgio) sklinda kryptimi sudarančia kampą  $\alpha$  su suminio dažnio pluošto kryptimi (1.3.3. pav). Kaip seka iš iliustracijos, šiuo atveju fundamentinės bangos grupinis greitis suminio dažnio pluošto kryptimi gali būti apskaičiuotas taip:

$$v_{gr.1H NK} = \frac{v_{gr.1H}}{\cos \alpha} \quad (1.3.19)$$

Ši formulė galioja, kai sąveikaujančių pluoštų bangų frontai yra statmeni sklidimo kryptims. Kitokia išraiška gaunama kai pluoštai yra pakrypusio fronto. Tokiais atvejais grupinio greičio pokyčiui įtakos turi papildomas parametras – impulso fronto pokrypio kampas. Naudojant pakrypusio fronto impulsus nekolinearioje konfigūracijoje gali būti eliminuojamas grupinių greičių nederinimas ir pasiekiamas fazinis sinchronizmas labai plačiame spektro ruože [74,75].



1.3.3 pav. Pluoštų sklidimo nekolinearioje konfigūracijoje iliustracija grupinių greičių įvertinimui.

### 1.3.3.2 Diafragminis-apertūrinis reiškiny

Šį reiškinį lemia lūžio rodiklio priklausomybė nuo sklidimo krypties kristale, dėl kurios atsiranda nesutapimas tarp banginio vektoriaus ( $\vec{k}$ ) ir Pointingo vektoriaus ( $\vec{S}$ ), kuris nurodo energijos pernešimo kryptį. Energijos pernešimo ir, tuo pačiu, pluošto sklidimo kryptis pasislenka link mažesnio lūžio rodiklio srities. Kadangi sąveikaujančių bangų pluoštai yra poliarizuoti skirtingai (faziniam sinchronizmui pasiekti) ir „mato“ skirtingas lūžio rodiklio

priklausomybes nuo krypties, tai tarp jų atsiranda sklidimo krypties skirtumai. Nusklidus tam tikrą atstumą pluoštai gali išvis nebepersikloti, dėl ko nebus ir netiesinės sąveikos. Skersinio poslinkio kampas  $\rho$  tarp banginio vektoriaus ir energijos pernešimo krypties yra proporcingas lūžio rodiklio išvestinei pagal atitinkamą kryptį nurodantį kampą [70]:

$$\rho_{\alpha,j} = -\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial \alpha} \quad (1.3.20)$$

čia indeksas  $j$  nurodo poliarizacijos būseną.

Žinant kristalo principines lūžio rodiklio vertes ir kryptį kristale, skersinio poslinkio kampas  $\rho$  bendruoju atveju gali būti surastas iš sąryšio [76]:

$$\tan \rho_{s/f} = n^2 \sqrt{\left(\frac{s_x}{\frac{1}{n_{s/f}^2} + \frac{1}{n_x^2}}\right)^2 + \left(\frac{s_y}{\frac{1}{n_{s/f}^2} + \frac{1}{n_y^2}}\right)^2 + \left(\frac{s_z}{\frac{1}{n_{s/f}^2} + \frac{1}{n_z^2}}\right)^2} \quad (1.3.21)$$

čia  $s_x, s_y, s_z$  spinduliuotės sklidimo krypties vektoriaus  $\vec{s} = (s_x, s_y, s_z)$  komponentės Dekarto koordinačių sistemoje (žinant  $\theta$  ir  $\varphi$  randama iš (1.3.8)),  $n_{s/f}$  – lūžio rodiklio vertė  $\vec{s}$  vektoriaus kryptimi, tam tikro dažnio ir poliarizacijos būsenos ( $s$  arba  $f$ ) bangai (randama iš lygties (1.3.11)).

Dviašiam kristale bendruoju atveju abiejų poliarizacijos būsenų pluoštai gali patirti diafragminį-apertūrinį reiškinių (nebent sklidimo kryptis yra išilgai kristalo principinių plokštumų). Vienašiam kristale tik nepaprastosios bangos lūžio rodiklis priklauso nuo krypties kristale (kampu  $\theta$ ), taigi tik ši banga patiria diafragminį-apertūrinį reiškinių. Dėl to, skersinio poslinkio kampui  $\rho$  surasti vienašiam kristale paprastai naudojama paprastesnė išraiška [67]:

$$\tan \rho = \frac{n_e^2(\theta)}{2} \left( \frac{1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2\theta \quad (1.3.22)$$

čia  $n_e$  – nepaprastosios ( $e$  poliarizuotos) bangos lūžio rodiklis,  $n_o$  – paprastosios ( $o$  poliarizuotos) bangos lūžio rodiklis.

Erdvinis spindulių išsiskyrimas mažina efektyvųjį sąveikos ilgį, o tuo pačiu ir suminio dažnio ar antrosios harmonikos generacijos našumą. Atstumas, kurį nusklidus  $2w_0$  diametro pluoštai jau nebepersiklos dėl diafragminio-apertūrinio

reiškinio yra lygus  $L = 2w_0/\tan(\rho)$ . Matyti, kad šis atstumas tuo mažesnis, kuo mažesnis pluoštų diametras. Taip pat dėl spindulių išsiskyrimo praplatėja galutinis pluoštas, sumažėja pluošto kokybė. Tačiau yra būdas sumažinti skersinį poslinkį panaudojant du (ar daugiau) kristalus pastatytus vienas po kito ir nukreiptus taip, kad spindulio nukrypimo kryptys būtų priešingos. Nors tokia konfigūracija iš esmės nepanaikina šio reiškinių, tačiau kažkiek jį kompensuoja ir padidina netiesinės sąveikos našumą [70].

Be to, tam tikromis sąlygomis įmanoma išpildyti fazinio sinchronizmo sąlygas ir visiškai išvengti diafragminio-apertūrinio reiškinių. Vienašiamame kristale tai pasiekama kai  $\theta = 90^\circ$ , dviašiamame – kai bangos sklinda išilgai vienos iš kristalo principinių ašių. Esant fiksuotai kryptiai kristale, fazinio sinchronizmo sąlygos tokiais atvejais derinamos keičiant kristalo temperatūrą. Ši konfigūracija vadinama nekritinio arba temperatūrinio fazinio sinchronizmo konfigūracija, kai tuo tarpu įprasta konfigūracija vadinama kritiniu faziniu sinchronizmu. Šalia diafragminio-apertūrinio reiškinių nebuvimo, nekritis fazinis sinchronizmas pasižymi ir platesniu priėmimo kampu, kadangi šie reiškiniai yra tarpusavyje susiję. Apie tai plačiau kitame poskyryje.

### ***1.3.3.3 Pluoštų fokusavimas kristale ir priėmimo kampas***

Pluoštai dažniausiai fokusuojami netiesiniame kristale siekiant išgauti didesnius intensyvumus ir tuo pačiu padidinti keitimo našumą. Tačiau, kuo aštresnis yra fokusavimas, tuo didesnė gaunama pluošto skėstis. Dideliais kampais sklindančioms pluošto komponentėms gali būti netenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga. Tokiu atveju atitinkamai sumažėja ir keitimo našumas. Esant nedideliam nuokrypiui  $\Delta\alpha$  nuo fazinio sinchronizmo kampo, fazinio išderinimo pokytį galima išreikšti išskleidus  $\Delta k$  Teiloro eilute [77]:

$$\Delta k(\Delta\alpha) = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\alpha} \Delta\alpha + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\alpha^2} \Delta\alpha^2 \dots \quad (1.3.23)$$

Pirmas skleidimo narys yra vyraujantis kritinio fazinio sinchronizmo atveju. Nekritinio fazinio sinchronizmo atveju pirma išvestinė pagal kampą yra lygi nuliui, todėl vyraujantis tampa antras narys. Remiantis (1.3.23) išraiška,

didžiausias galimas nuokrypis nuo optimalaus fazinio sinchronizmo kampo, kai našumas sumažėja per pusę pirmam ir antram atvejui atitinkamai yra išreiškiamas taip:

$$\Delta\alpha_{KFS} = \frac{2,784}{L} \left( \frac{\partial\Delta k}{\partial\alpha} \right)^{-1} \quad (1.3.24)$$

$$\Delta\alpha_{NKFS} = \sqrt{\frac{2,784}{L} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Delta k}{\partial\alpha^2} \right)^{-1}} \quad (1.3.25)$$

čia  $L$  – kristalo ilgis, KFS – kritinis fazinis sinchronizmas, NKFS – nekritinis fazinis sinchronizmas.

$\Delta\alpha$  kartais vadinamas fazinio sinchronizmo priėmimo kampu (*angl. acceptance angle*). Iš pateiktų išraiškų nesunku įžvelgti, kad priėmimo kampas yra žymiai platesnis nekritinio fazinio sinchronizmo atveju. Kritinio fazinio sinchronizmo priėmimo kampas gali būti suskaičiuotas žinant skersinio poslinkio kampą, kadangi šie reiškiniai yra tarpusavyje susiję.

Į  $\frac{\partial(\Delta k)}{\partial\alpha}$  įstačius  $\Delta k$  išraišką gaunama:

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial\alpha} = \frac{\partial(k_3 - k_2 - k_1)}{\partial\alpha} = \frac{2\pi}{\lambda_3} \frac{\partial n_3}{\partial\alpha} - \frac{2\pi}{\lambda_2} \frac{\partial n_2}{\partial\alpha} - \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{\partial n_1}{\partial\alpha} \quad (1.3.26)$$

Remiantis (1.3.20), lūžio rodiklio išvestinė pagal kampą gali būti pakeista į atitinkamą skersinio poslinkio kampą:

$$\frac{\partial n_j}{\partial\alpha} = -n_j \rho_j \quad (1.3.27)$$

Įstačius (1.3.26) ir (1.3.27) į (1.3.24) ir padauginus iš koeficiento 2 (kadangi norima išreikšti pilną kampą) gauname:

$$\Delta\alpha_s = \frac{0,886}{\left( \frac{n_{1,s}}{\lambda_1} \rho_{1,s} + \frac{n_{2,s}}{\lambda_2} \rho_{2,s} - \frac{n_{3,s}}{\lambda_3} \rho_{3,s} \right) L} \quad (1.3.28)$$

$$\Delta\alpha_f = \frac{0,886}{\left( \frac{n_{1,f}}{\lambda_1} \rho_{1,f} + \frac{n_{2,f}}{\lambda_2} \rho_{2,f} - \frac{n_{3,f}}{\lambda_3} \rho_{3,f} \right) L}$$

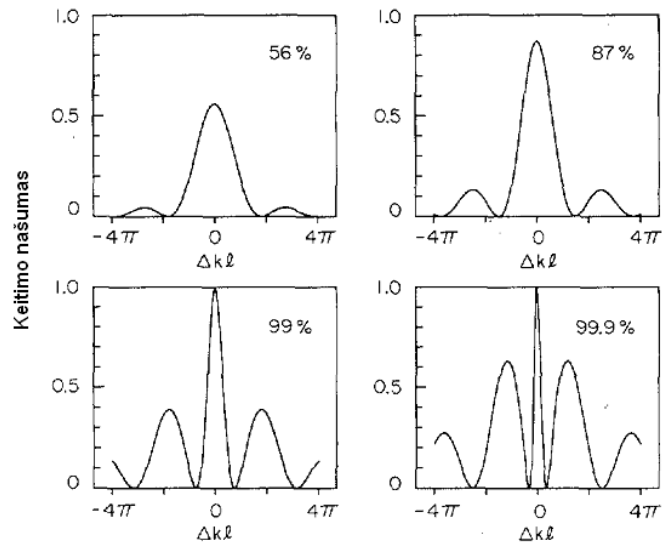
čia  $\Delta\alpha_s$   $\Delta\alpha_f$  žymi priėmimo kampus dviejų statmenų poliarizacijų bangoms  $s$  ir  $f$ . Šie priėmimo kampai guli plokštumose lygiagrečiose poliarizacijos vektoriui. Priklausomai nuo sąveikos tipo lygtyse lieka tik atitinkamų poliarizacijų nariai.

Pavyzdžiui, esant II tipo  $s$ - $f$ - $f$  sąveikai pirmojoje lygtyje lieka narys su indeksu 1, antroje - nariai su indeksais 2 ir 3. Taigi iš lygties (1.3.21) suradus skersinio poslinkio kampus gali būti nesunkiai suskaičiuoti ir priėmimo kampai kritiniam faziniam sinchronizmui.

#### **1.3.3.4 Didelio keitimo našumo įtaka**

Iki šio poskyriaus pateiktame aprašyme buvo taikoma prielaida, kad keitimo našumas yra mažas ir pradinė banga (nagrinėjamas antrosios harmonikos atvejis, nors šios savybės taikomos ir suminio dažnio generacijos atvejui) nėra nuskurdinama netiesinės sąveikos metu. Tačiau fundamentinės bangos nuskurdinimą būtina įskaityti optimizuojant sąveiką kuo didesniai keitimo našumui, kadangi šiuo atveju atsiranda papildomi veiksniai lemiantys netiesinio proceso eigą ir galutinį keitimo našumą. Dėl fundamentinės bangos nuskurdinimo pasikeičia jos fazė, o priešingos parametrinės sąveikos lemiamas fazės pokytis lemia fazinio išderinimo kreivės formą [78,79]. Kuo didesnis yra keitimo našumas, tuo siauresnis tampa fazinio išderinimo kreivės centrinis maksimumas ir didesni šoniniai maksimumai (1.3.4 pav.). Dėl to proceso našumas tampa labai jautrus net menkiausiam faziniam išderinimui. Tai turi didelę įtaką faziškai moduluotų impulsų atveju, kadangi toks išderinimas gali atsirasti dėl grupinių greičio nederinimo impulsams nusklidus net pakankamai nedidelį atstumą ( $L \ll L_{nst}$ ).

Kitas svarbus veiksnys lemiantis optinio dažnio keitimą didelio našumo artinyje – tai netolygus optinės spinduliuotės intensyvumo pasiskirstymas laike ir erdvėje. Dažniausiai antrosios harmonikos generacijai yra naudojami impulsiniai pluoštai su Gausiniu intensyvumo pasiskirstymu laike ir erdvėje. Skirtingo intensyvumo impulso/pluošto dalys patiria skirtingą keitimo našumą ir fazinio sinchronizmo charakteristikas, o tai gali sukelti tam tikrus laikinės (impulso) ir erdvinės (pluošto) formos iškraipymus.



**1.3.4 pav.** Fazinio išderinimo kreivės monochromatinių plokščiųjų bangų antrosios harmonikos generacijai, esant skirtingam keitimo našumui (procentais) [78].

## **1.4 Impulsų parametru iš skaidulinių lazerių optimizavimo būdai ir schemas**

Šiame skyriuje yra apžvelgiami literatūroje pateikiami metodai kaip skaiduliniuose lazeriuose itin trumpi impulsai gali būti generuojami, stiprinami, atskirų lazerių spinduliuotė apjunginama ir atliekamas plataus spektro spinduliuotės iš skaidulinių lazerių optinio dažnio keitimas. Taip pat aptariami šių metodų privalumai ir trūkumai, pateikiami ryškiausi pasiekimai.

### **1.4.1 Skaiduliniai lazeriai, generuojantys itin trumpus optinius impulsus**

Itin trumpi optiniai impulsai gali būti generuojami tiesiogiai skaiduliniuose lazeriuose. Šiame skyrelyje apžvelgiami gerai žinomi ir dažniausiai naudojami metodai, bei pateikiamas naujas impulsų formavimo metodas, kuris panaudojamas 2 skyriuje aprašytuose impulsų generavimo tyrimuose.

#### ***1.4.1.1 Pasyviai sinchronizuotų modų lazeriai***

Trumpiausios trukmės optinius impulsus (šimtų ar net dešimčių femtosekundžių trukmės) leidžia generuoti skaiduliniai lazeriai, kurių veikimas remiasi išilginių modų sinchronizacija. Pasyvi modų sinchronizacija pasiekama lazerio rezonatoriuje naudojant elementą ar elementų sistemą, kurios įnešami nuostoliai priklauso nuo impulso smailinės galios (nuostoliai mažėja didėjant smailinei galiai). Tokie elementai atlieka įsisotinančio sugėriklio funkciją. Skaiduliniuose lazeriuose plačiai naudojami tikrieji įsisotinantys sugėrikliai, sudaryti skirtingų medžiagų pagrindu. Taip pat naudojami vadinamieji dirbtiniai netiesiniai sugėrikliai, kuriuos sudaro grandinės konfigūracijos, išnaudojančios pačios skaidulos kubinį netiesiškumą įsisotinamam atsakui pasiekti. Plačiausiai skaiduliniuose lazeriuose naudojami tikrieji įsisotinantys sugėrikliai yra puslaidininkinės struktūros [80,81], kurių veikimo principas paremtas tarpjuostinės sugerties įsisotinimu dėl juostos užsipildymo efekto ir sparčiąja krūvininkų rekombinacija per defektų sukeltus tarpjuostinius lygmenis. Taip pat



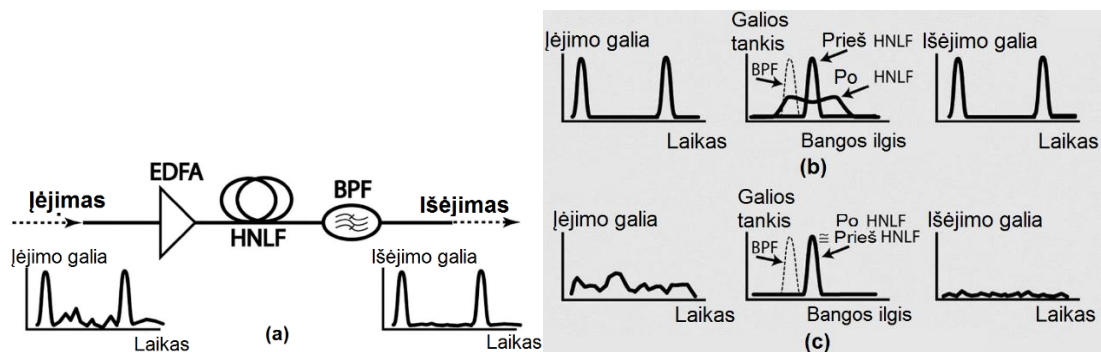
šiuo metu atliekami tyrimai pritaikant anglies nanovamzdelių [82,83], grafeno pagrindu [84,85] sudarytus įsisotinančius sugėriklius. Pagrindiniai dirbtinio įsisotinančio sugėriklio metodai modų sinchronizacijai pasiekti – tai netiesinės (stiprinančios) kilpos metodas [86,87] ir netiesinio poliarizacijos sukimo metodas [88–90]. Pirmuoju atveju, naudojant skaidulinį šakotuvą yra sudaroma uždara skaidulinė kilpa atliekanti Sanjako interferometro vaidmenį. Tiesiniu atveju šakotuvą padalina impulsą į dvi vienodas replikas, kurios sklinda kilpa priešingomis kryptimis, interferuoja šakotuve ir grįžta atgal į pradinę šaką. Tam, kad pažeisti kilpos simetriškumą, vienoje kilpos dalyje yra privirinama aktyvios skaidulos atkarpa impulsų stiprinimui. Tokiu būdu dviem priešingomis kryptimis sklindantys impulsai įgauna skirtingą fazės poslinkį, kuris dar priklauso nuo impulso smailinio intensyvumo (dėl fazės moduliavimosi). Pakankami didelės smailinės galios impulsams atsiranda pakankamai didelis fazės poslinkis ir impulsai ne grąžinami į pradinę šaką, o praleidžiami į kitą šakotuvo išėjimą. Netiesinio poliarizacijos sukimo atveju impulsai sklinda skaidula padalinti į dvi statmenų poliarizacijų modas. Priklausomai nuo impulso smailinio intensyvumo (dėl fazės moduliavimosi ir kryžminio fazės moduliavimosi), tarp jų atsiranda fazės poslinkis, taigi, atsiranda ir poliarizacijos plokštumos pokytis, kuris gali būti pakeičiamas į amplitudės moduliaciją naudojant poliarizatorių.

Visi paminėti metodai yra tinkami praktiniam naudojimui skaiduliniuose lazeriuose, bet turi ir tam tikrų trūkumų. Puslaidininkiniai įsisotinantys sugėrikliai pasižymi ilgalaikė savybių degradacija [91]. Netiesinio poliarizacijos sukimo metodas, dėl poliarizaciją neišlaikančių skaidulų naudojimo yra neatsparus aplinkos parametrų svyravimams (temperatūros, mechaninio įtempimo), o šio metodo modifikacijos taikant poliarizaciją išlaikančias skaidulas yra vis dar kuriamos [92]. Tradicinio netiesinės stiprinančios kilpos metodo trūkumas yra išėjimo galios parametrų derinimo galimybės nebuvimas, kadangi stiprinimas aktyvioje skaiduloje yra vienu metu naudojamas ir nuostoliams kompensuoti ir kilpos nesimetriškumui sudaryti [93]. Netiesinės

stiprinančios kilpos lazerio konfigūracija su dviem stiprintuvais [93,94] šią problemą išsprendžia bet padidina lazerio sudėtingumą. Taigi, nepaisant jau sukurtų impulsų generavimo metodų, idealaus sprendimo nėra, todėl yra kuriami alternatyvūs metodai ir vienas jų yra pateiktas tolimesniame poskyryje.

#### 1.4.1.2 Impulsų generavimo būdas paremtas fazės moduliavimosi reiškiniu ir dvigubo-pakaitinio spektrinio filtravimo

Fazės moduliavimosi skaiduloje sukeltas spektro plitimas kartu su paslinktu (atžvilgiu impulso spektro centro) spektriniu filtravimu leidžia sudaryti grandinę praleidžiančią tik pakankamo smailinio intensyvumo impulsus ir tokiu būdu atstatančią skaitmeninį optinį signalą (1.4.1 pav.). Tokios grandinės yra vadinamos 2R (*angl. re-amplifying and reshaping*) regeneratoriais ir pirmą kartą buvo pasiūlytos 1998 m. Mamyševu (P.V. Mamyshev) [95]. Iš pradžių 2R regeneratorių technologijos buvo vystomos išskirtinai iškraipyto optinio duomenų signalo atstatymui. Vėliau, tiriant tokių grandinių savybes buvo pastebėta, kad kelių identiškų regeneratorių išdėstymas vienas po kito (regeneratorių kaskadas) veda prie griežtai apibrėžtų parametų impulsų susiformavimo (toliau vadinsime juos tikriniais), kurie išlaiko savo amplitudės ir fazės charakteristikas sklindant per tolesnes regeneratorių pakopas [96]. Kai kaskado įėjime yra paduodamas pakankamo galingumo triukšminis signalas, išėjime gaunama atsitiktinai išsidėsčiusių tačiau identiškų impulsų seka. Tokia savybė atsiranda, dėl to, kad regeneratoriaus grandinė pasižymi netiesine (laidtelio formos) atsako funkcija.



1.4.1 pav. Impulsus atstatančios grandinės paremtos fazės moduliavimosi reiškiniu ir spektrinio filtravimo iliustracija (a). Formuojamas optinis signalas, kai į įėjimą paduodami didelės smailinės galios impulsai (b) ir mažos smailinės galios triukšmas (c). EDFA –

skaidulinis stiprintuvas, HNLF – didelio netiesiškumo skaidula, BPF – juostinis spektrinis filtras. [97]

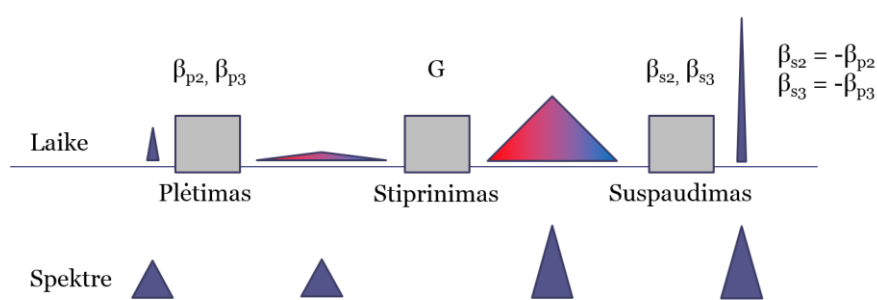
Detalesni teoriniai tyrimai parodė, kad grandinėje susiformuojantys tikriniai impulsai priklauso nuo grandinės parametru. Keičiant medžiagos dispersijos įtaką, pasikeičia netiesinio atsako funkcija. Esant tam tikriems parametrams atsiranda daugiau negu vieno tikrinio impulso generavimo galimybė arba cikliška pasikartojančių impulsų generavimas [98]. Buvo numatyta, kad sudarius uždara impulsų generatoriaus grandinę, galėtų būti generuojami itin trumpi impulsai. Eksperimentiškai buvo pademonstruotos šiuo pagrindu veikiančios grandinės generuojančios impulsus, tačiau iki šiol pateikti rezultatai nebuvo tokie geri kaip įprastinių sinchronizuotų modų skaidulinių impulsinių lazerių. Buvo naudojamos labai ilgos (1000 m) ir aukšto netiesiškumo skaidulos, generuojami mažos energijos (~pJ) ir nestabilūs impulsai [99,100]. Taip pat buvo dirbama tik 1550 nm bangos ilgio srityje. Tik visai neseniai, ir remiantis darbais aprašomais šioje disertacijoje, impulsų generatoriaus modifikacija naudojant iterbiu legiruotas skaidulas buvo pristatyta kitų mokslininkų grupių [101–103].

Šio darbo rėmuose buvo siekiama nuodugniai ištirti aptarto impulsų generavimo metodo savybes ir galimybes generuoti didelės energijos ir stabilūs impulsus iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo skaidulose.

#### **1.4.2 Šiuolaikinės čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulose technologijos (pasiekimai ir apribojimai)**

Tiesiogiai skaidulose generuojamų ir stiprinamų impulsų maksimali smailinė galia ir energija yra apribojama netiesinių reiškinių (1.1.3 skyrius). Šiuos apribojimus bandoma įveikti dviem būdais: kuriant skaidulas su kuo didesne šerdimi, palaikančia vienmodį veikimą (1.2.4-1.2.5 skyriai) ir taikant čirpuotų impulsų stiprinimo metodiką. Dažnai abu šie metodai naudojami kartu. Šiame skyrelyje apžvelgiami čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulose technologijų ypatumai ir naujausi pasiekimai.

Čirpuotų impulsų stiprinimo (CPA) metodika (1.4.2 pav.) remiasi tuo, kad pradiniai itin trumpi bet mažos energijos impulsai iš impulsinio lazerio yra išplečiami laike įnešant grupinių greičių dispersiją, tada sustiprinami aktyvioje terpėje ir vėliau vėl suspaudžiami, įnešant priešingo ženklo grupinių greičių dispersiją [104]. Kadangi stiprinamas yra išplėstas laike impulsas, kurio smailinė galia yra žymiai mažesnė (pasiekiamas išplėtimo santykis  $\geq 1000:1$  [105]), impulsai gali būti sustiprinami iki žymiai didesnės energijos išvengiant netiesiškumų. Tokiu būdu po suspaudimo gaunami itin trumpi ir labai didelės smailinės galios impulsai.



1.4.2 pav. Čirpuotų impulsų stiprinimo metodikos iliustracija.

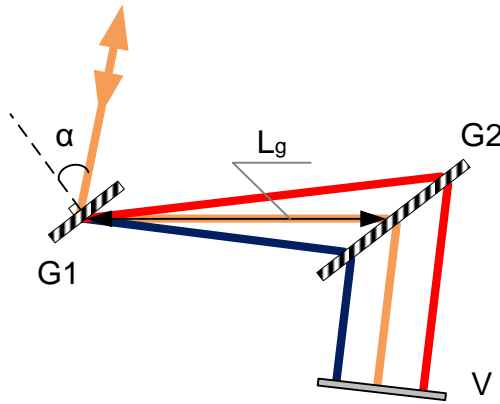
Pritaikant CPA metodiką skaiduliniams stiprintuvams susiduriama su tam tikrais iššūkiais. Tam, kad impulsai galėtų būti sėkmingai suspaudžiami iki šimtų femtosekundžių trukmės, plėstuvo ir spaustuvo įnešamos antros ir trečios eilės grupinių greičio dispersijos turi būti suderintos. Tai paprastai yra pasiekama naudojant tarpusavyje suderintus difrakcinių gardelių plėstuvą [106] ir spaustuvą [107], tačiau naudojant laisvos erdvės plėstuvą, spinduliuotė turi būti išvedama į laisvą erdvę, o po to vėl įvedama atgal į skaidulą. Tam reikalingas aukšto tikslumo mechaninis suderinimas, o tai pablogina visos sistemos stabilumą, patikimumą ir kompaktiškumą, kuris yra įprastas pilnai skaidulinėms sistemoms. Dėl to yra tobulinamos skaiduloje integruotos impulso plėtimo technologijos panaudojant įprastų skaidulų dispersines savybes [104], kuriant modifikuotų dispersinių charakteristikų skaidulas [49], arba naudojant čirpuotas skaidulines Brego gardeles [108,109]. Impulsų plėtimo metodas įprastoje vienmodėje skaiduloje pasižymi paprastumu, tačiau tokiu atveju gaunamas trečios eilės grupinių greičių dispersijos nesuderinimas tarp plėstuvo

ir difrakcinių gardelių spaustuvo [105]. Ir kvarcinio stiklo skaidulos, ir difrakcinių gardelių spaustuvo grupinių greičių dispersijos įnašai yra vienodo ženklo ( $TOD > 0$ ), taigi jie susideda ir lemia charakteringus suspaustų impulsų išskraipymus. Įprasto difrakcinių gardelių spaustuvo, kurio schema pavaizduota 1.4.3 pav., įnešamos antros ir trečios eilės grupinių greičių dispersijos gali būti suskaičiuotos naudojant šias formules [110]:

$$GVD = \frac{2\lambda^3 L_g}{2\pi c^2 d^2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \alpha\right)^2\right)} \quad (1.4.1)$$

$$TOD = -GVD \frac{3\lambda}{2\pi c} \left(1 + \frac{\lambda \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \alpha\right)}{d \left(1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \alpha\right)^2\right)}\right) \quad (1.4.2)$$

čia  $L_g$  – atstumas tarp gardelių išilgai pluošto sklidimo (optinis kelias),  $\alpha$  – kritimo kampas į gardelę,  $d$  – gardelių rėžių tankis.



**1.4.3 pav.** Difrakcinių gardelių impulsų spaustuvo schema. Pluoštas difraguoja praeidamas gardelę G1 ir įgauna kampinę dispersiją. Gardelė G2 spektrines komponentes išdėsto lygiagrečiai ir nukreipia į veidrodį V. Nuo veidrodžio atsispindėjusi spinduliuotė praeina per gardeles tuo pačiu keliu atgal.

Difrakcinio gardelių spaustuvo įnešama trečios eilės dispersija yra tuo didesnė, kuo didesnis gardelių rėžių tankis, o rėžių tankio didinimas yra reikalingas atstumo tarp gardelių mažinimui (esant pastoviai GVD). Taigi, esant dideliame plėtimo santykiui, nepavyksta pasiekti gerų impulsų suspaudimo rezultatų ir kompaktiškų spaustuvo matmenų vienu metu. Dėl šių priežasčių, difrakcinių gardelių spaustuva taip pat bandoma pakeisti technologijomis

pasižyminčiomis didesniu kompaktiškumu ir suderinamumu su skaiduline sistemos sandara. Tuo pačiu metu siekiama, kad impulsai būtų suspaudžiami iki kuo didesnės smailinės galios, todėl tam tinkamų technologijų pasirinkimas yra pakankamai ribotas. Suspaudimui gali būti naudojamos tuščiavidurės fotoninių kristalų skaidulos [111], tačiau kol kas tokios skaidulos pasižymi pakankamai maža dispersija ilgio vienetui. Alternatyvi technologija impulsų suspaudimui, kuri dabar aktyviai tobulinama ir leidžia pasiekti gerų rezultatų, yra tūrinės čirpuotos Brego gardelės [112].

Kitas sunkumas taikant CPA metodiką skaidulose – tai fazės moduliavimasis stiprinant čirpuotus impulsus. Šio netiesinio proceso sugeneruotas fazės poslinkis turi įtakos impulsų suspaudimui. Įprastuose (tiesinėse) sistemose net 1 rad fazės moduliavimo sukeltas fazės poslinkis pablogina impulsų suspaudimą [38]. Tačiau vykdant tyrimus buvo pastebėta, kad skaiduliniuose čirpuotų impulsų stiprinimo (FCPA) sistemose įmanoma gauti pakankami gerus impulsų suspaudimo rezultatus esant pakankamai dideliam fazės poslinkiui. Vienas iš būdų tam pasiekti tai parabolinės formos impulsų stiprinimas. Tokie impulsai susiformuoja iš pradinių spektriškai ribotų impulsų esant tam tikroms stiprinimo sąlygoms ir sklinda skaidula esant fazės moduliavimuisi, normaliai dispersijai ir stiprinimui išlaikydami savo parabolinę formą [113]. Netiesinis sklidimas padidina impulso trukmę ir tiesinį čirpą jo neiškraipant [113]. Deja, tokioje veikoje maksimalų kompensuojamą fazės poslinkį ( $\sim 10\pi$ ) riboja prieinamas stiprinimo juostos plotis, dėl to impulso energija pasiekama didelio modos ploto skaidulose legiruotose iverbiu neviršija  $\sim 1 \mu\text{J}$  [105]. Tolesni tyrimai atskleidė, kad netiesinėse FCPA sistemose fazės moduliavimasis gali turėti ir naudingos įtakos kompensuojant trečios eilės dispersijų nesuderinimą tarp plėstuvo ir spaustuvo [114,115], ypatingai nesimetrinės formos impulsams [116]. Tai leidžia naudoti įprastos skaidulos impulsų plėstuvą ir pasiekti gerų rezultatų po suspaudimo su difrakcinių gardelių spaustuvo [114,117]. Taikant šią metodiką buvo pasiektas geras impulsų suspaudimas iki 240 fs esant net  $B = 17\pi$  sukauptai netiesinei fazei [41]. Kitame

darbe, formuojant nesimetrinius impulsus, buvo pasiekta 100  $\mu\text{J}$  impulsų energija iš 40  $\mu\text{m}$  šerdies diametro fotoninių kristalų (PCF) aktyvios skaidulos, o po suspaudimo gauti 500 fs trukmės pakankamai geros kokybės impulsai [116].

Iš kitos pusės FCPA sistemos dirbančios didelio netiesiškumo sąlygomis yra labai jautrios menkiausiems čirpuotų impulsų spektrinės ir laikinės gaubtinės netolygumams, kurie gali atsirasti dėl naudojamų komponentų netolygaus spektrinio atsako, osciliatoriaus generuojamų impulsų prasto kontrasto [118]. Tokie netolygumai dėl fazės moduliavimosi yra sustiprinami ir stipriai iškreipia impulso fazines charakteristikas, pabloginant impulsų galutinį suspaudimą sugeneruodami pjedestalą ar satelitinius impulsus [119,120]. Tai apsunkina tokių sistemų kūrimą.

Šalia pasyviųjų metodų, impulsų suspaudimas netiesinėse FCPA sistemose taip pat gali būti pagerintas aktyviai moduluojant (formuojant) pradinių impulsų amplitudę ir fazę (arba tik fazę), naudojant erdvinius šviesos modulatorius, pagal grįžtamojo ryšio signalą po impulsų suspaudimo [121,122]. Tokie metodai iš esmės leidžia kompensuoti bet kokią fazės moduliavimosi skaiduloje poveikį ir gauti idealios kokybės impulsus, tačiau žymiai padidina sistemos sudėtingumą ir kainą.

Geriausi energetiniai parametrai iš vieno skaidulinio stiprintuvo buvo pasiekti FCPA sistemoje su difraccinių gardelių plėstuvu ir spaustuvu, naudojant didelio periodo fotoninių kristalų skaidulą (LPF) su 108  $\mu\text{m}$  šerdies diametru pagrindiniame stiprintuve ir pradinių impulsų amplitudės/fazės aktyvų moduliavimą prieš stiprinimą. Iš tokios sistemos buvo gauti net 2,2 mJ energijos ir 500 fs trukmės geros kokybės impulsai po suspaudimo. LPF skaidulos, veikiančios aukštesnės eilės modų delokalizacijos pagrindu, pasižymi puikiais impulso energijos ir smailinės galios didinimo galimybėmis, tačiau einant didesnės vidutinės galios kryptimi, tokiose ir kitose skaidulose, kuriose gali egzistuoti aukštesnės eilės modos, susiduriama su papildomais sunkumais – skersinių modų nestabilumais [123]. Viršijus tam tikrą vidutinės galios slenkstį

(~300 W 1,3 m ilgio LPF skaidulai [123]) yra stebimi laike kintantys (charakteringas laikas ~1 ms) intensyvumo pasiskirstymo iškraipymai skaidulos išėjime dėl fliuktuojančio aukštesnės eilės modų atsiradimo [124]. Šis reiškinys paskutiniu metu buvo nuodugniai tyrinėjamas ir prieita prie išvados, kad modų nestabilumo priežastimi yra šiluminė gardelė susidaranti dėl periodinio užpildos nuskurdinimo, kuris atsiranda dėl periodinės (pagal sklidimo kryptį) interferencijos tarp pagrindinės modos ir silpnų aukštesnės eilės modų [10]. Dėl termooptinio efekto šiluminė gardelė sukuria lūžio rodiklio gardelę, kuri lemia efektyvų pagrindinės modos energijos konvertavimą į aukštesnės eilės modas. Vėliau buvo nustatyta, kad skaidulos tamsėjimo efekto sukeliama šiluminė apkrova irgi stipriai sumažina modų nestabilumą slenkstį ir lemia modų nestabilumo charakteristikas [125,126]. Modų nestabilumą slenkstis priklauso nuo skaidulos šiluminės apkrovos ilgio vienetui, taigi slenkstis gali būti padidintas didinant skaidulos ilgį [126], tačiau skaidulos ilginimas yra nepageidaujamas siekiant kuo didesnės sustiprintų impulsų smailinės galios.

Kaip alternatyvą tradiciniam fundamentinės modos didinimo skaiduloje priėjimui, reiktų paminėti dar vieną, unikalų metodą leidžiantį padidinti čirpuotų impulsų smailinę galią skaiduloje išvengiant netiesiškumų. Tai aukštesnės eilės  $LP_{0p}$  modų ( $p > 1$ ) stiprinimas didelio šerdies diametro skaiduloje. Šis metodas remiasi tuo, kad grynos aukštos eilės  $LP_{0p}$  modos, nepaisant žiedinio intensyvumo pasiskirstymo (artimo Beselio pluoštui), pasižymi dideliu efektyviuoju modos plotu, atsparumu lūžio rodiklio netolygumams ir stabiliu išsilaikymu šerdyje nesužadinant kitų modų net sulenkus skaidulą [127]. Taip pat įmanomas yra konvertavimas iš fundamentinės modos  $LP_{01}$  į  $LP_{0p}$  modą ir atgal pasinaudojant ilgo periodo gardelėmis įrašytomis skaiduloje. Pritaikius šias savybes buvo pademonstruota FCPA sistema su erbiu legiruota aktyvia skaidula, kurioje yra stiprinama  $LP_{0,11}$  moda, o po konvertavimo atgal gaunamas artimas difrakcijos apribotam pluoštas ir 466 fs trukmės 300  $\mu$ J energijos impulsai ties 1550 nm bangos ilgiu [128]. Tačiau šis metodas turi ir trūkumą. Aukštesnės eilės modos intensyvumo pasiskirstymas pasižymi smailu



intensyvumo maksimumu modos centre. Šiame taške smailinis intensyvumas gali būti pakankamai didelis, nepaisant didelio efektyvaus modos ploto, ir net pasiekti skaidulos optinio pažeidimo slenkstį [127]. Taigi šios metodo pritaikomumo ribos dar turės būti įvertintos ir eksperimentiškai patvirtintos.

Apžvelgtų metodų įvairovė rodo didelę pažangą ir pasiekimus čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulose technologijų srityje, kaip ir įvairius sunkumus, kurie dar turi būti įveikti. Pasiekus impulsų (smailinės) galios ir energijos ribojimus iš vienos skaidulos (šerdies) toliau bandoma padidinti spinduliuotės energetines charakteristikas apjungiant kelis skaidulinius šaltinius. Tai detaliau aptariama tolesniame poskyryje.

### 1.4.3 Spinduliuotės iš kelių šaltinių apjungimo būdai

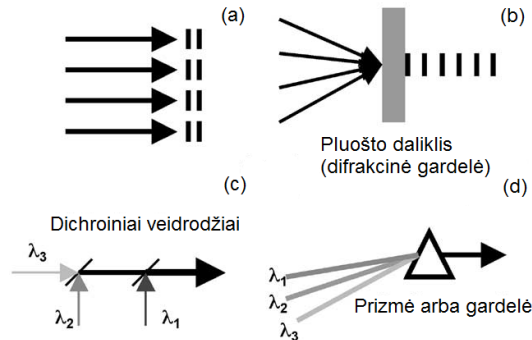
Kita metodų visuma leidžianti gauti didesnes spinduliuotės (smailines ir vidutines) galias nei spinduliuojama tiesiogiai iš skaidulinių lazerių – tai spinduliuotės apjungimo būdai. Paprastai, apjungiant spinduliuotę iš kelių šaltinių, norima ne tik padidinti spinduliuotės galią, bet ir išsaugoti pluošto sklidimo parametrus artimus difrakcijos apribotam Gausiniam pluoštui. Tokiam uždaviniui atlikti neužtenka trivaliai išdėstyti apjungiamų šaltinių išėjimus vienas šalia kito, nes tokiu atveju viso pluošto matmenys artimajame lauke padidėja, o skėstis išlieka tokia pati, kas reiškia pluošto kokybės pablogėjimą. Kiekybinis pluošto parametras, kartu įskaitantis spinduliuotės galios ir pluošto sklidimo (kokybės) parametrus yra (energinis) skaistis  $B_s$  [51]:

$$B_s = \frac{P}{A \cdot \Omega} \quad (1.4.1)$$

čia  $P$  – spinduliuotės galia,  $A$  – pluošto skerspjūvio plotas,  $\Omega$  – skėsties erdvinis kampas.

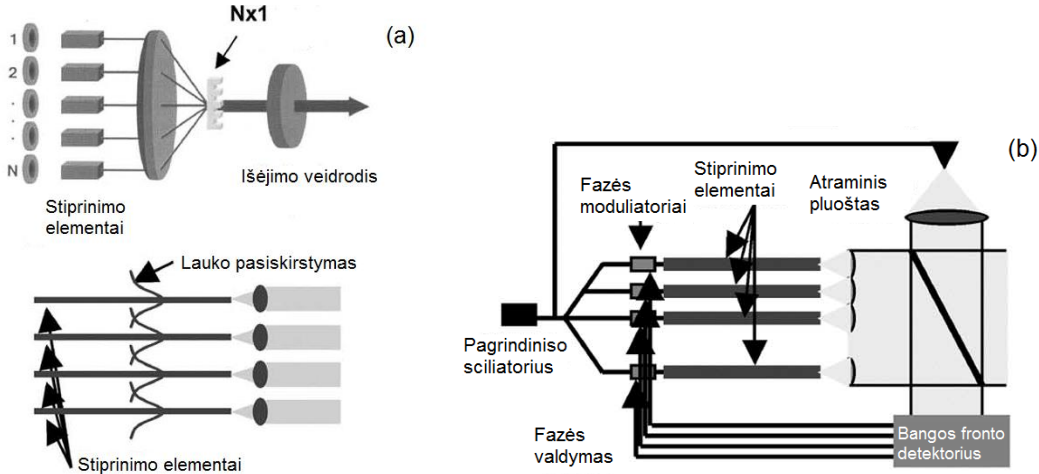
Spinduliuotės apjungimo metodai, leidžiantys padidinti galią išėjime ir pluošto skaistį, yra skirstomi į dvi grupes: koherentinis apjungimas ir nekoherentinis (spektrinis) apjungimas (1.4.4 pav.). Pirmuoju atveju apjungiamų pluoštų fazės turi būti suderintos, o patys pluoštai gali būti išdėstyti dvejopai:

1. Vienas šalia kito (šonas prie šono konfiguracija) (1.4.4a pav.)
2. Persikloti difrakciniame elemente (užpildytos apertūros konfiguracija) (1.4.4b pav.)



**1.4.4 pav.** Skirtingų spinduliuotės apjungimų būdų iliustracija. Viršuje – koherentinis apjungimas, apačioje – spektrinis apjungimas. [129]

Fazių suderinimui gali būti naudojami įvairūs pasyvūs būdai, kai fazės susiderina automatiškai dėl tam tikro optinio ryšio tarp atskirų šaltinių (1.4.5a pav.), ir aktyvūs metodai, kai kiekvieno pluošto fazė derinama pagal elektroninį grįžtamojo ryšio signalą, gautą tam tikru būdu detektuojant pluoštą išėjime (1.4.5b pav.).



**1.4.5 pav.** Pasyvaus (a) ir aktyvaus (b) koherentinio apjungimo schemų pavyzdžiai. [129]

Norint pasiekti aukštą koherentinio apjungimo našumą, turi būti suderintos ne tik pluoštų fazės, bet ir pluoštų amplitudės (galia), poliarizacijos, išdėstymas artimajame ir tolیمajame lauke. Iš čia išplaukia šių metodų pagrindinis trūkumas. Kadangi turi būti suderinta daugelis pluoštų parametrų, metodų praktinė realizacija tampa sudėtinga ir apjungimo parametrai (našumas) prastėja didėjant apjungiamų šaltinių skaičiui [129]. Nepaisant to, yra aktyviai vykdomi

koherentinio apjungimo metodų pritaikymo skaiduliniams stiprintuvams tyrimai. Pasiikiama neblogų rezultatų apjungiant nedidelį skaičių stiprintuvų naudojant tiek „šonas prie šono“, tiek užpildytos apertūros konfigūracijas. Išdėsčius 8 nuolatinės veikos skaidulinių stiprintuvų išėjimus vienas šalia kito ir kolimuojant pluoštus su mikrolęšių masyvu buvo gautas 4 kW vidutinės galios pluoštas su galios lokalizavimo pagrindinėje pluošto srityje našumu 58 % [130]. Pluoštų fazės buvo aktyviai suderinamos naudojant skaidulinius fazės modulatorius prieš stiprintuvus. Pagrindinis „šonas prie šono“ išdėstymo konfigūracijos trūkumas yra netolygus intensyvumo pasiskirstymas dėl to, kad neišvengiamai lieka tarpai tarp apjungiamų pluoštų. Tai lemia tolimojo lauko pasiskirstymą su šoninėmis smailėmis ir tuo pačiu mažesnę energijos lokalizavimą į pagrindinę pluošto sritį. Šio trūkumo neturi užpildytos apertūros konfigūracijos, kurios taip pat yra tobulinamos. Iki 1,9 kW vidutinės galios pluoštas buvo gautas apjungiant 5 skaidulinių stiprintuvų pluoštus difrakciniame elemente pasiekiant 79% našumą [131]. Apjungiamų pluoštų fazės taip pat buvo aktyviai suderinamos naudojant fazės modulatorius prieš stiprintuvus.

Kita šiuo metu plačiai naudojama aktyvaus fazės derinimo koherentinio apjungimo atmaina yra poliarizacinis koherentinis apjungimas, kai tiesiškai poliarizuoti pluoštai, kurių poliarizacijos yra tarpusavyje statmenos, apjungiami poliarizacinio daliklio elemente [132]. Kai fazės skirtumas tarp apjungiamų pluoštų yra stabilizuojamas (yra kartotinis  $\pi$ ), gaunamas tiesiškai poliarizuotas apjungtas pluoštas, kuris vėl gali būti apjungtas su kitu tiesiškai poliarizuotu pluoštu. Tokiu būdu, sudarant daugiau apjungimo pakopų, pluoštai iš keleto stiprintuvų gali būti sėkmingai apjungiami. Naudojant šį metodą apjungiami pluoštai gali būti ir skirtingo galingumo, tokiu atveju taip pat gaunamas tiesiškai poliarizuotas pluoštas tik su papildomu poliarizacijos plokštumos pasisukimu, kuris nesunkiai gali būti pakoreguotas su  $\lambda/2$  bangine plokštele [132]. Ši naudinga savybė išskiria šį metodą iš kitų koherentinio apjungimo metodų. Poliarizacinis koherentinis apjungimas gali būti pritaikomas nuolatinės veikos skaidulinių lazerių apjungimui. Apjungus 4 skaidulinių stiprintuvų spinduliuotę buvo gautas 2,16 kW vidutinės galios apjungtas pluoštas ir 94,5 % apjungimo

našumas [133]. Taip pat šis metodas yra aktyviai taikomas apjungiant skaidulose sustiprintų čirpuotų impulsų pluoštus, net ir esant prikauptai netiesinei fazei [134–137]. Geriausi impulsų parametrai buvo gauti sistemoje, kurioje čirpuoti impulsai buvo stiprinami 8 skaiduliniuose stiprintuvuose (81  $\mu\text{m}$  šerdies diametro LPF) ir dar naudojama impulsų padalinimo į 4 replikas laike metodika [137]. Iš tokios sistemos buvo gauta 700 W vidutinė galia ir 12 mJ energijos 262 fs trukmės impulsai. Apjungimo našumas siekė 78%.

Neseniai buvo pasiūlytas alternatyvus impulsinių sekų, sustiprintų atskiruose stiprintuvuose, koherentinio apjungimo metodas Fabri-Perot (Fabry-Perot) interferometro pagrindu sudarytame rezonatoriuje [40]. Apjungiamos vienodo pasikartojimo dažnio impulsų sekos. Dažnių srityje tokia seka atrodo kaip plati dažnių sritis (atitinkanti pavienį impulsą) sudaryta iš labai siaurų spektrinių linijų – išilginių modų, atstumas tarp kurių yra lygus impulsų pasikartojimo dažniui  $f_r$ . Jei apjungiamos impulsų sekos faziškai moduluojamos taip, kad dažnių srityje  $m$ -tos sekos spektrinės linijos būtų paslinktos per  $f_r m/N$  ( $N$  – bendras impulsų sekų skaičius), tai tokios impulsinės sekos gali būti apjungiamos reikiamu būdu sudarytame ir stabilizuotame Fabri-Perot rezonatoriuje taip, kad iš rezonatoriaus išeitų impulsinė seka, kurios dažnių srityje gaunamas  $N$  kartų tankesnis spektrinių linijų pasiskirstymas. Tai reiškia, kad apjungtoje sekoje impulsų pasikartojimo dažnis yra  $N$  kartų mažesnis, vidutinė galia  $N$  kartų didesnė, iš ko seka, kad impulsų energija padidėja net  $N^2$  kartų. Eksperimentiškai apjungiant 2 čirpuotų impulsų impulsines sekas, sustiprintas atskiruose stiprintuvuose, buvo gautas 3,4 kartų energijos padidėjimas po apjungimo [40]. Nepaisant įspūdingų teorinių galimybių, šis metodas dar tik pradedamas vystyti eksperimentiškai.

Iš pasyviųjų koherentinio apjungimo metodų impulsams reiktų paminėti Sanjako interferometro būdą, pagal kurį vienas pradinis impulsas poliarizacinio daliklio padalinamas į dvi statmenai poliarizuotas replikas, kurios sklinda priešingomis kryptimis aktyvioje skaiduloje [138]. Kadangi abi impulso replikos keliauja lygiai ta pačia skaidula jų fazės pakinta vienodai ir po praėjimo per

aktyvią skaidulą ir grįžimo į poliarizacinį daliklį, replikos automatiškai apjungiamos. Šis metodas yra pakankamai ribotas, nes leidžia impulsą padalinti tik į dvi replikas.

Kartu su pluoštų iš atskirų stiprintuvų apjungimo metodais yra kuriami metodai leidžiantys koherentiškai apjungti to paties pluošto impulsus laike. Suformavus  $N$  impulsų atskirtų laike, šie impulsai skaiduliniame stiprintuve gali būti sustiprinami iki netiesiškumų apribotos smailinės galios, o vėliau apjungiami gaunant vieną impulsą, kurio smailinė galia ir energija yra  $N$  kartų (idealiu atveju) didesnė. Tai gali būti įgyvendinama taikant padalintų impulsų stiprinimo (DPA) metodiką, kai pradinis impulsas yra padalinimas į laike atskirtas skirtingų poliarizacijų replikas naudojant dvejetainį laužiančių kristalų masyvą ar poliarizacinius daliklius su užvėlinimo linijomis. Tokiu būdu sukuriama replikų skaičius yra lygus  $2^M$ , kur  $M$  – dvejetainis laužiančių kristalų skaičius. Šios replikos po stiprinimo yra sėkmingai apjungiamos tame pačiame dvejetainiame laužiančių kristalų masyve ar poliarizacinių daliklių sistemoje. Buvo pademonstruotas impulsų padalinimas į  $2 \times 16$  replikų, jų spektro praplėtimas ir apjungimas atgal [139]. Taip pat buvo pademonstruotas impulsų padalinimo į 4 replikas ir čirpuotų impulsų stiprinimo technologijų panaudojimas kartu gaunant 320 fs trukmės ir 430  $\mu\text{J}$  energijos impulsus po dvigubo praėjimo stiprinimo 85  $\mu\text{m}$  šerdies diametro PCF stiprintuve ir suspaudimo [140]. Skelbiamas apjungimo našumas ~80%.

Kaip alternatyva DPA metodui yra siūlomas impulsų apjungimo laike metodas naudojant Gires-Tournois interferometro (GTI) pagrindu sudarytus rezonatorius [40,141]. Šis metodas nėra pasyvus, reikalauja impulsų fazės ir amplitudės moduliavimo, rezonatoriaus ilgio stabilizavimo, bet, kaip teigiama, gali būti išplėstas iki labai didelio replikų skaičiaus naudojant skirtingo ilgio rezonatorių kaskadus [40,141]. Buvo pademonstruotas 27 čirpuotų impulsų apjungimas laike 4+1 GTI rezonatoriuose [142], o visai neseniai ir 81 čirpuotų impulsų, sustiprintų 85  $\mu\text{m}$  šerdies diametro CCC skaiduloje iki 5,4 mJ,

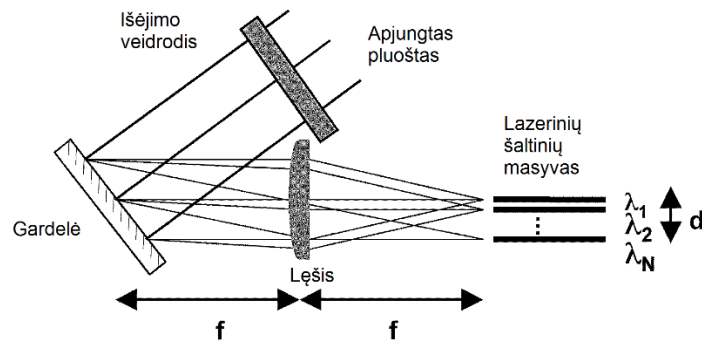
apjungimas 4+4 GTI rezonatoriuose, gaunant 300 fs impulsus po suspaudimo [65].

Šiek tiek mažesniais reikalavimais apjungiamiems pluoštams ir jų parametrų stabilizavimui pasižymi nekoherentinio (spektrinio) apjungimo metodai. Šiuo atveju yra tik du būtini reikalavimai: atskirų šaltinių spinduliuotės spektrai neturi persikloti, o patys pluoštai turi persikloti erdvėje. Svarbus spektrinio apjungimo privalumas, lyginant su koherentinio apjungimo metodais, tai „grakščios“ degradacijos galimybė – vieno ar daugiau šaltinio sugedimas nesutrikdo kitų pluoštų apjungimo ir tolimojo lauko ašinis intensyvumas kinta proporcingai likusių veikiančių šaltinių daliai  $F$ . Tuo tarpu koherentinis apjungimas pasižymi tuo, kad sugedus vienam iš šaltinių, kitų pluoštų apjungimas irgi pakinta ir tolimojo lauko ašinis intensyvumas kinta proporcingai  $F^2$ . Proporcingumas  $F$  gali būti atstatytas tik modifikavus schemą (poliarizaciniame koherentiniame apjungime užtenka paderinti bangines plokšteles).

