

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZIKOS INSTITUTAS

Skirmantas Ališauskas

KELIŲ OPTINIŲ CIKLŲ TRUKMĖS IMPULSŲ  
PARAMETRINIS STIPRINIMAS INFRARAUDONOJOJE  
SRITYJE

Daktaro disertacija  
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2010

Disertacija rengta 2006 – 2010 metais Vilniaus universitete. Dalis eksperimentinių tyrimų atlikta Vienos technikos universitete - TUW (Austrija).

Mokslinis vadovas:

Prof. habil. dr. Valerijus Smilgevičius (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02 P).

Konsultantas:

Dr. Audrius Pugžlys (Vienos technikos universitetas - TUW, fiziniai mokslai, fizika - 02 P).

*Tu matai daiktus ir sakai – „Kodėl?“  
O aš matau daiktus, kurių niekad nebuvo ir sakau – „Kodėl ne?“*

**George Bernard Shaw**

## **Padėka**

Esu dėkingas daugeliui žmonių, kurie vienaip ar kitaip yra prisidėję prie šios disertacijos atsiradimo. Dėkingas už jų pagalbą, bendradarbiavimą vykdant tyrimus bei palaikymą.

Visų pirma, norėčiau padėkoti savo moksliniam vadovui prof. V. Smilgevičiui už puikų vadovavimą „moksliniame kelyje“. Dėkingas Jums už galimybę pažinti „netiesinės optikos pasaulį“. Taip pat dėkoju už kantrybę bei supratimą.

Prof. A. Piskarskui norėčiau padėkoti už idėjas, patarimus bei pastabas vykdant mokslinius tyrimus.

Prof. A. Baltuškai norėčiau padėkoti už galimybę stažuotis Vienos technikos universitete, vadovavimą bei suteiktas žinias.

Dr. A. Pugžliui norėčiau padėkoti už konsultacijas, mokslines diskusijas bei moralinį palaikymą būnant svetur.

Dėkoju dr. R. Butkui už gerą atmosferą bei ilgą diskusijas atliekant bendrus mokslinius tyrimus.

O.D. Mücke ir kitiems kolegoms iš Vienos technikos universiteto dėkingas už gerą atmosferą, palaikymą, rūpestį būnant svetur bei galimybę dirbti kartu.

Dėkoju oponentams dr. A. Varanavičiui bei prof. A. Krotkui už aprašymo nagrinėjimą bei konstruktyvias pastabas.

Dėkingas visiems kitiems nepaminėtiems moksliniams kolegoms už galimybę dirbti kartu bei perimti dalį žinių.

Ypatingai dėkingas mamai bei artimiesiems už palaikymą bei supratimą.



# Turinys

Trumpiniai .....	7
1. Įvadas .....	8
Disertacijos darbo tikslas .....	11
Darbo užduotys .....	11
Darbo naujumas .....	11
Ginamieji teiginiai .....	12
Aprobacija.....	13
Publikacijų sąrašas.....	13
Pranešimų mokslinėse konferencijose sąrašas.....	15
Autoriaus asmeninis indėlis.....	17
Bendraautorių indėlis.....	17
2. Kelių optinių ciklų trukmės impulsų parametrinis stiprinimas 800 nm srityje kaupinant dviem ir trimis pluoštais .....	19
2.1. Parametrinis stiprinimas. Fazinio synchronizmo bei stiprinimo kontūro teorinis modeliavimas.....	21
2.1.1. Ultratrumpųjų impulsų kolineari parametrinė sąveika .....	26
2.1.2. Nekolineari parametrinė sąveika. Stiprinimo kontūro platėjimas ....	28
2.1.3. Synchronizmo bei stiprinimo kontūro modeliavimas I-tipo BBO kristale kaupinant kelias 532 nm bangos ilgio pluoštais .....	31
2.2. Eksperimentas.....	36
2.2.1. Eksperimento schema .....	36
2.2.2. Kaupinimo charakteristikos .....	40
2.2.3. Parametrinio stiprinimo energiniai keitimai .....	43
2.2.4. Parametrinė difrakcija parametriniame stiprintuve kaupinant dviem pluoštais .....	44
2.2.5. Sustiprintos I-tipo BBO kristale spinduliuotės spektrai .....	48
2.3 Skyriaus santrauka .....	49
3. Kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsų formavimas bei stiprinimas 1,5 μm srityje .....	50
3.1. Stabilios fazės impulsų 1,5 μm srityje generacija ir parametrinis stiprinimas kaupinant 250 fs impulsais .....	52

3.1.1.	Stabilios fazės impulsų formavimas 1,5 $\mu\text{m}$ srityje .....	54
	BBO I-tipas ( <i>ooe</i> sąveika) .....	54
	BBO II-tipas ( <i>oeo</i> sąveika) .....	56
	BBO II-tipas ( <i>oeo</i> sąveika) .....	57
3.1.2.	Stiprinimo kontūro modeliavimas 1,5 $\mu\text{m}$ srityje KTP/KTA kristalams kaupinant 1030 nm spinduliuote.....	59
3.1.3.	Eksperimentas.....	63
3.1.4.	Baltos šviesos kontinuumo generacija ir sustiprinto signalo spektras65	
3.1.5.	Parametrinio stiprinimo energiniai keitimai .....	67
3.1.6.	Fazės darkymai II-tipo parametrinėje sąveikoje.....	68
3.1.7.	Sustiprintos spinduliuotės erdviniai parametrai bei sklidimo faktorius $M^2$ .....	71
3.1.8.	Impulso laikinės-dažninės rekonstrukcijos būdai, FROG privalumai72 Laikinės-dažninės impulso charakteristikos po 2-osios parametrinio stiprinimo pakopos .....	76
3.2.	1,5 $\mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliuotės stiprinimas iki 10 mJ .....	80
3.2.1	Energijos didinimo 3-oji ir 4-oji parametrinio stiprinimo pakopos..	81
3.2.2.	Kaupinimo šaltinių sinchronizacija .....	82
3.2.3.	Kaupinimo spinduliuotės atvaizdavimas .....	84
3.2.4.	Sustiprinto 3-oje ir 4-oje parametrinio stiprinimo pakopoje signalo spektrai.....	86
3.2.5.	Parametrinio stiprinimo 3-oje ir 4-oje pakopose energiniai keitimai88	
3.2.6.	Impulso spūda po 4-osios stiprinimo pakopos.....	90
3.2.7.	Fazės darkymų 3-oje ir 4-oje pakopose vertinimas .....	91
3.3.	Spektro plėtra inertinėse dujose – kelių optinių ciklų trukmės impulso formavimas .....	93
3.3.1.	Gijų formavimasis .....	93
3.3.2.	Didelės energijos gijų formavimas .....	96
3.3.3.	SHG-FROG charakterizavimas .....	100
3.3.4.	Gijos formavimasis su impulso savispūda.....	101
3.3.5.	Laikinė-dažninė impulso analizė .....	103
3.4.	Skyriaus santrauka .....	104
4.	Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	106
5.	Literatūros sąrašas .....	109

## **Trumpiniai**

OPA – parametrinis šviesos stiprinimas;

OPCPA – moduluotosios fazės impulsų parametrinis šviesos stiprinimas;

BBO –  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ( $\beta$ -bario boratas);

KTP – KTiOPO<sub>4</sub> (kalio titanil fosfatas);

KTA – KTiOAsO<sub>4</sub> (kalio titanil arsenatas);

FWHM – plotis pusės amplitudės aukštyje;

SH – antroji harmonika;

SHG – antrosios harmonikos generacija;

AOPDF – programuojamas akustooptinis dispersinis filtras;

Nd:YAG – neodimiu legiruotas itrio aliuminio granatas;

Yb:KGW – iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframatų;

MO – užduodantysis osciliatorius;

RA – regeneratyvinis stiprintuvas;

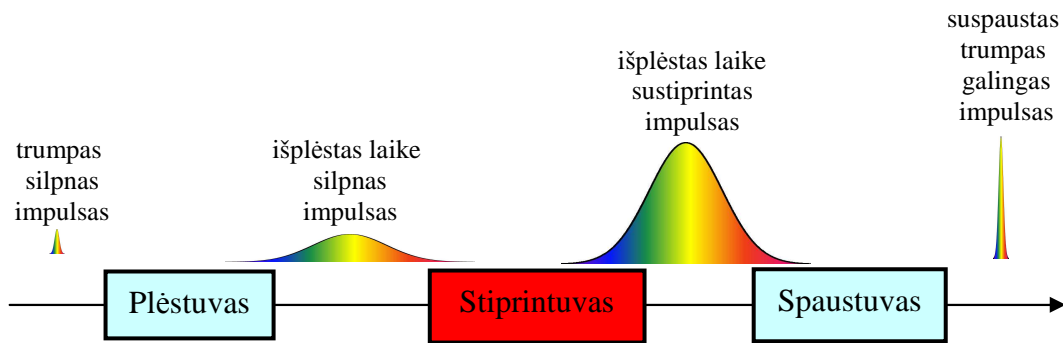
PA – galios stiprintuvas;

HHG – aukštesnių eilių harmonikų generacija.

## 1. Įvadas

Šiuolaikiniams šviesos sąveikos su medžiaga bei fundamentiniams tyrimams (viršslenkstinė fotojonizacija [1], atosekundinės trukmės impulsų generacija aukštesnių eilių harmonikų generavimo atveju [2-4], rezonansinė sąveika puslaidininkiuose [5, 6], metalų paviršių fotoemisija [7, 8] ir kt.) reikalingi kelių optinių ciklų trukmės impulsai. Pagrindiniai ultratrumpųjų impulsų šaltiniai yra paremti Kero lęšio sinchronizuotų modų Ti:safyro osciliatoriais, nors yra ir kitų lazerinių terpių pagrindu paremtų ultratrumpųjų impulsų generatorių, bet jie pasižymi sąlyginai siauresniu spektru, o kartu ir ilgesnėmis impulso trukmėmis. Komerciškai siūlomų Ti:safyro osciliatorių trukmė siekia sub-6 fs, o impulso energija kelis nanodžaulius [9, 10]. Tokios lazerinės sistemos pasižymi plačiu spektru (virš 300 nm (FWHM) Ti:safyro osciliatoriams), bet deja sąlyginai maža energija. Stiprinant ultratrumpą impulsą lazerinėje terpėje bei jo intensyvumui pasiekus kelias dešimtis  $\text{GW}/\text{cm}^2$  pradeda reikštis impulso saviveika bei medžiagos optinės pažaidos. Tam, kad būtų galima didinti impulso energiją nepramušant terpės, 1985 metais buvo pasiūlyta ir įgyvendinta moduluotosios fazės impulsų stiprinimo lazerinėje terpėje idėja (CPA, angl. *chirped pulse amplification*) [11, 12]: impulsas prieš stiprinimą yra išplečiamas laike, taip sumažinant jo intensyvumą, sustiprinamas terpėje su užpildos apgražą bei vėl suspaudžiamas, taip formuojant didelės smailinės galios išvadinius impulsus (žiūrėti 1.1 paveikslą). Šiomis dienomis Ti:safyro CPA sistemų stiprinamų impulsų smailinė galia siekia kelis šimtus teravatų ( $1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$ )  $<1 \text{ Hz}$  pasikartojimo dažniu veikiančioms sistemoms, impulso trukmė dėl regeneratyvinio stiprintuvo spektro siaurinimo (angl. *gain narrowing*) siekia  $\geq 20 \text{ fs}$ . Norint formuoti kelių optinių ciklų trukmės didelės smailinės galios impulsus gali būti taikomos papildomos impulso spūdos metodikos susijusios su spektro plėtra inertinėse dujose formuojantis gijai (angl. *filamentation*) [13] ar fazės moduliavimosi sąlygota spektro plėtra inertinėse dujose [14, 15],

tačiau tokiu atveju suspausto impulso energija neviršija kelių dešimčių milidžaulių.

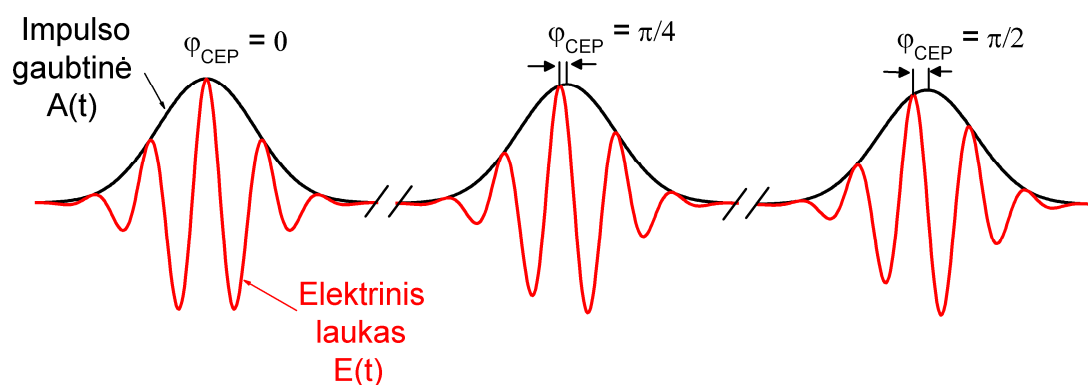


**1.1 pav.** Moduluotosios fazės stiprinimo schema pasiūlyta D. Strickland ir G. Mourou [11]

Galios didinimas stiprinant terpėse su užpildos apgrąža yra problematiškas dėl didelės termo-optinių reiškinių įtakos. Alternatyvus stiprinimo būdas yra parametrinis stiprinimas netiesiniuose kristaluose (OPA, angl. *optical parametric amplification*), kuriuose optinė sugertis yra labai maža ir todėl termo-optinių reiškinių įtaka yra gerokai mažesnė. Be to OPA galimas spektro derinimas keičiant sinchronizmo sąlygas. OPA lyginant su stiprinimu terpėse su užpildos apgrąža pasižymi dideliu stiprinimu vieno lėkio per netiesinį kristalą, plačiu stiprinamu spektru bei dideliu sustiprinto impulso kontrastu. Pirmasis moduluotosios fazės impulsų parametrinio stiprinimo eksperimentas (OPCPA, angl. *optical parametric chirped pulse amplification*), sujungiantis OPA ir CPA privalumus, buvo pademonstruotas 1992 metais Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos katedros mokslininkų [16]. Nuo to laiko susidomėjimas šia tematika vis auga [17]. 1997 metais [18] darbe buvo numatyta galimybė taikant OPCPA metodiką ultratrumpus impulsus stiprinti iki petavatų ( $1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$ ) smailinės galios. OPA sistemos vidutinė galia bei parametriškai stiprinamų impulsų pasikartojimo dažnis yra ribojami kaupinimo šaltinio galios bei pasikartojimo dažnio. Dėl technologinių ribojimų didinant kaupinimo energijas šaltinio dažnis krenta, todėl skiriamas vis didesnis dėmesys keliais pluoštais kaupinamoms OPCPA sistemoms [19, 20].

OPCPA metodika įgalina stiprinti ypač plataus spektro impulsus, kurių trukmės priartėja prie minimalios trukmės, t.y. vienos centrinio bangos ilgio

osciliacijos (1 optinis ciklas 800 nm bangos ilgio spinduliuotei – 2,67 fs). Kelių optinių ciklų trukmės impulsams medžiagos atsakas proporcingas elektrinio lauko stipriui. Taip pat labai svarbi osciliacijos maksimumo padėtis (žiūrėti 1.2 paveikslą). Deja, dėl aplinkos veiksnių (temperatūros kitimas, vibracijos ir kt.) lazerinių šaltinių impulso fazė po elektrinio lauko gaubtinės (CEP, angl. *carrier-envelope phase*) yra atsitiktinė bei elektrinio lauko pavidalas nėra pastovus. Impulso fazė dažniausiai nusakoma atstumu tarp impulso gaubtinės maksimumo bei artimiausios osciliacijos maksimumo. Impulsai, kurių fazė  $\varphi_{CEP} = 0$ , dar vadinami kosinusinio pavidalo, ypač svarbūs atosekundinės trukmės ( $1 \text{ as} = 10^{15} \text{ s}$ ) impulsų generacijai bei didelių intensyvumų šviesos sąveikos su medžiaga tyrimams. Yra įvairūs fazės stabilizavimo būdai, tačiau vienas iš paprasčiausių yra iš vieno šaltinio kilusių dviejų bangų skirtuminio dažnio generacija. Praktiškai tai gali būti pasiekta parametrinėje sąveikoje stiprinant kaupinimo banga sugeneruotą kontinuumą kuomet šalutinė banga būtų stabilios fazės [21]. Taip pat yra parodyta, kad parametrinėje sąveikoje stiprinamo signalo fazė yra nedarkoma [22]. Visa tai daro OPA/OPCPA sistemas unikaliomis ir nepakeičiamomis norint generuoti kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus.



**1.2 pav.** Vienodos trukmės impulsų elektrinio lauko pavidalai esant skirtingoms impulso fazėms  $\varphi_{CEP}$

**Šioje disertacijoje pateikiami kelių optinių ciklų trukmės impulsų formavimo bei parametrinio stiprinimo infraraudonojoje srityje rezultatai.** Dalis tyrimų buvo skirti modeliniams keliais pluoštais kaupinamos

OPCPA sistemos tyrimams, siekiant įsitikinti, kad įmanomas efektyvus plačiaspektrio (spektrų trukmė turi palaikyti kelių ciklų trukmės impulsus) signalo stiprinimas. Kita tyrimų dalis skirta didelės energijos (kelių dešimčių milidžaulių) kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsų formavimui, parametriniam jų stiprinimui, suformuotų impulsų spūdai ir charakterizavimui.

**Šios disertacijos darbo tikslas:**

Suformuoti ir parametriškai stiprinti kelių optinių ciklų trukmės impulsus infraraudonojoje srityje.

**Darbo uždutys:**

- Ištirti galimybę stiprinti plataus spektro impulsus (palaikančius kelių optinių ciklų trukmes) kaupinant keliais pluoštais;
- Optimalios kaupinimo pluoštų (parametrinį stiprintuvą kaupinant keliais pluoštais) išdėstymo konfigūracijos plačiajuosčiame parametriniame stiprintuve paieška;
- Suformuoti bei parametriškai sustiprinti stabilios fazės kelių optinių ciklų trukmės didelės energijos (kelių dešimčių milidžaulių) impulsus infraraudonojoje srityje;
- Suspausti bei charakterizuoti suformuotus infraraudonojoje srityje impulsus.

**Darbo naujumas:**

Šioje disertacijoje pirmą kartą buvo pademonstruotas plataus spektro impulsų (centrinis bangos ilgis – 800 nm), palaikančių sub-12 fs (4,5 optinio ciklo 800 nm spinduliuotei) trukmes, I-tipo BBO kristale nekolinearus parametrinis stiprinimas kaupinant dviem ir trimis skirtingų šaltinių pluoštais (kaupinimai buvo išdėstyti  $\theta-\phi$ -plokštumoje). Taip pat šiame darbe pademonstruota galimybė mažinti parametrinės difrakcijos nuostolius parametriniame stiprintuve parenkant kampus tarp kaupinimų. Teoriškai

numatyta galimybė praplėsti parametrinio stiprinimo kontūrą kaupinimo pluoštus išdėstant  $\theta - \phi$ -plokštumoje tam tikra tvarka.

Pasiūlytas ir įgyvendintas alternatyvus būdas generuoti didelės energijos (kelių dešimčių milidžaulių) kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje (būdas tinka ir kitiems bangos ilgiams) taikant II-tipo KTP kristale parametrinį stiprinimą kaupinant 1030/1064 nm bangos ilgio spinduliuote su spektro plėtra inertinėse dujose (iki šiol ypač plataus spektro kelių ciklų trukmės impulsų generacija bei stiprinimas buvo vykdomas išskirtinai I-tipo fazinio sinchronizmo atveju). Pirmą kartą įgyvendinta tiesioginė optinė kaupinimui naudojamų parametrinių stiprintuvų Yb:KGW ir Nd:YAG lazerių sinchronizacija. Pasiiekta iki šiol didžiausia 12,5 mJ impulso energija 1,5  $\mu\text{m}$  srityje prieš spūdą. Impulsas buvo suspaustas iki 74,4 fs, spaustuvo pralaidumas ~50%. Siekiant formuoti kelių optinių ciklų trukmės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, buvo sugeneruotas 600 nm pločio kontinuumas 5 barų slėgio argono dujose pavienėje gijoje. Suformuotas spektras atitinka 8 fs (1,6 optinio ciklo 1,5  $\mu\text{m}$  spinduliuotei) spektriškai ribotą impulsą. Taip pat argono dujose stebėtas spektro plitimas su įvadinio impulso savispūda formuojantis gijai. Eksperimentiškai stebėtas 4 kartų impulso trumpėjimas iki 19,8 fs. Maksimali išvadinė energija savispūdos režime siekė 1,5 mJ.

### **Ginamieji teiginiai:**

1. Kaupinant keliais 532 nm bangos ilgio pluoštais išdėstytais  $\theta - \phi$ -plokštumoje I-tipo BBO kristale galimas efektyvus plataus spektro (palaikančio kelių optinių ciklų trukmės) impulsų parametrinis stiprinimas.
2. Kaupinant keliais pluoštais išdėstytais  $\theta - \phi$ -plokštumoje galima valdyti (atskiru atveju praplėsti) parametrinio stiprinimo kontūrą;
3. Kelių parametrinio stiprinimo pakopų sistema (kaupinama kombinuota femtosekundinio ir galingo pikosekundinio kaupinimo lazerių spinduliuote) su spektro plėtra inertinėse



dujose po stiprinimo pakopų įgalina formuoti didelės energijos (kelių dešimčių milidžaulių) kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus.

4. II-tipo (*eo*) fazinio sinchronizmo sąlygomis KTP grupės kristaluose vykdomas parametrinis stiprinimas 1,5  $\mu\text{m}$  srityje kaupinant  $\sim 1 \mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuote leidžia sumažinti kaupinimo bei šalutinės bangų kryžminės-fazinės moduliacijos sąlygotus signalo fazės darkymus.

### **Aprobacija**

Šioje disertacijoje pristatomi darbai buvo publikuoti 10-yje recenzuojamuose moksliniuose leidiniuose: 5 iš jų (3, 5, 9, 12 ir 13 publikacijos sąraše) publikuoti žurnaluose, įtrauktuose į Mokslinės informacijos instituto (ISI) pagrindinių žurnalų sąrašą, 1 (10 publikacija) knygos skyriuje ir 4 (2, 7, 8 ir 11 publikacijos) kituose recenzuojamuose leidiniuose. Taip pat disertacijoje pateikiami rezultatai buvo pristatyti 21 konferencijose: 18-oje (1-9 ir 13-21 konferencija) tarptautinių konferencijų bei 3 (10-12 konferencija) Lietuvos nacionalinėse konferencijose.

### **Publikacijų recenzuojamuose moksliniuose leidiniuose sąrašas**

(publikacijos, kurių rezultatai tiesiogiai susiję su disertacijoje ginamais teiginiais, pažymėtos žvaigždute):

1. **S. Ališauskas**, R. Butkus, A. Piskarskas, K. Regelskis, V. Smilgevičius, *Modulation of spatial spectrum in tunable two crystal optical parametric generator*, Opt. Commun. **280**, 463-467 (2007).
- 2\*. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, **S. Ališauskas**, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , in *Ultrafast Phenomena XVI*, edited by P. Corkum, K. Nelson, E. Riedle, R. Schoenlein, and S. De Silvestri, 864 (Springer, Berlin, 2009).
- 3\*. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška,

- Scalable Yb-MOPA-Driven Carrier-Envelope Phase-Stable Few-Cycle Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , Opt. Lett. **34**, 118-120 (2009).
4. A. Pugžlys, G. Andriukaitis, A. Baltuška, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, W. Lai, P. Phua, A. Marcinkevičius, M. Fermann, L. Giniūnas, R. Danielius, and **S. Ališauskas**, *Multi-mJ, 200-fs, cw-pumped, cryogenically cooled, Yb,Na:CaF<sub>2</sub> amplifier*, Opt. Lett. **34**, 2075-2077 (2009).
  - 5\*. O. Mücke, **S. Ališauskas**, A. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Self-compression of millijoule 1.5  $\mu\text{m}$  pulses*, Opt. Lett. **34**, 2498-2500 (2009).
  6. A. Pugžlys, G. Andriukaitis, D. Sidorov, A. Irshad, A. Baltuška, W. J. Lai, P. B. Phua, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, **S. Ališauskas**, A. Marcinkevičius, M. E. Fermann, L. Giniūnas and R. Danielius, *Spectroscopy and lasing of cryogenically cooled Yb,Na:CaF<sub>2</sub>*, Appl. Phys. B, 339-350 (2009).
  - 7\*. O. D. Mücke, **S. Ališauskas**, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *Efficient 4-fold self-compression of 1.5-mJ infrared pulses to 19.8 fs*, Proc. SPIE **7501**, 750109 (2009), DOI:10.1117/12.85225.
  - 8\*. **S. Ališauskas**, R. Butkus, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, A. Stabinis, and A. Piskarskas, *Optical parametric amplifier of chirped pulses pumped by two and three beams*, Proc. SPIE **7501**, 75010B (2009), DOI:10.1117/12.849072.
  - 9\*. **S. Ališauskas**, R. Butkus, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, A. Stabinis, A. Piskarskas, *Prospects for increasing average power of optical parametric chirped pulse amplifiers via multi-beam pumping*, Opt. Commun. **283**, 469-473 (2010).
  - 10\*. O. D. Mücke, **S. Ališauskas**, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Toward TW-Peak-Power Single-Cycle IR Fields for Attosecond Physics and High-Field Science*, in Advances in Solid-State Lasers: Development and Applications, edited by M. Grishin, 279 (INTECH, 2010), ISBN 978-953-7619-80-0.
  - 11\*. S. Ališauskas, R. Butkus, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, A. Stabinis, A. Piskarskas, *Two and Three Beam Pumped Optical Parametric Amplifier of Chirped Pulses*, Proc. AIP **1228**, 130 (2010), ISBN 978-0-7354-0771-8
  - 12\*. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *10-mJ Optically Synchronized CEP-Stable Chirped Parametric Amplifier at 1.5  $\mu\text{m}$* , Opt. and Spect. **108**, 456-462 (2010).
  - 13\*. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Efficient 4-fold self-compression of millijoule pulses from a 1.5  $\mu\text{m}$  optical parametric chirped-pulse amplifier*, Lithuanian J. Phys. **50**(1), 111-120 (2010).

## Pranešimų mokslinėse konferencijose sąrašas:

1. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, *Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , postdeadline talk MG1, *Advanced Solid-State Photonics*, Nara-Ken New Public Hall, Nara, Japan, January 27-30, 2008.
2. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielis, *Multimillijoule Optically Synchronized and CEP-Stabilized Chirped Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , talk CTuEE5, *CLEO*, San Jose, California, May 4-9, 2008.
3. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, *Multimillijoule Optically Synchronized and Carrier-Envelope-Phase-Stable Chirped Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , talk WED4a.4, *16th International Conference on Ultrafast Phenomena*, Stresa (Lago Maggiore), Italy, June 9-13, 2008.
4. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, **S. Ališauskas**, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *10-mJ Optically Synchronized CEP-Stable Chirped Parametric Amplifier at 1.5  $\mu\text{m}$* , invited talk Sa20B(E)-1, *XII International Conference on Quantum Optics and Quantum Information (ICQO 2008)*, Vilnius, Lithuania, September 20-23, 2008.
5. O. D. Mücke, A. Pugžlys, P. Dombi, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, *10-mJ Few-Cycle Chirped Pulse Parametric Amplification at 1.5  $\mu\text{m}$* , invited talk WR1, *21st IEEE/LEOS Annual Meeting*, Newport Beach, CA, November 9-13, 2008.
6. O. D. Mücke, A. Pugžlys, P. Dombi, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *10-mJ Few-Cycle OPCPA at 1.5  $\mu\text{m}$* , invited talk, *IEEE PhotonicsGlobal@Singapore 2008*, SMU Conference Centre, Singapore, December 8-11, 2008.
7. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *10-mJ Infrared Phase-Stable Parametric Amplification Based on a Femtosecond Yb-MOPA*, talk WD5, *Advanced Solid-State Photonics*, Denver, CO, February 1-4, 2009.
8. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Infrared Multimillijoule Single-Filament Supercontinuum Generation*, talk JWD6, *CLEO*, Baltimore, Maryland, May 31-June 5, 2009.
9. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Fernandez, L. Zhu, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, C.-H. Liu, K.-H. Liao, and A. Galvanauskas, *12-mJ IR OPCPA Based on Picosecond Nd Pump and Femtosecond Yb Seed Technologies*, invited talk Th3, *Middle Infrared Coherent Sources (MICS'2009)*, Trouville France, June 8-12, 2009.

10. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Derinamas stabilios fazės kelių optinių ciklų trukmės parametrinis šviesos stiprintuvas ties 1,5  $\mu\text{m}$* , Lietuvos Nacionalinė Fizikos konferencija, Vilnius, birželio 8-12, 2009.
11. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *12,5 mJ faziškai moduluotų impulsų su stabilia nešančiojo dažnio faze parametrinis šviesos stiprintuvas 1,5  $\mu\text{m}$  srityje*, Lietuvos Nacionalinė Fizikos konferencija, Vilnius, birželio 8-12, 2009.
12. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Milidžiaulinės energijos kelių optinių ciklų trukmės superkontinuumo generacija ties 1,5  $\mu\text{m}$* , Lietuvos Nacionalinė Fizikos konferencija, Vilnius, birželio 8-12, 2009.
13. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Multi-mJ Single-Filament Supercontinuum Generation from IR OPCPA*, talk CF5.3, *CLEO Europe*, Munich, Germany, June 14-19, 2009.
14. O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Toward Terawatt-Peak-Power Single-Cycle Infrared Fields*, talk NFA3, *Nonlinear Optics 2009*, Honolulu, Hawaii, July 12-17, 2009.
15. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *12.5-mJ CEP-stable OPCPA at 1.5  $\mu\text{m}$* , invited talk, *Northern Optics 2009*, Vilnius, Lithuania, August 26-28, 2009.
16. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, *Self-compression of 1.5  $\mu\text{m}$  CEP stable OPCPA pulses in noble gases to sub-20 fs*, poster P1-10, *Northern Optics 2009*, Vilnius, Lithuania, August 26-28, 2009.
17. O. D. Mücke, **S. Ališauskas**, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, and R. Danielius, *Self-compression of millijoule pulses from a 1.5  $\mu\text{m}$  OPCPA*, invited talk, *UltraFast Optics and High Field Short Wavelength (UFO-HFSW 2009)*, Arcachon, France, August 31-September 4, 2009.
18. O. D. Mücke, **S. Ališauskas**, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, *Efficient 4-Fold Self-Compression of 1.5-mJ Infrared Pulses to 19.8 fs*, talk, *Conference on Ultrafast and Nonlinear Optics UFNO'2009*, Burgas, Bulgaria, September 14-18, 2009.
19. **S. Ališauskas**, R. Butkus, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, A. Stabinis and A. Piskarskas, *Optocal Parametric Amplifier of Chirped Pulses Pumped by Two and Tree Beams*, poster, *Conference on Ultrafast and Nonlinear Optics UFNO'2009*, Burgas, Bulgaria, September 14-18, 2009.
20. **S. Ališauskas**, V. Smilgevičius, A. Piskarskas, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius and N. Forget, *Self-compression of CEP stable OPCPA pulses at 1.5  $\mu\text{m}$  in*

noble mases, *XVIII Lithuanian – Belarussian seminar „Lasers and optical nonlinearity“*, Vilnius, September 16-18, 2009.

21. **S. Ališauskas**, R. Butkus, V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, A. Stabinis and A. Piskarskas, *Two and tree beam pumped optical parametric amplifier of chirped pulses*, talk, *Conference on Light at Extreme Intensities LEI 2009*, Brasov, Romania, October 16-21, 2009.

### **Autoriaus asmeninis indėlis:**

Autorius dalyvavo planuojant eksperimentinę metodiką, atliko eksperimentinius matavimus, dalį kompiuterinio modeliavimo. Taip pat atliko eksperimentinių duomenų analizę, dalyvavo formuluojant išvadas bei rengiant publikacijas.

### **Bendraautorijų indėlis:**

**V. Smilgevičius**<sup>1</sup> suformulavo konkrečias vykdomų tyrimų užduotis, dalyvavo rengiant eksperimento metodikas, interpretuojant rezultatus bei rengiant publikacijas.

**A. Piskarskas**<sup>1</sup> inicijavo keliais pluoštais kaupinamą moduliuotosios fazės impulsų parametrinio stiprinimo eksperimentą, dalyvavo interpretuojant rezultatus.

**R. Butkus**<sup>1</sup> kartu atliko visus keliais pluoštais kaupinamo parametrinio stiprinimo tyrimus 800 nm srityje, dalyvavo apdorojant bei interpretuojant matavimo rezultatus bei rengiant publikacijas.

**V. Pyragaitė**<sup>1</sup> ir **A. Stabinis**<sup>1</sup> atliko savidifrakcijos I-tipo BBO kristale teorinį modeliavimą vykstant pakopiniams procesams  $\chi^{(2)}$  terpėje.

**A. Baltuška**<sup>2</sup> inicijavo stabilios fazės impulsų generacijos bei impulsų parametrinio stiprinimo eksperimentą 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, atliko optinio plėstuvo bei spaustuvo skaičiavimus, dalyvavo interpretuojant duomenų analizę bei rengiant publikacijas.

**O. D. Mücke**<sup>2</sup> kartu atliko visus eksperimentinius tyrimus formuojant bei stiprinant impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, dalyvavo apdorojant bei interpretuojant rezultatus bei rengiant publikacijas.

**A. Pugžlys**<sup>2</sup> dalyvavo atliekant eksperimentinius tyrimus formuojant bei stiprinant impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, apdorojant bei interpretuojant rezultatus bei rengiant publikacijas.

**D. Sidorov**<sup>2</sup> dalyvavo vykdant Yb:KGW femtosekundinio osciliatoriaus ir Nd:YAG regeneratyvinio stiprintuvo sinchronizaciją.

**A. J. Verhoef**<sup>2</sup> kartu atliko gijos formavimosi 1,5  $\mu\text{m}$  srityje eksperimentus, dalyvavo apdorojant bei interpretuojant rezultatus.

**J. Pocius**<sup>3</sup>, **L. Giniūnas**<sup>3</sup> ir **R. Danielius**<sup>3</sup> sukonstravo derinamų parametrų Yb:KGW lazerinę sistemą, kuri buvo naudojama kaip kaupinimo šaltinis generuojant stabilios fazės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje.

**N. Forget**<sup>4</sup> sukonstravo programuojamą akustooptinį dispersinį filtrą (AOPDF) 1,5  $\mu\text{m}$  spinduliuotei, skirtą koreguoti aukštesnių eilių fazes spaudžiant impulsus.