Pagal realizacijos schemos sandarą išskiriamas nuoseklusis ir lygiagretusis spektrinis apjungimas. Pirmuoju atveju apjungimas vyksta naudojant spektriškai selektyvius veidrodžius ir nuosekliai pridedant papildomus pluoštus, atitinkančius kitus bangos ilgius (1.4.4c pav.). Antruoju atveju yra naudojamas difrakcinis elementas ir visi skirtingo bangos ilgio pluoštai apjungiami lygiagrečiai (1.4.4d pav.). Nuoseklusis apjungimas tampa gerokai apsunkintas kai didėja apjungiamų pluoštų skaičius  $N$  ir atitinkamai mažėja spektrinis atskyrimas tarp atskirų šaltinių, kadangi tokiu atveju drastiškai išauga reikalavimai spektriniams filtrams/veidrodžiams. Spektrinio selektyvumo reikalavimams išpildyti bandoma naudoti tūrinės Brego gardelės [143]. Taip pat, norint išvengti pluoštų išsiderinimo tolimajame lauke, nuosekliojo apjungimo atveju galioja aukšti reikalavimai atskirų elementų kampiniam suderinimui. Šiuo požiūriu, šiek tiek pranašesnis yra lygiagretaus spektrinio apjungimo metodas. Aktyviai yra vystomi lygiagretaus spektrinio apjungimo metodai naudojant difrakcinę gardelę [144–148]. Net iki 8,2 kW vidutinės galios pluoštas buvo gautas apjungus nuolatine spinduliuotę iš keturių PCF stiprintuvų [148]. Tačiau

šioje realizacijoje pluošto kokybė buvo pakankamai bloga ( $M \approx 4$ ), kaip teigiama dėl pačiuose stiprintuvuose susižadinančių aukštesnės eilės modų [148].

Dar viena perspektyvi lygiagreto spektrinio apjungimo modifikacija gaunama sudarius išorinį rezonatorių po difrakcinio elemento 1.4.6 pav. Dėl bendro išorinio veidrodžio naudojimo, atskiro lazerinio elemento generuojamas bangos ilgis automatiškai atitinka jo išdėstymą židinio plokštumoje, dėl ko nebūtinai tikslus lazerinių elementų pozicionavimas židinio plokštumoje. Naudojant tokį metodą buvo pademonstruotas spektrinis apjungimas net  $N = 100$  puslaidininkinių lazerių [149].



1.4.6 pav. Spektrinio apjungimo schema su išoriniu rezonatoriumi [129].

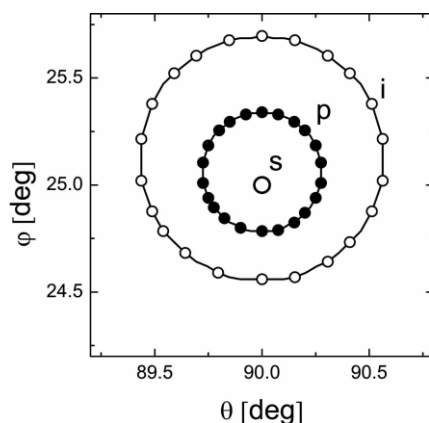
### 1.4.3.1 Spinduliuotės iš kelių šaltinių apjungimas generuojant naujus optinius dažnius

Lazerinių pluoštų apjungimas galimas ir pasinaudojant optinio dažnio keitimo savybėmis kvadratinio jautrio kristaluose. Tokie metodai nėra taip nuodugniai ištyrinėti, kaip metodai aptarti aukščiau. Daugiausia tyrimų yra atlikta nagrinėjant parametrinį stiprinimą esant keliems kaupinimo pluoštams [150]. Taikant šį metodą, kaupinimo pluoštai yra apjungiami perduodant jų energiją į signalinį pluoštą (ir dalį prarandant šaltinės bangos pavidalu). Šis apjungimo metodas remiasi dviem netiesinės sąveikos savybėmis:

1. Fazinio sinchronizmo sąlygos tarp signalinio ir kaupinimo pluoštų, sklindančių nekolineariai ir esant fiksuotai signalo kryptiai, gali būti

išpildytos daugiau nei vienai kaupinimo pluoštų sklidimo kryptčiai netiesiniame kristale (1.4.7 pav.).

2. Parametrinis stiprinimas gali vykti kai fazės tarp signalo ir kaupinimo pluoštų nesutampa, nes gaunamas fazės skirtumas eliminuojamas šalutinės bangos pluošto fazės. Taigi, esant keliems kaupinimo pluoštams, kurių fazės nesuderintos su stiprinamu signalu, generuojasi keli šalutinės bangos pluoštai, kurie išpildo pastovios bendros fazės sąlygą  $\Phi = \varphi_s + \varphi_i + \varphi_p = \pi/2$  [150].



**1.4.7 pav.** Kaupinimo bangos (p) ir šalutinės bangos (i) fazinio synchronizmo kampai KTiOPO<sub>4</sub> (KTP) kristale kai signalinės bangos (s) kampai yra:  $\phi_s = 25$ ,  $\theta_s = 90$ . [151]

Taikant šį metodą, kampą tarp signalo ir kaupinimo pluoštų lemia fazinio synchronizmo sąlygos, tačiau keičiant netiesinio kristalo orientaciją, šis kampas atitinkamai gali būti keičiamas. Paprastai sąveikos kampų konfigūracija pasirenkama atsižvelgiant į nepageidaujamą parametrinės savidifrakcijos reiškinį, kuris riboja mažiausio kampo pasirinkimą, ir į sąveikos ilgio keliamus našumo ribojimus, kurie riboja didžiausią kampą [150,152,153]. Apjungimui naudojami kaupinimo pluoštai gali būti tiek koherentiniai, tiek nekoherentiniai [154]. Jų skaičius ribojamas geometrinių parametru, tačiau kol kas buvo pademonstruoti rezultatai naudojant daugiausia 5 kaupinimo pluoštus [155]. Yra pademonstruota metodo realizacija kaupinimui naudojant ir pluoštus iš trijų skaidulinių stiprintuvų [151].

Pagrindinis šio pluoštų apjungimo metodo trūkumas – tai žemas keitimo našumas. Kaip seka iš Manley-Rowe sąryšių tribangei sąveikai, generuojamų signalinės ir šalutinės bangos fotonų srautai yra vienodi [66]. Taigi idealaus



našumo atveju ir konfigūracijoje kai signalinės ir šalutinės bangos ilgiai yra vienodi, tik 50 % suminės kaupinimo energijos gali būti konvertuota į signalinę bangą (kiti 50 % yra konvertuojami į šalutines bangas, kurios nėra panaudojamos). Realiomis sąlygomis gaunamas keitimo į signalinę bangą našumas yra dar mažesnis, kadangi paties netiesinio proceso našumas nebūna idealus. Siekiant minimizuoti šalutinių bangų sukeltus nuostolius kartais yra pasirenkama fazinio sinchronizmo konfigūracija kai šalutinės bangos ilgis yra kuo didesnis, nes tokiu atveju fotono energija yra mažesnė ir atitinkamai mažesnė dalis kaupinimo energijos tenka šalutinei bangai. Literatūroje skelbiamos kaupinimo keitimo į signalinę bangą našumo vertės yra 20-27 % [151,154,155].

#### **1.4.4 Plataus spektro spinduliuotės antrosios harmonikos generavimo metodų apžvalga**

Plačiajuostės spinduliuotės optinio dažnio keitimas kvadratinio jautrio kristaluose yra ribojamas grupinių greičių nederinimo (1.3.3.1 skyrius). Skaiduliniuose lazeriuose impulsų spektras išplinta dėl fazės moduliavimosi, o faziškai moduluotiems (čirpuotiems) impulsams grupinių greičių nederinimas dar stipriau įtakoja optinio dažnio keitimo našumus [78]. Šiame skyrelyje yra apžvelgiami iki šiol pasiūlyti ir naudojami būdai grupinių greičių nederinimo kompensavimui ir našiam plataus spektro antrosios harmonikos generavimui.

#### **Kampinės dispersijos metodas**

Yra žinomi būdai grupinių greičių nederinimui kompensuoti įnešant fundamentinės bangos pluošto kampinę dispersiją [156] arba padalinant vieną fundamentinės bangos pluoštą į du, įnešant kampinę dispersiją (tuo pačiu ir impulso pokrypį) ir generuojant suminį dažnį nekolinearioje konfigūracijoje [74]. Nekolinearios konfigūracijos privalumas yra tas, kad pluoštų sklidimo kryptys ir impulsų fronto pokrypiai gali būti suderinti taip, kad generuojamo suminio dažnio impulso frontas būtų nepakryęs, nes tokiu atveju

nereikalingos papildomos priemonės spektrinių komponentų kolimavimui po optinio dažnio keitimo. Tačiau ne visiems kristalams egzistuoja tokia sinchronizmo kryptis, atitinkanti reikiamą nekolinearumo kampą, kad suminio dažnio impulso frontas būtų nepakrypęs ir kartu būtų suderinami grupinis ir fazinis greičiai. Todėl bendruoju atveju generuojamas suminio dažnio impulsas irgi gali būti pakrypusio fronto [75].

Pagrindinis kampinės dispersijos būdo trūkumas yra pakankamai sudėtingas praktinis realizavimas reikalaujantis papildomų optinių komponentų – kelių prizmių sistemos [157] arba difrakcinių gardelių ir optinių teleskopų [156]. Tokie optiniai komponentai turi būti tiksliai suderinami ir įneša papildomus nuostolius.

### **Kvazisinchronizmas periodinėse ir aperiodinėse terpėse**

Plataus spektro spinduliuotės optinio dažnio keitimą bandoma pasiekti ir periodiškai orientuotų domenų feroelektriniuose kristaluose ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{KTiOPO}_4$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ), kuriuose yra išpildomos kvazisinchronizmo sąlygos suminio dažnio (antrosios harmonikos) generacijai. Pagrindinis periodiškai orientuotų netiesinių terpių privalumas, tai yra galimybė sudaryti kvazisinchronizmą didžiausio medžiagos netiesiškumo kryptimi, kas leidžia pasiekti didelį keitimo našumą.

Siekiant praplėsti suminio dažnio generacijos juostos plotį, domenų periodas tokiuose terpėse turi būti keičiamas. Tačiau tolygus kitimas yra apsunkintas technologinių apribojimų (pasiekiamo tikslumo). Dėl to yra vystomi metodai kai visa periodinė struktūra yra padalinama į daug skirtingo periodiškumo segmentų [158], naudojamos periodinės struktūros su tam tikra aperiodine modifikacija [159], arba išilgai struktūros sukuriama temperatūros gradientas [160]. Išvardintų metodų bendras trūkumas yra keitimo našumo netolygumai ir išmetimai (*angl. ripple*) spektrinėje srityje, sukeliantys impulsų iškraipymus laike. Spektriniam netolygumams sumažinti yra siūloma naudoti struktūros apodizavimą [161]. Taikant dar kitą būdą, grupinių greičių

suderinimas (tarp sąveikaujančių bangų) yra pasiekiamas pasinaudojant paties kristalo dispersinėmis savybėmis ir papildomu legiravimu, o fazinis sinchronizmas užtikrinamas periodiškai orientuojant domenais [162]. Tokiu būdu yra išvengiama spektrinių netolygumų, tačiau toks metodas tinka tik tam tikram bangos ilgių rinkiniui, kuris priklauso nuo konkretaus kristalo dispersinių savybių. Galiausiai, plataus spektro optinio dažnio keitimą bandoma realizuoti naudojant netvarkias netiesines terpes su artimąja tvarka. Buvo pademonstruotas antrosios harmonikos generavimas visoje matomoje spektro srityje naudojant  $\text{LiNbO}_3$  su tam tikru būdu išdėstytais domenais [163]. Nepaisant plačiajuosčio optinio dažnio keitimo charakteristikų, šiuo atveju gaunamas antrosios harmonikos pluoštas nėra difrakcijos apribotas.

### **Kelių kristalų metodai**

Plataus spektro spinduliuotės optinio dažnio keitimą galima taip pat optimizuoti vietoj vieno ilgo netiesinio kristalo naudojant kelis mažesnius kristalus. Čia reiktų išskirti du galimus atvejus:

- a) Naudojami keli kristalai su grupinių greičių nederinimo kompensavimu tarp kristalų.
- b) Naudojami keli kristalai, kurių fazinis sinchronizmas suderintas skirtingoms plataus spektro dalims.

Pirmuoju atveju, tarp kristalų, kuriuose vyksta antrosios harmonikos generacija, yra įstatomos terpės (pavyzdžiui, tas pats kristalas išderintas iš fazinio sinchronizmo) pasižyminčios priešingu grupinių greičių nederinimu [70]. Dėl to „išbėgę“ pirmos ir antrosios harmonikos impulsai „paveja“ vienas kitą ir į sekantį netiesinį kristalą patenka vėl persiklodami laike. Mažo keitimo artinyje, toks metodas leidžia padidinti antrosios harmonikos spektro plotį ir keitimo našumą  $N$  kartų, kai  $N$  reiškia naudojamų kristalų skaičių [70]. Aukšto keitimo artinyje taip pat gaunamas spektro praplatėjimas ir keitimo našumo padidėjimas lyginant su vieno kristalo atveju. Naudojant grupinių greičių nederinimo kompensavimą sumažėja ir impulsų išplitimas laike dėl grupinio greičių nederinimo. Impulsai išplinta tik tiek, kiek viename atskirame segmente.

Kitokie rezultatai gaunami, kai antrosios harmonikos generacijai naudojami keli nuosekliai išdėstyti kristalai, suderinti skirtingiems bangos ilgiams. Neįskaitant kaupinimo nuskurdinimo,  $N$  kristalų (kurių kiekvienas yra  $\Delta L$  ilgio) sistema leidžia generuoti  $N$  kartų platesnio spektro antrąją harmoniką, tačiau gaunamas keitimo našumas yra mažesnis lyginant su vieno  $N \cdot \Delta L$  ilgio kristalo atveju [164]. Tuo tarpu didelio keitimo našumo artinyje, šio metodo teikiamas spektro praplatėjimas ir našumo padidėjimas susilygina su pirmojo metodo rezultatais [164]. Kadangi šioje konfigūracijoje grupinių greičių nederinimas nėra panaikinamas, antrosios harmonikos impulsas išplinta iki trukmės lygios apskaičiuotai pagal (1.3.18) formulę, laikant kad  $L$  yra lygus bendram kristalų sistemos ilgiui ( $L = N \cdot \Delta L$ ).

Taigi, kelių kristalų metodai taip pat leidžia praplėsti optinio dažnio keitimo spektrinę juostą ir padidinti keitimo našumą. Tačiau šių metodų panaudojimui praktiniuose taikymuose trukdo pakankamai sudėtinga galimo dažnio dvigubino įrenginio sandara, reikalaujanti kelių kristalų ir tikslaus visos sistemos suderinimo.

## 2 Didelės energijos impulsus generuojančios skaidulinės grandinės tyrimai

---

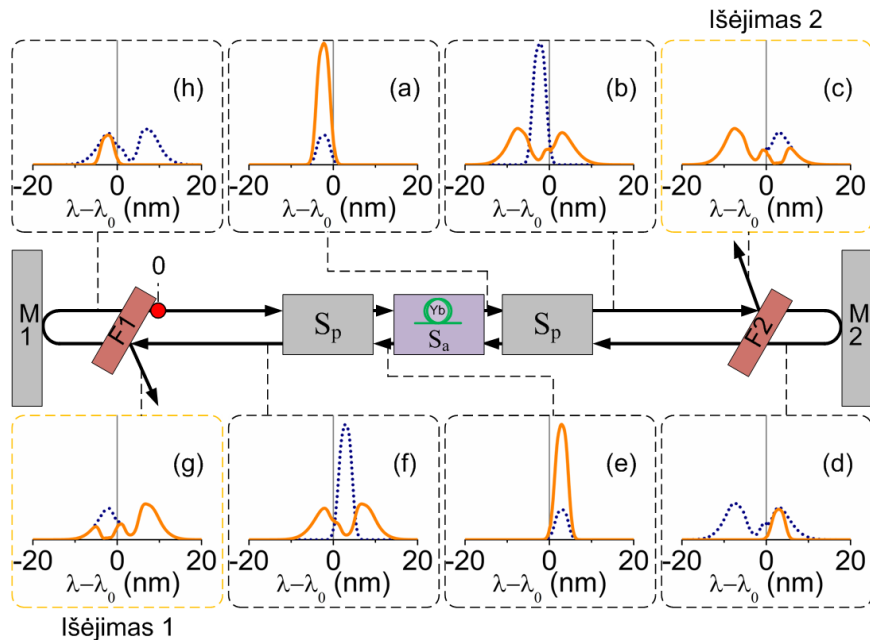
*Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti [S3] leidinyje ir pristatyti [K11, K13, K14, K15, K16, K20] konferencijose.*

Norint generuoti didelės energijos itin trumpus impulsus tiesiogiai skaiduliniuose lazeriuose buvo tiriamas naujas tam skirtas metodas. Kaip jau buvo minėta 1.4.1.2 poskyryje, netiesinis atsakas, kai pralaidumas padidėja impulsų smailinei galiai viršijus tam tikrą slenkstį, gali būti pasiektas pasinaudojant kubinio netiesiškumo lemiamu spektro išplitimu (fazės moduliavimosi reiškiniu) ir naudojant dvigubą spektrinį filtravimą. Šiame skyriuje aprašyti darbai taikant šią metodiką iterbiu (Yb) legiruotose skaiduliniuose lazeriuose, norimų parametrų impulsų generacijai pasiekti. Kadangi tokia lazeriniame šaltinyje nėra naudojami puslaidininkiniai įsisotinantis sugėrikliai, nelieka jų keliamų apribojimų impulsų energijai ir lazerio veikimo trukmei. Išstobulinus tokiu pagrindu veikiančius lazerinius šaltinius, galima tikėtis, kad ateityje jie galėtų pakeisti įprastinius skaidulinius impulsinius lazerius.

Buvo tiriama tiesinė grandinės konfigūracija, kurios apibendrinta veikimo schema pavaizduota 2.0.1 pav. Esminės tokios grandinės sudedamosios dalys : aktyvi skaidula ( $S_a$ ), pasyvios skaidulos atkarpos ( $S_p$ ) ir du spektriniai filtrai (F1, F2), kurių juostos beveik nepersikloja. Nedidelis filtrų juostų kraštų persiklojimas yra reikalingas tik savaiminiam generacijos susižadanimui (žr. 2.4.3 poskyris). 2.0.1 pav. pavaizduotoje schemoje, į išėjimus patenka spinduliuotė atsispindinti nuo spektrinio filtrų, tačiau iš esmės išėjimas gali būti sudarytas ir bet kurioje kitoje grandinės vietoje. Nusistovėjus stabiliai veikai tokioje grandinėje, impulsų generavimas vyksta tokiais žingsniais:

1. Impulsas, kurio spektras atitinka filtro F1 pralaidumą, sklinda pasyvioje ir aktyvioje skaiduloje ir yra sustiprinamas (a).

2. Sustiprintas impulsas toliau sklisdamas skaidula patiria fazės moduliavimąsi ir spektro plitimą (b).
3. Filtras F2 praleidžia tik ilgabangę impulso spektro dalį, kita spektro dalis yra atspindima (c-d).
4. Spektriškai nufiltruotas impulsas patenka atgal į pasyvią ir aktyvią skaidulą ir yra sustiprinamas (e).
5. Sustiprintas impulsas sklisdamas skaidula vėl patiria fazės moduliavimąsi ir spektro plitimą (f).
6. Impulso spektras išplinta tiek, kad dalis jo spektro atitinka filtro F1 pralaidumą, kuris praleidžia trumpabangę impulso spektro dalį (g-h).
7. Ciklas kartojasi.



**2.0.1 pav.** Apibendrinta impulsus generuojančių skaidulinių grandinių veikimo schema. Paveiksliai (a)-(h) žymi impulso spektrą pažymetuose grandinės taškuose (brūkšniuota kreivė – prieš atitinkamą elementą).

Iš 2.0.1 pav. matyti, kad filtrai praleidžia impulsą (jo spektro dalį) antram ciklui tik jeigu jo spektras pakankamai išplinta dėl fazės moduliavimosi. Spektro plitimas yra įmanomas, tik tam tikros smailinės galios (ir trukmės) impulsams, taigi būtent tai sukuria netiesinį atsaką, palankų impulsinei spinduliuotei susidaryti. Tam, kad impulsų generavimas vyktų stabiliai, impulsai turi idealiai atsikartoti po kiekvieno grandinės apėjimo (Nors galimi ir atvejai, kai impulsai atsikartoja kas antrą, trečią ir t.t. apėjimą [96]). Šią sąlygą tenkina tam tikrų

griežtai apibrėžtų parametrų impulsai. Norint sudaryti reikiamų parametrų impulsus generuojančią grandinę, turi būti iširta, kaip generuojamų (stabilių) impulsų parametrai (trukmė, energija, spektras) priklauso nuo grandinės sandaros parametrų (skaidulos ilgio, filtrų pločio ir spektrinio atskyrimo), o taip pat kokioms sąlygoms esant impulsai gali būti sužadinti. Šiame skyriuje iš pradžių pateikiami skaitiniai modeliavimai nagrinėjant skirtingus aptartos grandinės atvejus, o toliau eksperimentinių matavimų rezultatai tiriant dvi skirtingas grandinės eksperimentines realizacijas.

## 2.1 Impulsų generatoriaus aprašymas ir skaitiniai modeliavimai

Impulsų generatoriaus, veikiančio fazės moduliavimosi skaiduloje ir dvigubo spektrinio filtravimo pagrindu, skaitinis modeliavimas reikalauja trijų elementų aprašymo: impulsų sklidimo skaiduloje, impulsų stiprinimo skaiduloje, spektrinio filtravimo.

Impulsų sklidimas buvo aprašomas pasinaudojant netiesine Šrėdingerio lygtimi įskaitant kubinį netiesiškumą, medžiagos dispersiją ir neįskaitant slopinimo skaiduloje (1.1.20). Skaičiavimuose naudota netiesinio lūžio rodiklio vertė  $n_2 = 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  pasirinkta remiantis išmatuotų  $n_2$  verčių intervalu pateikiamu literatūroje [29].

### Impulsų stiprinimas aktyvios skaidulos atkarpoje

Impulsų stiprinimas Yb jonais legiruotoje skaiduloje buvo aprašomas naudojant taškinio stiprintuvo modelį [165]. Pagal šį modelį laikoma, kad impulsas yra sustiprinamas viename taške aktyvios skaidulos viduryje, o likusiose skaidulos dalyse vyksta tik impulso sklidimas aprašomas Šrėdingerio lygtimi. Aprašant stiprinimą spektro srityje naudojama išraiška:

$$S(\omega) = S_0(\omega)G(\omega, N_2) = S_0(\omega)e^{\frac{\Gamma}{2}(\sigma_e(\omega)N_2 - \sigma_a(\omega)(N_t - N_2))L_g} \quad (2.1.1)$$

čia  $S(\omega)$  – impulso kompleksinė amplitudė spektriniame atvaizdavime,  $\Gamma$  – modos persiklojimo su legiruota šerdimi koeficientas,  $L_g$  – aktyvios

skaidulos ilgis,  $\sigma_e(\omega), \sigma_a(\omega)$  – atitinkamai emisijos ir sugerties skerspjūviai priklausomai nuo kampinio optinio dažnio (1.2.8b pav.),  $N_t$  – bendra Yb jonų koncentracija,  $N_2$  – sužadintų jonų koncentracija, priklausanti nuo kaupinimo galios taip:

$$N_2 = \frac{P_p \tau}{h \omega_p A_d L_g} \left( 1 - e^{-\frac{T_r}{\tau}} \right) + N_{20} e^{-\frac{T_r}{\tau}} \quad (2.1.2)$$

čia  $P_p$  – kaupinimo spinduliuotės galia,  $\tau$  – sužadinto lygmens gyvavimo trukmė,  $\omega_p$  – kaupinimo spinduliuotės kampinis optinis dažnis,  $A_d$  – Yb jonais legiruotos šerdies plotas,  $T_r$  – grandinės apėjimo trukmė,  $N_{20}$  – pradinė sužadintų jonų koncentracija.

Kaupinant 975 nm spinduliuote, maksimaliai gali būti pasiekta tik 50 % užpildos apgraža, dėl spontaninio spinduliavimo ties kaupinimo bangos ilgiu (žr. 1.2.4 poskyrį). Jei lygtyje (2.1.2) gaunama  $N_2 > 0,5N_t$ , tai reiškia, kad dalis kaupinimo nėra sugerama. Tokiu atveju  $N_2$  turi būti prilyginta  $0,5N_t$ .

Po impulso stiprinimo, sužadintų jonų koncentracija sumažėja. Šis pokytis yra lygus:

$$\Delta N_2 = \int \frac{|S(\omega)|^2 - |S_0(\omega)|^2}{A_d L_g h \omega} d\omega \quad (2.1.3)$$

čia  $S_0(\omega), S(\omega)$  – impulso kompleksinės spektrinės amplitudės prieš ir po stiprinimo.

Tokia sužadintų jonų koncentracijos korekcija turi būti įskaičiuota į pradinę sužadintų jonų koncentraciją  $N_{20}$  prieš įvertinant  $N_2$  iš lygties (2.1.2), prieš kitą impulso praėjimą per taškinį stiprintuvą.

### **Impulsų spektrinis filtravimas**

Spektrinis filtravimas aprašomas kaip sandauga impulso spektrinės amplitudės ir filtro pralaidumo funkcijos:

$$S(\omega) = S_0(\omega) \sqrt{T_F(\omega)} \quad (2.1.4)$$

čia  $T_F(\omega)$  – filtro pralaidumas intensyvumui priklausomai nuo optinio dažnio. Tyrimų metu buvo naudojamas filtrų aprašymas Gauso funkcija priklausomai nuo bangos ilgio:

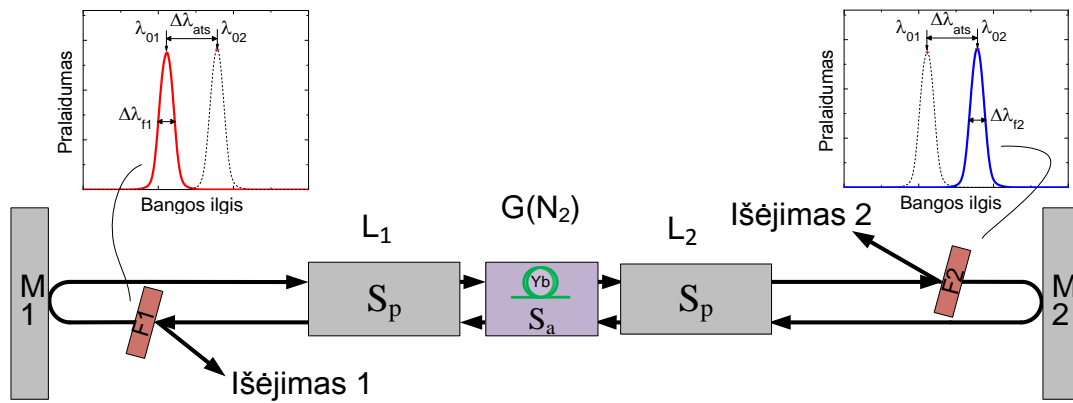


$$T_F(\lambda) = T_m e^{-\ln 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot (\lambda - \lambda_0)}{\Delta\lambda}\right)^2} \quad (2.1.5)$$

čia  $T_m$  – maksimalaus pralaidumo koeficientas ( $T_m \leq 1$ ),  $\lambda_0$  – filtro juostos centrinis bangos ilgis,  $\Delta\lambda$  – filtro juostos plotis (FWHM).

Visos impulsus generuojančios grandinės modeliavimas buvo atliekamas skaitmeniškai sprendžiant atitinkamas lygtis. Modeliuojamos grandinės schema ir jos parametrai pavaizduoti 2.1.1 pav. Per pilną apėjimą buvo atliekami tokie veiksmi:

1. Impulso sklidimas pasyvioje  $L_1$  ilgio skaiduloje. Skaitmeniškai sprendžiama Šrėdingerio lygtis (1.1.20) taikant Furjė padalinto žingsnio metodą.
2. Impulso stiprinimas. Suskaičiuojama sužadintų jonų koncentracija (2.1.2), atliekamas impulso stiprinimas (2.1.1), perskaičiuojama sužadintų jonų koncentracija po stiprinimo (2.1.3).
3. Impulsų sklidimas pasyvioje  $L_2$  ilgio skaiduloje. Skaitmeniškai sprendžiama Šrėdingerio lygtis.
4. Impulso filtravimas. Atliekama impulso kompleksinės amplitudės laike Furjė transformacija, taikomas spektrinis filtravimas naudojant filtrą centruotą ties  $\lambda_{02}$  (2.1.4)-(2.1.5), atliekama atvirkštinė Furjė transformacija.
5. Impulsų sklidimas pasyvioje  $L_2$  ilgio skaiduloje. Skaitmeniškai sprendžiama Šrėdingerio lygtis.
6. Impulso stiprinimas. Suskaičiuojama sužadintų jonų koncentracija (2.1.2), atliekamas impulso stiprinimas (2.1.1), perskaičiuojama sužadintų jonų koncentracija po stiprinimo (2.1.3).
7. Impulso sklidimas pasyvioje  $L_1$  ilgio skaiduloje. Skaitmeniškai sprendžiama Šrėdingerio lygtis.
8. Impulso filtravimas. Taikomas spektrinis filtravimas naudojant filtrą centruotą ties  $\lambda_{01}$  (2.1.4)-(2.1.5).
9. Ciklas kartojamas.

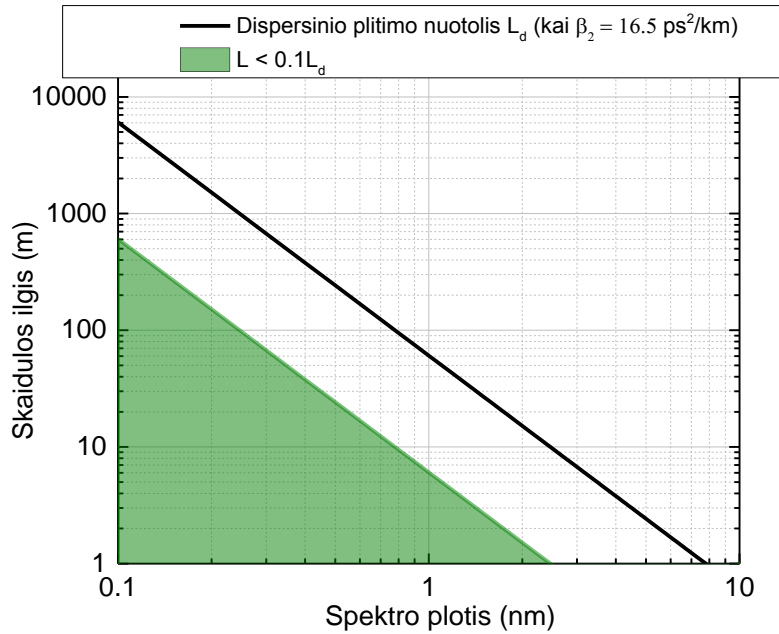


**2.1.1 pav.** Impulsus generuojančios grandinės modelio schema su pažymėtais elementų parametrais.

Skaičiavimuose iš pradžių buvo naudojami tam tikrų parametrų pradiniai impulsai, iš kurių, vykstant fazės moduliavimuisi ir spektriniam filtravimui, susiformuodavo griežtai apibrėžtų parametrų impulsai atsikartojantys per grandinės apėjimą. Vėliau buvo pastebėta, kad tokie impulsai gali susiformuoti ir iš pradinio atsitiktinių intensyvumo verčių masyvo (triukšmo).

Aukščiau pateikiamas pilnas modelis, įskaitantis medžiagos dispersiją ir stiprinimo priklausomybę nuo bangos ilgio, bei sužadintų jonų koncentracijos kitimo dinamiką, tinka grandinės veikimui aprašyti bet kokiais atvejais. Pakankamai plačią impulsų generatoriaus konfigūracijų grupę sudaro atvejai, kai medžiagos dispersijos įtaka yra labai maža ir jos galima neįskaityti. Tokiais atvejais skaičiavimai žymiai supaprastėja, nes fazės moduliavimasis gali būti aprašytas naudojant analitinę išraišką (1.1.14).

Impulsų generatoriaus konfigūracijos, kai medžiagos dispersijos galima neįskaityti atitinka atvejus naudojant siauros juostos filtrus. Dispersijos įtaką galima atmesti, kai impulso nusklistas atstumas skaidula yra daug mažesnis negu dispersinio plitimo nuotolis duoto spektro pločio impulsui. Žemiau yra pateiktas grafikas kaip priklauso dispersinio plitimo nuotolis nuo spektro pločio (riboto spektro Gausiniam impulsui) ir pažymėta sritis kai skaidulos ilgis yra  $\geq 10$  kartų mažesnis negu šis parametras (2.1.2 pav.). Kai impulsų generatoriaus grandinės parametrai apytiksliai atitinka šią sritį, medžiagos dispersijos įtaka yra pakankamai maža, kad galėtų būti neįskaitoma.



**2.1.2 pav.** Dispersinio plitimo nuotolio (Gausiniams impulsams) priklausomybė nuo spektro pločio atsižvelgiant į skaidulos dispersiją. Žaliai pavaizduota sritis atitinka atvejus, kai skaidulos ilgis yra  $\geq 10$  kartų mažesnis negu dispersinio plitimo nuotolis. Įvertinimui naudota kvarcinio stiklo grupinių greičių dispersijos parametro vertė  $\beta_2 = 16,5 \text{ ps}^2/\text{km}$ .

Supaprastintame modelyje (kai filtrų juostos yra siauros), stiprinimas skaiduloje taip pat buvo supaprastintas iki pastovaus, nuo bangos ilgio nepriklausančio stiprinimo koeficiento:

$$A_1(t) = \sqrt{G} \cdot A_0(t) \quad (2.1.6)$$

Šio supaprastinto modelio naudojimas pagreitina skaičiavimus ir palengvina impulsus generuojančios grandinės analizę. Atliekant skaičiavimus buvo laikomasi papildomos prielaidos, kad abiejų filtrų juostų pločiai yra vienodi  $\Delta\lambda_{f1} = \Delta\lambda_{f2} = \Delta\lambda_f$  (žr. **2.1.1 pav.**). Tokiu atveju, grandinėje generuojami impulsai priklauso nuo kelių parametų:

1. Filtrų juostų spektrinio atskyrimo:  $\Delta\lambda_{ats} = \lambda_{02} - \lambda_{01}$
2. Filtrų juostų spektro pločio (FWHM pagal intensyvumą):  $\Delta\lambda_f$
3. Skaidulos ilgių:  $L_{1/2}$
4. Stiprinimo koeficiento:  $G$

Filtrų spektriniam atskyrimui apibrėžti papildomai įvedame santykinio spektrinio atskyrimo parametą  $S$ , kuris nepriklauso nuo filtrų pralaidumo (arba atspindžio) juostos pločio, todėl tinka bet kokio juostos pločio filtrų spektrinio atskyrimo aprašymui:

$$S = \frac{\Delta\lambda_{ats}}{\Delta\lambda_f} \quad (2.1.7)$$

Tolesniuose poskyriuose yra pateikiami šio modelio analizavimo rezultatai surandant sąryšius tarp šių grandinės parametrų ir generuojamų impulsų charakteristikų. Paskutiniame poskyryje rezultatai išplečiami iki bendriausio atvejo kai turi būti įskaitoma ir medžiagos dispersija.

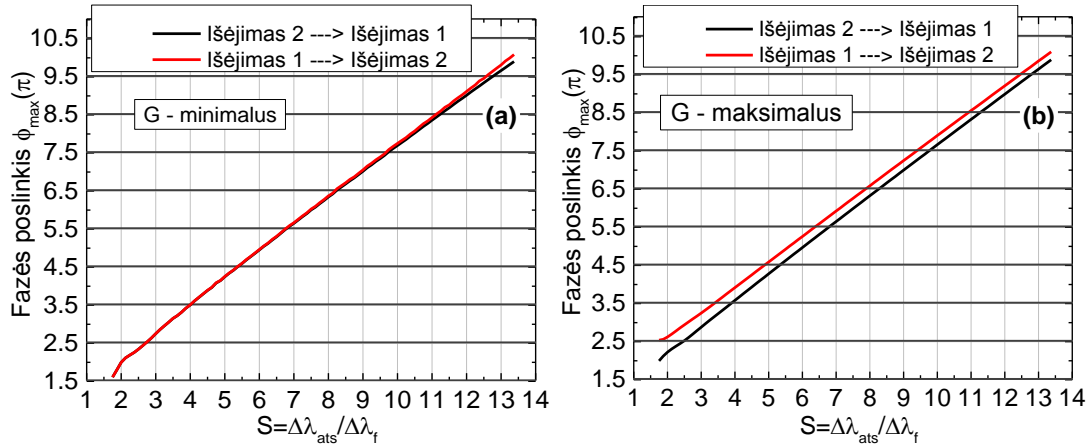
## 2.2 Grandinės sandaros įtakos impulsų charakteristikoms modeliavimas

### 2.2.1 Spektrinių filtrų atskyrimo įtaka generuojamų impulsų spektrui ir kitoms charakteristikoms

Impulsų generatoriaus spektrinis filtrų atskyrimas užduoda kraštines sąlygas kiek turėtų išplisti spektras, kad impulsų generavimas nenutrūktų. Gausiniam impulsui, fazės moduliavimosi sukeltas spektro plitimas pasižymi daugelio smailių struktūra kaip tai buvo pavaizduota 1.1.5 pav., o spektro vidutinis kvadratinis plotis priklauso nuo maksimalaus netiesinio fazės poslinkio  $\phi_{max}$  (1.1.16). Ši priklausomybė artėja prie tiesės kai maksimalus fazės poslinkis yra didelis ( $\phi_{max} \gg 1$ ). Taigi, tam, kad spektras pakankamai išplistų (ir jo dalis būtų filtro praleidžiama kitam ciklui) impulsas turi patirti tam tikrą fazės poslinkį. Šis fazės poslinkis turi būti tuo didesnis, kuo didesnis filtrų atskyrimas.

Sumodeliuotos maksimalaus fazės poslinkio priklausomybės nuo santykinio spektrinio atskyrimo, kai užtikrinama stabili impulsų generacija yra pavaizduotos 2.2.1 pav. Atliekant šiuos skaičiavimus buvo įvesta sąlyga, kad generuojami impulsai yra laikomi stabiliais kai suskaičiuotas impulsų energijos svyravimų standartinis nuokrypis yra mažesnis už fotono energiją, t.y. gaunami svyravimai yra dėl baigtinio skaičiavimo tikslumo. Priklausomai nuo stiprinimo koeficiento ( $G$ ),  $\phi_{max}$  vertė, kai pasiekama stabili generacija, šiek tiek kinta tam tikrose ribose. Esant mažiausiam galimam  $G$ , impulso patiriamas fazės poslinkis nuo išėjimo 1 iki išėjimo 2 ir nuo išėjimo 2 iki išėjimo 1 praktiškai sutampa (2.2.1a pav.) – galima sakyti, kad tokiu atveju yra pilnai simetrinis veikimas,

tačiau artėjant prie maksimalaus  $G$ , link vieno išėjimo  $\phi_{max}$  yra didesnis negu link kito (2.2.1b pav.). Atitinkamai tai matosi ir analizuojant impulsų spektrus, t.y. kad viename išėjime spektras labiau išplitęs negu kitame. Kuriame išėjime gaunami labiau išplitusio spektro impulsai yra atsitiktinis vyksmas, tačiau šiuose skaičiavimuose duomenys buvo apdorojami taip, kad didesnio spektro išplitimo impulsų išėjimas visada būtų išėjimas 2.

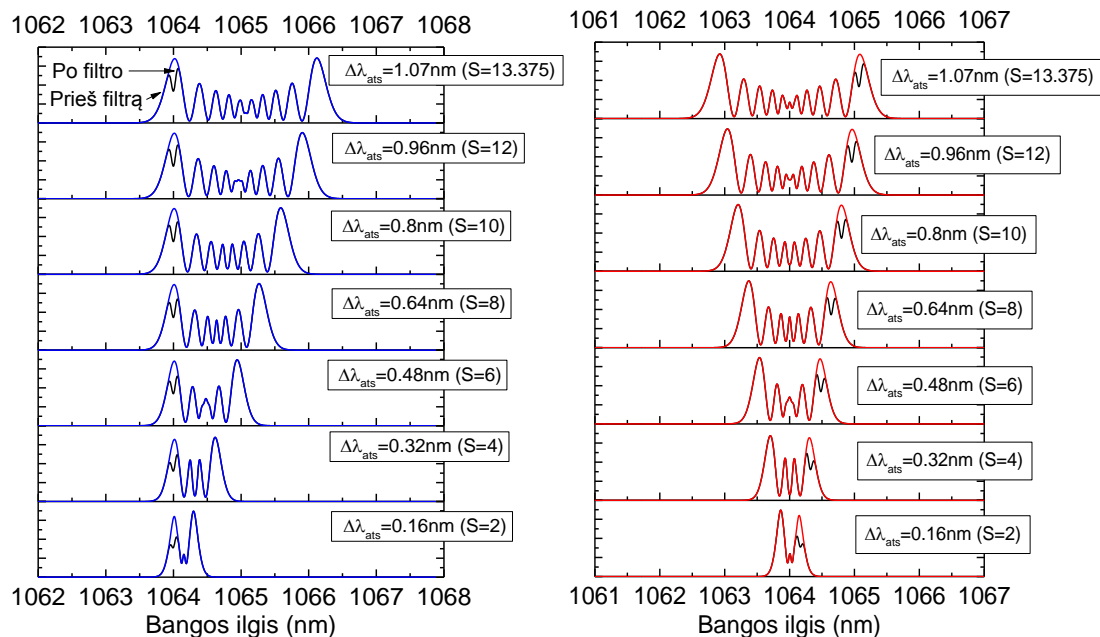


**2.2.1 pav.** Maksimalaus fazės poslinkio  $\phi_{max}$  esant stabiliai impulsų generacijai priklausomybė nuo santykinio filtrų pralaidumo juostų atskyrimo  $S$ , kai stiprinimo koeficientas minimalus (a) arba maksimalus (b). Skirtingos spalvos kreivės atitinka skirtingas sklaidimo kryptis. Šis grafikas buvo suskaičiuotas kai  $L_{1/2} = 45,4$  m;  $\Delta\lambda_f = 0,08$  nm, bet galioja bet kokioms kitoms šių parametru vertėms.

Patikrinant kokia spektro dalis yra nufiltruojama ir praleidžiama kitam ciklui, matyti, kad filtrai praleidžia kraštines smailes (2.2.2 pav.). Tai pagrindinė stabilios generacijos veika, pasiekama prie minimalaus stiprinimo koeficiento. Reiktų pažymėti, kad gerokai padidinus stiprinimo koeficientą galimi atvejai, kai filtruojamos ne pačios kraštinės smailės. Tačiau tokia veika paprastai pasižymi siauresne stabilumo sritimi pagal stiprinimo koeficientą, reikalauja didesnio stiprinimo, filtravimo nuostoliams kompensuoti ir todėl nebuvo detaliau analizuojama (atvejui be dispersijos įtakos).

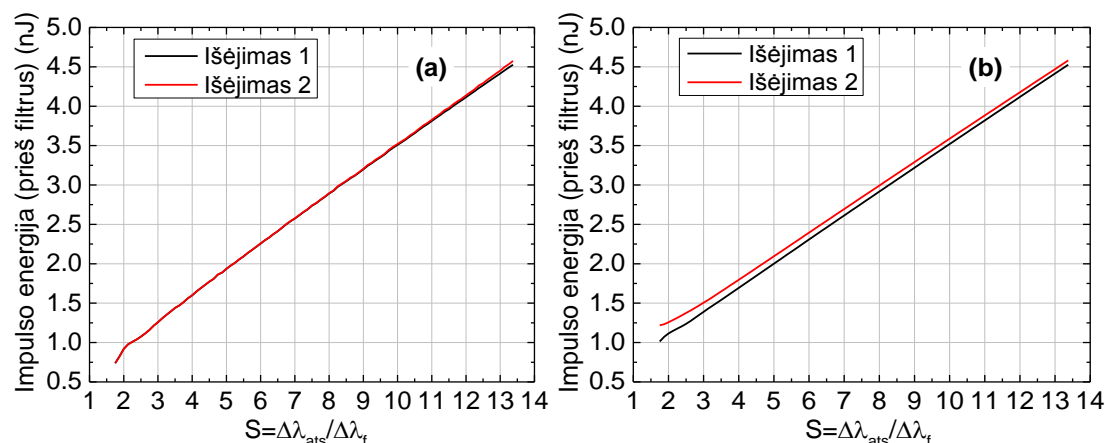
Remiantis (1.1.11) impulso patiriamas maksimalus fazės poslinkis priklauso nuo netiesiškumo parametro ( $\gamma$ ), skaidulos ilgio ( $L$ ) ir impulso smailinės galios ( $P_0$ ):

$$\phi_{max} = \gamma P_0 L \quad (2.2.1)$$



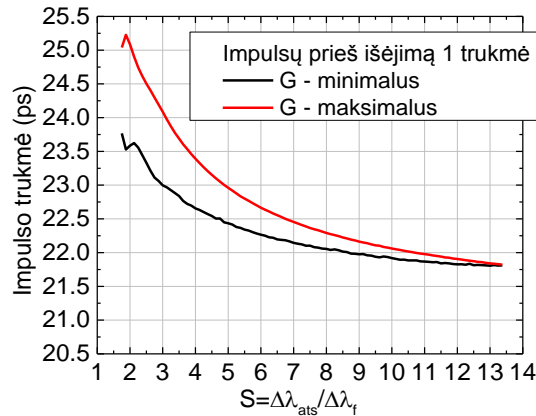
**2.2.2 pav.** Sumodeliuoti generuojamų impulsų spektrai prieš/po filtro 1 (mėlynai) ir filtro 2 (raudonai) keičiant filtrų spektrinį atskyrimą (santykinis atskyrimas nurodytas skliausteliuose). Suskaičiuota prie sąlygų  $L_{1/2} = 45,4$  m,  $\Delta\lambda_f = 0,08$  nm, stiprinimas minimalus. Filtrų maksimalus pralaidumas:  $T_m = 0,5$ .

Taigi esant fiksuotiems skaidulos parametrams, maksimalus fazės poslinkis tiesiškai priklauso nuo impulso smailinės galios. Iš čia galima būtų tikėtis, kad didinant filtrų spektrinį atskyrimą, reikalingas yra didesnis fazės poslinkis, taigi turėtų būti generuojami impulsai su didesne smailine galia ir (esant fiksuotai trukmei) – didesne energija. Tai patvirtina ir skaitiniai modeliavimai. Didėjant santykiniam spektriniam atskyrimui generuojamų impulsų energija didėja beveik tiesiškai (2.2.3 pav.).



**2.2.3 pav.** Impulsų energijos (prieš atitinkamus išėjimus) priklausomybė nuo santykinio filtrų atskyrimo, kai stiprinimo koeficientas minimalus (a) arba maksimalus (b). Suskaičiuota prie sąlygų  $L_{1/2} = 45,4$  m,  $\Delta\lambda_f = 0,08$  nm.

Skaitiniai modeliavimai taip pat rodo, kad impulsų trukmė irgi šiek tiek kinta keičiant filtrų spektrinį atskyrimą. Šis kitimas yra susijęs su kraštinės spektro smailės pločiu. Iš 2.2.2 pav. matyti, kad kraštinė spektro smailė plėtėja didėjant filtrų atskyrimui ir spektro išplitimui, o tai lemia platesnį spektrą po filtravimo ir atitinkamai mažesnę impulsų trukmę (2.2.4 pav.).



**2.2.4 pav.** Generuojamų impulsų trukmės (prieš išėjimą 1) priklausomybė nuo filtrų santykinio atskyrimo. Šis grafikas buvo suskaičiuotas kai  $L_{1/2} = 45,4$  m,  $\Delta\lambda_f = 0,08$  nm, bet galioja bet kokioms skaidulos ilgio parametro  $L_{1/2}$  vertėms.

## 2.2.2 Filtrų juostos pločio įtaka generuojamų impulsų charakteristikoms

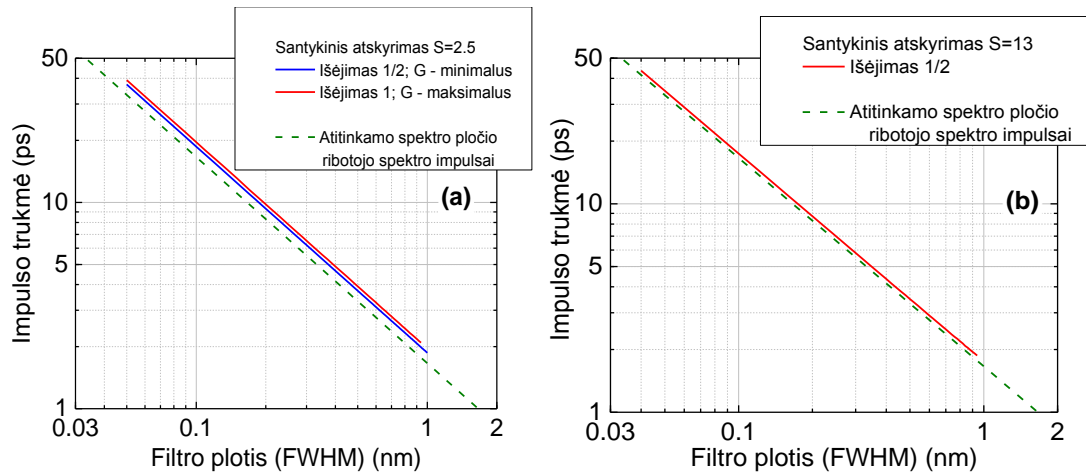
Filtrų juostos plotis apriboja impulsų spektrą ir tokiu būdu nulemia generuojamų impulsų trukmę. Ribotojo spektro Gausinio impulso trukmė yra atvirkščiai proporcinga spektro juostos pločiui išreikšto dažnių skalėje [43]:

$$\tau_{0,5} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{1}{\Delta f_{0,5}} \approx \frac{0,44}{\Delta f_{0,5}} \quad (2.2.2)$$

čia  $\tau_{0,5}$  – impulso trukmė (FWHM),  $\Delta f_{0,5}$  – spektro plotis (FWHM dažnių skalėje).

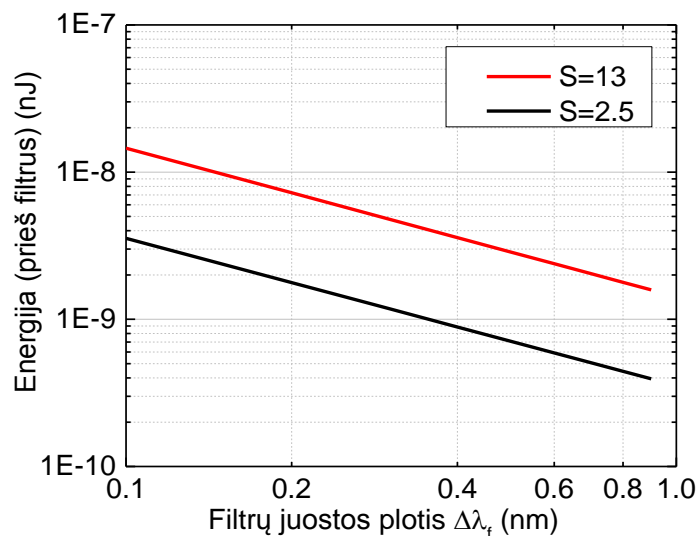
Skaitinis modeliavimas parodė, kad stabiliai generuojamų impulsų trukmė irgi yra atvirkščiai proporcinga filtrų juostos pločiui, tačiau proporcingumo koeficientas šiek tiek priklauso nuo santykinio filtrų atskyrimo parametro  $S$  (kaip tai jau buvo paminėta praeitame poskyryje) ir stiprinimo  $G$  (2.2.5 pav.). Esant minimaliam stiprinimui  $G$  ir mažam filtrų santykiniam atskyrimui  $S$ , impulsų

trukmės link abiejų išėjimų yra vienodos. Tuo tarpu, kai  $G$  maksimalus, impulso trukmė link vieno iš išėjimų šiek tiek pailgėja (2.2.5a pav.).



**2.2.5 pav.** Generuojamų impulsų trukmės (prieš atitinkamus išėjimus) priklausomybė nuo filtro juostos pločio, kai santykinio atskyrimo parametras  $S = 2,5$  (a) ir  $S = 13$  (b). Ištininės kreivės – modeliavimo rezultatai, brūkšniuotos kreivės – ribotojo spektro Gausinio impulso trukmė, kai jo spektro plotis lygus filtro juostos pločiui (pagal (2.2.2)).

Kadangi priklausomai nuo filtrų juostos pločio keičiasi generuojamų impulso trukmė, pasikeičia ir impulso energija (nes impulso smailinė galia turi išlikti vienoda esant vienodam santykiniam filtrų juostų atskyrimui). Impulso energija yra tiesiškai proporcinga impulso trukmei (laikant, kad impulso forma nesikeičia), o kadangi impulsų trukmė yra atvirkščiai proporcinga filtrų pločiui, tai impulsų energija irgi turėtų būti atvirkščiai proporcinga filtrų pločiui. Atlikti skaitiniai modeliavimai tai patvirtina (2.2.6 pav.).



**2.2.6 pav.** Sumodeliuota impulsų energijos priklausomybė nuo filtrų juostos pločio esant dviem santykinio atskyrimo  $S$  parametro vėrtėms, kai skaidulos ilgio parametras  $L_{1/2} = 11$  m.



### 2.2.3 Skaidulos ilgio įtaka generuojamų impulsų charakteristikoms

Laikant, kad impulsų forma yra artima Gausinei ir pasinaudojant išraiškomis (1.1.23) ir (2.2.1), generuojamų impulsų energija  $E$  gali būti išreikšta taip:

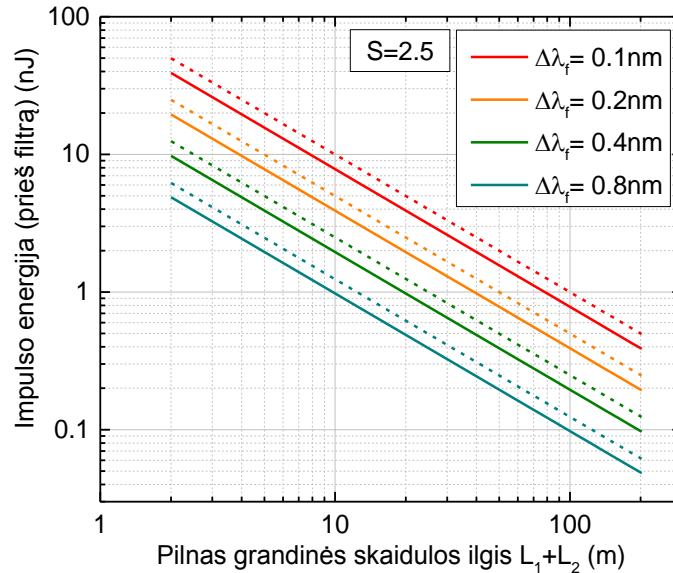
$$E \approx \frac{\Phi_{max} \cdot \tau_{0,5}}{L \cdot \gamma \cdot 0,939} \quad (2.2.3)$$

Praeituose poskyriuose buvo aptarta, kad generuojamų impulsų trukmę  $\tau_{0,5}$  nulemia filtrų spektrinės juostos plotis, o maksimalų fazės poslinkį – filtrų spektrinių juostų santykinis atskyrimas. Esant fiksuotiems šiems parametrams, iš (2.2.3) matyti, kad generuojamų impulsų energija yra atvirkščiai proporcinga skaidulos ilgio parametru. Tai reiškia, kad trumpinant bendrą skaidulos ilgį tarp filtrų, gali būti generuojami didesnės energijos (ir smailinės galios) impulsai. Skaitinis modeliavimas tai pilnai patvirtina (2.2.7 pav.). Galbūt šiek tiek stebina rezultatas, kad impulsų energija artėja į begalybę kai skaidulos ilgis artėja prie nulio. Tačiau tokiais ribiniais atvejais šis supaprastintas modelis neturėtų būti taikomas, nes neįskaito stiprintuvo soties reiškinių ir neaprašo generacijos susižadinimo proceso. Realiose grandinėse maksimali pasiekama impulsų energija yra apribojama stiprintuvo soties energijos, be to generacijos susižadinimas gali būti apsunkintas esant labai mažam skaidulos ilgiui (ir tuo pačiu netiesiškumui).