<sup>1</sup>Kvantinės elektronikos katedra, Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius, Lietuva

<sup>2</sup>Photonics Institute, Vienna University of Technology, Gusshausstrasse 27-387, A-1040 Vienna, Austria

<sup>3</sup>UAB mokslinė gamybinė firma „Šviesos konversija“, Saulėtekio al. 10, LT-10223 Vilnius, Lietuva

<sup>4</sup>Fastlite, Bâtiment 403, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France

## **2. Kelių optinių ciklų trukmės impulsų parametrinis stiprinimas 800 nm srityje kaupinant dviem ir trimis pluoštais**

Vienas pagrindinių šiuolaikinių optinių technologijų tikslų yra koherentinių šviesos šaltinių vidutinės galios ir smailinio intensyvumo didinimas išlaikant pagrindinę šių šaltinių savybę – difrakciškai ribotą spinduliuotę. Pavieniuose koherentinės šviesos šaltiniuose keliant vidutinę galią tenka didinti aktyvios terpės matmenis, o tai sukelia tokių problemų kaip likutinės šilumos nuvedimas, geros pluošto kokybės išlaikymas bei optinių elementų pažaidos. Ribotam aktyvios terpės dydžiui generuojamos spinduliuotės galia ir sistemos dažnis yra sąlygoti šilumos išsiskyrimo aktyviojoje terpėje, kuris atsiranda dėl kvantinio defekto (dalis sugertos kaupinimo spinduliuotės aktyviojoje terpėje pereina į šilumą), todėl perspektyviau naudoti puslaidininkinį kaupinimą, rezonansiškai žadinant aktyvatorius, bei naudojant mažesnio kvantinio defekto aktyvatorius. Ribinių parametrų sistemoms vidutinę galią galima kelti naudojant kelių šaltinių generuojamos spinduliuotės optinį talkinimą (angl. *energy combining*), t.y. keli pluoštai iš skirtingų šaltinių sutelkiami į vieną didelės vidutinės galios pluoštą. Šiam tikslui pasiekti gali būti naudojami nekoherentinis arba koherentinis spinduliuotės talkinimas. Nekoherentinis talkinimo metodas yra paprastesnis – talkinant kelių šaltinių pluoštus nekoherentiškai, naudojamos optomechaninės pluoštų kreipimo sistemos, kuriomis keli puslaidininkinių arba šviesolaidinių lazerių pluoštai suvedami į vieną pluoštą. Atskirų pluoštų fazės nėra valdomos, todėl bendras koherentiškumas tame pluošte sumažėja [23, 24]. Šis metodas tinkamas tokiems taikymams, kuriuose yra svarbesnė didelė koncentruota galia, o ne pluošto kokybė. Didelės kokybės pluoštai pasiekiami koherentinio talkinimo būdu. Koherentinio spinduliuotės talkinimo metodai dar skirstomi į tiesinius ir netiesinius. Kol kas didžiausias dėmesys skiriamas tiesiniams spinduliuotės talkinimo būdams, kuriuos naudojant keli atskirų šaltinių pluoštai suvedami į vieną pluoštą išlaikant koherentiškumą, bei gerą pluoštų kokybę

[25]. Pavienių šviesolaidinių lazerių spinduliuotė talkinama šviesolaidiniais šakotuvais [26], o pavienių puslaidininkinių lazerių – specialiomis veidrodžių sistemomis su puslaidininkinių lazerių fazės valdymu [27]. Didžiausias šio būdo trūkumas yra, kad koherentiniam talkinimui būtinas atskirų šaltinių fazių stabilizavimas, o tam reikalinga gan sudėtinga ir brangi grįžtamojo ryšio elektroninė valdymo schema. Kitas tiesinis pluoštų talkinimo būdas – spektrinis talkinimas [28-33]. Šiuo atveju panaudojant dispersinius elementus, tokius kaip difrakcinės gardelės ar prizmės, keli skirtingų bangos ilgių pluoštai sutalkinami į vieną difrakciškai ribotą pluoštą. Šis būdas buvo pritaikytas tiek puslaidininkiniams šaltiniams [28] tiek ir šviesolaidiniams lazeriams [29-33]. Spektrinio talkinimo atveju sutalkinto pluošto kokybė mažėja didėjant talkinamų pluoštų spektro pločiui [32]. Išvardinti metodai turi esminį trūkumą – jie reikalauja papildomų, pakankamai sudėtingų techninių priemonių. Netiesiniame koherentiniame talkinime dažniausiai generuojamas kelių nepriklausomų lazerinių šaltinių suminis dažnis netiesiniame kristale [34-39]. Šiuo atveju suminis dažnis nepasižymi plačiu spektru, todėl tokios sistemos taikomos nuolatinės ar nanosekundinės veikos lazeriniams šaltiniams. Ultratrumpiems impulsams ši problema dar nėra išspręsta. Tai susiję visų pirma su tuo, kad itin trumpus šviesos impulsus sudarančios spinduliuotės spektras yra labai platus. Plataus spektro impulsų galios didinimui yra naudojamos dvi faziškai moduluotų impulsų (angl. *chirped pulse*) stiprinimu paremtos technologijos: stiprinimas aplinkose su užpildos apgrąža ir parametrinis šviesos stiprinimas.

Jau 1998 metais Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos mokslininkai pirmą kartą pademonstravo parametrinio šviesos impulsų stiprinimą panaudojant daugiapluoštį kaupinimą, taip įgyvendindami netiesinį koherentinį energetinį talkinimą [20]. Tuomet buvo pademonstruotas siauro spektro spektriškai ribotų impulsų parametrinis stiprinimas ir parodyta, jog kaupinant trimis kaupinimo pluoštais iš to paties šaltinio bendras energinis keitimo efektyvumas išlieka toks pats kaip kaupinant vienu tos pačios energijos pluoštu. Kitame darbe buvo parodyta, jog kaupinant dviem pluoštais, galima



valdyti stiprinamo signalo spektrinę sandarą, o kartu ir laike suspausto signalo laikinę gaubtinę [40]. Šių darbų tąsa yra 2008 metais atliktas darbas, kuriame buvo pademonstruota galimybė kaupinti spektriškai ribotų impulsų pikosekundinį parametrinį stiprintuvą dviejų skirtingų bangos ilgių spinduliuote [19]. [41] darbe teoriškai numatytas itin plataus spektro, palaikančio kelių ciklų trukmes, impulsų parametrinis stiprinimas kaupinant dviem pluoštais. Plėtojant Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos katedros tyrimus šioje disertacijoje buvo nuspręsta pabandyti parametriškai sustiprinti plataus spektro impulsus kaupinant keliais nepriklausomų šaltinių pluoštais.

## 2.1. Parametrinis stiprinimas. Fazinio sinchronizmo bei stiprinimo kontūro teorinis modeliavimas

Šiame skyrelyje trumpai aprašoma trijų bangų sąveika kvadratinio netiesiškumo terpėje. Nagrinėjamos plataus spektro signalo parametrinio stiprinimo galimybės ir ribojimai. Taip pat pateikiamas plačiaspektrio signalo 800 nm srityje teorinis parametrinio stiprinimo modeliavimas.

Panagrinėkime trijų bangų, kurių dažniai  $\omega_p, \omega_s, \omega_i$  ( $\omega_p > \omega_s \geq \omega_i$ ) parametrinę sąveiką kvadratinio netiesiškumo terpėje (antros eilės optinis jautris  $\chi^{(2)} \neq 0$ ). Šviesos sklidimas kvadratinio netiesiškumo terpėje bedispersinėje terpėje aprašomas lygtimi [42]:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{(2)}}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

čia  $E$  – sklindančios šviesos elektrinio lauko stipris,  $n$  – terpės, kuria sklinda šviesa lūžio rodiklis,  $c_0 = 299792458$  m/s – šviesos greitis vakuume,  $\epsilon_0 = 8,8541878176 \times 10^{-12}$  F/m – vakuomo dielektrinė skvarba,  $n$  - terpės, kuria sklinda šviesa lūžio rodiklis,  $P^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2$  – antrosios eilės (kvadratinis) netiesinis poliarizuotumas.

Kolineariai monochromatinių plokščių bangų sąveikai, taikant lėtai kintančių amplitudžių aproksimaciją, sąveikaujančių bangų amplitudės  $A_j$  kitimą sklidimo kryptimi  $z$  galima aprašyti [42]:

$$\frac{dA_i}{dz} = -j\sigma_i A_s^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.2a)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = -j\sigma_s A_i^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.2b)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -j\sigma_p A_s A_i \exp(-j\Delta kz), \quad (2.2c)$$

$$\sigma_h = \frac{\omega_h d_{eff}}{n_h c_0}, \quad (2.2d)$$

čia  $d_{eff}$  – efektinis netiesiškumo koeficientas, kuris priklauso nuo sąveikaujančių bangų sklidimo krypties optinės ašies atžvilgiu bei bangų poliarizacijos,  $n_j$  – lūžio rodiklio vertė  $j$  bangai,  $\Delta k = k_p - (k_s + k_i)$  – fazinio nederinimo parametras, indeksas  $j = p, s, i$  atitinkamai žymi kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas. Pasinaudojus (2.2a-c) lygtimis gana lengvai galima parodyti, kad sąveikaujančių bangų intensyvumams  $I_j = 2n_j c_0 \epsilon_0 |A_j|^2$  galioja taip vadinami Manley-Rowe sąryšiai:

$$\frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = \frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz}. \quad (2.3)$$

Manley-Rowe sąryšiai nurodo trijų sąveikaujančių bangų netiesinėje terpėje energijos mainų spartą, t.y. sparta, kuria didėja dažnio  $\omega_s$  fotonai lygi spartai, kuria kuriami dažnio  $\omega_i$  fotonai ir lygi spartai, kuria dažnio  $\omega_p$  fotonai nyksta ir atvirkščiai.

Nepaisant kaupinimo nuskurdinimo ( $A_p \cong const.$ , duotojo lauko artinys) ir laikant, kad signalinės bangos pradinė amplitudė  $A_{s0}$ , o šalutinės bangos nėra ( $A_{i0} = 0$ ) (2.2a-c) lygčių sprendiniai bangų intensyvumams nuo netiesinio kristalo ilgio  $L$ :

$$I_s(L) = I_{s0} \left[ 1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \right], \quad (2.4a)$$

$$I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL), \quad (2.4b)$$

čia

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}, \quad (2.5a)$$

$$\Gamma^2 = \frac{\omega_i \omega_s d_{eff}^2 |A_p|^2}{n_i n_s c_0^2} = \frac{2 \omega_i \omega_s d_{eff}^2 I_p}{n_i n_s n_p \epsilon_0 c_0^3} = \frac{8 \pi^2 d_{eff}^2 I_p}{n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s \epsilon_0 c_0}. \quad (2.5b)$$

Idealiai faziniam sinchronizmui ( $\Delta k = 0$ ,  $g = \Gamma$ ) ir didelio stiprinimo atveju ( $\Gamma L \gg 1$ ) (2.4) lygtys supaprastėja:

$$I_s(L) = \frac{1}{4} I_{s0} \exp(2\Gamma L), \quad (2.6a)$$

$$I_i(L) = \frac{\omega_i}{4\omega_s} I_{s0} \exp(2\Gamma L). \quad (2.6b)$$

Laikant, kad generuojamas toks pats signalinės ir šalutinės bangų fotonų skaičius remiantis (2.6a-b) lygtimis parametrinio stiprinimo inkrementas kinta eksponentiškai nuo kristalo ilgio  $L$  bei netiesinio koeficiento  $\Gamma$ :

$$G = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma L). \quad (2.7)$$

Kadangi netiesinis koeficientas  $\Gamma$  priklauso nuo kaupinimo intensyvumo  $I_p$ , signalinės ir šalutinės bangų ilgių  $\lambda_s$  ir  $\lambda_i$ , efektinio netiesiškumo koeficiento  $d_{eff}$  ir sąveikaujančių bangų lūžio rodiklio verčių, dažnai patogumo dėlei vertinant netiesinių kristalų efektyvumą įvedamas „vertingumo“ parametras  $FM$  (angl. *figure of merit*), kuris priklauso tik nuo medžiagos parametrų [42]:

$$FM = \frac{d_{eff}^2}{n_p n_s n_i}. \quad (2.8)$$

Didžiausias parametrinis stiprinimas pasiekiamas tuomet, kai pilnai tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga  $\Delta k = 0$ . Pasinaudojus banginio vektoriaus išraiška  $k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}$  fazinio sinchronizmo sąlygą galime perrašyti kaip:

$$n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i. \quad (2.9)$$

Dėl bangų dispersijos (normalios dispersijos srityje  $n_i \leq n_s < n_p$ ) kryptingi energijos mainai tarp bangų vyksta tik tam tikrame koherentiniame ilgyje  $L_c = 2/|\Delta k|$ , kuriame fazės tarp sąveikaujančių bangų ( $\Delta\varphi = \varphi_3 - (\varphi_1 + \varphi_2)$ ) išsiderina per  $\pi/2$ , kai  $L_c < L < 2L_c$  energijos mainų kryptis priešinga (silpnesnioji banga gražina energiją). Jei kas koherentinį ilgį  $L_c$  pavyktų vėl suderinti bangų fazes, tuomet energijos mainai vyktų ta pačia kryptimi, toks metodas vadinamas faziniu kvazisinchronizmu (QPM, angl. *quasi-phase-matching*). Dažniau naudojamas pilnas fazinio sinchronizmo tenkinimas ( $\Delta\vec{k} = 0$ ) pasinaudojant skirtingų poliarizacijų bangų (paprastosios  $o$  ir nepaprastosios  $e$ , kurios lūžio rodiklio vertė priklauso nuo sklidimo kampo  $\theta$ ) sąveika anizotropinėje terpėje. Kai kaupinimo bangos poliarizacija yra statmena signalinės ir šalutinės bangų poliarizacijoms tokią sąveiką vadiname I-tipo sąveika. Kai vienos iš stiprinamų (signalinės arba šalutinės bangos) poliarizacija sutampa su kaupinimo, tokia sąveika vadinama II-tipo. Abiejų tipų sąveikos įgalina pilną fazinio sinchronizmo patenkinimą, derinant bangų kryptį optinės ašies atžvilgiu (kampinis sinchronizmo derinimas). Taip pat lūžio rodiklio vertes galima derinti keičiant kristalo temperatūrą (temperatūrinis derinimas). Dažniausiai naudojami vienašiai kristalai, kuriuose  $X$  ir  $Y$  kristalografinių ašių lūžio rodiklių vertės sutampa, t.y.  $n_x = n_y = n_o < n_z = n_e$  (teigiamas vienašis kristalas, čia  $n_o$  ir  $n_e$  atitinkamai žymi paprastosios ir nepaprastosios bangų lūžio rodiklių vertes  $\theta = 90^\circ$  plokštumoje) arba  $n_x = n_y = n_o > n_z = n_e$  (neigiamas vienašis kristalas). Nepaprastosios  $e$  bangos lūžio rodiklio  $n^e(\theta)$  priklausomybė nuo sklidimo kampo optinės ašies atžvilgiu [42, 43]:

$$\frac{1}{[n^e(\theta)]^2} = \frac{\cos^2 \theta}{[n_o]^2} + \frac{\sin^2 \theta}{[n_e]^2}. \quad (2.10)$$

Fazinio sinchronizmo kampas (kryptis, kuria sklisdamos bangos pilnai tenkina fazinio sinchronizmo sąlygą) [43]:

- I tipas (*oo-e*) neigiamame kristale:

$$\sin \theta_{pm} = \frac{n_e(\lambda_p)}{\eta_o(\lambda_s) \cos \alpha + \eta_o(\lambda_i) \cos \beta} \sqrt{\frac{\eta_o^2(\lambda_p) - [\eta_o(\lambda_s) \cos \alpha + \eta_o(\lambda_i) \cos \beta]^2}{n_o^2(\lambda_p) - n_e^2(\lambda_p)}}$$

$$\beta = \arcsin \left[ \frac{\eta_o(\lambda_s)}{\eta_o(\lambda_i)} \sin \alpha \right], \quad (2.11)$$

$$\eta_j = \frac{n_h(\lambda_j)}{\lambda_j},$$

čia indeksai  $j = p, s, i$  atitinkamai žymi kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas, o indeksas  $h$  nurodo bangos poliarizaciją.

- II-tipo (*oeo*) neigiamame kristale, II-tipo (*ooe*) neigiamame kristale ir I-tipas (*ee-o*) teigiamame kristale:

Nėra analizinio sprendinio. Fazinio sinchronizmo kampo reikia ieškoti skaitmeniškai [42].

- II tipas (*eo-o*) teigiamame kristale:

$$\sin \theta_{pm} = \frac{n_e(\lambda_s)}{\eta_o(\lambda_p) \cos \alpha - \eta_o(\lambda_i) \cos(\alpha + \beta)} \sqrt{\frac{\eta_o^2(\lambda_s) - [\eta_o(\lambda_p) \cos \alpha - \eta_o(\lambda_i) \cos(\alpha + \beta)]^2}{n_o^2(\lambda_s) - n_e^2(\lambda_s)}}$$

$$\beta = \arcsin \left[ \frac{\eta_o(\lambda_p)}{\eta_o(\lambda_i)} \sin \alpha \right] - \alpha, \quad (2.12)$$

$$\eta_j = \frac{n_h(\lambda_j)}{\lambda_j}.$$

- II tipas (*oe-o*) teigiamame kristale:

$$\sin \theta_{pm} = \frac{n_e(\lambda_i)}{\eta_o(\lambda_p) \cos \beta - \eta_o(\lambda_s) \cos(\alpha + \beta)} \sqrt{\frac{\eta_o^2(\lambda_i) - [\eta_o(\lambda_p) \cos \beta - \eta_o(\lambda_s) \cos(\alpha + \beta)]^2}{n_o^2(\lambda_i) - n_e^2(\lambda_i)}}$$

$$\beta = \arctan \left[ \frac{\eta_o(\lambda_s) \sin \alpha}{\eta_o(\lambda_p) - \eta_o(\lambda_s) \cos \alpha} \right], \quad (2.13)$$

$$\eta_j = \frac{n_h(\lambda_j)}{\lambda_j}.$$

### 2.1.1. Ultratrumpųjų impulsų kolineari parametrinė sąveika

Iki šiol pateiktas nagrinėjimas tinka monochromatinei (nuolatinės veikos) spinduliuotei. Panagrinėkime, kas nutiks netiesinėje terpėje sąveikaujant ultratrumpiems impulsams (elektrinio lauko pavidalą galime užrašyti  $E(z,t) = \text{Re}\{A(z,t)\exp[j(\omega_0 t - kz)]\}$ ), kurie sklinda skirtingais grupiniais greičiais  $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ . Taikant lėtai kintančių amplitudžių aproksimaciją ir nepaisant impulsų plitimo dėl antros ir aukštesnių dispersijos eilių gaunami tribangės sąveikos sąryšiai [44]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -j\sigma_s A_i^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.14a)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \frac{1}{v_{gi}} \frac{\partial A_i}{\partial t} = -j\sigma_i A_s^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.14b)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_p}{\partial t} = -j\sigma_p A_s A_i \exp(j\Delta kz), \quad (2.14c)$$

Pereikime prie bėgančių kaupinimo impulso grupinių greičių koordinatų sistemos ( $\tau = t - z/v_{gp}$ ), tuomet tribangės sąveikos sąryšius perrašome:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \left( \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_s}{\partial \tau} = -j\sigma_s A_i^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \left( \frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_i}{\partial \tau} = -j\sigma_i A_s^* A_p \exp(-j\Delta kz), \quad (2.15b)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -j\sigma_p A_s A_i \exp(j\Delta kz). \quad (2.15c)$$

Matome, kad parametrinio stiprinimo efektyvumą lemia sąveikaujančių bangų grupinių greičių nederinimas (GVM, angl. *group velocity mismatch*):

$$GVM_{mm} = \frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_n}. \quad (2.16)$$

Grupinių greičių nederinimas tarp kaupinimo ir signalinės arba šalutinės bangų sąlygoja maksimalų sąveikos ilgį kristale, o tarp signalinės ir šalutinės

bangų – maksimalų stiprinimo juostos plotį. Kristalo optimaliam ilgiui įvertinti įvedamas grupinio nederinimo nuotolis:

$$\ell_{ph} = \frac{\tau_p}{GVM_{hp}}, \quad (2.17)$$

čia indeksas  $h = s, i$  nurodo signalinę arba šalutinę bangą,  $\tau_p$  – kaupinimo impulso trukmė kristalo įėjime. Kai kristalo ilgis yra daug mažesnis už grupinio nederinimo nuotolį, galime nepaisyti grupinių greičių nederinimo ir galime naudotis (2.3-7) lygtimis. Kai kristalo ilgis prilygsta ar viršija grupinio nederinimo nuotolį būtina spręsti (2.15) lygtis. Šios lygtys sprendžiamos skaitmeniškai ir jų sprendiniai priklauso nuo  $GVM_{ps}$  bei  $GVM_{pi}$  tarpusavio ženklų (teigiami ar neigiami dydžiai). Kai  $GVM_{ps}$  ir  $GVM_{pi} > 0$ , tuomet stiprinimo inkrementas smarkiai mažėja, kai kristalo ilgis viršija grupinio nederinimo nuotolį ir efektyvi sąveika vyksta tik keliuose grupinio nederinimo nuotoliuose [45]. Kai  $GVM_{ps}$  ir  $GVM_{pi} < 0$  arba  $GVM_{ps}$ ,  $GVM_{pi}$  priešingų ženklų, tuomet signalinė ir šalutinė bangos tarsi „užrakinamos“ po kaupinimo impulsu ir stiprinimas didėja eksponentiškai, net kristalo ilgiui kelis kartus viršijus grupinio nederinimo nuotolį [45].

Grupinių greičių nederinimas tarp signalinės ir šalutinės bangų  $GVM_{si}$  sąlygoja maksimalų stiprinimo juostos plotį. Tarkime, kad fazinio sinchronizmo sąlyga tenkinama dažnių  $\omega_p$ ,  $\omega_s$ ,  $\omega_i$  bangoms. Jei signalinės bangos dažnis pakinta  $\omega_s + \Delta\omega$ , tuomet iš energijos tvermės dėsnio seka, kad šalutinė bangas bus dažnio  $\omega_i - \Delta\omega$ . Išskleiskime fazinio sinchronizmo nederinimą eilute ir apsiribokime pirmuoju artiniu:

$$\Delta k \cong -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \Delta\omega = \left( \frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta\omega = GVM_{is} \Delta\omega. \quad (2.18)$$

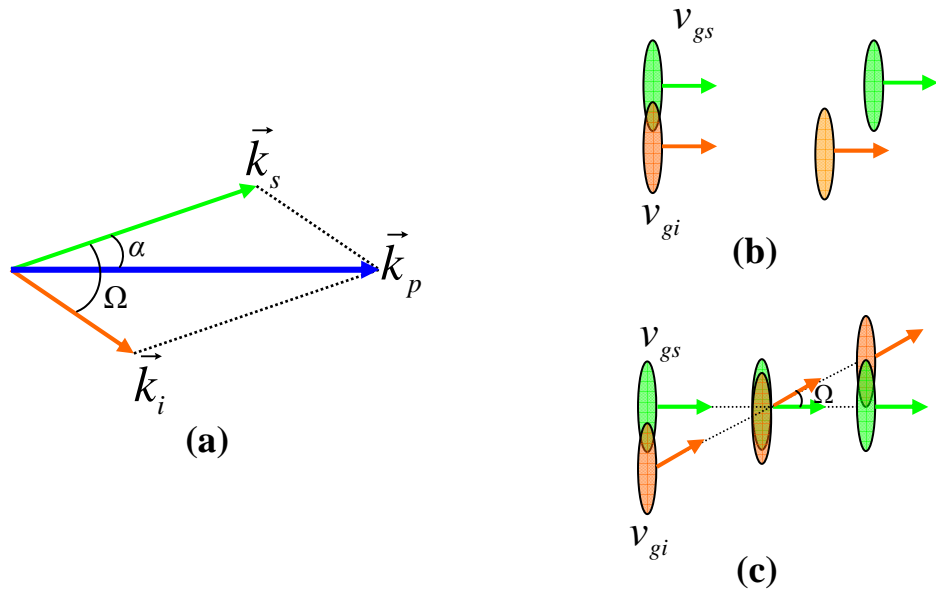
Tuomet stiprinimo juostos plotis pusės amplitudės aukštyje (FWHM) esant dideliame stiprinimui ( $\Gamma L \gg 1$ ) [42]:

$$\Delta\nu \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{|GVM_{si}|}. \quad (2.19)$$

Matome, kad didelis gupinių greičių nederinimas gali labai siaurinti stiprinamo impulso spektrą. Akivaizdu, kad I-tipo fazinio sinchronizmo atveju išsigimusiam režime ( $\omega_s = \omega_i$ ) signalinės ir šalutinės bangų grupiniai greičiai sutampa ir stiprinimo juosta bus plati. Tuomet fazinio sinchronizmo nederinime reikia nagrinėti ir antrąjį narį ir tuomet, stiprinimo juostos plotis [42]:

$$\Delta\nu = \frac{2^4 \sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt[4]{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|}. \quad (2.20)$$

### 2.1.2. Nelineari parametrinė sąveika. Stiprinimo kontūro plėtėjimas



**2.1 pav.** (a) Vektorinio fazinio sinchronizmo geometrija bei grupinių greičių derinimas (b) skaliarinio sinchronizmo ir (c) vektorinio sinchronizmo atveju

Panagrinėkime kas nutinka nelinearioje trijų bangų sąveikoje (žiūrėti 2.1 paveikslą). Tarkime, kad signalinė banga sklinda kampu  $\alpha$  kaupinimo bangos atžvilgiu, šiuo atveju reikia nagrinėti vektorinį fazinį sinchronizmą. Išvengiant vektorinių dydžių paprastumo dėlei sinchronizmą galima nagrinėti,



naudojant banginių vektorių projekcijas išilginėje ir statmenoje kaupinimo kryptiai plokštumose [46]:

$$\Delta k_{\perp} = k_p \cos \alpha - k_s - k_i \cos \Omega = 0, \quad (2.21a)$$

$$\Delta k_{\parallel} = k_p \sin \alpha - k_i \sin \Omega = 0. \quad (2.21b)$$

Jei signalinės bangos dažnis pakinta dydžiu  $\Delta\omega$ , tuomet fazinis nederinimas:

$$\Delta k_{\perp} \cong -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \cos \Omega \Delta\omega - k_i \sin \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \omega_i} \Delta\omega, \quad (2.22a)$$

$$\Delta k_{\parallel} \cong \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \sin \Omega \Delta\omega + k_i \cos \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \omega_i} \Delta\omega = 0. \quad (2.22b)$$

Norint stiprinti platų spektrą, tiek  $\Delta k_{\perp}$  tiek ir  $\Delta k_{\parallel}$  turi būti nykstamai maži.

Padauginę (2.22a) iš  $\cos \Omega$ , o (2.22b) iš  $\sin \Omega$  ir sudėję abu narius gauname:

$$\frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} - \cos \Omega \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = 0. \quad (2.23)$$

arba

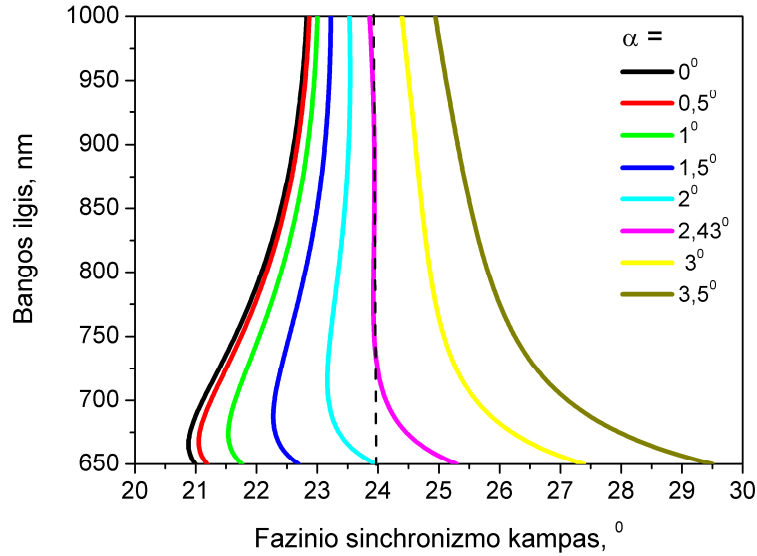
$$v_{gs} = v_{gi} \cos \Omega. \quad (2.24)$$

Iš šios lygties matome, kad plataus spektro stiprinimas galimas, kai yra fiksuotas kampas  $\Omega$  tarp signalinės ir šalutinių bangų, kuriam esant šalutinės bangos grupinio greičio projekcija lygi signalinės bangos grupiniam greičiui. (2.24) lygtis gali būti patenkinama tik kai  $v_{gi} > v_{gs}$ , todėl ypač plataus spektro parametriniai stiprintuvai įgyvendinami I-tipo neigiamuose kristaluose, kuomet signalinė ir šalutinė bangos yra paprastosios poliarizacijos. Iš (2.24) išraiškos galima rasti optimalų kampą tarp signalinės ir šalutinės bangų, kuriam esant stiprinamas plačiausias spektras. Praktiškumo dėlei patogiau nagrinėti kampą tarp signalinės ir šalutinės bangų  $\alpha$  [46]:

$$\alpha = \arcsin \sqrt{\frac{1 - \frac{v_{gs}^2}{v_{gi}^2}}{1 + \frac{2v_{gs}n_s\lambda_i}{v_{gi}n_i\lambda_s} + \frac{n_s^2\lambda_i^2}{n_i^2\lambda_s^2}}}. \quad (2.25)$$

Šis kampas literatūroje dažnai vadinamas Gale arba magiškuoju kampu. Mūsų turimos sistemos atveju ( $\lambda_p = 532$  nm,  $\lambda_s = 800$  nm) I-tipo BBO kristalui Gale

kampas  $\alpha \approx 2,43^\circ$ . Aiškumo dėlei 2.2 paveiksle pademonstruotos fazinio sinchronizmo kreivės I-tipo sąveikai BBO kristale kaupinant 532 nm spinduliuote. Matome, kad kaupinimui sklindant  $\theta_{pm} \approx 24^\circ$  optinės ašies atžvilgiu, o signalui magiškuoju kampu  $\sim 2,43^\circ$  kaupinimo pluošto atžvilgiu galima stiprint platų spektrą.



**2.2 pav.** Fazinio sinchronizmo kreivės įvairiems nekolinearumo kampams tarp kaupinimo ir signalinės bangų  $\alpha$  I-tipo sąveikoje BBO kristale kaupinant 532 nm spinduliuote

Jeigu manyti, kad kaupinimas yra monochromatinė banga, o signalinė banga yra plataus spektro, tuomet stiprinimo plotis pusaukštyje [47]:

$$\Delta\lambda_s = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\lambda^2}{c_0} \sqrt{\frac{1}{L}} \sqrt{\frac{1}{\left| \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \right|}}, \quad (2.26)$$

čia  $\lambda$  centrinis bangos ilgis,  $L$  kristalo ilgis.

Jeigu manyti, kad kaupinimo banga yra plataus spektro, o signalinė banga monochromatinė, tuomet šalutinės bangos spektro plotis pusaukštyje [47]:

$$\Delta\lambda_i = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\lambda^2}{c_0} \sqrt{\frac{1}{L}} \sqrt{\frac{1}{\left| \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_p^2} \right|}}. \quad (2.27)$$

Kadangi stiprinimas vyksta ir esant nepilnam faziniam synchronizmui ( $\Delta k \neq 0$ ), todėl daug patogiau nagrinėti stiprinimo kontūrus. Stiprinimo inkremento  $G$  išraiška nekolineariai parametriniai sąveikai [42]:

$$G = 1 + (\gamma L)^2 \left( \frac{\sinh(A)}{A} \right)^2, \quad (2.28)$$

čia

$$A = \sqrt{(\gamma L)^2 - B^2}, \quad (2.29a)$$

$$B = \frac{\Delta k L}{2}, \quad (2.29b)$$

$$\gamma = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c_0 \lambda_s \lambda_i}}, \quad (2.29c)$$

$$\Delta k = \vec{k}_p - (\vec{k}_s + \vec{k}_i), \quad (2.29d)$$

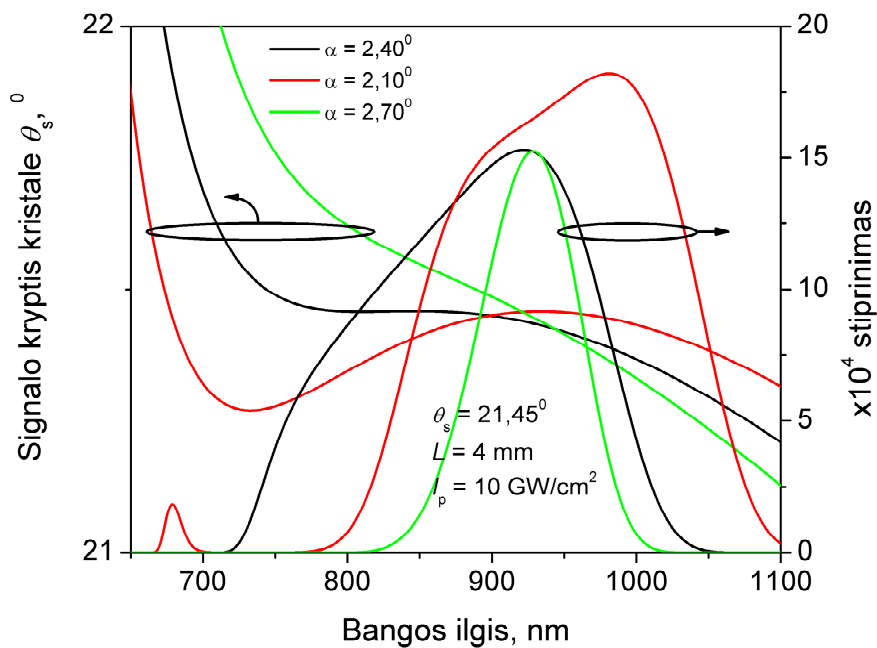
čia  $L$  – netiesinio kristalo ilgis,  $I_p$  – kaupinimo intensyvumas,  $\lambda$  – bangos ilgis ir  $k_h$  – banginis vektorius, o indeksai  $h = p, s, i$  atitinkamai žymi kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas.

### 2.1.3. Synchronizmo bei stiprinimo kontūro modeliavimas I-tipo BBO kristale kaupinant kelias 532 nm bangos ilgio pluoštais

Šiame skyrelyje ieškomos optimalios kaupinimo pluoštų išdėstymo padėtys, norint stiprint kuo platesnį spektrą 650-950 nm srityje (mūsų norimo pastiprinti Ti:safyro osciliatoriaus spektras), kaupinimui naudojant Nd:YAG lazerio spinduliuotę.

Teoriniam modeliavimui naudokime dažniausiai naudojamo plačiajuosčio signalo stiprinimui regimojoje srityje I-tipo BBO netiesinio kristalo fazinio synchronizmo sąlygas. Stiprinimo kontūrams modeliuoti naudokime 2 kaupinimo pluoštus, **minimalus išorinis kampas tarp jų  $0,5^\circ$**  ( $\approx 0,3^\circ$  vidinis kampas kristale) – sąlygojamas realių pluošto matmenų laikant, kad pluoštai susikerta už keliasdešimt centimetrų nuo paskutiniųjų kreipiančiųjų veidrodžių. Laikykime, kad visi pluoštai (signalinės, šalutinės

bangos ir abu kaupinimo) yra sinchronizmo plokštumoje  $\theta$ , kaip buvo įgyvendinta [19, 41] darbuose. Tarkim, kad vienas kaupinimo pluoštas bei signalas sklinda magiškuoju nekolinearumo kampu  $\alpha \approx 2,4^\circ$ . Tuomet kitas kaupinimo pluoštas turi sudaryti  $2,1^\circ$  arba  $2,7^\circ$  nekolinearumo kampą. Sinchronizmo kreivės bei stiprinimo kontūrai, signalui su optine ašimi sudarant  $21,45^\circ$  kampą pateikti 2.3 paveiksle. Stiprinimo kontūro modeliavime, kaupinimo intensyvumas parinktas kelis kartus mažesnis už kristalo pramušimo slenkstį  $I_p = 10 \text{ GW/cm}^2$ , kristalo ilgis  $L = 4 \text{ mm}$ .



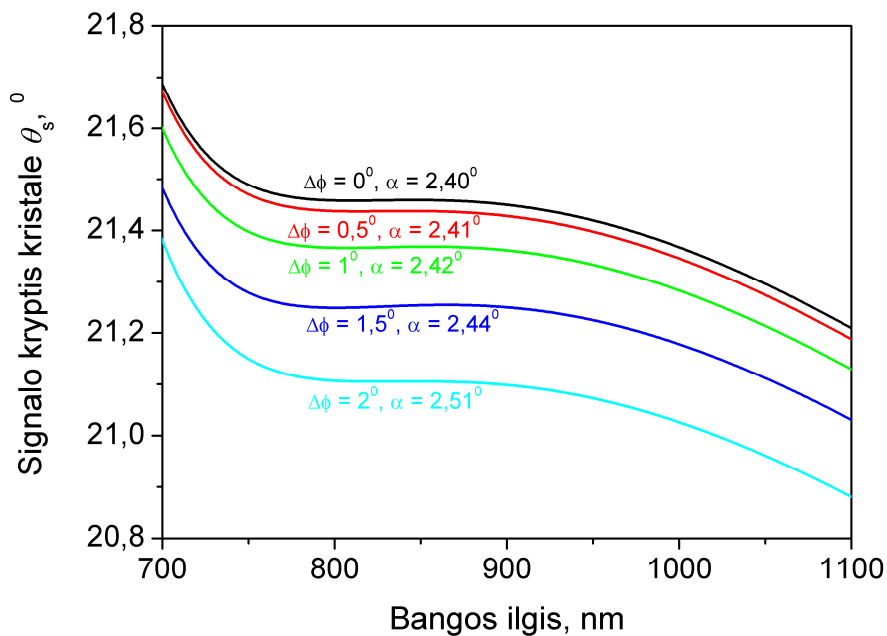
**2.3 pav.** Sinchronizmo kreivės bei stiprinimo kontūrai įvairiems nekolinearumo kampams:  $\alpha = 2,4^\circ$  (juoda kreivė),  $\alpha = 2,1^\circ$  (raudona kreivė) ir  $\alpha = 2,7^\circ$  (žalia kreivė) I-tipo 4 mm BBO kristale, kiekvieno kaupinimo intensyvumas  $I_p = 10 \text{ GW/cm}^2$ , signalas sklinda  $\theta_s = 21,45^\circ$  optinės ašies atžvilgiu

Matome, kad išderintiems kaupinimams (raudona ir žalia kreivės 2.3 paveiksle) stiprinimo kontūras siaurėja ir slenkasi į ilgesnių bangų sritį, o tai yra netinkama norint stiprint turimo Ti:safyro oscilatoriaus spinduliuotę (detalesni spektrai eksperimentinėje dalyje).

Kitas įmanomas kaupinimų išdėstymas, kuomet jie išdėstomi statmenoje sinchronizmo plokštumai:  $\phi$ -plokštumoje, kaip buvo pademonstruota darbe [40]. Šiuo atveju sinchronizmas skaičiuojamas

analiziškai projektuojant sąveikaujančių pluoštų banginius vektorius į sinchronizmo  $\theta$ -plokštumą. Paminėtina, kad sprendiniai tiek teigiamoms tiek neigiamoms  $\Delta\phi$  reikšmėms yra vienodi, todėl **kaupinant dviem pluoštais stiprinimo kontūrai gali būti tapatūs**.

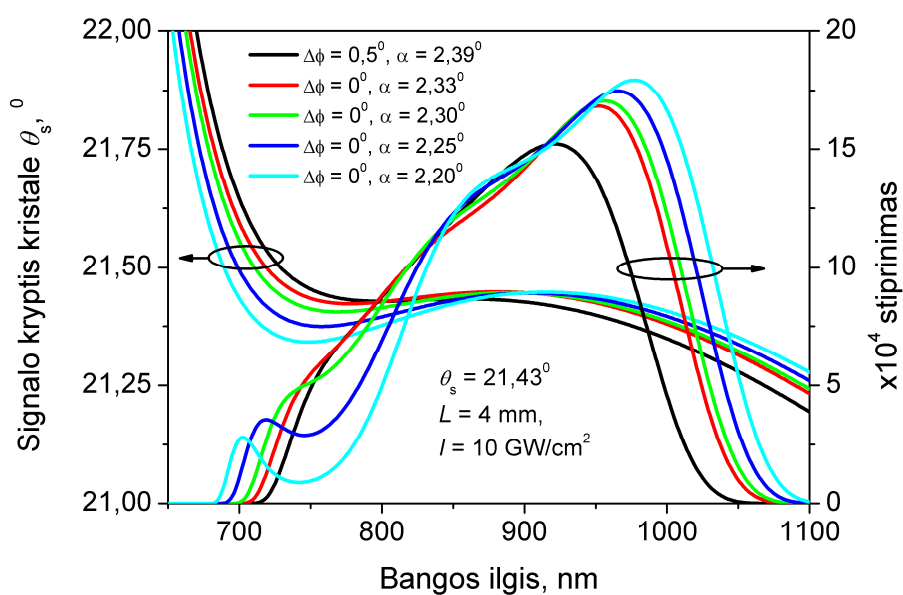
2.4 paveiksle pavaizduoti plataus spektro sinchronizmo kreivės kaupinimų  $\Delta\phi$  kampams kintant nuo  $0^\circ$  iki  $2^\circ$ . Matome, kad įvairiems  $\Delta\phi$  kampams įmanomas plataus spektro stiprinimas, prie įvairių magišku nekolinearumo kampų  $\alpha$ , tačiau plačiajuosčio sinchronizmo atveju signalas sklinda vis kita kryptimi optinės ašies atžvilgiu.



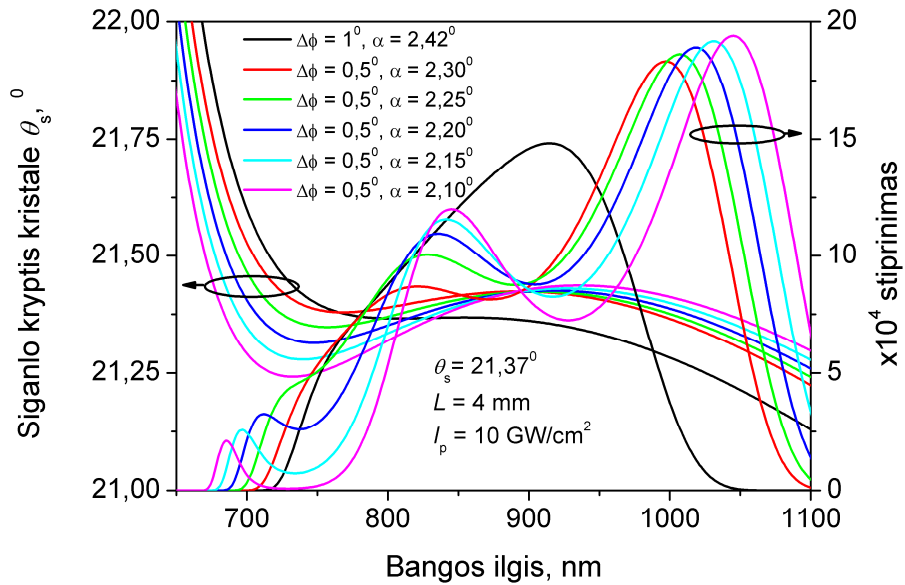
**2.4 pav.** Plataus spektro sinchronizmo kreivės įvairiems kaupinimų  $\Delta\phi$  kampams:  $\Delta\phi = 0^\circ, \alpha = 2,4^\circ$  (juoda kreivė),  $\Delta\phi = 0,5^\circ, \alpha = 2,41^\circ$  (raudona kreivė),  $\Delta\phi = 1^\circ, \alpha = 2,42^\circ$  (žalia kreivė),  $\Delta\phi = 1,5^\circ, \alpha = 2,44^\circ$  (mėlyna kreivė),  $\Delta\phi = 2^\circ, \alpha = 2,51^\circ$  (žydra kreivė),

Norint stiprint vieną signalinį pluoštą, buvo ieškoma  $\alpha$  nekolinearumo kampų esant įvairiems  $\Delta\phi$  kampams, kuomet sinchronizmo kreivės persikloja ir ta kryptimi skaičiuojamas parametrinio stiprinimo kontūras (2.5-7 paveikslai). Matome, kad stiprinant platų spektrą kaupinimo pluoštu sklindančiu  $\Delta\phi = 0,5^\circ, \alpha = 2,39^\circ$  kryptimi,  $\Delta\phi = 0^\circ$  plokštumoje sklindantis

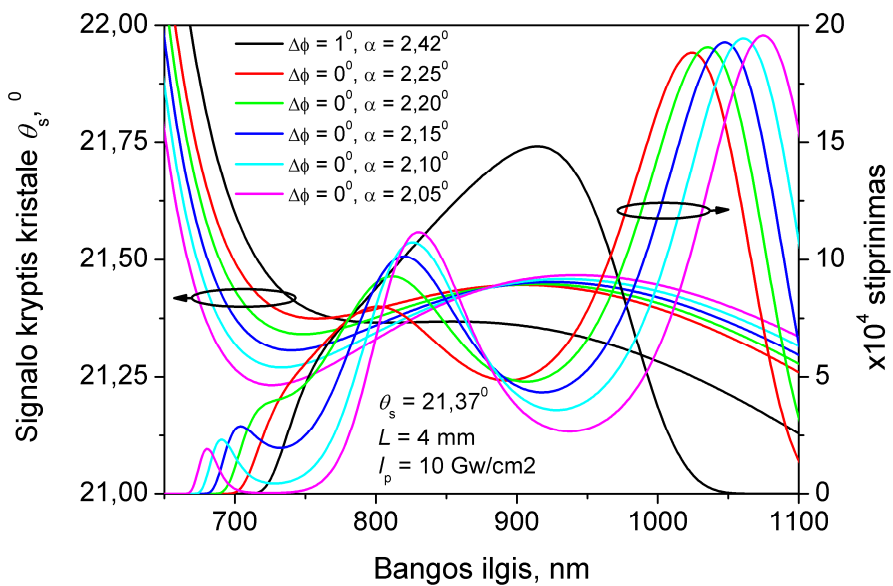
kaupinimas stiprina lengvai moduluotus bet platesnius spektrus (išplitimas tiek mėlynoje tiek raudonoje spektro srityse), t.y šiuo atveju **dviem pluoštais stiprinamas spektras bus neribojamas ir stiprinimo kontūras lengvai praplatėja**. Fiksuotam  $\Delta\phi$ , mažinant nekolinearumo kampą  $\alpha$  stebimas stiprinimo kontūro platėjimas, tačiau stiprinimo kontūras moduluotas. Moduliacijų gylis didėja mažinant nekolinearumo kampus  $\alpha$ .



**2.5 pav.** I-tipo sąveikos 4 mm BBO kristale, kaupinant  $I_p = 10 \text{ GW/cm}^2$  (signalas sklinda  $\theta_s = 21,43^\circ$  optinės ašies atžvilgiu) plataus spektro sinchronizmo kreivės bei stiprinimo kontūrai  $\theta - \phi$  išdėstyme. Magiškasis kampas  $\alpha = 2,39^\circ$  (juoda kreivė) fiksuotas  $\Delta\phi = 0,5^\circ$  plokštumoje, kitas kaupinimo pluoštas derinamas  $\Delta\phi = 0^\circ$  plokštumoje.



**2.6 pav.** I-tipo sąveikos 4 mm BBO kristale, kaupinant  $I_p = 10 \text{ GW/cm}^2$  (signalas sklinda  $\theta_s = 21,37^\circ$  optinės ašies atžvilgiu) plataus spektro sinchronizmo kreivės bei stiprinimo kontūrai  $\theta - \phi$  išdėstyme. Magiškasis kampas  $\alpha = 2,42^\circ$  (juoda kreivė) fiksuotas  $\Delta\phi = 1^\circ$  plokštumoje, kitas kaupinimo pluoštas derinamas  $\Delta\phi = 0,5^\circ$  plokštumoje.



**2.7 pav.** I-tipo sąveikos 4 mm BBO kristale, kaupinant  $I_p = 10 \text{ GW/cm}^2$  (signalas sklinda  $\theta_s = 21,43^\circ$  optinės ašies atžvilgiu) plataus spektro sinchronizmo kreivės bei stiprinimo kontūrai  $\theta - \phi$  išdėstyme. Magiškasis kampas  $\alpha = 2,42^\circ$  (juoda kreivė) fiksuotas  $\Delta\phi = 1^\circ$  plokštumoje, kitas kaupinimo pluoštas derinamas  $\Delta\phi = 0^\circ$  plokštumoje.

Teorinio modeliavimo išvada:

- **kaupinant dviem pluoštais išdėstytais  $\theta - \phi$ -plokštumoje stiprinimo kontūrai gali būti tapatūs, t.y. stiprinamas spektras bus neribojamas antrojo pluošto. Taip pat galimas stiprinimo kontūro platėjimas nesimetriškai išdėstant kelis kaupinimo pluoštus.**

## 2.2. Eksperimentas

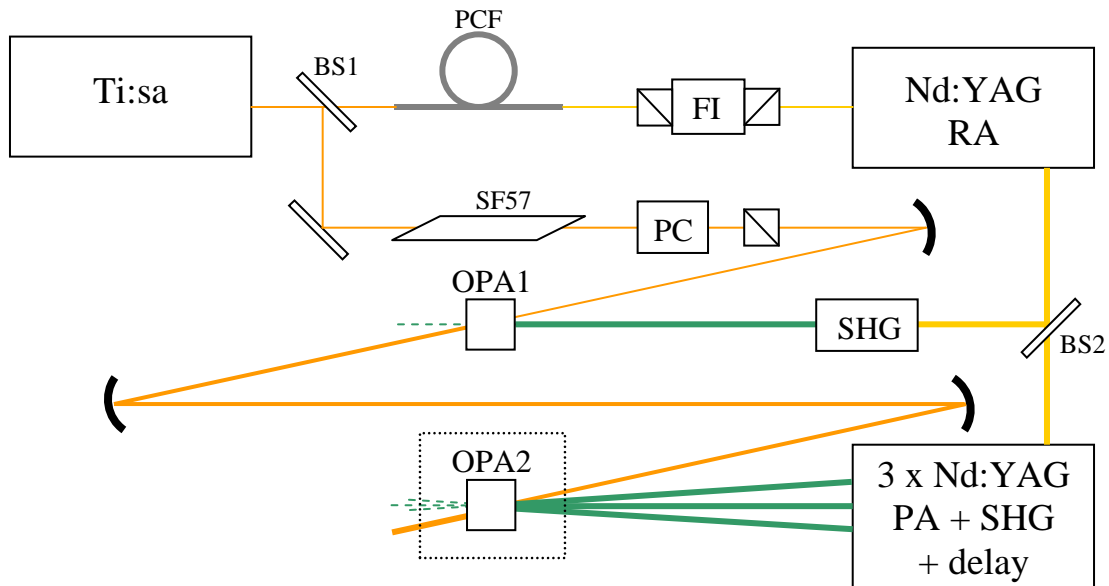
Šiame skyrelyje bus pristatyti plataus spektro 800 nm srityje moduluotosios fazės impulsų parametrinio stiprinimo kaupinant dviem ir trimis pluoštais rezultatai. Kaupinimui naudojama antroji Nd:YAG harmonika (532 nm).

### 2.2.1. Eksperimento schema

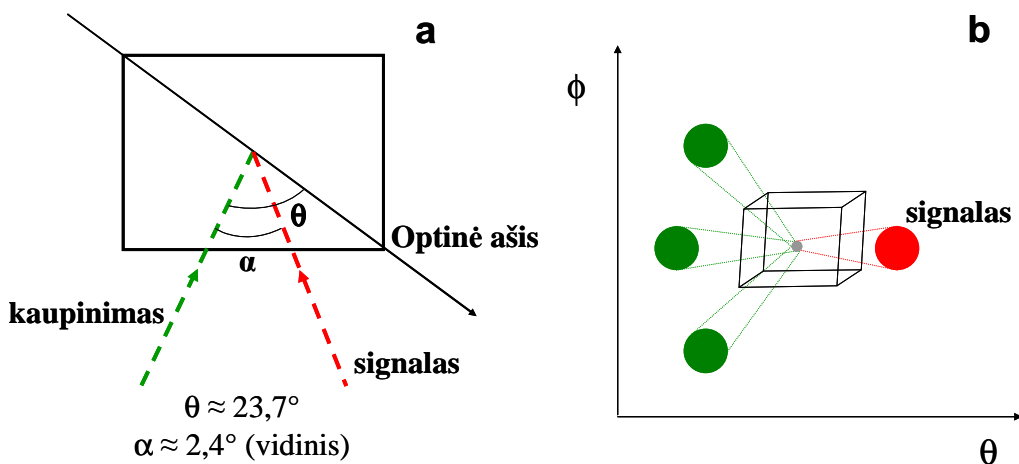
Blokinė eksperimento schema pateikta 2.8 paveiksle. Ti:safyro osciliatoriaus spinduliuotė (impulso energija  $\sim 1$  nJ, spektro plotis 670-950 nm (spektriškai riboti impulsai atitinka sub-10 fs), pasikartojimo dažnis  $\sim 78$  MHz) buvo naudojama kaip signalas parametriniam stiprintuvui bei kaip užkratas optinei sinchronizacijai su Nd:YAG regeneratyviniu stiprintuvu. Trečdalis Ti:safyro osciliatoriaus spinduliuotės buvo naudojama spektro plėtrai fotoninių kristalų šviesolaidyje (PCF, angl. *photonic crystal fibre*). Įvestos į fotoninių kristalų šviesolaidį (NL-PM-750, „Crystal Fibre A/S“), kurio nulinės dispersijos taškas yra ties 750 nm, spinduliuotės spektras netiesinių sąveikų metu šviesolaidyje plinta. Ilgabangėje srityje yra sužadinas solitoninio tipo impulsas, kurio bangos ilgį galima derinti keičiant įvedamos spinduliuotės poliarizaciją (žiūrėti 2.10 paveikslą). Buvo siekiama gauti solitoną ties 1064 nm, kad jį toliau būtų galima stiprinti Nd:YAG regeneratyviniame stiprintuve. Iš PCF išėjusi spinduliuotė buvo sukolimuota, nufiltruota



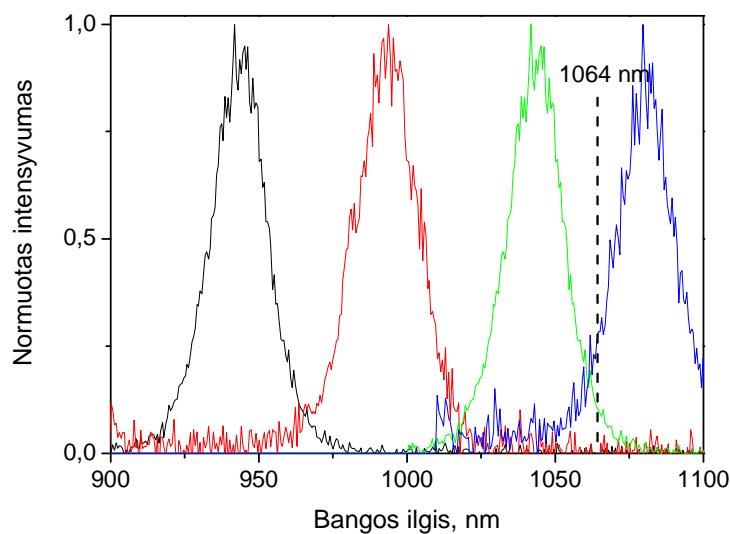
dichroiniais veidrodžiais, praleista pro Faradėjaus izoliatorių ir įvesta į regeneratyvinį stiprintuvą (RA). Tokiu būdu Nd:YAG kaupinimo lazeris buvo optiškai sinchronizuotas su Ti:safyro lazeriu.



**2.8 pav.** Eksperimento schema. Ti:sa – titano:safyro osciliatorius, Nd:YAG RA – Nd:YAG regeneratyvinis stiprintuvas, Nd:YAG PA – Nd:YAG galios stiprintuvas stiprintuvas, OPA – parametrinio stiprinimo pakopa, SF57 – SF57 stiklo plėstuvus, PC – Pokelso elementas, FI – Faradėjaus izoliatorius, BS – pluošto daliklis, SHG – antros harmonikos generatorius, delay – optinis vėlinimas tarp impulsų.



**2.9 pav.** Kaupinimo ir signalo pluoštų sąveikos geometrija: (a) vaizdas iš viršaus; (b) vaizdas iš šono

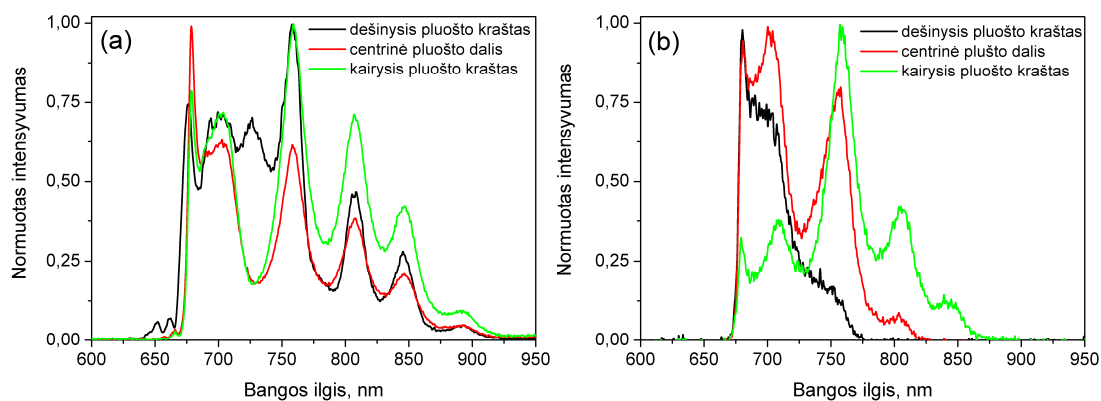


**2.10 pav.** Solitonai ilgabangėje srityje NL-PM-750 fotoninių kristalų šviesolaidyje esant skirtingoms spinduliuotės poliarizacijos šviesolaidžio įvade. Bendra energija šviesolaidžio išvade 0,35 nJ, vaizduojamoje srityje <50 pJ

Panaudojant interferencinį filtrą ties 1064 nm (10 nm spektrinio pralaidumo juostos), išmatuota įvedamo signalo energija siekė ~10 pJ, o Nd:YAG stiprinimo juostai tenkanti energijos dalis buvo dar mažesnė maždaug 2 eilėmis. Tokios energijos impulsas buvo sustiprintas 30 Hz pasikartojimo dažniu veikiančiu lempomis kaupinamame Nd:YAG RA (*RGA60*, „*Continuum*“) iki ~10 mJ. Kadangi įvedamos spinduliuotės spektras buvo daug platesnis už Nd:YAG terpės palaikomą linijos plotį, norint išplėsti impulso trukmę, Nd:YAG RA rezonatoriuje buvo patalpintas 0,8 mm storio Fabri-Peró tipo etalonas.

Kaupinimo spinduliuotė buvo filtruojama erdviniu filtru (po erdvinio filtro impulso energija siekė ~6 mJ). Dalis šios spinduliuotės buvo naudojama pirmos pakopos kaupinimui, o kita dalis buvo lygiagrečiai stiprinama trijuose Nd:YAG (*UAB* „*EKSPLA*“) dviejų praėjimų lazeriniuose galios stiprintuvuose (PA). Visų trijų PA spinduliuotė naudojama antroje pakopoje trijų kaupinimo pluoštų konfiguracijai sudaryti. Parametriniam Ti:safyro osciliatoriaus spinduliuotės stiprinimui buvo naudojama antroji Nd:YAG harmonika, t.y. 532 nm bangos ilgio spinduliuotė. Pirmai parametrinio stiprintuvo pakopai kaupinti buvo naudojami iki ~1 mJ energijos kaupinimo

impulsai, tačiau norint išvengti parametrinės superfluorescencijos antroje pakopoje kaupinimo energija neviršijo 620  $\mu\text{J}$ . Trys lygiagrečiai išdėstyti dviejų praėjimų lempomis kaupinami PA (strypai 6x80 mm) dirbo tokiu pačiu pasikartojimo dažniu kaip ir RA. Po kiekvieno iš jų sustiprintos spinduliuotės dažnis buvo dvigubinamas trijuose I-tipo 3 cm ilgio KDP kristaluose. Kiekvieno kanalo energija buvo šiek tiek skirtinga ir atitinkamai siekė 2,66, 2,83, 2,9 mJ ties 532 nm. Dėl skirtingų šiluminių lęšių stiprintuvuose erdviniai pluoštų profiliai buvo skirtingi bei eliptiniai. Kiekvieno kanalo spinduliuotė buvo kolimuojama ir mažinama Galilėjaus tipo teleskopais bei nukreipiama į 2-ąją parametrinio stiprinimo pakopą. Taip pat kiekvienu kanalu sklindančios spinduliuotės vėlinimas buvo derinamas atskirai, kad visi trijų kanalų impulsai pasiektų antrą parametrinio stiprinimo pakopą vienu metu.



**2.11 pav.** (a) Ti:safyro erdvinė pluošto moduliacija (b) erdvinė moduliacija po SF-57 dvigubo lėkio 5 cm ilgio stiklo. Pluošto erdvinė moduliacija matuota už 3 m nuo osciliatoriaus

Pagrindinė Ti:safyro spinduliuotės dalis išplėsta laike iki  $\sim 20$  ps 10 cm ilgio SF57 stikle (dvigubo lėkio 5 cm plėstuvai). Nuostolių mažinimui plėstuve stiklo galai buvo nupjauti Briusterio kampu. Tokio tipo plėstuvai turi mažus nuostolius ( $\sim 2\%$ ) ir juos paprasta justiruoti. Dėl skirtingų sklaidimo kampų Briusterio kampais nupjautame stikle sklindanti spinduliuotė įgauna erdvinę moduliaciją (žiūrėti 2.11 paveikslą). Pokelso elemento ir poliarizatoriaus pagalba iš visos Ti:safyro osciliatoriaus generuojamų impulsų voros buvo išskirti impulsai, kurie vėliau buvo parametriškai stiprinami. Naudojant

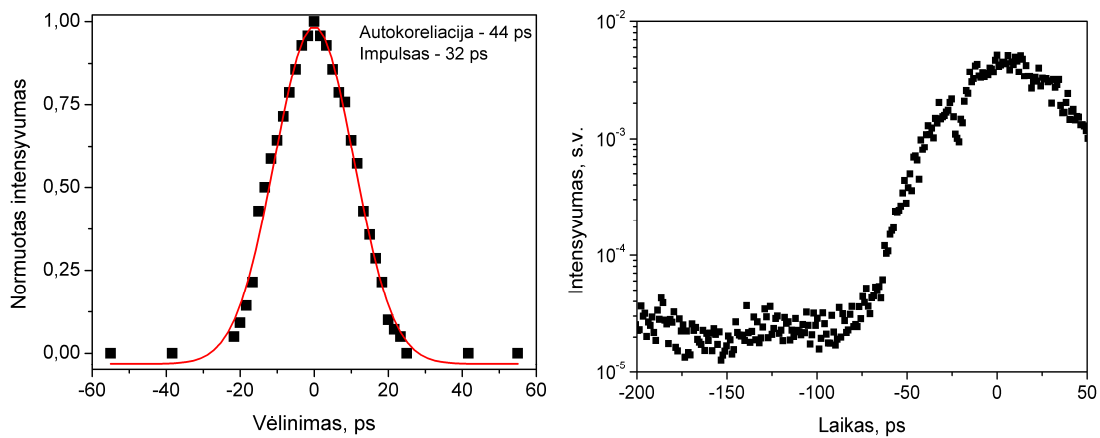
vėlinimo liniją, signalo ir kaupinimo impulsai buvo sutapatinti laike. Pirmoje pakopoje signalas buvo stiprinamas 4 mm ilgio BBO ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) kristale ( $\theta \approx 37,7^\circ$ ) nekolinearioje sąveikoje (žiūrėti 2.9a paveikslas). Signalas į kristalą buvo fokusuojamas įgaubtais sidabruotais veidrodžiais, o kaupinimo pluoštas fokusuotas 1 m židinio nuotolio lęšiu. Išorinis kampas tarp kaupinimo ir signalo pluoštų siekė  $3,7^\circ$  (vidinis kampas  $\sim 2,4^\circ$ ) ir buvo derinamas siekiant optimizuoti stiprinamo signalo spektrą bei energiją. Antroje pakopoje, stiprinimas buvo vykdomas 5 mm ilgio BBO kristale, tačiau sąveikaujančių pluoštų pasiskirstymas  $\theta - \phi$  plokštumoje yra sudėtingesnis ir pavaizduotas 2.9b paveiksle. Matyti, kad tik vienas kaupinimo pluoštas kartu su signalo pluoštu išsidėstę fazinio sinchronizmo arba  $\theta$  plokštumoje, o kiti du kaupinimo pluoštai išsidėstę  $\theta - \phi$  plokštumoje. Šiame eksperimente, vidinis kampas  $\Delta\phi$  tarp gretimai esančių kaupinimo pluoštų siekė  $\sim 0,8^\circ$ .

### 2.2.2. Kaupinimo charakteristikos

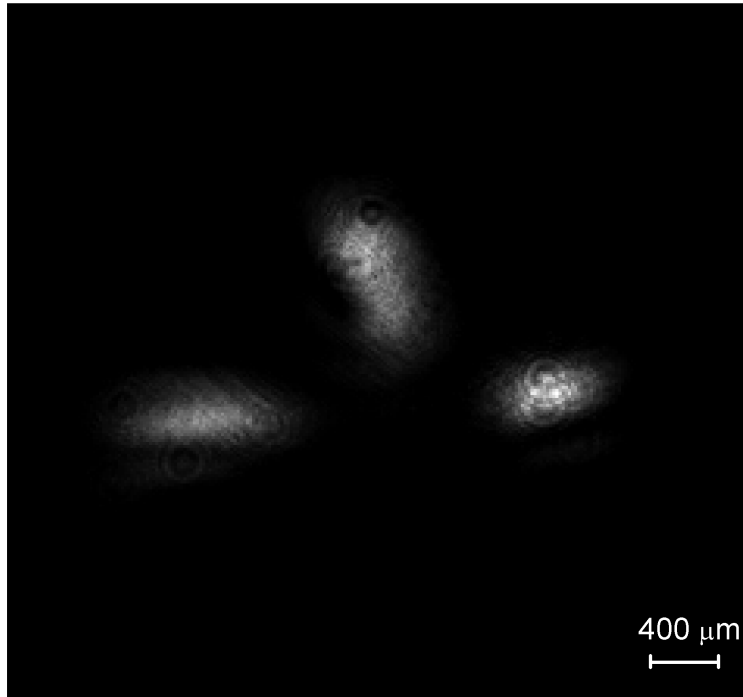
1-os pakopos kaupinimui buvo naudota dalis Nd:YAG RA (RGA60, „Continuum“) spinduliuotės. RA buvo optiškai sinchronizuotas su Ti:safyro lazeriu. Išvadinės spinduliuotės erdvinis profilis po erdvinio filtro buvo artimas Gausiniam, energinis stabilumas  $< 5\%$ . Impulso trukmė su 0,8 mm storio Fabri-Pero tipo etalonu rezonatoriuje siekė 32 ps FWHM (autokoreliacinė funkcija – 44 ps, žiūrėti 2.12 paveikslą), o be etalono impulso trukmė siekė  $\sim 27$  ps. Dėl mažo įvedamo signalo ( $\sim 10$  fJ) 120 lėkių per RA metu spinduliuotė sustiprinama iki 10 mJ, impulso kontrastas neviršija 2,5 eilių (žiūrėti 2.12 paveikslą), kas prastina energetinį keitimą į antrąją harmoniką (stebėtas keitimas į antrąją harmoniką  $\sim 30\%$ ), bei parametrinio stiprinimo efektyvumą. 1 m židinio nuotolio lęšiu kaupinimo pluoštas fokusuojamas į  $\sim 200$   $\mu\text{m}$  (FWHM) diametro dėmę, tai atitinka  $10$   $\text{GW}/\text{cm}^2$  maksimalų kaupinimo intensyvumą 1-oje pakopoje. Esant  $6$   $\text{GW}/\text{cm}^2$  ( $620$   $\mu\text{J}$ ) kaupinimo

intensyvumui, 1-oje pakopoje stiprinamas vyko be žymios superfluorescencijos.

2-os pakopos kaupinimui buvo naudojami trys nepriklausomi dviejų praėjimų PA (Nd:YAG 6x80, UAB „EKSPLA“), sinchronizuoti elektroniškai su Nd:YAG RA. Po dviejų praėjimų 1 mJ įėjimo impulsas sustiprintas iki ~9 mJ, antroje harmonikoje atitinkamai buvo 2,9, 2,83 ir 2,66 mJ (sumoje 8,4 mJ). Dėl šiluminio lęšio PA strypuose išėjimo spinduliuotės erdvinės modos buvo eliptinės (žiūrėti 2.13 paveikslą). Bendras kaupinimų profilis sudaro ~300 μJ skersmens dėmę 2-os pakopos kristalo įėjime, maksimalus intensyvumas kaupinant visais trimis pluoštais 2-oje pakopoje siekia 37 GW/cm<sup>2</sup> (esant 8,4 mJ suminei energijai). Kaupinant dviem arba trimis pluoštais stebima kaupinimo lauko moduliacija (kaupinimų interferencija), atstumas tarp moduliacijos maksimumų kinta nuo 5 iki 10 μm priklausomai nuo suvedimo kampo tarp kaupinimų.

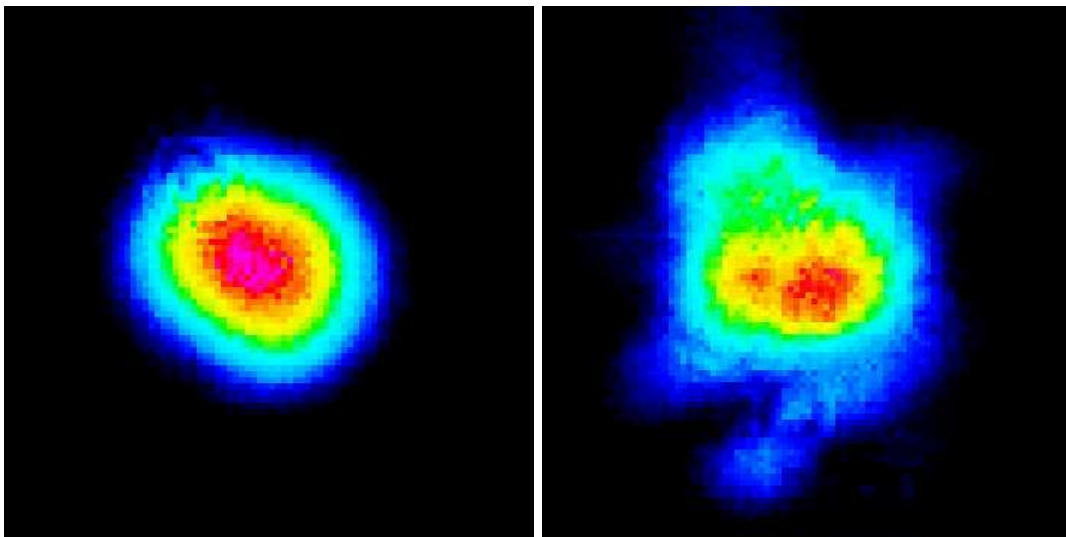


**2.12 pav.** Išmatuota Nd:YAG regeneratyvinio stiprintuvo su 0,8 mm storio Fabri-Pero tipo etalonu rezonatoriuje antros eilės intensyvumo autokoreliacinė kreivė (kairėje). Darant prielaidą kad impulsas gausinio pavidalo, impulso trukmė atitiktų 32 ps FWHM. Dešinėje Nd:YAG regeneratyviniame stiprintuve sustiprinto impulso laikinis kontrastas



**2.13 pav.** Kaupinimo modos 2-os parametrinio stiprinimo pakopos kristalo įėjime

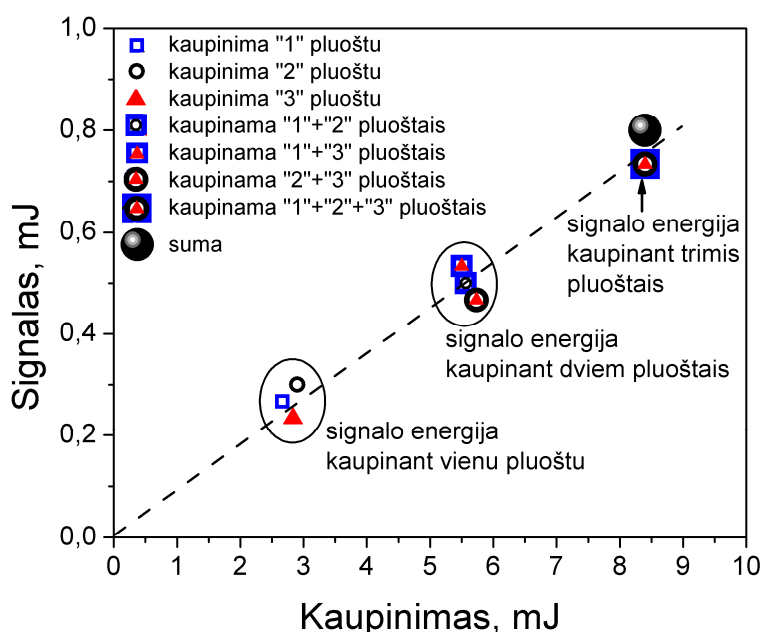
Pažymėtina, kad suminis kaupinimų laukas 2-oje pakopoje lengvai dargo signalo erdvinį profilį (žiūrėti 2.14 paveikslą).



**2.14 pav.** Signalo erdvinis profilis po 1-osios (vaizdas kairėje) ir 2-osios (vaizdas dešinėje) parametrinių stiprinimų stiprinimo pakopų (tolimasis laukas)

### 2.2.3. Parametrinio stiprinimo energiniai keitimai

1-oje pakopoje (4 mm ilgio I-tipo BBO) su 620  $\mu\text{J}$  kaupinimu (intensyvumas kristale siekė  $\sim 6 \text{ GW/cm}^2$ ) pavyko sustiprinti signalą nuo  $\sim 1 \text{ nJ}$  iki 30  $\mu\text{J}$ , tai atitinka 4,8% kaupinimo energetinį keitimą į signalinę bangą. Signalas 1-oje pakopoje sustiprintas  $3 \times 10^4$  karto. 2-oje pakopoje, kaupinant trimis pluoštais, kurių bendra energija siekė 8,4 mJ (intensyvumas kristale siekė  $\sim 37 \text{ GW/cm}^2$ ), signalas buvo sustiprintas iki  $\sim 0,72 \text{ mJ}$ , tai atitinka 8,8% kaupinimų energetinį keitimą į signalą. Signalas abiejuose parametrinio stiprinimo pakopose sustiprintas  $7 \times 10^5$  karto.