Kita savybė susijusi su skaidulos ilgiu yra impulsų pasikartojimo dažnis, kuris irgi yra atvirkščiai proporcingas skaidulos ilgiui. Kadangi vidutinė galia yra energijos ir pasikartojimo dažnio sandauga, tai vidutinė galia yra atvirkščiai proporcinga skaidulos ilgio kvadratui.

Iki šiol buvo nagrinėjamas simetrinės grandinės atvejis, kai skaidulos atkarpu ilgiai  $L_{1/2}$  yra vienodi ( $L_1 = L_2$ ), tačiau svarbu yra žinoti kokią įtaką impulsų generacijai turi ir atvejai kai  $L_1 \neq L_2$ . Patikrinimui buvo atlikti modeliavimai fiksuojant vienos skaidulos atkarpos ilgį  $L_1 = 5$  m ir keičiant

kitos skaidulos atkarpos ilgi. Kiti modeliavimuose naudoti parametrai:  $\Delta\lambda_f = 0,4 \text{ nm}$ ,  $S = 2$ .

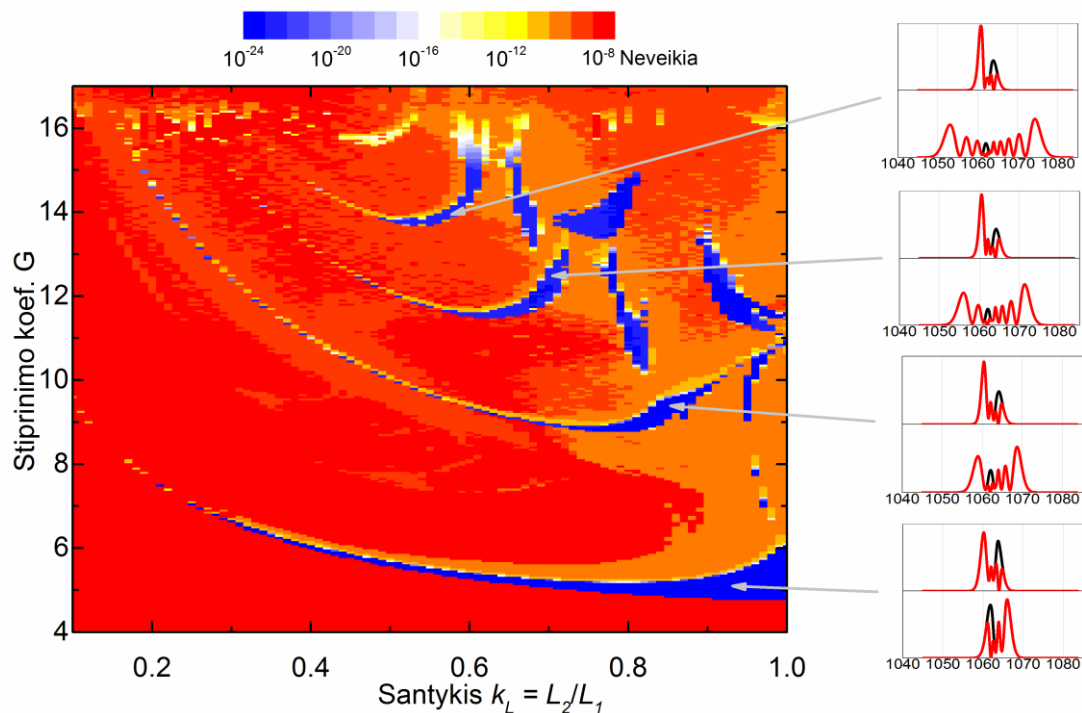


**2.2.7 pav.** Generuojamų impulsų minimalios (išsisinės kreivės) ir maksimalios (brūkšniuotos kreivės) energijos (prieš filtras) priklausomybė nuo pilno grandinės skaidulos ilgio esant skirtingiems filtrų pločiams ir fiksuotam filtrų juostų santykiui  $S = 2,5$ .

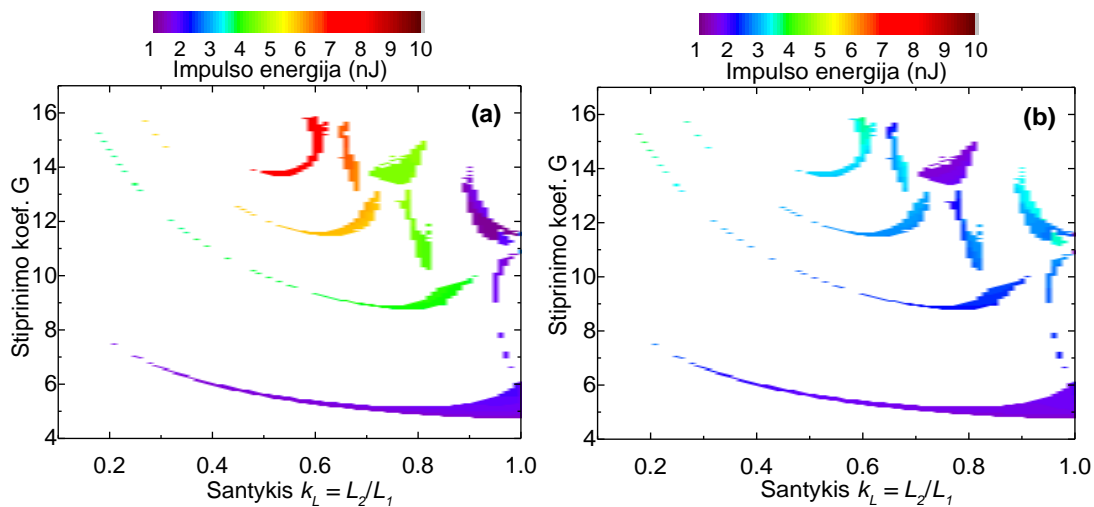
2.2.8 pav. yra pavaizduotas sumodeliuotas impulsų generacijos stabilumo žemėlapis priklausomai nuo skaidulos ilgio santykio  $k_L = L_2/L_1$  ir stiprinimo koeficiento. Matyti, kad net nedideli nuokrypiai nuo vienodo skaidulos ilgio sąlygos lemia stabilios generacijos srities pagal stiprinimą siaurėjimą. Kai  $k_L$  mažėja, reikalingas stabiliai generacijai stiprinimo koeficientas didėja, taip pat atsiranda stabilios generacijos sritys prie gerokai didesnio stiprinimo. Detalesnė analizė parodė, kad šios sritys atitinka skirtingą impulsų spektro išplitimą sklindant link skirtingų išėjimų. 2.2.8 pav. dešinėje yra pavaizduoti impulsų spektrai link abiejų išėjimų atitinkantys rodyklėmis pavaizduotas stabilaus veikimo sritis (nufiltruojama dalis pavaizduota juodai). Link išėjimo 2 spektro išplitimas visų stabilumo sričių atvejais yra beveik vienodas ir filtruojama yra kraštinė spektro smailė. Tačiau link išėjimo 1 vis aukštesnės eilės stabilumo sritis atitinka didesnę spektro išplitimą ir toliau nuo krašto esančių spektro smailių filtravimą. Pavyzdžiui, antroje srityje filtruojama antra nuo krašto smailė, trečioje trečia ir t.t. Stabilaus veikimo sritys, esančios tarp rodyklėmis pažymėtų vietų atitinka mišriuosius atvejus, kai filtruojamas yra spektro smailės

kraštas ar net spektrinis minimumas. Lyginant generuojamų impulsų energiją (2.2.9 pav.) galima pastebėti, kad išėjime 1 impulsų energija irgi yra tuo aukštesnė kuo aukštesnės eilės stabilumo srityje dirbama, tuo tarpų išėjime 2 energijos kitimas tarp skirtingų stabilumo sričių yra nežymus. Dėl to dirbant aukštos eilės stabilumo srityje, impulsų energija tarp skirtingų išėjimų skiriasi net 3 kartus – atsiranda ryškus impulsų energetinių charakteristikų nesimetriškumas.

Iš šio modeliavimo rezultatų tai pat matyti, kad esant skaidulos ilgių santykiui  $k_L < 0,5$ , galimos stabilios generacijos sritys yra labai siauros, o tai reiškia, kad impulsų generavimo veika gali būti sunkiai pasiekama realioje eksperimentinėje schemeje. Praktiniams taikymams palankiausias yra simetrinė ( $L_1 = L_2$ ) arba artima simetrinei grandinės skaidulos ilgių konfigūracijos.



**2.2.8 pav.** Impulsų generacijos stabilumo (energijos standartinio nuokrypio per 100 grandinės apėjimo ciklą) žemėlapis priklausomai nuo skaidulos ilgio parametrų santykio  $k_L = L_2/L_1$  ir stiprinimo koeficiento  $G$ . Ryškiai raudona spalva žymi kai impulsų generacija nuslopsta, oranžinė ir geltona – atitinka nestabilią generaciją (impulsų energija svyruoja), mėlyna – stabilią impulsų generaciją. Šalia pavaizduoti spektrai atitinkantys rodyklėmis pavaizduotas stabilaus veikimo sritis.

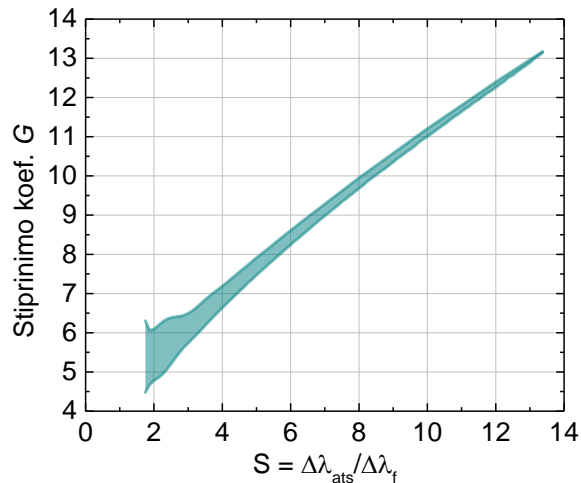


**2.2.9 pav.** Impulsų energijos verčių žemėlapis priklausomai nuo skaidulos ilgio santykio  $k_L = L_2/L_1$  ir stiprinimo koeficiento  $G$ : a) impulsų energija prieš išėjimą 1; b) impulsų energija prieš išėjimą 2. Pavaizduoti tik taškai atitinkantys stabilų veikimą.

## 2.2.4 Stiprinimo koeficiento įtaka

Pagrindinė stiprinimo paskirtis yra kompensuoti spektrinio filtravimo ir kitus energijos nuostolius, atsirandančius grandinėje. Skaitiniai modeliavimai parodė, kad stabili impulsų generacija yra pasiekama kai stiprinimo koeficiento vertė atitinka tam tikrą stabilaus veikimo intervalą (2.2.10 pav.). Kai stiprinimas yra mažesnis negu šio intervalo vertės – generacija nevyksta, o kai aukštesnis – paprastai gaunama nestabili generacija. Didinant filtrų spektrinį atskyrimą, stabilios generacijos stiprinimo koeficientas didėja, o intervalas siaurėja (2.2.10 pav.).

Stiprinimo koeficiento vertė taip pat priklauso nuo įnešamų nuostolių organizuojant spinduliuotės išvedimą. Pavyzdžiui gali būti pasirinkti spektriniai filtrai, kurie į išėjimą išveda ir dalį spinduliuotės iš filtruojamo spektro ruožo (t. y.  $T_m < 1$ ). Tokiais atvejais stiprinimo koeficiento priklausomybė pavaizduota 2.2.10 pav. atitinkamai pasislinks į viršų.



**2.2.10 pav.** Stabilią impulsų generaciją užtikrinančių stiprinimo koeficiento verčių priklausomybė nuo santykinio filtrų atskyrimo. Suskaičiuota kai  $L_{1/2} = 45,4\text{m}$ ;  $\Delta\lambda_f = 0,08\text{nm}$ , bet galioja ir kitokioms skaidulos ilgio ir filtro pločio vertėms. Filtrų maksimalus pralaidumas:  $T_m = 1$ .

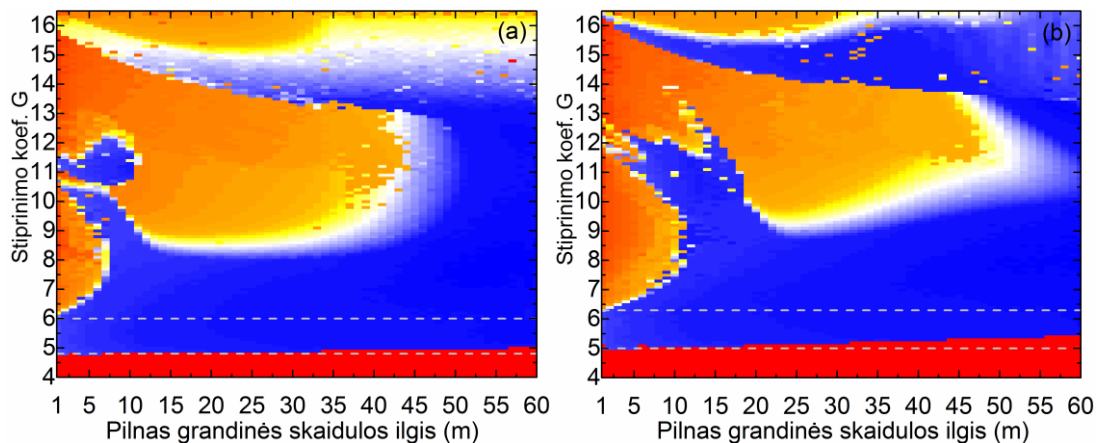
### 2.2.5 Medžiagos dispersijos įtaka impulsų generacijai

Pagrindinis medžiagos dispersijos poveikis yra impulsų laikinių charakteristikų modifikavimas – impulsų plitimas laike. Dėl to, kai medžiagos dispersijos įtaka yra reikšminga, galima būtų tikėtis impulsų trukmės padidėjimo (kai dirbama normalios dispersijos srityje), tačiau realus poveikis impulsų generavimui iš tikrųjų yra platesnis.

Atlikus modeliavimus buvo nustatyta, kad stiprią įtaką medžiagos dispersija turi stabilios generacijos užtikrinimui. Didėjant medžiagos dispersijos poveikiui stabili impulsų generacija tampa įmanoma esant vis platesniam stiprinimo verčių intervalui. Tai matyti atlikus skaičiavimus keičiant skaidulos ilgį ir stiprinimo koeficientą (2.2.11 pav.). Skaičiavimai buvo atlikti esant fiksuotam filtro pločiui  $\Delta\lambda_f = 0,4\text{ nm}$  ir skirtingoms santykinio filtrų atskyrimo parametro vertėms ( $S = 1,75\text{-}3$ ). Medžiagos dispersija buvo įskaitoma naudojant kvarcinio stiklo dispersijos parametrus ( $\beta_2 = 1,65 \cdot 10^{-2}\text{ ps}^2/\text{m}$ ,  $\beta_3 = 4,43 \cdot 10^{-5}\text{ ps}^3/\text{m}$ ). Kaip matyti iš skaičiavimo rezultatų (2.2.11 pav.), kai skaidulos ilgis yra pasirenkamas iki  $\sim 5\text{ m}$ , stabilumo sritis pagal stiprinimo koeficientą yra artima atvejui kai dispersijos įtakos visai nėra (stabilios generacijos intervalas, kai dispersijos nėra, pažymėtas brūkšniuotomis linijomis). Tačiau toliau didėjant

skaidulos ilgiui, žemiausia stabilumo sritis ( $G = 5-6$ ) plėtėja, taip pat atsiranda ir išplinta stabilumo sritys prie didesnio stiprinimo.

Detaliau panagrinėsime atvejį kai santykinis filtrų atskyrimas yra  $S = 2$  (2.2.11a pav.). Aukštesnės eilės stabilumo sritys prasidedančios ties stiprinimu  $G = 10,7$  ir  $G = 11,3$  atitinka impulsų generavimo veiką kai impulsų spektrai išplinta skirtingai sklindant link skirtingų išėjimų ir filtruojamos yra skirtingai nuo krašto nutolusios spektro dalys (nesimetrinis veikimas). Tuo tarpu stabilumo sritis prasidedanti ties  $G = 16$  atitinka atvejį kai filtruojamos yra antros nuo krašto spektro smailės ir veikimas yra simetrinis. Stabili impulsų generacija šiose srityse be medžiagos dispersijos poveikio yra sunkiai pasiekama (dažniausiai nestabili). Didėjant skaidulos ilgiui, visos stabilumo sritys galiausiai susilieja ir esant skaidulos ilgiui  $>45$  m, stabilus veikimas gaunamas per visą stiprinimo intervalą  $G = 5-15,5$ . Esant didesniai stiprinimui negu  $G \approx 16$ , prasideda nuolatinės spinduliuotės generavimas spektro srityje kur filtrų juostos labiausiai persikloja. Todėl tai yra maksimalaus stiprinimo riba šiam filtrų juostų spektrinio atskyrimo atvejui ( $S = 2$ ).

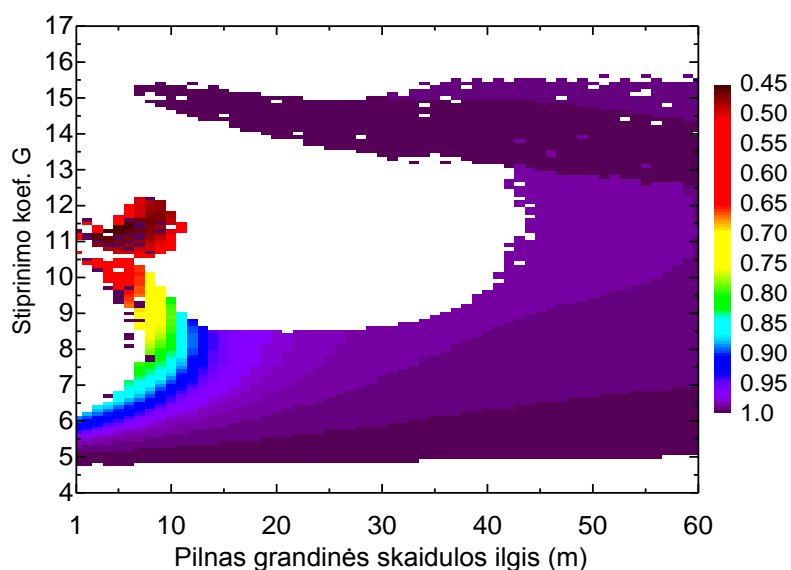


**2.2.11 pav.** Impulsų generacijos (kai įskaitoma medžiagos dispersija) stabilumo žemėlapis priklausomai nuo pilno skaidulos ilgio parametro  $L = L_1 + L_2$  ir stiprinimo koeficiento  $G$ . Ryškiai raudona spalva žymi kai impulsų generacija nuslopsta, oranžinė ir geltona – atitinka nestabilią generaciją (impulsų energija svyruoja), mėlyna – stabilią impulsų generaciją. Suskaičiuota esant filtrų pločiui  $\Delta\lambda_f = 0,4$  nm, santykiniam atskyrimui  $S = 2$  (a) ir  $S = 2,25$  (b).

Palyginus 2.2.11a pav. ir 2.2.11b pav. matyti, kad stabilumo žemėlapis esant dispersijos poveikiui priklauso ir nuo santykinio filtrų atskyrimo parametro  $S$ . Skaičiavimo rezultatai rodo, kad didėjant santykiniam filtrų atskyrimui, stabilumo srities praplatėjimas slenka link didesnio skaidulos ilgio,

t. y. reikalingas yra didesnis dispersijos poveikis. Greičiausiai tai yra susiję su tuo, kad didesnis  $S$  parametras reiškia ir didesnę fazės moduliavimosi sukeltą fazės poslinkį (žr. 2.2.1 pav.). Tokiu atveju tam tikras balansas (tarp fazės moduliavimosi ir dispersijos) atsistato esant didesnei dispersijos įtakai. Taip pat, didėjant  $S$  parametru, didėja maksimalaus stiprinimo riba, kadangi filtrai mažiau persikloja ir nuolatinės spinduliuotės generavimas maksimalaus persiklojimo taške gali prasidėti tik esant gerokai didesniai stiprinimui.

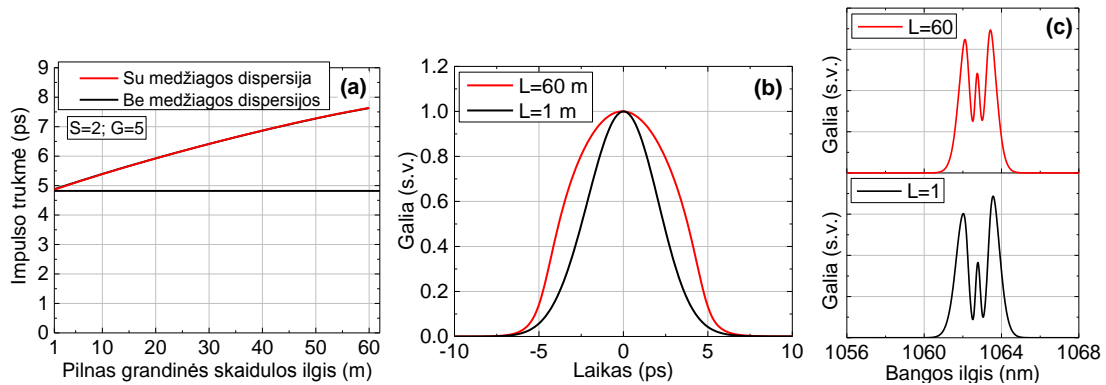
Medžiagos dispersijos stabilizuojantis poveikis stebimas ir palyginant impulsų energijas link abiejų išėjimų. Esant minimaliam skaidulos ilgiui ir, tuo pačiu, dispersijos poveikiui, prie maksimalaus galimo stiprinimo impulsų energija link skirtingų išėjimų skiriasi, tuo tarpu didinant skaidulos ilgį šis skirtumas vis labiau mažėja (2.2.12 pav.). Generuojamų impulsų energija iš abiejų išėjimų tampa beveik lygi per visą galimą stiprinimo koeficiento verčių intervalą.



**2.2.12 pav.** Impulsų energijos išėjimuose 1 ir 2 santykis priklausomai nuo stiprinimo koeficiento ir pilno grandinės ilgio  $L$ . Suskaičiuota atsižvelgiant į medžiagos dispersiją ir esant parametrų:  $\Delta\lambda_f = 0,4$  nm,  $S = 2$ .

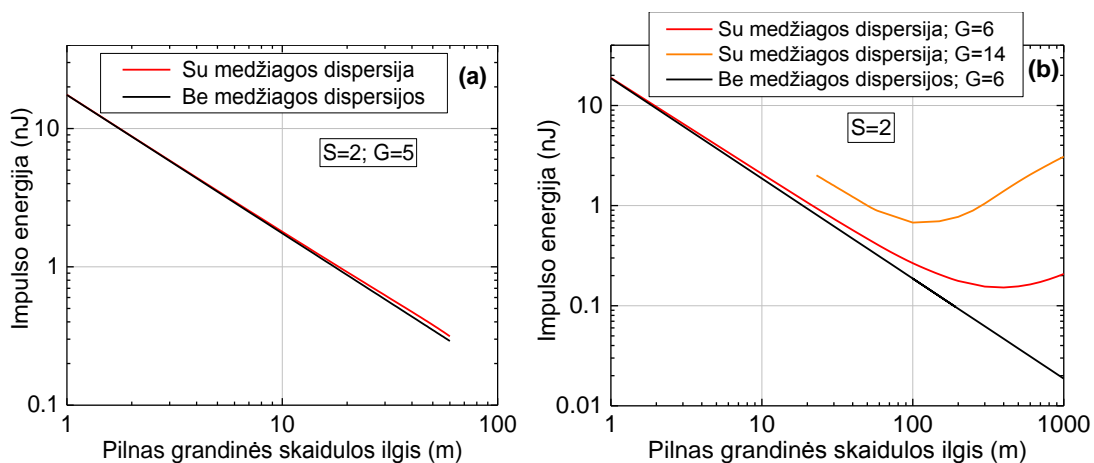
Lyginant generuojamų impulsų trukmės vertes be ir su dispersijos įtaka, kaip ir tikėtasi, buvo stebimas impulsų trukmės padidėjimas esant normalios dispersijos poveikiui. Didėjant skaidulos ilgiui (ir medžiagos dispersijos poveikiui) impulsai išplinta vis labiau (2.2.13a pav.), be to pakinta ir impulsų

forma (2.2.13b pav.). Impulsų spektre sumažėja moduliacijų amplitudė (2.2.13c pav.).



**2.2.13 pav.** a) Impulsų trukmės priklausomybė nuo pilno grandinės skaidulos ilgio esant dispersijos poveikiui (raudona kreivė) palyginus su impulsų trukme be dispersijos poveikio (juoda kreivė). b) Impulsų laikinių gaubtinių palyginimas. c) Impulsų spektrų palyginimas.

Tuo tarpu impulsų energijos skirtumas lyginant vertes be ir su dispersijos įtaka yra nežymus iki skaidulos ilgio artimo dispersinio plitimo nuotoliui. Žemiausio stiprinimo sąlygomis (šiuo atveju  $G = 5$ ), impulsų energijos nesutapimas yra  $<10\%$ , kai nagrinėjamoje konfigūracijoje skaidulos ilgis  $L$  kinta nuo 1 m iki 60 m (2.2.14a pav.). Skaidulos ilgiui viršijus dispersinio plitimo nuotolį ( $\sim 100$  m), energijos mažėjimas didėjant skaidulos ilgiui sulėtėja ir toliau impulsų energija net pradeda didėti (2.2.14b pav.). Reiktų pažymėti, kad dispersijos sąlygotas stabilumo srities pagal stiprinimą praplėtėjimas leidžia generuoti impulsus esant didesniai stiprinimui ir tuo pačiu pasiekti žymiai didesnę maksimalią impulsų energiją, lyginant su atveju be dispersijos įtakos (2.2.14b pav.).



**2.2.14 pav.** Impulsų energijos priklausomybė nuo pilno grandinės skaidulos ilgio esant dispersijos poveikiui (raudona kreivė) palyginus su impulsų energija be dispersijos poveikio

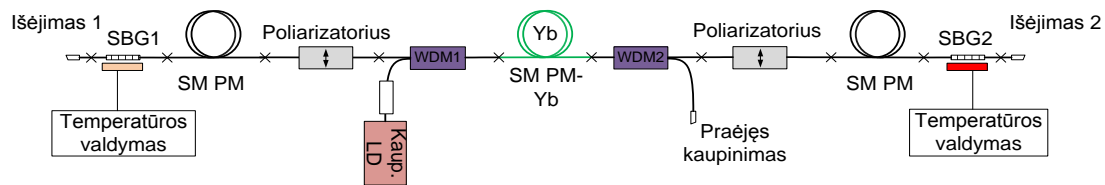


(juoda kreivė). Suskaičiuota esant parametrų:  $\Delta\lambda_f = 0,4$  nm,  $S = 2$ ,  $G=5$  (a) ir  $G=6$ ,  $G=14$  (b).

Taigi, didelio dispersijos poveikio sąlygomis gali būti generuojami stipriai čirpuoti ir didesnės negu be medžiagos dispersijos poveikio energijos impulsai. Tai ir stabilumo srities pagal stiprinimą plėtėjimas rodo, kad impulsų generatoriaus veikimas esant medžiagos dispersijos poveikiui gali būti patrauklesnis praktiniams taikymams.

## 2.3 Eksperimentinės schemas

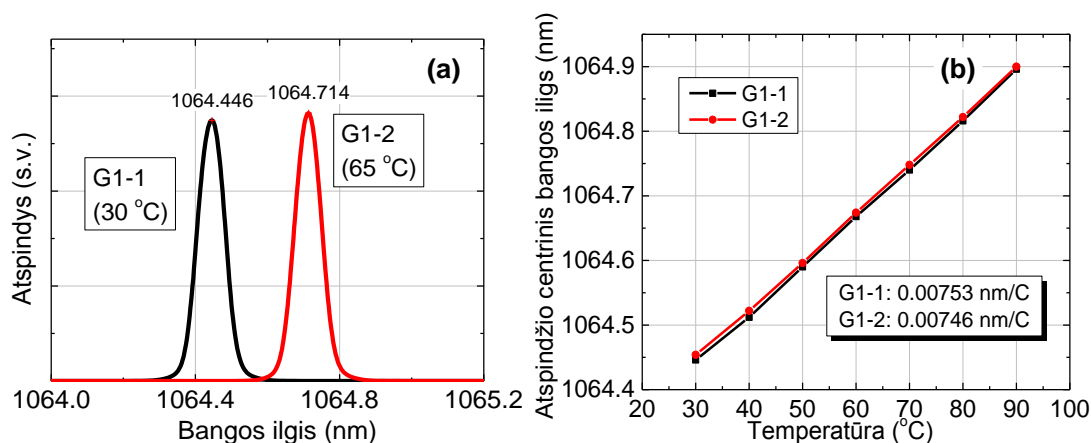
Eksperimentiškai buvo tiriama tiek grandinė su siaurajuosčiais filtrais, kuriai galioja veikimo neįskaitant medžiagos dispersijos aproksimacija, tiek grandinė su plačiąjuosčiais filtrais, kai dispersijos įtakos jau negalima atmesti. Pirmoje grandinėje (2.3.1 pav.) siaurajuosčių filtrų funkciją atliko dvi skaidulinės Brego gardelės (FBG), pasižyminčios Gauso formos atspindžio spektru (2.3.2a pav.). FBG atspindėjo filtruojamą spektro dalį, kuri buvo gražinama į grandinę. Kita spektro dalis praėjo FBG ir tai atitiko grandinės išėjimą (kadangi grandinėje buvo naudojamos dvi FBG taigi buvo sudaryti ir du išėjimai). FBG buvo įmontuotos į valdomos temperatūros mazgus. Keičiant jų temperatūrą buvo valdomas kiekvieno filtro atspindžio juostos centrinis bangos ilgis ir tokiu būdu keičiamas filtrų juostų persiklojimas (2.3.2b pav.). Detalūs naudotų FBG parametrai pateikti 2.3.1 lentelėje. FBG atspindžio juostos plotis buvo  $\leq 0,08$  nm, taigi laikant, kad impulsai išplinta iki dvigubo filtrų spektro pločio ( $\sim 0,16$  nm) ir remiantis 2.1.2 pav. šioje grandinėje medžiagos dispersijos įtaka yra mažai reikšminga bendram skaidulos ilgiui iki  $\sim 200$  m. Kiti grandinėje naudoti komponentai – skaiduliniai poliarizatoriai spinduliuotės darbinės poliarizacijos stabilizavimui, kaupinimo ir signalo tankintuvai (WDM) kaupinimo įvedimui ir nesugerto kaupinimo išvedimui, kaupinimo lazerinis diodas spinduliuojantis 976 nm bangos ilgio spinduliuotę (Kaup. LD) ir aktyvios Yb legiruotos skaidulos atkarpa (SM PM-Yb). Grandinė buvo pilnai skaidulinė, naudotos poliarizaciją išlaikančios skaidulos („Panda“ tipo).



**2.3.1 pav.** Impulsų generatoriaus eksperimentinė schema su skaidulinėmis Brego gardelėmis spektriniam filtravimui.

**2.3.1 lentelė.** Skaidulinių Brego gardelių parametrai.

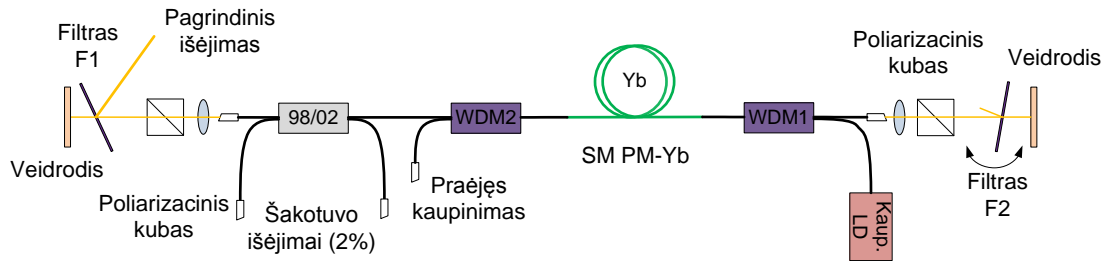
Gardelių žymėjimas	Atspindžio juostos spektro plotis $\Delta\lambda_f$	Maksimalus atspindžio koeficientas $T_m$
G1-1/2	0,08 nm	0,5
G2-1/2	0,04 nm	0,5



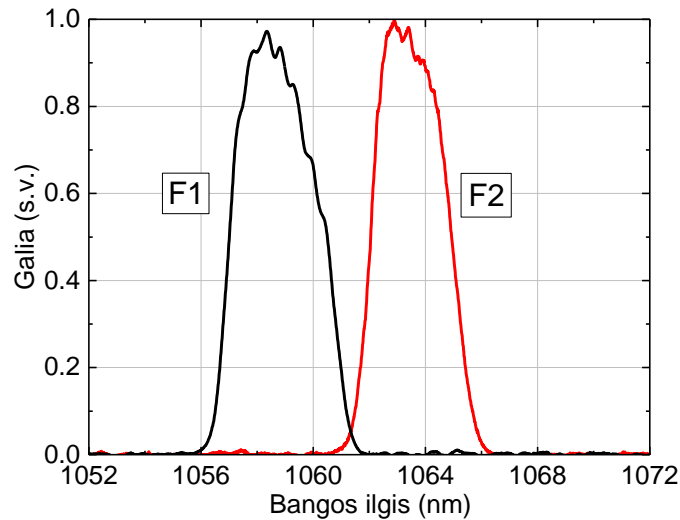
**2.3.2 pav.** a) Išmatuoti FBG (G1) atspindžio spektrai kai temperatūros nustatymai yra T1/2 = 30/60 °C. b) Išmatuota FBG (G1) atspindžio centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo temperatūros.

Antroje impulsų generatoriaus schemoje (2.3.3 pav.) buvo naudojami laisvos erdvės, platesnės juostos (~3,5 nm) interferenciniai filtrai (2.3.4 pav.). Šių filtrų pralaidumo juostos labiau atitiko antrojo laipsnio supergauso funkciją. Filtruojama spektro dalis praėjo pro filtrą, atsispindėjo nuo veidrodžio ir buvo grąžinama atgal į skaidulinę grandinę (2.3.3 pav.). Kita spektro dalis atsispindėjo nuo filtro ir pateko į išėjimą. Kaip pagrindinis išėjimas buvo naudojamas atspindys nuo filtro F1. Šiuo atveju schema nebuvo pilnai skaidulinė – filtravimas vyko spinduliuotei sklindant laisvoje erdvėje. Filtrų juostų persiklojimas buvo derinamas keičiant vieno iš filtrų (F2) pasukimą. Panašiai kaip ir pirmoje grandinėje, stiprintuvą sudarė Yb jonais legiruota akyvi skaidula, kuri buvo kaupinama per skaidulinį kaupinimo ir signalo šakotuvą

įvedant lazerinio diodo generuojamą spinduliuotę. Grandinėje taip pat buvo naudojami laisvos erdvės poliarizaciniai kubai ir skaidulinis šakotuvas, nukreipiantis 2 % sklindančios spinduliuotės į atitinkamas atšakas, grandinėje cirkuliuojančios spinduliuotės stebėjimui (prieš filtrus).



2.3.3 pav. Impulsų generatoriaus grandinės schema su laisvos erdvės interferenciniais filtrais.



2.3.4 pav. Išmatuotos laisvos erdvės interferencinių filtrų spektrinės pralaidumo juostos (dvigubas praėjimas).

Atliekant eksperimentinius šių grandinių bandymus buvo tiriama pati impulsų generavimo veika, generuojamų impulsų charakteristikos, jų priklausomybė nuo grandinės parametrų. Gauti rezultatai buvo palyginami su skaičiavimų rezultatais.

## 2.4 Generuojamų impulsų charakteristikos ir jų palyginimas su modeliavimo rezultatais

### 2.4.1 Mažos medžiagos dispersijos įtakos veika

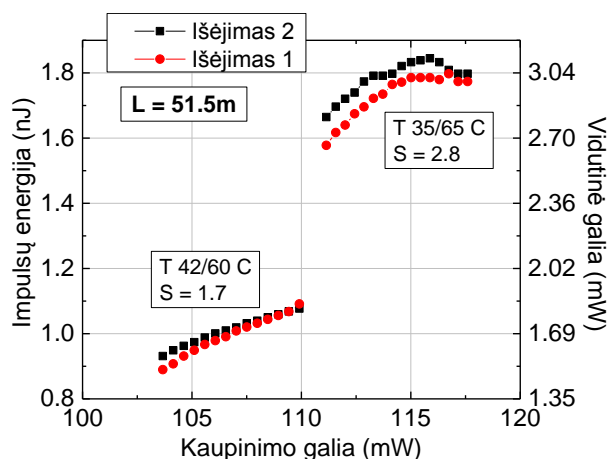
Kaip jau buvo minėta, grandinės su siaurajuosčiais FBG filtrais veikimas yra praktiškai nesąlygojamas medžiagos dispersijos esant bendram skaidulos

ilgiui net iki ~200 m. Todėl grandinės veikimas tokiomis sąlygomis gali būti aprašomas naudojant supaprastintą modelį. Atliekant eksperimentinius tyrimus buvo siekiama patikrinti, ar eksperimentiniai rezultatai atitinka suskaičiuotas generuojamų impulsų charakteristikų priklausomybes nuo grandinės parametru. Buvo tiriama, kaip pasikeičia generuojami impulsai keičiant grandinės skaidulos ilgį, filtrų juostų spektrinį atskyrimą ir filtrų juostos plotį.

Iš pradžių impulsų generavimas grandinėje buvo pasiekiamas naudojant išorinį impulsinį šaltinį. Vėliau buvo surastos sąlygos, leidžiančios pasiekti savaiminį generacijos susižadinimą. Tai detaliau aptarta 2.4.3 poskyryje.

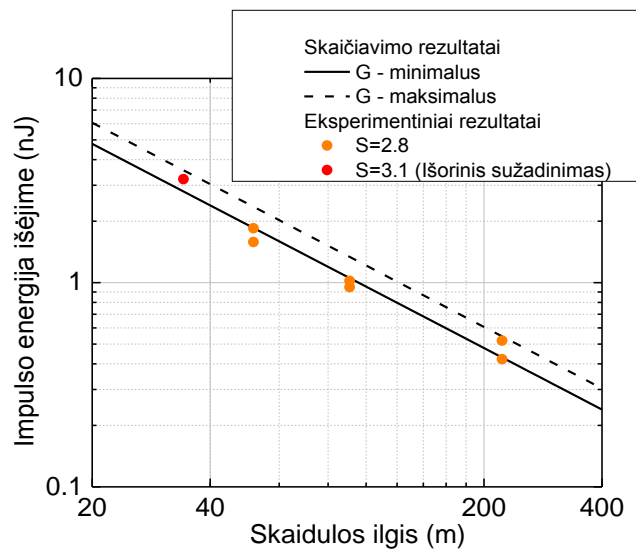
Sužadinus impulsų generaciją ir pasiekus vieno impulsų per apėjimą veiką, buvo matuojama generuojamos spinduliuotės vidutinė galia išėjime, matuojamas impulsų spektras ir autokoreliacinė funkcija. Impulsų energija buvo suskaičiuojama žinant vidutinę galią ir impulsų pasikartojimo dažnį. Pilnas grandinės ilgis taip pat buvo nustatomas pagal pasikartojimo dažnį.

Esant fiksuotai grandinės sandarai ir vykstant stabiliai impulsų generacijai, aktyvios skaidulos kaupinimas (ir tuo pačiu stiprinimas) galėjo būti šiek tiek derinamas pakeičiant generuojamų impulsų energiją (ir spinduliuotės galią) (2.4.1 pav.). Tačiau šis derinimo intervalas buvo pakankamai siauras (impulsų energijos kitimas  $\pm 10\%$ ), o pasiekus intervalo ribas generuojamų impulsų energija tapdavo nestabili ir galiausiai impulsų generacija nuslopdavo.



**2.4.1 pav.** Impulsų energijos ir vidutinės galios išėjimuose priklausomybė nuo kaupinimo galios kai pasiekama stabili impulsų generacija. Grandinės bendras skaidulos ilgis  $L = 51,5$  m. Dvi taškų grupės išmatuotos esant skirtingam FBG santykinio atskyrimo parametrai.

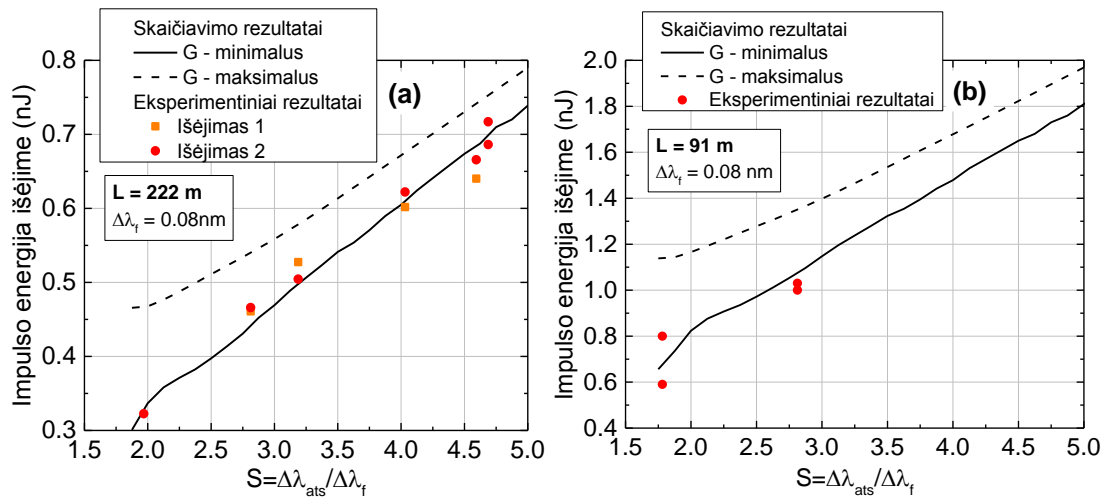
Kaip ir numato skaitiniai modeliavimai, trumpinant skaidulos ilgį eksperimentiškai generuojamų impulsų energiją didėjo. Mažiausias bendras grandinės ilgis, kai pavyko eksperimentiškai gauti savaiminę generacijos susižadimą ir išmatuoti impulsų energetines charakteristikas buvo ~52 m. Su trumpesniu grandinės skaidulos ilgiu savaiminės generacijos susižadavimo pasiekti nepavyko, dėl to ir nebuvo galimybės atlikti matavimų. Tačiau naudojant optinį impulsą iš kito, išorinio šaltinio generacijos sužadimui, buvo gautas stabilus veikimas ir esant 34 m bendram skaidulos ilgiui. Šie rezultatai apibendrinti 2.4.2 pav. Iš grafiko matyti, kad dauguma eksperimentinių taškų atitinka suskaičiuotą energijos intervalą. Modeliavimo rezultatai pavaizduoti intervalo pavidalu (maksimali ir minimali energija), kadangi impulsų energija šiek tiek priklauso nuo stiprinimo, o tiksli stiprinimo vertė eksperimentinėje schemoje nebuvo žinoma.



**2.4.2 pav.** Impulsų energijos išėjimo priklausomybė nuo grandinės skaidulos ilgio. Eksperimentinių (taškai) ir skaičiavimo (kreivės) rezultatų palyginimas. Skaičiavimuose atsižvelgta į eksperimente naudotų FBG parametrus (pralaidumą).

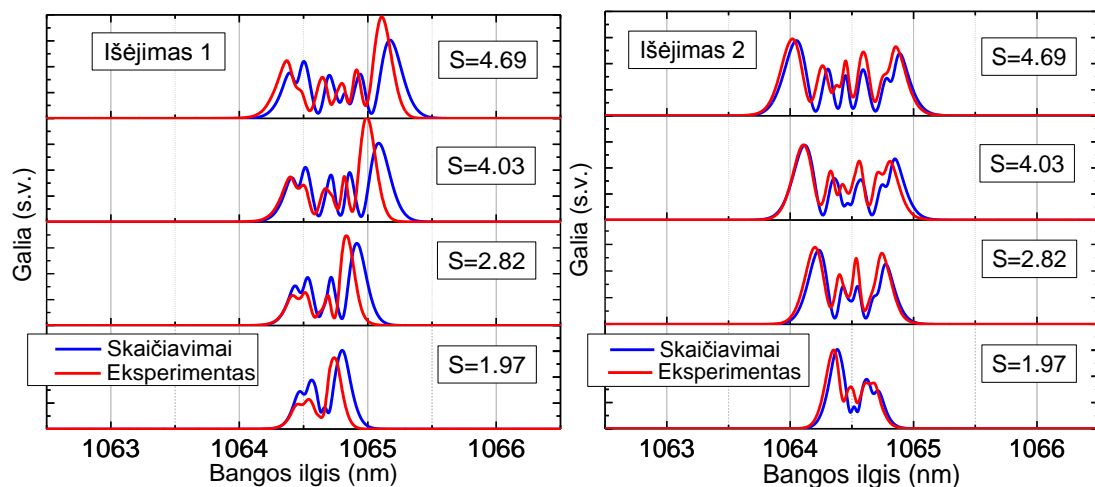
Eksperimentiškai taip pat buvo ištirti impulsų energijos ir spektro pločio pokyčiai priklausomai nuo FBG juostų atskyrimo. Šie matavimai buvo atlikti iš pradžių nustatant mažą FBG spektrinių juostų atskyrimą ( $S \approx 1,9$ ), kadangi tik prie tokių sąlygų buvo pasiekiamas savaiminis generacijos susižadimas. Toliau FBG spektrinis atskyrimas buvo lėtai didinamas tuo pačiu keičiant ir kaupinimo galią. Stipriai padidinus FBG spektrinį atskyrimą impulsų generacija

paprastai užgesdavo. Trumpesnių skaidulos ilgių atvejais impulsų generacija užgesdavo ir visai nedaug padidinus FBG juostų atskyrimą. Dėl to, impulsų generavimo veika naudojant didelį spektrinį atskyrimą praktiniams taikymams atrodo nelabai naudinga. Nepaisant to, kai pavykdavo pasiekti didesnę spektrinį atskyrimą ir impulsų generacija vyko stabiliai, generuojamų impulsų energija iš esmės atitiko skaičiavimų rezultatus (modeliuojant atitinkamą atvejį) (2.4.3 pav.).



**2.4.3 pav.** Impulsų energijos išėjime priklausomybė nuo FBG spektrinių juostų santykinio atskyrimo esant dviem fiksuotoms skaidulos ilgio vertėms: a)  $L = 222$  m; b)  $L = 91$  m. Eksperimentinių (taškai) ir skaičiavimo (tiesės) rezultatų palyginimas.

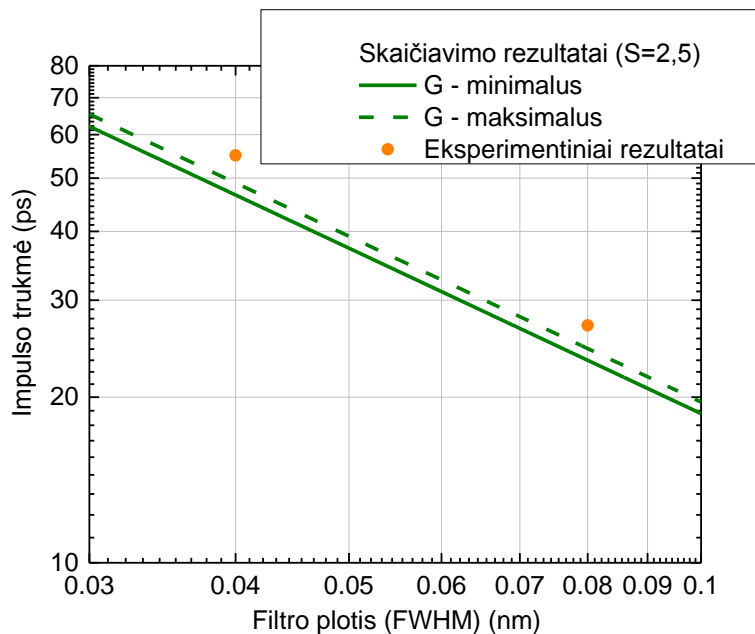
Išmatavus generuojamų impulsų spektrus ir palyginus su suskaičiuotais impulsų spektrais, buvo pastebėtas neblogas sutapimas tarp skaičiavimo ir eksperimentinių rezultatų, ypač lyginant spektrus išėjime 2 (2.4.4 pav.).



**2.4.4 pav.** Generuojamų impulsų spektrai esant skirtingam FBG spektriniam atskyrimui. Eksperimentiniai matavimai (raudonos kreivės) ir suskaičiuoti spektrai (mėlynos kreivės).

Lyginant spektrus išėjime 1 matomas šiek tiek didesnis nesutapimas. Toks nesutapimas gali būti aiškinamas eksperimentinės grandinės nesimetriškumais – grandinės skaidulų ilgiai galėjo būti neidentiški nuo aktyvios skaidulos link vieno ir kito išėjimo.

Filtrų juostos pločio įtaka generuojamų impulsų trukmei buvo tiriama impulsų generatoriaus schemoje naudojant dviejų skirtingų juostos pločių gardelių poras (parametrai pateikti 2.3.1 lentelėje). Eksperimentinė impulsų trukmė buvo nustatoma matuojant impulsų autokoreliacines kreives, kurios buvo aproksimuojamos Gauso funkcija. Lyginant išmatuotas impulsų trukmės vertes su suskaičiuotomis, matyti, kad eksperimentinės vertės yra šiek tiek didesnės (2.4.5 pav.). Nors buvo išmatuotos tik dvi eksperimentinės vertės, šie rezultatai iš esmės patvirtina sumodeliuotą impulsų trukmės kitimą priklausomai nuo filtrų juostos pločio.



**2.4.5 pav.** Generuojamų impulsų trukmės priklausomybė nuo filtrų (FBG) juostos pločio. Eksperimentiniai taškai ir sumodeliuotos kreivės.

Dėl fazės moduliavimosi išplitęs spektras kartu reškia, kad impulsai yra čirpuoti ir gali būti suspausti įnešant anomalią grupinių greičių dispersiją. Impulsų suspaudimo galimybė buvo patvirtinta eksperimentiškai generatoriaus schemoje su G1 FBG. Naudojant difrakcinių gardelių spaustuvą impulsai buvo suspaudžiami iki  $\sim 4$  ps trukmės.

Iš pateiktų rezultatų matyti, kad supaprastintas impulsų generatoriaus modelis gali būti sėkmingai taikomas pateiktai grandinei aprašyti ir generuojamų impulsų charakteristikoms numatyti.

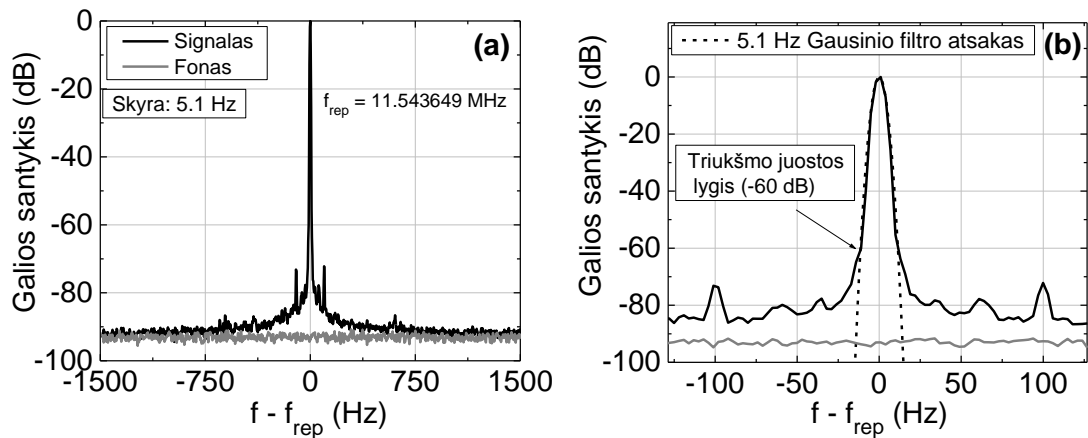
#### **2.4.2 Didelės medžiagos dispersijos įtakos veika**

Antroje impulsų generatoriaus eksperimentinėje schemoje buvo naudojami daug platesnės juostos spektriniai filtrai. Padidinus filtrų juostos plotį gali būti generuojami atitinkamai trumpesnės trukmės optiniai impulsai, tačiau tokiu atveju taip pat išauga medžiagos dispersijos įtaka, kuri, kaip tik lemia impulsų išplitimą laike. Iš kitos pusės, kaip buvo aptarta 2.2.5 poskyryje, normalioji medžiagos dispersija pagerina sąlygas stabiliam veikimui pasiekti. Dėl plačių filtrų juostų ir didelės medžiagos dispersijos įtakos, tokios grandinės veika gali būti aprašoma tik naudojant pilną modelį.

Eksperimentiniai tyrimai buvo vykdomi esant fiksuotiems grandinės parametrams – skaidulos ilgis ir filtrų parametrai šiuo atveju praktiškai nebuvo keičiami. Impulsų generacijos sužadimui iš pradžių buvo naudojami optiniai impulsai iš išorinio šaltinio, tačiau vėliau buvo surastos sąlygos leidžiančios pasiekti savaiminį generacijos susižadimą (žr. 2.4.3 poskyrį). Pasiekus vieno impulso per periodą veiką, impulsų pasikartojimo dažnis buvo 11,5 MHz, kas atitinka bendrą grandinės skaidulos ilgį  $\sim 8,6$  m (atsižvelgus į sklidimą laisvoje erdvėje). Impulsų generavimo stabilumas buvo patikrintas matuojant fotodiodo detektuojamos impulsų sekos radijo dažnių spektrą (2.4.6 pav.). Pagal iš šių matavimų nustatytą santykį tarp signalo ir triukšmo lygio [166], buvo įvertinta, kad impulsų energijos fliuktacijos yra  $< 0,23$  %.