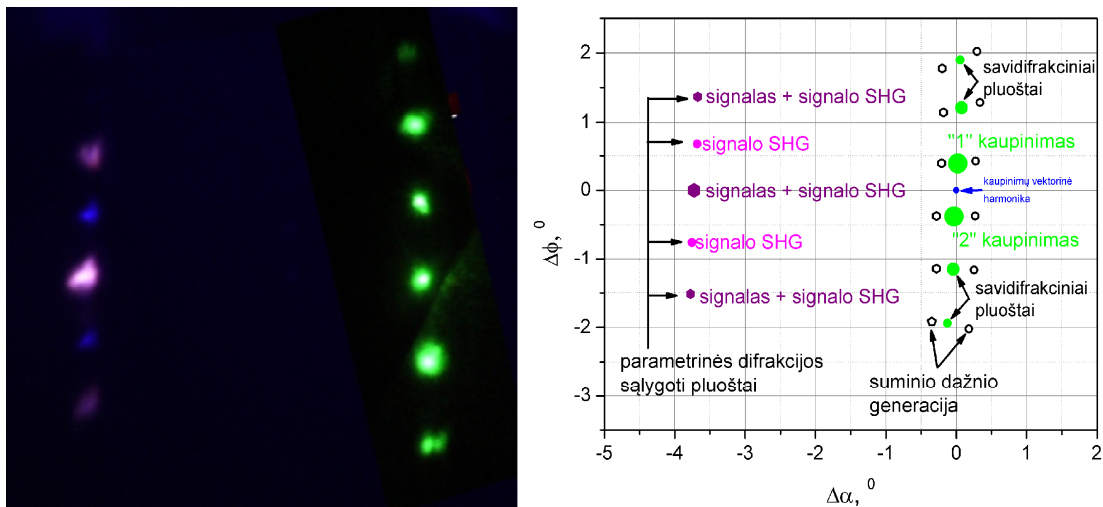


**2.15 pav.** Signalų energijos antroje parametrinio stiprinimo pakopoje priklausomybė nuo kaupinimo energijos.

Kaupinant bet kuriais dviem pluoštais signalo energija siekia 0,47, 0,5, 0,53 mJ, o kaupinant trimis pluoštais signalo energija siekia 0,72 mJ (žiūrėti 2.15 paveikslą). Matome, kad didinant kaupinimo pluoštų skaičių signalo energija sumuojasi. Susumavus signalo energijas, kaupinant atskirais pluoštais bendra signalo suma sudarytų 0,8 mJ, o išmatuota energija siekė 0,72 mJ. Šis energinis nesutapimas gali būti paaiškinamas parametrinės difrakcijos sąlygotais nuostoliais.

## 2.2.4. Parametrinė difrakcija parametriniame stiprintuve kaupinant dviem pluoštais

Priežastis to, kad kaupinant dviem arba trimis pluoštais signalo energija yra mažesnė nei suminė atskirais kaupinimo pluoštais stiprinamo signalo energija yra kaupinimo pluoštų savidifrakcija (angl. *self-diffraction*) bei parametrinė signalo difrakcija (angl. *parametric diffraction*) [48]. Pirmą kartą savidifrakcija BBO kristale buvo stebėta jau 1992 metais [49]. Darbe stebėtas dviejų besikertančių BBO kristale pluoštų savidifrakcijos efektyvumo padidėjimas antrosios harmonikos sinchronizmo atveju. Tai aiškinama tuo, kad kubinis efektyvusis netiesiškumas  $\chi_{eff}^{(3)}$  gali padidėti dėl pakopinių kvadratinio netiesiškumo  $\chi^{(2)}$  procesų. Kitame darbe nustatyta, kad parametrinė signalo difrakcija gali sąlygoti ir naujų dažnių atsiradimą [50].



**2.16 pav.** Tolimojo lauko vaizdas po 2-osios parametrinio stiprinimo pakopos, kuomet kaupinama 2 pluoštais. Vidinis suvedimo kampas tarp kaupinimų  $0,8^\circ$

Tolimojo lauko vaizdas, kaupinant dviem pluoštais, suvestais  $0,8^\circ$  vidiniu kampu, vaizduojamas 2.16 paveiksle. Difrakcinių pluoštų energija siekia iki 10% bendros energijos. Pastebėta, kad difrakcinių pluoštų energija priklauso nuo kaupinimo suvedimo kampų. Kaupinant trimis pluoštais parametrinės difrakcijos sąlygotų pluoštų išsidėstymas yra sudėtingas, todėl buvo tirta tik difrakcijos nuostolių priklausomybė kaupinant dviem pluoštais.



Panagrinėkime kokiomis kryptimis atsiranda papildomos bangos I-tipo BBO kristale kaupinant dviem pluoštais, kuomet yra stiprinama signalinė banga nekolinearioje sąveikoje. Darykim prielaidą, kad sąveikauja monochromatinės bangos: 532 nm bangos ilgio kaupinimo ir 840 nm bangos ilgio (centrinis sustiprintos spinduliuotės bangos ilgis) signalo spinduliuotės. Įvadinę spinduliuote pažymėkime  $S_0$  (signalo pluoštelis),  $P_1$  („1“ kaupinimo pluoštelis) bei  $P_2$  („2“ kaupinimo pluoštelis) (žiūrėti 2.17 paveikslą). Sklidimo kampai pateiktuose modeliavimuose apskaičiuoti tolimajame lauke, taikant pilno fazinio sinchronizmo sąlygas sąveikaujant trim bangoms. Sąveikaujant kaupinimo pluošteliai  $P_1$  su signalu  $S_0$  kuriama šalutinė banga  $I_1$ , atitinkamai kaupimo pluošteliai  $P_2$  sąveikaujant su signalu  $S_0$  kuriama kita šalutinė banga  $I_2$ . Paprastumo dėlei šią sąveiką galime užrašyti sutrumpintoje formoje:

$$P_1 - S_0 \rightarrow I_1, \quad (2.30a)$$

$$P_2 - S_0 \rightarrow I_2. \quad (2.30b)$$

Šalutinės bangos  $I_1$  ir  $I_2$  sąveikaudamos su kaupinimais kuria papildomus signalus:

$$P_1 - I_2 \rightarrow S_2, \quad (2.31a)$$

$$P_2 - I_1 \rightarrow S_1. \quad (2.31b)$$

Iš energijos tvermės dėsnio seka, kad atsiradusios dvi naujos signalinės bangos  $S_1$  bei  $S_2$  yra to paties bangos ilgio kaip ir signalas įvade ( $\lambda_s = 840$  nm). Šios bangos gali sąveikauti su šalutinėmis bangomis, taip kurdamos papildomus kaupinimo pluoštelių, kuriu bangos ilgis  $\lambda_p = 532$  nm:

$$S_1 + I_2 \rightarrow P_3, \quad (2.32a)$$

$$S_2 + I_1 \rightarrow P_4. \quad (2.32b)$$

Šiems kaupinimams sąveikaujant su šalutinėmis bangomis kuriami papildomi signalai  $S_3$  bei  $S_4$ :

$$P_3 - I_1 = S_3, \quad (2.33a)$$

$$P_4 - I_2 = S_4. \quad (2.33b)$$

Dar du šalutiniai pluošteliai atsiranda dėl „naujų“ kaupinimų bei signalų sąveikos:

$$P_3 - S_2 \rightarrow I_3, \quad (2.34a)$$

$$P_4 - S_1 \rightarrow I_4. \quad (2.34b)$$

Šių šalutinių bangų sąveika su įvadiniu signalu sąlygoja dar dviejų kaupinimų  $P_5$  bei  $P_6$  atsiradimą:

$$S_0 + I_3 \rightarrow P_5, \quad (2.35a)$$

$$S_0 + I_4 \rightarrow P_6. \quad (2.35b)$$

Eksperimente taip pat stebimos signalinės antros harmonikos spinduliuotės bangos. Šie papildomi pluošteliai gali būti paaiškinti kaip vektorinės antros harmonikos generacija ne pilno sinchronizmo atveju ( $\Delta k \neq 0$ ), todėl jų intensyvumas mažesnis už kitų bangų. Antros harmonikos atsiradimo modelis pateiktas 2.17b paveiksle. Signalo antros harmonikos pluošteliai (paveiksle žymimi  $SH$ ), jų bangos ilgis  $\lambda_s/2$  atsiranda sekančiu būdu:

$$S_0 + S_1 \rightarrow SH_1, \quad (2.36a)$$

$$S_0 + S_2 \rightarrow SH_2, \quad (2.36b)$$

$$S_1 + S_2 \rightarrow SH_3, \quad (2.36c)$$

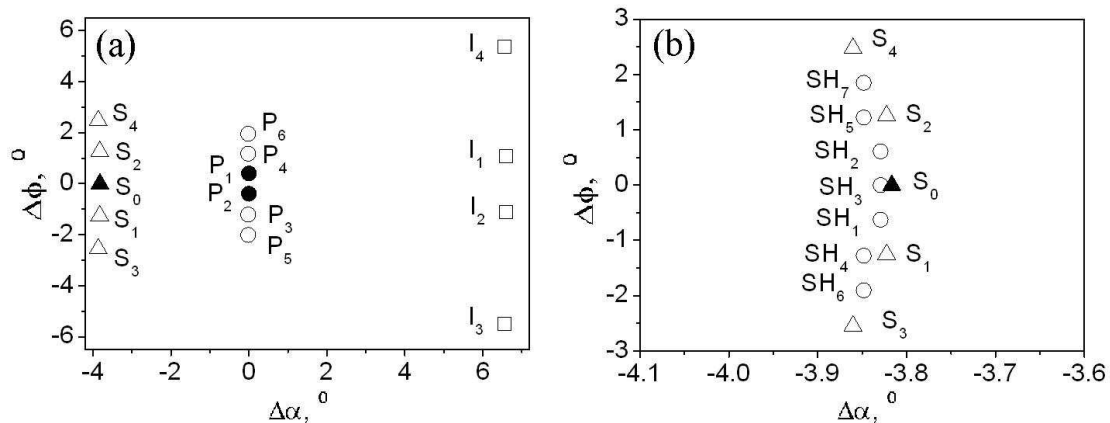
$$S_0 + S_3 \rightarrow SH_4, \quad (2.36d)$$

$$S_0 + S_4 \rightarrow SH_5, \quad (2.36e)$$

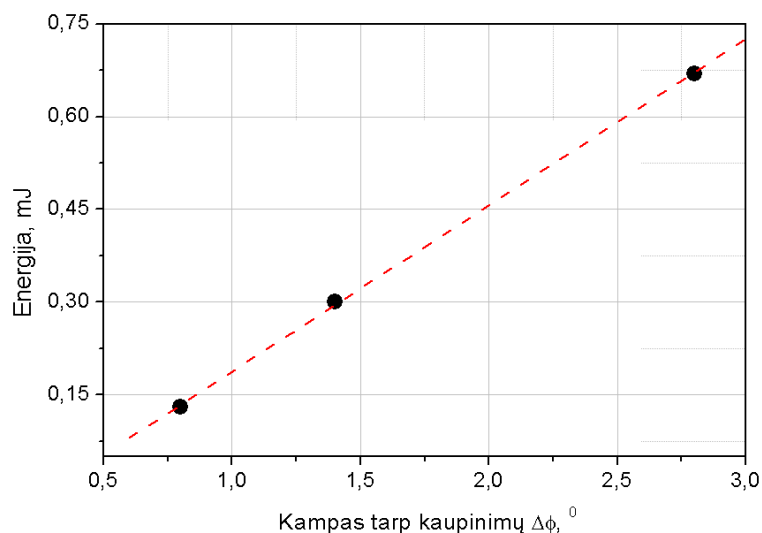
$$S_1 + S_3 \rightarrow SH_6, \quad (2.36f)$$

$$S_2 + S_4 \rightarrow SH_7. \quad (2.36g)$$

Pažymėtina, kad kristale kiekvienas sąveikaujančių bangų trejetas yra vienoje  $\Delta\alpha - \Delta\phi$  plokštumoje ir gali būti jungiamas tiese, tačiau ne kristalo aplinkoje šis dėsnis šiek tiek nukrypsta dėl skirtingų lūžio rodiklių  $o$  ir  $e$  poliarizacijos bangoms ir todėl paveiksle pažymėtos antrosios harmonikos nėra sąveikaujančių bangų tiesėje.



**2.17 pav.** (a) parametrinės difrakcijos sąlygoti signalo (trikampiukai), kaupinimo (apskritimai) ir šalutinės bangos (kvadratėliai) pluoštų padėtys, (b) antrosios signalo harmonikos (SH) pluoštų padėtys

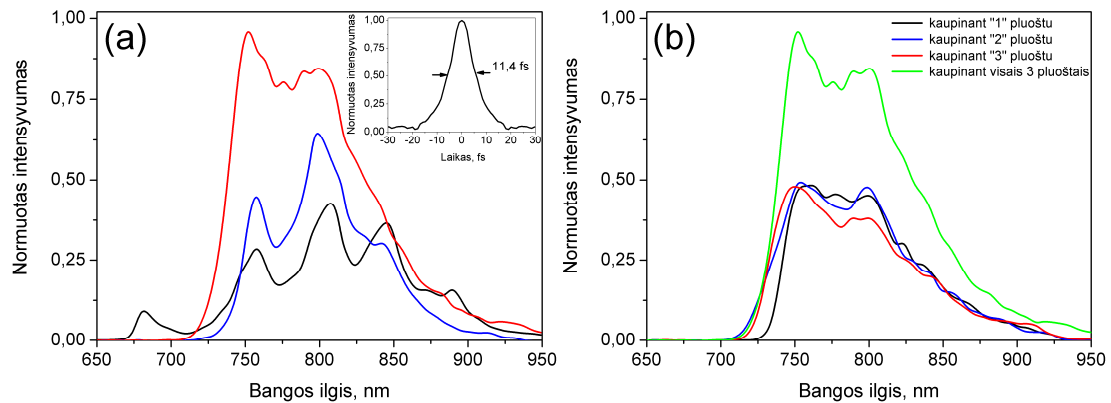


**2.18 pav.** Kaupinimų energijos, kuomet akimis nėra stebima savidifrakcija, priklausomybė nuo kampo tarp dviejų kaupinimo pluoštų

Šiame eksperimente parodyta, kad kaupinimų pakopinės savidifrakcijos pluoštų energiją galima valdyti keičiant suvedimo kampus tarp kaupinimo pluoštų.. 2.18 paveiksle pavaizduota maksimalios suminės kaupinimų energijos, kuomet akimis nėra stebima savidifrakcija, priklausomybė nuo kampo  $\Delta\phi$  tarp dviejų kaupinimo pluoštų. Matome, kad priklausomybė tiesinė – kuo didesnis kampas, tuo savidifrakcijos nuostoliai mažesni. Kita vertus, kuo didesnis kampas tarp kaupinimų, tuo mažesnis sąveikos efektyvumas bei tuo sunkiau suderinti kaupinimo pluoštus fazinio sinchronizmo plokštumoje, kad būtų galima stiprinti plataus spektro signalą. Nustatytas optimalus išorinis

kampas tarp kaupinimų 1,5-2°. Pažymėtina, kad matuotiems kampams abu kaupinimo pluoštais persikerta visame 5 mm ilgio kristale.

### 2.2.5. Sustiprintos I-tipo BBO kristale spinduliuotės spektrai



**2.19 pav.** (a) signalo (juoda kreivė), sustiprinto 1-oje parametrinio stiprinimo pakopoje (mėlyna kreivė), bei antroje pakopoje kaupinant 3 pluoštais (raudona kreivė). 2-oje pakopoje sustiprinto impulso spektras atitinka 11,4 fs. (b) signalo spektrai antroje parametrinio stiprinimo pakopoje kaupinant visais trimis pluoštais bei atskirai kiekvienu iš jų

Sustiprinto signalo spektrai 1-oje ir 2-oje parametrinio stiprinimo pakopose vaizduojami 2.19a paveiksle. Spektras trumpesnių bangų srityje buvo apribotas plėstuvo suteiktos erdvinės pluošto moduliacijos (žiūrėti 2.11 paveikslą) bei Pokelso elemento riboto fazės sukimo ( $\sim\lambda/2$  fazės sukimas pasiekiamas siauroje spektro dalyje). 2.19b paveiksle parodyti signalo spektrai 2-oje parametrinio stiprinimo pakopoje kaupinant visais trimis pluoštais bei atskirai kiekvienu iš jų. Sustiprinto signalo spektro plotis po 2-osios parametrinio stiprinimo pakopos trijų kaupinimų konfigūracijoje siekė 92 nm FWHM. Spektriškai ribotas impulsas atitinka 11,7 fs (4,5 optinio ciklo 800 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotei). Stiprinant atskirais kaupinimo pluoštais, sustiprinto signalo spektrai šiek tiek skyrėsi ir atitinkamai siekė 87, 95, 96 nm. Kaupinant „2“ ir „3“ pluoštais stiprinami beveik identiški spektrai, kas gerai sutampa su teoriniu modeliavimu.

## 2.3 Skyriaus santrauka

Šioje disertacijoje pirmą kartą eksperimentiškai pademonstruotas moduluotosios fazės plataus spektro 800 nm srityje impulsų parametrinio stiprinimo eksperimentas kaupinant keliais (dviem ir trimis) nepriklausomais lazerių šaltinių pluoštais. I-tipo BBO netiesiniame kristale buvo parametriškai sustiprinta 92 nm (FWHM) spektro pločio spinduliuotė, kaupinant trijų optiškai sinchronizuotų pikosekundinių Nd:YAG lazerių antros harmonikos spinduliuote (532 nm). Sustiprinti spektrai atitinka 11,7 fs (4,5 optinio ciklo 800 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotei) spektriškai riboto impulso trukmes.

Teoriškai sumodeliuoti stiprinimo kontūrai kaupinant keliais pluoštas pilnai perkloja vienas kitą, o atskiru atveju galimas ir stiprinimo kontūro platėjimas. Deja sumodeliuoti teoriškai stiprinimo kontūrai pilnai nepersikloja su turimu Ti:safyro osciliatoriaus spektru (neapėpia trumpabangės dalies), todėl stiprinimo kontūro platėjimas nestebimas. Taip pat kaupinant keliais pluoštais stebima parametrinė difrakcija, kas mažina bendrą keitimo efektyvumą. Nustatyta, kad parametrinės difrakcijos nuostolius galima valdyti parenkant kampus tarp kaupinimo pluoštų.

### 3. Kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsų formavimas bei stiprinimas 1,5 μm srityje

Sukūrus pirmuosius lazerius, atsirado galimybė stebėti ir tirti naujus fizikinius reiškinius. Vienas iš jų – aukštesniųjų eilių harmonikų generacija (HHG) netiesinėje terpėje. Jau 1967 metais pirmą kartą buvo stebėta trečiosios harmonikos generacija dujose [51], o 1988 metais jau stebėta 33-oji Nd:YAG lazerio harmonika [52]. Pastebėta, kad harmonikų spektras pasižymi plokščiąją dalimi (angl. *plateau*), kurioje harmonikų intensyvumas išlieka pastovus, bei staigia pabaiga trumpabangėje srityje (angl. *cutoff*). Teoriškai parodyta, kad HHG atkirtos riba priklauso nuo jonizuojamo atomo jonizacijos potencialo  $I_p$ , bei pondermotyvinio potencialo (kinetinė energija, kuria įgyja jonizuotas elektronas lazeriniame elektriniame lauke)  $U_p$  [53]:

$$E_{\max} \approx I_p + 3,17U_p, \quad (3.1)$$

$$U_p = eE^2 / 4m\omega^2, \quad (3.2)$$

čia  $e = 1,6022 \times 10^{-19}$  C – elektrono krūvis,  $m = 9,1064 \times 10^{-31}$  kg – elektrono masė,  $E$  – elektrinio lauko stipris,  $\omega$  – nešantysis lazerinės spinduliuotės dažnis.

Šiomis dienomis HHG dažniausiai vykdoma dujose žadinat gan brangių Ti:safyro sistemų spinduliuote, kuri lyginant su kitų lazerinių terpių spinduliuote pasižymi trumpa generuojamo impulso trukme, dideliu intensyvumu bei pasikartojimo dažniu. Didelis intensyvumas reikalingas norint pasiekti kuo aukštesnės eilės harmonikas. Kuomet žadinama itin trumpais (kelių optinių ciklų trukmės) impulsais HHG spinduliuotė ties atkirtimo riba gali būti išspinduliuota labai trumpame laiko momente, taip generuojant atosekundinės ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) trukmės impulsus. Nagrinėjant pavienių atosekundinės trukmės impulsų generaciją labai svarbi yra žadinančios spinduliuotės elektrinio lauko fazė po elektrinio lauko gaubtinė (CEP, angl.

*carrier-envelope phase*). Tik impulsams su  $\varphi_{CEP} = 0$  galima efektyvi pavienių atosekundinės trukmės impulsų generacija.

Šioje disertacijoje, bendradarbiaujant su Vienos technikos universiteto mokslininkų grupe (vadovaujamos prof. A. Baltuškos), buvo pasiūlyta idėja generuoti kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje hibridinėje II-tipo KTP parametrinio stiprinimo, kaupinant 1030/1064 nm spinduliuote su spektro plėtra inertinėse dujose po stiprinimo pakopų, taip padidinant žadinančiosios spinduliuotės pondermotyvinę energiją bei generuojant stabilios CEP fazės kelių optinių ciklų trukmės impulsus tinkamus HHG eksperimentams. Įdiegta sistema remiasi kombinuota kaupinimo lazerių sistema, kuri sudaryta iš didelio pasikartojimo dažnio (iki 100 kHz) diodais kaupinamo 130  $\mu\text{J}$  femtosekundinės trukmės Yb:KGW 1030 nm centrinio bangos ilgio osciliatoriaus su regeneratyviu stiprintuvu (MOPA) bei didelės energijos (100 mJ) 20 Hz pasikartojimo dažniu veikiančio lempomis kaupinamo 1064 nm centrinio bangos ilgio Nd:YAG galios stiprintuvo (PA). Siūloma sistema, lyginant, su dažniausiai naudojamomis HHG eksperimentams Ti:safyro sistemomis, pasižymi didesniu lankstumu (lengvesnis bangos ilgio derinimas, pasikartojimo dažnio derinimas ir kt.) bei mažesniais kaštais. Vertinant HHG atkirtimo ribos priklausomybę nuo bangos ilgio, buvo nuspręsta generuoti ilgesnio centrinio bangos ilgio spinduliuotę. Įdiegta Yb-legiruota parametrinio stiprintuvo kaupinimo sistema, lyginant su įprastinėmis Ti:safyro parametrinio stiprinimo sistemomis 1,5  $\mu\text{m}$  spektro srityje [54-58], taip pat patraukli ir tuo, kad:

- įgalintų eksperimentiškai patikrinti kai kurių fundamentinių dėsningumų priklausomybes nuo bangos ilgio  $\lambda$ , tokius kaip Keldyšo parametras (angl. *Keldysh parameter*)  $\propto 1/\lambda$ , maksimali elektrono energija  $\propto \lambda^2$ , HHG atkirtimo riba  $\propto \lambda^2$ , minimali pavienių atosekundinių impulsų trukmė  $\propto \sqrt{\lambda}$ ;
- dėl HHG ribos  $\propto \lambda^2$  priklausomybės, ilgesnių bangų šaltinis leistų pasiekti ypač trumpų bangos ilgių koherentinę Rentgeno spinduliuotę.

### 3.1. Stabilios fazės impulsų 1,5 μm srityje generacija ir parametrinis stiprinimas kaupinant 250 fs impulsais

Femtosekundinės trukmės impulsų optiniai parametriniai stiprintuvai (OPA) pasižymi galimybe derinti bangos ilgį ir yra gan patrauklūs spektroskopiniams, cheminiams, biologiniams ir kitiems tyrimams. Naudojant nekolinearus stiprinimo konfigūracijas (NOPA, angl. *noncolinear optical parametric amplifier*) stiprinami ypač plataus spektro impulsai, kurių trukmės gali būti daug trumpesnės už kaupinimo šaltinių ir siekia 4 fs regimame diapazone bei 8,5 fs 1,6 μm srityje. Dauguma femtosekundinių OPA sistemų kaupiamos fundamentine arba padvigubinto dažnio Ti:safyro lazerinių sistemų spinduliuote, kurių energija siekia kelis milidžaulius o trukmė ~100 fs. Atsiradus pigesnės technologijos femtosekundinėms iterbiu (Yb) legiruotoms sistemoms, pasirodė pirmieji tokių sistemų taikymai parametriniams stiprintuvams kaupinti.

Šiame darbe, mes siūlome naujos kartos Yb-legiruotos sistemos kaupinimu paremtą pasyviai stabilizuotos fazės femtosekundinės trukmės parametrinio stiprinimo sistemą 1,5 μm srityje. UAB MGF „Šviesos konversija“ pagaminto Yb:KGW osciliatoriaus su RA *Pharos* (centrinis bangos ilgis 1030 nm, impulso energija 130 μJ, impulso trukmė 250 fs, pasikartojimo dažnis 10 kHz) spinduliuotė naudojama generuoti kontinuumą, kuris vėliau stiprinamas dvejose parametrinio stiprinimo pakopose. Po dviejų parametrinio stiprinimo pakopų impulsai, kurių energija siekia 10 μJ, gali būti derinami 1,4-1,6 μm srityje, ir gali būti suspausti iki sub-40 fs trukmių.

Generuojant bei stiprinant spinduliuotę 1,5 μm srityje Yb-legiruota femtosekundinės trukmės sistemos turi kelis esminius privalumus lyginant Ti:safyro sistemomis:

- 1) išvengiame išsigimusio režimo 1,5 μm srityje taip sumažindami kvantinį defektą signalinei bangai;
- 2) 2-oje parametrinio stiprinimo pakopoje naudojamas II-tipo KTP kristalas, kuris lyginant su I-tipo sąveikomis pasižymi sąlyginai



siauresniu stiprinamo spektru, bet ir mažesniais kaupinimo/šalutinės bangų kryžminės-fazinės moduliacijos įtakotais signalo fazės darkymais;

3) Yb:KGW lazerinę sistemą, kurios centrinis bangos ilgis 1030 nm, spektro plotis ~30 nm FWHM galima tiesiogiai optiškai sinchronizuoti su galingomis pikosekundinėmis Nd-legiruotomis sistemomis be spektro plėtros, taip palengvinant impulso energijos kėlimą iki milidžaulinių energijų tolimesnėse stiprinimo pakopose;

4) pasiūlytoje parametrinio stiprinimo konfigūracijoje generuojami pasyviai stabilizuotos fazės impulsai 1,5 μm srityje, taip išvengiant sudėtingo ir brangaus elektroninio lazerinės sistemos fazės stabilizavimo;

5) sukonstruotos sistemos pasikartojimo dažnis lengvai derinamas keičiant Yb:KGW lazerinės sistemos pasikartojimo dažnį.

6) dėka tiesiogiai diodais kaupinamo Yb:KGW elemento sistema patrauklesnė (mažesni matmenys bei kaina) negu analogiškų parametru Ti:safyro sistema.

Sukonstruota 2-jų parametrinio stiprinimo pakopų sistema gali būti taikoma laikinės skyros spektroskopijos, mikroapdirbimo bei kituose eksperimentuose. Taip pat tokie impulsai gali būti stiprinami taikant faziškai moduluotų impulsų metodiką, taip sukuriant unikalių parametru sistemą, tinkamą atosekundinės fizikos moksliniam tyrimams.

### 3.1.1. Stabilios fazės impulsų formavimas 1,5 μm srityje

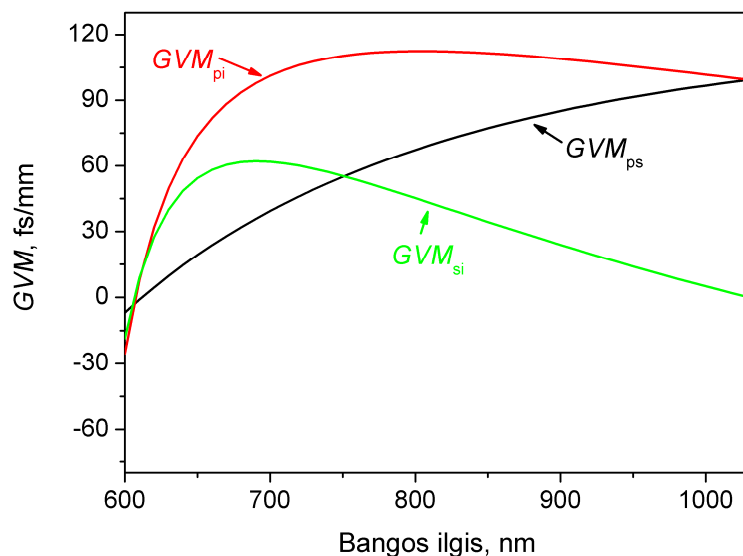
Vengiant sudėtingo aktyvaus lazerinės sistemos CEP stabilizavimo [59-61] buvo nuspręsta generuoti skirtuminį dažnį, taip formuojant pasyviai stabilizuotos CEP fazės impulso [21]. Norint stabilizuoti 1,5 μm centrinio bangos ilgio impulso fazę, reikia generuoti skirtuminį dažnį tarp kaupinimo antrosios harmonikos ir iki ~785 nm išplėsto kontinuumo, tokiu būdu generuojant stabilios fazės ~1,5 μm šalutinę bangą, kuri savo ruožtu gali būti stiprinama tolimesnėse parametrinio stiprinimo pakopose. Vengiant kampinės dispersijos šalutinėje bangoje fazinis sinchronizmas turi būti įgyvendinamas griežtai kolinearioje sąveikoje. Buvo atliktas skaitmeninis modeliavimas įvertinant stiprinimo kontūrus įvairiuose sąveikose BBO netiesiniame kristale. BBO kristalas pasirinktas dėl didelio netiesiškumo bei plataus stiprinimo spektro. Modeliavime kaupinimo bangos ilgis 515 nm, o intensyvumas 100 GW/cm<sup>2</sup>.

#### **BBO I-tipas (o<sub>oe</sub> sąveika)**

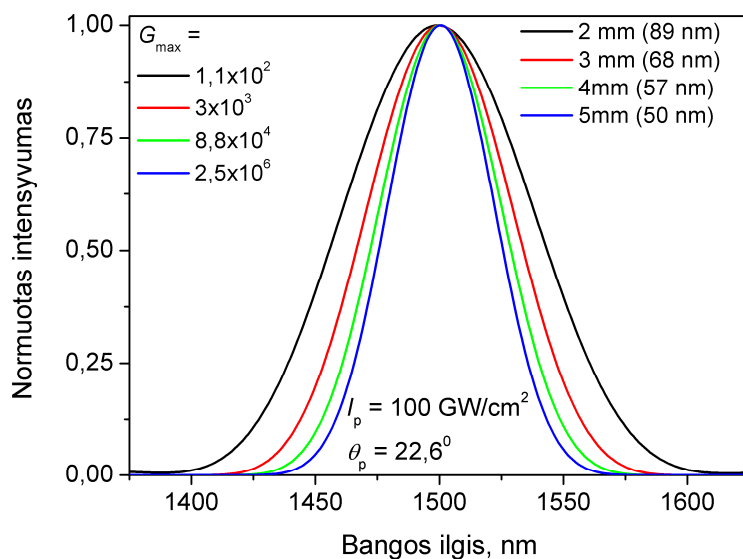
Maksimaliam kristalo storiui įvertinti buvo suskaičiuotos grupinių greičių nederinimo vertės (žiūrėti 3.1 paveikslą). Maksimalus grupinių greičių nederinimas yra tarp kaupinimo ir šalutinės bangų ir yra lygus 113 fs/mm ties 785 nm. Laikant, kad kaupinimo trukmė 250 fs, o naudingas sąveikos ilgis neturi viršyti kelių grupinių nederinimo nuotolių, kristalo ilgis šiai sąveikai neturi viršyti 5 mm.

Apskaičiuoti stiprinimo kontūrai šalutinei bangai esant kolineariai fazinio sinchronizmo sąveikai I-tipo BBO kristale (kaupinant 515 nm spinduliuote, kaupinimo intensyvumas 100 GW/cm<sup>2</sup>, sinchronizmo kampas 22,6°) vaizduojami 3.2 paveiksle. Matyti, jog stiprinimo juosta siaurėja ilginant kristalą: nuo 89 nm FWHM 2 mm ilgio kristalui iki 50 nm FWHM 5 mm ilgio kristalui. Tuo tarpu stiprinimo inkremento  $G$  vertė padidėja daugiau negu eile

pailginus kristalą 1 mm (kinta nuo  $1,1 \times 10^2$  2 mm kristalui iki  $2,5 \times 10^6$  5 mm kristalui).



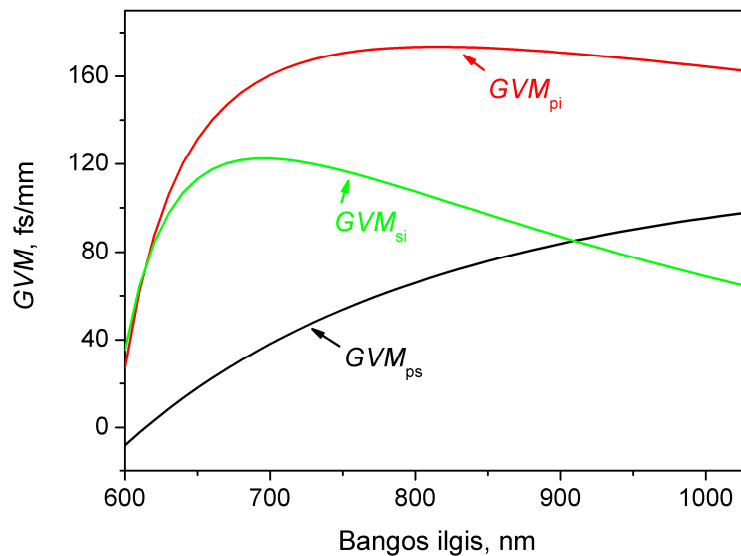
**3.1 pav.** Grupinių greičių nederinimo  $GVM$  vertės I-tipo (*ooe* sąveika) BBO kristale, kaupinant 515 nm spinduliuote, sinchronizmo kampas  $22,6^\circ$



**3.1.1.2 pav.** Stiprinimo kontūrai įvairiems I-tipo (*ooe* sąveika) BBO kristalo ilgiams  $L$  (2, 3, 4 ir 5 mm), kaupinant 515 nm spinduliuote. Kaupinimo intensyvumas  $100 \text{ GW/cm}^2$ , sinchronizmo kampas  $22,6^\circ$

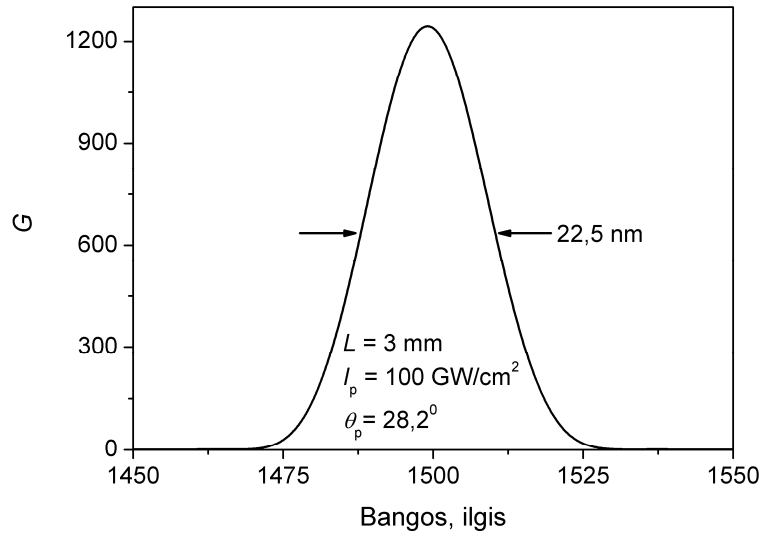
### BBO II-tipas (*oee* sąveika)

Maksimalus grupinių greičių nederinimas (žiūrėti 3.3 paveikslą) yra tarp kaupinimo ir šalutinės bangų ir yra lygus 173 fs/mm ties 785 nm. Laikant, kad kaupinimo trukmė 250 fs, o naudingas sąveikos ilgis neturi viršyti kelių grupinių nederinimo nuotolių, kristalo ilgis šiai sąveikai neturi viršyti 3 mm.



**3.3 pav.** Grupinių greičių nederinimo vertės II-tipo (*oee* sąveika) BBO kristale, kaupinama 515 nm spinduliuote, sinchronizmo kampas 22,6°

3.4 paveiksle pavaizduotas stiprinimo kontūras šalutinei bangai II-tipo (*oee* sąveika) 3 mm ilgio BBO kristale, kaupinant 515 nm, kaupinimo intensyvumas  $100 \text{ GW/cm}^2$ , sinchronizmo kampas 28,2°. Spektro plotis 22,5 nm FWHM yra ~3 kartus siauresnis negu to paties ilgio BBO kristale esant I-tipo sąveikai, o stiprinimo inkrementas 2,4 karto mažesnis negu I-tipo sąveikoje.

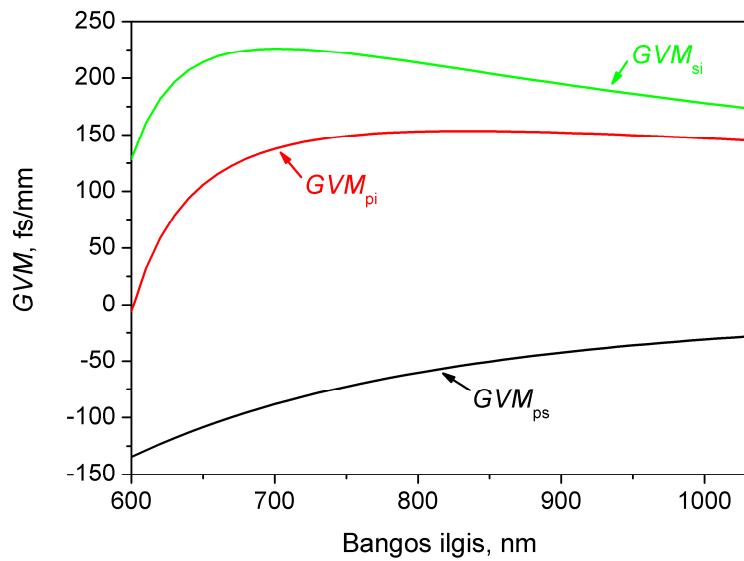


**3.4 pav.** Stiprinimo kontūras 3 mm ilgio II tipo (*oee* sąveika) BBO kristale, kaupinama 515 nm spinduliuote, kaupimo intensyvumas  $100 \text{ GW/cm}^2$ , sinchronizmo kampas  $28,2^\circ$

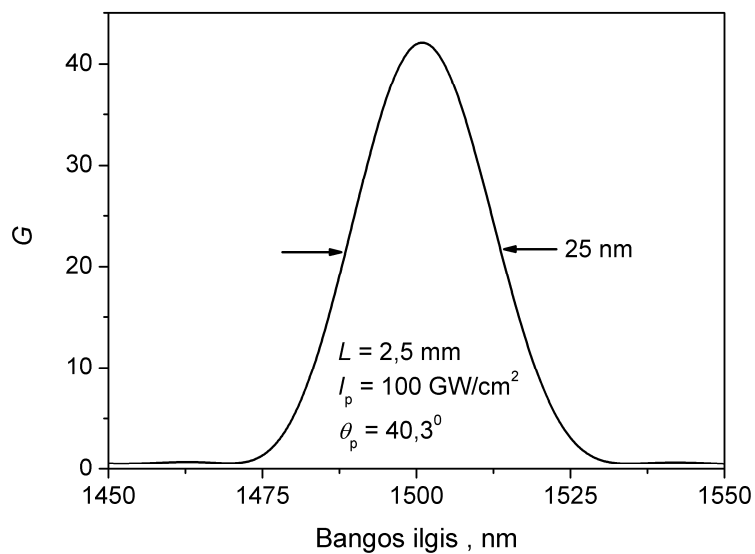
### **BBO II-tipas (*oee* sąveika)**

Maksimalus grupinių greičių nederinimas (žiūrėti 3.5 paveikslą) yra tarp kaupinimo ir šalutinės bangų ir yra lygus  $215 \text{ fs/mm}$  ties  $785 \text{ nm}$ . Laikant, kad kaupinimo trukmė  $250 \text{ fs}$ , o naudingas sąveikos ilgis neturi viršyti kelių grupinių nederinimo nuotolių, kristalo ilgis šiai sąveikai neturi viršyti  $2,5 \text{ mm}$ .

3.6 paveiksle pavaizduotas stiprinimo kontūras šalutinei bangai II-tipo (*oee* sąveika)  $2,5 \text{ mm}$  ilgio BBO kristale, kaupiant  $515 \text{ nm}$ , kaupinimo intensyvumas  $100 \text{ GW/cm}^2$ , sinchronizmo kampas  $40,3^\circ$ . Spektro plotis  $25 \text{ nm}$  FWHM  $\sim 3$  kartus siauresnis negu to paties ilgio BBO kristale esant I-tipo sąveikai, o stiprinimo inkrementas keliomis eilėmis mažesnis negu I-tipo sąveikoje.



**3.5 pav.** Grupinių greičių nederinimo vertės II-tipo (*eoē* sąveika) BBO kristale, kaupinama 515 nm spinduliuote, sinchronizmo kampas 40,3°



**3.6 pav.** Stiprinimo kontūras 2.5 mm ilgio II-tipo (*eoē* sąveika) BBO kristale, kaupinama 515 nm spinduliuote, kaupinimo intensyvumas 100 GW/cm<sup>2</sup>, sinchronizmo kampas 40,3°

**Esant kolineariai sąveikai perspektyviausia naudoti I-tipo BBO kristalą. I-tipo BBO tiek palaikomas spektras tiek stiprinimo inkrementas yra didžiausi.**

### 3.1.2. Stiprinimo kontūro modeliavimas 1,5 μm srityje KTP/KTA kristalams kaupinant 1030 nm spinduliuote

I-tipo fazinio sinchronizmo sąlygos lyginant su II-tipo leidžia stiprinti platesnius spektrus, bet taip pat pasižymi ir keliais trūkumais:

- I-tipo fazinis sinchronizmas pasižymi plačiu stiprinimo spektru, bet tuo pačiu ir efektyviu energijos grąžinimu į kaupinimą (angl. *back-conversion*);
- nors I-tipo sąlygos leidžia stiprinti plačius spektrus, bet suspausto impulso kokybė yra prasta, dėl stačių spektro šlaitų [12];
- plačiausias spektras stiprinamas išsigimusiomis sąlygomis, bet tuomet yra prasčiausias stiprinimo signalo kvantinis defektas (pusė nuskurdinamo kaupinimo energijos pereina į šalutinę bangą);

Dėl šių priežasčių buvo nuspręsta eiti netradiciniu keliu ir naudoti II-tipo fazinio sinchronizmo sąlygas. Žinant, kad sąlyginai plačiu stiprinimo spektru 1,5 μm srityje pasižymi II-tipo KTA kaupinant 1053 nm spinduliuote [62, 63], buvo atliktas stiprinimo kontūrų modeliavimas KTP (KTiOPO<sub>4</sub>) bei KTA (KTiOAsO<sub>4</sub>) kristalams.

KTP ir KTA yra dviašiai kristalai, kuriuose plataus spektro stiprinimas galimas kristalografinėje XZ-plokštumoje ( $\varphi = 0^\circ$ ). Nekolinarinės sąveikos II-tipo fazinis sinchronizmas XZ-plokštumoje plokštumoje [43]:

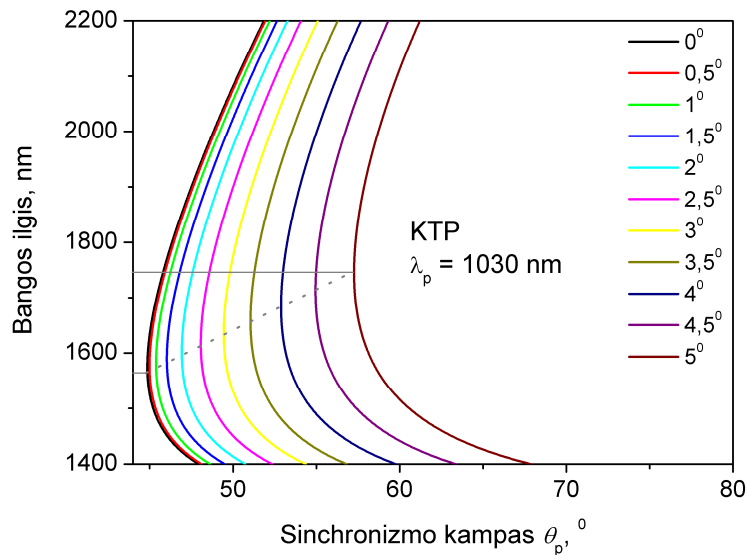
$$n_e(\theta) = n_x \frac{\sqrt{1 + \tan^2(\theta)}}{\sqrt{1 + \left(\frac{n_x}{n_z}\right)^2 \tan^2(\theta)}}; \quad (3.3a)$$

$$\frac{n_{p(Y)}}{\lambda_p} = \frac{n_{s(Z)}}{\lambda_s} \cos(\alpha) + \frac{n_{i(Y)}}{\lambda_i} \cos(\beta), \quad (3.3b)$$

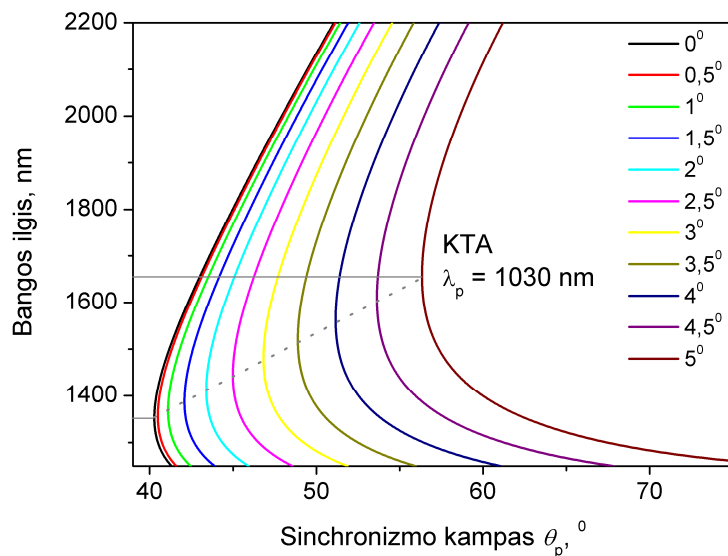
$$\beta = \arcsin\left(\frac{\lambda_i n_{p(Y)}}{\lambda_p n_{i(Y)}} \sin(\alpha)\right) - \alpha. \quad (3.3c)$$

čia  $\alpha$  – nekolinarumo kampas tarp signalo ir kaupinimo. Iš čia galime išreikšti sinchronizmo kampą:

$$\sin(\theta_p) = \frac{n_{s(Z)}}{\frac{n_{p(Y)}}{\lambda_p} \cos(\alpha) - \frac{n_{i(Y)}}{\lambda_i} \cos(\alpha + \beta)} \times \sqrt{\left( \frac{n_{s(X)}}{\lambda_s} \right) - \left( \frac{n_{p(Y)}}{\lambda_p} \cos(\alpha) - \frac{n_{i(Y)}}{\lambda_i} \cos(\alpha + \beta) \right)^2} \cdot \frac{1}{n_{s(X)}^2 - n_{s(Z)}^2} \quad (3.4)$$



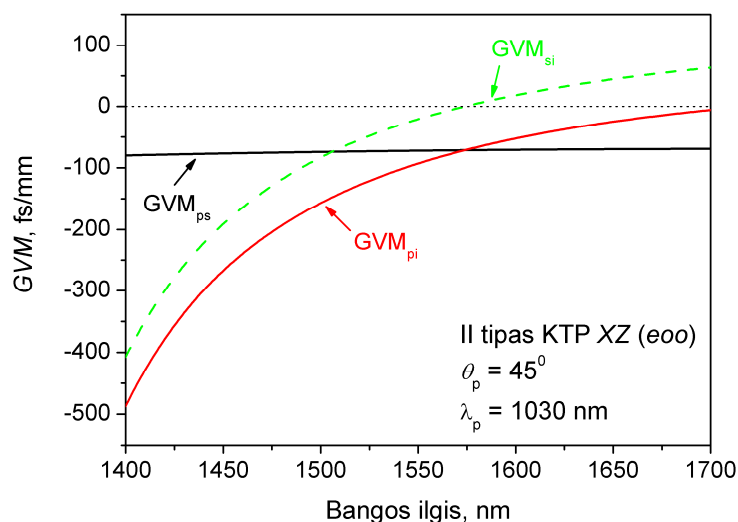
**3.7 pav.** Sinchronizmo kreivės II-tipo (*eo* sąveika) KTP kristale įvairiems vektoriškumo tarp signalo ir kaupimo kampams. Kaupinama 1030 nm bangos ilgio spinduliuote. Pilka taškinė linija žymi sinchronizmo kreivės linkio taškų kitimą



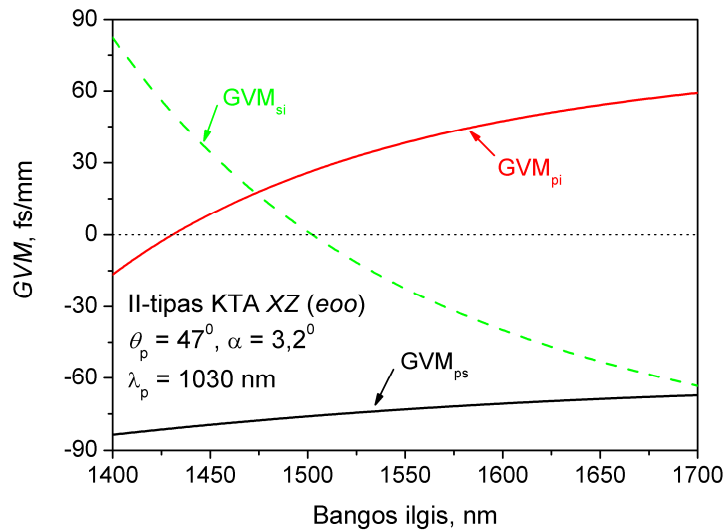
**3.8 pav.** Sinchronizmo kreivės II-tipo (*eo* sąveika) KTA kristale įvairiems vektoriškumo tarp signalo ir kaupimo kampams. Kaupinama 1030 nm bangos ilgio spinduliuote. Pilka taškinė linija žymi sinchronizmo kreivės linkio taškų kitimą



Plačiausias spektras bus stiprinimas sinchronizmo kreivės linkio taškuose, o spektro plotį nusako sinchronizmo kreivės kreivumo radiusas tame taške [41]. KTP ir KTA kristalams (žiūrėti 3.7-8 paveikslus) lūžio taškas didinant nekolinearumo kampą slenkasi į ilgesnių bangų sritį (lūžio kitimą vaizduoja pilka taškinė linija). KTP kristalui lūžio taškas slenkasi nuo 1570 nm (kolineariam sinchronizmui,  $\alpha = 0^\circ$ ) iki 1750 nm, signalui sklindant  $5^\circ$  kampu kaupinimo atžvilgiu. Tuo tarpu KTA kristalui lūžio taškas slenkasi nuo 1350 nm (kolineariam sinchronizmui) iki 1650 nm signalui sklindant  $5^\circ$  kampu kaupinimo atžvilgiu. KTA kristale sinchronizmo kreivių kreivumo radiusai yra didesni, o tai sąlygoja siauresnio spektro stiprinimą. Taip pat nekolinearumas dėl pluoštų erdvinio išsiskyrimo kristale sąlygoja mažesnę energetinį keitimą. KTA kristale norint stiprint spinduliuotę  $1,5 \mu\text{m}$  srityje, nekolinearumo kampas turėtų būti  $\sim 3^\circ$ , tuo tarpu KTP kristale esant kolineariam sinchronizmui galima stiprint sąlyginiai platų spektrą su 1570 nm centriniu bangos ilgiu.



**3.9 pav.** Grupinių greičių nederinimo vertės II-tipo (*eoo* sąveika) KTP kristale. Kaupinimo bangos ilgis 1030 nm, sinchronizmo kampas  $45^\circ$

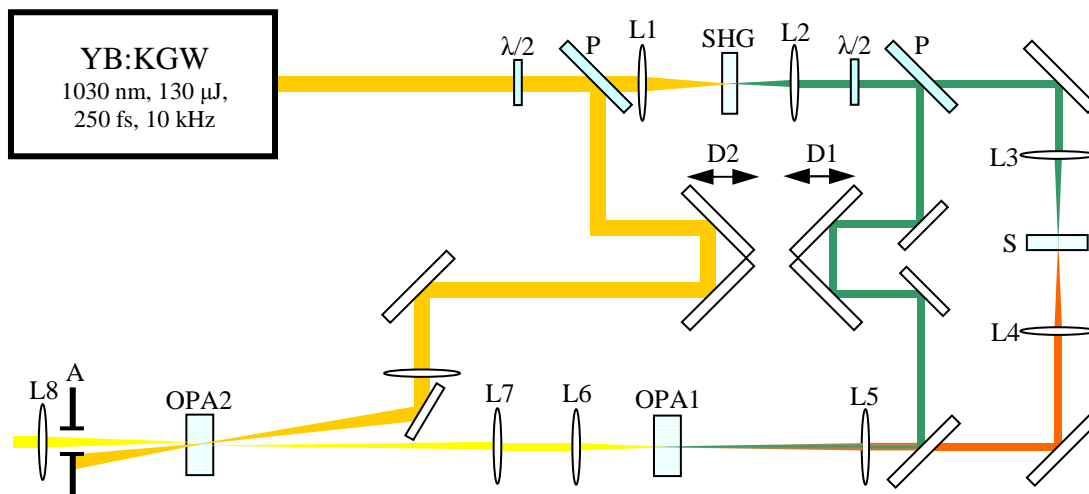


**3.10 pav.** Grupinių greičių nederinimo vertės II-tipo (*eoo* sąveika) KTA kristale. Kaupinimo bangos ilgis 1030 nm, sinchronizmo kampas  $47^\circ$ , vektorinio suvedimo kampas  $\alpha = 3,2^\circ$

Kadangi grupinių greičių nederinimas tarp signalinės/šalutinės ir kaupinimo bangų KTP kristale (žiūrėti 3.9 paveikslą), o KTA tarp signalinės ir kaupinimo bangų yra neigiami (žiūrėti 3.10 paveikslą), todėl naudingas sąveikos ilgis šiuose kristaluose yra neribojamas ir galėtų siekti keliasdešimt milimetrų. Matome, kad abiem kristalams grupinių greičių nederinimas tarp signalinės ir šalutinių bangų lygus 0 ties 1570 nm KTP kristalui, ir ties 1500 nm KTA kristalui. Iš skaitmeninio modeliavimo [63] seka, kad stiprinamo spektro plotis viršytų 100 nm. Tačiau stiprinamas spektras bus ribojamas signalo spektro, kuris gali būti generuojamas I-tipo BBO kristale (<90 nm).

**Perspektyvesnis šiuo atveju KTP kristalas, kadangi jis palaiko platų spektrą ties 1570 nm esant kolineariai sąveikai, kas leidžia pasiekti didesnius parametrinio stiprinimo efektyvumus.**

### 3.1.3. Eksperimentas



**3.11 pav.** Dviejų pakopų 1,5  $\mu\text{m}$  srityje parametris stiprintuvas. Yb:KGW – 250 fs Yb:KGW osciliatorius su regeneratyviu stiprintuvu (*Pharos*, „Šviesos konversija“), SHG – antros harmonikos generacija, WLK – kontinuomo generacija, BS1-2 – pluošto daliklis, DM – dichroinis veidrodis, OPA1-2 – parametris stiprinimo pakopa

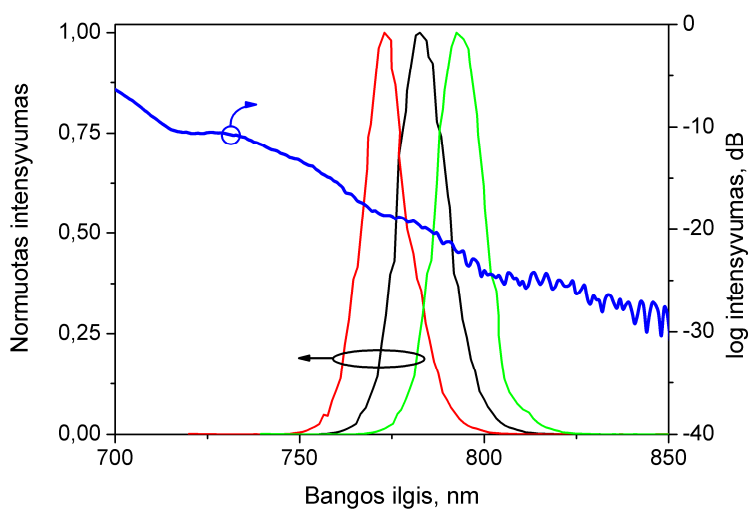
Blokinė eksperimento schema pateikta 3.11 paveiksle. 1030 nm bangos ilgio Yb:KGW spinduliuotė naudojant  $\lambda/2$  fazinę plokštelę bei poliarizatorių padalinta į dvi dalis: pirmoji dalis naudojama stabilios fazės impulso generacijai 1,5  $\mu\text{m}$  srityje 1-oje parametris stiprinimo pakopoje, antroji – impulso energijos kėlimui 2-oje parametris stiprinimo pakopoje. Pirmoje atšakoje, generuojama SH I-tipo 1 mm ilgio BBO kristale ( $\theta = 23,4^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ), 8,5  $\mu\text{J}$  515 nm bangos ilgio spinduliuotė vėl padalinama į dvi dalis: 1,3  $\mu\text{J}$  87 mm židinio nuotolio lęšiu fokusuojama į 10 mm safyro plokštelę generuojant joje kontinuumą. Šiomis sąlygomis safyro plokštėlėje spektras išplinta iki  $>850$  nm pavienėje gijoje. Sukolimtuotas 4 mm achromatinis lęšiu kontinuumas (780 nm sritis) ir likusi antrosios harmonikos dalis dichroinio veidrodžio pagalba nukreipiami ir fokusuojami 200 mm židinio nuotolio lęšiu (pluoštų diametrai kristalo įėjime  $\sim 85$   $\mu\text{m}$  (FWHM) kristalo įėjime) į 4 mm ilgio I-tipo BBO kristalą ( $\theta = 22,8^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ). Vengiant kampinės dispersijos šalutinėje bangoje buvo naudojama griežtai kolinearai sąveika. Nustatyta

optimali kaupinimo energija –  $1,4 \mu\text{J}$  ( $\sim 99 \text{ GW}/\text{cm}^2$ ), kuomet pirmojoje pakopoje stiprinimas vyksta be superfluorescencijos (kaupinimo energija derinama kintamo diametro apertūros pagalba). Derinant sinchronizmo kampą bei vėlinimą (generuojant kontinuumą impulsas dėl dispersijos šiek tiek išplinta) galime derinti šalutinės bangos spektrą  $1,5 \mu\text{m}$  srityje. Kadangi šalutinė banga (skirtuminis dažnis tarp signalo ir kaupinimo) generuojama nuo vieno šaltinio, tai šios bangos fazė yra stabili.

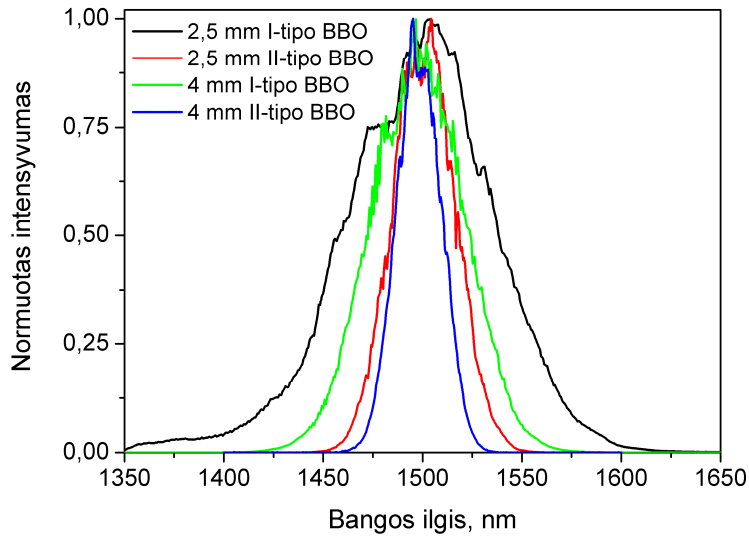
Energijos didinimui buvo įdiegta 2-oji parametrinio stiprinimo pakopa.  $1,5 \mu\text{m}$  srityje esanti spinduliuotė stiprinama II-tipo KTP kristale, kaupinant  $1030 \text{ nm}$  spinduliuote. KTP kristalas pasirinktas dėl jo skaidrumo šalutinei bangai ( $\sim 3,3 \mu\text{m}$ ) bei sąlyginai plataus stiprinimo kontūro. Stablios fazės šalutinė banga po 1-os parametrinio stiprinimo pakopos kolimuojama  $10 \text{ mm}$  židinio nuotolio lęšiu ir fokusuojama  $75 \text{ mm}$  židinio nuotolio lęšiu į  $6 \text{ mm}$  storio II tipo KTP kristalą ( $\theta = 45,5^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ). Ilgesniuose KTP kristaluose buvo stebimas kaupinimo spektro plitimas dėl fazės moduliavimosi bei signalo fazės darkymai dėl kryžminės-fazinės moduliacijos. Kaupinimo pluoštas fokusuojamas  $100 \text{ cm}$  židinio nuotolio lęšiu į KTP kristalą (kaupinimo pluošto diametras  $\sim 400 \mu\text{m}$  FWHM) ir suvedamas  $2,2^\circ$  (išorinis kampas) su signalu. Šis suvedimo kampas skirtas erdvinio pluoštų nunešimo kristale kompensavimui. Su  $\sim 50 \mu\text{J}$  kaupinimo ( $\sim 150 \text{ GW}/\text{cm}^2$ ) signalas stiprinimas iki  $10 \mu\text{J}$ , taip pasiekiamas  $\sim 20\%$  keitimas į signalinę bangą. Sustiprinto signalo fliuktuacijos neviršijo  $2,5\%$  rms, tik 2 kartus viršija kaupinimo šaltinio fliuktuacijas ( $1,2\%$  rms).

### 3.1.4. Baltos šviesos kontinuumo generacija ir sustiprinto signalo spektras

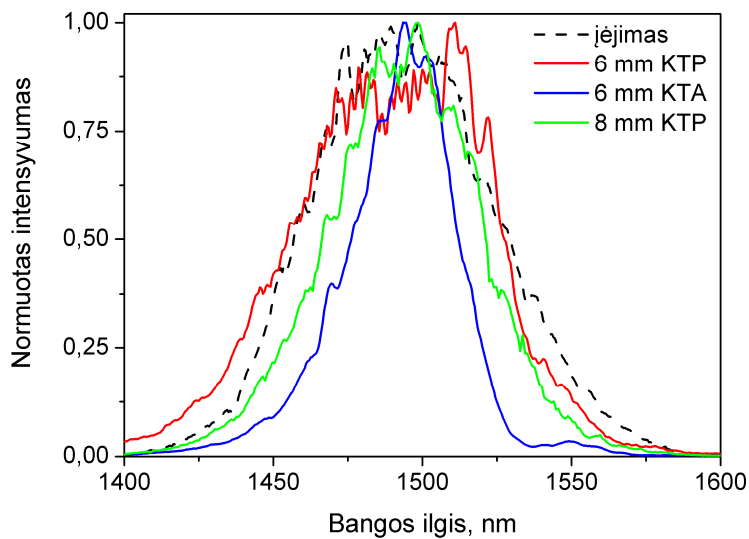
Kontinuumas buvo generuojamas 4-10 mm ilgio safyro plokštelėse pavienėje gijoje žadint 515 nm bangos ilgio 250 fs trukmės spinduliuote. Impulso energijai viršijus 1,9  $\mu\text{J}$  gijos skildavo erdvėje bei registruojant spektrą būdavo stebima interferencija. Optimali energija fokusuojant 87 mm lęšiu į 10 mm ilgio safyro plokštelę buvo  $\sim 1,3 \mu\text{J}$ . 10 mm ilgio safyro plokštelė pasirinkta, nes joje lyginant su 4 ir 6 mm ilgio safyro plokštelėmis, išplitusio spektro impulsai buvo stabilesni. Tipinis generuojamo kontinuumo spektras pateiktas 3.12 paveiksle. Norint generuoti stabilios fazės skirtuminę bangą 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, kaupinant 515 nm spinduliuote, BBO kristale buvo stiprinamas  $\sim 780 \text{ nm}$  centriniu bangos kontinuumo dedamoji. Kontinuumas buvo stiprinamas įvairių ilgių (nuo 2,5 iki 4 mm) ir sinchronizmo tipų BBO kristaluose. Šalutinių bangų spektrai 1,5  $\mu\text{m}$  srityje vaizduojami 3.13 paveiksle. Stiprinami spektro pločiai kinta nuo 26 nm (4 mm II-tipo BBO kristalui) iki 80 nm (2,5 mm I-tipo BBO kristalui). Stiprinami spektro pločiai gerai sutampa su teoriškai numatytais.



**3.12 pav.** Kontinuumo spektras (mėlyna kreivė) žadint 1,3  $\mu\text{J}$  250 fs 515 nm bangos ilgio spinduliuote bei stiprinami spektrai 4 mm ilgio I-tipo BBO kristale



**3.13 pav.** Šalutinių bangų spektrai BBO kristale: 2,5 mm ilgio I-tipo BBO – juoda kreivė (spektro plotis 80 nm), 4 mm ilgio I-tipo BBO – žalia kreivė (spektro plotis 54 nm), 2,5 mm ilgio II-tipo BBO – raudona kreivė (spektro plotis 34 nm), ir 4 mm ilgio II-tipo BBO – mėlyna kreivė (spektro plotis 26 nm)



**3.14 pav.** Sustiprintos 2-oje parametrinio stiprinimo pakopoje spinduliuotės spektrai. Kaupinimas 1030 nm spinduliuote (kvazi-kolineari sąveika): 6 mm ilgio II-tipo KTP – raudona kreivė (spektro plotis 72 nm), 6 mm ilgio II-tipo KTA – mėlyna kreivė (spektro plotis 36 nm) ir 8 mm ilgio II-tipo KTP – žalia kreivė (spektro plotis 55 nm)

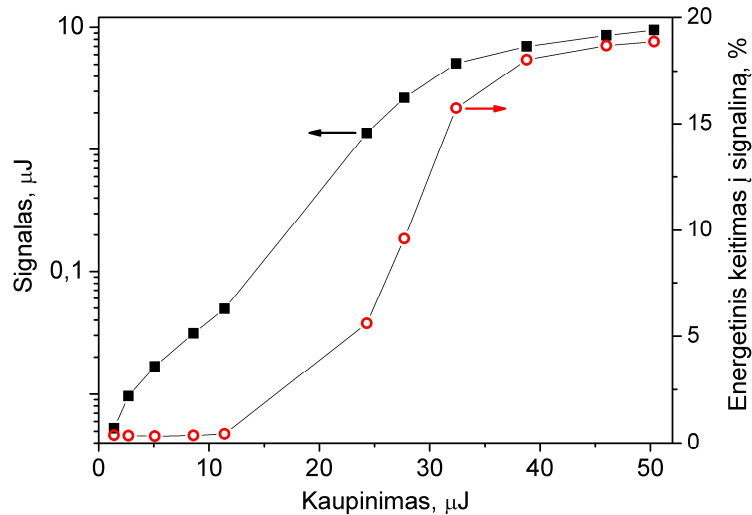
2-oje parametrinio stiprinimo pakopoje kvazi-kolinearioje sąveikoje ( $2,2^\circ$  išorinis suvedimo kampas tarp signalo ir kaupinimo kompensuojantis pluoštų erdvinį nunešimą kristale) 1,5  $\mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotė buvo stiprinama II-tipo KTP ir KTA kristaluose kaupinant 1030 nm bangos ilgio

spinduliuote. Stiprinami spektrai pateikti 3.14 paveiksle. Matome, kad 6 mm KTP kristale spektras nėra ribojamas ir išlieka 72 nm FWHM pločio, 8 nm kristalo atveju spektras susiaurėja iki 55 nm, o 6 mm KTA kristale stebimas ryškus spektro siaurėjimas iki 36 nm. KTA kristale spektrą įmanoma praplėsti iki įvedamos spinduliuotės pločio nekolinearioje sąveikoje ( $\alpha \approx 3^\circ$ ), tačiau registruotas stiprinimo efektyvumas kelis kartus mažesnis. Tolimesniems tyrimams buvo pasirinktas 6 mm ilgio KTP kristalas. Derinant sinchronizmo kampus bei vėlinimus 1-oje ir 2-oje parametrinio stiprinimo pakopose stiprinamas spektras gali siekti ir 100 nm, bet energija tuomet neviršija 4  $\mu\text{m}$ .

### 3.1.5. Parametrinio stiprinimo energiniai keitimai

Kontinuumas ( $\sim 785$  nm) sugeneruotas 10 mm ilgio safyro plokštelėje kvazi-kolinearioje sąveikoje buvo stiprinamas 515 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliuote I-tipo 4 mm ilgio BBO ( $\theta = 22,8^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ) kristale. Šiuo atveju generuojama stabilios fazės šalutinė banga, kuri sekančioje pakopoje naudojama kaip signalas. Nustatyta optimali kaupinimo energija – 1,4  $\mu\text{J}$  (intensyvumas  $\sim 100$  GW/cm<sup>2</sup>), kuomet pirmojoje pakopoje stiprinimas vyksta be superfluorescencijos, šiuo atveju šalutinė banga buvo stiprinama iki  $\sim 50$  nJ (3,5% energetinis keitimas iš kaupinimo bangos).

2-oje stiprinimo pakopoje (II-tipo 6 mm KTP ( $\theta = 45,5^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ )) 1,5  $\mu\text{m}$  srityje esantis signalas buvo sustiprintas iki 9,5  $\mu\text{J}$  kaupinant 1030 nm bangos ilgio 50  $\mu\text{J}$  spinduliuote (kaupinimo intensyvumas siekė  $\sim 150$  GW/cm<sup>2</sup>), tai atitinka 19% energetinį keitimą į signalinę bangą (žiūrėti 3.15 paveikslą). Stiprinimo sotis stebima kaupinimui viršijant 30  $\mu\text{J}$ . Šūvis nuo šūvio signalo stabilumas siekė 2,5% rms ir tik 2 kartus viršijo kaupinimo energetines fliktuacijas (1,2% rms).



**3.15 pav.** Stiprinamo 2-oje parametrinio stiprintuvo pakopoje signalo energijos (juodi kvadratai) bei energetinio keitimo į signalinę bangą (raudoti tuščiaviduriai apskritimai) priklausomybės nuo kaupinimo energijos

### 3.1.6. Fazės darkymai II-tipo parametrinėje sąveikoje

KTP kristalai pasižymi dideliu netiesiškumu (palyginimui netiesinis lūžio rodiklis  $n_2(KTP / KTA) = 23,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $n_2(BBO) = 2,9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ), todėl svarbu žinoti ar didelė įtaka turi kaupinimo bei šalutinės bangų įtaka signalo fazės darkymui dėl kryžminės-fazinės moduliacijos (XPM, angl. *cross-phase modulation*). Netiesiniuose procesuose tam įvertinti dažniausiai naudojamas  $B$ -integralas (maksimalus netiesinių efektų sąlygotas fazės pokytis). Kristalo ilgiui  $L$   $B$ -integralo išraiška:

$$B = \frac{2\pi n_2}{\lambda_s} \int_0^L [I_s(z) + \gamma_{sp} I_p(z) + \gamma_{si} I_i(z)] dz, \quad (3.5)$$

čia  $\gamma_{sp}$  ir  $\gamma_{si}$  – atitinkamai kaupinimo bei šalutinės bangų įtakos koeficientai. Lygiagrečios poliarizacijos bangoms įtakos koeficientas yra lygus 2, statmenoms – 2/3. Galimiems sinchronizams KTP kristale šie koeficientai:

- 1) 2/3 ir 2  $oo-e$  sąveikai,
- 2) 2 ir 2/3  $eo-e$  sąveikai,
- 3) 2/3 ir 2/3  $eo-o$  sąveikai (ši sąveika naudojama mūsų eksperimente, todėl tikimasi mažo XPM įtakoto fazės darkymo).