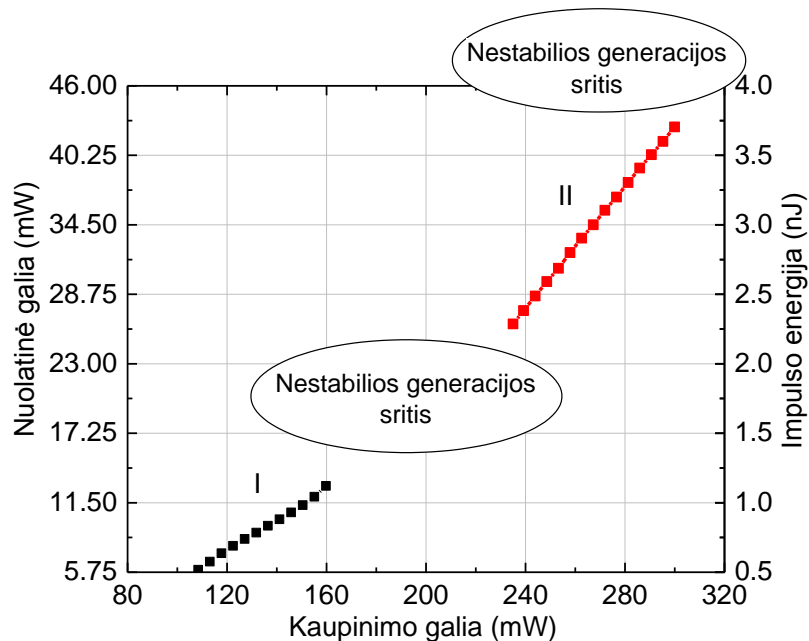
Matuojant generuojamų impulsų energiją ir jos priklausomybę nuo aktyvios skaidulos kaupinimo, buvo pastebėta, kad stabilios impulsų generacijos veiką atitinka du platūs kaupinimo galios intervalai (2.4.7 pav.). Detalesnė analizė parodė, kad atskiri intervalai atitinka ir labai skirtingus generuojamus impulsus



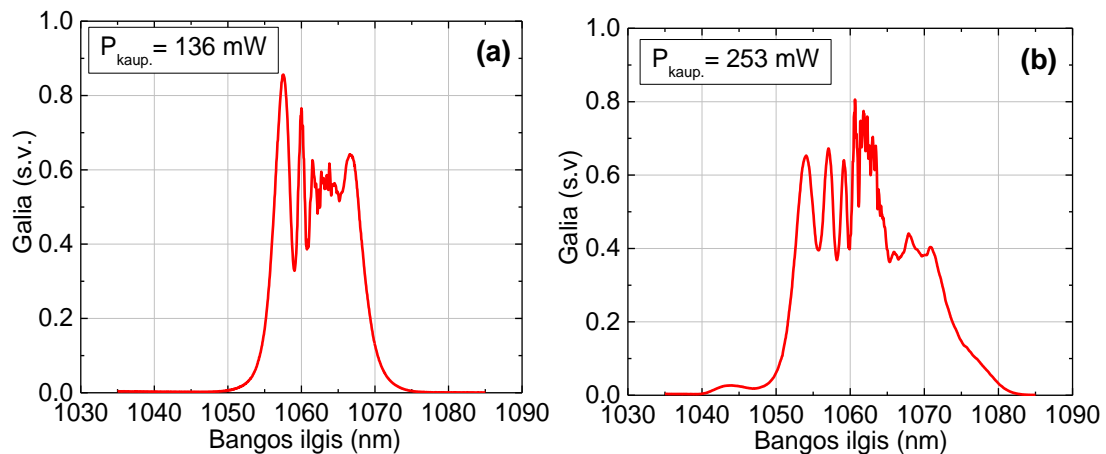


**2.4.6 pav.** Generuojamų impulsų sekos radijo dažnio spektrai. Plati (a) ir siaura (b) dažnių skalė.

(spektrai pavaizduoti 2.4.8 pav.). Taigi, skirtingai nuo impulsų generatoriaus grandinės su siaurajuosčiais filtrais (kai medžiagos dispersijos įtakos praktiškai nėra), šiuo atveju generuojamų impulsų energija gali būti keičiama pakankamai plačiame intervale derinant kaupinimą ir tuo pačiu aktyvios skaidulos stiprinimą. Ši savybė seka iš platesnės stabilumo srities pagal stiprinimą, kaip tai buvo numatyta modeliavimuose, nagrinėjant medžiagos dispersijos įtaką (2.2.5 poskyris).



**2.4.7 pav.** Impulsų energijos ir vidutinės galios pagrindiniame išėjime priklausomybė nuo kaupinimo galios.

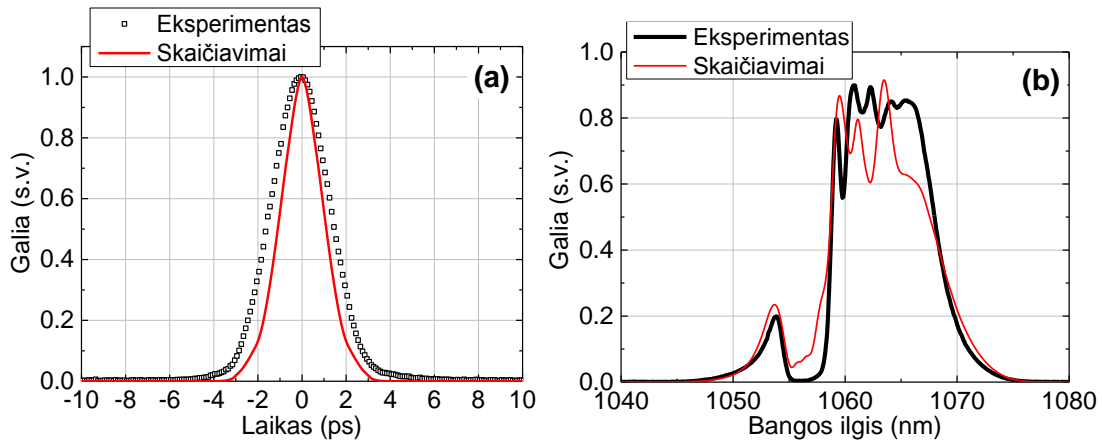


**2.4.8 pav.** Generuojamų impulsų spektrai (prieš pagrindinį išėjimą) dirbant I stabilumo srityje (a) ir II stabilumo srityje (b).

Lyginant generuojamų impulsų minimalią energiją gautą eksperimentiškai (0,52 nJ) ir atlikus modeliavimus, galima teigti, kad naudojant pilną modelį gaunama labai artima vertė (0,67 nJ).

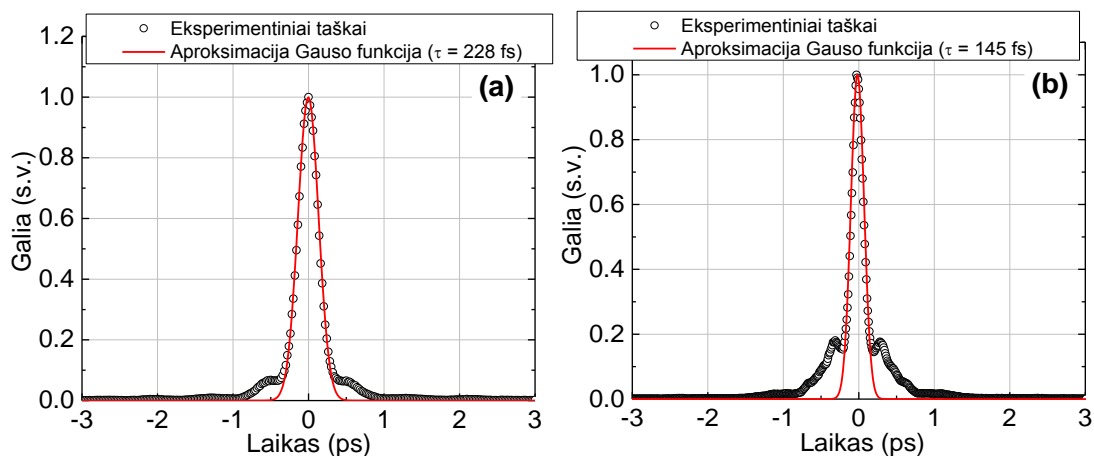
Generuojamų impulsų trukmė dirbant pirmojoje stabilumo srityje buvo nustatyta išmatavus impulsų autokoreliacinę funkciją. Šie matavimai buvo atlikti šiek tiek modifikavus grandinės sandarą, dėl to bendras grandinės ilgis sutrumpėjo ir impulsų pasikartojimo dažnis padidėjo iki 14,5 MHz. Taikant Gauso formos aproksimaciją, išmatuota impulsų trukmė išėjime siekė  $\sim 2,2$  ps (2.4.9a pav.). Tai yra  $\sim 4,5$  kartų didesnė vertė nei atvejui, kai medžiagos dispersijos įtakos nėra ir trukmė gali būti įvertinama naudojant ribotojo spektro formulę (2.2.2). Be medžiagos dispersijos įtakos numatoma impulsų trukmė atsižvelgiant į filtrų plotį yra  $\sim 0,48$  ps.

Impulsų laikinės ir spektrinės charakteristikos buvo palygintos su pilno skaitinio modeliavimo rezultatais (naudojant realios grandinės parametrus) (2.4.9 pav.). Iš grafikų matyti, kad sumodeliuotų impulsų charakteristikos yra labai artimos eksperimentiniams rezultatams, nors sumodeliuotų impulsų trukmė yra šiek tiek mažesnė, o spektro viršūnės moduliacijos šiek tiek skiriasi nuo eksperimentinių matavimų.



**2.4.9 pav.** Eksperimentinės impulso autokoreliacijos (a) ir spektro pagrindiniame išėjime (b) palyginimas su modeliavimo rezultatais naudojant pilną modelį.

Grandinės modeliavimai įskaitant medžiagos dispersiją taip pat numato, kad generuojami impulsai yra čirpuoti ir gali būti suspaudžiami įnešant anomalią grupinių greičių dispersiją. Buvo pabandyta impulsus suspausti eksperimentiškai tam panaudojant įprastą difracinių gardelių (1000 rėžių/mm) spaustuvą (schema atitinka 1.4.3 pav.). Atstumas tarp gardelių buvo derinamas taip, kad būtų minimizuojama matuojamos impulsų autokoreliacijos trukmė. Impulsų suspaudimo bandymai buvo atlikti dirbant tiek pirmojoje, tiek antrojoje stabilumo srityje (2.4.10 pav.). Iš pateiktų autokoreliacinių kreivių matyti, kad dirbant antrojoje stabilumo srityje, kai generuojami platesnio spektro impulsai, po suspaudimo buvo gaunama mažesnė impulsų trukmė, tačiau autokoreliacinė kreivė pasižymėjo didesniu pjedestalu. Lyginant išmatuotą suspaustų impulsų



**2.4.10 pav.** Suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės (taškai) ir aproksimacijos Gauso funkcija (raudona kreivė): a) Dirbant pirmojoje stabilumo srityje ( $P_{kaup.} = 136$  mW), b) Dirbant antrojoje stabilumo srityje ( $P_{kaup.} = 253$  mW).

trukmę su modeliavimo rezultatais, eksperimentinė vertė (dirbant I stabilumo srityje) buvo šiek tiek didesnė (228 fs) negu numato modeliavimai (180 fs).

Taigi po suspaudimo iš tiriamos impulsų generatoriaus grandinės buvo gaunami itin trumpi (<300 fs) ir pakankamai didelės energijos (0,5 – 3,75 nJ) impulsai. Tai rodo, kad impulsus generuojančios grandinės su plačiajuosčiais filtrais ir veikiančios normalios medžiagos dispersijos sąlygomis, leidžia pasiekti pakankamai gerus rezultatus. Dėl didesnės generuojamų impulsų energijos ir platesnės stabilaus generavimo srities pagal stiprinimą, ši konfigūracija atrodo pranašesnė praktiniu požiūriu negu grandinės konfigūracija, kai medžiagos dispersijos poveikio beveik nėra.

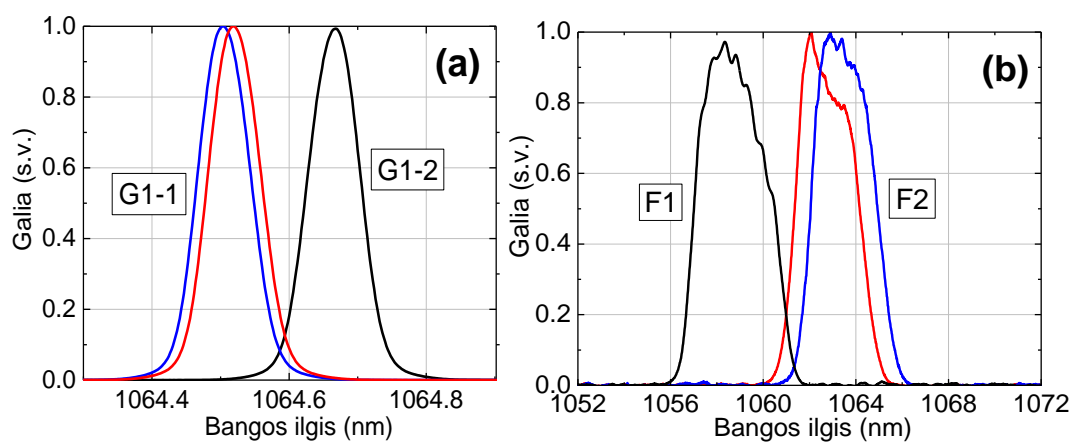
### **2.4.3 Generacijos savaiminis susižadimas**

Impulsų generacija aprašytose grandinėse gali būti sužadinama įvedant tinkamo bangos ilgio išorinį optinį impulsą. Tačiau praktiniam tokių impulsus generuojančių grandinių panaudojimui reiktų, kad veikimas galėtų būti užtikrinamas be papildomo išorinio šaltinio. Atlikti eksperimentiniai bandymai parodė, kad savaiminis generacijos sužadimas yra įmanomas ir gali būti pasiektas taikant du metodus.

Vienu atveju savaiminis susižadimas buvo pasiektas nuo filtro F1 (žr. 2.3.3 pav.) atsispindėjusią spinduliuotę per akustooptinį moduliatorių (AOM) nukreipiant į atgal grąžinantį veidrodį. Esant atidarytam AOM buvo sudaromas rezonatorius leidžiantis susiformuoti tam tikram impulsui iš sustiprintos spontaninės spinduliuotės. Vėliau buvo nustatyta, kad savaiminis susižadimas gali būti pasiektas ir be AOM, tiesiog sudarant (tam tikros kokybės) papildomą rezonatorių nuolatinei spinduliuotei. Šis metodas buvo sėkmingai išbandytas grandinėje su plačiajuosčiais filtrais, tačiau neleido pasiekti susižadimo grandinėje su siaurajuosčiais FBG filtrais. Abiejose grandinėse generacijos susižadimą leido pasiekti kitas metodus, paremtas filtrų spektrinio atskyrimo modifikavimu.

Pagal kitą metodą, filtrų juostos turi šiek tiek persikloti, taip pat turi būti padidinamas aktyvios skaidulos kaupinimas (impulsų stiprinimas). Spektrinėje srityje kur filtrai persikloja, esant dideliame stiprinime, yra viršijami nuostoliai ir prasideda kvazi-nuolatinės spinduliuotės generavimas. Atsiranda triukšminė pulsuojanti spinduliuotė, iš kurios, dėl fazės moduliavimosi ir spektrinio filtravimo poveikio, išsivysto impulsai ir susižadina impulsų generavimas. Kadangi impulsai susiformuoja spontaniškai iš triukšminės spinduliuotės, per grandinės apėjimą gali susižadinti daugiau nei vienas impulsas, taigi impulsų pasikartojimo dažnis gali būti irgi didesnis. Šie papildomi impulsai gali būti sunaikinami mažinant kaupinimą. Kai kuriais atvejais kaupinimas turi būti mažinamas lėtai, tam, kad impulsų generacija nedingtų visiškai.

Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad yra tam tikras filtrų persiklojimo intervalas, kai sėkmingai gali būti pasiekiamas generacijos susižadėjimas (2.4.11 pav.). Kitais atvejais, kai filtrai persiklojo daugiau arba mažiau negu parodyta, savaiminė impulsų generacija paprastai nebuvo pasiekama.



**2.4.11 pav.** Filtrų spektrinių juostų persiklojimas (mėlyna – minimalus, raudonas – maksimalus), kai buvo pasiekama savaiminė impulsų generacija: a) – impulsų generatoriaus schema su FBG; b) impulsų generatoriaus schema su laisvos erdvės filtrais.

Generacijos susižadėjimui pasiekti reikalingo filtrų spektrinių juostų persiklojimo charakterizavimui gali būti naudojamas filtrų santykinio atskyrimo parametras  $S$ . Toks aprašymas tinkamas jei filtrų juostos forma atitinka Gauso funkciją, kitais atvejais (pvz. kai juostos atitinka supergauso funkciją) šio parametro vertė priklausys nuo filtro juostą aprašančios funkcijos. Impulsų generatoriaus grandinėje su FBG, filtrų juostos atitinka Gauso funkciją, o

savaiminė generacija buvo pasiekama kai santykinio atskyrimo vertė buvo  $S = 1,7-2,0$ .

Kitas parametras charakterizuojantis filtrų juostų persiklojimą yra maksimalus santykinis pralaidumas (atspindys) persiklojimo srityje. Iš 2.4.11 pav. matyti, kad abiejų grandinių atveju savaiminis generacijos susižadinimas vykdavo, kai pralaidumo (atspindžio) maksimumas persiklojimo srityje buvo apie 10 %. Tačiau skirtingoms grandinėms šio parametro kitimo intervalo plotis skyrėsi. Grandinėje su FBG šis intervalas buvo žymiai siauresnis (8-12 %) negu grandinėje su laisvos erdvės filtrais (6-20 %).

## 2.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Atlikti teoriniai ir eksperimentiniai impulsus generuojančių skaidulinių grandinių, paremtų fazės moduliavimosi reiškiniu skaiduloje ir dvigubopakaitinio spektrinio filtravimo, tyrimai, parodė, kad tokie impulsiniai lazeriniai šaltiniai gali sėkmingai generuoti didelės energijos (lyginant su įprastiniais skaiduliniais osciliatoriais), stabilias optinių impulsų sekas, Yb stiprinimo juostos bangos ilgių srityje. Impulsų generavimas gali vykti be medžiagos dispersijos įtakos ir esant normalios dispersijos sąlygomis. Pastarasis atvejis yra pranašesnis dėl platesnės stabilumo srities pagal stiprinimą ir didesnės impulso energijos išėjime. Taip pat, gali būti generuojami stipriai čirpuoti impulsai, kurie vėliau gali būti suspaudžiami iki subpikosekundinių trukmių. Nustatyta, kad tokiose grandinėse yra įmanomas savaiminis generacijos susižadėjimas. Visa tai rodo, kad šie šaltiniai ateityje potencialiai gali pakeisti įprastinius skaidulinius sinchronizuotų modų lazerius.

## 3 Čirpuotų impulsų stiprinimo skaidulinių sistemų optimizavimas

---

*Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti [S2] leidinyje ir pristatyti [K3, K6, K7, K9] konferencijose.*

Šiame skyriuje yra pateikiami darbai stiprinant itin trumpus impulsus skaiduliniame stiprintuve iki maksimalios smailinės galios ir energijos. Siekiant optimizuoti maksimaliai išgaunamus impulsų energetinius parametrus, buvo tiriama netiesinė skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo (FCPA) sistema, kurioje fazės moduliavimosi reiškinys yra panaudojamas tiek impulsų plėtimo pakopoje, tiek pagrindinėje stiprinimo pakopoje. Dėl fazės moduliavimosi reiškinio impulsų plėtimo pakopoje, impulsai yra išplečiami laike ir spektre (įnešant daugiausiai tiesinį čirpą). Tai leidžia suspausti impulsus visos sistemos išėjime iki trukmės mažesnės negu pradinių osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė. Pagrindinėje stiprinimo pakopoje vykstantis fazės moduliavimas, kartu su stiprinimo juostos įtaka formuojant nesimetrinės formos impulsus, taip pat yra naudingai panaudojamas sumažinant trečios eilės grupinių greičių dispersijos (TOD) nederinimą tarp impulsų plėstuvo ir spaustuvo. Tokiu būdu yra gaunami itin trumpi ir didelės energijos impulsai visos sistemos išėjime, net kai netiesinių reiškinų (fazės moduliavimosi) įtaka yra didelė. Ši metodika buvo išbandyta naudojant skirtingo šerdies diametro (bei technologijų) skaidulas pagrindiniam stiprintuvui.

### 3.1 Eksperimentinės schemas

Pagrindinė tiriamos sistemos schema pavaizduota 3.1.1 pav. Sistemos sandaros elementai tai:

1. Pilnai skaidulinis sinchronizuotų modų osciliatorius, kuriame modų sinchronizacija pasiekama naudojant puslaidininkinį įsisotinantį



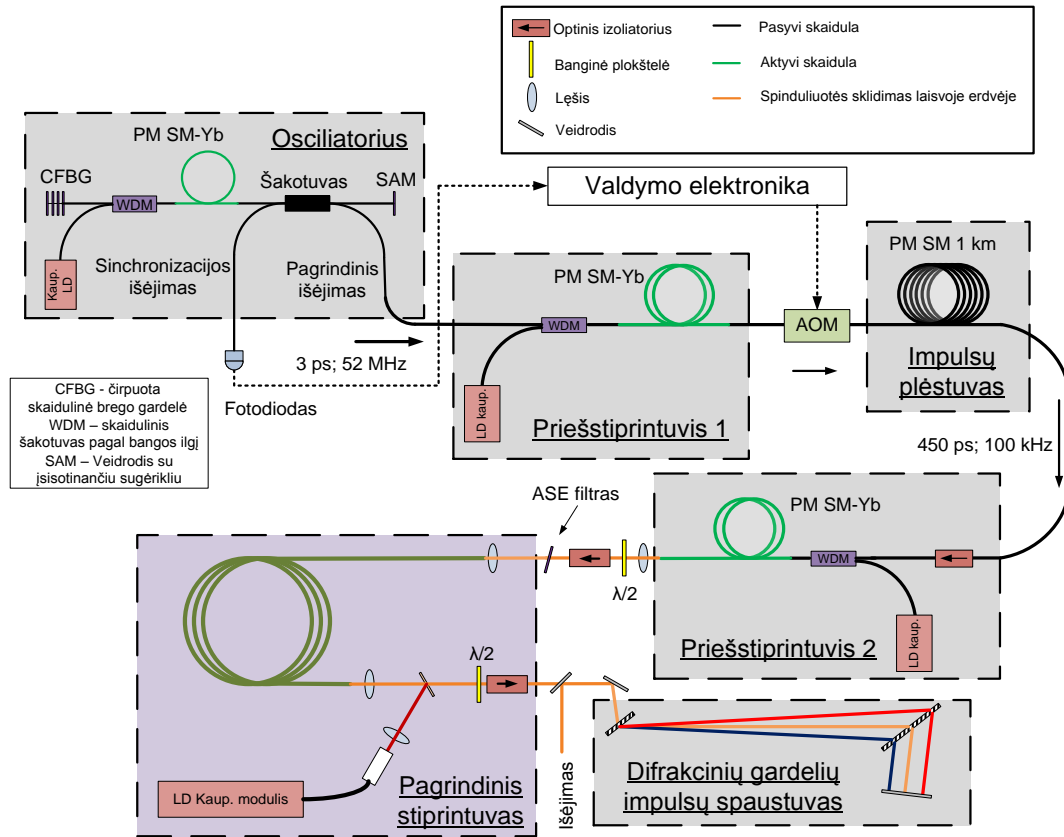
sugėrikį. Osciliatorius generavo spektriškai ribotus 3,2 ps trukmės impulsus (1064,7 nm centrinio bangos ilgio).

2. Skaidulinis priešstiprintuvis, skirtas osciliatoriaus generuojamų silpnų impulsų pastiprinimui iki energijos reikalingos impulsų plėtimui.
3. Akustooptinis moduliatorius (AOM) impulsų pasikartojimo dažniui sumažinti iki 100 kHz. AOM veikimas buvo elektroniškai sinchronizuojamas su osciliatoriaus impulsų pasikartojimo dažniu ir suderinamas taip, kad būtų praleistas tik kas  $N$ -tas impulsas, kur  $N$  atitinka kiek kartų sumažinamas impulsų pasikartojimo dažnis.
4. Impulsų plėstuvus, kurį sudaro poliarizaciją išlaikanti vienmodė skaidula (Corning PM980).
5. Antras skaidulinis priešstiprintuvis, skirtas sustiprinti impulsus iki optimalios energijos prieš stiprinimą pagrindiniame stiprintuve.
6. Pagrindinis skaidulinis stiprintuvas.
7. Difrakcinių gardelių impulsų spaustuvas.

Visos naudojamos skaidulos buvo poliarizaciją išlaikančios, o aktyvios skaidulos buvo legiruotos iterbio (Yb) jonais. Tam, kad pradiniai pikosekundiniai impulsai galėtų būti suspausti iki kelių šimtų femtosekundžių trukmės sistemos išėjime, impulsų, sklindančių skaiduliniame plėstuve, energija buvo parenkama tokia, kad dėl fazės moduliavimosi išplistų jų spektras, o dėl grupinių greičių dispersijos impulsai išplistų laike iki ~450 ps trukmės. Galinėje stiprinimo pakopoje buvo naudojama iterbio jonais legiruota dvigubo apvalkalo poliarizaciją išlaikanti skaidula su didelio modos ploto šerdimi. Tyrimai buvo atlikti su trimis skirtingomis skaidulomis šioje stiprinimo pakopoje.

Impulsų spaustuvui buvo naudojamos  $1000 \text{ mm}^{-1}$  režių tankio, aukšto difrakcijos našumo (>94%), pralaidumo difrakcinės gardelės. Impulsų suspaudimui reikalingas atstumas tarp gardelių siekė 3,6-3,8 m. Šis atstumas galėjo būti sumažintas naudojant didesnio režių tankio gardeles, tačiau tokiu atveju padidėtų TOD nesuderinimas tarp plėstuvo ir spaustuvo. Pavyzdžiui, naudojant  $1600 \text{ mm}^{-1}$  režių tankio gardeles, atstumas tarp gardelių galėtų būti

sumažintas iki ~0,6 m, bet tokio impulsų spaustuvo įnešama (nesukompensuota) TOD vertė būtų 3,5 karto didesnė (3.1.1 lentelė).



3.1.1 pav. Tiriamos netiesinės FCPA sistemos schema.

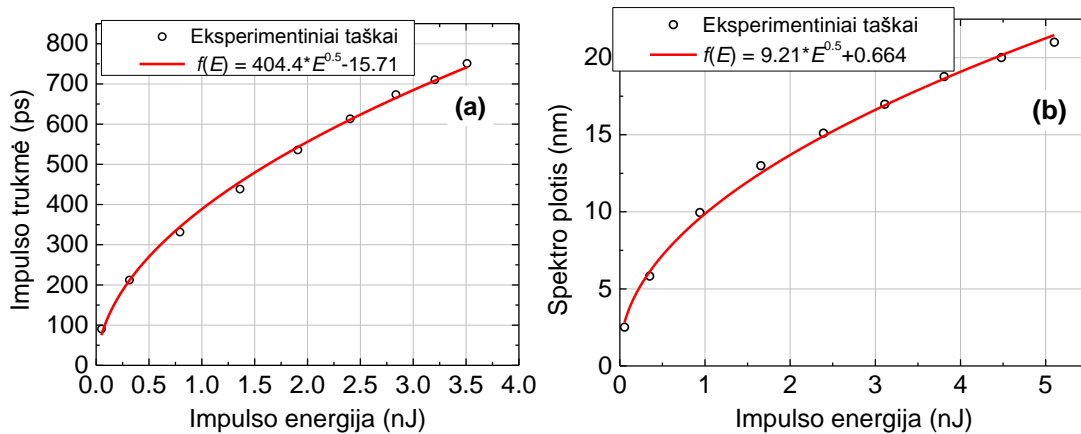
3.1.1 lentelė. Impulsų spaustuvo parametrų palyginimas naudojant skirtingo režimų tankio difrakcines gardeles ir esant fiksuotai GVD vertei.

	1000 gardelės	1600 gardelės
Atstumas tarp gardelių	3,8 m	0,577 m
Spaustuvo GVD	-23,8 ps <sup>2</sup>	-23,8 ps <sup>2</sup>
Spaustuvo TOD	0,074 ps <sup>3</sup>	0,258 ps <sup>3</sup>

### 3.2 Netiesinio impulsų plėtimo ypatumai

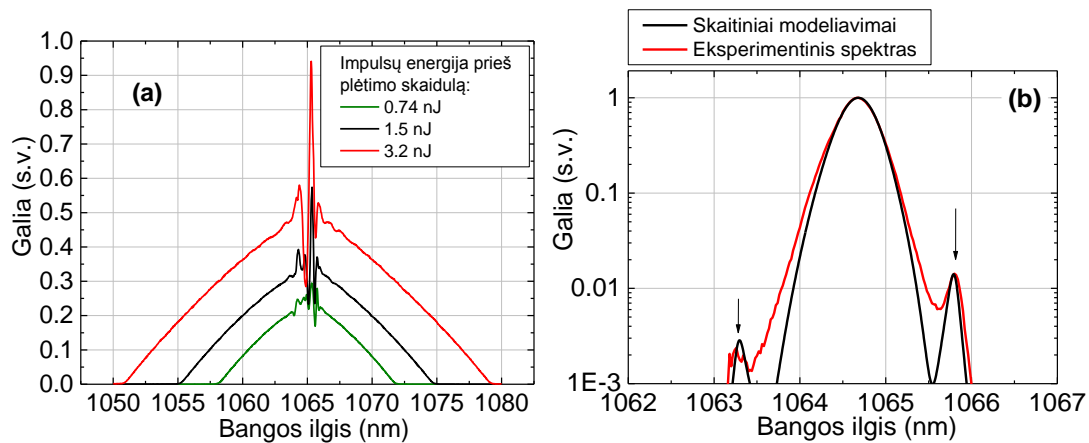
Impulsų plėtimas buvo realizuojamas sustiprinant impulsus iki tam tikros energijos (smailinės galios) ir paleidžiant į 1 km ilgio vienmodės skaidulos atkarpą, kurioje dėl kartu vykstančių reiškinių – netiesinio fazės moduliavimo ir grupinių greičių dispersijos – buvo atitinkamai išplečiamas impulsų spektras ir impulsai išplečiami laike. Buvo pasirenkama pakankamai didelė pradinė impulsų energija, kas atitinka atvejį kai netiesinio fazės moduliavimo nuotolis

yra daug mažesnis negu dispersinio plitimo nuotolis  $L_{SPM} \ll L_D$ . Tokiu būdu plėtimo skaidulos pradžioje dominavo spektro plitimas, o impulsui sklindant toliau vis didėdavo medžiagos dispersijos įtaka ir impulso plitimas laike. Galiausiai susiformuodavo stipriai čirpuoti trikampės formos tiek laike, tiek spektre impulsai. Impulsų trukmės ir spektro pločio priklausomybės nuo pradinės impulso energijos buvo detaliau tyrinėtos plečiant 2 ps pradinės trukmės impulsus. Buvo pastebėta, kad impulsų trukmės ir spektro pločio kitimas atitinka šaknies nuo pradinės impulso energijos dėsnį (3.2.1 pav.). Dėl netiesinio impulsų spektro išplėtimo tokie čirpuoti impulsai galėjo būti suspaudžiami iki trukmės gerokai mažesnės negu pradinė impulsų trukmė.



**3.2.1 pav.** Išplėstų 1 km ilgio skaiduloje impulsų trukmės (a) ir spektro pločio (b) priklausomybės nuo pradinės impulsų energijos 2 ps pradinės trukmės impulsams. Eksperimentiniai taškai ir aproksimacijos kreivės.

Naudojant schemoje 3.1.1 pav. pavaizduotą osciliatorių, išplėstų impulsų spektras pasižymėjo tam tikra spektro moduliacija ties viršūne (3.2.2a pav.). Ši spektrinė moduliacija yra pašalinis efektas, nulemtas osciliatoriaus generuojamų impulsų spektro ypatumų. Osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras nebuvo idealiai Gausinis ir pasižymėjo tam tikromis šoninėmis smailėmis (3.2.2b pav.), charakteringomis solitoniniu režimu veikiančioms skaiduliniams osciliatoriams [167]. Šių smailių interferencija su išplėstų impulsų spektru nulėmė atsirandančias moduliacijas spektre. Tai patvirtina skaičiavimo rezultatai, lyginant išplėstų impulsų spektrus, kai pradiniai impulsai yra idealiai Gausiniai ir kai sumodeliuojami impulsai atitinkantys osciliatoriaus veikimą.



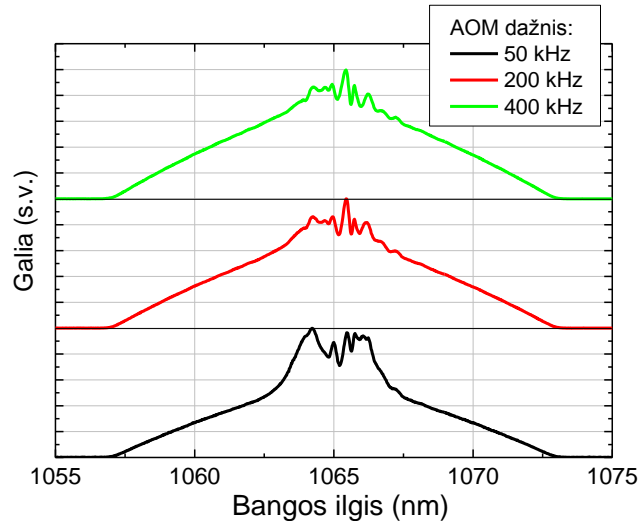
**3.2.2 pav.** a) Charakteringi išplėstų impulsų spektrai (po 1 km skaidulos) esant trims skirtingoms pradinės impulso energijos vėrtėms. b) Osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras (šoninės smailės pažymėtos rodyklėmis).

Schemoje naudojant akustooptinį moduliatorių (AOM) buvo pastebėta, kad išplėstų impulsų spektro forma keičiasi priklausomai nuo to, koku pasikartojimo dažniu veikė AOM impulsų išrinkimas. Mažinant impulsų pasikartojimo dažnį, ties spektro maksimumu išryškėdavo kitokios formos viršūnė (3.2.3 pav.). Buvo nustatyta, kad taip atsitinka dėl riboto AOM kontrasto. Esant uždarytam AOM, impulsų slopinimas buvo lygus 40 dB. Kai nepraleidžiamų ir praleidžiamų impulsų pasikartojimo dažnių santykis yra didelis ir artimas AOM slopinimui (40 dB), slopinamų impulsų indėlis pagal vidutinę galią tampa pastebimas. Kadangi tokių impulsų smailinė galia yra gerokai nuslopinta, jų fazės moduliavimasis yra gerokai silpnesnis ir tai lemia kitokį jų indėlį bendram impulsų sekos spektrui. Buvo įvertinta, kad dirbant 100 kHz išrenkamų impulsų pasikartojimo dažniu, slopinamų impulsų vidutinės galios įnašas gali siekti 9 %.

Remiantis išplėstų impulsų spektro ir trukmės priklausomybėmis nuo pradinės energijos buvo pasirinkta darbinė energija impulsų plėtimui lygi  $\sim 1,6$  nJ. Tokiu būdu buvo gaunami  $\sim 450$  ps trukmės (FWHM),  $\sim 11$  nm spektro pločio (FWHM, atmetus viršūnės moduliacijas) impulsai.

Eksperimentiniai impulsų plėtimo rezultatai buvo palyginti su skaičiavimo rezultatais (sprendžiant netiesinę Šrėdingerio lygtį (1.1.20)). Šiek tiek pakoregavus literatūroje pateikiamą kvarcinio stiklo skaidulos GVD parametą (dispersijos parametrai pateikti 3.2.1 lentelėje), suskaičiuoti impulsų spektrai ir

gaubtinės atitiko eksperimentinius (3.2.4 pav.). Realus skaidulos dispersijos parametro neatitikimą, lyginant su grynu kvarciniu stiklu, galėjo lemti lūžio rodiklį didinančios šerdies priemaišos (pvz.  $\text{GeO}_2$ ), kurių koncentracija naudojamoje plėtimo skaiduloje nebuvo žinoma. Skaičiavimuose naudota netiesinio lūžio rodiklio vertė:  $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Spektrų skaičiavimuose buvo įskaičiuota ir spektro viršūnės modifikacija dėl AOM slopinamų impulsų.

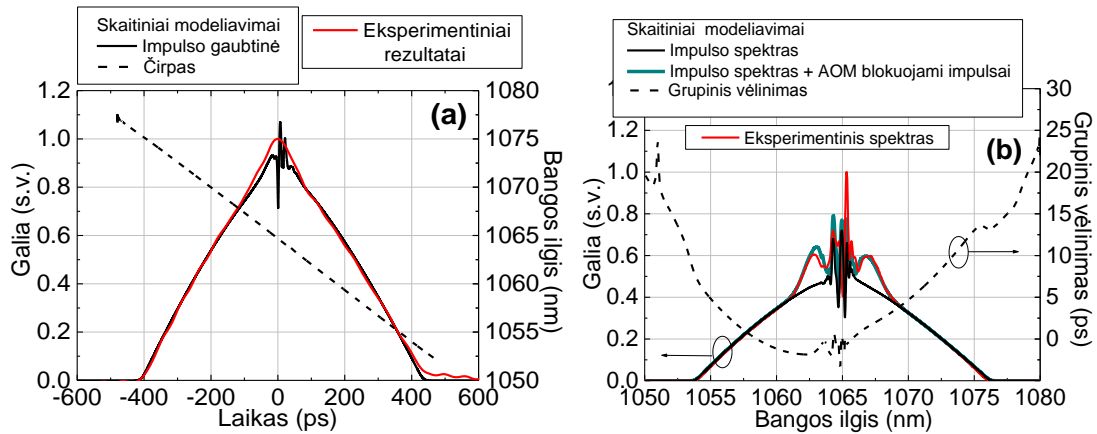


3.2.3 pav. Impulso spektro formos pokyčiai keičiant AOM veikimo dažnį.

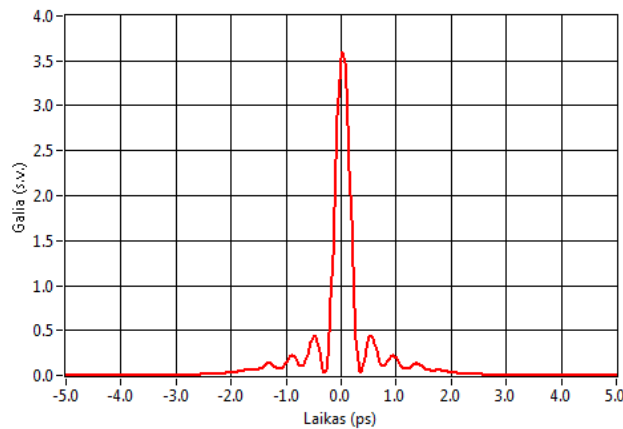
Remiantis skaičiavimo rezultatais buvo papildomai parodyta, kad išplėsti impulsai pasižymi daugiausiai tiesiniu čirpu (kas atitinka GVD)(3.2.4a pav.) ir tam tikra netiesine grupinio vėlinimo komponente, kurioje dominuoja parabolinis kitimas (kas atitinka TOD) (3.2.4b pav.). Kompensavus GVD ir TOD, skaičiavimai parodė, kad tokie impulsai gali būti suspaudžiami iki  $\sim 300$  fs trukmės (3.2.5 pav.). Suspausti impulsai pasižymėjo tam tikromis impulso gaubtinės osciliacijomis ties priekiniu ir galiniu frontu. Šias osciliacijas sukelia nesukompensuotas aukštesnės eilės fazės kitimas, susijęs su netiesiniu fazės moduliavimosi poveikiu.

3.2.1 lentelė. Kvarcinio stiklo skaidulos dispersijos parametrai 1064 nm centriniam bangos ilgiui.

	Skaičiavimuose naudotos vertės	Kvarciniam stiklui pagal [28]	$\text{GeO}_2$ pagal [168]
<b>GVD</b>	$2,3 \cdot 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{m}$	$1,65 \cdot 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{m}$	$6,06 \cdot 10^{-2} \text{ ps}^2/\text{m}$
<b>TOD</b>	$4,6 \cdot 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$	$4,44 \cdot 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$	$5,85 \cdot 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$



**3.2.4 pav.** a) Išplėstų impulsų laikinė gaubtinė (raudona kreivė – eksperimentiniai rezultatai, juoda kreivė – skaitiniai modeliavimai) ir čirpas (brūkšniuota kreivė). b) Išplėstų impulsų spektras (raudona kreivė – eksperimentiniai rezultatai, juoda kreivė – skaitiniai modeliavimai, mėlyna kreivė – skaitiniai modeliavimai įskaitant AOM blokuojamus impulsus) ir grupinio vėlinimo kreivė atmetus tiesinę komponentę (brūkšniuota kreivė).



**3.2.5 pav.** Sumodeliuotas impulsas po plėtimo ir suspaudimo kompensuojant GVD ir TOD parametrus.

### 3.3 Čirpuotų impulsų stiprinimas ir suspaudimas

Pagrindinėje stiprinimo pakopoje yra pasiekama didžiausia impulsų energija (tuo pačiu ir smailinė galia), todėl šios pakopos apribojimai nulemia ir visos sistemos energetines charakteristikas. Siekiant išsiaiškinti kokie impulsų energetiniai parametrai gali būti pasiekti naudojant prieinamas skaidulines technologijas ir kokie ribojimai atsiranda, šių tyrimų metu buvo išbandytos trys skirtingos skaidulos pagrindiniam stiprintuvui:

1. 12  $\mu\text{m}$  šerdies diametro poliarizaciją išlaikanti (PM) didelio modos ploto (LMA) dvigubo apvalkalo (DC) skaidula.
2. 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro PM LMA DC skaidula.

3. 33  $\mu\text{m}$  šerdies diametro chirališkai susietųjų šerdžių (CCC) skaidula. Pirmos dvi skaidulos buvo standartinės komerciškai prieinamos LMA skaidulos, o trečioji – CCC technologijos bandomoji aktyvi skaidula. Šių skaidulų detalūs parametrai pateikti 3.3.1 lentelėje.

**3.3.1 lentelė.** Paskutinės pakopos stiprintuvui naudotos skaidulos ir jų parametrai.

	<b>12 <math>\mu\text{m}</math> šerdies diametro skaidula</b>	<b>25 <math>\mu\text{m}</math> šerdies diametro skaidula</b>	<b>CCC skaidula</b>
<b>Modelio Nr.</b>	Yb1200-12/125DC-PM	Yb1200-25/250DC-PM	
<b>Šerdies diametras:</b>	12,5 $\mu\text{m}$	25,5-26,4 $\mu\text{m}$	33 $\mu\text{m}$
<b>Efektyvus modos diametras (plotas) (1064nm):</b>	12,6 $\mu\text{m}$ (125 $\mu\text{m}^2$ )	21,3 (356 $\mu\text{m}^2$ )	27 $\mu\text{m}$ (573 $\mu\text{m}^2$ )
<b>Šerdies skaitinė apertūra:</b>	0,084	0,070-0,077	-
<b>Poliarizacijos išlaikymas:</b>	TAIP (PANDA)	TAIP (PANDA)	TAIP
<b>Dvejopas lūžimas:</b>	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-4}$	-
<b>Kaupinimo sklidimo sritis:</b>	Vidinis apvalkalas	Vidinis apvalkalas	Vidinis apvalkalas
<b>Vidinio apvalkalo diametras:</b>	125 $\mu\text{m}$ (apvalus)	249 $\mu\text{m}$ (apvalus)	257 $\mu\text{m}$ (apvalus)
<b>Apvalkalo sugertis (920 nm):</b>	3,1 dB/m	2,7-2,8 dB/m	3.2–3.8 (915 nm)
<b>Soties energijos įvertinimas (1064nm):</b>	74 $\mu\text{J}$	210 $\mu\text{J}$	338 $\mu\text{J}$

Pagrindinės stiprinimo pakopos kaupinimui buvo išbandytos dvi kaupinimo įvedimo konfigūracijos:

1. Kaupinimas įvedamas per išėjimo galą.
2. Kaupinimas įvedamas per įėjimo galą naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvo elementą.

Pirma stiprintuvo konfigūracija yra labiau tinkama didelės energijos (smailinės galios) impulsų stiprinimui, kadangi daugiausiai yra užkaupinama ir didžiausias stiprinimas vyksta aktyvios skaidulos gale, taigi sumažėja efektyvusis skaidulos ilgis ir padidėja netiesinių procesų slenksčiai. Ši konfigūracija buvo dažniausiai naudojama bandymuose. Antroji konfigūracija nusileidžia pirmajai pagal atsparumą netiesinių procesų įtakai, tačiau leidžia paprasčiau sudaryti pilnai

monolitinio stiprintuvo schemą naudojant skaidulinius kaupinimo ir signalo šakotuvus.

### **3.3.1 Čirpuotų impulsų stiprinimo 12 $\mu\text{m}$ šerdies diametro skaiduloje tyrimai**

Naudota 12  $\mu\text{m}$  šerdies diametro LMA skaidula pasižymi didesniu negu standartinės vienmodės skaidulos šerdies diametru ir dėl mažos skaitinės apertūros palaiko mažai aukštesnės eilės modų. Įvertinant pagal skaidulos parametrus, naudotoje skaiduloje gali būti palaikoma tik viena aukštesnės eilės moda – LP<sub>11</sub>. Kadangi aukštesnės eilės modų nėra daug, išlaikyti vienmodį veikimo režimą nėra sudėtinga, taigi tokią skaidulą yra lengviau integruoti į monolitinę sistemą, sumažėja reikalavimai suvirinimo parametrų optimizavimui.

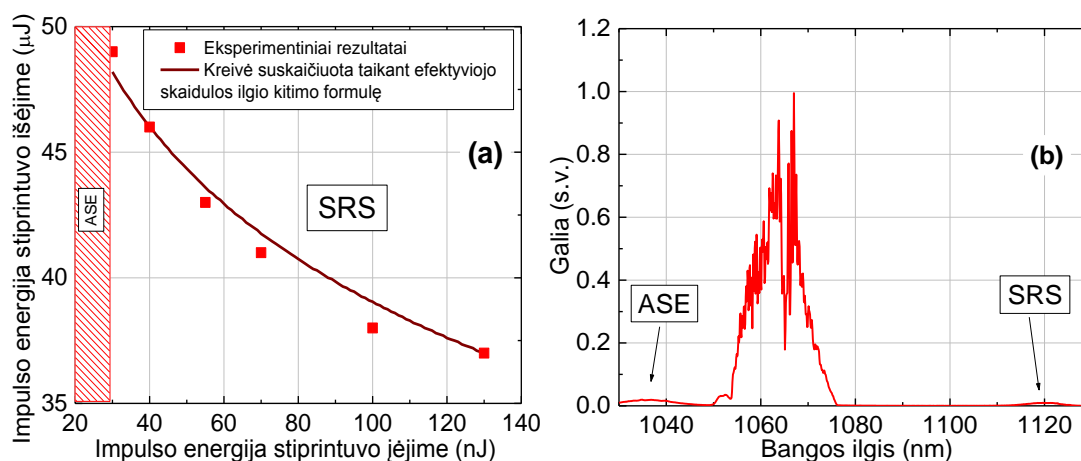
#### ***3.3.1.1 12 $\mu\text{m}$ šerdies diametro stiprintuvo modifikacija kaupinimą įvedant per išėjimo galą***

Šiuo atveju visos sistemos schema ir pagrindinio stiprintuvo kaupinimo konfigūracija atitinka pavaizduotą 3.1.1 pav. Pasirinkus 0,9 m aktyvios skaidulos atkarpą, buvo nustatyta, kad čirpuoti impulsai gali būti sustiprinami tik iki 35  $\mu\text{J}$  energijos (3,5 W vidutinė galia). Daugiau impulsų sustiprinti nepavyko net panaudojant visą eksperimentų metu prieinamą kaupinimo galią (70 W). Taip pat buvo nustatyta, kad skaiduloje yra nesugeriamo didelė kaupinimo galios dalis (70 %), kas reikštų, kad buvo pasiekiami stiprinimo ribojimai tokio ilgio aktyvioje skaiduloje. Taigi skaidulos ilgis turėjo būti didinamas.

Pasirinkus 2,4 m aktyvios skaidulos ilgį, buvo pasiekiamas gerokai didesnis stiprinimas, tačiau impulsų stiprinimą pradėjo riboti netiesiniai reiškiniai – spektre buvo pastebėti priverstinės Ramano sklaidos (SRS) požymiai. Efektyvusis skaidulos ilgis (žr. (1.1.7)), lemiantis netiesinių procesų efektyvumą, priklauso nuo stiprinimo koeficiento, o esant fiksuotai išėjimo galiai, stiprinimo koeficientas gali būti padidintas kartu sumažinus pradinio



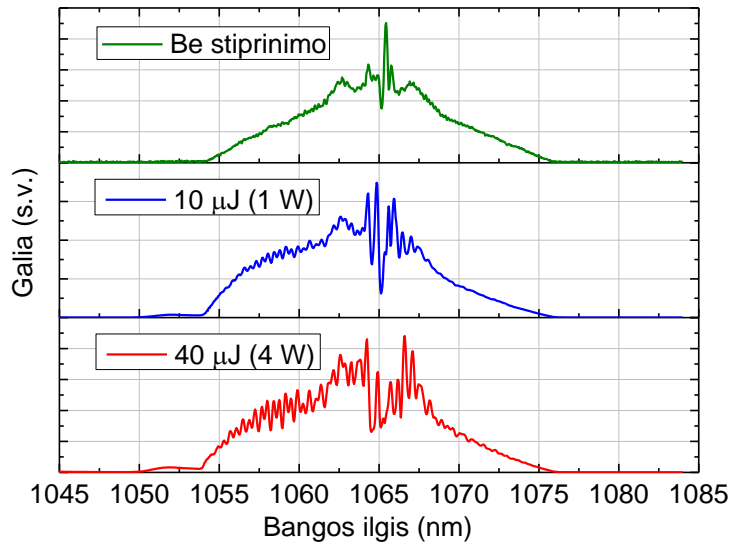
signalų impulsų energiją. Tai buvo patvirtinta eksperimentiškai – mažinant pradinio signalo impulso energiją iš tikrųjų buvo pasiekiami vis didesnės sustiprintų impulsų energijos, atitinkanti vienodą SRS lygį (3.3.1a pav.). Tokiu būdu optimizuojant signalą, išėjimo impulsų energija buvo padidinta 30 % iki 48  $\mu\text{J}$  (esant 30 nJ signalui). Dar didesnis signalo mažinimas nebuvo galimas dėl sustiprintos savaiminės spinduliuotės (ASE) generavimosi ribojamo maksimalaus stiprinimo. Esant pradiniam signalui  $<30$  nJ (3 mW) ASE generacija jau tapdavo ribojančiu veiksniu, neleidžiančiu pasiekti geresnių rezultatų. Impulsų spektras su pažymėtomis SRS ir ASE sritimis yra pavaizduotas 3.3.1b pav. Spinduliuotės poliarizacijos išlaikymo savybės paties stiprintuvo išėjime buvo pakankamai geros – poliarizacijos ekstinkcijos koeficiento (PER) vertė viršijo 16 dB.



**3.3.1 pav.** a) Pasiekiamos impulsų energijos (esant fiksuotam priverstinės Ramano sklaidos lygiui) priklausomybė nuo pradinio signalo impulso energijos: eksperimentiniai rezultatai (taškai) ir aproksimacijos kreivė suskaičiuota pagal efektyviojo skaidulos ilgio kitimo formulę (1.1.7). b) Sustiprintų iki 48  $\mu\text{J}$  impulsų spektras, kai pradinio signalo impulsų energija yra 30 nJ.

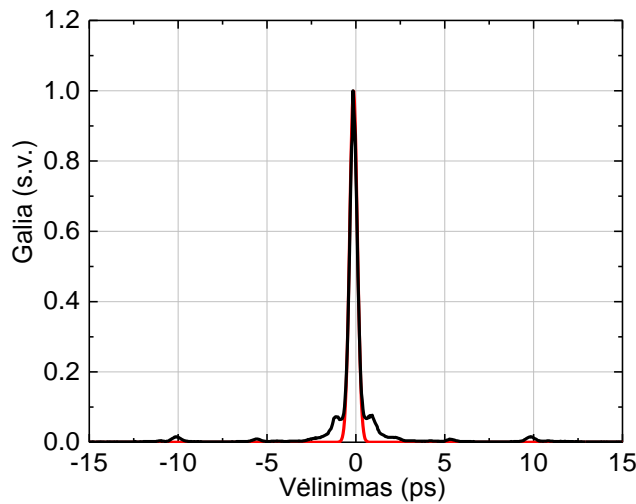
Detaliau išanalizavus paties impulso spektrą buvo pastebėtos tam tikros spektrinės moduliacijos, kurių amplitudė didėjo didinant impulsų energiją po stiprintuvo (3.3.2 pav.). Moduliacijų amplitudės didėjimas yra nulemtas fazės moduliavimosi įtakos čirpuotam impulsui, kurio gaubtinė turi labai silpną pradinę amplitudės (arba fazės) moduliaciją. Spektrinės moduliacijos turi neigiamos įtakos impulsų suspaudimui [119,120], todėl sistemos schema buvo

optimizuojama (keičiami komponentai) bandant kuo labiau nuslopinti spektrinių moduliacijų atsiradimą.



**3.3.2 pav.** Sustiprintų paskutinėje stiprinimo pakopoje impulsų spektrai esant skirtingoms impulso energijoms.

Sustiprinti impulsai buvo suspaudžiami difrakcinių gardelių impulsų spaustuve (schema atitinka 1.4.3 pav.). Atstumas tarp gardelių buvo paderinamas realiuoju laiku stebint impulsų autokoreliaciją. Tyrimų metu buvo nustatyta, kad optimalus suspaudimas yra pasiekiamas kai impulsai sustiprinami iki  $35 \mu\text{J}$  ( $3,5 \text{ W}$  vidutinės galios) paskutinės pakopos stiprintuve. Dar daugiau didinant sustiprintų impulsų energiją buvo stebimas suspaudimo pablogėjimas, nulemtas fazės moduliavimosi įtakos. Registruojant suspaustų impulsų autokoreliacines kreives buvo pastebėta, kad suspaustų impulsų „kokybė“ gali būti pagerinta panaudojus spektrinį filtravimą spaustuve, kai yra nuslopinamos ilgabangės spektrinės komponentės (buvo naudojamas filtravimas analogiškas pavaizduotam 3.3.18a pav.). Pagrindinės priežastys, dėl ko tam tikros spektrinės komponentės yra geriau suspaudžiamos negu kitos yra nesukompensuota trečios eilės dispersija ir papildomi spektrinės fazės iškreipimai sugeneruojami veikiant fazės moduliavimuisi ties išplėsto impulso gaubtinės netolygumais. Pritaikius spektrinį filtravimą, po suspaudimo buvo gaunami iki  $17 \mu\text{J}$  energijos impulsai, kurių trukmė siekė  $360 \text{ fs}$  (aproksimuojant Gauso formos funkcija) (3.3.3 pav.).



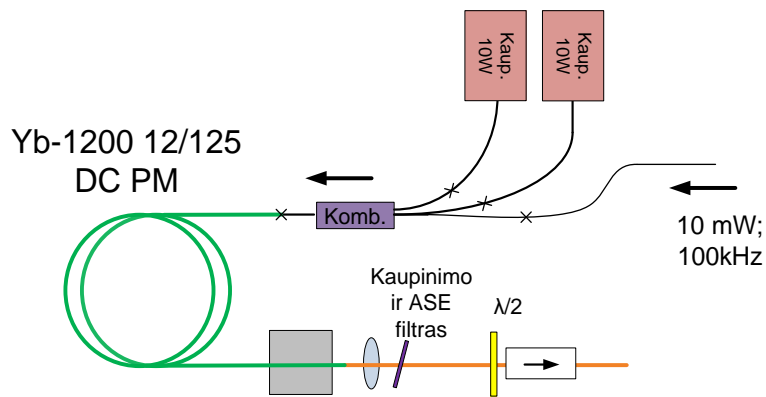
**3.3.3 pav.** Eksperimentinė suspaustų impulsų autokoreliacija (juoda kreivė) ir 360 fs trukmės idealaus Gausinio impulso autokoreliacija (raudona kreivė). Impulsų energija po suspaudimo – 17  $\mu\text{J}$ .

Suspaustų impulsų autokoreliacija pasižymėjo tam tikru pjedestalu ir nežymiais satelitiniais impulsais, kurie yra lemiami aukščiau paminėtų spektrinių moduliacijų. Siekiant papildomai patikrinti suspaustų impulsų kokybę buvo pabandyta generuoti antrąją harmoniką 0,5 mm ilgio BBO netiesiniame kristale (pluošto sąsmaukos diametras 145  $\mu\text{m}$ ). Bandymo metu buvo pasiektas aukštas keitimo našumas siekiantis 58 %, patvirtinantis impulsų suspaudimą.

Papildomai buvo charakterizuotas spinduliuotės pluoštas po stiprinimo ir spaudimo. Pluošto kokybę gali lemti aukštesnės eilės modų susižadinimas ir pluošto iškraipymai impulsų spaustuve. Naudota aktyvi skaidula pagal specifikuojamus parametrus gali palaikyti tik vieną aukštesnės eilės modą –  $\text{LP}_{11}$ . Siekiant išvengti aukštesnės eilės modos susižadinimo, signalo įvedimas į aktyvią skaidulą buvo optimizuojamas stebint intensyvumo skirstinį stiprintuvo išėjime. Išmatavus pluošto kokybės parametras  $M^2$  dviem statmenoms ašims buvo gautos vertės  $M^2_x = 1,15$  ir  $M^2_y = 1,09$ . Taigi pluošto kokybė buvo artima difrakcijos apribotam pluoštui, kas patvirtina, kad stiprintuve buvo sužadinama ir stiprinama fundamentinė moda, ir kad impulsų spaustuvas taip pat neįnešdavo didelių pluošto iškraipymų.