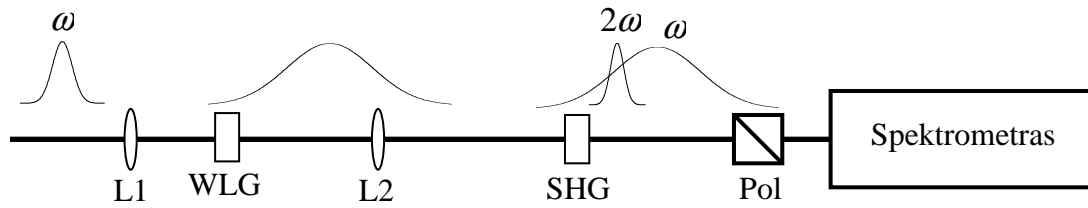
Panagrinėkime šalutinės bangos generaciją. Šalutinės bangos dažnis ir fazė:

$$\omega_i = \omega_p - \omega_s, \quad (3.7a)$$

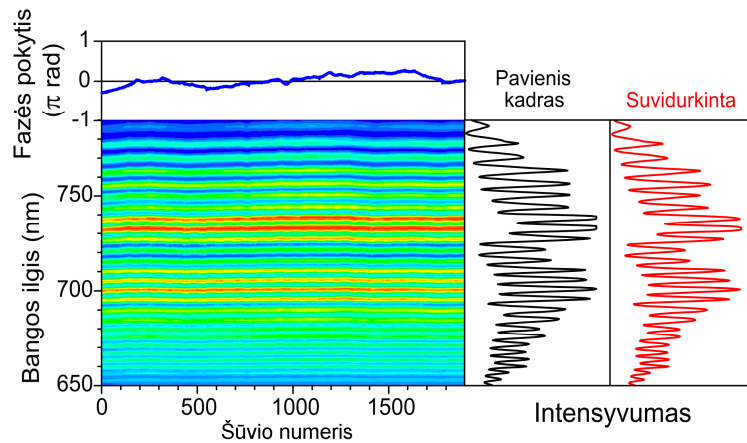
$$\varphi_i = -\frac{\pi}{2} + \varphi_p - \varphi_s. \quad (3.7b)$$

čia indeksas  $h = p, s, i$  atitinkamai žymis kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas. Matome, kad kuomet signalo ir kaupinimo bangos susietos arba yra iš to paties lazerinio šaltinio, tuomet šalutinės bangos fazė įgyja konkrečią vertę ir yra stabili. Panagrinėkime mūsų eksperimento sąlygomis paremtą pavyzdį: parametrinio stiprintuvo kaupinimui naudojama antrosios harmonikos 515 nm spinduliuotė (nešantysis dažnis –  $2\omega$ , fazė –  $2\varphi + \pi/2$ ), o signalas – baltos šviesos antrąją harmonika žadinamas kontinuumas  $\sim 785$  nm (centrinis dažnis –  $2\omega$ , fazė –  $2\varphi + \pi$ ), tuomet šalutinės bangos ilgis 1,5  $\mu\text{m}$ , o fazė bus  $-\pi$ .

Sustiprintos dvejuose pakopose spinduliuotės fazės stabilumas buvo matuojamas  $f$ - $2f$  interferometru (žiūrėti 3.16 paveikslą) [64]. Interferencija stebima tarp 3 mm ilgio safyro plokštelėje sugeneruoto kontinuumo (kontinuumas išpilta nuo 1,5  $\mu\text{m}$  iki 700 nm) bei I-tipo 0,2 mm storio BBO ( $\theta = 19,8^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ) kristale sugeneruotos antrosios harmonikos (centrinis bangos ilgis  $\sim 750$  nm). Interferencija tarp kontinuumo ir antrosios harmonikos buvo stebima šviesolaidiniu spektrometru 650-790 nm srityje (žiūrėti 3.18 paveikslą).



**3.16 pav.**  $f$ - $2f$  interferometro schema. L1,2 – lęšis, WLG – kontinuomo generacija, SHG – antros harmonikos generacija, Pol - poliarizatorius



**3.18 pav.**  $f$ - $2f$  interferograma (viršutinėje dalyje fazės kitimas, dešinėje pavienis bei suvidurkintas spektrai)

Spektrometru registruojamą kontinuomo bei antrosios harmonikos superpoziciją galime užrašyti kaip [64, 65]:

$$I(\omega) \propto I_F(\omega) + I_{SH}(2\omega) + 2\sqrt{I_F(\omega)I_{SH}(2\omega)} \cos\left(\omega\tau_d + \varphi_{CEP} + \frac{\pi}{2}\right), \quad (3.8)$$

čia  $I_F(\omega)$  – kontinuomo spektrinis intensyvumas,  $I_{SH}(2\omega)$  – antrosios harmonikos spektrinis intensyvumas,  $\omega\tau_d + \varphi_{CEP} + \pi/2$  – fazės skirtumas tarp kontinuomo bei antrosios harmonikų, kur  $\omega$  – nešantysis dažnis,  $\tau_d$  – vėlinimas tarp kontinuomo „mėlynosios“ dalies bei antrosios harmonikos spinduliuotės. Matuojant atskirų „šūvių“ interferencinius spektrus lengvai galima nustatyti fazės pokytį tarp  $j$ -tojo ir  $k$ -tojo šūvių [65]:

$$\Delta\varphi_{CEP} = \varphi_j - \varphi_k - \omega(\tau_{d,j} - \tau_{d,k}). \quad (3.9)$$

3.18 paveiksle pateiktoje interferogramoje stebime mažus (visame matavime fazės pokytis neviršijo  $<0,2 \pi$  rad) fazės pokyčius šūvis nuo šūvio,

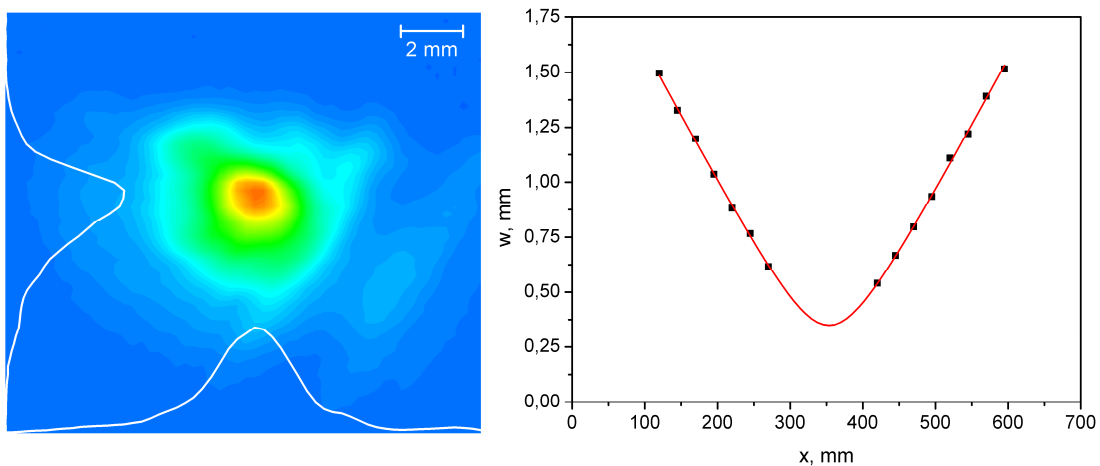
kurie sąlygojami vėlinimo tarp signalo ir kaupinimo kitimo pirmoje pakopoje. Norint stabilizuoti šį kitimą būtina stabilizuoti kaupinimo ir signalo optinius kelius.

### 3.1.7. Sustiprintos spinduliuotės erdviniai parametrai bei sklidimo faktorius $M^2$

Pluošto erdviniai skirstiniai bei matmenys buvo matuojami su piroelektrine kamera „Spiricon“ PYROCAM III (registruojamas diapazonas: 13-355 nm ir 1,06-3000  $\mu\text{m}$ , pikselio dydis – 85x85  $\mu\text{m}$ ). Pluošto sklidimo parametras  $M^2$  (parametras, kuris nurodo kaip pluošto sklidimo parametrai skiriasi nuo idealaus Gausinio pluošto) nustatytas remiantis ISO 11146 standartu mažiausių kvadratų metodu interpoliuojant pluošto spindulius parabolės dėsnio:

$$w(x) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 (M^2)^2 (x - x_0)^2}{\pi^2 w_0^4}}, \quad (3.10)$$

čia  $w(x)$  – pluošto spindulys  $x$  atstumu nuo lęšio,  $w_0$  – pluošto spindulys sąsmaukoje,  $\lambda$  – bangos ilgis.



**3.19 pav.** Sustiprintos spinduliuotės pluošto erdvinis profilis 2-os pakopos išėjime (kairėje) bei pluošto diametrai įvairiuose atstumuose nuo fokusuojančio  $f = 350$  lęšio (dešinėje). Raudona kreivė – parabolinė aproksimacija, nurodanti  $M^2 = 1,13 \pm 0,03$

Išmatuotas sklaidimo faktorius  $M^2 = 1,13 \pm 0,04$  parodo, kad sustiprinto signalo kokybė yra geresnė lyginant kaupinimo šaltinio kokybę ( $M^2 \approx 1,2$ ), tai galima paaiškinti kontinuumo generacijos prigimtimi – pavienė gija veikia kaip bangolaidis, kuris palaiko tik vieną skersinę modą.

### 3.1.8. Impulso laikinės-dažninės rekonstrukcijos būdai, FROG privalumai

Impulsui pilnai nusakyti reikia žinoti tiek impulso gaubtinę tiek jo fazę. Plačiai naudojami būdai ilgesnės trukmės impulsų charakterizavimui, tokie kaip intensyvumo autokoreliacija leidžia tik apytiksliai nusakyti impulso gaubtinę. Pilnam impulso charakterizavimui naudojami metodai su laikine-dažnine skyra.

Dažniausiai naudojama impulsų charakterizavimui FROG (angl. *frequency-resolved optical gating*) diagnostika [66], kurioje matuojama  $n$ -osios eilės koreliacinė funkcija su spektrine skyra. Dažniausiai naudojamas antros eilės autokoreliatorius SHG-FROG (antros eilės intensyvumo autokoreliatorius, kuriame intensyvumo detektorius pakeičiamas spektrometru). SHG-FROG pasižymi dideliu jautrumu ( $\sim 1$  pJ daugiašūvėje metodikoje), kai tuo tarpu trečios eilės ( $\chi^{(3)}$  atsakas) koreliacinės funkcijos reikalauja didesnių energijų. SHG-FROG registruojamas dvimatis laikinis-dažninis duomenų masyvas:

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (3.11)$$

čia  $E_{sig}(t, \tau)$  – „sklendės“ funkcija, kuri priklauso nuo registruojamo signalo. SHG-FROG atveju  $E_{sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau)$ . Vienašūvis autokoreliatorius gebantis registruoti FROG duomenų masyvą dažnai vadinamas GRENOUILLE (angl. *G*Rating-*E*liminated *N*o-nonsense *O*bservation of *U*ltrafast *I*ncident *L*aser *L*ight *E*-fields) [67].

Esminis skirtumas tarp SHG-FROG ir SHG-GRENOULLE metodikų yra naudojamo kristalo ilgis. SHG-FROG atveju būtina, kad antrosios harmonikos spektro plotis atitiktų visą fundamentinio spektro plotį. Laikant, kad fundamentinė ir antroji harmonika persikloja kristalo ilgyje  $L$ , o impulso trukmė įėjime –  $\tau_p$  bei grupinių greičių nederinimas –  $GVM = 1/v_g(\lambda_0/2) - 1/v_g(\lambda_0)$ , antrosios harmonikos spektras bus neribojamas kristalo ilgio kuomet galios sąryšis:

$$GVM \times L \ll \tau_p. \quad (3.12)$$

Tuo tarpu SHG-GRENOULLE metodikoje reikalaujama, kad grupinių greičių nederinimo bei kristalo ilgio sandauga būtų daug didesnė už kristalo ilgį:

$$GVM \times L \gg \tau_p. \quad (3.13)$$

SHG-GRENOULLE metodika reikalauja didelės dispersijos kristalų. Dispersija 1,5  $\mu\text{m}$  srityje yra daug mažesnė negu regimojoje srityje todėl tik keletas kristalų gali būti naudojami šioje srityje [68]. Iš kitos pusės kristalas neturi būti per storas, nes grupinių greičių dispersija ( $GVD$ ) sąlygos impulso išplitimą:

$$GVD \times L \ll \tau_c, \quad (3.14)$$

kur grupinių greičių dispersija -  $GVD = 1/v_g(\lambda_0 - \delta\lambda/2) - 1/v_g(\lambda_0 + \delta\lambda/2)$ ,  $\delta\lambda$  – spektro plotis,  $\tau_c$  – spektro plotį atitinkanti koherentiškumo trukmė. Apibendrinant abu ribojimus galime užrašyti:

$$GVD \ll \frac{\tau_p}{L} \ll GVM. \quad (3.15)$$

arba

$$\frac{GVM}{GVD} \gg \frac{\tau_p}{\tau_c}. \quad (3.16)$$

Artimai spektriškam ribotam impulsui  $\tau_p/\tau_c \approx 1$ , (3.16) reikalavimas gali būti lengvai patenkinamas, nes kelių optinių ciklų impulsams  $GVM \gg GVD$ . Faziškai moduluotiems arba ilgiems impulsams (3.16) sąlygą patenkinti sunku.

Dėl mažos dispersijos 1,5  $\mu\text{m}$  srityje taip pat sunku būtų panaudoti ir SPIDER (angl. *Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction*) diagnostiką [69]. SPIDER diagnostikoje yra registruojama interferencinis signalas tarp dviejų užvėlintų impulsų, kurie netiesiniame kristale sąveikauja su išplėstu laike impulsu (fazinė moduliacija turi būti žinoma):

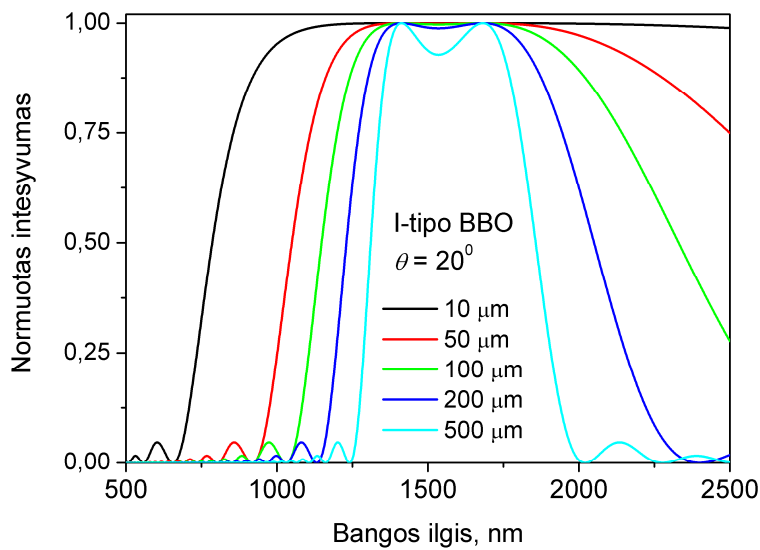
$$S(2\omega) \propto \left| \tilde{E}_0(2\omega + \Omega) + \tilde{E}(2\omega) \exp(i2\omega\tau) \right|^2 =$$

$$\tilde{I}_0(\omega + \Omega) + \tilde{I}(2\omega) + 2\sqrt{\tilde{I}_0(\omega + \Omega)\tilde{I}(2\omega)} \cos(\varphi(2\omega) - \varphi_0(2\omega + \Omega) + 2\omega\tau)$$

(3.17)

Dažniausiai impulso plėtra atliekama gerai žinomos dispersijos stikluose, gardeliniai ir prizminiai plėstuvai taikomi retai, nes jie itin jautrūs justiravimui, bei fazės moduliacija negali būti nusakyta labai tiksliai, o tai sąlygoja atkūrimo paklaidas. Impulso amplitudė bei fazė nustatoma atliekant SPIDER interferogramos Furjė analizę. SPIDER metodika dažniausiai taikoma artimai spektriškai ribotiems impulsams charakterizuoti.

Mes pasirinkome SHG-FROG metodiką impulsų charakterizavimui, kuri pasižymi dideliu jautrumu bei lankstumu, taip pat nereikalauja impulso plėtros.



**3.20 pav.** Konvertuojamų į antrąją harmoniką spektrų priklausomybė nuo I-tipo BBO ( $\theta = 20^\circ$ ) kristalo ilgio (10  $\mu\text{m}$  – juoda kreivė, 50  $\mu\text{m}$  – raudona kreivė, 100  $\mu\text{m}$  – žalia kreivė, 200  $\mu\text{m}$  – mėlyna kreivė, 500  $\mu\text{m}$  – žydra kreivė)

Nepaisant erdvinio nunešimo bei bangos nuskurdinimo, santykinis SHG keitimo efektyvumas [42, 70]:

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2 I_{\omega}}{\epsilon_0 n_{\omega}^2 n_{2\omega} c_0 \lambda_{\omega}^2} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}, \quad (3.18)$$

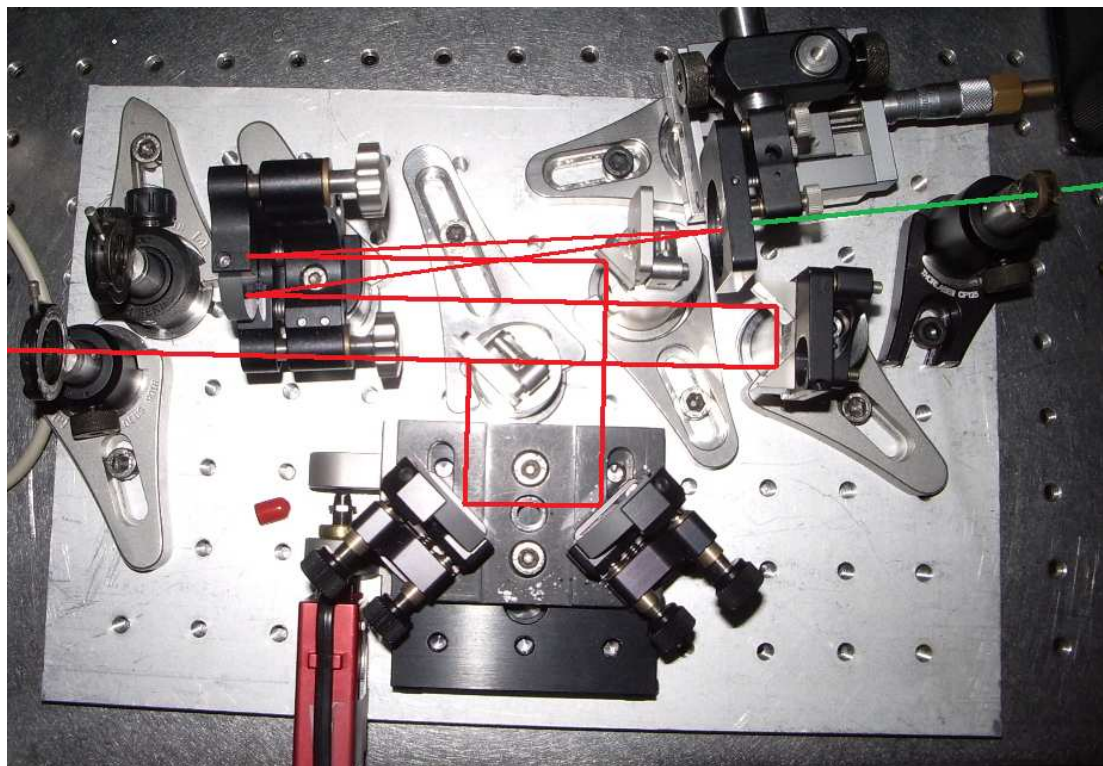
čia  $\epsilon_0$  – vakuomo dielektrinė skvarba,  $c_0$  – šviesos greitis vakuume,  $d_{eff}$  – netiesinis efektyvumas,  $I_{\omega}$  – krentančios spinduliuotės intensyvumas,  $\lambda_{\omega}$  – krentančios spinduliuotės bangos ilgis,  $L$  – kristalo ilgis,  $n_{\omega}$  ir  $n_{2\omega}$  – fundamentinės ir SH lūžio rodikliai,  $\Delta k$  – fazinis nederinimas SHG. 3.20 paveiksle pateikti fundamentinės spinduliuotės, kuri gali būti konvertuojama į antrąją harmoniką spektrai skirtingo ilgio I-tipo BBO kristalams (modeliavime sinchronizmo kampas  $\theta = 20^\circ$ ). Matome, kad net 500  $\mu\text{m}$  ilgio kristale SH be trūkių gali būti generuojam 1250-2000 nm diapazone. Kristalui plonėjant konvertuojamos spinduliuotės spektras plėtėja ir gali siekti kelis tūkstančius nanometrų 10  $\mu\text{m}$  ilgio kristalui. Paminėtina, kad jei matuojamo impulso spektro plotis artimas konvertuojamos spinduliuotės pločiui, tuomet būtina atsižvelgti į spektro deformacijas atkūrimo algoritme.

Impulso kokybei nusakyti dažnai naudojamas *TBP* (angl. *time bandwidth product*) parametras, kuris nurodo kiek impulsas artimas spektriškam ribotam [70]:

$$TBP = \Delta\nu\tau \quad (3.19)$$

Gausinio profilio minimali *TBP* vertė 0,44 FWHM.

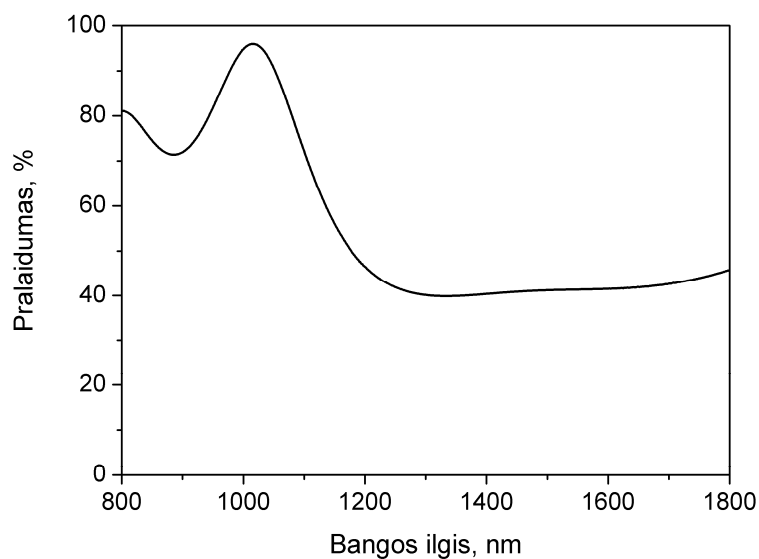
## Laikinės-dažninės impulso charakteristikos po 2-osios parametrinio stiprinimo pakopos



**3.21 pav.** Sukonstruotas SHG-FROG autokoreliatorius. Autokoreliatorius telpa ant 20x30 cm plokštės. Raudona linija paveiksle žymi fundamentinės spinduliuotės kryptį, žalia – antrosios harmonikos kryptį.

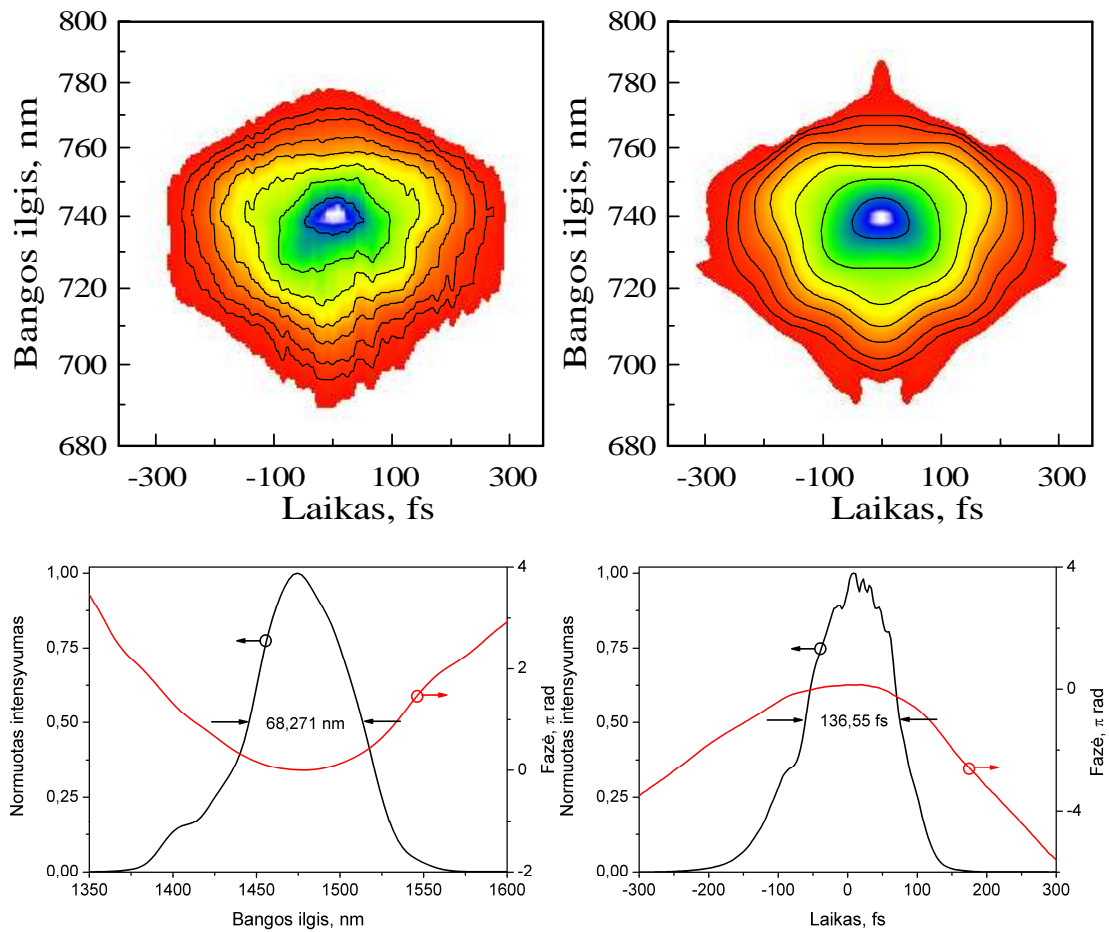
SHG-FROG duomenys buvo kaupiami pačiu surinktu SHG-FROG autokoreliatoriumi (žiūrėti 3.21 paveikslą). Registruojama spinduliuotė buvo padalinta į dvi dalis puošto dalikliu, kurio pralaidumas 1200-1800 nm srityje mažai kinta (pralaidumas pateiktas 3.22 paveiksle) ir 30 cm kreivumo radiuso veidrodžiu nukreipiama į 200  $\mu\text{m}$  ilgio I-tipo BBO kristalą ( $\theta = 19,8^\circ$ ). Antros harmonikos spinduliuotė registruota šviesolaidiniu spektrometru, minimalus autokoreliatoriaus skanavimo žingsnis 0,4233 fs. Gauti duomenys koreguojami atsižvelgiant į spektrometro spektrinį jautrumą, pluošto daliklio pralaidumą, SHG spektro marginalus. Laikinių charakteristikų atkūrimui naudojamos „Femtosoft Technologies“ FROG 3.0 programiniu paketu.



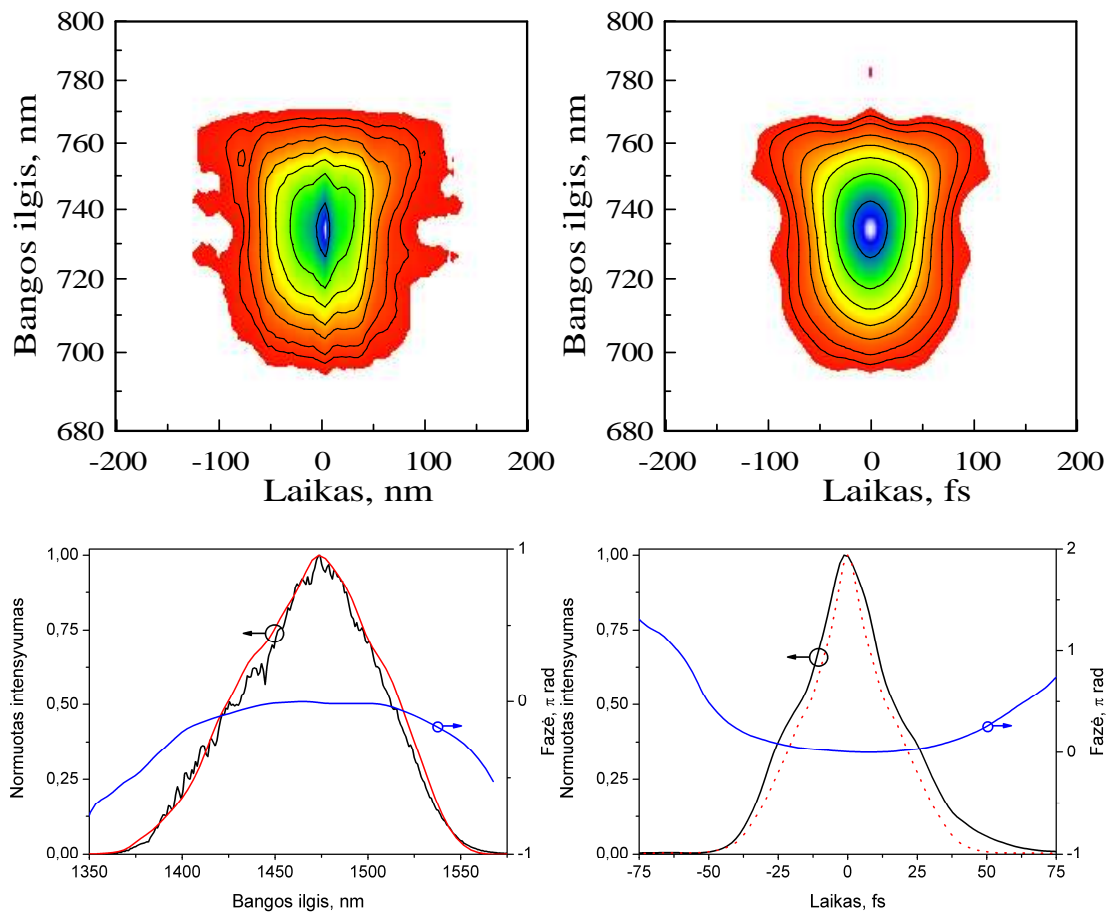


**3.22 pav.** 1 mm storio pluošto daliklio pralaidumas 1,5  $\mu\text{m}$  srityje.

Impulso trukmė po 2-osios stiprinimo pakopos buvo tarp 100 ir 150 fs, priklausomai nuo stiprinamo spektro pločio. 3.23 paveiksle pavaizduota vidutinio spektro pločio (68 nm FWHM) impulso rekonstrukcija. Matome, kad impulso fazė parabolinio pavidalo, o tai atitinka tiesinę fazinę moduliaciją. Impulso spūdai buvo sukonstruotas dviejų atspindžio gardelių (500 rėž/mm, spindesio kampas  $20^\circ$  1,37  $\mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotei) neigiamos dispersijos spaustuvas, kurio pralaidumas siekė  $<60\%$ . Aukštesnių eilių fazės korekcijai buvo naudojamas komercinis „Fastlite“ DAZZLER programuojamas akustooptinis dispersinis filtras (AOPDF, angl. *Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter*), kurio pralaidumas siekia  $\sim 10\%$  100 nm pločio spinduliuotei 1,5  $\mu\text{m}$  srityje. 3.24 paveiksle pateikta SHG-FROG suspausto impulso rekonstrukcija. 92 nm FWHM spektro pločio impulsas buvo suspaustas iki 33 fs (tik 1,18 karto ilgesnis už spektriškai ribotą impulsą). Suspausto impulso energija siekia  $\sim 240$  nJ ( $\sim 50\%$  gardelinio spaustuvo nuotoliai, bei  $\sim 10\%$  DAZZLER pralaidumas)



**3.23 pav.** SHG-FROG impulso rekonstrukcija po 2-osios stiprinimo pakopos. Viršutinėje dalyje pavaizduoti išmatuoti ir atkurtas FROG vaizdai, apačioje impulso spektras bei elektrinis laukas. Išmatuotas  $\sim 68$  nm spektro pločio impulsas atitinka  $\sim 137$  fs ( $TBP = 1,282$ )



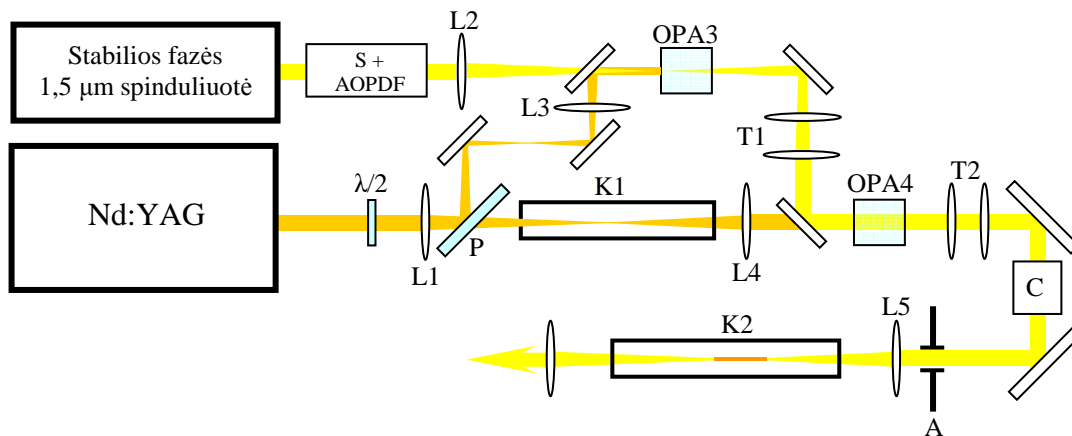
**3.24 pav.** SHG-FROG impulso rekonstrukcija po 2-osios stiprinimo pakopos. Viršutinėje dalyje pavaizduoti išmatuoti ir atkurtas FROG vaizdai, apačioje impulso spektras bei elektrinis laukas. Išmatuotas impulsas atitinka 33 fs ( $TBP = 0,43139$ ), spektriškai ribotas impulsas 28 fs (taškinė kreivė).

### 3.2. 1,5 $\mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliuotės stiprinimas iki 10 mJ

Pavienių atosekundnių impulsų generacijai reikalingi stabilios fazės kelių ciklų trukmės lazeriniai šaltiniai. Ypač patrauklūs šiuo metu yra didelės pondermotyvinės energijos (ilgesnių bangų) šaltiniai. Iki šių dienų yra tik keletas stabilios fazės parametrinio stiprinimo sistemų trumpabangėje infraraudonojoje srityje (SWIR, 1-3  $\mu\text{m}$ ,., angl. *short-wave infrared* [71]), kurių impulsų trukmė siektų kelis optinius ciklus, o energija  $>1$  mJ [56, 72-74]. Didžiausias dėmesys šiose sistemose skiriamas plačiajuosčio sinchronizmo paieškomis. Plačiausi spektrai stiprinami kaupinant Ti:safyro spinduliuote arti išsigimusio režimo I-tipo BBO [56, 73, 74]. Fazės stabilizavimas įgyvendinamas generuojant skirtuminį dažnį tarp kaupinimo ir signalinės bangos, vėlesnėse pakopose stiprinant pasyviai stabilizuotos fazės skirtuminę bangą. Vengiant kampinės dispersijos šalutinėje bangoje, skirtuminis dažnis generuojamas griežtai kolinearioje sąveikoje, taip apribojant skirtuminės bangos spektro plotį. Platus signalo spektras gaunamas generuojant superkontinuumą prieš stiprinimo pakopas [56, 72, 73]. [73] darbe nepaisant kampinės dispersijos buvo įgyvendinta nekolinearaus fazinio sinchronizmo skirtuminės bangos generacija, kampinę dispersiją šalinant spinduliuotę įvedant į vienamodį šviesolaidį, taip generuojant geros pluošto kokybės pluoštą, kuris vėliau stiprinamas I-tipo BBO nekolineariuose parametrinio stiprinimo pakopose. Dėl plataus spektro bei skirtingo spektro energetinio tankio plataus spektro parametriniai stiprintuvai pasižymi gan ženkliu parametrinės fluorescencijos pjedestalu, kuris tokiose sistemose gali siekti keliasdešimt procentų [72, 75, 76]. Šioje disertacijoje buvo **pasiūlytas alternatyvus būdas formuoti didelės energijos kelių optinių ciklų trukmės spinduliuotę SWIR srityje – stiprinti sąlyginai siauro spektro spinduliuotę (nepalaikančios kelių optinių ciklų trukmės) II-tipo sąveikoje bei plėsti sustiprintos spinduliuotės spektrą inertinėse dujose formuojantis gijoms.** Parametrinių stiprintuvų impulsų laikinių-dažninių charakteristikų

transformacijos formuojantis gijoms pasižymi eile privalumu, tokių kaip puikūs generuojamo pluošto erdviniai parametrai ( $M^2 < 1,01$ ) bei energinio stabilumo padidėjimas (lyginant su spinduliuotę prieš gijos formavimąsi) [77].