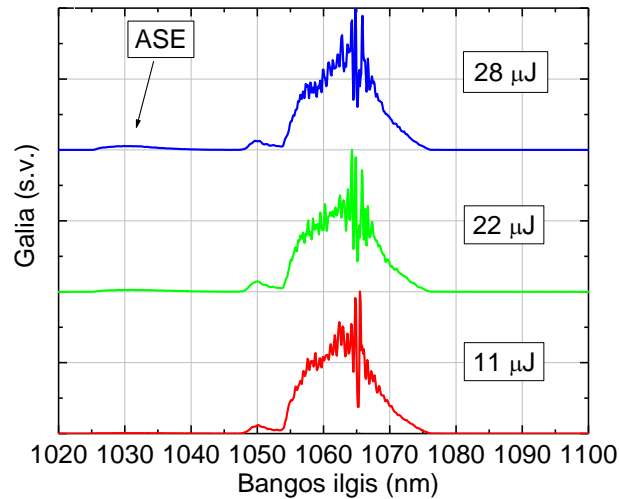
### 3.3.1.2 12 $\mu\text{m}$ šerdies diametro stiprintuvo modifikacija signalo ir kaupinimo įvedimui naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvą

Šioje stiprintuvo konfiguracijoje buvo pakeistas signalo ir kaupinimo įvedimo būdas. Ir signalas, ir kaupinimas buvo įvedami naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvo elementą, kurio įėjime yra privirinamos signalo ir kaupinimo skaidulos (kaupinimo skaidulų parametrai: šerdis – 105  $\mu\text{m}$ , apvalkalas – 125  $\mu\text{m}$ , NA – 0,22), o išėjime aktyvi skaidula (3.3.4 pav.). Tokiu būdu, naudojant šį komponentą, gali būti sukonstruojama visiškai monolitinė sistema, kurioje spinduliuotė sklinda skaidulomis iki pat paskutinio stiprintuvo išėjimo. Visa kita sistemos dalis nebuvo keičiama, taigi atitiko pavaizduotą 3.1.1 pav.



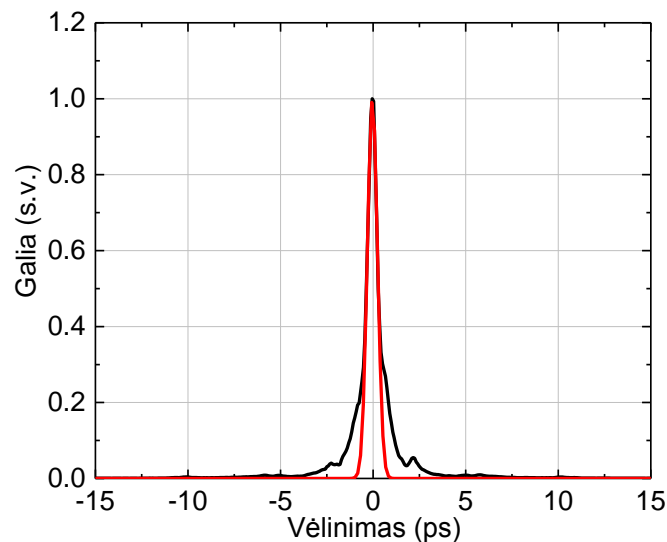
3.3.4 pav. Pagrindinės stiprinimo pakopos su 12  $\mu\text{m}$  šerdies diametro skaidula schema, kai signalas ir kaupinimas įvedami naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvo elementą (Komb.).

Stiprintuvui buvo naudojama 0,9 m ilgio aktyvi skaidula. Trumpas aktyvios skaidulos ilgis buvo pasirinktas atsižvelgiant į tai, kad kaupinimo per įėjimo galą konfiguracijoje sumažėja netiesinių reiškinių slenksčiai, kadangi impulsai yra daugiausiai sustiprinami stiprintuvo pradžioje, todėl per ilgos aktyvios skaidulos naudojimas žymiai padidina pasiekiamos impulso energijos ribojimus. Čirpuoti impulsai buvo stiprinami iki 28  $\mu\text{J}$  (2,8 W). Sustiprintų impulsų spektrai pasižymėjo tam tikra amplitudės moduliacija, tačiau priverstinės Ramano sklaidos požymių nebuvo pastebėta, o ASE lygis nebuvo aukštas (3.3.5 pav.). Tyrimų metu buvo pastebėtas pablogėjęs poliarizacijos išlaikymas – PER stiprintuvo išėjime siekė tik 10,8 dB. Poliarizacijos ekstinkcijos koeficiento pablogėjimą galėjo lemti neoptimalus skaidulų suvirinimas.



**3.3.5 pav.** Sustiprintų paskutinėje stiprinimo pakopoje impulsų spektrai esant skirtingoms impulso energijoms.

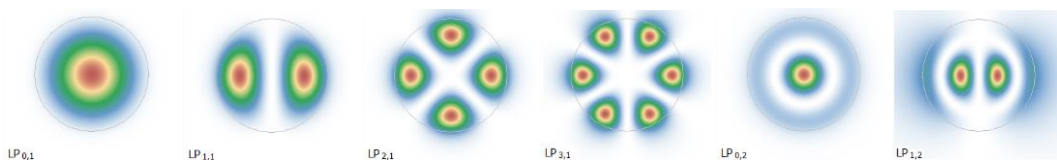
Išbandžius impulsų suspaudimą naudojant tokių pačių parametų spaustuva, kaip ir kitose stiprintuvo konfigūracijose (1000 rėžių/mm gardelės), buvo gaunami šiek tiek prastesni rezultatai negu konfigūracijoje kai aktyvi skaidula buvo kaupinama per išėjimo galą. Sustiprinus impulsus iki 23  $\mu\text{J}$  (2,3 W), impulsai buvo suspaudžiami iki  $\sim 450$  fs (aprosimuojant Gauso funkcija). Pritaikius optimaliausią spektrinį filtravimą (kai labiausiai pagerinama impulsų kokybė ir mažiausiai įnešama nuostolių) po suspaudimo impulso energija siekė 8  $\mu\text{J}$ . Nepaisant spektrinio filtravimo optimizavimo, impulsų autokoreliacija nebuvo ideali, dalis energijos sudarė impulso pjedestalą (3.3.6 pav.).



**3.3.6 pav.** Eksperimentinė suspaustų impulsų autokoreliacija (juoda kreivė) ir 450 fs trukmės idealaus Gausinio impulso autokoreliacija (raudona kreivė). Impulsų energija po suspaudimo – 8  $\mu\text{J}$ .

### 3.3.2 Čirpuotų impulsų stiprinimo 25 $\mu\text{m}$ šerdies diametro skaiduloje tyrimai

Panaudojant 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro aktyvią LMA skaidulą (parametrai pateikti 3.3.1 lentelėje) paskutinės pakopos stiprintuve buvo siekiama sustiprinti čirpuotus impulsus iki dar didesnių energijų. Tačiau dėl didesnio šerdies diametro, tokiu atveju atsiranda ir papildomų sunkumų. Pagrindinės modos sužadimas tokio šerdies diametro skaiduloje yra sunkiau pasiekiamas, kadangi šerdyje gali skliti daugiau aukštesnės eilės modų. Remiantis šios skaidulos parametrais įvertintas palaikomų aukštesnės eilės modų skaičius ties 1064 nm bangos ilgiu yra 5 (neatsižvelgiant į poliarizaciją) (3.3.7 pav.). Sudarant monolitinę sistemą, dėl didesnio šerdies diametro ir aukštesnės eilės modų susižadavimo sudėtingesnis yra tokių skaidulų suvirinimas.

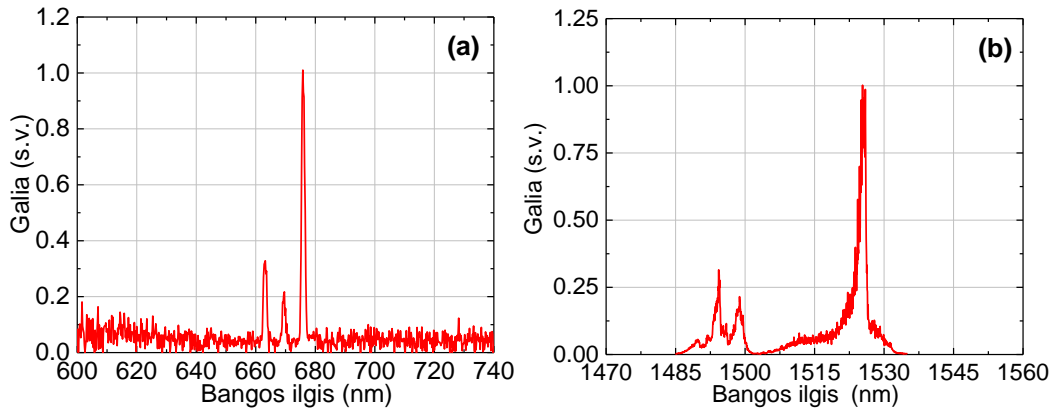


**3.3.7 pav.** Naudojamoje 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro skaiduloje galinčių skliti modų intensyvumų skirstinių pavyzdžiai. Pirma iš kairės – pagrindinė moda LP<sub>0,1</sub>, toliau einant į dešinę – LP<sub>1,1</sub>, LP<sub>2,1</sub>, LP<sub>3,1</sub>, LP<sub>0,2</sub>, LP<sub>1,2</sub>. Skirstiniai suskaičiuoti naudojant programą „RP Fiber Calculator“ [169].

#### 3.3.2.1 25 $\mu\text{m}$ šerdies diametro stiprintuvo modifikacija kaupinimą įvedant per išėjimo galą

Šiuo atveju visos sistemos schema atitiko pavaizduotą 3.1.1 pav., išskyrus paskutinės stiprinimo pakopos stiprintuvą, kurio skaidula buvo pakeista 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro skaidula. Kaupinimui buvo naudojama 975 nm bangos ilgio lazerinių diodų modulis generuojama nuolatinė spinduliuotė, įvedama per išėjimo galą. Aktyvios skaidulos ilgis buvo pasirinktas 2,5 m. Tiriant šio stiprintuvo galimybes čirpuotus impulsus pavyko sustiprinti iki 90  $\mu\text{J}$  energijos (9 W). Toliau impulsų stiprinimą ribojo keturbangio maišymo nulemtas netiesinis procesas, pasireiškiantis naujų spektrinių komponentių generavimu (3.3.8 pav.). Skirtingų bandymų metu buvo registruojamos naujos spektrinės komponentės ties  $\sim 1510$  nm,  $\sim 675$  nm. Kitų bandymų metu buvo pastebėta ir besigeneruojanti spinduliuotė ties 816 nm bangos ilgiu. Signalas sumažinamas

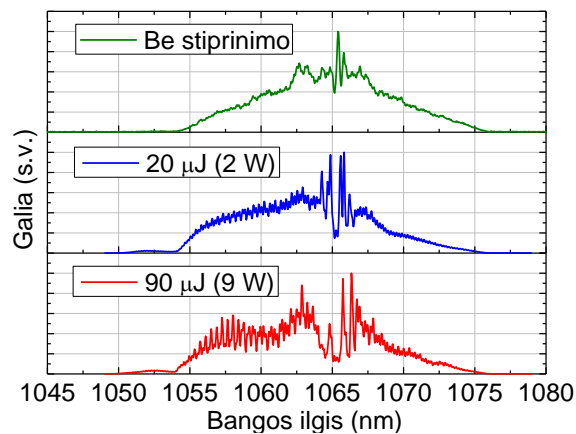
stiprintuvo įėjime, šių netiesinių procesų slenksčiui praktiškai neturėjo įtakos. Priverstinės Ramano sklaidos požymių spektre nebuvo pastebėta.



**3.3.8 pav.** Besigeneruojančių naujų spektrinių komponentių spektrai.

Impulso spektras pasižymėjo nedidelės amplitudės moduliacija, o didėjant impulsų energijai ryškėjo ir didesnio periodo spektro iškraipymai (3.3.9 pav.).

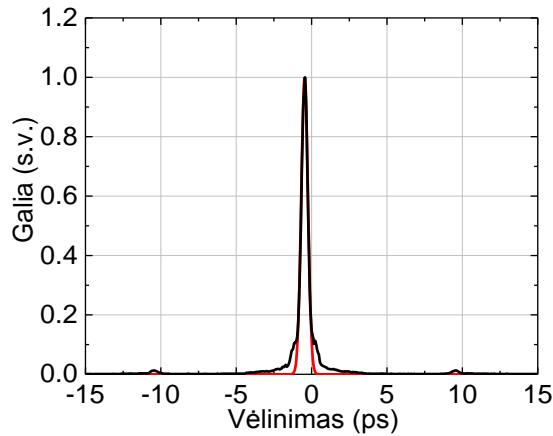
Po stiprintuvo gaunamos spinduliuotės pluošto kokybės pablogėjimo nebuvo pastebėta, poliarizacijos išlaikymas taip pat buvo geras – 19,5 dB (prie 20  $\mu$ J).



**3.3.9 pav.** Sustiprintų paskutinėje stiprinimo pakopoje impulsų spektrai esant skirtingoms impulso energijoms.

Išbandžius impulsų suspaudimą panaudojant 1000 rėžių/mm gardeles, buvo nustatyta, kad optimalus impulsų suspaudimas gali būti pasiektas stiprinant impulsus stiprintuve iki 73  $\mu$ J. Pritaikius spektrinį filtravimą spaustuve, buvo gaunami pakankamai geros „kokybės“ impulsai, kurių energija siekė 30  $\mu$ J. Gaunamų impulsų trukmė – 370 fs (taikant Gauso formos impulso aproksimaciją). Lyginant išmatuotų impulsų autokoreliaciją su idealaus Gauso

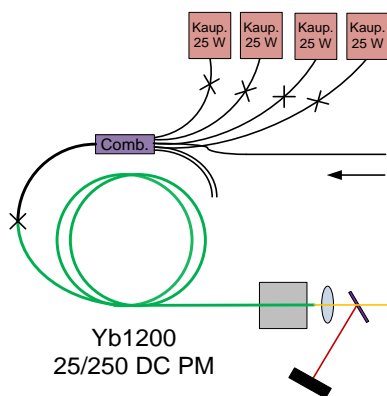
formos impulso autokoreliacija, galima pastebėti šiek tiek platesnį impulso pjedestalą ir nežymų satelitinį impulsą nulemtą spektrinių moduliacijų (3.3.10 pav.).



**3.3.10 pav.** Eksperimentinė suspaustų impulsų autokoreliacija (juoda kreivė) ir 370 fs trukmės idealaus Gausinio impulso autokoreliacija (raudona kreivė). Impulsų energija po suspaudimo – 30  $\mu$ J.

### 3.3.2.2 25 $\mu$ m šerdies diametro stiprintuvo modifikacija signalo ir kaupinimo įvedimui naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvą

Šios modifikacijos stiprintuvo schema yra pavaizduota 3.3.11 pav. Signalo ir kaupinimo įvedimui į aktyvią skaidulą buvo naudojamas šakotuvas, kurio įėjime buvo privirinta signalo įvedimo atšaka ir didelės galios kaupinimo lazeriniai diodai su skaidulinėmis atšakomis. Šakotuvo išėjime buvo privirinta aktyvi skaidula.



**3.3.11 pav.** Paskutinės stiprinimo pakopos su 25  $\mu$ m šerdies diametro skaidula schema, kai signalas ir kaupinimas įvedami naudojant signalo ir kaupinimo šakotuvo elementą.

Kaip jau buvo paminėta, kaupinant per aktyvios skaidulos įėjimo galą, sumažėja netiesinių procesų slenksčiai. Dėl to norint pasiekti kuo didesnę impulso energiją turi būti optimizuotas aktyvios skaidulos ilgis. Šių tyrimų metu

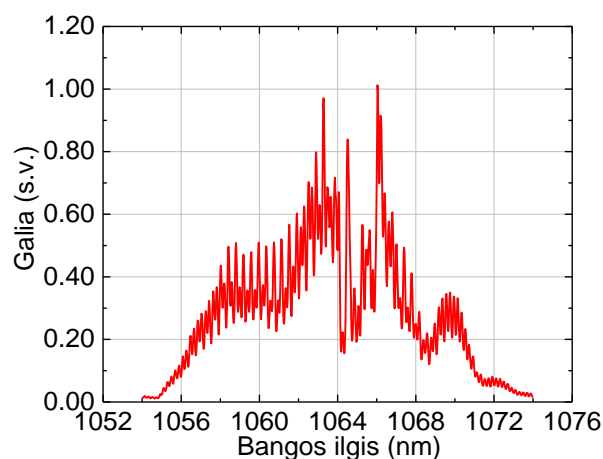


eksperimentiškai buvo išbandytos kelių skirtingų ilgių aktyvios skaidulos atkarpos. Naudotų aktyvių skaidulų ilgiai, pasiekta impulsų energija ir stiprinimą ribojantys veiksniai yra apibendrintai pateikti 3.3.2 lentelėje.

**3.3.2 lentelė.** Rezultatai gauti naudojant skirtingo ilgio 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro aktyvią skaidulą

Aktyvios skaidulos ilgis (m)	Pasiekta maksimali impulso energija ( $\mu\text{J}$ )	Ribojantys veiksniai
2,4	35	Priverstinė Ramano sklaida, naujų spektrinių komponentų generavimas ~1500 nm ir ~675 nm srityse
1,6	47	Naujų spektrinių komponentų generavimas ~1500 nm ir ~675 nm srityse
1,2	80	
0,7	33	Stiprinimas

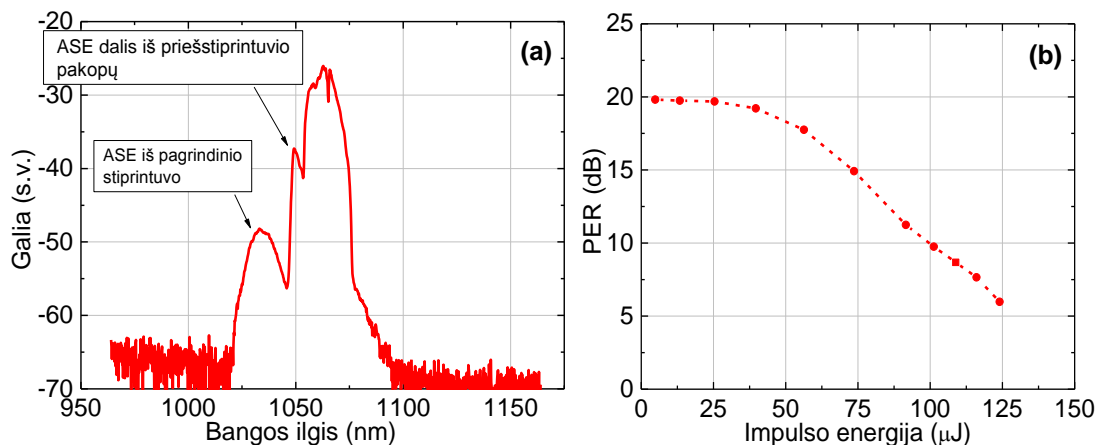
Iš pateiktos lentelės matyti, kad tarp naudotų aktyvios skaidulos ilgių geriausi rezultatai buvo gauti naudojant 1,2 m ilgio skaidulą. Stiprinant net iki 80  $\mu\text{J}$  (8 W) jokių netiesinių reiškinių sukeltų ribojimų nebuvo pastebėta. Dar labiau sumažinus aktyvios skaidulos ilgį iki 0,7 m, buvo pasiekama jau gerokai mažesnė impulsų energija, kurią riboja maksimalus stiprinimas. Impulso spektras, kaip ir ankstesnėje stiprintuvo konfigūracijoje prie panašių impulso energijų, pasižymėjo tam tikromis moduliacijomis (3.3.12 pav.), kurių labiau nuslopinti nepavyko.



**3.3.12 pav.** Paskutinėje stiprinimo pakopoje sustiprintų iki 75  $\mu\text{J}$  impulsų spektras.

### 3.3.3 Čirpuotų impulsų stiprinimo CCC skaiduloje tyrimai

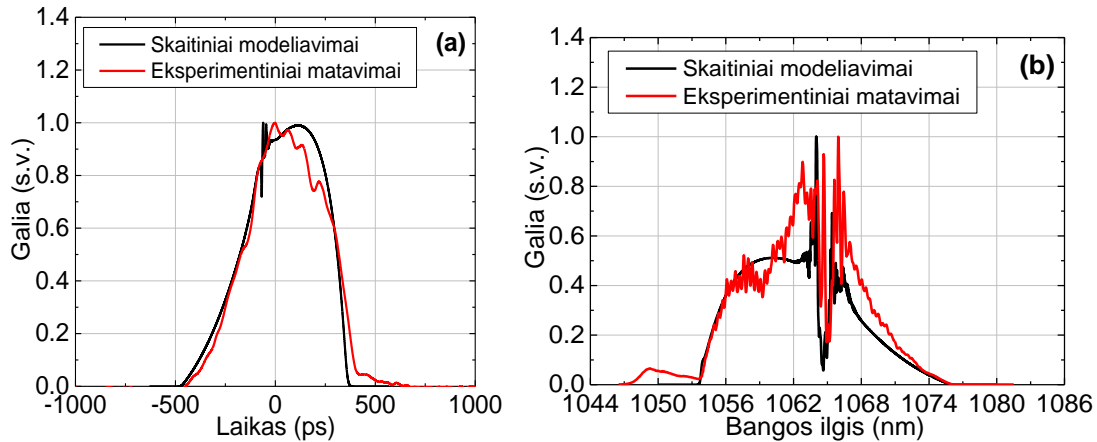
Pasitelkiant CCC technologijos aktyvią skaidulą buvo tikimasi pasiekti geriausius rezultatus pagal impulsų energiją dėl šios skaidulos didelio šerdies diametro (tuo pačiu ir didelio modos ploto) ir efektyviai vienmodžio spinduliuotės sklidimo (aukštesnės eilės modos išfiltruojamos). Atliekant tyrimus su šia skaidula kartu buvo atliekami ir visos sistemos skaitiniai modeliavimai patikrinant, ar eksperimentiniai rezultatai atitinka teorinį aprašymą. CCC skaidula nebuvo suderinta su turimais skaiduliniais kaupinimo ir signalo tankintuvais, todėl bandymuose buvo naudojama tik kaupinimo per išėjimo galą konfigūracija. Aktyvios skaidulos ilgis buvo ~2 m. Naudojant šią skaidulą pagrindinėje stiprinimo pakopoje, impulsai buvo sėkmingai sustiprinami iki 100  $\mu\text{J}$  energijos (10 W vidutinės galios). Priverstinės Ramano sklaidos ir keturbangio maišymo reiškinų požymių nebuvo pastebėta (3.3.13a pav.). Sustiprintų impulsų maksimalią energiją riboja spektro iškraipymai (moduliacijos) ir poliarizacijos ekstinkcijos blogėjimas (3.3.13b pav.). Keičiant impulsų pasikartojimo dažnį buvo patikrinta, kad PER pablogėjimas yra susijęs būtent su impulsų energija (arba smailine galia) ir nepriklauso nuo vidutinės galios.



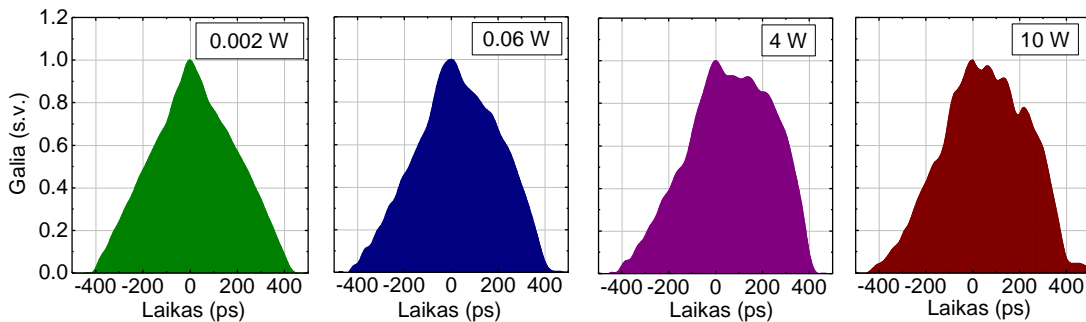
3.3.13 pav. a) Impulsų spektras logaritminėje skalėje. b) Poliarizacijos ekstinkcijos koeficiento (PER) CCC skaidulos išėjime priklausomybė nuo impulso energijos (išėjime).

3.3.14 pav. pavaizduota sustiprintų impulsų gaubtinė ir spektras. Dėl Yb jonais legiruotos aktyvios terpės stiprinimo juostos poveikio, trumpesnių bangos ilgių komponentės buvo labiau sustiprinamos negu ilgesnių bangos ilgių ir tai lėmė asimetrines spektro ir impulsų gaubtinės formas. Šis asimetriškumo

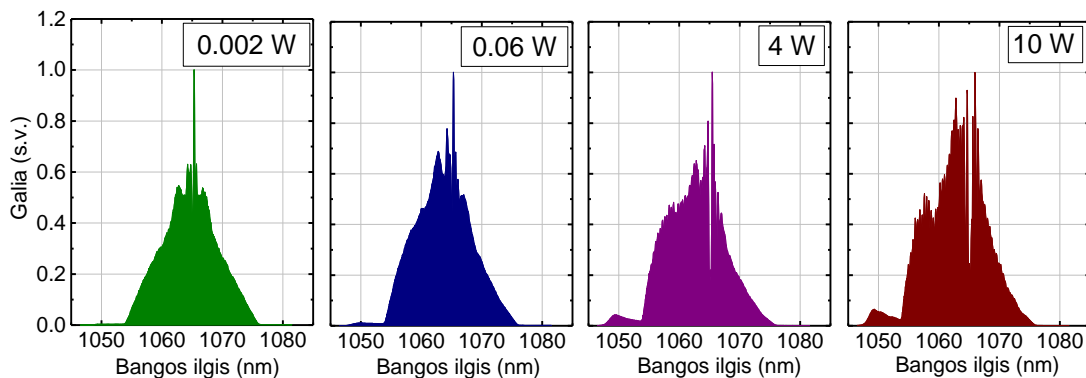
atsiradimas stiprinant gerai matomas lyginant impulsų spektrus ir gaubtines esant skirtingai išėjimo galiai iš pagrindinio stiprintuvo (3.3.15-3.3.16 pav.).



**3.3.14 pav.** a) Sustiprintų impulsų laikinė gaubtinė (raudona kreivė – eksperimentiniai rezultatai, juoda kreivė – skaitiniai modeliavimai). b) Išplėstų impulsų spektras (raudona kreivė – eksperimentiniai rezultatai, juoda kreivė – skaitiniai modeliavimai)



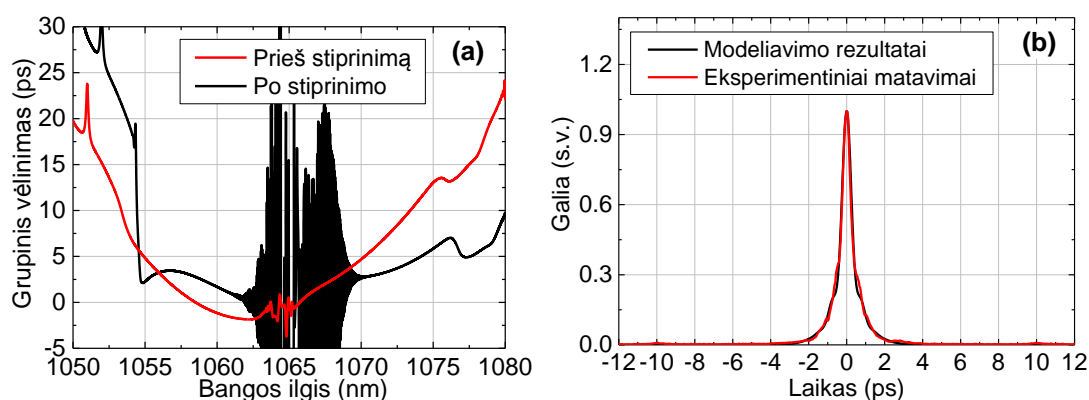
**3.3.15 pav.** Impulso gaubtinė po CCC stiprintuvo esant skirtingam stiprinimui (išėjimo galios vertės pateiktos atitinkamuose grafikuose). Išmatuota naudojant 15 ps atsako trukmės fotodiodą ir 20 GHz dažnių juostos oscilografą.



**3.3.16 pav.** Impulso spektras po CCC stiprintuvo esant skirtingam stiprinimui (išėjimo galios vertės pateiktos atitinkamuose grafikuose).

Fazės moduliavimasis vykstantis esant nesimetrinei impulsų gaubtinei, kaip pavaizduota 3.3.15 pav., generuoja papildomą kubinį spektrinės fazės kitimą, kuris yra priešingas spaustuvo įnešamai TOD [116]. Tai leidžia pasiekti geresnį

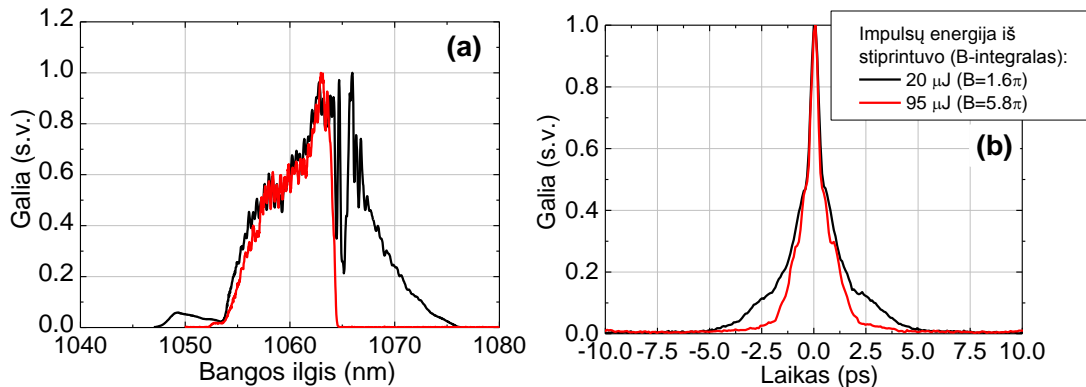
impulsų suspaudimą. Ši savybė buvo patvirtinta atliekant skaitinius visos sistemos modeliavimus. 3.3.17a pav. yra pavaizduota grupinio vėlinimo kreivė kompensavus tiesinį čirpą (GVD) prieš stiprinimą ir po stiprinimo. Kreivės forma prieš stiprinimą yra artima parabolėi, kas atitinka TOD sukeltą kitimą. Tuo tarpu po stiprinimo, grupinio vėlinio kreivė suplokštėja ir net užlinksta į priešingą pusę trumpabangėje spektro pusėje. Tai iš esmės reiškia, kad TOD ženklas irgi tampa priešingas ir šis indėlis gali būti kompensuojamas difrakcinių gardelių spaustuvo trečios eilės dispersijos. Ilgabangėje spektro srityje šis kompensavimas yra prastesnis. Be to, šioje spektro srityje pasireiškia dideli grupinio vėlinimo ir spektro netolygumai, kurie yra susiję su osciliatoriaus generuojamų impulsų spektro šoninėmis smailėmis. Eksperimentiniai bandymai parodė, kad 400 fs suspaustų impulsų trukmė (ir neblogo suspaudimo kokybė) (3.3.17b pav.) yra pasiekama kai papildomai yra nufiltruojama ilgabangė spektro sritis (3.3.18a pav.). Eksperimentiškai taip pat buvo patvirtinta, kad didėjant impulso energijai ir tuo pačiu fazės moduliavimuisi stiprintuve, registruojama impulsų autokoreliacinė kreivė susiaurėja, sumažėja impulso pjedestalas (3.3.18b pav.). Tai patvirtina naudingą fazės moduliavimosi poveikį impulsų suspaudimui.



**3.3.17 pav.** a) Sumodeliuotos impulsų grupinio vėlinimo kreivės pašalinus tiesinį kitimą (čirpą) prieš ir po stiprinimo pagrindiniame stiprintuve. Dideli grupinio vėlinimo svyravimai ties  $\sim 1065$  nm bangos ilgiu yra nulemti pradinių impulsų spektrinių šoninių smailių. b) Suspaustų impulsų autokoreliacija – eksperimentiniai duomenys (raudona kreivė) ir modeliavimo rezultatai (juoda kreivė).

Po suspaudimo ir spektrinio filtravimo buvo eksperimentiškai gaunami 50  $\mu\text{J}$  energijos impulsai. Tai yra didžiausia suspaustų impulsų energija, lyginant su kitomis naudotomis pagrindinio stiprintuvo konfigūracijomis. Ryškių pluošto

kokybės iškraipymų nebuvo pastebėta, išmatuotas pluošto kokybės parametras buvo lygus  $M^2 = 1,1$  (esant impulsų energijai  $50 \mu\text{J}$ ).



**3.3.18 pav.** a) Pilnas impulsų spektras (juoda kreivė) ir spektro dalis, kuri buvo praleidžiama impulsų spaustuve (raudona kreivė). b) Suspaustų impulsų autokoreliacijos prie skirtingos sustiprintų impulsų energijos.

### 3.4 Energetinių charakteristikų naudojant skirtingas pagrindinio stiprintuvo konfigūracijas apibendrinimas

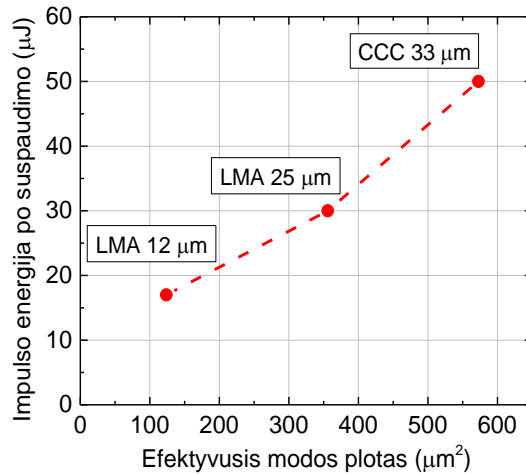
Gauti impulsų charakteristikų rezultatai naudojant skirtingas skaidulas pagrindiniame stiprintuve yra apibendrintai pateikti 3.4.1 lentelėje. Visais atvejais, optimizavus sistemą, impulsai buvo suspaudžiami iki  $<450$  fs trukmės, kas yra  $>7$  kartų mažesnė trukmė negu pradinių osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė. Kaip ir tikėtasi, naudojant didesnio šerdies diametro (ir atitinkamai didesnio efektyvaus modos ploto) skaidulas buvo pasiekama didesnė impulsų energija visos sistemos išėjime. Pasiekiamos energijos (po suspaudimo) didžiausios vertės priklausomai nuo suskaičiuoto efektyviojo modos ploto yra grafiškai pavaizduotos 3.4.1 pav. Pateiktame grafike išsiskiria taškas, atitinkantis  $12 \mu\text{m}$  šerdies diametro stiprintuvą. Šiuo atveju buvo pasiekta didesnė impulsų energija modos ploto vienetui lyginant su kitomis skaidulomis. Tai gali būti susiję su tuo, kad ši skaidula palaiko tik vieną aukštesnės eilės modą, o, pavyzdžiui,  $25 \mu\text{m}$  šerdies diametro skaidula – net 5. Nepageidautinos aukštesnės eilės modos gali sukelti papildomų netiesinių reiškinių. Skirtingos skaidulos modos pasižymi skirtingomis sklaidymo konstantomis, todėl tarp tam tikrų modų atitinkančių tam tikrus bango ilgius gali būti išpildoma fazinio

sinchronizmo sąlyga, kuri reikalinga keturbangiam maišymui. Nors keturbangio maišymo procesas turi žemesnį slenkstį negu Ramano sklaida, jis negali vykti nesant faziniam sinchronizmui tarp atitinkamų spektrinių komponentių. Manoma, kad tai gali būti priežastimi kodėl 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro stiprintuvo atveju maksimalią energiją ribojančiu veiksnio buvo keturbangis maišymas, o 12  $\mu\text{m}$  šerdies diametro skaidulos atveju buvo pasiekiamas priverstinės Ramano sklaidos slenkstis, bet nestebima keturbangio maišymo.

CCC technologijos stiprintuvo atveju nebuvo stebima nei priverstinė Ramano sklaida, nei keturbangis maišymas, bet buvo susidurta su kitais apribojimais – netiesiniu poliarizacijos ekstinkcijos koeficiento mažėjimu. Šis efektas yra greičiausiai susijęs su pačios CCC skaidulos veikimo ypatumais.

**3.4.1 lentelė.** Apibendrinti tyrimų rezultatai išbandant skirtingas pagrindinio stiprintuvo konfigūracijas.

Paskutinės pakopos stiprintuvas	Kaupinimo konfigūracija	Pasiekta impulsų energija (smailinė galia) po stiprinimo	Impulsų energiją ribojantis veiksnys	Optimali impulsų energija iš stiprintuvo suspaudimui ( $\mu\text{J}$ )	B-integralas (rad)	Impulsų trukmė po suspaudimo (fs)	Impulsų energija po suspaudimo ( $\mu\text{J}$ )
12 $\mu\text{m}$ stiprintuvas	per išėjimo galą	48 $\mu\text{J}$ (107kW)	Priverstinė Ramano sklaida	35	$10,3\pi$	360	17
	per įėjimo galą	28 $\mu\text{J}$ (62kW)	Stiprinimas	23		450	8
25 $\mu\text{m}$ stiprintuvas	per išėjimo galą	90 $\mu\text{J}$ (200kW)	Keturbangis maišymas	73	$8,8\pi$	370	30
	per įėjimo galą	80 $\mu\text{J}$ (178kW)	-	-		-	-
CCC stiprintuvas	per išėjimo galą	100 $\mu\text{J}$ (222kW)	PER blogėjimas	100	$6.1\pi$	400	50



**3.4.1 pav.** Impulso energijos po suspaudimo priklausomybė nuo pagrindinės stiprinimo pakopos skaidulos efektyviojo modos ploto.

Lyginant kaupinimo įvedimo konfigūracijas, didesnę impulsų energiją leido pasiekti kaupinimo įvedimo per išėjimo galą konfigūracija. Ši konfigūracija taip pat leido optimizuoti efektyvųjų skaidulos ilgį keičiant signalo galią ir stiprinimo koeficientą. Naudojant kaupinimo įvedimo per įėjimo galą konfigūraciją, aukščiausia impulsų energija galėjo būti pasiekama tik tiksliai optimizavus aktyvios skaidulos ilgį.

Fazės moduliavimosi reiškinio sukeltas netiesinis impulsų fazės poslinkis pagrindiniame stiprintuve buvo įvertintas laikant, kad impulsų energija stiprintuve kinta eksponentiškai priklausomai nuo ilgio (3.4.1 lentelė). Toks įvertinimas yra tik apytikslis, kadangi realioje dvigubo apvalkalo aktyvioje skaiduloje užpildos apgrąžos kitimas priklauso nuo iterbio jonų koncentracijos ir kaupinimo pasiskirstymo, kurie nėra tiksliai žinomi. Nepaisant to, šis įvertinimas aiškiai rodo, kad stiprintuvai dirbo netiesinėje veikoje ( $B > \pi$ ), taip pat patvirtina, kad 12  $\mu\text{m}$  skaidulos stiprintuve buvo sukaupiamas didžiausias netiesinis fazės poslinkis. Kituose stiprintuvuose, veikimo esant aukštesniam fazės poslinkiui neleido pasiekti papildomi netiesiniai reiškiniai. 25  $\mu\text{m}$  skaiduloje – keturbangis maišymas, CCC skaiduloje – netiesinis poliarizacijos ekstinkcijos prastėjimas. Tai rodo, kad netiesinėse FCPA sistemose efektyviau yra naudoti skaidulas pasižyminčias griežtai vienmodžiu veikimu.

### 3.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Netiesinė FCPA sistema, kurioje fazės moduliavimasis vyksta impulsų plėtimo skaiduloje ir impulsų stiprinimo pakopoje, tinkamai optimizavus, leidžia generuoti trumpesnės trukmės impulsus po suspaudimo negu pradiniai osciliatoriaus generuojami impulsai ir didesnės energijos negu pasiekama tiesinėje veikoje atitinkamo modos ploto stiprintuvo skaiduloje.
- Kaupinimo per išėjimo galą skaidulinio stiprintuvo konfigūracijoje, netiesinių procesų slenksčiai gali būti derinami keičiant signalo galią įėjime ir stiprinimą (kaupinimo galią). Šioje konfigūracijoje skaidulos ilgio įtaka netiesinių procesų slenksčiams yra labai nedidelė. Priešingai yra kaupinimo per įėjimo galą konfigūracijoje, kai norint pasiekti panašius rezultatus, skaidulos ilgis turi būti tiksliai optimizuojamas.
- Didelio modos ploto skaiduloje, išlaikančioje keletą aukštesnės eilės modų, didžiausia sustiprintų impulsų energija yra ribojama keturbangio maišymo. Beveik vienmodėje skaiduloje keturbangio maišymo keliamų ribojimų nėra, todėl yra pasiekama didesnė impulsų energija tenkanti vienam modos ploto vienetui.
- CCC technologijos skaidulos poliarizacijos ekstinkcijos koeficientas blogėja didėjant impulsų energijai.



## **4 Plataus spektro spinduliuotės iš skaidulinių lazerių antrosios harmonikos generavimas taikant temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo**

---

*Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti [S1] leidinyje ir pristatyti [K1, K4, K5, K8, K12, K17] konferencijose.*

Nors iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo stiprinimo juosta yra pakankamai plati (1000-1100 nm), taikymams dažnai būna reikalinga kitų bangos ilgių spinduliuotė, nei spinduliuojama tiesiai iš iterbiu legiruotų skaidulinių lazerių. Esant trumpesnių bangos ilgių poreikiui, spinduliuotės optinio dažnio keitimas gali būti atliktas generuojant suminį dažnį kvadratinio jautrio kristale. Būtent skaidulinių lazerių spinduliuotės vertimas į aukštesnes optines harmonikas yra apsunkintas spinduliuotės plataus spektro ir mažos impulsų smailinės galios, kas sumažina keitimo našumą. Siekiant optimizuoti optinio dažnio keitimą, buvo tiriamas naujoviškas temperatūros gradiento (atitinkamai ir fazinio sinchronizmo gradiento) optinių harmonikų generavimo būdas, potencialiai galintis užtikrinti gerus plačiajuostės ir didelės vidutinės galios skaidulinių lazerių spinduliuotės aukštesnių harmonikų generavimo našumus.

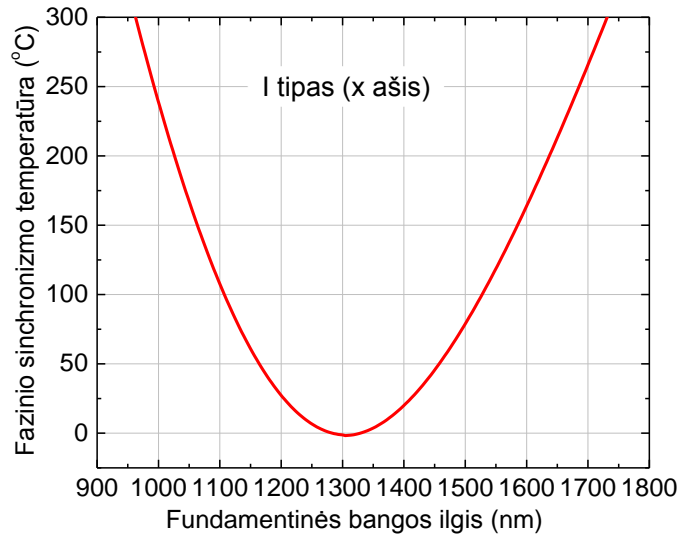
### **4.1 Antrosios harmonikos generavimo metodo sudarius temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo teorinis pagrindas**

Galimybė generuoti plataus spektro spinduliuotės suminį dažnį (antrąją harmoniką), kai išilgai netiesinio kristalo sukuriamas temperatūros gradientas, buvo teoriškai numatyta R. Haas darbe [170]. Šis metodas remiasi tuo, kad

fazinio sinchronizmo bangos ilgis netiesiniame kristale priklauso nuo temperatūros. Sudarius reikiamą temperatūros gradientą išilgai kristalo (ir spinduliuotės sklidimo krypties) pasiekama, kad skirtingoms plataus spektro spinduliuotės spektrinėms komponentėms fazinis sinchronizmas yra išpildomas skirtingose pozicijose išilgai kristalo. Tokiu būdu, generuojamos spinduliuotės spektro plotis gali būti praplečiamas nemažinant bendro kristalo ilgio, kas leidžia pasiekti (kaip bus parodyta toliau) aukštesnį keitimo našumą. Taigi, šis metodas yra panašus į kelių kristalų metodą, kai ilgas kristalas yra pakeičiamas į keletą nuosekliai išdėstytų trumpų kristalų, kurių kiekvienas yra suderintas kitokiam sinchronizmo bangos ilgiui (1.4.4 poskyris).

Reiktų pažymėti, kad toks metodas nepanaikina grupinių greičių nederinimo ir iš to sekančio impulso plitimo laike. Dėl to šio metodo pranašumai labiausiai pasireiškia atliekant čirpuotų (ir kitaip faziškai moduluotų) impulsų optinio dažnio keitimą – kai impulsai yra ilgesni negu impulsų išplitimas dėl grupinių greičių nederinimo, bet plataus spektro, kas, taikant tradicinius metodus, žymiai pablogina keitimo našumą [78]. Iš kitos pusės, tam tikrais atvejais grupinių greičių nederinimas gali būti ir naudingai panaudojamas – tiesiškai čirpuoti impulsai gali būti suspaudžiami generuojant antrąją harmoniką esant tam tikram temperatūros gradientui. Remiantis panašiu principu buvo pademonstruotas čirpuotų impulsų suspaudimas generuojant antrąją harmoniką tolygiai kintančio periodo periodiškai orientuoto ličio niobato ( $\text{LiNbO}_3$ ) darinyje [171]. Šio darbo metu impulsų suspaudimui esant temperatūros gradientui nebuvo skiriamas pagrindinis dėmesys.

Palankiomis temperatūrinio derinimo charakteristikomis pasižymi ličio triborato ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , LBO) netiesinis kristalas. Dirbant išilgai  $x$  kristalo ašies ( $\theta=90^\circ$ ,  $\varphi=0^\circ$ ) ir derinant temperatūrą, gali būti pasiektas nekritinis fazinis sinchronizmas visoje iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo spinduliuavimo bangos ilgių srityje (4.1.1 pav.). Dėl to tolesni tyrimai buvo atliekami nagrinėjant būtent šį netiesinį kristalą.



**4.1.1 pav.** Fazinio sinchronizmo temperatūros priklausomybė nuo bangos ilgio antrosios harmonikos generacijai LBO kristale išilgai x ašies ( $\theta=90^\circ$ ,  $\varphi=0^\circ$ ) [172].

## 4.2 Temperatūros gradiento įtakos plačiajuostės spinduliuotės antrosios harmonikos generavimui skaitiniai modeliavimai

Siekiant ištirti temperatūros gradiento metodo galimybes ir palyginti su įprasta antrosios harmonikos generavimo konfigūracija, iš pradžių buvo atlikti skaitiniai modeliavimai. Netiesinė sąveika LBO kristale buvo modeliuojama skaitmeniškai sprendžiant tribangės sąveikos lygtis **(1.3.2)** plokščiųjų bangų artinyje, naudojant padalinto žingsnio Furjė metodą [68,173]. Temperatūros įtaka buvo modeliuojama įskaitant LBO netiesinio kristalo lūžio rodiklio priklausomybes nuo temperatūros [172]. Temperatūros poveikio lemiamas fazinis išderinimas buvo aprašomas taip:

$$\begin{aligned} \Delta k(z) &= \int_0^z \Delta k(T(z')) dz' \\ &= \int_0^z (k_3(T(z')) - k_1(T(z')) - k_2(T(z')))) dz' \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

čia  $k_j(T(z)) = \frac{\omega_j n_j(T(z))}{c}$  – bangos skaičius,  $n_j(T(z))$  – nuo temperatūros priklausanti lūžio rodiklio vertė,  $z$  – koordinatė išilgai spinduliuotės sklidimo krypties.

Esant pastoviam temperatūros gradientui ( $dT/dz$ ), temperatūros pasiskirstymas buvo aprašomas kaip tiesinė išilginės koordinatės  $z$  funkcija:

$$T(z) = T_c + \left(\frac{dT}{dz}\right)(z - L/2) \quad (4.2.2)$$

čia  $T_c$  – temperatūra kristalo centre,  $L$  – kristalo ilgis.

Šiame modelyje buvo laikoma, kad kristalo netiesiškumo parametras nepriklauso nuo temperatūros. Taip pat, kad temperatūros gradientas nesukuria mechaninių įtempimų kristale ir neįtakoja jo struktūros [170].

Pasinaudojant šiuo modeliu buvo skaičiuojamas 1064 nm bangos ilgio čirpuotų impulsų antrosios harmonikos generavimas LBO kristale išilgai  $x$  kristalo ašies ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ), t. y. nekritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje. Impulsų laikinė gaubtinė buvo aprašoma Gauso funkcija su čirpo parametru  $C$ , kuris lemia impulso spektro plotį:

$$A(t) = A_0 e^{\left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau^2} (1 + iC)\right)} \quad (4.2.3)$$

čia  $A_0$  – impulso amplitudė,  $\tau$  – impulso trukmė (FWHM).

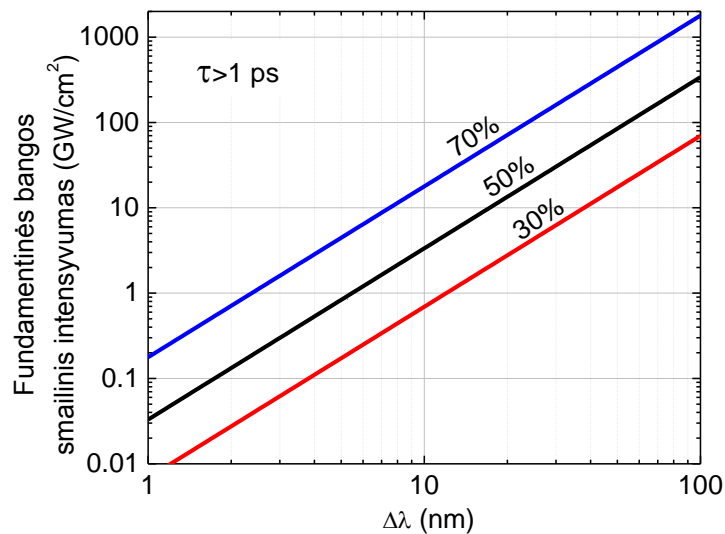
Atitinkamo impulso spektro plotis gali būti užrašytas taip:

$$\Delta\lambda \approx \frac{2 \ln 2 \lambda_0^2 \sqrt{1 + C^2}}{\pi \tau c} \quad (4.2.4)$$

čia  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  – impulsų spektro centrinis bangos ilgis (1064 nm).

Iš pradžių buvo sumodeliuotas atvejis be temperatūros gradiento. Viso kristalo temperatūra buvo nustatyta pastovi ir lygi  $T_c = 149,2$  °C, kas atitinka fazinį sinchronizmą 1064 nm fundamentinei bangai. Apibendrinti modeliavimo rezultatai atvejui be temperatūros gradiento yra pateikti 4.2.1 pav. Pavaizduotos kreivės nurodo fundamentinės bangos impulso smailinio intensyvumo priklausomybę nuo impulso spektro pločio, kai pasiekiamas atitinkamai 30 %, 50 % ir 70 % keitimo našumas. Kiekviename skaičiavimų taške, kristalo ilgis buvo optimizuojamas maksimaliam keitimo našumui pasiekti. Viršijus optimalų ilgį buvo stebimas energijos keitimas iš antrosios harmonikos atgal į fundamentinę bangą, dėl ko mažėjo keitimo našumas ir atsirasdavo tam tikros moduliacijos fundamentinės bangos ir antrosios harmonikos impulsų laikinėje ir spektrinėje srityse. Iš suskaičiuotų rezultatų matosi stipri optimalaus smailinio

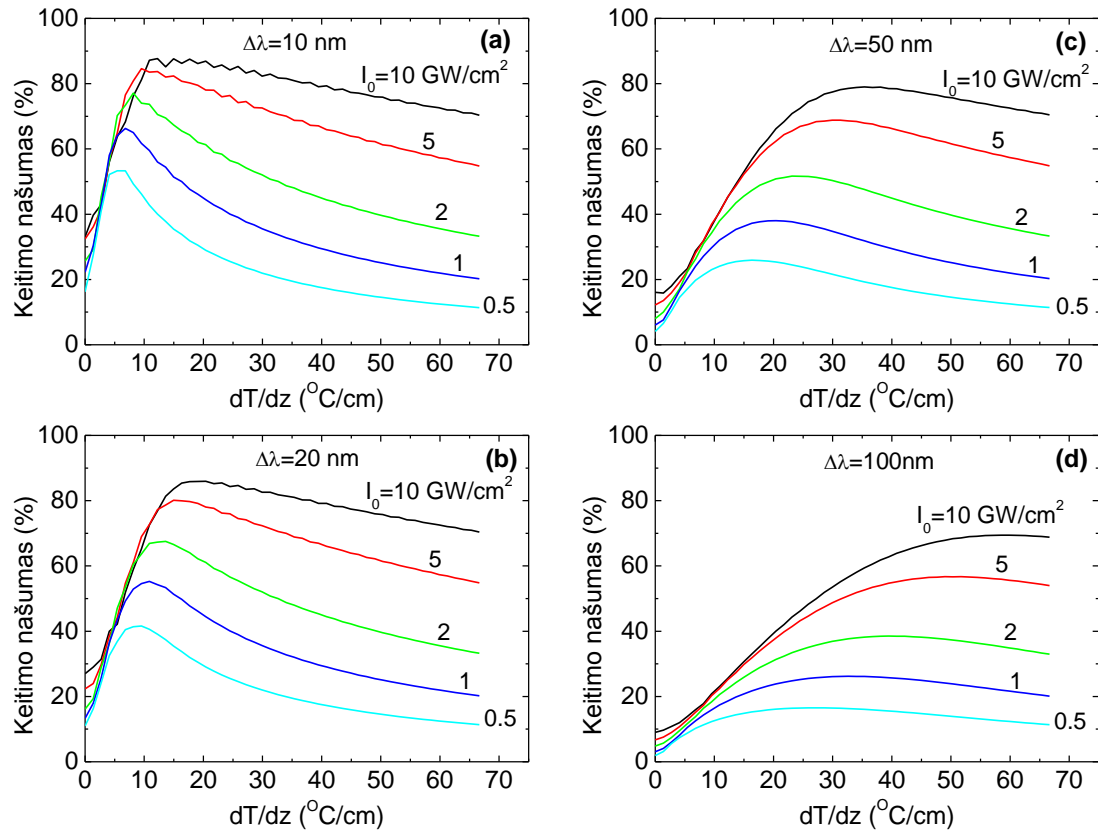
intensyvumo priklausomybė nuo spektro pločio. Išlaikant pastovų keitimo našumą ir padidinus spektro plotį  $N$  kartų, smailinis intensyvumas turi būti padidinamas  $N^2$  kartų. Tokia priklausomybė (kaip pavaizduota 4.2.1 pav.) galioja impulsams, kurių trukmė  $\tau > 1$  ps. Femtosekundiniams impulsams (kurių spektro plotis yra atitinkamai platus ir be čirpavimo) gaunami visiškai skirtingi rezultatai. Keitimo našumas ribotojo spektro femtosekundiniams impulsams didėja didinant kristalo ilgį, nepaisant to kad generuojamų antrosios harmonikos impulsų spektras susiaurėja, o trukmė pailgėja. Keitimo našumas sumažėja tik proporcingai apriboto ir viso spektro pločių santykiui.



**4.2.1 pav.** Fundamentinės bangos impulsų smailinis intensyvumas, reikalingas pasiekti keitimo našumą lygų 30 %, 50 % ir 70 %. Netiesinio kristalo temperatūra pastovi  $T_c = 149,2$  °C.

Tiriant temperatūros gradiento įtaką plataus spektro impulsų antrosios harmonikos generacijai, buvo atliekami modeliavimai laikant, kad kristalo ilgis yra fiksuotas ir lygus 3 cm, temperatūra kristalo centre  $T_c = 149,2$  °C, o temperatūros gradiento vertė buvo keičiama. Skaičiavimuose naudota pradinių impulsų trukmė 10 ps, bet buvo patikrinta, kad gauti rezultatai galioja impulsų trukmėms  $\tau > 1$  ps. Modeliavimų rezultatai parodė, kad esant temperatūros gradientui visų pirma buvo padidinamas generuojamų antrosios harmonikos impulsų spektro plotis. Šis spektro praplatėjimas buvo lydymas ir keitimo našumo sumažėjimo, lyginant su atveju esant pastoviai kristalo temperatūrai (kai kristalo ilgis vienodas). Tačiau, esant temperatūros gradientui, kristalo ilgis galėjo būti didinamas ir šiuo atveju keitimo našumas didėjo, kas galutiniame

rezultate leido pasiekti didesnę keitimo našumą negu esant pastoviai kristalo temperatūrai. Keitimo našumo priklausomybės nuo temperatūros gradiento išilgai kristalo esant skirtingam fundamentinės bangos impulsų smailiniam intensyvumui ir spektro pločiui yra pavaizduotos 4.2.2 pav.



**4.2.2 pav.** Keitimo našumo (į antrąją harmoniką) priklausomybės nuo temperatūros gradiento, esant skirtingam fundamentinės bangos impulsų smailiniam intensyvumui ( $I_0$ ) ir spektro pločiui ( $\Delta\lambda$ ): 10 nm (a), 20 nm (b), 50 nm (c) ir 100 nm (d).

Gauti rezultatai rodo aukštesnę keitimo našumą, pasiekiamą esant mažesniai fundamentinės bangos impulsų smailiniam intensyvumui (lyginant su pastovios kristalo temperatūros atveju). Pavyzdžiui, norint pasiekti 70 % keitimo našumą esant pastoviai kristalo temperatūrai ir impulsų spektro pločiui  $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$ , reikalingas smailinis intensyvumas yra  $1,79 \text{ TW/cm}^2$  (4.2.1 pav.), kas yra beveik dviem eilėmis daugiau nei LBO kristalo paviršiaus pažeidimo slenkstis ( $25\text{--}45 \text{ GW/cm}^2$ ) [174,175]. Tuo tarpu, kaip seka iš 4.2.2d pav., sudarius reikiamą temperatūros gradientą, toks pats keitimo našumas gali būti pasiektas kai pradinių impulsų smailinis intensyvumas yra tik  $10 \text{ GW/cm}^2$ . Nors didžiausias temperatūros gradiento meto pranašumas

pasireiškia esant plačiausiam spektro pločiui, keitimo našumo padidėjimas yra numatomas ir mažiau ekstremalioms spektro pločio vertėms kaip, pavyzdžiui,  $\Delta\lambda = 10$  nm. Toks spektro išplitimas (dėl fazės moduliavimosi) yra nesunkiai gaunamas stiprinant pikosekundinius impulsus skaiduliniame stiprintuve.

Temperatūros gradiento vertė, užtikrinanti maksimalų keitimo našumą priklauso nuo fundamentinės bangos impulsų smailinio intensyvumo. Didėjant smailiniam intensyvumui optimalus temperatūros gradientas didėja (4.2.2 pav.). Tai gali būti aiškinama tuo, kad didėjant smailiniam intensyvumui, tas pats keitimo našumas siaurai spektro komponentei gali būti pasiekiamas nusklidus mažesnę atstumą kristale. Dėl to, temperatūros gradientas gali būti padidintas tiek, kad keitimo našumas siaurai spektro komponentei išliktų toks pats, bet per visą kristalą fazinis sinchronizmas būtų pasiekiamas platesniam spektro ruožui. Tai leidžia konvertuoti didesnę fundamentinės bangos spektro dalį į antrąją harmoniką ir todėl maksimalus keitimo našumas padidėja. Visas spektro ruožas, kuris yra konvertuojamas į antrąją harmoniką, yra susijęs su LBO kristalo fazinio sinchronizmo bangos ilgio priklausomybe nuo temperatūros (4.1.1 pav.). Ši priklausomybė yra artima tiesinei 1064 nm bangos ilgio aplinkoje, todėl spektrinis ruožas gali būti apytiksliai išreikštas taip:

$$\delta\lambda \approx 0,808L dT/dz = 0,808\Delta T \quad (4.2.5)$$

čia  $\Delta T$  – temperatūros skirtumas tarp kristalo galų

Priešingai negu pastovios kristalo temperatūros atveju, spektrinis ruožas priklauso nuo temperatūros skirtumo, o ne nuo kristalo ilgio. Taigi, esant temperatūros gradientui, kristalo ilgis gali būti didinamas ir dėl to pasiekiamas aukštesnis plačiajuostės spinduliuotės keitimo našumas.

Iš 4.2.2 pav. taip pat matyti, kad kai temperatūros gradientas viršija optimalią vertę, keitimo našumas šiek tiek pradeda mažėti, bet tuo pačiu šioje srityje priklausomybė nuo temperatūros gradiento tampa pakankamai silpna. Tokia savybė gali būti potencialiai naudinga didelės vidutinės galios antrosios harmonikos generavimui. Įprastinėje konfigūracijoje, kai kristalo temperatūra yra pastovi, generuojant aukštos vidutinės galios antrąją harmoniką, dėl spinduliuotės sugerties kristale, susidaro išilginis temperatūros gradientas, kuris

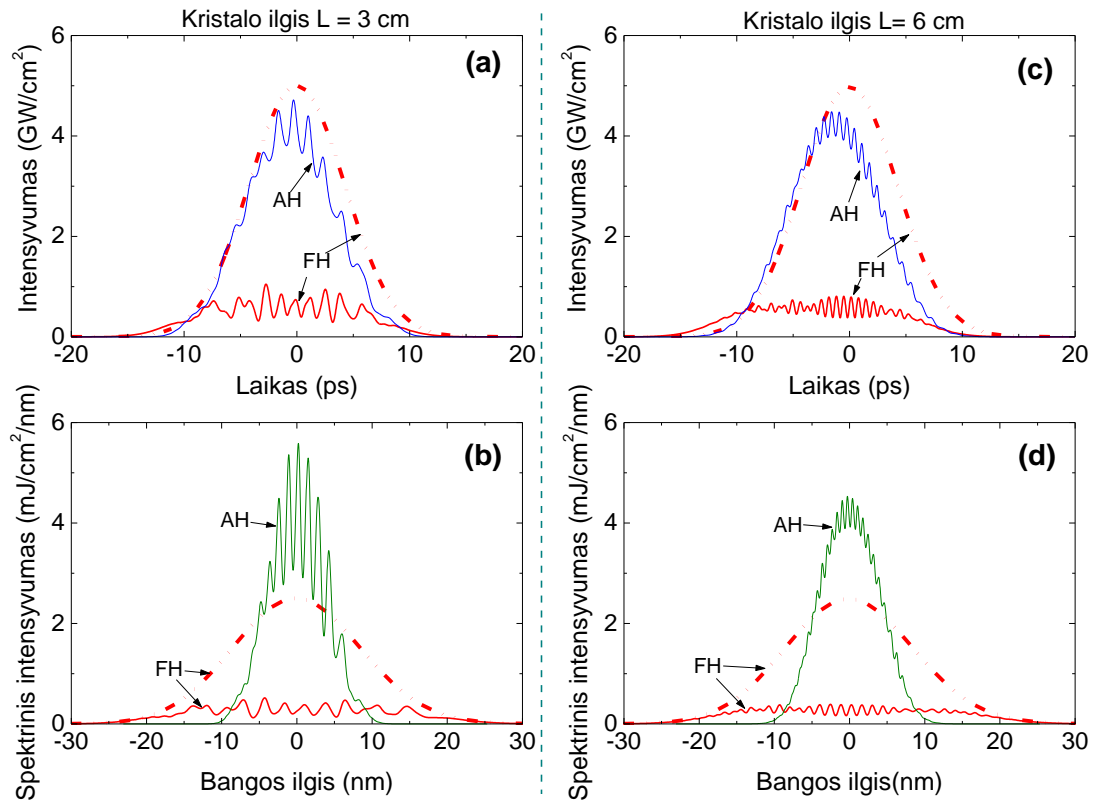
išderina fazinį sinchronizmą ir pabloginą keitimo našumą [176]. Išorinio temperatūros gradiento atveju, sugerties sukeliama temperatūros pokyčiai yra nedideli palyginus su sukurtu temperatūros gradientu ir jų įtaka keitimo našumui turėtų būti labai nežymi.

Charakteringos impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės gaunamos atliekant antrosios harmonikos generavimą esant temperatūros gradientui yra pavaizduotos 4.2.3 pav. Pateikti grafikai buvo suskaičiuoti naudojant tokius fundamentinės bangos impulsų parametrus:  $\tau = 10$  ps,  $\lambda = 1064$  nm,  $\Delta\lambda = 20$  nm, smailinis intensyvumas  $I_0 = 5$  GW/cm<sup>2</sup>. Temperatūros gradiento parametrai:  $dT/dz = 20$  °C/cm,  $T_c = 149,2$  °C, kristalo ilgis  $L = 3$  cm (4.2.3a,b pav.) ir  $L = 6$  cm (4.2.3c,d pav.). Iš 4.2.3 pav. matyti, kad sugeneruotų antrosios harmonikos impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės pasižymi periodine amplitudės moduliacija. Ši moduliacija tankėja ir jos amplitudė mažėja didinant temperatūros skirtumą tarp kristalo galų ir kristalo ilgį. Kristalo ilgio padidinimas proporcingai temperatūros skirtumo padidimui leidžia išlaikyti vienodą keitimo našumą.

Impulsų ir spektro moduliacijos atsiranda dėl kintančių fazinio sinchronizmo sąlygų išilgai kristalo. Kristalo pradžioje fazinio sinchronizmo nėra, ir energijos keitimas į antrąją harmoniką (priklausomai nuo išilginės koordinatės  $z$ ) turi osciliacijų pavidalą. Šios osciliacijos didėja artėjant prie taško, kuriame išpildomas fazinis sinchronizmas tam tikrai spektrinei komponentei. Pasiekus šį tašką, energija šiai spektrinei komponentei yra efektingai konvertuojama į antrąją harmoniką. Toliau už šio taško vėl atsiranda energijos osciliacijos, bet žymus energijos keitimas atgal nevyksta. Skirtingos plataus spektro spektrinės komponentės patiria fazinį sinchronizmą ir didžiausią keitimą skirtinguose taškuose išilgai kristalo. Taip pat skirtingos spektrinės komponentės pasižymi skirtingomis keitimo našumo osciliacijų charakteristikomis. Jų superpozicija ir duoda impulsų gaubtinės ir spektro moduliacijas. Panašiai tam tikros moduliacijos atsiranda ir keitimo našumo priklausomybėje nuo temperatūros gradiento (4.2.2a pav.). Tačiau, didėjant fundamentinės bangos impulsų spektro pločiui, skirtingų spektrinių



komponenčių sukeltos moduliacijos tarpusavyje kompensuojasi ir keitimo našumo moduliacijos išnyksta (4.2.2d pav.).

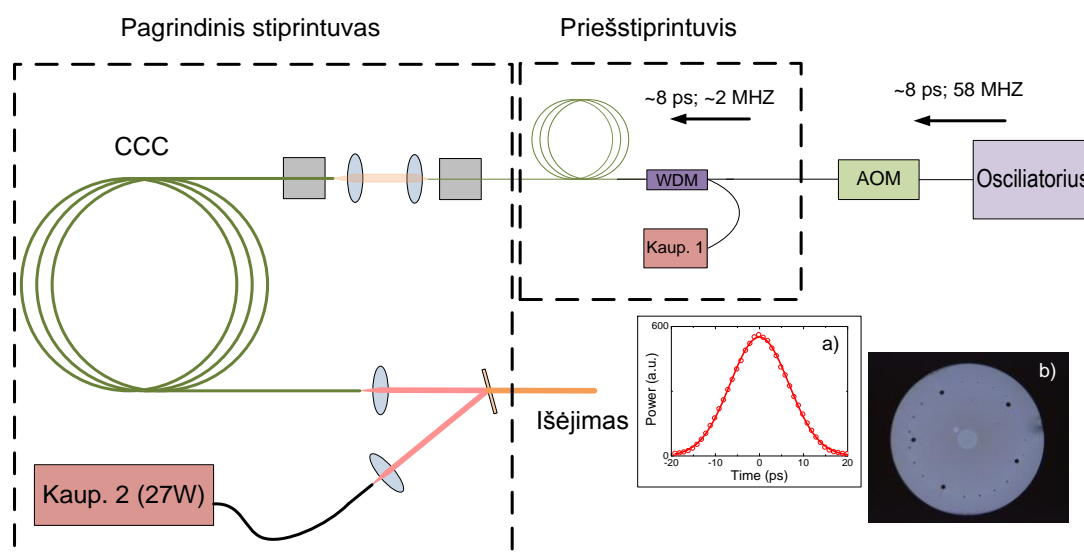


**4.2.3 pav.** Sumodeliuotos fundamentinės bangos (FH) ir antrosios harmonikos (AH) impulsų laikinės (a, c) ir spektrinės (b, d) gaubtinės esant pastoviam temperatūros gradientui išilgai LBO kristalo. Kristalo ilgis vienu atveju yra 3 cm (a, b), kitu – 6 cm (c, d). Fundamentinės bangos pradinės (kristalo įėjime) impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės žymimos taškine-brūkšnine linija.

Taigi, skaitiniai modeliavimai numato nemažai privalumų kai antrosios harmonikos generavimas vyksta esant temperatūros gradientui išilgai LBO kristalo. Visų pirma gali būti generuojama plataus spektro antroji harmonika naudojant ilgesnį negu įprastoje konfigūracijoje kristalo ilgį ir tuo pačiu pasiekiant aukštesnį keitimo našumą. Keitimo procesas yra vienkryptis – net jeigu yra pasirenkamas per ilgas kristalas, energijos keitimas atgal nevyksta. Keitimo našumas yra mažai jautrus temperatūros, bangos ilgio, smailinio intensyvumo išderinimui (viršijus tam tikrą slenkstinį intensyvumą). Papildomų privalumų turi ir tai, kad toks metodas gali būti taikomas LBO kristalui nekritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje, kas leidžia išvengti diafragminio-apertūrinio reiškinių.

### 4.3 Skaidulinės lazerinės sistemos ir specializuotos kristalo krosnelės eksperimentinės schemos

Antrosios harmonikos generavimo LBO kristale esant temperatūros gradientui eksperimentiniams tyrimams buvo naudojami impulsai iš skaidulinės lazerinės sistemos, kurią sudarė skaidulinis osciliatorius, priešstiprintuvis ir pagrindinis stiprintuvas (4.3.1 pav.). Pasyviai sinchronizuotų modų osciliatorius generavo 1064 nm centrinio bangos ilgio, 8 ps trukmės impulsus 58 MHz pasikartojimo dažniu. Impulsų pasikartojimo dažnis buvo sumažinamas iki 1,92 MHz naudojant elektroniškai sinchronizuotą akustooptinį moduliatorių (AOM). Toliau impulsai buvo stiprinami iki 3,6 nJ energijos priešstiprintuve, kurį sudarė vienmodė iterbio jonais legiruota (Yb) poliarizaciją išlaikanti skaidula. Pagrindiniame stiprintuve buvo naudojama dvigubo apvalkalo chiraliskai susietųjų šerdžių (CCC) iterbio jonais legiruota skaidula, kurios šerdies diametras buvo 33  $\mu\text{m}$  (modos diametras 1064 nm spinduliotei – 27  $\mu\text{m}$ ). Kaupinimas (975 nm) į šią skaidulą buvo įvedamas per išėjimo galą. Kaupinant 27 W, impulsai buvo sustiprinami iki 2,8  $\mu\text{J}$ . Priverstinės Ramano sklaidos požymių nebuvo pastebėta, tačiau impulsų spektras, dėl fazės moduliavimosi vienmodėje (daugiausiai) ir CCC skaidulose, išplito iki  $\sim 12$  nm. Impulsų trukmė dėl medžiagos dispersijos padidėjo iki 11 ps.



4.3.1 pav. Skaidulinės lazerinės sistemos schema. Intarpai: a) Generuojamų impulsų autokoreliacija; b) CCC skaidulos skerspjūvio nuotrauka.

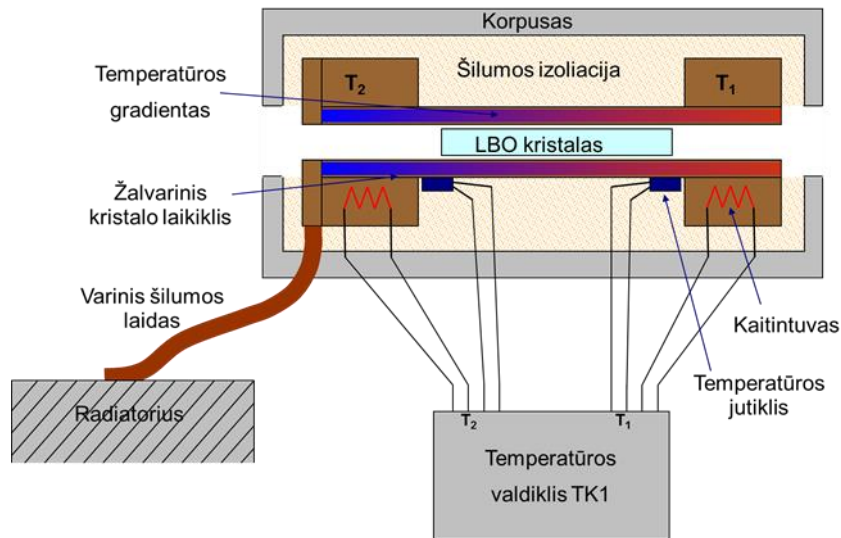
Sustiprinti čirpuoti impulsai buvo panaudojami antrosios harmonikos generavimui LBO kristale kritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje, nekritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje esant temperatūros gradientui išilgai netiesinio kristalo ir nekritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje be temperatūros gradiento. Naudotų kristalų parametrai pateikti 4.3.1 lentelėje.

**4.3.1 lentelė.** Tyrimuose naudotų LBO netiesinių kristalų parametrai. Juostos pločiai suskaičiuoti naudojant kristalo principinių lūžio rodiklių Zelmejerio lygtis [172].

Nr.	Ilgis (mm)	Išpjovimo kampai	Sąveika	$d_{\text{eff}}$ (pm/V) (fazinio sinchronizmo kryptimi) [177]	Fazinio sinchronizmo dažnių juostos plotis (nm) ( $\lambda_c = 1064$ nm)
1	30	$\theta = 90^\circ$ , $\varphi = 0^\circ$	I tipas. Nekritinis fazinis sinchronizmas ( $T_c = 149,2$ °C)	0,85	1,27
2	10	$\theta = 90^\circ$ , $\varphi = 11,6^\circ$	I tipas. Kritinis fazinis sinchronizmas	0,83	3,78

Nekritinio fazinio sinchronizmo konfigūracijoje buvo naudojamas 3 cm ilgio LBO kristalas išpjautas statmenai  $x$  ašiai (Nr. 1, 4.3.1 lentelėje). Kristalo paviršiai buvo padengti skaidrinančiomis dangomis 532 nm ir 1064 nm bangos ilgiams. Šis LBO kristalas buvo įmontuotas specialiai sukurtoje kristalo krosnelėje, kurioje buvo integruoti du nepriklausomi šildytuvai, įmontuoti priešinguose kristalo laikiklio galuose (4.3.2 pav.). Kristalo laikiklis buvo pagamintas tiksliai pagal kristalo matmenis taip, kad oro tarpas tarp kristalo ir laikiklio sienelių neviršytų 10  $\mu\text{m}$ . Aukštas mechaninis tikslumas turėjo užtikrinti pastovų temperatūros pasiskirstymą skersinėje kristalo plokštumoje ir pastovų temperatūros gradientą išilgai kristalo. Temperatūros valdymui buvo naudojamas dviejų kanalų temperatūros valdiklis. Nustatant skirtingas temperatūros vertes priešingiems kristalo galams buvo sukuriamas reikiamas temperatūros gradientas išilgai kristalo.

Impulsinis pluoštas iš skaidulinės lazerinės sistemos buvo šiek tiek fokusuojamas suformuojant 130  $\mu\text{m}$  diametro ( $1/e^2$  maksimalaus intensyvumo lygyje) sąsmauką kristale. Eksperimentiniai tyrimai buvo atliekami registruojant fundamentinės bangos ir antrosios harmonikos spektrus ir keitimo našumą.

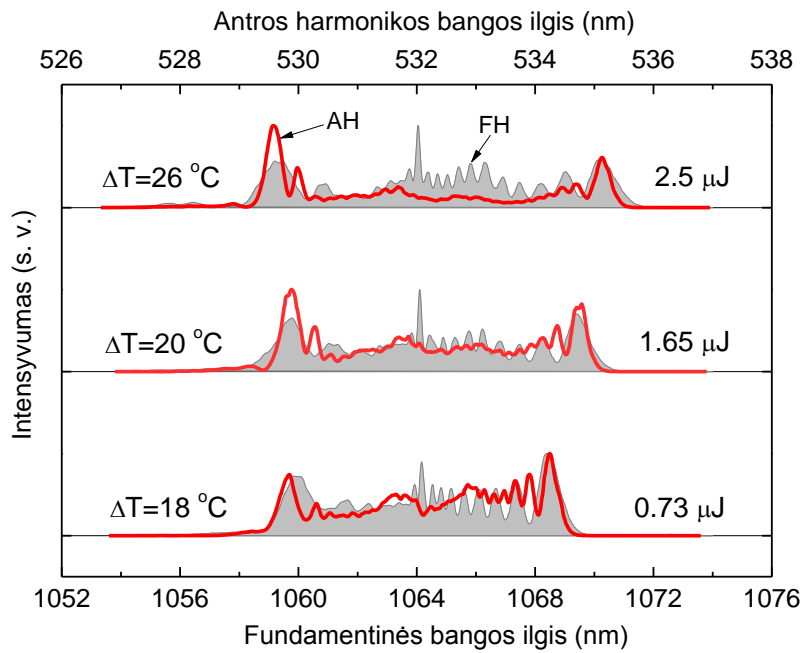


4.3.2 pav. Kristalo krosnelės schema.

#### 4.4 Antrosios harmonikos generavimo esant temperatūros gradientui išilgai LBO kristalo eksperimentinių tyrimų rezultatai

LBO kristale, kurio ilgis lygus 3 cm, fazinio sinchronizmo juostos plotis yra apribotas iki 1,27 nm (1064 nm centriniam bangos ilgiui) dėl grupinių greičių nederinimo (1.3.3.1 poskyris). Ši vertė yra žymiai mažesnė, negu impulsų iš skaidulinės sistemos spektro plotis (~12 nm). Tai lemia mažą šios impulsinės spinduliuotės keitimo našumą ir impulsų iškraipymus. Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad be temperatūros gradiento tokioje konfigūracijoje gali būti pasiektas keitimo našumas tik iki 17 %.

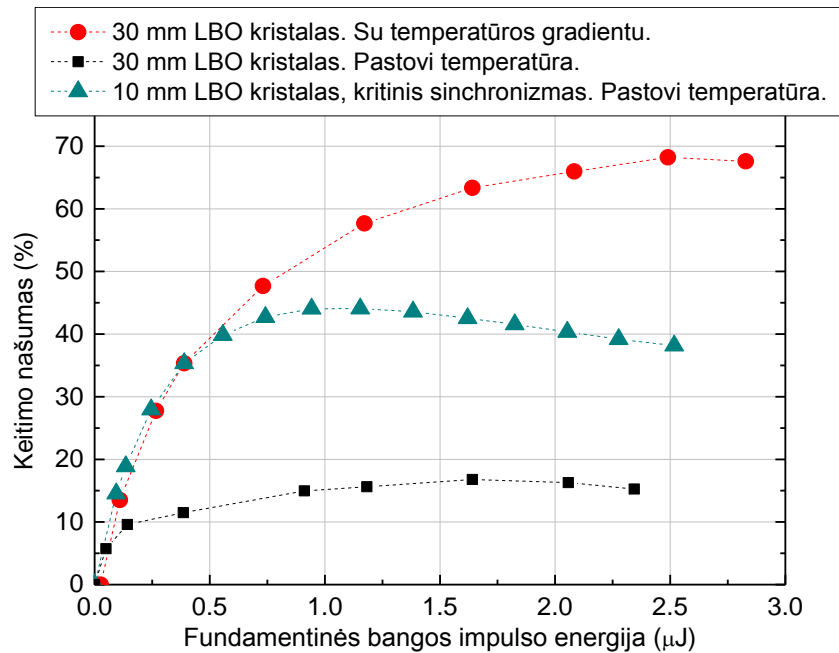
Tuo tarpu sudarius reikiamą temperatūros gradientą išilgai kristalo, praktiškai visas impulsų spektras buvo sėkmingai konvertuojamas į antrąją harmoniką (4.4.1 pav.). Tai reiškia, kad temperatūros gradientas iš tikrųjų leidžia praplėsti fazinio sinchronizmo spektrinės juostos plotį, kaip tai buvo numatyta modeliavimuose.



**4.4.1 pav.** Fundamentinės bangos (pilkas plotas) ir sugeneruotos antrosios harmonikos (raudona kreivė) spektrų palyginimas esant skirtingoms impulso energijos vėrtėms, kai buvo sudarytas temperatūros gradientas išilgai kristalo.  $\Delta T$  nurodo temperatūros skirtumą tarp kristalo galų.

Matuojant keitimo našumo priklausomybę nuo fundamentinės bangos impulsų energijos, temperatūros gradientas turėjo būti optimizuojamas kiekvienam impulso energijos taškui. Buvo pastebėta, kad optimalaus temperatūros gradiento vertė didėja didinat fundamentinės bangos impulsų energiją. Tokia savybė buvo numatoma ir skaitinių modeliavimų. Išmatuota keitimo našumo priklausomybė nuo fundamentinės bangos impulsų energijos yra pavaizduota 4.4.2 pav. Iš grafiko matyti, kad esant temperatūros gradientui, maksimalus keitimo našumas buvo ženkliai didesnis (68 %), negu kai kristalo temperatūra buvo pastovi (17 %). Tame pačiame grafike palyginimui yra atidėta keitimo našumo priklausomybė generuojant antrąją harmoniką 1 cm ilgio LBO kristale suderintame kritiniam faziniam sinchronizmui ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 11,6^\circ$ ). Spinduliuotė į šį kristalą buvo fokusuojama aštriau (sąsmaukos diametras 50  $\mu\text{m}$ ) siekiant padidinti smailinį intensyvumą ir keitimo našumą. Esant tokioms fokusavimo sąlygoms ir maksimaliai impulsų energijai iš skaidulinio lazerio, įvertintas maksimalus smailinis intensyvumas kristale siekė 25  $\text{GW}/\text{cm}^2$ , kas pagal kai kuriuos šaltinius [174] gali sukelti kristalo pažeidimą. Nors šių bandymų metu kristalo pažeidimas neįvyko, daugiau didinti smailinį

intensyvumą kristale iš esmės nėra tikslinga. Net ir šiuo trumpesnio kristalo ir aukšto smailinio intensyvumo atveju, maksimalus keitimo našumas buvo mažesnis negu taikant temperatūros gradiento metodą (4.4.2 pav.).



**4.4.2 pav.** Antrosios harmonikos generavimo LBO kristale keitimo našumo priklausomybė nuo fundamentinės bangos impulso energijos trims atvejams: 3 cm ilgio kristalui su išilginiu temperatūros gradientu (apskritimai), 3 cm ilgio kristalui esant pastoviai temperatūrai (kvadratėliai) ir 1 cm ilgio kristalui esant kritiniam faziniam sinchronizmui su pastovia temperatūra (trikampiai).

Fundamentinės bangos ir antrosios harmonikos pluoštų (esant temperatūros gradientui) charakterizavimui buvo išmatuotas pluošto  $M^2$  parametras. Skaidulinio lazerio generuojamo pluošto išmatuotos  $M^2$  vertės horizontaliai ir vertikalčiai ašims buvo  $M^2_{x,y} = 1,1$ . Antrosios harmonikos pluošto matavimas buvo atliekamas esant  $>50\%$  keitimo našumui. Pluošto kokybės iškraipymų nebuvo pastebėta, išmatuotos  $M^2$  vertės:  $M^2_x = 1,1$  ir  $M^2_y = 1,2$ .

## 4.5 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Atlikti tyrimai parodė, kad sudarius temperatūros gradientą išilgai netiesinio kristalo gali būti generuojama plataus spektro impulsų antroji harmonika naudojant didesnio ilgio kristalą negu įprastoje konfigūracijoje ir tuo pačiu pasiekiamas aukštesnis keitimo našumas. Eksperimentiškai buvo pademonstruotas iki 68 % keitimo našumas generuojant 12 nm spektro pločio čirpuotų impulsų, generuojamų skaidulinio lazerio, antrąją harmoniką 3 cm ilgio LBO kristale su temperatūros gradientu. Tai yra žymiai geresnis keitimo našumas nei naudojant įprastą antrosios harmonikos generavimo metodą, kai kristalo temperatūra yra pastovi. Skaitiniai modeliavimai papildomai numato, kad šis antrosios harmonikos generavimo metodas yra mažai jautrus temperatūros, bangos ilgio, smailinio intensyvumo išderinimui. Naudojant temperatūros gradiento metodą LBO kristale, temperatūrinio derinimo intervalas leidžia atlikti optinio dažnio keitimą spinduliuotei visame iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo stiprinimo juostos ruože.

## 5 Netiesinis impulsinių pluoštų iš skaidulinių lazerių apjungimas

---

*Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti [S4], [P1] leidiniuose ir pristatyti [K2, K18, K19] konferencijose.*

Atvejais kai yra reikalinga trumpesnio bangos ilgio spinduliuotė negu gaunama tiesiogiai iš Yb jonais legiruotų skaidulinių lazerių, optinio dažnio keitimo schema gali būti sudaryta taip, kad tuo pačiu būtų atliekamas ir impulsinių pluoštų apjungimas. Tokiu būdu apjungus kelis skaidulinius šaltinius arba kelis impulsus iš vieno šaltinio gali būti gaunama spinduliuotė, kurios parametrai viršija skaidulinių lazerių ribojimus. Šiame skyriuje nagrinėjami du metodai: nuoseklus impulsų apjungimas laike generuojant suminį dažnį ir nekolinearusis netiesinis impulsinių pluoštų apjungimas ir impulsų sutankinimas laike generuojant suminį dažnį. Pirmasis metodas leidžia apjungti (vienu pluoštu sklindančius) du laike, vienas šalia kito, išdėstytus impulsus į vieną suminio dažnio impulsą, kurio energija (ir smailinė galia) yra didesnė lyginant su atveju kai optinio dažnio keitimas yra atliekamas tiesiogiai. Naudojant kitą šio metodo modifikaciją, vieno ilgo impulso priekinė dalis gali būti apjungiamas su galine dalimi ir tokiu būdu gaunami dvigubai trumpesni impulsai. Antrasis metodas leidžia padidinti suminio dažnio pluošto vidutinę galią. Tai pasiekama kai keli impulsiniai pluoštai iš skaidulinių lazerinių stiprintuvų apjungiami generuojant vieną pluoštą, kuriame impulsai yra sutankinami laike. Kadangi impulsai yra sutankinami laike, tuo pačiu padidinamas ir impulsų pasikartojimo dažnis apjungtame pluošte.



## 5.1 Nekolinarusis netiesinis impulsinių pluoštų apjungimas ir impulsų sutankinimas laike

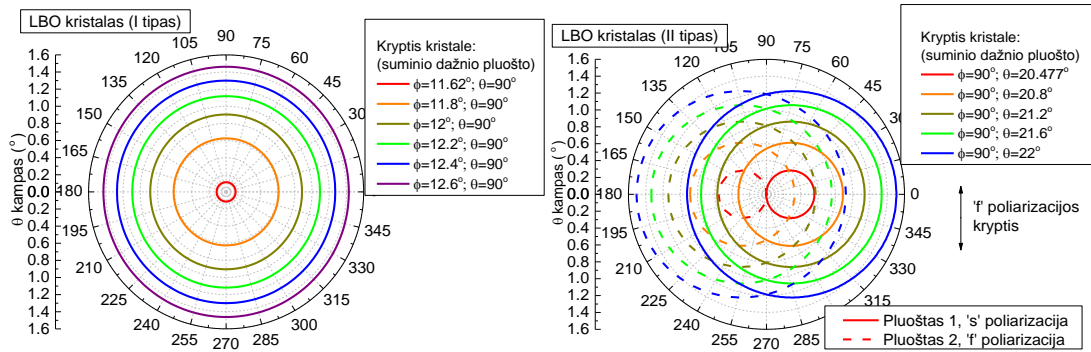
### 5.1.1 Metodo teorinis pagrindas

Galimybė apjungti kelis impulsinius pluoštus į vieną pluoštą kvadratinio jautrio kristale atsiranda dėl daugiau nei vienos krypties, kuriomis sklindant fundamentinėms bangoms gali būti išpildomos fazinio sinchronizmo sąlygos ir generuojamas suminio dažnio pluoštas ta pačia kryptimi. Tai galioja I ir II tipo fazinio sinchronizmo atveju, nors krypčių pasiskirstymas abiem atvejais šiek tiek skiriasi. Šiame poskyryje yra įvertinamos fazinio sinchronizmo kryptys, pagrindiniai geometriniai parametrai ir metodo galimybių ribos.

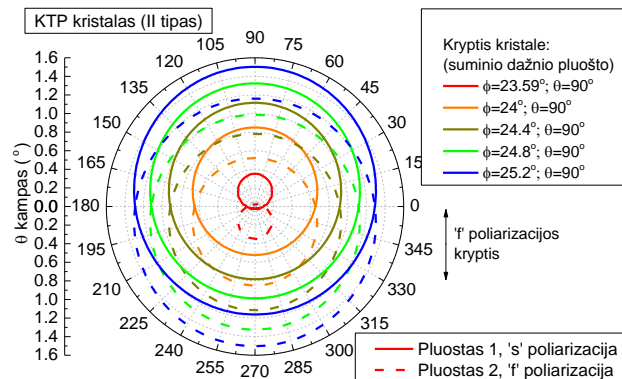
#### 5.1.1.1 Fazinio sinchronizmo krypčių skaičiavimas

Fazinio sinchronizmo kryptys gali būti apskaičiuotos remiantis fazinio sinchronizmo sąlyga (1.3.5) ir Frenelio lygtimi bangų normalėms (1.3.9)-(1.3.11). Tokie skaičiavimai KTP ir LBO kristalams buvo atlikti skaitmeniškai Matlab programinio paketo aplinkoje. Suminio dažnio pluošto kryptis kristalo koordinačių sistemoje buvo pasirenkama fiksuota, o dviejų fundamentinių bangų krypties parametrai  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\varphi_1$  atžvilgiu suminio dažnio pluošto krypties (žr. 1.3.2 poskyrį) buvo varijuojami ir skaičiuojamas fazinis nederinimas  $\Delta k$ . Toliau buvo išrenkamos krypties parametrų kombinacijos kai gaunamas minimalus fazinis nederinimas  $\Delta k \rightarrow 0$ . Skaičiavimams buvo naudotos literatūroje pateikiamos kristalų lūžio rodiklio Zelmejerio lygtys [172,178]. Rezultatai pateikti 5.1.1-5.1.2 pav. Iš šių grafikų matyti, kad galimos fundamentinių bangų sklidimo kryptys sudaro koncentrinis žiedus I tipo sąveikos atveju ir du paslinktus žiedus II tipo sąveikos atveju. Bet kokie du taškai, atitinkantys šiuos žiedus ir gulintys vienoje tiesėje, einančioje per grafiko centrą (kuris atitinka suminio dažnio pluošto kryptį), išpildo fazinio sinchronizmo sąlygas. Keičiant suminio dažnio pluošto kryptį kristalo koordinačių sistemoje, fazinio sinchronizmo žiedai didėja arba mažėja ir tokiu

būdu konfigūracija gali būti optimizuojama norimam nekolinearumo kampui pasiekti.



**5.1.1 pav.** Fundamentinių bangų fazinio sinchronizmo LBO kristale galimi krypties kampai  $\phi$  ir  $\theta$  polinėje koordinatinių sistemoje susietoje su suminio dažnio pluošto kryptimi. Kreivių spalvos žymi skirtingus suminio dažnio pluošto krypties atvejus kristalo koordinatinių sistemoje (t. y. kristalo pasukimą). Skaičiavimams naudoti LBO kristalo parametrai pateikiami [172].

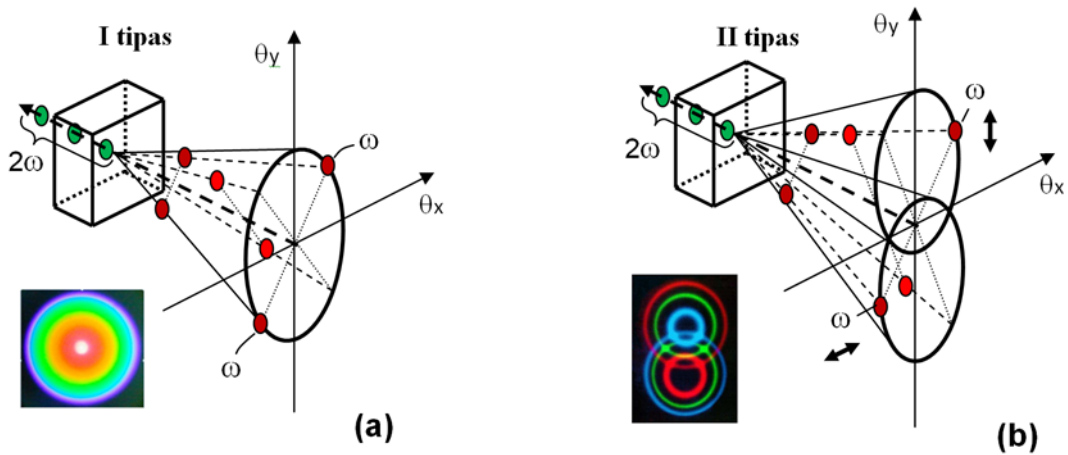


**5.1.2 pav.** Fundamentinių bangų fazinio sinchronizmo KTP kristale galimi krypties kampai  $\phi$  ir  $\theta$  polinėje koordinatinių sistemoje susietoje su suminio dažnio pluošto kryptimi. Kreivių spalvos žymi skirtingus suminio dažnio pluošto krypties atvejus kristalo koordinatinių sistemoje (t. y. kristalo pasukimą). Skaičiavimams naudoti KTP kristalo parametrai pateikiami [178].

Suminio dažnio generacija vyksta kai kristale persikloja pora pluoštų (II tipo atveju statmenų poliarizacijų), kurių kryptys atitinka fazinio sinchronizmo sąlygas. Tokių porų gali būti daugiau nei viena ir tokiu būdu gali būti atliekamas pluoštų apjungimas. Jei apjungimui yra naudojami impulsiniai pluoštai ir impulsai iš atskirų porų tarpusavyje nepersikloja laike, po apjungimo yra gaunamas impulsų sutankinimas laike ir generuojamo pluošto vidutinė galia yra proporcinga visų apjungiamų pluoštų vidutinių galių sumai. Toks pluoštų apjungimo metodas yra iliustruotas 5.1.3 pav. ir bus toliau detalai nagrinėjamas.

Reiktų pažymėti, kad yra įmanomas ir kitas atvejis, kai impulsai iš visų apjungiamų pluoštų persikloja laike, tačiau norint, kad tokiu atveju vyktų efektyvus apjungimas ir keitimas į suminį dažnį dviejų ir daugiau pluoštų porų,

pluoštų fazės turi būti suderintos, taigi yra reikalingas aktyvus fazės derinimas. Šis atvejis eksperimentiškai nebuvo tirtas todėl toliau nebus minimas.



**5.1.3 pav.** Nekolinarus netiesinio impulsinių pluoštų apjungimo ir impulsų sutankinimo laike iliustracijos I tipo (a) ir II tipo (b) fazinio synchronizmo konfigūracijų atvejais. Raudoni taškai žymi fundamentinės bangos impulsus, o žali taškai žymi suminio dažnio impulsus. [179]

Suminio dažnio generacija yra atvirkščias procesas parametriniam stiprinimui. Taigi tiriamas metodas yra giminingas pluoštų apjungimui per nekolinarų parametrinį stiprinimą kaupinant keliais pluoštais, aprašytam 1.4.3.1 poskyryje. Nepaisant to, kad abu šie metodai paremti vienodo tipo netiesiškumu, jų teikiamos galimybės yra visiškai skirtingos. Parametriniu stiprinimu paremtas metodas leidžia padidinti impulsų energiją (ir smailinę galią), kai keli kaupinimo pluoštai stipriną vieną signalinį pluoštą. Tuo tarpu, aprašomas metodas leidžia padidinti impulsų pasikartojimo dažnį ir pluošto vidutinę galią, kai impulsai iš kelių pluoštų yra sutankinami laike ir sudaro vieną suminio dažnio pluoštą. Taip pat, parametriniu stiprinimu paremtas pluoštų apjungimas pasižymi nepageidautinu energijos praradimu dėl šalutinės bangos generacijos. Impulsų sutankinimo laike metodas tokių nuostolių neturi, proceso našumą lemia tik suminio dažnio generacijos našumas.

### ***5.1.1.2 Nekolinarus netiesinio impulsinių pluoštų apjungimo konfigūracijos geometriniai parametrai***

Netiesinės sąveikos našumas priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo kristale ir sąveikos ilgio. Intensyvumui padidinti spinduliuotė gali būti

fokusuojama, tačiau tai kartu sumažina sąveikos ilgį. Sąveikos ilgis taip pat mažėja didinant nekolinearumo kampą  $\alpha$ . Esant nekolinearumo tarp pluoštų kampui lygiam  $2\alpha$  (5.1.4 pav.) ir pluoštų diametru šį sąmaukoje  $2w_0$  ( $1/e^2$  lygyje), pluoštų persiklojimo ilgis yra lygus:

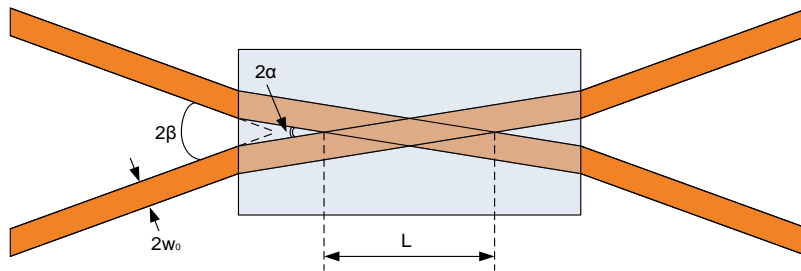
$$L = \frac{w_0}{\sin \alpha} \sqrt{2(1 + \cos \alpha)} \approx \frac{2w_0}{\alpha} \quad (5.1.1)$$

Kampas  $\alpha$  yra vidinis susikirtimo kampas kristale, kuris gali būti išreikštas per išorinį kampą  $\beta$  ore žinant kristalo lūžio rodiklį  $n_k$  tam tikro bangos ilgio ir poliarizacijos bangai:

$$\alpha = \sin^{-1} \left( \frac{\sin \beta}{n_k} \right) \quad (5.1.2)$$

Pluoštų persiklojimo ilgio įvertinime yra laikoma, kad pluošto diametras nepriklauso nuo kritimo kampo į kristalą. Tokia prielaida yra teisinga esant mažiems kampams  $\beta$ , kurie yra labiausiai tikėtini nekolinearios sąveikos konfigūracijose. Pavyzdžiui, esant  $\beta = 10^\circ$  ir kristalo lūžio rodikliui  $n_k = 1,6$ , pluošto diametro pokytis yra mažesnis nei 1%.

Nesant kitiems ribojimams (pavyzdžiui dėl grupinio greičio nederinimo), našiai sąveikai pasiekti, persiklojimo ilgis turi atitikti arba būti didesnis nei kristalo ilgis.



5.1.4 pav. Dviejų nekolinearių pluoštų persiklojimo kristale iliustracija.

Praktinei metodo realizacijai taip pat svarbu įvertinti maksimalų apjungiamų pluoštų skaičių. Galimas apjungiamų pluoštų skaičius gali būti apskaičiuotas pritaikius sąlygą, kad tolimajame lauke pluoštai negali persikloti (atskirtųjų apertūrų sąlyga), taigi jų pilnas skėsties kampas neturi viršyti atstumo kuriuo pluoštai yra išdėstomi vienas šalia kito. Gausinio pluošto pilnas skėsties kampas  $2\theta$  yra lygus:

$$2\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (5.1.3)$$

čia  $\lambda$  – spinduliuotės bangos ilgis.

I tipo sąveikai fazinio sinchronizmo žiedo, kurio radiusas yra lygus kampui  $\beta$ , ilgis  $l$ , išreikštas radianais, yra:

$$l = 2\pi\beta \quad (5.1.4)$$

Kai  $\beta \gg \theta$ , maksimalus apjungiamų pluoštų skaičius gali būti surastas laikant, kad pluoštai yra išdėstomi ant tokio žiedo vienas šalia kito atskirti atstumu  $2\theta$ :

$$N_I = \frac{l}{2\theta} = \frac{\pi\beta}{\theta} = \frac{\pi^2 w_0 \beta}{\lambda} \quad (5.1.5)$$

II tipo sąveikai įvertinimas yra šiek tiek sudėtingesnis, kadangi fazinio sinchronizmo kryptys sudaro du paslinktus žiedus (5.1.1 pav.). Laikant, kad žiedų centrai paslinkti nuo koordinatinių sistemos centro kampu  $\gamma$  ir kad pluoštai išdėstomi tik išilgai išorinės kiekvieno žiedo dalies, maksimalus apjungiamų pluoštų skaičius gali būti išreikštas taip:

$$N_{II} = \frac{2l \left( 1 - \frac{\cos^{-1} \frac{\gamma}{\beta}}{\pi} \right)}{2\theta} = \frac{2\pi^2 w_0 \beta \left( 1 - \frac{\cos^{-1} \frac{\gamma}{\beta}}{\pi} \right)}{\lambda} \quad (5.1.6)$$

Iš čia matyti, kad apjungiamų pluoštų skaičius gali būti didinamas didinant nekolinearumo kampą  $\beta$  ir pluoštų radiusą  $w_0$ . Tačiau keitimo našumas priklauso nuo intensyvumo, kuris yra atvirkščiai proporcingas pluoštų radiuso kvadratui  $\sim 1/w_0^2$ . Be to, kaip seka iš (5.1.1), sąveikos ilgis yra atvirkščiai proporcingas pluoštų nekolinearumo kampui. Taigi atsižvelgiant į proceso našumą, atsiranda papildomi ribojimai apjungiamų pluoštų skaičiui priklausomai nuo maksimalios smailinės galios gaunamos iš naudojamų lazerinių šaltinių.

### 5.1.1.3 *Nekolinarus netiesinio impulsinių pluoštų apjungimo metodo maksimalios vidutinės galios ribojimų įvertinimas*

Pagrindinė impulsinių pluoštų apjungimo metodo nagrinėjamo šiame skyriuje teikiama nauda tai impulsų sutankinimas laike ir, tuo pačiu, vidutinės galios padidinimas. Kiek kartų daugiausiai gali būti padidinama vidutinė galia priklauso nuo lazerinių šaltinių (stiprintuvų) generuojamų impulsų sekos parametrų: impulsų pasikartojimo periodo ir impulso trukmės santykio ( $N_{max} \sim T/t$ ). Laikant, kad impulsai yra stačiakampės formos, ir kad nėra apribojimų apjungiamų šaltinių skaičiui, maksimali apjungto pluošto vidutinė galia yra lygi:

$$P_{max} = 2P_{vid}N_{max}\eta = 2\frac{P_s t}{T} \cdot \frac{T}{t}\eta = 2P_s\eta \quad (5.1.7)$$

čia  $P_s$  – impulsų iš lazerinių šaltinių smailinė galia,  $\eta$  – keitimo našumas. Daugiklis 2 atsiranda dėl to, kad pluoštai apjungiami poromis.

Esant našumui  $\eta = 0,5$ , apjungto pluošto maksimali vidutinė galia tampa lygi impulsų smailinei galiai iš atskiro lazerinio šaltinio. Įprastuose didelio modos plotos skaiduliniuose stiprintuvuose impulsai gali būti sustiprinami iki ~200 kW smailinių galių (3.4.1 lentelė.). Taigi, iš čia sekanti teorinė riba maksimaliai apjungto pluošto vidutinei galiai yra daug didesnė negu iki šiol pademonstruoti suminio dažnio generacijos pasiekimai. Dėl to, didesnę reikšmę gali turėti tribangės sąveikos netiesiniame kristale keliami apribojimai. Tribangės sąveikos metu nėra nepageidaujamo energijos keitimo į šilumą dėl kvantinio defekto, vienintelis šilumos išsiskyrimo šaltinis yra kristalo tiesinė sugertis. Tačiau šilumos išsiskyrimas šiuo atveju yra ypatingai nepageidaujamas, nes be pluošto iškraipymo jis lemia dar ir temperatūrinį fazinio sinchronizmo išsiderinimą bei keitimo našumo mažėjimą. Dar kitas ribojimų šaltinis yra paties kristalo optinio pažeidimo slenkstis. Pakankamai aukštu atsparumu optinei spinduliuotei ir maža sugertimi pasižymi LBO netiesinis kristalas, kuris buvo naudojamas toliau pateiktuose eksperimentiniuose bandymuose. Šio kristalo optinio pažeidimo ir sugerties parametrai pateikti 5.1.1 lentelėje. Naudojant LBO kristalą eksperimentiškai

buvo pademonstruotas iki 0,82 kW vidutinės galios antros harmonikos generavimas [180]. Pagal kitame šaltinyje [181] pateikiamų modeliavimų rezultatus, 2,3 mm ilgio LBO kristale vidutinė galia gali viršyti 10 kW, kai temperatūros gradiento sukeltas fazinio sinchronizmo išsiderinimas neviršija  $\pi/2$ .

Siekiant minimizuoti šilumos išsiskyrimą kristale, taip pat gali būti taikomi papildomi technologiniai sprendimai naudojant astigmatinį pluošto fokusavimą [182] ar kristalo padalinimą į plonas plokšteles, tarp kurių paleidžiamos aušinančios dujos [79]. Pastaruoju atveju teoriškai yra suskaičiuota, kad kristalo maksimalios vidutinės galios riba gali būti paslinkta net iki 1 MW.

**5.1.1 lentelė.** LBO netiesinio kristalo atsparumo optinei spinduliuotei parametrai.

Kristalas	Sugerties koeficiento santykis $\alpha_{515\text{nm}}/\alpha_{1030\text{nm}}$ [181]	Tiesinė sugertis (515 nm) [181]	Pažeidimo slenkstis			
			Nuolatinei spinduliuotei (1064 nm) [177]	Nuolatinei spinduliuotei (532 nm) [177]	Impulsams (1,1 ns; 1064 nm) [175]	Impulsams (1 ns; 532 nm) [175]
LBO	1,63	$\sim 9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$	> 0,001 GW/cm <sup>2</sup>	> 0,0004 GW/cm <sup>2</sup>	45 GW/cm <sup>2</sup>	26 GW/cm <sup>2</sup>

## 5.1.2 Eksperimentinės schemas

Šiame poskyryje yra pateikiama bandymams sukonstruotos skaidulinės lazerinės sistemos sandara bei impulsų stiprinimo bandymų rezultatai. Taip pat nekolinearų netiesinio pluoštų apjungimo eksperimento schemas ir naudotų kristalų parametrai.

### 5.1.2.1 Impulsų šaltiniai ir skaiduliniai stiprintuvai

Eksperimentiniams bandymams buvo pasirinkta apjungti 4 atskirus pluoštus. Tam tikslui pasiekti, impulsai iš vieno lazerinio šaltinio buvo padalinami į 4 atskirus kanalus ir stiprinami atskiruose LMA skaiduliniuose stiprintuvuose iki maksimalios impulsų energijos (apribotos netiesinių reiškinių). Bandymams buvo reikalingi kelių šimtų pikosekundžių trukmės, siauro spektro impulsai. Tokių parametrų impulsų buvo siekiama tam, kad net po fazės moduliavimosi galiniame LMA stiprintuve, impulsų spektras būtų

pakankamai siauras ir būtų išvengiama keitimo našumo ribojimo dėl grupinių greičių nederinimo neteisiniame kristale. Impulsų generavimui buvo prieinamos dvi galimybės: lazerinio diodo kaupinamas mikrolazeris ir skaidulinio osciliatoriaus su priešstiprintuviais sistema. Šių šaltinių generuojamų impulsų parametrai pateikti 5.1.2 lentelėje. Pirmas šaltinis generavo šiek tiek ilgesnius ir didesnės energijos impulsus, tačiau veikė tik mažo impulsų pasikartojimo dažnio veikoje. Dėl to didžiausios vidutinės galios bandymuose buvo naudojamas antras, pilnai skaidulinis šaltinis.

**5.1.2 lentelė.** Naudotų impulsų šaltinių parametrai

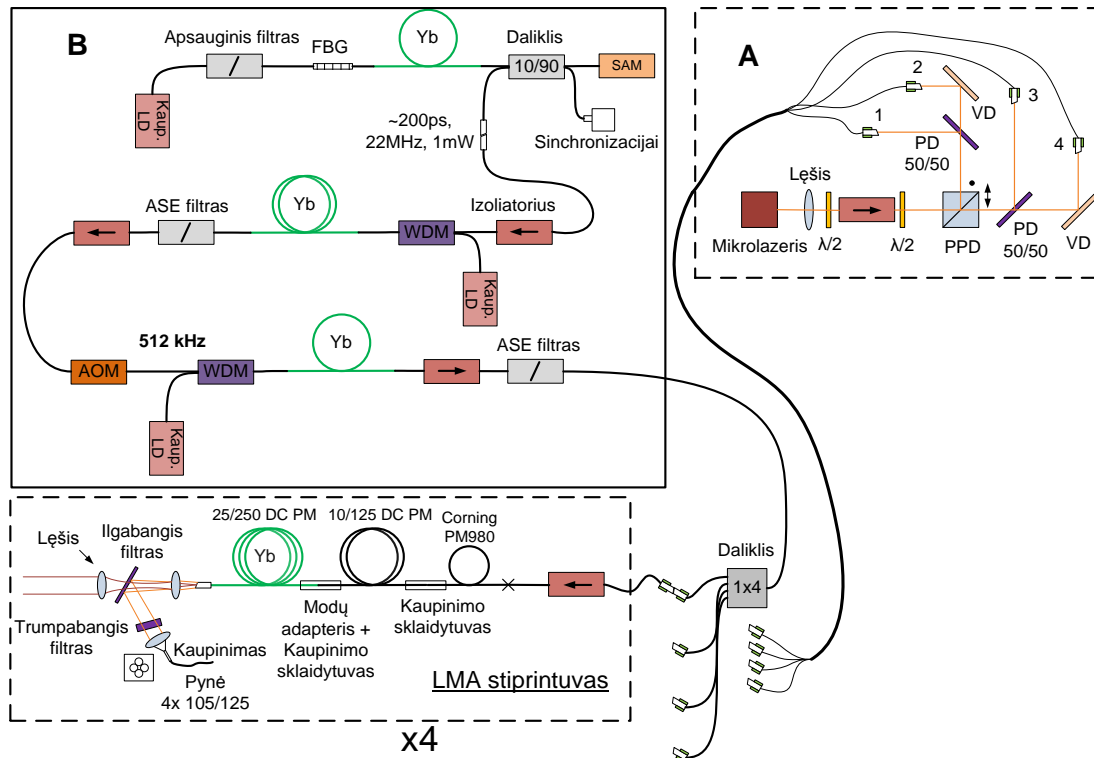
Nr.	Impulsų šaltinis	Impulsų trukmė	Impulsų energija (kanalui)	Pasikartojimo dažnis	Vidutinė galia (kanalui)
1	Mikrolazeris	~400 ps	400-600 nJ	5 kHz	2-3 mW
2	Skaidulinis osciliatorius ir stiprintuvai	~200 ps	33 nJ	512 kHz (galimybė keisti)	~17 mW

Impulsus generuojančių šaltinių ir LMA skaidulinių stiprintuvų schemas yra pateiktos 5.1.5 pav. Pirmojo šaltinio atveju, mikrolazeris generavo pakankamai didelės energijos impulsus, todėl šie impulsai buvo tiesiog padalinami į 4 atskirus kanalus (5.1.5 pav., A). Spinduliuotė iš mikrolazerio buvo kolimuojama ir sklido per izoliatorių skirtą mikrolazerio apsaugai nuo grįžtančios spinduliuotės. Po izoliatoriaus pluoštas buvo padalinamas į dvi šakas naudojant poliarizacinį pluošto daliklį (PPD) ir toliau kiekviena šakų buvo dar padalinama į dvi naudojant 50/50 interferencinius pluošto daliklius (PD). Galiausiai pluoštai buvo įvedami į 4 atskiras vienmodes skaidulas prijungtas prie LMA stiprintuvų.