### 3.2.1 Energijos didinimo 3-oji ir 4-oji parametrinio stiprinimo pakopos



**3.25 pav.** Energijos didinimo (3-oji ir 4-oji parametrinio stiprinimo pakopos) eksperimento blokinė schema. Nd:YAG – 100 mJ 60 ps 20 Hz Nd:YAG galios stiprintuvas, S – plėstuvus, AOPDF – programuojamas akustooptinis dispersinis filtras, C – spaustuvas, P – poliarizatorius, L1-5 – lęšis, T1-2 – didinantis teleskopas, OPA3-4 – parametrinio stiprinimo pakopa, K1-2 – sandari kiuvetė

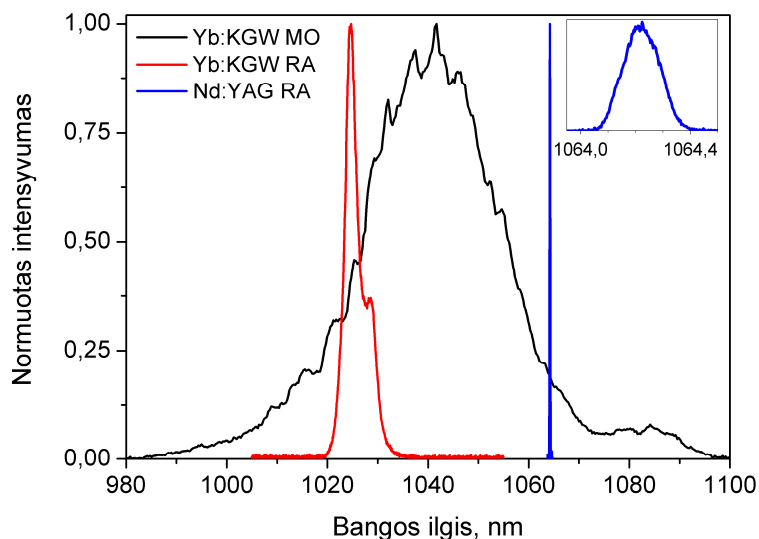
Norint didinti 3.1 skyrelyje aprašytos sistemos spinduliuotės energiją, buvo sukonstruotos dvi papildomos (3-oji ir 4-oji) stiprinimo pakopos, kaupiamos 20 Hz pasikartojimo dažniu veikiančios 1064 nm bangos ilgio spinduliuote. Norint efektyviai stiprinti signalą kaupinimo impulsais kurių trukmė ~60 ps, signalas buvo išplėstas vienos gardelės teigiamos dispersijos plėstuvu S iki ~40 ps. Taip pat, aukštesnių eilių dispersijos kompensavimui buvo įmontuotas AOPDF („Fastlite“, DAZZLER).. Norint užtikrinti gerą kaupinimo erdvinį profilį be „karštų taškų“ parametrinio stiprinimo pakopose, Nd:YAG galios stiprintuvo (UAB „Ekspla“, PL2043) 10 mm diametro strypo galas buvo atvaizduotas 4f Keplerio tipo teleskopų pagalba. L1, ( $f_1 = 750$  mm) ir L3 ( $f_3 = 100$  mm) lęšių sudarytas 7,5 kartus mažinantis teleskopas

atvaizduojantis į 3-ąją stiprinimo pakopą bei L1 ir L4 ( $f_4 = 350$  mm) lęšių sudarytas 2,1 kartus mažinantis teleskopas atvaizduojantis spinduliuotę į 4-ąją stiprinimo pakopą. Parametrinis stiprinimas 3-oje ir 4-oje pakopose buvo vykdomas 10 mm ilgio II-tipo KTP kristaluose ( $eo$  sąveika,  $\theta = 45,5^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ). Vengiant oro pramušimo 4-os pakopos atvaizdavimo sistemoje židinio vieta buvo patalpinta į vakuuminę kiuvetę K1. 1,5  $\mu$ m signalas buvo fokusuojamas 750 mm židinio nuotolio lęšiu į 3 pakopą ir teleskopuojamas 1,5 karto didinančiu teleskopu T1 į 4-ąją pakopą. Norint kompensuoti erdvinį pluoštų nunešimą kristale, signalas buvo suvedamas  $2,2^\circ$  (išoriniu) kampų kaupinimo atžvilgiu. Sustiprintos spinduliuotės puoštas Galilėjaus tipo teleskopu T2 buvo padidintas 5 kartus iki 7 mm FWHM bei spaudžiamas dviejų gardelių (500 rež/mm, spindesio kampas  $20^\circ$  1,3  $\mu$ m, atspindys  $\sim 97\%$ ) neigiamos dispersijos spaustuviu C. Kompresoriaus energetinis pralaidumas siekė 50%. Spinduliuotės spektras, kurios plotis neviršijo 80 nm FWHM po 4-osios parametrinio stiprinimo pakopos, o trukmė  $>60$  fs buvo plečiamas inertinių dujų kiuvetėje K2.

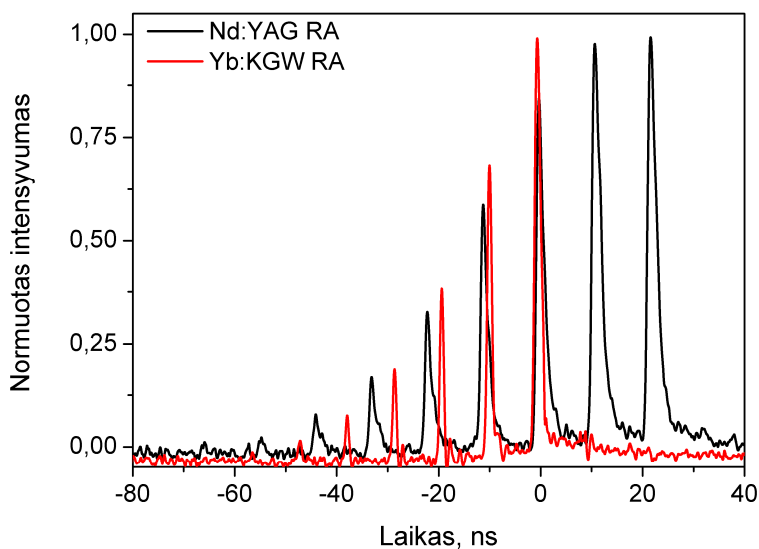
### 3.2.2. Kaupinimo šaltinių sinchronizacija

Kero-lęšio sinchronizuotų modų Yb:KGW užduodantysis osciliatorius (MO) pasižymi plačiu spektru, kuris persikloja tiek su Yb:KGW tiek su Nd:YAG (RA) palaikomomis stiprinimo juostomis (žiūrėti 3.26 paveikslą), buvo nuspręsta įgyvendinti pilnai optinę sinchronizaciją tarp jų. Visa Yb:KGW MO 1064 nm bangos ilgio spinduliuotė buvo įvedama į Nd:YAG lazerinį stiprintuvą (UAB „Ekspla“ PL2043). Signalų energija Nd:YAG stiprinimo juostoje viršijo 1 pJ. Visi regeneratyvinius stiprintuvus skirti valdyti elektroniniai signalai (Yb:KGW Pokelso elemento valdymas bei Nd:YAG Pokelso elemento bei lempos išlydžio valdymas) buvo generuojami skaitmeniniuose vėlinimo generatoriuose startuojant nuo to paties paleidžiamą Yb:KGW MO voros impulso. Tirtis elektroninėje grandinėje

neviršijo 50 ps (Pokelso elementų valdymo signaluose) bei 3 ns Nd:YAG lempos išlydžio signalui.



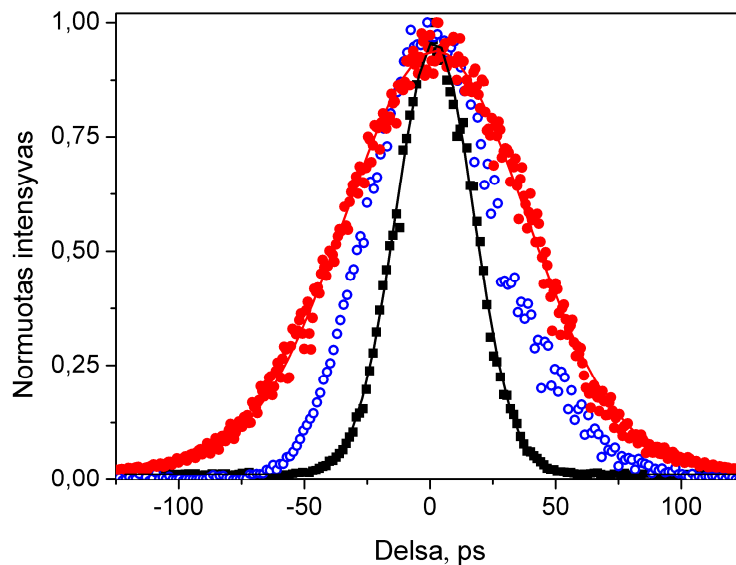
**3.26 pav.** Yb:KGW osciliatoriaus (Yb:KGW MO, juoda kreivė), Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo (Yb:KGWRA, raudona kreivė) ir Nd:YAG regeneratyvinio stiprintuvo spektrai (Nd:YAG RA, mėlyna kreivė)



**3.27 pav.** Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo (raudona kreivė, Yb:KGW RA) ir Nd:YAG regeneratyvinio stiprintuvo (juoda kreivė, Nd:YAG RA) voros išskiriant impulsus

3.27 paveiksle pavaizduotos Yb:KGW RA bei Nd:YAG RA voros, kurios šūvis nuo šūvio nekeitė savo padėties viena kitos atžvilgiu, energetinis stabilumas <1,2% rms Yb:KGW RA ir <2% rms Nd:YAG RA. Norint

užtikrinti saugią Nd:YAG lazerinio stiprintuvo veiką, Nd:YAG RA impulso trukmė buvo išplėsta nuo 25 ps iki 60 ps panaudojus 2 mm storio Fabri-Pero tipo etaloną (žiūrėti 3.28 paveikslą) RA rezonatoriuje. Taip pat buvo išmatuota abipusė koreliacijos funkcija tarp Nd:YAG bei 250 fs Yb:KGW RA (3.28 paveiksle mėlyna kreivė), iš kurios matome, kad bendras sistemos stabilumas yra geras (kreivė simetrinė, nestebimi dideli kraipymai, kurie gali būti sąlygoti didelių energetinių fliuktuacijų).



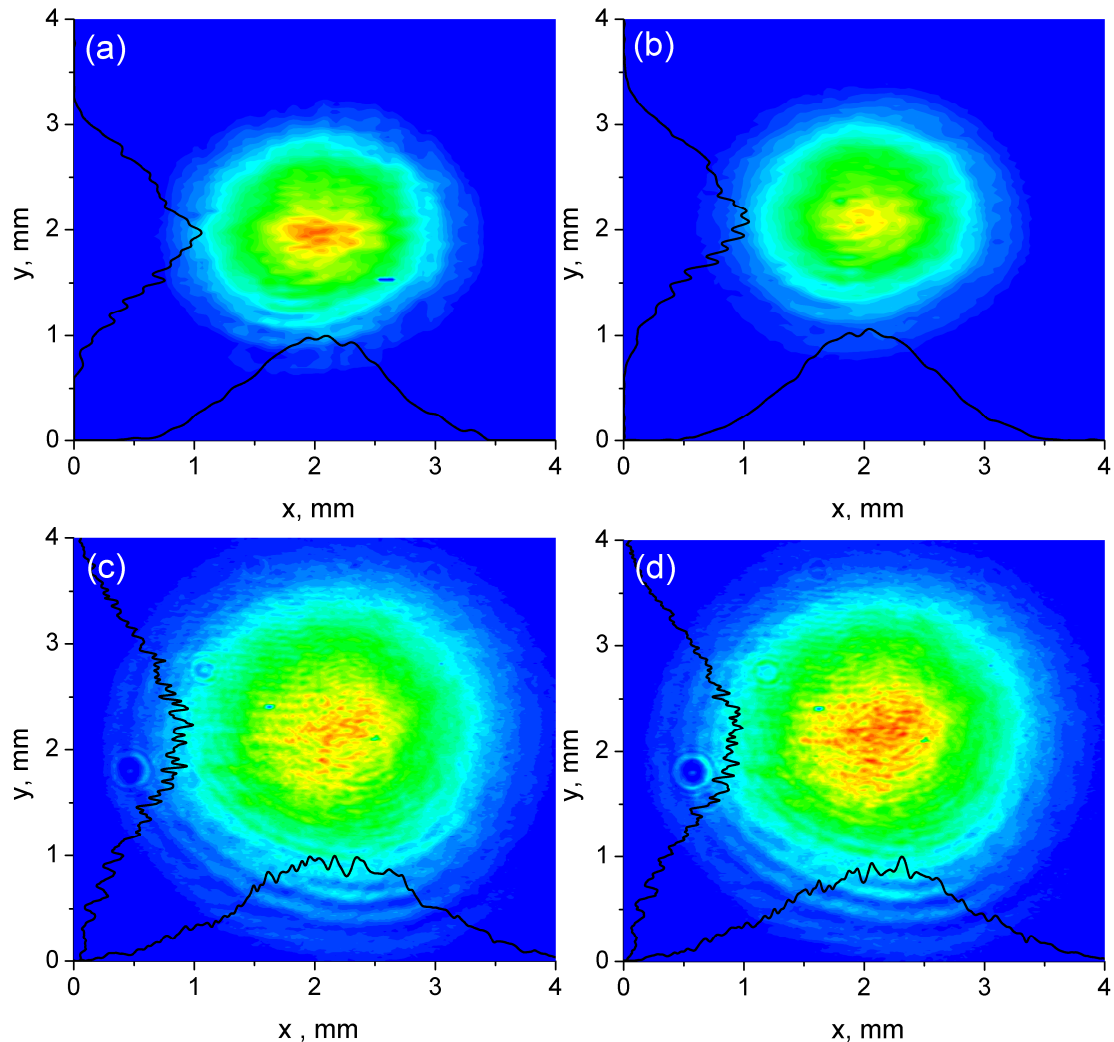
**3.28 pav.** Nd:YAG regeneratyvinio stiprintuvo impulsų trukmės charakterizavimas: juoda kreivė – autokoreliacinė funkcija be etalono (35 ps FWHM, Gausinio pavidalo impulso trukmė atitinka 25 ps impulsas), raudona kreivė – autokoreliacinė funkcija su 2 mm Fabri-Pero tipo etalonu regeneratyvinio stiprintuvo rezonatoriuje (83 ps FWHM, Gausinio pavidalo impulso trukmė 59 ps), mėlyna kreivė – abipusė koreliacijos funkcija išmatuota tarp Nd:YAG bei 250 fs Yb:KGW impulsų

### 3.2.3. Kaupinimo spinduliuotės atvaizdavimas

Norint užtikrinti gerą kaupinimo erdvinį profilį be „karštų taškų“ parametrinio stiprinimo pakopose būtina atvaizduoti Nd:YAG galios stiprintuvo 10 mm diametro strypo galą. Pradžioje nustatytas pramušimo slenkstis Nd:YAG lazerinio stiprintuvo spinduliuotei, kuris siekė  $\sim 21 \text{ GW/cm}^2$  (60 ps, 1064 nm). Naudojant tik vieną galios didinimo parametrinio stiprinimo pakopą, maksimalus signalas be žymios superfluorescencijos siekė 3,5 mJ



(įvedamo signalo  $1,5 \mu\text{m}$  srityje energija  $\sim 200 \text{ nJ}$ ), todėl buvo nuspręsta įdiegti papildomą stiprinimo pakopą.

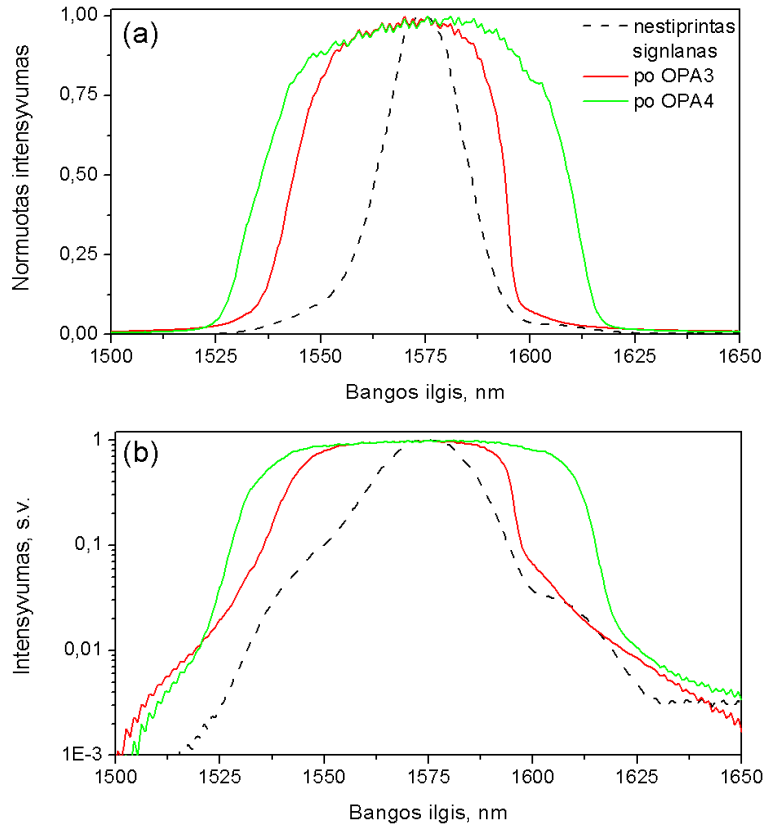


**3.29 pav.** Kaupinimo profiliai: (a) 3 pakopos kristalo įvadas, (b) už 10 mm (kristalo galas), (c) 4 pakopos kristalo įvadas, (d) už 10 mm

Į 3-ąją pakopą kaupinimo pluoštas buvo atvaizduotas 7,5 karto mažinančiu Keplerio tipo teleskopu, kuri sudaro 750 ir 100 mm židinio nuotolio lęšiai. Kaupinimo diametras kristale  $\sim 1 \text{ mm}$  FWHM (žiūrėti 3.29a-b paveikslą), į 4-ąją pakopą atvaizdavimas vykdomas 2,1 karto mažinančiu teleskopu (750 ir 350 mm židinio nuotolio lęšiai) (žiūrėti 3.29c-d paveikslą). Vengiant papildomų elementų atvaizdavimas vykdomas trimis lęšiais, 750 mm židinio nuotolio lęšis bendras abiem galios didinimo parametrinio stiprinimo pakopoms, už jo pluoštas padalinamas į dvi dalis derinamu pluošto dalikliu,

kurį sudaro  $\lambda/2$  fazinė plokštelė bei poliarizatorius bei kitais dviem lęšiais atvaizduoja kaupinimo spinduliuotę į parametrinio stiprinimo pakopas.

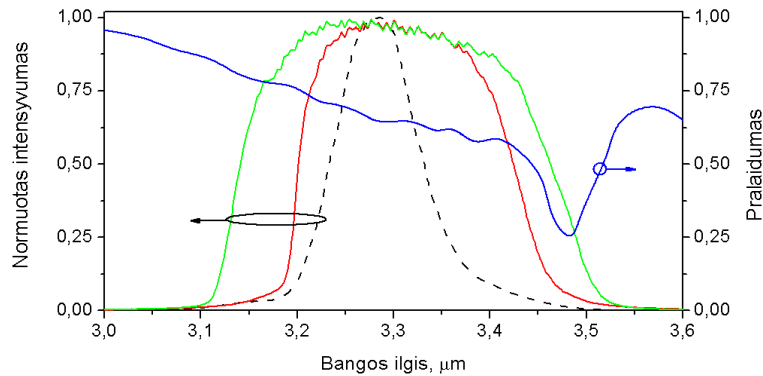
### 3.2.4. Sustiprinto 3-oje ir 4-oje parametrinio stiprinimo pakopoje signalo spektrai



**3.30 pav.** (a) Sustiprintos spinduliuotės spektrai po 3-osios (raudona kreivė) ir 4-osios (žalia kreivė) parametrinio stiprinimo pakopų, (b) spektrai logaritminėje skalėje. Juoda brūkšninė kreivė vaizduoja spinduliuotės spektrą 3-ios pakopos įėjime. Superfloreoscencijos lygis 4-oje pakopoje  $< 0,1\%$ .

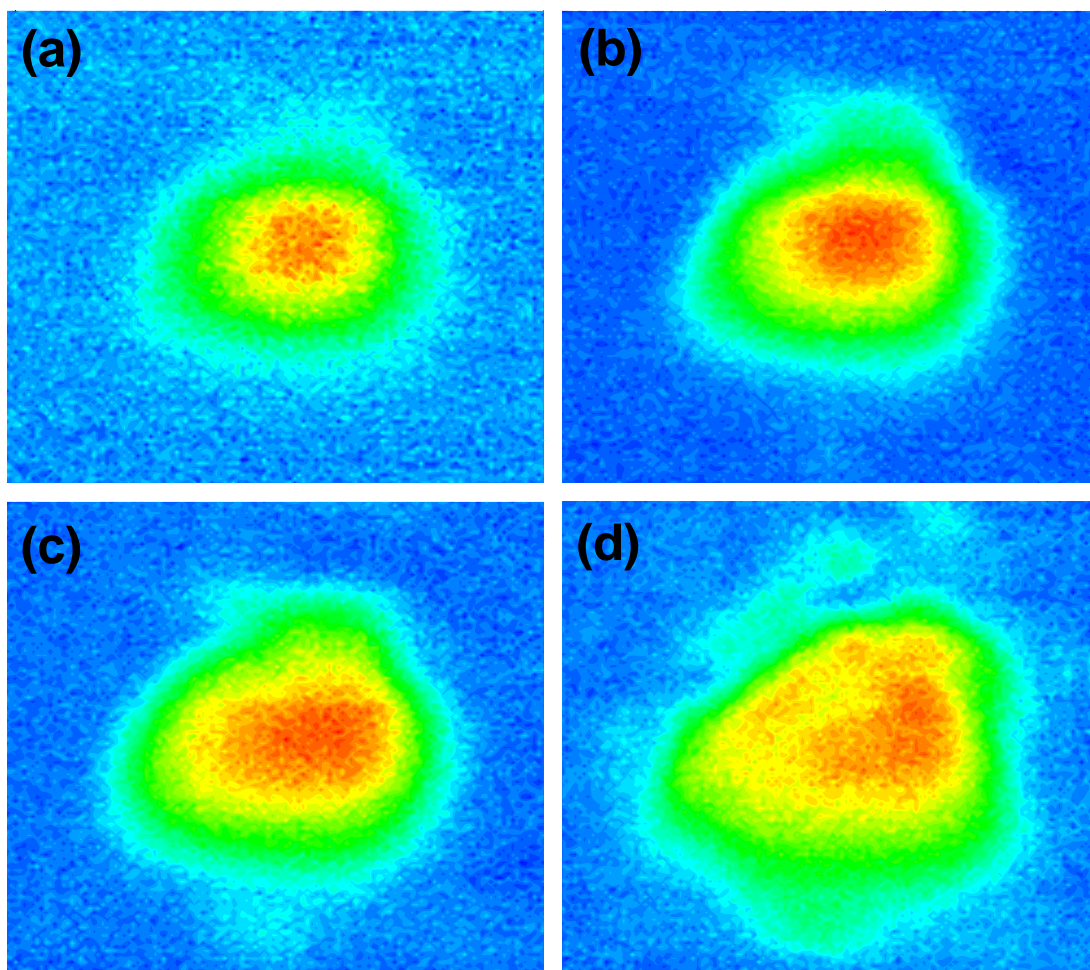
Sustiprintų 3-oje ir 4-oje pakopose signalo spektrai vaizduojami 3.30 paveiksle. Matome, kad 4-oje pakopoje pasiekta sotis – spektras išplatėja ir yra stačių kraštų (sotis stebima ir energinių keitimų matavimuose). Spektro plotis FWHM po 4-osios parametrinio stiprinimo pakopos yra  $\sim 80$  nm (centrinis bangos ilgis 1570 nm), kas atitiktų  $\sim 65$  fs spektriškai ribotą impulsą. Spektro derinimą bei centrinį bangos ilgį riboja KTP kristalo sugertis šalutinei bangai (žiūrėti 3.31 paveikslą). Ties  $3,45 \mu\text{m}$  pasireiškia staigi šalutinės bangos

sugertis, maksimalus stiprinimas pasiekiamas tik signalui esant  $>1550$  nm, kuomet šalutinė banga nepapuola į didesnės sugerties zoną.



**3.31 pav.** Šalutinės bangos spektrai po 3-osios (raudona kreivė) ir 4-osios (žalia kreivė) parametrinio stiprinimo pakopų. Juoda brūkšninė kreivė vaizduoja spinduliuotės spektrą 3-ios pakopos įėjime. Mėlyna kreivė vaizduoja šalutinės bangos pralaidumą 1 cm ilgio KTP kristale

Kuomet signalo centrinis bangos ilgis 1575 nm, tuomet šalutinės bangos centrinis ilgis 3279,5 nm. Šalutinės bangos sugertis šioje srityje siekia  $\sim 30\%$ , o tai sąlygoja šiluminio lęšio atsiradimą KTP kristale esant didesnėms energijoms. Didėjant stiprinimui didėja šalutinės bangos energija, o kartu ir sugertos spinduliuotės kiekis bei šiluminio lęšio sukelti spinduliuotės darkymai. 3.32 paveiksle pateikti signalo erdviniai skirstiniai tolimajame lauke. Matome, kad didėjant sustiprinto signalo, o kartu ir šalutinės bangos energijai signalo pluoštas yra didesnis bei darkosi. Parametriniame stiprintuve mažinant signalo bangos ilgį erdviniai skirstiniai vis labiau darkosi (skirstiniai šioje disertacijoje nevaizduojami). Signalo centriniam bangos ilgiui esant  $<1530$  nm (signalų energija  $\sim 10$  mJ), pasireikšdavo KTP kristalo galinio paviršiaus pramušimas, o tai gali būti paaiškinama didele (iki 75%) šalutinės bangos sugertimi.

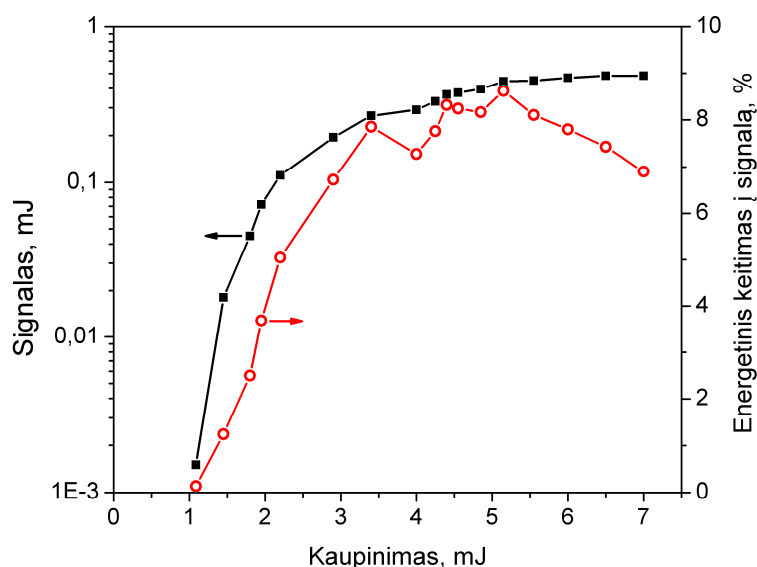


**3.32 pav.** Signalų erdviųjų skirstinių transformacijos tolimajame lauke esant skirtingoms signalų energijoms: (a) 0,6 mJ, (b) 3 mJ, (c) 6 mJ, (d) 10 mJ

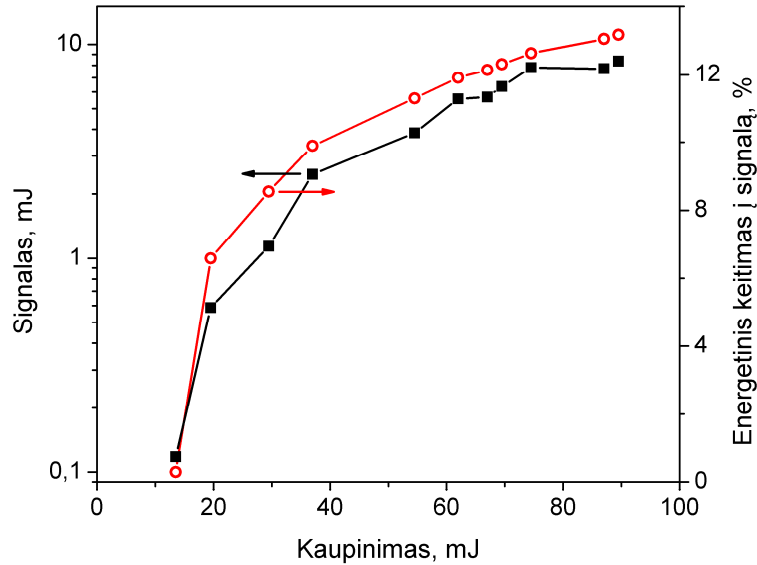
### 3.2.5. Parametrinio stiprinimo 3-oje ir 4-oje pakopose energiniai keitimai

3-oje parametrinio stiprinimo pakopoje 1064 nm bangos ilgio 60 ps trukmės kaupinimas buvo atvaizduotas į 1 mm diametro FWHM dėmę kristalo įėjime (žiūrėti 3.29a paveikslas). Stiprinimas buvo vykdomas II-tipo 10 mm ilgio KTP ( $\theta = 45,5^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ) kristale. Kaupinimui kintant nuo 1 iki 5 mJ stiprinamos spinduliuotės energija didėja bei pasiekia sotį, esant 5 mJ užfiksuotas 8,6% energetinis keitimas iš kaupinimo į signalą (signalas nuo ~200 nJ susistiprina iki 0,44 mJ – tai atitinka  $2,2 \times 10^3$  stiprinimą). Toliau didinant kaupinimo energiją stebimas keitimo mažėjimas. Užfiksavus

optimalią 5 mJ kaupinimo energiją 3-oje pakopoje buvo išmatuoti 4-osios pakopos energetiniai keitimai (žiūrėti 3.34 paveikslą). Matome, kad kaupinimo energijai didėjant nuo 10 iki 90 mJ, signalo energija didėja ir pasiekia sotį. Maksimali signalo energija buvo užfiksuota 12,5 mJ 1570 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotei. Tai atitinka 13,9% energetinį keitimą iš kaupinimo į signalą (signalas sustiprėjo 28,5 karto). Bendras signalo stiprinimas 3-oje bei 4-oje pakopose siekia  $6,25 \times 10^4$  karto. Paminėtina, kad tolimesnis energijos didinimas yra ribojamas tik kaupinimo naudoto šaltinio energijos. Superfluorescencijos lygis matavimuose neviršija 0,1%. Maksimali energija po kompresijos siekė 6 mJ.



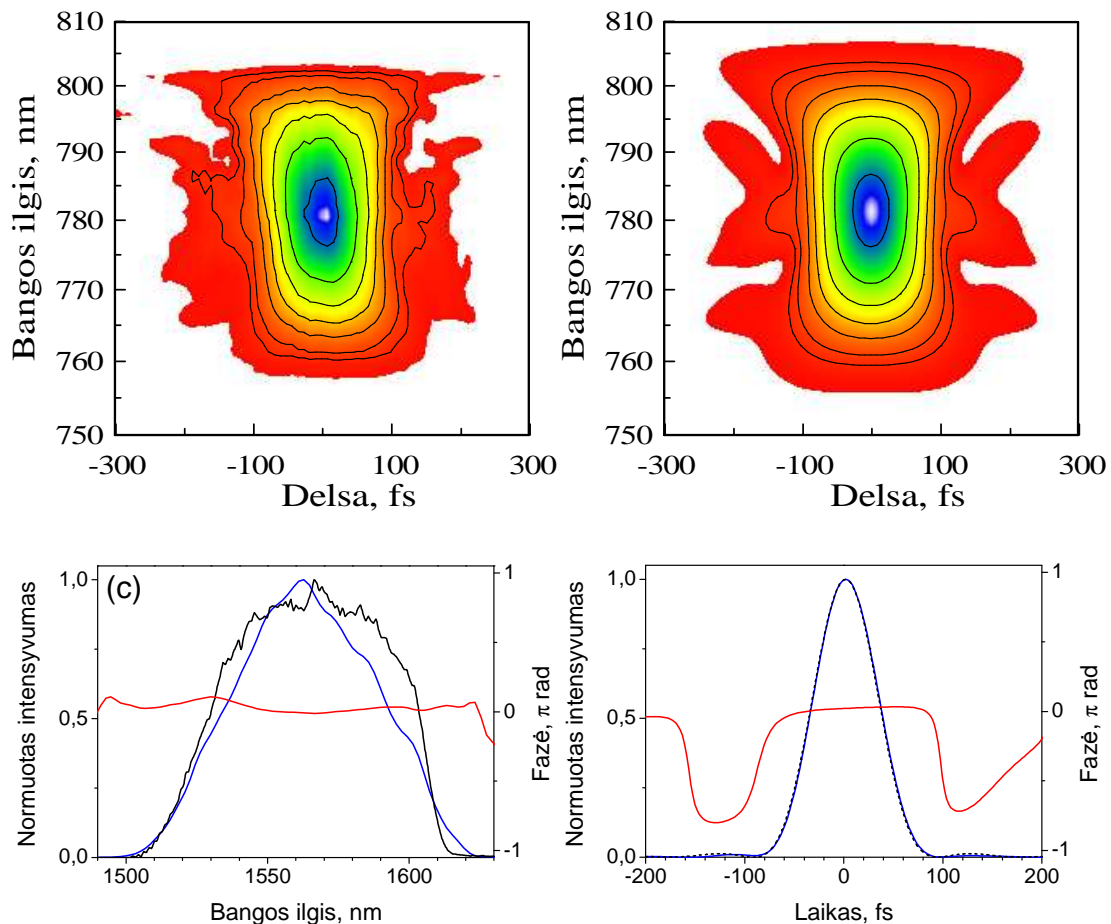
**3.33 pav.** Stiprinamo 3 pakopoje signalo energijos (juodi kvadrateliai) bei energetinio keitimo į signalinę bangą (raudoti tuščiaviduriai apskritimai) nuo kaupinimo energijos priklausomybės



**3.34 pav.** Stiprinamo 4 pakopoje signalo energijos (juodi kvadratėliai) bei energetinio keitimo į signalinę bangą (raudoti tuščiaviduriai apskritimai) nuo kaupinimo energijos priklausomybės

### 3.2.6. Impulso spūda po 4-osios stiprinimo pakopos

Sustiprintas 4-oje parametrinio stiprinimo pakopoje impulsas (trukmė ~40 ps) buvo spaudžiamas dviejų atspindžio gardelių (500 rėž/mm, spindesio kampas  $20^\circ$  1,37  $\mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotei) neigiamos dispersijos spaustuvu. Aukštesnių eilių fazės korekcijai buvo naudojamas AOPDF įdiegtas kartu su impulso plėstuvu po 2-osios parametrinio stiprinimo pakopos. Suspausto impulso laikinė rekonstrukcija pateikta 3.35 paveiksle. Vaizduojamame paveiksle 1570 nm centrinio bangos ilgio bei 62 nm FWHM spektro pločio impulsai buvo suspausti iki 74,4 fs ir yra tik 1,025 karto ilgesni už spektriškai ribotą impulsą (spektriškai ribotas impulsas atitinka 72,6 fs). Esant platesniems spektrams (~80 nm) impulsus galima spausti iki sub-70 fs, tačiau tokio pločio spektrams buvo stebima žymi (iki 10% bendros energijos) superfluorescencija.



**3.35 pav.** SHG-FROG impulso rekonstrukcija po 4-osios parametrinio stiprinimo pakopos. Viršutinėje dalyje pavaizduoti išmatuoti ir atkurtas FROG vaizdai, apačioje impulso spektras bei elektrinis laukas. Išmatuota impulso trukmė 74,4 fs (spektriškai ribotas impulsas atitinka 72,6 fs).

### 3.2.7. Fazės darymų 3-oje ir 4-oje pakopose vertinimas

Stiprinamo impulso fazės darymus (turima omenyje CEP) gali įtakoti pagrindiniai trys reiškiniai:

- Superfluorescencija. Įtakoja momentinį fazės kitimą. Mūsų atveju superfluorescencijos lygis labai žemas ( $<0,1\%$ ), todėl jos įtakos galime neįskaityti;
- lėtesnį fazės kitimą gali įtakoti optinių kelių kitimas tarp kaupinimo ir signalo pirmoje pakopoje (šis fazės kitimas buvo pademonstruotas 3.18 paveiksle);

- fazės stabilumą taip pat įtakoja kaupinimo ir šalutinės bangų kryžminė-fazinė moduliacija (XPM).