Antrąjį impulsų šaltinį sudarė skaidulinis impulsų osciliatorius, pora skaidulinių stiprintuvų ir akustooptinis moduliatorius tarp šių stiprintuvų. Skaidulinis osciliatorius generavo 200 ps trukmės, mažos energijos impulsus 22 MHz pasikartojimo dažniu. Šie impulsai buvo sustiprinami pirmame vienmodžiame skaiduliniame stiprintuve ir toliau buvo sumažinamas impulsų pasikartojimo dažnis iki norimos vertės (512 kHz) naudojant akustooptinį moduliatorių (AOM). Galiausiai impulsai buvo sustiprinami antrame

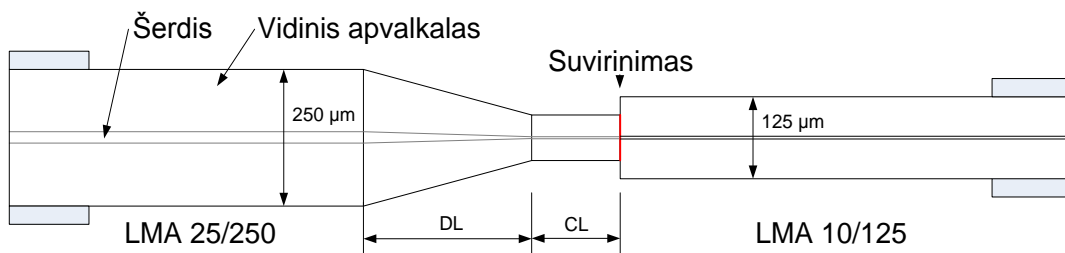


vienmodžiame skaiduliniame stiprintuve ir spinduliuotė padalinama į keturias šakas naudojant skaidulinį pluošto daliklį (1x4).



**5.1.5 pav.** Impulsų šaltinių ir LMA stiprintuvų sandaros schemos. SAM – veidrodis su įsisotinančiu sugėrikliu, PPD – polarizacinis pluošto daliklis, PD – pluošto daliklis, VD – veidrodis.

LMA stiprintuvuose buvo naudojamos 25  $\mu\text{m}$  šerdies diametro polarizaciją išlaikančios aktyvios LMA skaidulos (detalesni skaidulų parametrai pateikti 5.1.3 lentelėje). Signalo įvedimui į šias skaidulas buvo sukurti modų adapteriai skaidulos ištempimo (*angl. tapering*) būdu. Aktyvi LMA skaidula buvo ištempama nuo 250  $\mu\text{m}$  diametro (apvalkalo) iki 100  $\mu\text{m}$ , nukertama ir prie jos privirinama 10  $\mu\text{m}$  šerdies diametro pasyvios skaidulos atkarpa (10/125; NA 0,08) (5.1.6 pav.). Toliau prie šios skaidulos buvo privirinama standartinė vienmodė skaidula PM980 (šerdies diametras  $\sim 7 \mu\text{m}$ ).



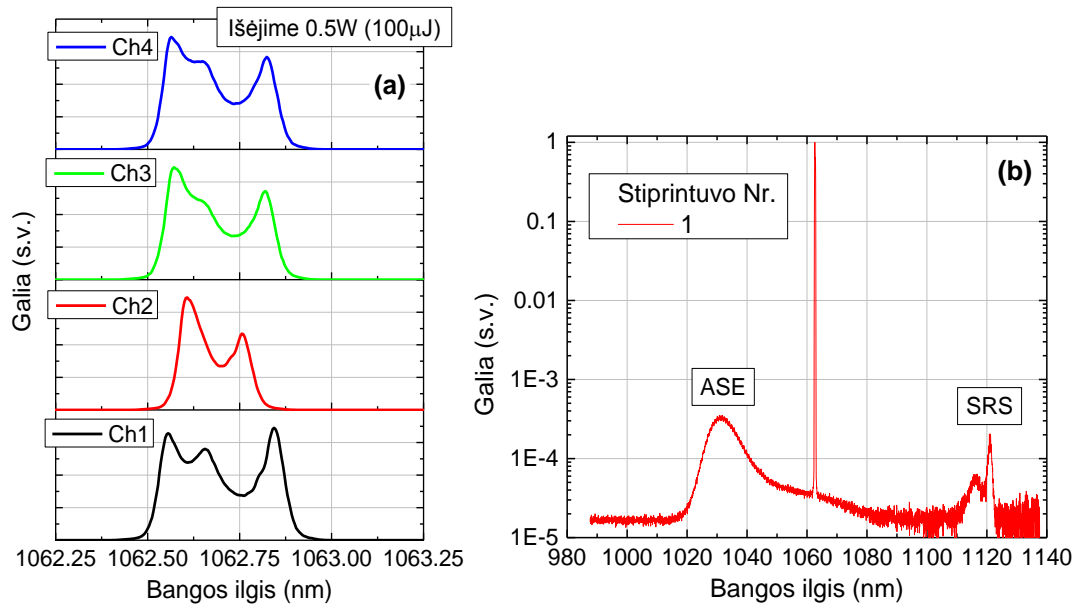
**5.1.6 pav.** Modų adapterio tarp 25/250 ir 10/125 skaidulų schema.

**5.1.3 lentelė.** LMA skaidulų ir stiprintuvų, sudarytų jų pagrindu, parametrai.

	Aktyvi skaidula				10/125 skaidulos ilgis (m)	Pluošto kokybė stiprintuvo išėjime (M <sup>2</sup> )
	Šerdies diametras/apvalkalo diametras (μm)	Skaitinė apertūra (NA)	Skaidulos ilgis (m)	Apvalkalo sugertis (975 nm) (dB/m)		
<b>1</b>	25/250 (Nufern)	0,062	~2,4	5,4	0,65	~1,14
<b>2</b>	25/250 (Liekki)	0,077	2,5	9,8	0,6	<1,25
<b>3</b>	25/250 (Nufern)	0,062	~3,1	5,4	1	<1,25
<b>4</b>	25/250 (Nufern)	0,062	~2,6	5,4	0,7	<1,28

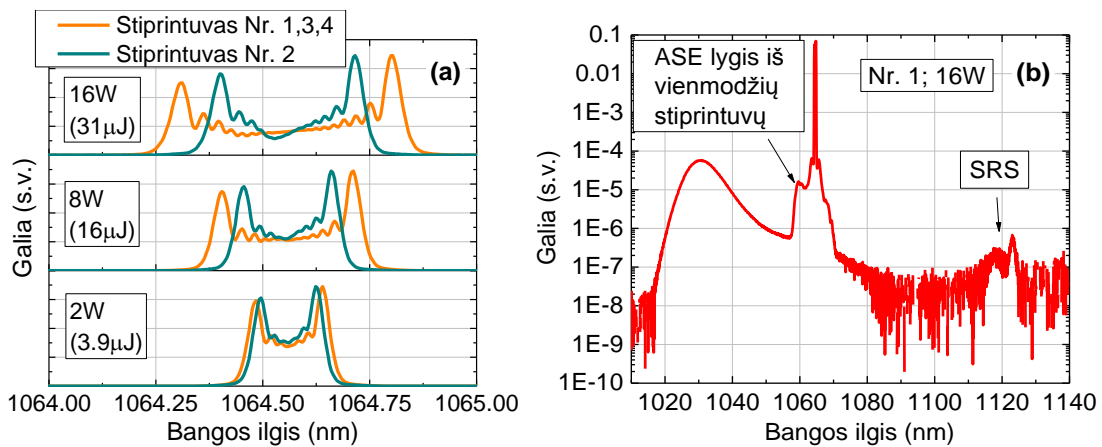
### 5.1.2.2 Skaidulinių stiprintuvų testavimas

Naudojant impulsų šaltinį A (5.1.5 pav.), impulsai galėjo būti sustiprinami iki ~100 μJ (0,5 W vidutinė galia) prieš atsirandant netiesinių reiškinių požymiams, t. y. priverstinei Ramano sklaidai (5.1.7b pav.). Nustatytas netiesiškumo slenkstis buvo apytiksliai lygus testuojant tris LMA stiprintuvus (Nr. 1, 3, 4), tačiau stiprintuve Nr. 2 impulsai galėjo būti sustiprinti iki žymiai didesnės energijos ir netiesinių reiškinių požymių spektre nebuvo stebima. Fazės moduliavimosi sukeliamas spektro plitimas šiame stiprintuve irgi buvo žymiai mažesnis negu kituose trijuose (5.1.7a pav.). Toks stiprintuvų charakteristikų skirtumas gali būti paaiškinamas tuo, kad stiprintuve Nr. 2 buvo naudojama kito gamintojo aktyvi skaidula, pasižyminti didesne specifikuojama kaupinimo sugertimi (žr. 5.1.3 lentelė), kas gali reikšti ir didesnę Yb jonų koncentraciją. Skaidulų gamintojų yra specifikuojama tik kaupinimo sugertis iš apvalkalo, todėl tiksli Yb jonų koncentracija paprastai nėra žinoma. Didesnė aktyvių jonų koncentracija leidžia pasiekti didesnę stiprinimą ilgio vienetui ir tokiu būdu sumažėja efektyvusis sąveikos ilgis, kas galėtų paaiškinti netiesiškumų slenksčių padidėjimą.

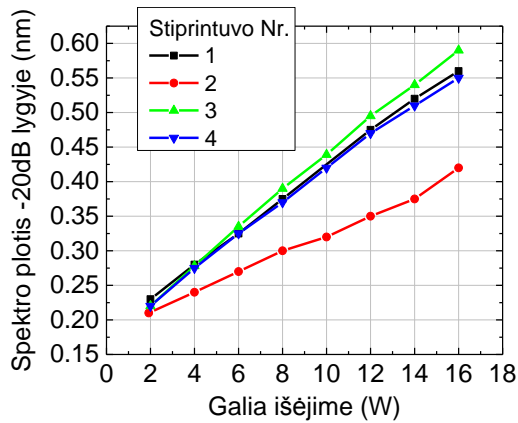


**5.1.7 pav.** Sustiprintų impulsų iš šaltinio A spektrai. a) Impulsų sustiprintų iki 100  $\mu\text{J}$  spektrai skirtingų stiprintuvų išėjimuose. b) Spinduliuotės spektras stiprintuvo Nr. 1 išėjime (plati bangos ilgių skalė) stiprinant impulsus iki 100  $\mu\text{J}$ .

Naudojant šaltinį B, veikiančią didesniu pasikartojimo dažniu, impulsai galėjo būti sustiprinami iki 31,3  $\mu\text{J}$  energijos ir 16 W vidutinės galios. Maksimalią impulsų energiją (vidutinę galią) riboja priverstinės Ramano sklaidos atsiradimas (5.1.8b pav.). Pačių impulsų spektras pasižymėjo charakteringa fazės moduliavimuisi spektro forma (5.1.8a pav.). Tokia tvarkinga spektro forma nurodo, kad impulso laikinė gaubtinė yra labai artima Gauso funkcijai. Kaip ir pirmojo impulsų šaltinio atveju, impulsų spektro išplitimas stiprintuvo Nr. 2 išėjime buvo ženkliai mažesnis negu kituose trijuose stiprintuvuose (5.1.9 pav.).



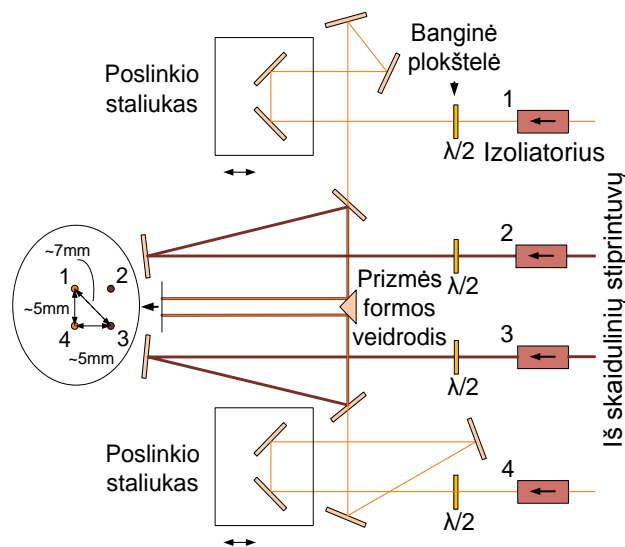
**5.1.8 pav.** Sustiprintų impulsų iš šaltinio B spektrai. a) Impulsų spektrai skirtingų stiprintuvų išėjimuose prie skirtingos išėjimo galios (impulso energijos). b) Spinduliuotės spektras stiprintuvo Nr. 1 išėjime (plati bangos ilgių skalė) stiprinant impulsus iki 16 W (31,3  $\mu\text{J}$ ).



5.1.9 pav. Spektro pločio priklausomybė nuo vidutinės galios stiprintuvo išėjime.

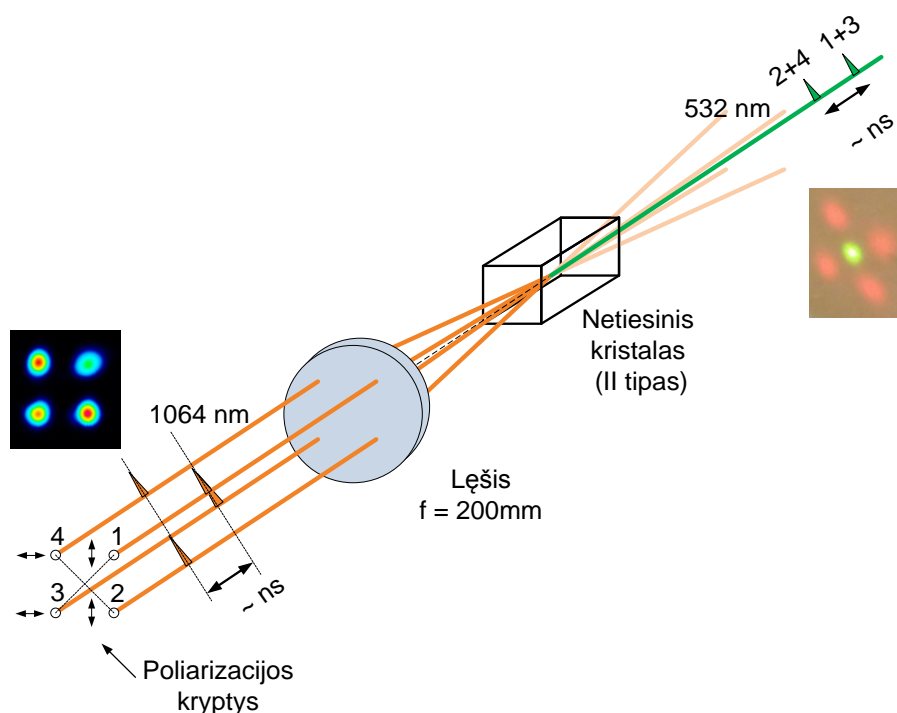
### 5.1.2.3 Pluoštų apjungimo netiesiniame kristale schemas

Apjungimo bandymams keturi pluoštai iš atitinkamų stiprintuvų turėjo būti nukreipti reikiama kampais į netiesinį kristalą. Tam buvo sudaryta optinė schema pavaizduota 5.1.10 pav. Šioje sistemoje pluoštų sklaidimas yra organizuotas taip, kad visi pluoštai nusklinda apytiksliai vienodą atstumą nuo stiprintuvų išėjimų iki kristalo. Taip pat pluoštų Nr. 1 ir Nr. 4 kelyje yra integruotos derinamos užvėlinimo linijos, skirtos paderinti impulsų užvėlinimą laike ir užtikrinti impulsų persiklojimą. Impulsai iš kanalo Nr. 1 turi persikloti su Nr. 3, o impulsai iš kanalo Nr. 2 turi persikloti su Nr. 4. Galutinis keturių pluoštų išdėstymas erdvėje kvadrato viršūnėse realizuojamas naudojant prizmės formos veidrodį (5.1.10 pav.).



5.1.10 pav. Keturių pluoštų nukreipimo į kristalą optinė schema.

Lygiagrečiai sklindantys keturi pluoštai buvo fokusuojami į kristalą naudojant  $f = 200$  mm židinio nuotolio lęšį kaip tai iliustruota 5.1.11 pav. (detalesnis fokusavimo sąlygų pasirinkimo aprašymas pateiktas kitame poskyryje). Nors buvo siekiama suvienodinti visų pluoštų parametrus, skirtingų pluošto sąmaukos diametrai šiek tiek skyrėsi, ypačiai iš stiprintuvų Nr. 3 ir 4 (5.1.4 lentelė). Taip pat šių stiprintuvų pluoštai pasižymėjo didesniais intensyvumo skirstinio iškraipymais (5.1.12 pav.).

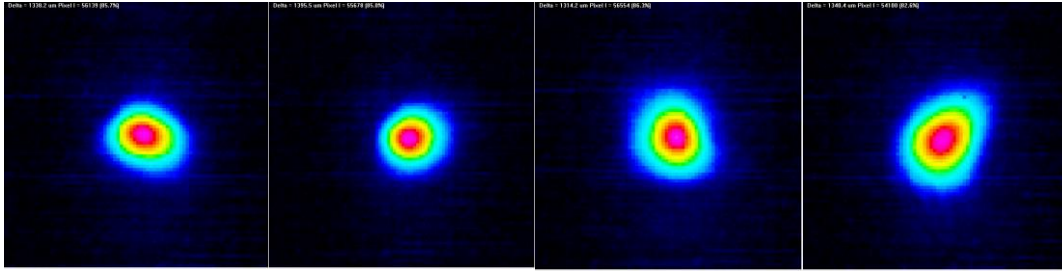


5.1.11 pav. Keturių pluoštų fokusavimo kristale schema.

5.1.4 lentelė. Pluoštų diametrai persiklojimo taške.

Kanalo Nr.	Diametras $d_x$ ( $1/e^2$ ) ( $\mu\text{m}$ )	Diametras $d_y$ ( $1/e^2$ ) ( $\mu\text{m}$ )
1	222	180
2	213	204
3	205	230
4	230	260

Kiekvieno iš pluoštų poliarizacija galėjo būti derinama pasukant atitinkamą  $\lambda/2$  plokštelę (5.1.10 pav.). Nustačius vienodą visų pluoštų poliarizaciją, pluoštų persiklojimo taške buvo stebima interferencija.



**5.1.12 pav.** Pluoštų iš atskirų stiprintuvų (Nr.1->Nr.4) intensyvumo skirstiniai persiklojimo vietoje (pašalinus kristalą). Išmatuota naudojant CCD kamerą.

Kadangi pluoštų apjungimui buvo pasirinkta II tipo fazinio sinchronizmo konfigūracija, suminį dažnį galėjo generuoti tik pluoštų pora, kurių poliarizacijos plokštumos buvo statmenos tarpusavyje. Kokia poliarizacijos kryptis yra optimali kiekvienam iš pluoštų priklauso nuo kristalo fazinio sinchronizmo „žiedų“ (5.1.1-5.1.2 pav.) orientavimo (kristalo pasukimo išilgai spinduliuotės sklidimo krypties). Įstačius pirmą netiesinį kristalą, buvo patikrinta eksperimentiškai, kad optimalios poliarizacijos kryptys yra tokios kaip pavaizduotos 5.1.11 pav. Papildomai buvo tikrinta generuojamo suminio dažnio pluošto poliarizacija ir pagal tai nustatyta fazinio sinchronizmo „žiedų“ orientacija bei jos atitikimas pluoštų poliarizacijoms.

#### **5.1.2.4 Bandydams naudoti netiesiniai kristalai ir jų savybės**

Apjungimo bandymams buvo naudojami keli netiesiniai kristalai. Iš pradžių buvo naudoti skirtingo ilgio KTP kristalai. KTP kristalas pasižymi santykinai aukštu netiesiškumu (5.1.5 lentelė), dėl ko ir buvo pasirinktas pirminiams bandymams. Šio kristalo trūkumas – tai fotochrominiai pažeidimai (*angl. gray-tracking*), kurie riboja kristalo naudojimą esant didelei vidutinei galiai. Fotochrominio pažeidimo KTP kristale slenkstis (nuolatinei spinduliuotei ties 531,5 nm bangos ilgiu, tam tikrai poliarizacijai) yra pakankamai žemas – 0,13 MW/cm<sup>2</sup> [183]. KTP kristalo pažeidimai buvo gauti ir šių eksperimentų metu, esant vidutinės galios intensyvumui ~0,17 MW/cm<sup>2</sup> (532 nm). Dėl to tolesniuose bandymuose buvo naudotas LBO kristalas, pasižymintis geresnėmis atsparumo vidutinei galiai savybėmis (nėra fotochrominio pažeidimo), tačiau mažesniu netiesiškumo parametru.

**5.1.5 lentelė.** Netiesiniai kristalai naudoti bandymuose ir jų pagrindiniai parametrai. Juostos pločių skaičiavimui naudotos kristalų principinių lūžio rodiklių Zelmejerio lygtys pateikiamos literatūroje [172,178].

Pavadinimas	$d_{\text{eff}}$ (pm/V) (fazinio sinchronizmo kryptimi) [177]	Ilgis (mm)	Išpjovimo kampai	Fazinio sinchronizmo kampinis juostos plotis		Fazinio sinchronizmo dažnių juostos plotis ( $\lambda_c=1064$ nm) (nm)
				Vidinis kampas, kristalo ilgio vienetui (mrad/cm)	Išorinis kampas ir įskaitant kristalo ilgį (mrad)	
<b>KTP</b>	3,58	10	$\theta=90^\circ$ , $\varphi=30^\circ$	9,15 ( $\theta=90^\circ$ , $\varphi=23,6^\circ$ )	16	<b>0,372 (f)</b> ; 1,33 (s)
<b>KTP</b>	3,58	8	$\theta=90^\circ$ , $\varphi=23,5^\circ$		20	<b>0,465 (f)</b> ; 1,66 (s)
<b>KTP</b>	3,58	3	$\theta=90^\circ$ , $\varphi\sim 24^\circ$		54	<b>1,24 (f)</b> ; 4,43 (s)
<b>LBO</b>	0,63 (II tipas)	20	$\theta=21^\circ$ , $\varphi=90^\circ$	9,75 ( $\theta=20,5^\circ$ , $\varphi=90^\circ$ )	7,7	<b>0,92 (f)</b> ; 5,75 (s)

Pluošto fokusavimo sąlygos į kristalą buvo optimizuotos eksperimentiškai bandant skirtingo židinio nuotolio lęšius ir matuojant keitimo našumą 3 mm ilgio KTP kristale. Geriausi rezultatai buvo gauti naudojant  $f=200$  mm židinio nuotolio lęšį (išbandyti buvo 75 mm, 100 mm, 175 mm, 300 mm), kuriuo pasiekiamas sąsmaukos diametras buvo  $\sim 200$   $\mu\text{m}$ . Pagal skaičiavimus tokio diametro pluošto skėstis yra 3,4 mrad (pilnas kampas). Kristalų fazinio sinchronizmo kampinis juostos plotis esant nedideliame nekolinearumui gali būti įvertintas laikant, kad sąveika yra kolineari ir pasinaudojus formulėmis **(1.3.21)**, **(1.3.28)**. Suskaičiuotos kampinio juostos pločio vertės konkreitiems kristalų ilgiams ir perskaičiavus į išorinius kampus pateiktos 5.1.5 lentelėje, iš kurios matyti, kad naudojant tokias fokusavimo sąlygas, pluošto skėstis neviršija fazinio sinchronizmo kampinio juostos pločio visiems naudojamiems kristalams.

Fokusavimui naudojamo lęšio židinio nuotolis taip pat lemia pluoštų persiklojimo (nekolinearumo) kampą ir tuo pačiu persiklojimo ilgį, kuris gali būti suskaičiuotas naudojant formules **(5.1.1)**-**(5.1.2)**. Pagal pirminę sistemos suderinimą, vienos poros pluoštai buvo atskirti erdvėje  $\sim 7$  mm atstumu, taigi

naudojant  $f = 200$  mm židinio nuotolio lęšį, pluoštų susikirtimo kampas ore  $2\beta = 2^\circ$ . Tokiu atveju suskaičiuotas pluoštų persiklojimo ilgis yra  $\sim 18$  mm, kas iš esmės yra tinkama vertė kristalo ilgiams iki 2 cm.

Analizuojant nekolinearaus neteisinio impulsinių pluoštų apjungimo galimybes turi būti atsižvelgta ir į laikinius efektus, t. y. grupinių greičių nederinimą. Grupinių greičių nederinimas gali lemti impulso spektro siaurėjimą, keitimo našumo mažėjimą ir netgi pluošto eliptiškumo atsiradimą kai dirbama nekolinearioje konfigūracijoje [184]. Bandymams buvo pasirinkti pakankamai ilgų impulsų ir siauro spektro šaltiniai tam, kad minimizuoti nepageidaujamus reiškinius dėl grupinio greičio nederinimo. Kristalų fazinio sinchronizmo dažnių juostos plotis buvo suskaičiuotas pagal formulę (1.3.17). Pagal išraišką (1.3.19) buvo įvertinta, kad esant naudojamam nekolinearumo kampui  $\sim 1^\circ$ , dėl to atsiradęs grupinio greičio pokytis yra labai nežymus ( $< 0,1\%$ ) taigi gali būti neįskaitomas. Grupinis greitis tam tikra kryptimi kristale buvo skaičiuojamas surandant lūžio rodiklį iš formulės (1.3.11) ir skaitmeniškai skaičiuojant lūžio rodiklio išvestinę pagal optinį dažnį. Suskaičiuotos fazinio sinchronizmo dažnių juostos pločio vertės pateiktos 5.1.5 lentelėje. Esant II tipo sąveikai fazinio sinchronizmo dažnių juostos pločio vertės skiriasi  $s$  ir  $f$  poliarizacijos fundamentinėms bangoms, todėl yra pateiktos dvi vertės. Iš šių verčių matyti, kad visų kristalų dažnių juostos plotis buvo didesnis negu impulsų iš šaltinio A spektro plotis po stiprinimo iki maksimalios energijos ( $\sim 0,31$  nm FWHM). Impulsų iš šaltinio B spektras išplisdavo labiau (iki  $\sim 0,54$  nm FWHM), tačiau vis tiek buvo siauresnis negu dažnių juostos plotis LBO kristale, kuriame ir buvo planuojama atlikti bandymus naudojant būtent šį šaltinį.

### 5.1.3 Eksperimentinių bandymų rezultatai

Po pirminio pluoštų sklaidimo krypčių suderinimo ir netiesinio kristalo įstatymo, visa sistema turėjo būti paderinama optimizuojant keitimo našumą ir generuojamų suminio dažnio pluoštų persiklojimą. Tai pasiekti leido derinimo metodika, kurią sudarė tokie žingsniai:

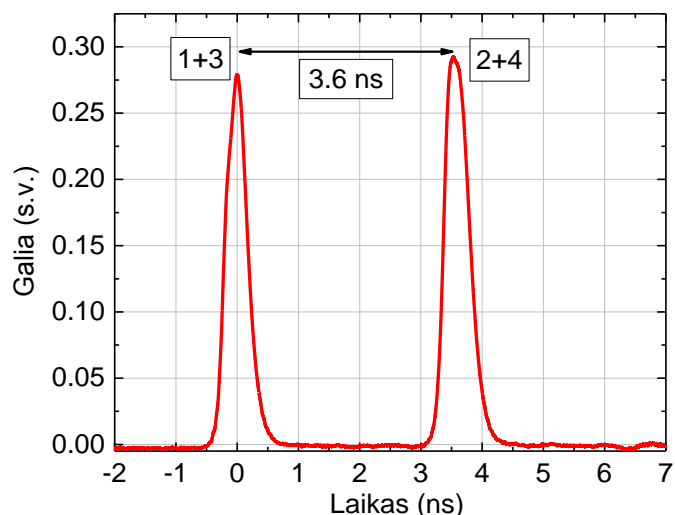


1. Iš pradžių buvo pasirenkama atraminė fundamentinių pluoštų pora (pvz. Nr.1 ir 3) ir keičiant vieno iš pluoštų sklidimo kryptį bei kristalo orientaciją buvo optimizuojamas suminio dažnio pluošto generavimo našumas.
2. Toliau kiti du fundamentiniai pluoštai (Nr. 2 ir 4) buvo suderinami taip, kad jie persiklotų su atramine pora kristale. Pluoštų persiklojimas kristale buvo stebimas su lęšiu atvaizduojant tam tikrą plokštumą kristale į CCD kamerą.
3. Toliau šių pluoštų (Nr. 2 ir 4) sklidimo kryptys buvo derinamos taip, kad generuojamas suminio dažnio pluoštas persiklotų tolimajame lauke su suminio dažnio pluoštu nuo pirmos poros (Nr. 1 ir 3) ir kad tai atitiktų maksimalaus keitimo našumo sąlygas.
4. Jei derinant antrą pluoštų porą (Nr. 2 ir 4) buvo pasiekiamas maksimalus keitimo našumas, kai generuojami suminio dažnio pluoštai nepersikloja, suderinimas buvo vėl kartojamas nuo 1 punkto.

Kartojant šiuos suderinimo žingsnius buvo pasiekama, kad suminio dažnio pluoštai persiklotų sudarant efektyviai vieną pluoštą ir keitimo našumas būtų maksimalus. Tam tikrais atvejais suderinimas turėjo būti kartojamas kai buvo keičiama spinduliuotės galia/energija iš stiprintuvų. Detalūs apjungimo rezultatai skirtingais atvejais pateikiami toliau.

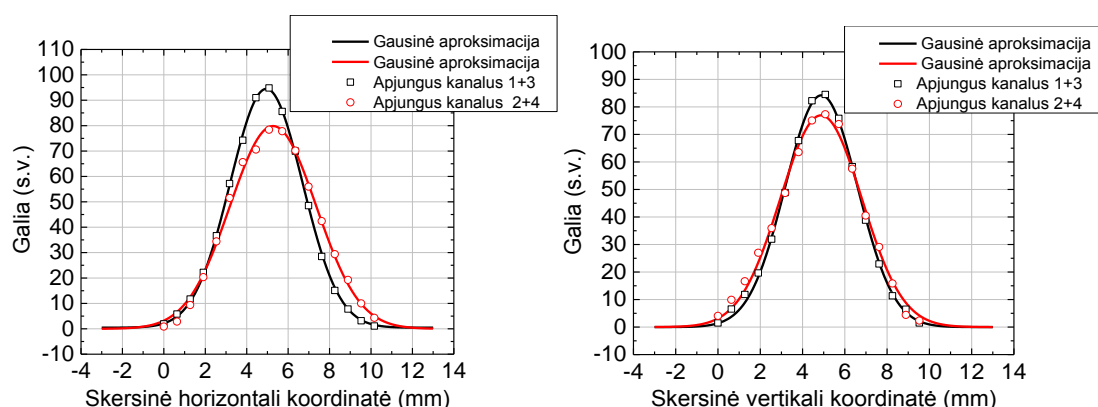
#### ***5.1.3.1 Impulsinių pluoštų apjungimas KTP kristale***

Bandymuose su KTP kristalu buvo naudojami impulsai tik iš A impulsų šaltinio (kadangi KTP kristalas nesunkiai pažeidžiamas aukštos vidutinės galios spinduliuotės pasiekiamos su B šaltiniu). Suderinus sistemą buvo generuojamas vienas suminio dažnio pluoštas, kurį sudarė laike sutankinti impulsai iš atskirų fundamentinių pluoštų porų (5.1.13 pav.). Laikinis atstumas tarp impulsų siekė 3,6 ns ir buvo nulemtas pasirinkto skaidulų ilgio skirtumo tarp kanalų Nr.1, 3 ir Nr.2, 4.



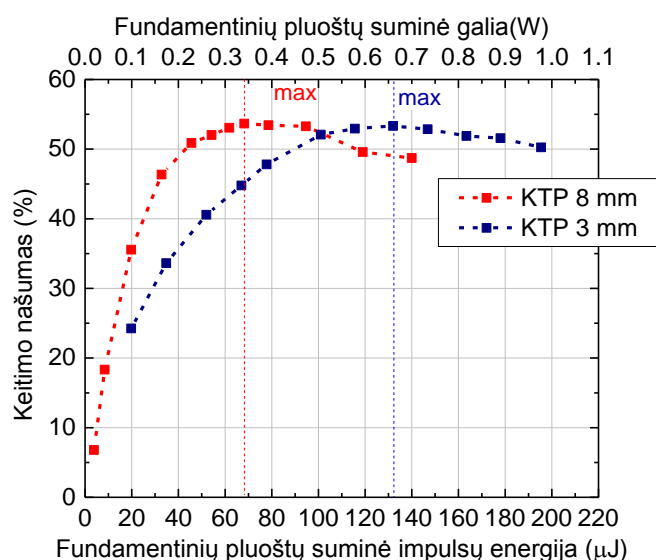
**5.1.13 pav.** Apjungto pluošto impulsų laikinės gaubtinės. Matavimui naudotas 7 ps impulsinio atsako fotodiodas ir 16 GHz dažnių juostos oscilografas.

Siekiant patikrinti atskirų impulsinių pluoštų, sudarančių apjungtą pluoštą, persiklojimą erdvėje buvo atliktas apjungto pluošto skersinis skenavimas naudojant skaidulos galą su 62,5  $\mu\text{m}$  diametro šerdimi ( $NA = 0,275$ ). Į skaidulą patenkanti spinduliuotė buvo nukreipiama į spartų fotodetektorių, prijungtą prie oscilografo, kurio ekrane buvo matomi abu impulsai, atitinkantys suminio dažnio pluoštus nuo skirtingų fundamentinių porų. Skenuojant skaidulos galu dviem statmenomis kryptimis skersai apjungto pluošto, buvo registruojamos šių impulsų signalo amplitudės (proporcingos atitinkamo impulso smilinei galiai) kitimas. Gauti tokio skenavimo rezultatai pateikti 5.1.14 pav. Iš grafiko matyti, kad impulsų smailinės galios kitimas, nors ir nesutampa idealiai, bet iš esmės patvirtina, kad impulsiniai pluoštai persikloja erdvėje.



**5.1.14 pav.** Impulsų smailinės galios kitimas priklausomai nuo skersinės koordinatės. Eksperimentiniai taškai ir aproksimacijos Gauso funkcija. Matavimai atlikti apjungimui naudojant 8 mm ilgio KTP kristalą.

Tiriant apjungto pluošto energetines charakteristikas buvo matuojama apjungto pluošto galia  $P_{komb}$  ir pradinių fundamentinių bangų suminė galia  $P_{1+2+3+4}$ . Žinant impulsų pasikartojimo dažnį galėjo būti apskaičiuojama impulsų energija, o keitimo našumas buvo suskaičiuojamas kaip šių galių santykis  $\eta = 100\% \cdot P_{komb}/P_{1+2+3+4}$ . Keitimo našumo priklausomybė nuo fundamentinių pluoštų suminės impulso energijos dviejų skirtingo ilgio KTP kristalams yra pavaizduota 5.1.15 pav. Abiejų kristalų ilgio atvejais buvo gaunamas iki 53 % maksimalus keitimo našumas. Iš našumo kitimo priklausomybės matosi, kad yra pasiekiamas tam tikras maksimalaus keitimo našumo taškas, nuo kurio toliau didinant fundamentinių pluoštų impulsų energiją, keitimo našumas pradeda mažėti. Kaip ir galima būtų tikėtis, ilgesniam kristalui (8 mm) maksimalaus keitimo našumo taškas buvo pasiekiamas atitinkamai prie mažesnės fundamentinių pluoštų impulsų energijos negu trumpesniam. Tačiau abiem kristalų ilgio atvejais, maksimalaus keitimo našumo taškas buvo gerokai žemiau negu maksimali impulso energija, iki kurios buvo galimybė sustiprinti impulsus skaiduliniuose stiprintuvuose ( $4 \times 100 \mu\text{J}$ ). Tai reiškia, kad norint panaudoti pilnus stiprintuvų pajėgumus ir pasiekti optimalų keitimą, kristalas dar galėjo būti sutrumpintas. Bandymai su trumpesniu KTP

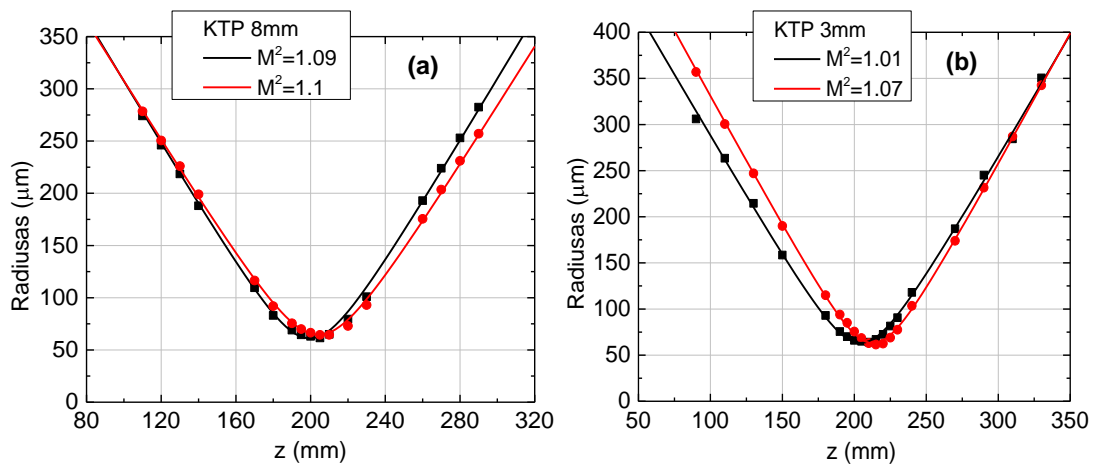


**5.1.15 pav.** Keitimo našumo priklausomybė nuo fundamentinių pluoštų suminės impulso energijos (viršuje – vidutinės galios).

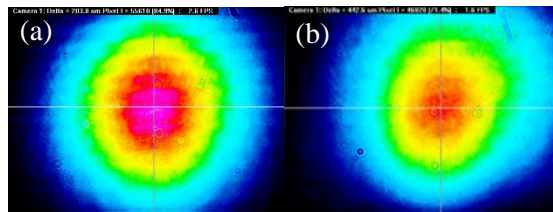
kristalu nebuvo atliekami. Tolesniuose bandymuose buvo naudojamas LBO kristalas, kurio parametrai leido pasiekti maksimalų keitimo našumą prie

didesnės impulsų energijos iš skaidulinių stiprintuvų. Geriausi rezultatai su KTP kristalu tai 2x50  $\mu\text{J}$  impulso energija ir 1 W vidutinė galia apjungtame pluošte.

Tiriant apjungto pluošto kokybės parametrus, buvo pastebėta, kad pluošto kokybė išlieka beveik difrakcijos apribota iki maksimalaus keitimo našumo taško (5.1.16 pav.). Tačiau kai fundamentinių pluoštų impulso energija viršijo šį tašką, buvo stebimi pluošto intensyvumo skirstinio iškreipymai (5.1.17 pav.). Tai galiojo abiejų ilgių kristalams.

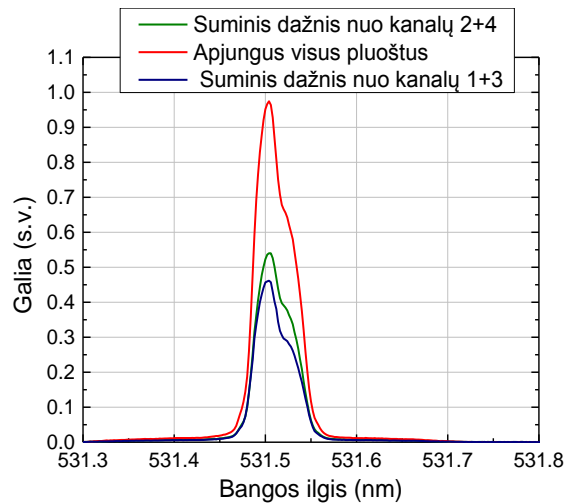


**5.1.16 pav.** Apjungto pluošto radiuso kitimas priklausomai nuo išilginės koordinatės  $z$  fokusuojant su  $f = 500$  mm lęšiu. Maksimalaus keitimo našumo sąlygos. Taškai – eksperimentinės vertės, ištisinės kreivės – taškų aproksimacija surandant pluošto kokybės parametru  $M^2$ . a) Apjungimui naudotas 8 mm KTP kristalas. b) Apjungimui naudotas 3 mm KTP kristalas.



**5.1.17 pav.** Apjungto pluošto (po 8 mm KTP kristalo) intensyvumo skirstiniai tolimajame lauke. a) Fundamentinių pluoštų suminė energija 44  $\mu\text{J}$ . b) Fundamentinių pluoštų suminė energija 119  $\mu\text{J}$ .

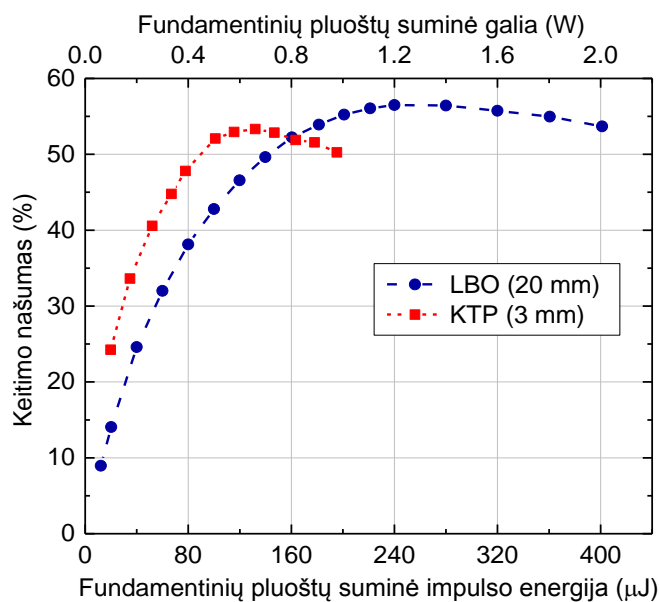
Buvo išmatuotas ir apjungto pluošto spektras (5.1.18 pav.). Spektro forma iš esmės atkartoją fundamentinių bangų spektrą po stiprinimo, nors galimybės išskirti spektro smulkiają struktūrą buvo apribotos naudoto spektro analizatoriaus skyros ( $\sim 0,01$  nm).



5.1.18 pav. Apjungto pluošto spektras. Apjungimui naudotas 8 mm ilgio KTP kristalas.

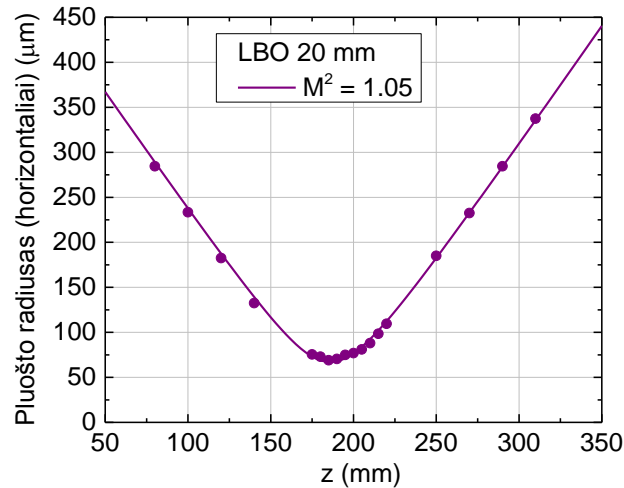
### 5.1.3.2 Impulsinių pluoštų apjungimas LBO kristale

Iš pradžių LBO kristale buvo atliekamas sustiprintų impulsų iš šaltinio A apjungimas. Suderinus visą sistemą buvo pasiektas iki 56% maksimalus keitimo našumas (5.1.19 pav.). Iš išmatuotos keitimo našumo kreivės matyti, kad maksimumas yra pasislinkęs link aukštesnės impulsų energijos iš stiprintuvų (lyginant su rezultatais naudojant 3 mm KTP kristalą) ir aukštas keitimo našumas (54 %) išlieka prie maksimalios impulsų energijos. Tokiu būdu po apjungimo buvo gaunami iki  $2 \times 10^7 \mu\text{J}$  energijos impulsai, o vidutinė galia siekė 1 W.

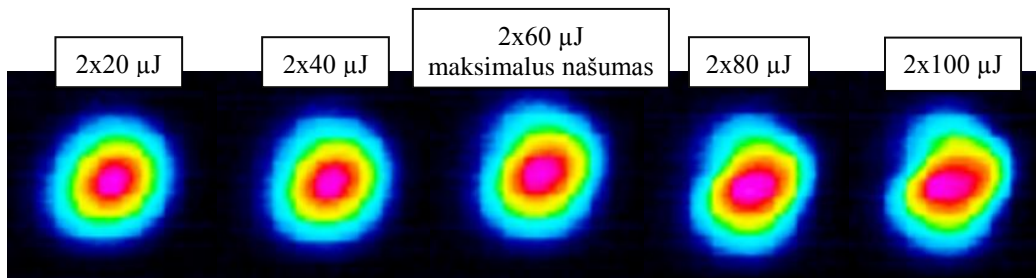


5.1.19 pav. Keitimo našumo priklausomybė nuo fundamentinių pluoštų suminės impulsų energijos (viršuje – vidutinės galios). Mėlyni taškai – LBO kristalas ir impulsų šaltinis A, raudoni taškai – KTP kristalas (3 mm) ir impulsų šaltinis A (palyginimui).

Apjungto puošto kokybė išliko artima difrakcijos apribotai keliant impulsų energiją iš stiprintuvų iki maksimalaus keitimo našumo taško (5.1.20 pav.). Panašiai kaip ir naudojant KTP kristalus, buvo stebimas tam tikras pluošto intensyvumo skirstinio blogėjimas viršijus maksimalaus keitimo našumo veikimo tašką. Šis pluošto skirstinio prastėjimas buvo stebimas ir registruojant suminio dažnio pluoštą generuojamą nuo atskirų pluoštų porų (5.1.21 pav.).

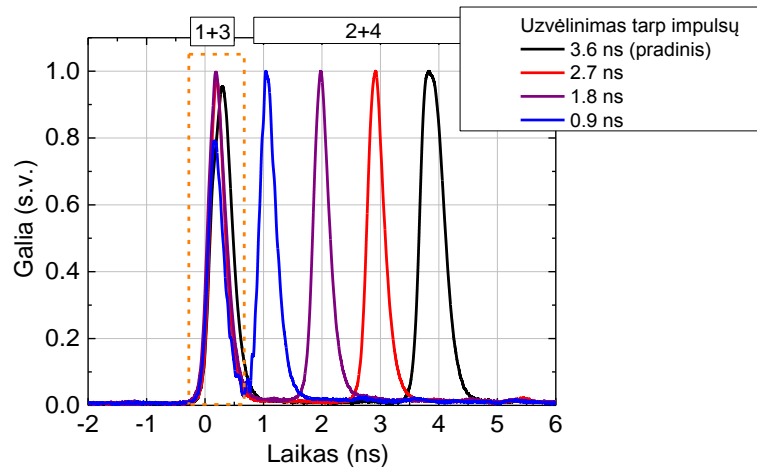


**5.1.20 pav.** Apjungto pluošto radiuso kitimas priklausomai nuo išilginės koordinatės  $z$  fokusuojant  $f = 500$  mm lęšiu. Impulsų energija iš stiprintuvų:  $4 \times 60 \mu\text{J}$ . Taškai – eksperimentinės vertės, ištisinės kreivės – taškų aproksimacija surandant pluošto kokybės parametą  $M^2$ .



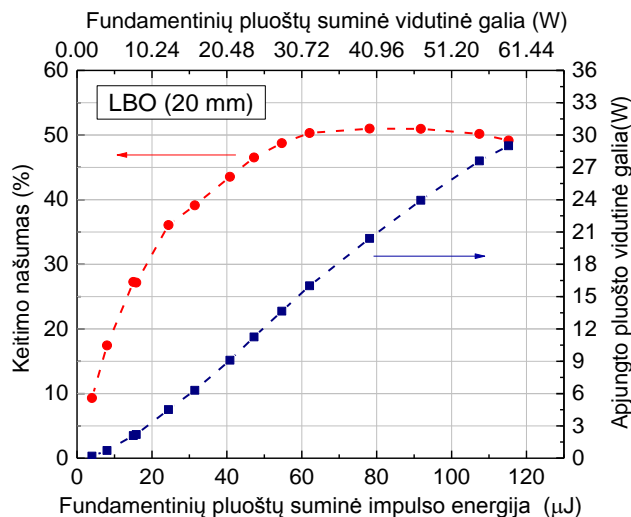
**5.1.21 pav.** Generuojamo suminio dažnio pluošto nuo 1+3 poros intensyvumo skirstiniai atvaizduojant kristalo išėjimą ir esant skirtingoms fundamentinių pluoštų impulsų energijoms.

Atliekant bandymus su LBO kristalu, papildomai buvo patikrintas pluoštų apjungimas keičiant (mažinant) užvėlinimą tarp impulsų iš kanalų 1+3 ir 2+4. Buvo nustatyta, kad užvėlinimas tarp impulsų gali būti sumažintas iki 0,9 ns kai jau atsiranda nežymus impulsų persiklojimas (5.1.22 pav.), bet pluoštų apjungimo rezultatams tai dar neturi įtakos.



**5.1.22 pav.** Apjungto pluošto impulsų laikinių gaubtinių matavimas esant skirtingam užvėlinimui tarp impulsų. Matavimui naudotas 7 ps impulsinio atsako fotodiodas ir 16 GHz dažnių juostos oscilografas.

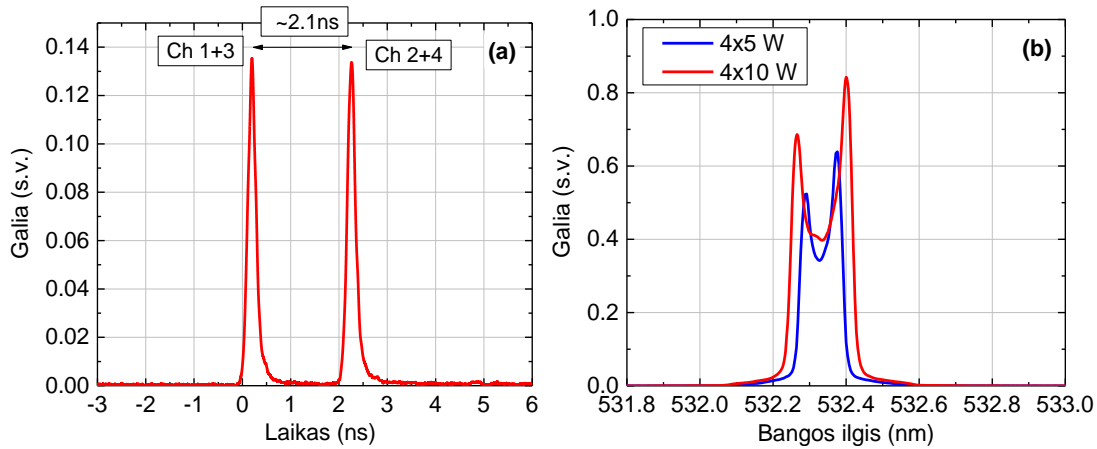
Naudojant impulsinį šaltinį B ir LBO netiesinį kristalą buvo siekiama apjungti keturis impulsinius pluoštus į vieną suminio dažnio pluoštą, kurio vidutinė galia viršytų  $>10$  W. Optimizavus visą sistemą šį tikslą pavyko pasiekti. Kaip matyti iš keitimo našumo kreivės (5.1.23 pav.), šioje konfigūracijoje buvo pasiekiamas 51 % maksimalus keitimo našumas, o esant maksimaliam stiprinimui LMA pakopose buvo gaunama 29 W vidutinė galia (28  $\mu$ J impulsų energija) apjungtame pluošte.



**5.1.23 pav.** Keitimo našumo (raudoni taškai) ir apjungto pluošto vidutinės galios (mėlyni taškai) priklausomybė nuo fundamentinių pluoštų suminės impulso energijos (viršuje – vidutinės galios). Naudotas LBO kristalas ir impulsų šaltinis B.

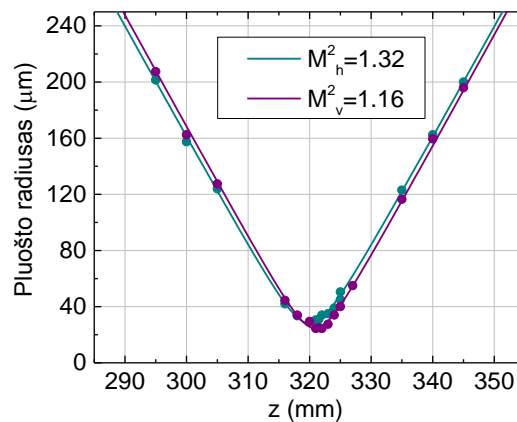
Tyrimų metu buvo išmatuota apjungto pluošto impulsų laikinė gaubtinė ir spektras (5.1.24 pav.). Suminio dažnio pluoštų spektro forma atitiko

fundamentinių bangų spektro formą, nors ribota spektro analizatoriaus skyra neleido nustatyti galimą smulkiają spektro moduliaciją.



**5.1.24 pav.** a) Apjungto pluošto impulsų laikinė gaubtinė. Matavimui naudotas 7 ps impulsinio atsako fotodiodas ir 16 GHz dažnių juostos oscilografas. b) Apjungto pluošto spektras.

Apjungto pluošto kokybės matavimai buvo atlikti esant maksimalaus keitimo našumo veikai (5.1.25 pav.). Matavimo rezultatai patvirtino, kad apjungtas pluoštas išlieka artimas difrakcijos apribotam ( $M^2_h=1,32$  ir  $M^2_v=1,16$ ). Pluošto intensyvumo skirstinio iškraipymų nebuvo pastebėta.



**5.1.25 pav.** Apjungto pluošto radiuso kitimas priklausomai nuo išilginės koordinatės  $z$  fokusuojant su  $f=500$  mm lęšiu. Impulsų energija iš stiprintuvų:  $4 \times 20 \mu\text{J}$ . Taškai – eksperimentinės vertės, nuolatinės kreivės – taškų aproksimacija surandant pluošto kokybės parametą  $M^2$  ( $h$  – horizontaliai,  $v$  – vertikalčiai).

## 5.2 Nuoseklūs impulsų apjungimas laike generuojant suminį dažnį

Pasinaudojant suminio dažnio generacijos reiškiniu kvadratinio jautrio medžiagoje, pora laike atskirtų impulsų, sudarančių vieną pluoštą, gali būti



apjungiamo generuojant vieną suminio dažnio impulsą. Taip pat, iš vieno ilgo impulso gali būti generuojamas dvigubai trumpesnės trukmės suminio dažnio impulsas. Tokiu būdu gali būti generuojami didesnės energijos ir smailinės galios impulsai nei generuojant antrąją harmoniką tiesiogiai iš skaidulinių stiprintuvų. Visa tai įmanoma pasiekti naudojant pasyvias spinduliuotės nukreipimo schemas, kurios nedaug pakeičia standartinę antrosios harmonikos generacijos konfigūraciją. Tolesniuose poskyriuose yra pateikiamos galimos tokio metodo modifikacijos ir atliktų eksperimentinių bandymų rezultatai.

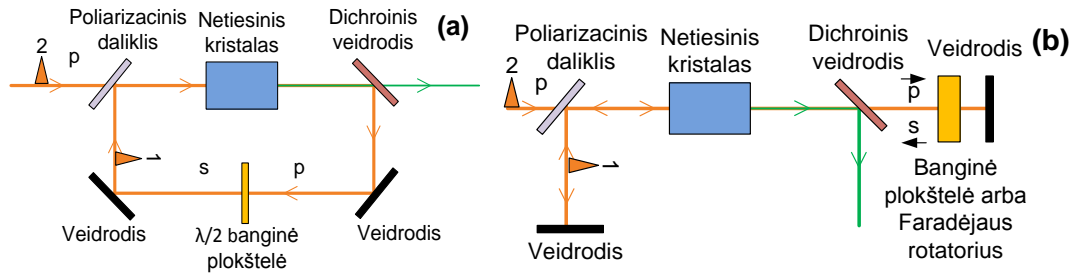
### **5.2.1 Metodo konfigūracijų apžvalga**

Tiriamas dviejų laike atskirtų impulsų apjungimo metodas remiasi tuo, kad suminio dažnio generavimas vyksta tik tada kai abu sąveikai reikalingi fundamentiniai impulsiniai pluoštai persikloja netiesiniame kristale ir išpildo fazinio sinchronizmo sąlygas. Esant tik vienam iš fundamentinių pluoštų – sąveika nevyksta. Iš esmės suminio dažnio generavimas kartu atlieka ir valdomos sklendės funkciją, atliekančios loginio „ir“ veiksmą. Tai leidžia sudaryti suminio dažnio generavimo schemą taip, kad į kristalą patenkant laike atskirtų impulsų porai, pirmas (iš poros) impulsas praeitų netiesinį kristalą nesąveikaudamas, grįžtų į kristalo pradžią ir vėl patektų į kristalą persiklodamas laike su antru (iš poros) impulsu ir tokiu būdu sugeneruotų vieną suminį dažnio impulsą kartu apjungiant pradinius du impulsus. Priklausomai nuo to, kaip atskiriami antrą praėjimą atliekantys impulsai, galimos dvi skirtingos metodo realizacijos:

1. Kai skirtingų praėjimų impulsai atitinka skirtingas (statmenas) poliarizacijas.
2. Kai skirtingų praėjimų impulsai nukreipiami skirtingais kampais (nekolineariai) į netiesinį kristalą.

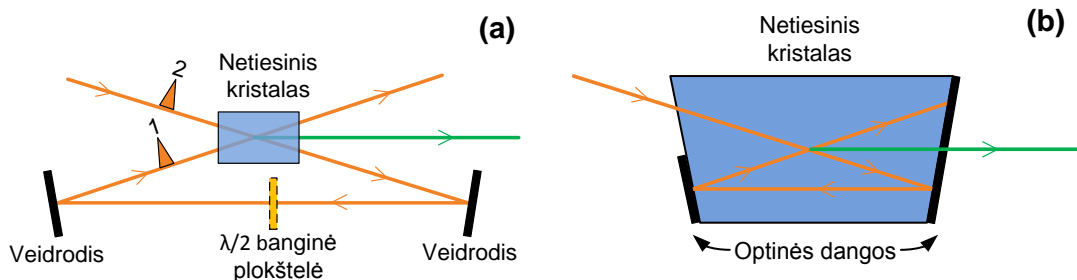
Pirmoji realizacija reikalauja II tipo fazinio sinchronizmo konfigūracijos, antroji gali būti naudojama tiek I tipo, tiek II tipo faziniam sinchronizmui. Dvi galimos realizacijos Nr. 1 schemos pavaizduotos 5.2.1 pav. Vienu atveju pirmas iš

impulsų praeiną kristalą ir yra grąžinamas kitu keliu (5.2.1a pav.), antruoju atveju – tuo pačiu keliu (5.2.1b pav.).



**5.2.1 pav.** Nuoseklaus impulsų apjungimo schemas kai skirtingų praėjimų impulsai atskiriami pagal skirtingas poliarizacijas. Raidės *s*, *p* žymi dvi tarpusavyje statmenas poliarizacijos būsenas.

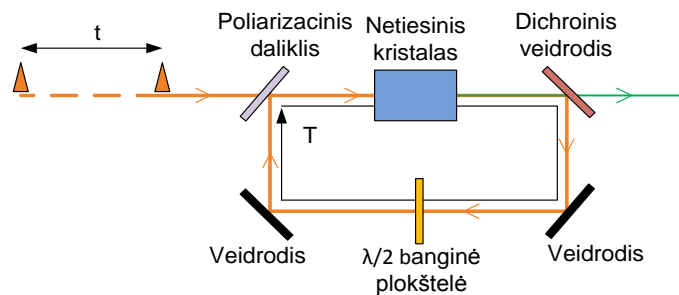
Realizacijos Nr. 2 galimos schemas pavaizduotos 5.2.2 pav. Pirmas poros impulsas po pirmo praėjimo per kristalą atgal į kristalo pradžią gali būti grąžinamas naudojant dviejų veidrodžių sistemą (5.2.2a pav.). Pirmas poros impulsas ir antras poros impulsas į kristalą nukreipiami skirtingais kampais taip, kad būtų išpildomos fazinio sinchronizmo sąlygos nekolineariai sąveikai. Galimas ir šios apjungimo schemas miniatiūrizavimas, pasirinkus tam tikrų geometrinių parametru kristalą ir ant jo kraštų užgarinus fundamentinio bangos ilgio pluoštus atspindinčias dangas, kaip tai pavaizduota 5.2.2b pav. Tokiu atveju nereikalingi jokie papildomi elementai impulsų nuoseklaus apjungimo schemai sudaryti.



**5.2.2 pav.** Nuoseklaus impulsų apjungimo schemas kai skirtingų praėjimų impulsai nukreipiami skirtingais kampais (nekolineariai) į netiesinį kristalą. Supaprastintam atvaizdavimui, pluoštų sklaidimas kristale pavaizduotas neįskaitant pluoštų lūžimo ribose oras-kristalas.

Visoms pateiktoms modifikacijoms, svarbus parametras yra trukmė, kuria yra užvelinamas pirmas impulsas (iš poros) iki jo persiklojimo su antru poros impulsu (5.2.3 pav.). Tam, kad du atskirti laike trukme  $t$  impulsai būtų sėkmingai apjungiami, užvelinimo trukmė  $T$  turi būti lygi impulsų atskyrimo trukmei

( $T = t$ ). Taip apjungiant du laike atskirtus impulsus gaunama didesnė impulsų smailinė galia ir impulsų energija lyginant su atveju, kai antroji harmonika yra generuojama tiesiogiai. Atskirą klasę sudaro atvejai, kai pavienio impulso trukmė  $\tau$  yra didesnė negu užvėlinimo trukmė ( $\tau > T$ ). Tokiu atveju impulsų priekinė dalis sąveikauja su kita to pačio impulso dalimi. Jei impulso trukmė yra lygi  $2T$ , apjungimo schemoje impulsas bus apjungiamas pats su savimi ir bus gaunami dvigubai mažesnės trukmės impulsai. Impulsų smailinė galia atitinkamai irgi bus didesnė negu atliekant optinio dažnio keitimą įprastinėje antrosios harmonikos generavimo konfigūracijoje.

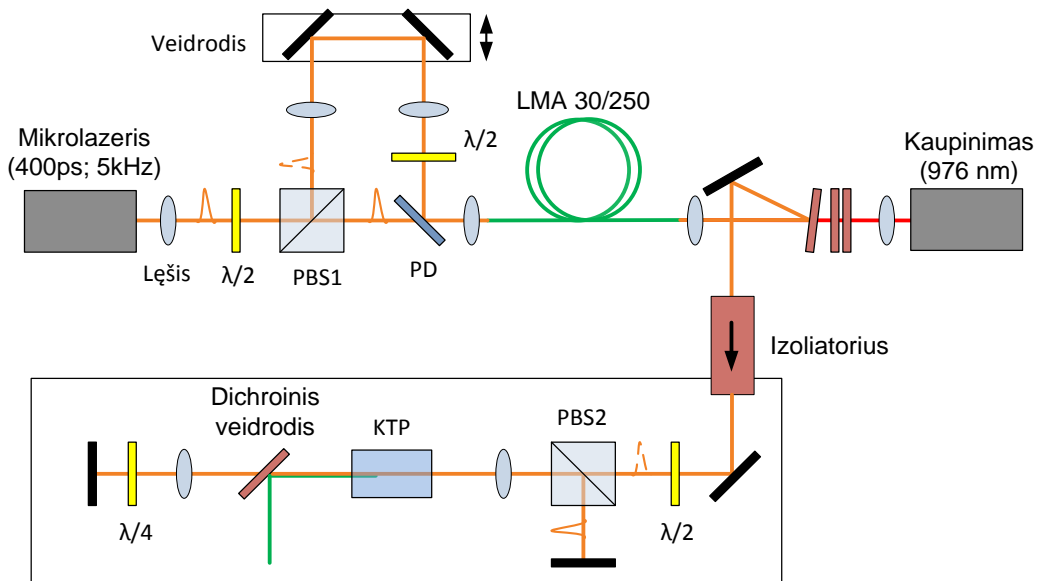


5.2.3 pav. Impulsų užvėlinimo parametrų iliustracija.

## 5.2.2 Eksperimentinė schema

Eksperimentiniai nuoseklaus impulsų apjungimo bandymai buvo atlikti taikant 5.2.1b pav. pavaizduotą apjungimo realizaciją, kai pirmo ir antro praėjimo impulsai sklinda tuo pačiu keliu ir yra atskiriami pagal poliarizaciją. Pats impulsų apjungimas vyko KTP netiesiniame kristale (4 mm ilgio), išpjautame kampais tinkamais II tipo faziniam sinchronizmui pasiekti ( $\theta = 90^\circ$ ;  $\phi = 24^\circ$ ). Pilna eksperimentinės sistemos schema yra pavaizduota 5.2.4 pav. Pradiniai 1063 nm bangos ilgio ir 400 ps trukmės impulsai buvo generuojami mikrolazerio, 5 kHz pasikartojimo dažniu. Tam, kad suformuoti impulsų poras, spinduliuotė iš mikrolazerio buvo padalinama į dvi šakas, naudojant poliarizacinį daliklį (PBS1), prieš kurį buvo įstatoma banginė plokštelė dalinimo santykiui valdyti. Taigi kiekvienas impulsas buvo padalinamas į du, kurie sklido skirtingais keliais, buvo nevienodai užvėlinami ir suvedami į vieną pluoštą naudojant 50/50 pluošto daliklį (PD). Vienoje iš šakų buvo naudojamas derinamas poslinkio staliukas, užvėlinimui tarp impulsų paderinti.

Eksperimentiniams bandymams buvo pasirinktas 3,5 ns užvėlinimas tarp impulsų sudarančių vieną porą ( $t = 3,5$  ns). Suformuota impulsų seka buvo stiprinama skaiduliniame stiprintuve, kurį sudarė 30  $\mu\text{m}$  šerdies diametro didelio modos ploto dvigubo apvalkalo poliarizaciją išlaikanti iterbio jonais legiruota skaidula (ilgis – 2,5 m). Aktyvi skaidula buvo kaupinama per išėjimo galą, naudojant 976 nm bangos ilgio kaupinimo lazerinį diodą su skaiduliniu išėjimu. Skaidulinio stiprintuvo išėjime buvo naudojamas optinis izoliatorius, stiprintuvo apsaugojimui nuo atgal grįžtančios spinduliuotės.



**5.2.4 pav.** Nuoseklaus impulsų apjungimo eksperimentinės sistemos schema. Impulsų apjungimo sistemos dalį sudaro banginės plokštelės, poliarizacinis daliklis, fokusavimo lęšiai, KTP netiesinis kristalas, veidrodžiai, dichroinis veidrodis.

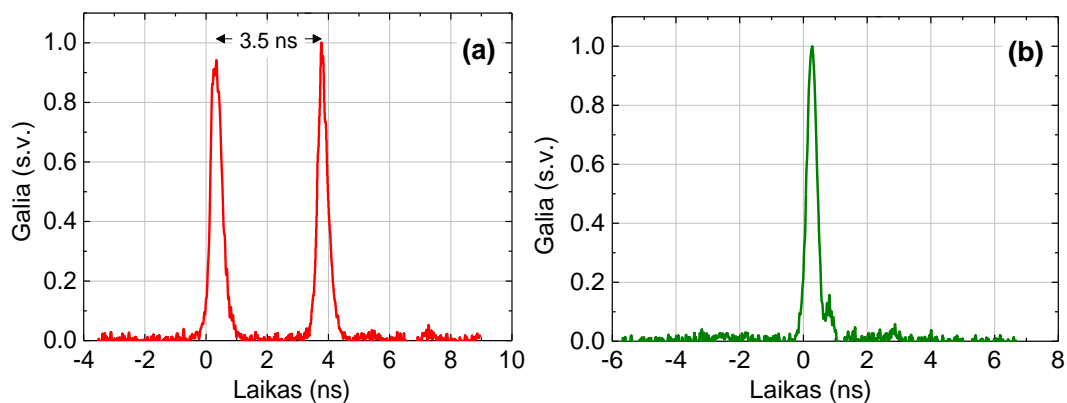
Iš stiprintuvo ateinančios impulsinės spinduliuotės poliarizacija buvo suderinama (naudojant  $\lambda/2$  banginę plokštelę) maksimaliam pralaidumui per poliarizacinį daliklį (PBS2). Pirmas poros impulsas praėjo poliarizacinį daliklį, netiesinį kristalą, dichroinį veidrodį,  $\lambda/4$  banginę plokštelę, atsispindėjo nuo veidrodžio ir vėl praėjus  $\lambda/4$  banginę plokštelę jo poliarizacijos plokštuma būdavo pasukta  $90^\circ$  atžvilgiu pradinės. Grįžus impulsui per dichroinį veidrodį, netiesinį kristalą, jis buvo atspindimas nuo poliarizacinio daliklio (PBS2), pateko į veidrodį, iš kurio atsispindėjo ir vėl pasiekė poliarizacinį daliklį lygiai tuo pačiu momentu, kaip iki šio daliklio nusklido antras poros impulsas. Tokiu būdu į netiesinį kristalą vienu metu pateko du statmenų poliarizacijų impulsai, kurie buvo apjungiami generuojant vieną suminio dažnio impulsą KTP kristale,

esant II tipo faziniam sinchronizmui. Sugeneruotas impulsas buvo atspindimas nuo dichroinio veidrodžio ir nukreipiamas tolesniam charakterizavimui.

### 5.2.3 Eksperimentinių tyrimų rezultatai

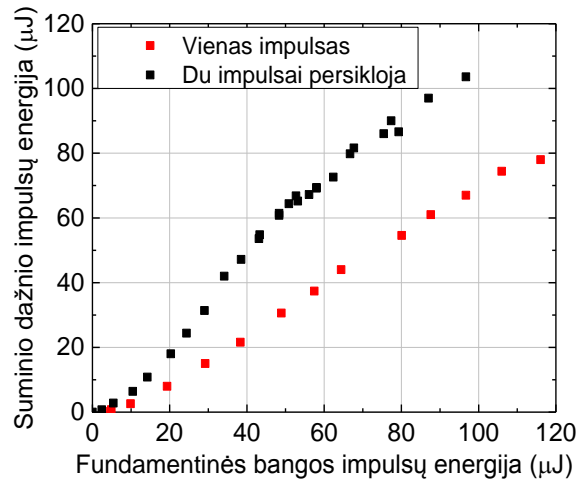
Skaiduliniame stiprintuve impulsai buvo sustiprinami iki  $\sim 100 \mu\text{J}$ . Pasiesti didesnę impulsų energiją neleido aktyvioje skaiduloje pasireiškiantys netiesiniai reiškiniai. Taigi būtent tokie impulsai buvo prieinami tolesniems apjungimo bandymams.

Suderinus impulsų praėjimą per apjungimo schemą, buvo nustatyta, kad impulsai yra sėkmingai apjungiami – vietoje poros fundamentinės bangos impulsų, sistemos išėjime buvo gaunamas pavienis suminio dažnio impulsas (5.2.5 pav.). Jokių pašalinių (parazitinių) impulsų po apjungimo nebuvo pastebėta.



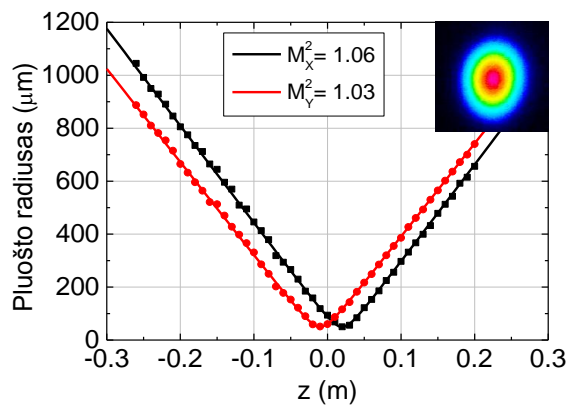
**5.2.5 pav.** Pradinių fundamentinių impulsų poros (a) ir impulso po apjungimo (b) laikinės gaubtinės. Fundamentinių impulsų energija –  $100 \mu\text{J}$ . Išmatuota naudojant 7 ir 15 ps atsako trukmės fotodiodus prijungtus prie 16 GHz dažnių juostos oscilografo.

Nuoseklus impulsų apjungimo energetinėms charakteristikoms nustatyti, buvo išmatuota apjungtų impulsų energijos priklausomybė nuo fundamentinių impulsų energijos. Gauti rezultatai palyginti su atveju kai optinio dažnio keitimas buvo vykdomas tiesiogiai, nepadalinant impulsus į poras ir neatliekant apjungimo. Kaip matyti iš 5.2.6 pav., apjungus du impulsus gaunami atitinkamai didesnės energijos impulsai negu tuo atveju, kai optinio dažnio keitimas yra vykdomas tiesiogiai. Apjungiant impulsus buvo pasiektas iki 64% keitimo našumas, o apjungto impulso energija siekė  $104 \mu\text{J}$ , tuo tarpu, atliekant optinio dažnio keitimą tiesiogiai, maksimali energija buvo apribota iki  $80 \mu\text{J}$  dėl impulsų energijos ribojimų skaiduliniame stiprintuve (5.2.6 pav.).



**5.2.6 pav.** Suminio dažnio impulsų energijos priklausomybė nuo fundamentinių impulsų energijos. Juodi taškai – taikant impulsų apjungimo schemą, raudoni taškai – generuojant suminį dažnį tiesiogiai, t. y. nepadalinant impulsų į poras ir neapjungiant.

Atlikus suminio dažnio pluošto po apjungimo charakterizavimą, buvo nustatyta, kad pluoštas yra difrakcijos apribotas ( $M_{x/y}^2 = 1,06/1,03$ ), nors pasižymi tam tikru astigmatizmu (5.2.7 pav.).



**5.2.7 pav.** Suminio dažnio pluošto radiuso kitimas priklausomai nuo išilginės koordinatės. Taškai – eksperimentinės vertės, ištisinės kreivės – taškų aproksimacija surandant pluošto kokybės parametą  $M^2$ .

### **5.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados**

Buvo ištirti du naujoviški metodai, leidžiantys pagerinti impulsinių pluoštų iš skaidulinių lazerių energetines charakteristikas, apjungiant kelis lazerinius stiprintuvus ir tuo pačiu atliekant optinio dažnio keitimą. Pirmas metodas leidžia apjungti kelis impulsinius pluoštus į vieną, sutankinat impulsus laike, ir tokiu būdu padidinti impulsų pasikartojimo dažnį bei atitinkamai – vidutinę galią. Antras metodas leidžia padidinti impulsų energiją ir smailinę galią, kai vidutinė galia nepadidinama. Taikant antrą metodą, įmanoma apjungti daugiausiai du impulsus.

## Disertacijos darbo pagrindiniai rezultatai ir išvados

---

1. Panaudojant impulso spektro plitimą skaiduloje dėl fazės moduliavimosi ir dvigubą-pakaitinį spektrinį filtravimą gali būti generuojami stabilūs itin trumpi impulsai iterbiu legiruoto kvarcinio stiklo spinduliavimo spektro srityje.

Tokiose skaidulinėse grandinėse įmanomas yra savaiminis generacijos susižadėjimas, kuris gali būti pasiektas spektriškai perklojant filtrus arba išoriškai sudarant rezonatorių.

Impulsų generatoriaus schemoje, kurioje medžiagos dispersijos įtaka yra maža, stabiliai generuojamų impulsų energija yra atvirkščiai proporcinga grandinės skaidulos pilnam ilgiui ir beveik tiesiškai proporcinga spektrinių filtrų santykiniam atskirymui. Generuojamų impulsų trukmė yra atvirkščiai proporcinga spektrinių filtrų pločiui dažnių skalėje.

Impulsų generatoriaus veikimas esant normalios medžiagos dispersijos poveikiui pasižymi platesne stabilumo sritimi pagal stiprinimą, o tai palengvina generacijos susižadėjimą ir leidžia generuoti didesnės energijos, teisiškai čirpuotus impulsus.

2. Netiesinė FCPA sistema, kurioje fazės moduliavimas vyksta impulsų plėtimo skaiduloje ir impulsų stiprinimo pakopoje, tinkamai optimizavus, leidžia generuoti trumpesnės trukmės impulsus po suspaudimo negu pradiniai osciliatoriaus generuojami impulsai ir didesnės energijos negu pasiekama tiesinėje veikoje atitinkamo modos ploto stiprintuvo skaiduloje.

Kaupinimo per išėjimo galą skaidulinio stiprintuvo konfigūracijoje, netiesinių procesų slenksčiai gali būti derinami keičiant signalo galią įėjime ir stiprinimą (kaupinimo galią). Šioje konfigūracijoje skaidulos ilgio įtaka netiesinių procesų slenksčiams yra labai nedidelė. Priešingai yra kaupinimo per įėjimo galą konfigūracijoje, kai norint pasiekti panašius rezultatus, skaidulos ilgis turi būti tiksliai optimizuojamas.



Didelio modos ploto skaiduloje, išlaikančioje keletą aukštesnės eilės modų, didžiausia sustiprintų impulsų energija yra ribojama keturbangio maišymo. Beveik vienmodėje skaiduloje keturbangio maišymo keliamų ribojimų nėra, todėl pasiekama yra didesnė impulsų energija tenkanti vienam modos ploto vienetui.

CCC technologijos skaidulos poliarizacijos ekstinkcijos koeficientas blogėja didėjant impulsų energijai.

3. Naudojant LBO kristalą su išilginiu temperatūros gradientu yra pasiekiamas ženkliai didesnis skaidulinių lazerių plačiajuostės impulsinės spinduliuotės optinio dažnio keitimo našumas, nei kai kristalo temperatūra yra pastovi.

Optinio dažnio keitimui naudojant LBO kristalą su išilginiu temperatūros gradientu nebūtina optimizuoti kristalo ilgio, kadangi keitimo procesas yra vienkryptis ir keitimas atgal nevyksta net kai kristalo ilgis yra gerokai didesnis negu optimalus.

Sudarius reikiamą temperatūros gradientą išilgai LBO kristalo gali būti atliekamas optinio dažnio keitimas spinduliuotei visoje iverbiu legiruoto kvarcinio stiklo stiprinimo juostoje (1000-1100 nm).

4. Kelių skaidulinių stiprintuvų impulsiniai pluoštai gali būti apjungiami poromis, suminio dažnio generavimo nekolinearioje konfigūracijoje būdu, į vieną pluoštą, kuriame impulsai yra sutankinami laike. Tokiu būdu apjungto pluošto vidutinė galia proporcinga apjungiamų stiprintuvų skaičiui, o apjungto pluošto erdvinės savybės nėra blogesnės nei atskirų skaidulinių stiprintuvų generuojamų pluoštų savybės.
5. Nuoseklus impulsų poros apjungimas kvadratinio jautrio kristale leidžia generuoti didesnės energijos ir smailinės galios suminio dažnio apjungtus impulsus, nei kai optinio dažnio keitimas atliekamas tiesiogiai generuojant antrąją harmoniką.

## Literatūros sąrašas

---

1. T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature* **187**, 493–494 (1960).
2. E. Snitzer, “Proposed Fiber Cavities for Optical Masers,” *Journal of Applied Physics* **32**, 36–39 (1961).
3. E. Snitzer, “Optical Maser Action of  $\text{Nd}^{+3}$  in a Barium Crown Glass,” *Physical Review Letters* **7**, 444–446 (1961).
4. F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters* **17**, 423–425 (1970).
5. S. B. Poole, D. N. Payne, and M. E. Fermann, “Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions,” *Electronics Letters* **21**, 737–738 (1985).
6. R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, “Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ ,” *Electronics Letters* **23**, 1026–1028 (1987).
7. E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, “Double clad, offset core Nd fiber laser,” in *Optical Fiber Sensors (1988)* (Optical Society of America, 1988), p. PD5.
8. S. H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, “Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1–1.2  $\mu\text{m}$  region,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1**, 2–13 (1995).
9. J. D. Minelly, R. I. Laming, J. E. Townsend, W. L. Barnes, E. R. Taylor, K. P. Jdrzejewski, and D. N. Payne, “High-gain fiber power amplifier tandem-pumped by a 3-W multistriple diode,” in *Digest of Conference on Optical Fiber Communication (1992)* (Optical Society of America, 1992), p. TuG2.
10. C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” *Nature Photonics* **7**, 861–867 (2013).
11. J. D. Kafka, D. W. Hall, and T. Baer, “Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping,” *Optics Letters* **14**, 1269–1271 (1989).
12. M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, and S. P. Craig-Ryan, “Femtosecond fibre laser,” *Electronics Letters* **26**, 1737–1738 (1990).
13. L. Shah, M. E. Fermann, J. W. Dawson, and C. P. J. Barty, “Micromachining with a 50 W, 50  $\mu\text{J}$ , subpicosecond fiber laser system,” *Optics Express* **14**, 12546–12551 (2006).
14. M. Mielke, “Ultrafast Fiber Laser Platform for Advanced Materials Processing,” *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* **5**, 53–58 (2010).
15. P. Gečys, G. Račiukaitis, E. Miltenis, A. Braun, and S. Ragnow, “Scribing of Thin-film Solar Cells with Picosecond Laser Pulses,” *Physics Procedia* **12, Part B**, 141–148 (2011).
16. R. Mary, D. Choudhury, and A. K. Kar, “Applications of Fiber Lasers for the Development of Compact Photonic Devices,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **20**, 72–84 (2014).

17. C. Gu, M. Hu, L. Zhang, J. Fan, Y. Song, C. Wang, and D. T. Reid, "High average power, widely tunable femtosecond laser source from red to mid-infrared based on an Yb-fiber-laser-pumped optical parametric oscillator," *Optics Letters* **38**, 1820–1822 (2013).
18. S. Fan, H. Takeuchi, T. Ouchi, K. Takeya, and K. Kawase, "Broadband terahertz wave generation from a MgO:LiNbO<sub>3</sub> ridge waveguide pumped by a 1.5 μm femtosecond fiber laser," *Optics Letters* **38**, 1654–1656 (2013).
19. J. Adamonis, N. Rusteika, R. Danilevičius, and A. Krotkus, "A compact terahertz burst emission system driven with 1μm fiber laser," *Optics Communications* **293**, 61–64 (2013).
20. G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," *Nature Photonics* **7**, 258–261 (2013).
21. L. Tunna, A. Kearns, W. O'Neill, and C. J. Sutcliffe, "Micromachining of copper using Nd:YAG laser radiation at 1064, 532, and 355 nm wavelengths," *Optics & Laser Technology* **33**, 135–143 (2001).
22. F. Mitschke, *Fiber Optics: Physics and Technology* (Springer, 2010).
23. H. Bach and N. Neuroth, *The Properties of Optical Glass (Schott Series on Glass and Glass Ceramics)* (Springer, 1998).
24. M. Yamane, *Glasses for Photonics* (Cambridge University Press, 2005).
25. "Corning SMF-28e+ optical fiber," [www.corning.com/content/dam/corning/media/worldwide/coc/documents/Fiber/PI1463\\_07-14\\_English.pdf](http://www.corning.com/content/dam/corning/media/worldwide/coc/documents/Fiber/PI1463_07-14_English.pdf), žiūrėta: 2017-06-21.
26. K. Nagayama, M. Kakui, M. Matsui, T. Saitoh, and Y. Chigusa, "Ultra-low-loss (0.1484 dB/km) pure silica core fibre and extension of transmission distance," *Electronics Letters* **38**, 1168–1169 (2002).
27. J. Zarzycki, Glasses and Amorphous Materials, in *Materials Science and Technology*, eds. R. W. Cahn, P. Haasen, E. J. Krame, Vol. 9 (Wiley, 1991), pp. 622-632
28. I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *Journal of the Optical Society of America* **55**, 1205–1208 (1965).
29. G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, third edition (Academic Press, 2001).
30. G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, third edition (Wiley-Interscience, 2002).
31. M. Wang, Y. Zhang, Z. Wang, J. Sun, J. Cao, J. Leng, X. Gu, and X. Xu, "Fabrication of chirped and tilted fiber Bragg gratings and suppression of stimulated Raman scattering in fiber amplifiers," *Optics Express* **25**, 1529–1534 (2017).
32. D. Nodop, C. Jauregui, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Suppression of stimulated Raman scattering employing long period gratings in double-clad fiber amplifiers," *Optics letters* **35**, 2982–2984 (2010).
33. J. Kim, P. Dupriez, C. Codemard, J. Nilsson, and J. K. Sahu, "Suppression of stimulated Raman scattering in a high power Yb-doped fiber amplifier using a W-type core with fundamental mode cut-off," *Optics express* **14**, 5103–5113 (2006).

34. T. T. Alkeskjold, "Large-mode-area ytterbium-doped fiber amplifier with distributed narrow spectral filtering and reduced bend sensitivity," *Optics Express* **17**, 16394–16405 (2009).
35. I.-N. Hu, X. Ma, C. Zhu, C.-H. Liu, T. Sosnowski, and A. Galvanauskas, "Experimental demonstration of SRS suppression in chirally-coupled-core fibers," in *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), p. AT1A.3.
36. D. Grischkowsky and A. C. Balant, "Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping," *Applied Physics Letters* **41**, 1–3 (1982).
37. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," *Journal of the Optical Society of America B* **1**, 139–149 (1984).
38. M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart, "Self-phase modulation in chirped-pulse amplification," *Optics Letters* **19**, 2149–2151 (1994).
39. A. E. Siegman, *Lasers*, revised edition (University Science Books, 1986).
40. T. Zhou, J. Ruppe, P. Stanfield, J. Nees, R. Wilcox, and A. Galvanauskas, "Resonant cavity based time-domain multiplexing techniques for coherently combined fiber laser systems," *The European Physical Journal Special Topics* **224**, 2585–2602 (2015).
41. L. Kuznetsova and F. W. Wise, "Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification," *Optics Letters* **32**, 2671–2673 (2007).
42. A. V. Smith, B. T. Do, G. R. Hadley, and R. L. Farrow, "Optical Damage Limits to Pulse Energy From Fibers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 153–158 (2009).
43. A. P. Stabinis and G. Valiulis, *Ultratrumpuų Šviesos Impulsų Netiesinė Optika* (TEV, 2008).
44. A. E. Siegman, "How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality," in *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, ed. M. Dowley, OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 17 (Optical Society of America, 1998), p. MQ1.
45. S. Wielandy, "Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality," *Optics Express* **15**, 15402–15409 (2007).
46. H. Yoda, P. Polynkin, and M. Mansuripur, "Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber," *Journal of Lightwave Technology* **24**, 1350–1355 (2006).
47. A. Mendez and T. F. Morse, *Specialty Optical Fibers Handbook*, first edition (Academic Press, 2007).
48. A. D. Yablon, *Optical Fiber Fusion Splicing*, 2005 edition (Springer, 2005).
49. L. Grüner-Nielsen, D. Jakobsen, K. G. Jespersen, and B. Pálsdóttir, "A stretcher fiber for use in fs chirped pulse Yb amplifiers," *Optics Express* **18**, 3768–3773 (2010).

50. R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 1049–1056 (1997).
51. M. N. Zervas, “High power ytterbium-doped fiber lasers — fundamentals and applications,” *International Journal of Modern Physics B* **28**, 1442009 (2014).
52. J. R. Marciante and J. D. Zuegel, “High-gain, polarization-preserving, Yb-doped fiber amplifier for low-duty-cycle pulse amplification,” *Applied optics* **45**, 6798–6804 (2006).
53. R. Paschotta, *Field Guide to Optical Fiber Technology* (SPIE Publications, 2010).
54. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, “High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited],” *Journal of the Optical Society of America B* **27**, B63–B92 (2010).
55. K. P. Hansen, C. B. Olausson, J. Broeng, D. Noordegraaf, M. D. Maack, T. T. Alkeskjold, M. Laurila, T. Nikolajsen, P. M. Skovgaard, M. H. Sørensen, and others, “Airlad fiber laser technology,” *Optical Engineering* **50**, 111609–111609 (2011).
56. C. D. Brooks and F. Di Teodoro, “Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 $\mu$ m core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier,” *Applied Physics Letters* **89**, 111119 (2006).
57. A. J. Verhoef, T. V. Andersen, T. Flory, L. Zhu, A. Galvanauskas, A. Baltuska, and A. Fernandez, “Compression of  $\mu$ J-level fs pulses from a monolithic Yb-fiber amplifier at 1  $\mu$ m wavelength in a hollow-core photonic bandgap fiber,” in *2013 Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC* (IEEE, 2013).
58. W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong, “Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers,” *Optics Letters* **30**, 2855–2857 (2005).
59. J.-P. Yehouessi, A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, O. Vanvincq, M. Douay, and Y. Quiquempois, “Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers,” *Optics Letters* **40**, 363–366 (2015).
60. J.-P. Yehouessi, O. Vanvincq, A. Cassez, M. Douay, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and L. Bigot, “Extreme large mode area in single-mode pixelated Bragg fiber,” *Optics Express* **24**, 4761–4770 (2016).
61. J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, “Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation,” *Light: Science & Applications* **1**, e8 (2012).
62. X. Ma, C.-H. Liu, G. Chang, and A. Galvanauskas, “Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers,” *Optics Express* **19**, 26515–26528 (2011).
63. C.-H. Liu, G. Chang, N. Litchinister, D. Guertin, N. Jacobson, K. Tankala, and A. Galvanauskas, “Chirally Coupled Core Fibers at 1550-nm and 1064-

- nm for Effectively Single-Mode Core Size Scaling,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), p. CTuBB3.
64. X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, and A. Galvanauskas, “Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 $\mu$ m diameter cores,” *Optics Express* **22**, 9206–9219 (2014).
  65. H. Pei, J. Ruppe, S. Chen, M. Sheikhsola, J. Nees, and A. Galvanauskas, “Multi-mJ Ultrashort Pulse Coherent Pulse Stacking Amplification in a Yb-doped 85 $\mu$ m CCC Fiber Based System,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017)* (Optical Society of America, 2017), p. SM1L.2.
  66. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, third edition (Academic Press, 2008).
  67. A. Dubietis, *Netiesinė Optika* (Vilniaus Universitetas, 2011).
  68. A. V. Smith, R. J. Gehr, and M. S. Bowers, “Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators,” *Journal of the Optical Society of America B* **16**, 609–619 (1999).
  69. A. V. Smith and M. S. Bowers, “Phase distortions in sum-and difference-frequency mixing in crystals,” *Journal of the Optical Society of America B* **12**, 49–57 (1995).
  70. A. V. Smith, D. J. Armstrong, and W. J. Alford, “Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals,” *Journal of the Optical Society of America B* **15**, 122–141 (1998).
  71. N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot, E. Dauler, S. Gue´rin, G. Jaeger, A. Muller, and A. Migdall, “Calculating characteristics of noncollinear phase matching in uniaxial and biaxial crystals,” *Optical Engineering* **39**, 1016–1024 (2000).
  72. V. M. Gordienko, V. A. Dyakov, P. M. Mikheev, and V. S. Syrtsov, “Highly efficient nanojoule second harmonic generation of a femtosecond Cr:forsterite laser radiation in a lithium niobate crystal,” *Quantum Electronics* **36**, 1072–1073 (2006).
  73. A. Dubietis, G. Valiulis, R. Danielius, and A. Piskarskas, “Nonlinear pulse compression by optical frequency mixing in crystals with second-order nonlinearity,” *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A* **7**, 271–279 (1998).
  74. T. R. Zhang, H. R. Choo, and M. C. Downer, “Phase and group velocity matching for second harmonic generation of femtosecond pulses,” *Applied optics* **29**, 3927–3933 (1990).
  75. A. V. Smith, “Group-velocity-matched three-wave mixing in birefringent crystals,” *Optics Letters* **26**, 719–721 (2001).
  76. F. Brehat and B. Wyncke, “Calculation of double-refraction walk-off angle along the phase-matching directions in non-linear biaxial crystals,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **22**, 1891–1898 (1989).

77. R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, second edition (CRC Press, 2003).
78. R. Eckardt and J. Reintjes, "Phase matching limitations of high efficiency second harmonic generation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **20**, 1178–1187 (1984).
79. D. Eimerl, "High average power harmonic generation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 575–592 (1987).
80. M. Zirngibl, L. W. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. B. Hansen, "1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped Er-doped fibre ring laser," *Electronics Letters* **27**, 1734–1735 (1991).
81. U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2**, 435–453 (1996).
82. Y.-W. Song, S. Yamashita, C. S. Goh, and S. Y. Set, "Carbon nanotube mode lockers with enhanced nonlinearity via evanescent field interaction in D-shaped fibers," *Optics letters* **32**, 148–150 (2007).
83. D. Popa, Z. Sun, T. Hasan, W. B. Cho, F. Wang, F. Torrisi, and A. C. Ferrari, "74-fs nanotube-mode-locked fiber laser," *Applied Physics Letters* **101**, 153107 (2012).
84. T. Chen, C. Liao, D. N. Wang, and Y. Wang, "Passively mode-locked fiber laser by using monolayer chemical vapor deposition of graphene on D-shaped fiber," *Applied Optics* **53**, 2828–2832 (2014).
85. E. J. Lee, S. Y. Choi, H. Jeong, N. H. Park, W. Yim, M. H. Kim, J.-K. Park, S. Son, S. Bae, S. J. Kim, K. Lee, Y. H. Ahn, K. J. Ahn, B. H. Hong, J.-Y. Park, F. Rotermund, and D.-I. Yeom, "Active control of all-fibre graphene devices with electrical gating," *Nature Communications* **6**, 6851 (2015).
86. I. N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Optics letters* **16**, 539–541 (1991).
87. D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. Matsas, and M. W. Phillips, "Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch," *Electronics Letters* **27**, 542–544 (1991).
88. K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser," *Electronics Letters* **28**, 2226–2228 (1992).
89. M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, "Mode locking with cross-phase and self-phase modulation," *Optics Letters* **16**, 502–504 (1991).
90. V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, and D. N. Payne, "Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation," *Electronics Letters* **28**, 1391–1393 (1992).
91. K. Viskontas, K. Regelskis, and N. Rusteika, "Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1  $\mu\text{m}$ ," *Lithuanian Journal of Physics* **54**, 127–135 (2014).

92. J. Szczepanek, T. M. Kardaś, C. Radzewicz, and Y. Stepanenko, "Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers," *Optics Letters* **42**, 575–578 (2017).
93. A. F. J. Runge, C. Aguergaray, R. Provo, M. Erkintalo, and N. G. R. Broderick, "All-normal dispersion fiber lasers mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror," *Optical Fiber Technology* **20**, 657–665 (2014).
94. C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo, J. S. Y. Chen, and V. Kruglov, "Mode-locked femtosecond all-normal all-PM Yb-doped fiber laser using a nonlinear amplifying loop mirror," *Optics Express* **20**, 10545–10551 (2012).
95. P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *24th European Conference on Optical Communication*, Vol. 1 (IEEE, 1998) pp. 475–476 .
96. S. Pitois, C. Finot, and L. Provost, "Asymptotic properties of incoherent waves propagating in an all-optical regenerators line," *Optics Letters* **32**, 3263–3265 (2007).
97. M. Rochette, Libin Fu, V. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, "2R optical regeneration: an all-optical solution for BER improvement," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12**, 736–744 (2006).
98. S. Pitois, C. Finot, L. Provost, and D. J. Richardson, "Generation of localized pulses from incoherent wave in optical fiber lines made of concatenated Mamyshev regenerators," *Journal of the Optical Society of America B* **25**, 1537–1547 (2008).
99. K. Sun, M. Rochette, and L. R. Chen, "Output characterization of a self-pulsating and aperiodic optical fiber source based on cascaded regeneration," *Optics Express* **17**, 10419–10432 (2009).
100. T. North and M. Rochette, "Regenerative self-pulsating sources of large bandwidths," *Optics Letters* **39**, 174–177 (2014).
101. I. N. Bychkov, A. I. Baranov, I. S. Ulianov, D. V. Myasnikov, and I. E. Samartsev, "Mode locked fiber laser based on self-phase modulation and spectral filtering," in *2016 International Conference Laser Optics (LO)* (IEEE, 2016) pp. S1–20
102. Z. Liu, Z. Ziegler, and F. W. Wise, "50-nJ and 40-fs Pulses from a Mamyshev Oscillator," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2017)* (Optical Society of America, 2017), p. SM3L.1.
103. Z. Liu, Z. M. Ziegler, L. G. Wright, and F. W. Wise, "Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator," *Optica* **4**, 649–654 (2017).
104. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **56**, 219–221 (1985).
105. L. Shah and M. Fermann, "High-Power Ultrashort-Pulse Fiber Amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **13**, 552–558 (2007).
106. O. Martinez, "3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 59–64 (1987).



107. E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **5**, 454–458 (1969).
108. A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, K. Sugden, and I. Bennion, "All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings," *Applied Physics Letters* **66**, 1053–1055 (1995).
109. I. Hartl, G. Imeshev, and M. E. Fermann, "In-line high energy Yb fiber laser based chirped pulse amplifier system," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2004)*, Vol. 1 (IEEE, 2004), p. 3
110. A. Weiner, *Ultrafast Optics*, first edition (Wiley, 2009).
111. J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber," *Optics Express* **11**, 3332–3337 (2003).
112. S. Frankinas, A. Michailovas, N. Rusteika, V. Smirnov, R. Vasilieu, and A. L. Glebov, "Efficient ultrafast fiber laser using chirped fiber Bragg grating and chirped volume Bragg grating stretcher/compressor configuration," *Proc. SPIE* **9730**, p. 973017 (2016).
113. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," *Physical Review Letters* **84**, 6010–6013 (2000).
114. S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, and F. Wise, "Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers," *Optics Express* **13**, 4869–4877 (2005).
115. A. Chong, L. Kuznetsova, and F. W. Wise, "Theoretical optimization of nonlinear chirped-pulse fiber amplifiers," *Journal of the Optical Society of America B* **24**, 1815–1823 (2007).
116. L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. Cho, and M. Fermann, "High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier," *Optics Express* **13**, 4717–4722 (2005).
117. Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier, "Transform-limited 100  $\mu$ J, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher–compressor," *Optics Letters* **33**, 1527–1529 (2008).
118. J. Limpert, F. Roser, D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hadrich, J. Rothhardt, C. J. Misas, and A. Tünnermann, "High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser Systems: Challenges, Design, and Experiment," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 159–169 (2009).
119. D. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Decrease of pulse-contrast in nonlinear chirped-pulse amplification systems due to high-frequency spectral phase ripples," *Optics Express* **16**, 8876–8886 (2008).
120. D. N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann, "The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems," *Optics Express* **16**, 10664–10674 (2008).
121. F. He, H. S. S. Hung, J. H. V. Price, N. K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, and C. P. Barty, "High energy femtosecond fiber chirped pulse

- amplification system with adaptive phase control,” *Optics Express* **16**, 5813–5821 (2008).
122. J. Prawiharjo, N. K. Daga, R. Geng, J. H. Price, D. C. Hanna, D. J. Richardson, and D. P. Shepherd, “High fidelity femtosecond pulses from an ultrafast fiber laser system via adaptive amplitude and phase pre-shaping,” *Optics Express* **16**, 15074–15089 (2008).
  123. T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers,” *Optics Express* **19**, 13218–13224 (2011).
  124. F. Stutzki, H.-J. Otto, F. Jansen, C. Gaida, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers,” *Optics Letters* **36**, 4572–4574 (2011).
  125. H.-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Impact of photodarkening on the mode instability threshold,” *Optics Express* **23**, 15265–15277 (2015).
  126. C. Jauregui, H.-J. Otto, S. Breilkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Optimizing high-power Yb-doped fiber amplifier systems in the presence of transverse mode instabilities,” *Optics Express* **24**, 7879–7892 (2016).
  127. S. Ramachandran, J. M. Fini, M. Mermelstein, J. W. Nicholson, S. Ghalmi, and M. F. Yan, “Ultra-large effective-area, higher-order mode fibers: a new strategy for high-power lasers,” *Laser & Photonics Review* **2**, 429–448 (2008).
  128. X. Peng, K. Kim, M. Mielke, T. Booth, J. W. Nicholson, J. M. Fini, X. Liu, A. DeSantolo, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, E. M. Monberg, F. V. DiMarcello, C. Headley, and D. J. DiGiovanni, “Higher-order mode fiber enables high energy chirped-pulse amplification,” *Optics Express* **21**, 32411–32416 (2013).
  129. T. Y. Fan, “Laser beam combining for high-power, high-radiance sources,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11**, 567–577 (2005).
  130. C. X. Yu, S. J. Augst, S. M. Redmond, K. C. Goldizen, D. V. Murphy, A. Sanchez, and T. Y. Fan, “Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array,” *Optics Letters* **36**, 2686–2688 (2011).
  131. S. M. Redmond, D. J. Ripin, X. Y. Charles, S. J. Augst, T. Y. Fan, P. A. Thielen, J. E. Rothenberg, and G. D. Goodno, “Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW Gaussian beam,” *Optics Letters* **37**, 2832–2834 (2012).
  132. R. Uberna, A. Bratcher, and B. G. Tiemann, “Coherent polarization beam combination,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **46**, 1191–1196 (2010).
  133. Z. Liu, P. Ma, R. Su, R. Tao, Y. Ma, X. Wang, and P. Zhou, “High-power coherent beam polarization combination of fiber lasers: progress and prospect [Invited],” *Journal of the Optical Society of America B* **34**, A7–A14 (2017).

134. E. Seise, A. Klenke, S. Breilkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “88 W 0.5 mJ femtosecond laser pulses from two coherently combined fiber amplifiers,” *Optics Letters* **36**, 3858–3860 (2011).
135. A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breilkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy,” *Optics Express* **19**, 24280–24285 (2011).
136. A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, “530 W, 13 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system,” *Optics Letters* **38**, 2283–2285 (2013).
137. M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, “12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition,” *Optics Letters* **41**, 3343–3346 (2016).
138. L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, “High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining,” *Optics Express* **20**, 21627–21634 (2012).
139. F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Morin, C. Hönniger, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, “Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining,” *Optics Letters* **38**, 4437–4440 (2013).
140. Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönniger, E. Mottay, F. Druon, and P. Georges, “Femtosecond fiber chirped-and divided-pulse amplification system,” *Optics Letters* **38**, 106–108 (2013).
141. T. Zhou, J. Ruppe, C. Zhu, I.-N. Hu, J. Nees, and A. Galvanauskas, “Coherent pulse stacking amplification using low-finesse Gires-Tournois interferometers,” *Optics Express* **23**, 7442–7462 (2015).
142. J. Ruppe, S. Chen, M. Sheikhsofla, R. Wilcox, J. Nees, and A. Galvanauskas, “Multiplexed Coherent Pulse Stacking of 27 Pulses in a 4+1 GTI Resonator Sequence,” in *Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC)* (Optical Society of America, 2016), p. AM4A.6.
143. O. Andrusyak, V. Smirnov, G. Venus, V. Rotar, and L. Glebov, “Spectral Combining and Coherent Coupling of Lasers by Volume Bragg Gratings,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 344–353 (2009).
144. S. J. Augst, J. K. Ranka, T. Y. Fan, and A. Sanchez, “Beam combining of ytterbium fiber amplifiers (Invited),” *Journal of the Optical Society of America B* **24**, 1707–1715 (2007).
145. P. Madasamy, D. R. Jander, C. D. Brooks, T. H. Loftus, A. M. Thomas, P. Jones, and E. C. Honea, “Dual-Grating Spectral Beam Combination of High-Power Fiber Lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 337–343 (2009).
146. S. Klingebiel, F. Röser, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers with high efficiency,” *Journal of the Optical Society of America B* **24**, 1716–1720 (2007).

147. T. Schreiber, C. Wirth, O. Schmidt, T. V. Andersen, I. Tsybin, S. Bohme, T. Peschel, F. Bruckner, T. Clausnitzer, F. Roser, R. Eberhardt, J. Limpert, and A. Tunnermann, "Incoherent Beam Combining of Continuous-Wave and Pulsed Yb-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 354–360 (2009).
148. C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, R. Eberhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, K. Ludewigt, M. Gowin, E. Ten Have, and others, "High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8.2 kW," *Optics Letters* **36**, 3118–3120 (2011).
149. B. Chann, R. K. Huang, L. J. Missaggia, C. T. Harris, Z. L. Liao, A. K. Goyal, J. P. Donnelly, T. Y. Fan, A. Sanchez-Rubio, and G. W. Turner, "Near-diffraction-limited diode laser arrays by wavelength beam combining," *Optics Letters* **30**, 2104–2106 (2005).
150. A. Dubietis, R. Danielius, G. Tamošauskas, and A. Piskarskas, "Combining effect in a multiple-beam-pumped optical parametric amplifier," *Journal of the Optical Society of America B* **15**, 1135–1139 (1998).
151. D. Kezys, M. Gecevičius, A. Piskarskas, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, and A. Stabinis, "Multibeam pumping of OPA by radiation of fibre amplifiers," *Lithuanian Journal of Physics* **51**, 137–142 (2011).
152. V. Pyragaite, R. Butkus, G. Archipovaitė, D. Kezys, A. Stabinis, A. Piskarskas, and V. Smilgevičius, "Minimization of parametric diffraction effect in two-beam pumped optical parametric amplification," *Optics Communications* **309**, 344–348 (2013).
153. D. Kezys, V. Pyragaite, A. Stabinis, R. Butkus, and V. Smilgevičius, "Influence of parametric diffraction on conversion efficiency in two-beam-pumped optical parametric amplifier," *Optics Communications* **324**, 58–62 (2014).
154. G. Tamošauskas, A. Dubietis, G. Valiulis, and A. Piskarskas, "Optical parametric amplifier pumped by two mutually incoherent laser beams," *Applied Physics B* **91**, 305–307 (2008).
155. G. Mennerat, B. Trophème, and B. Boulanger, "Experimental demonstration of five-beam-pumped optical parametric amplification," *Optics Letters* **38**, 3319–3321 (2013).
156. O. E. Martinez, "Achromatic phase matching for second harmonic generation of femtosecond pulses," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 2464–2468 (1989).
157. B. A. Richman, S. E. Bisson, R. Trebino, E. Sidick, and A. Jacobson, "Efficient broadband second-harmonic generation by dispersive achromatic nonlinear conversion using only prisms," *Optics Letters* **23**, 497–499 (1998).
158. K. Mizuuchi, K. Yamamoto, M. Kato, and H. Sato, "Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, 1596–1604 (1994).
159. M. L. Bortz, M. Fujimura, and M. M. Fejer, "Increased acceptance bandwidth for quasi-phaseshifted second harmonic generation in LiNbO<sub>3</sub> waveguides," *Electronics Letters* **30**, 34–35 (1994).

160. Y. L. Lee, Y.-C. Noh, C.-S. Kee, N. E. Yu, W. Shin, C. Jung, D.-K. Ko, and J. Lee, "Bandwidth control of a Ti:PPLN Šolc filter by a temperature-gradient-control technique," *Optics Express* **16**, 13699–13706 (2008).
161. A. Tehranchi and R. Kashyap, "Design of Novel Unapodized and Apodized Step-Chirped Quasi-Phase Matched Gratings for Broadband Frequency Converters Based on Second-Harmonic Generation," *Journal of Lightwave Technology* **26**, 343–349 (2008).
162. N. E. Yu, J. H. Ro, M. Cha, S. Kurimura, and T. Taira, "Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled LiNbO<sub>3</sub> at the communications band," *Optics Letters* **27**, 1046–1048 (2002).
163. Y. Sheng, J. Dou, B. Ma, B. Cheng, and D. Zhang, "Broadband efficient second harmonic generation in media with a short-range order," *Applied Physics Letters* **91**, 011101 (2007).
164. W. J. Alford and A. V. Smith, "Frequency-doubling broadband light in multiple crystals," *Journal of the Optical Society of America B* **18**, 515–523 (2001).
165. J. Lægsgaard, "Control of fibre laser mode-locking by narrow-band Bragg gratings," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **41**, 095401 (2008).
166. D. von der Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers," *Applied Physics B* **39**, 201–217 (1986).
167. S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," *Electronics Letters* **28**, 806–807 (1992).
168. J. W. Fleming, "Dispersion in GeO<sub>2</sub>–SiO<sub>2</sub> glasses," *Applied Optics* **23**, 4486–4493 (1984).
169. R. Paschotta, "The free fiber optics software RP Fiber Calculator," 2015-05-12 version, [https://www.rp-photonics.com/rp\\_fiber\\_calculator\\_download.html](https://www.rp-photonics.com/rp_fiber_calculator_download.html), žiūrėta: 2017-06-21.
170. R. A. Haas, "Influence of a constant temperature gradient on the spectral-bandwidth of second-harmonic generation in nonlinear crystals," *Optics communications* **113**, 523–529 (1995).
171. M. A. Arbore, A. Galvanauskas, D. Harter, M. H. Chou, and M. M. Fejer, "Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate," *Optics letters* **22**, 1341–1343 (1997).
172. K. Kato, "Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, 2950–2952 (1994).
173. G. Arisholm, "General numerical methods for simulating second-order nonlinear interactions in birefringent media," *Journal of the Optical Society of America B* **14**, 2543–2549 (1997).
174. C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin, "New nonlinear-optical crystal: LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>," *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 616–621 (1989).
175. Y. Furukawa, S. A. Markgraf, M. Sato, H. Yoshida, T. Sasaki, H. Fujita, T. Yamanaka, and S. Nakai, "Investigation of the bulk laser damage of lithium

- triborate,  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , single crystals,” Applied physics letters **65**, 1480–1482 (1994).
176. K.-H. Hong, C.-J. Lai, A. Siddiqui, and F. X. Kärtner, “130-W picosecond green laser based on a frequency-doubled hybrid cryogenic Yb:YAG amplifier,” Optics Express **17**, 16911–16919 (2009).
  177. D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, first edition (Springer, 2005).
  178. K. Kato and E. Takaoka, “Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP,” Applied Optics **41**, 5040–5044 (2002).
  179. K. Regelskis, G. Račiukaitis, Regelskis, and Račiukaitis, “Method and Device for Time - Multiplexing of Light Pulses,” Europos patento paraiška EP2830169, Lietuvos patentas LT6140 (2015).
  180. J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, and T. Graf, “Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 14 kW (47 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm,” Optics Express **23**, 21064–21077 (2015).
  181. R. Riedel, J. Rothhardt, K. Beil, B. Gronloh, A. Klenke, H. Höppner, M. Schulz, U. Teubner, C. Kränkel, J. Limpert, A. Tünnermann, M. J. Prandolini, and F. Tavella, “Thermal properties of borate crystals for high power optical parametric chirped-pulse amplification,” Optics Express **22**, 17607–17619 (2014).
  182. D. Hon and H. Bruesselbach, “Beam shaping to suppress phase-mismatch in high power second harmonic generation (SHG),” IEEE Journal of Quantum Electronics **15**, 979–980 (1979).
  183. X. Mu and Y. J. Ding, “Investigation of damage mechanisms of  $\text{KTiOPO}_4$  crystals by use of a continuous-wave argon laser,” Applied Optics **39**, 3099–3103 (2000).
  184. A. M. Vyunishchev, V. G. Arkhipkin, and A. S. Chirkin, “Theory of noncollinear frequency doubling of transform limited pulses in non-steady-state regime,” Journal of the Optical Society of America B **33**, 2308–2312 (2016).