Įvertinkime 3-oje ir 4-oje pakopose kaupinimo fliuktuacijų sąlygojamus maksimalius fazės pokyčius dėl kryžminės-fazinės moduliacijos. Paprastumo dėlei atmeskime mažiau intensyvios šalutinės bangos įtaka ir įskaitydami tik kaupinimo įtaka  $B$ -integralą galime užrašyti:

$$B = \frac{2\pi n_2}{\lambda_s} L \gamma_{sp} I_p . \quad (3.20)$$

Signalo fazės stabilumo vertinimas pateiktas 3.1 lentelėje.

3.1 lentelė. Kaupinimo įtaka signalo fazės (CEP) darkymams 3-oje ir 4-oje parametrinio stiprinimo pakopose (skaičiavimuose naudotas kristalo ilgis  $L = 10$  mm, kaupinimo fliuktuacijos 2% rms)

	<b>3 pakopa</b>	<b>4 pakopa</b>
Maksimali kaupinimo energija	7 mJ	90 mJ
Kaupinimo pluošto diametras kristalo įvade	1 mm	1,5 mm
Kaupinimo intensyvumas	3,7 GW/cm <sup>2</sup>	20 GW/cm <sup>2</sup>
$B$ -integralo vertė	0,02 $\pi$	0,11 $\pi$
Fazės darkymai	$4 \times 10^{-4} \pi$	$2,2 \times 10^{-3} \pi$



### 3.3. Spektro plėtra inertinėse dujose – kelių optinių ciklų trukmės impulso formavimas

Šiame skyriuje aprašomas superkontinuumo generacijos eksperimentas formuojantis gijoms inertinėse dujose. Priklausomai nuo eksperimentinių sąlygų, buvo pademonstruoti pagrindiniai 2 impulso spektrinių-laikinių charakteristikų transformacijų režimai:

- 1) gijos formavimasis be plazmos sukeltos spūdos;
- 2) gijos formavimasis su įvadinio impulso savispūda.

Kaip minėta anksčiau II-tipo sinchronizmas pasižymi sąlyginai siauresniu spektru negu I-tipo sinchronizmas, tačiau pasižymi mažesniais kryžminės-fazės moduliacijos sąlygotais fazės darymais. Norint formuoti kelių optinių ciklų trukmės impulsus buvo nuspręsta plėsti impulso spektrą inertinėse dujose pavienėje gijoje. Kadangi impulso savifokusacijos slenkstis atvirkščiai proporcingas centriniam bangos ilgiui kvadratu ( $\propto \lambda_0^{-2}$ ), tikimasi, kad 1,5  $\mu\text{m}$  srityje impulso energija po gijos formavimosi gali viršyti 4-5 mJ, o tai yra maksimali energija gijų formavimo eksperimentuose žadint Ti:safyro lazerinių sistemų spinduliuote ( $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ) [78, 79].

Šioje disertacijoje pirmą kartą buvo pademonstruotas iki 4 mJ išvadinės energijos pavienių gijų formavimasis 1,5  $\mu\text{m}$  srityje. Taip pat rastos optimalios sąlygos, kuomet impulsas patiria savispūda, bei susispaudžia iki sub-20 fs ( $< 4$  optinių ciklų, vienas ciklas šioje srityje atitiktų 1,5  $\mu\text{m} \approx 5 \text{ fs}$ ). Toks impulsas be papildomos laikinės fazės korekcijos gali būti naudojamas atosekundinės trukmės impulsų formavimui generuojant aukštesnių eilių harmonikų spinduliuotę.

#### 3.3.1. Gijų formavimasis

Gijų formavimąsi lemia du pagrindiniai efektai: Kero saviveikos lemiamą savifokusacija bei indukuotos plazmos defokusacija. Terpės lūžio

rodiklis priklauso ne tik nuo bangos ilgio (terpės dispersija) bet ir nuo sklindančio pluošto erdvėlaikinių parametrų  $I(r,t)$  (Kero efektas). Įskaičius Kero efektą lūžio rodiklį galima užrašyti:

$$n = n_0 + n_2 I(r,t), \quad (3.21)$$

čia netiesinis lūžio rodiklis  $n_2$  priklauso nuo medžiagos kubinio netiesinio atsako  $\chi^{(3)}$  ( $\chi^{(3)} = 4\varepsilon_0 c_0 n_2 n_0^2 / 3$ , kur  $\varepsilon_0$  – vakuumo dielektrinė skvarba,  $c_0$  – šviesos greitis vakuume). Daugelio medžiagų netiesinis lūžio rodiklis  $n_2$  yra teigiamas ir sąlygoja lūžio rodiklio padidėjimą sklindant intensyviai spinduliuotei. Nepaisant laikinės intensyvumo priklausomybės, matome, kad lūžio rodiklio pokytis atkartos pluošto erdvinį profilį. Pluoštui, kurio intensyvumas mažėja nuo centrinės pluošto dalies (teisinga ir Gauso ir kitiems profiliams) susidaro gradientinis lūžio rodiklio pokytis, kuris veikia kaip teigiamas lęšis. Kuomet sklindančio terpe pluošto galia viršija tam tikrą galia, galimas sklidimas be difrakcijos. Ši galia vadinama kritine galia [80]:

$$P_{cr} = a_{cr} \frac{\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (3.22)$$

čia  $a_{cr}$  – konstanta kuri priklauso nuo pluošto profilio (Gauso profilio impulsui  $a_{cr} = 3,77$  [81]).

Tuo tarpu laikinis intensyvumo kitimas lemia naujų dažnių atsiradimą:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0}{c_0} z \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (3.23)$$

Naujų dažnių atsiradimas priklauso nuo impulso intensyvumo laikinės gaubtinės  $\frac{\partial I}{\partial t}$ , terpės ilgio  $z$  bei netiesinio lūžio rodiklio  $n_2$ . Teigiamo netiesinio lūžio rodiklio terpėje impulso „pradžią“ generuoja „raudonesnius“ dažnius, o „galą“ – „mėlynesnius“.

Taip pat dėl Kero efekto terpėje pasireiškia impulso statėjimas (angl. *self-steepening*), nes centrinė impulso dalis sklinda lėčiau negu užpakalinis frontas [82]. Kuomet  $\Delta n = n_2 I$  yra teigiamas, tuomet impulsas lėtėja artėjant link centrinės dalies, taip formuojant statų užpakalinį frontą. Šis efektas

sąlygoja spartesnę savifokusaciją užpakalinėje impulso dalyje, lyginant su priekine impulso dalimi ir taip pat geriną spektro plėtrą mėlynojoje srityje [83]. Impulso laikinis statėjimas sąlygoja nesimetrinių impulsų formavimąsi Kero terpėje.

Pluoštui patiriant savifokusaciją impulso intensyvumas didėja bei didėja medžiagos fotojonizacijos tikimybė bei plazmos defokusacija. Fotojonizacija yra sąlygojama dviejų efektų: 1) daugiafotonės sugerties ir 2) tunelinės jonizacijos. Fotojonizacija sąlygoja plazmos atsiradimą, bei lūžio rodiklio sumažėjimą [84]:

$$n \approx n_0 - \frac{\rho(r,t)}{2\rho_e}, \quad (3.24)$$

čia  $\rho(r,t)$  – laisvų elektronų tankis,  $\rho_e = \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$  – kritinis plazmos tankis ( $m_e$  – elektrono masė,  $e$  – elektrono krūvis). Plazmos sąlygotas lūžio rodiklio sumažėjimas sąlygoja pluošto defokusaciją.

Elektronų plazma taip pat sąlygoja impulso spektro platėjimą „mėlynoje“ dalyje [85, 86]. Įskaitant fazės moduliavimąsi bei plazmos sąlygotą spektro platėjimą, naujų dažnių atsiradimą galime užrašyti:

$$\omega(t) = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \omega_0 + \frac{\omega_0 z}{c_0} \left( -n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t} + \frac{1}{2n_0 \rho_e} \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \right). \quad (3.25)$$

Spektro plėtra pavienės gijos formavimosi atveju inertinėse dujose dažnai taikoma Ti:safyro lazerinių sistemų spektro plėtrai. Galimi atvejai, kuomet impulsas patiria ne tik spektro plitimą dėl Kero netiesiškumo, bet ir savispūdą dėl indukuotos plazmos [87, 88]. [89, 90] darbuose parodyta, kad formuojantis gijai yra išlaikoma stabili fazė (turima omenyje CEP), todėl susiformavę impulsai yra tinkami aukštesnių eilių harmonikų generacijai [91]. Stablios fazės impulsų savispūdosa galimybė taip pat pademonstruota ir 2 μm centrinio bangos ilgio šaltiniams [92]. Iš skaitmeninio modeliavimo [93, 94] seka keli privalumai ilgesnių bangų gijos formavimosi eksperimentuose:

1) kontinuumas spektro plotis formuojantis gijoms didėja didėjant įvadinės spinduliuotės bangos ilgiui  $\lambda$ ;

2) dėl kritinio savifokusacijos galios slenksčio priklausomybės nuo bangos ilgio, gijos formavimas ilgesnių bangų srityje leidžia formuoti didesnės galios impulsus;

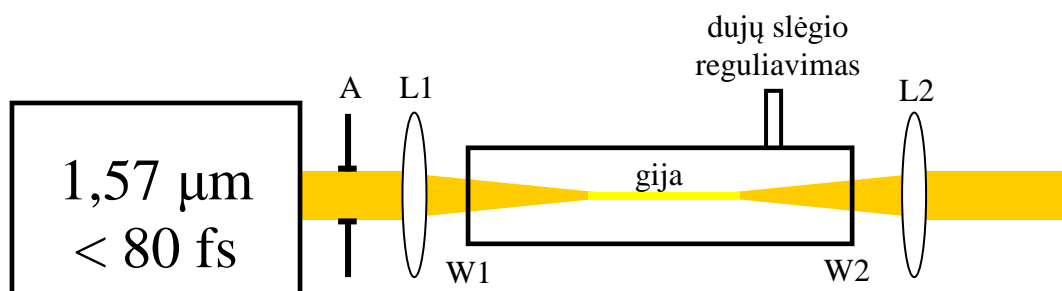
3) generuojamos „ilgesnės“ gijos ilgesnių bangos ilgių srityje, nes savifokusacijos minimalus diametras  $\propto \lambda$ , todėl toks impulsas pasižymi mažesniu intensyvumu bei plazmos defokusacija;

4) impulso fronto statėjimas labiau pasireiškia ilgėjant bangos ilgiui;

5) galimi trumpesni impulsai ( $\sim 1$  optinio ciklo) lyginant su 800 nm centrinio bangos ilgio spinduliuote (2-3 optiniai ciklai).

Taip pat parodyta, kad formuojantis gijai impulsas keičia savo erdvinį pavidalą ir transformuojasi į kūginio profilio pluoštą [95, 96]. Tokio pluošto centrinė dalis yra stabilios energijos ir gali rekonstruotis.

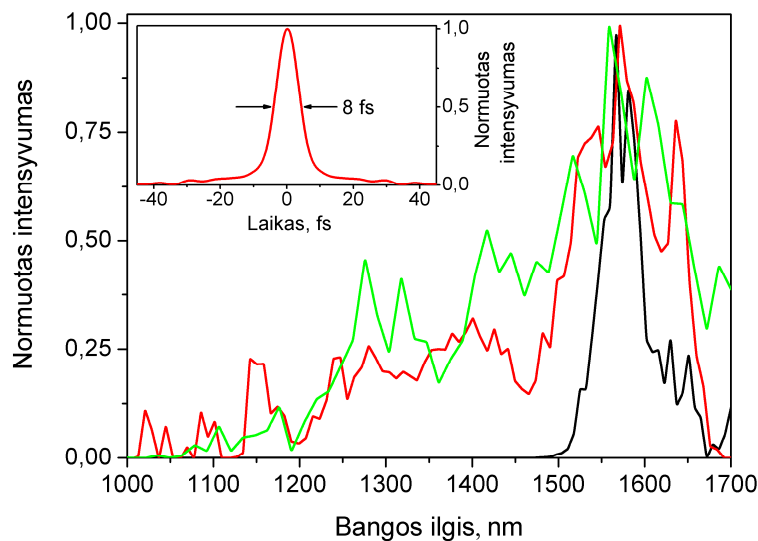
### 3.3.2. Didelės energijos gijų formavimas



**3.36 pav.** Impulso spektro plėtos inertinėse dujose formuojantis gijoms eksperimento schema. A – kintamo diametro apertūra, L1,2 – glaudžiamasis lęšis, W1,2 – išvadinis ir įvadinis dujų kiuvetės langelis

Spektro plėtos gijos formavimosi eksperimente (žiūrėti 3.36 paveikslą) 1570 nm centrinio bangos impulsai buvo fokusuojami 100 cm židinio nuotolio lęšiu (lęšis patalpintas 38 cm prieš įvadinį langelį W1) į 138 cm ilgio kiuvetę pripildytą inertinių dujų: argonu (toliau tekste Ar, jonizacijos potencialas  $I_p = 15,7596 \text{ eV}$  [97]) arba kriptonu (toliau tekste Kr, jonizacijos potencialas  $I_p = 13,9996 \text{ eV}$  [97]). Spektro plėtra šiose dujose stebima tik impulsams, kurių trukmės  $< 200 \text{ fs}$ , o energija  $> 1 \text{ mJ}$ . Spektrai registruoti skenuojančiu

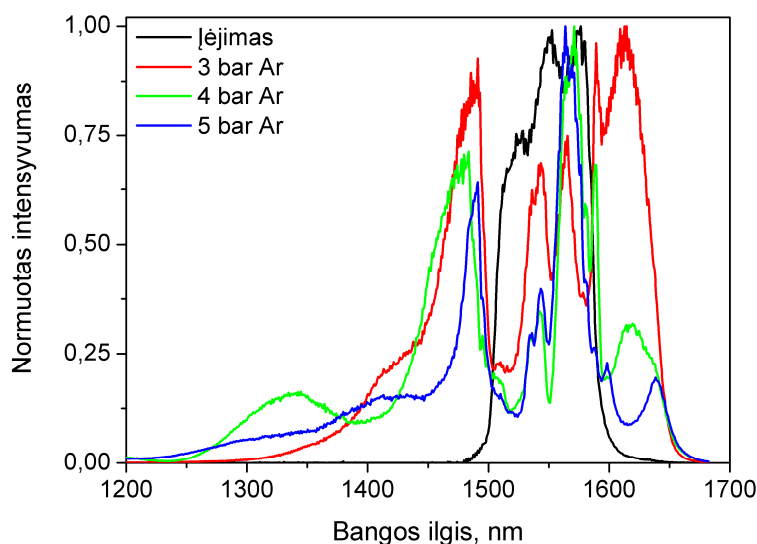
spektrometru. Lyginant Ar ir Kr dujas, pažymėtina, kad Kr dujų atveju gija skyla prie žemesnių energijų. Esant 5 barų slėgiui, gija skyla prie tokių energijų: Kr – 0,8 mJ, Ar – 2,5 mJ (įvadinio impulso trukmė ~100 fs). Bendras energetinis pralaidumas pro kiuvetę ~68% įskaitant ir atspindžio nuostolius nuo neskaidrinto išvadinio langelio W2. „Plika“ akimi stebimos gijos ilgis viršijo 10 cm.



**3.37 pav.** Spektro plitimas formuojantis gijoms argono ir kriptono dujose esant 5 barų dujų slėgiui. Juoda kreivė vaizduoja spinduliuotės spektrą prieš gijos formavimąsi, raudona – argono dujų atveju (išvadinės energija 2,5 mJ), žalia – kriptono dujų atveju (išvadinės energija 0,8 mJ). Spektriškai riboto impulso trukmė argono dujų atveju atitinka 8 fs FWHM (1,6 optinio ciklo 1,5  $\mu\text{m}$  bangos ilgio spinduliuotei) – paveiklo kairysis viršutinis kraštas.

Dėl didesnio energetinio pralaidumo tolesniems tyrimams pasirinktos Ar dujos. Didžiausias energetinis pralaidumas gautas fokusuojant 1,5  $\mu\text{m}$  spinduliuotę 500 mm židinio nuotolio lęšių, pastačius jį 4 cm prieš kiuvetės įvadinį langelį. Šiuo atveju maksimali energija po gijos formavimo siekė 4 mJ (energijos maksimali riba sąlygota maksimalios energijos po parametrinio stiprintuvo ir spaustuvo, ~6 mJ). Lęšių židinio nuotolio bei kiuvetės ilgio pasirinkimą riboja langelių pramušimas bei netiesiniai reiškiniai juose. 3.38 paveiksle pavaizduoti spektrai po gijos formavimosi Ar dujose. Spektrai registruoti šviesolaidiniu spektrometru, kurio registruojama spektro sritis (1197-1682 nm) yra siauresnė už skenuojančiojo spektrometro, tačiau galima

registruoti pavienių impulsų spektrus, kas sumažina spektrinius triukšmus (palyginimui žiūrėti 3.37 paveikslą). Matome, kad didinant Ar dujų slėgį kiuvetėje, spektras pagrinde plinta į trumpesnių bangų sritį. 3 barų Ar dujų slėgio atveju, spektras plinta iki 1300 nm, 4 barų iki 1250 nm, o esant 5 barų Ar slėgiui spektras <1% bendro spektrinio intensyvumo lygio tęsiasi iki ultravioleto (žiūrėti 3.39 paveikslą.), kas pagerina spaudžiamojo impulso kokybę [12]. Kiuvetės pralaidumas esant 3-5 barų Ar dujų slėgiui siekia 68%, o maksimali impulso energija kiuvetės išėjime siekia 4 mJ (ribojama maksimalios turimos energijos). Slėgiui viršijant 5,5 baro stebimas gijos skilimas erdvėje esant įvadinei ~3 mJ energijai. Esant 6 barų Ar dujų slėgiui gija skyla ~1 mJ energijos įvadinei spinduliuotei.

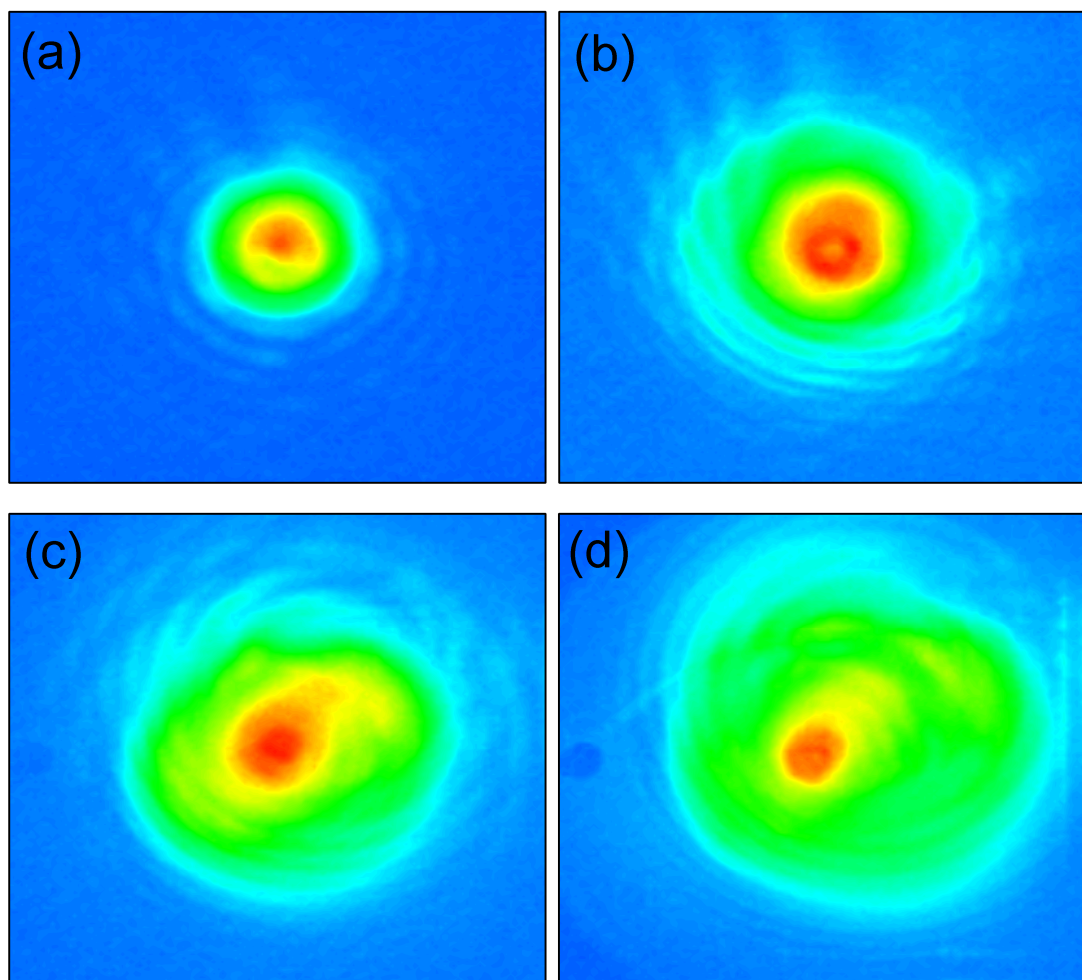


**3.38 pav.** Spektro plitimas formuojantis gijoms skirtingo slėgio argono dujose: 3 barai– raudona kreivė, 4 barai – žalia kreivė, 5 barai – mėlyna kreivė. Juoda kreivė vaizduoja spinduliuotės spektrą kiuvetės įėjime

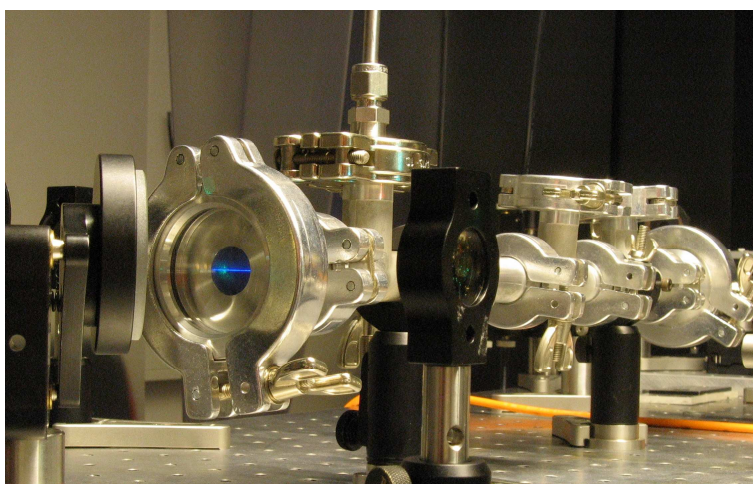


**3.39 pav.** Vaizdas ekrane po 5 barų argono dujose gijos formavimosi. Spinduliuotės spektras praskleistas difrakcine gardele

Esant 5 barų Ar dujų slėgiui kiuvetėje, minimali energija kuomet prasideda gijos formavimasis, siekia 2,5 mJ 1,57  $\mu\text{m}$  centrinio bangos ilgios 80 fs trukmės spinduliuotei. Energija buvo keičiama kintamo diametro apertūra A apribojant pluoštą prieš 50 cm židinio nuotolio lęšį, kuris fokusuoja spinduliuotę į dujų kiuvetę. 3.40a-c paveiksluose pavaizduoti išvadinės spinduliuotės erdviniai profiliai. Matome, kad centrinė dalis išlieka vienoda bei žymi spektrų plėtra nestebima. Įvadinei energijai pasiekus 2,5 mJ išėjime stebimas siauresnis centrinis maksimumas (impulsas transformuojasi iš Gausinio į kūginį pluoštą [95]), stebimas spektro išplitimas bei „plika“ akimi matoma gija dujų kiuvetėje (žiūrėti 3.41 paveikslą). Didinant energiją išvadinis pluošto profilis mažai kinta, kol gija neskyla erdvėje.



**3.40 pav.** Pluoštų profiliai už kiuvetės pripildytos 5 barų slėgio argono dujomis esant skirtingoms įvadinėms energijoms: (a) 0,5 mJ (0,35 mJ išėjime), (b) 1 mJ (0,7 mJ), (c) 1,8 mJ (1,26 mJ) (d) 2,5 mJ (1,7 mJ). Paveikslėlių dydis 12,4x12,4 mm

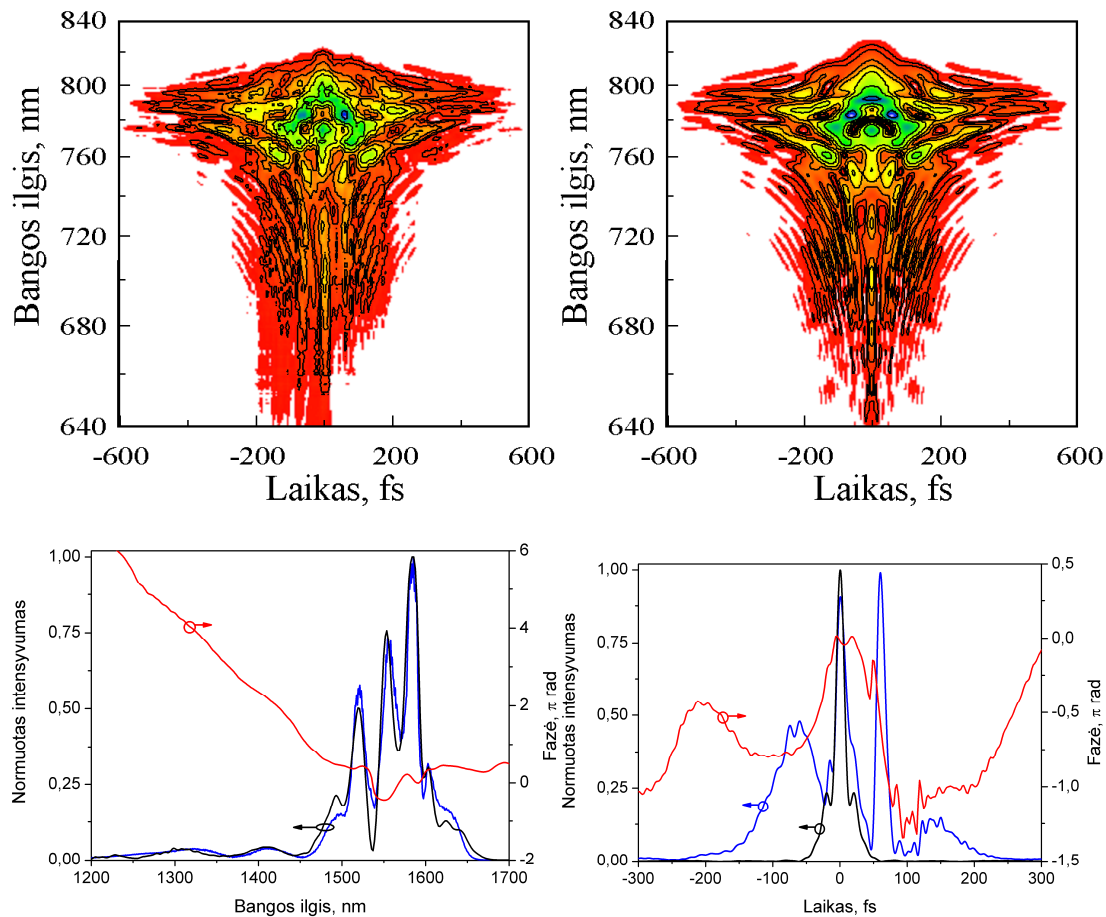


**3.41 pav.** „Plika“ akimi matoma gija (gija matoma, tuomet kai prasideda dujų jonizacija)

### **3.3.3. SHG-FROG charakterizavimas**

SHG-FROG metodika atkurto impulso laikinės charakteristikos vaizduojamos 3.42 paveiksle. Pateikto SHG-FROG duomenys buvo išmatuoti kuomet impulso energija kiuvetės įvade buvo 3 mJ, o išvade 2,1 mJ (esant didesnės energijos impulsams įvade, naudojamas SHG-FROG autokoreliatoriuje spektrometras apribodavo spektrą, todėl SHG-FROG atkūrimo algoritmas gali būti netikslus. Tačiau esame pilnai užtikrinti, kad impulso laikinės-fazinės charakteristikos lieka panašios). Matome, kad impulsas spaudžiasi bei skyla laike į kelis impulsus: matome 2 trumpus impulsus 20 ir 15 fs FWHM (ties 0 ir 60 fs) bei kelis mažesnio intensyvumo ilgus impulsus (ties -80 ir 140 fs). Impulso energija bei spektriniai, laikiniai duomenys buvo matuojami visam pluoštui. Spektras plito pavienėje gijoje.

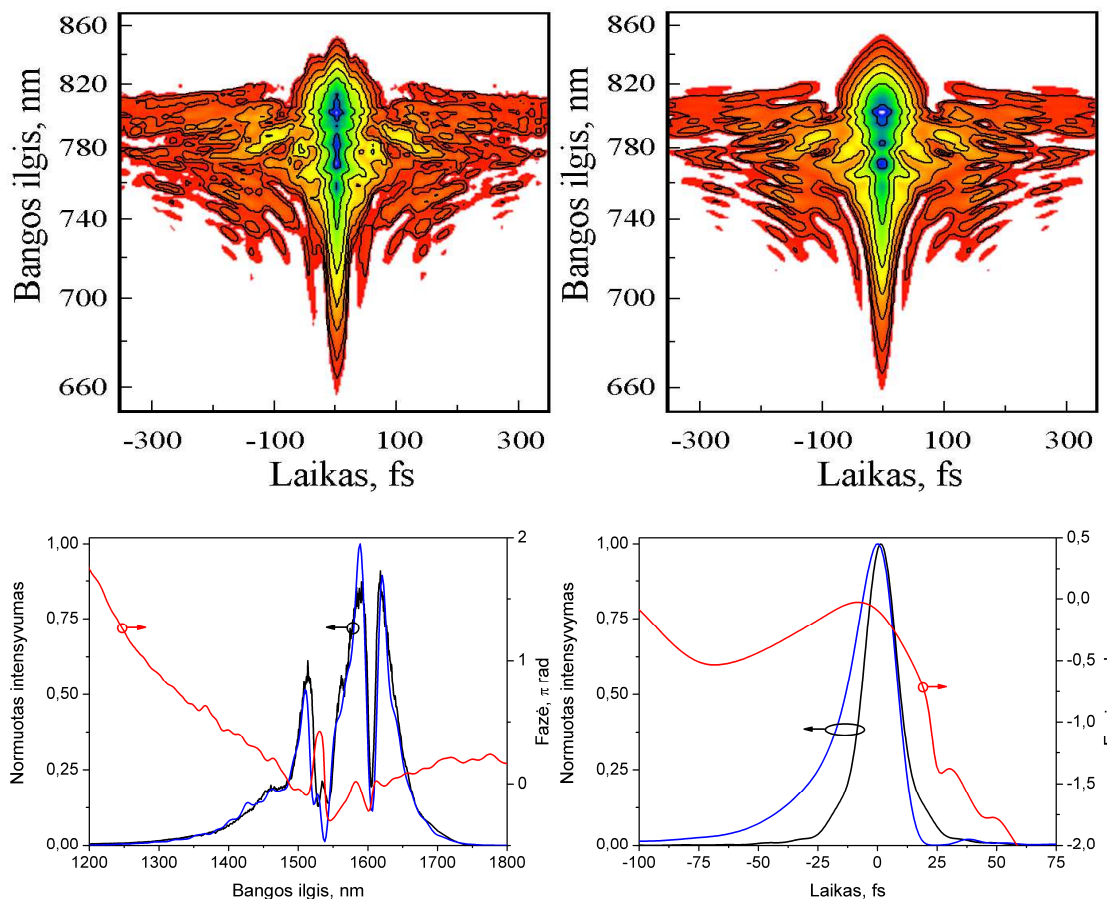




**3.42 pav.** Impulso po gijos formavimosi 4 barų slėgio argono dujų kiuvetėje SHG-FROG rekonstrukcija. Viršutinėje dalyje pavaizduoti išmatuoti ir atkurtas FROG vaizdai, apačioje impulso spektras bei elektrinis laukas (spektriškai ribotas impulsas atitinka 14,6 fs). Išvadinė impulso energija 2,1 mJ

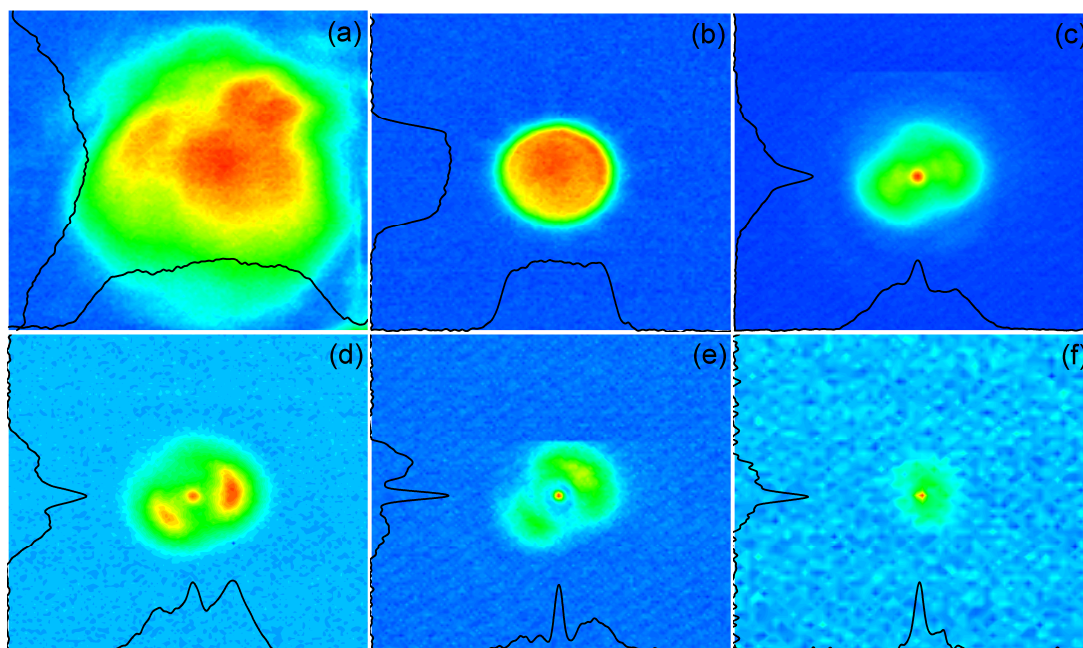
### 3.3.4. Gijos formavimasis su impulso savispūda

Mažinant impulso energiją kiuvetės įvade (mažinama kintamo diametro apertūra apribojant pluoštą) bei keičiant dujų slėgį, buvo pasiektas impulso savispūdos režimas. 1570 nm centrinio bangos ilgio, 74,4 fs trukmės ir 2,2 mJ įvadinės energijos impulsas susispaudė argono dujose ~4 kartus iki 19,8 fs, o jo energija išėjime siekė 1,5 mJ. Šiuo atveju kontinuumo spektro plotis buvo 130 nm, o gijos ilgis siekė ~15 cm. Pastebėta, kad fiksuotom fokusavimo sąlygom, savispūda galima tik artimai spektriškai ribotiems impulsams, trukmė įėjime turi neviršyti 100 fs. Pažymėtina, kad SHG-FROG duomenys buvo kaupiami visam pluoštui.



**3.43 pav.** Impulso po gijos formavimosi 5 barų slėgio argono dujų kiuvetėje SHG-FROG rekonstrukcija. Viršutinėje dalyje pavaizduoti išmatuotas ir atkurtas FROG vaizdai, apačioje impulso spektras bei elektrinis laukas. Impulso trukmė 19,8 fs (spektriškai ribotas impulsas atitinka 15,9 fs). Išvadinė impulso energija 1,5 mJ

3.44 paveiksle pateikti pluošto profiliai, po gijos formavimosi su savispūda, parodantys, kad spektras plinta pavienėje gijoje. Matome, kad pluoštas transformuojasi iš supergausinio pluošto (3.44b paveikslas) į kūginio pavidalo pluoštą (3.44c paveikslas).



**3.44 pav.** Pluoštų profiliai formuojantis gijoms su savispūda: (a) 4 mJ energijos kaupinimo pluoštas prieš dujų kiuvetę, (b) 2,2 mJ kaupinimo pluoštas už kintamo diametro apertūros, (c) 1,5 mJ energijos pluoštas kiuvetės išėjime, (d) pluošto profilis po kiuvetės su siaurajuosčiu interferenciniu filtru ties 1,5 μm, (e) pluošto profilis po kiuvetės su siaurajuosčiu interferenciniu filtru ties 1,4 μm, (f) pluošto profilis po kiuvetės su siaurajuosčiu interferenciniu filtru ties 1,3 μm. Paveikslėlių dydis 12,4x12,4 mm

### 3.3.5. Laikinė-dažninė impulso analizė

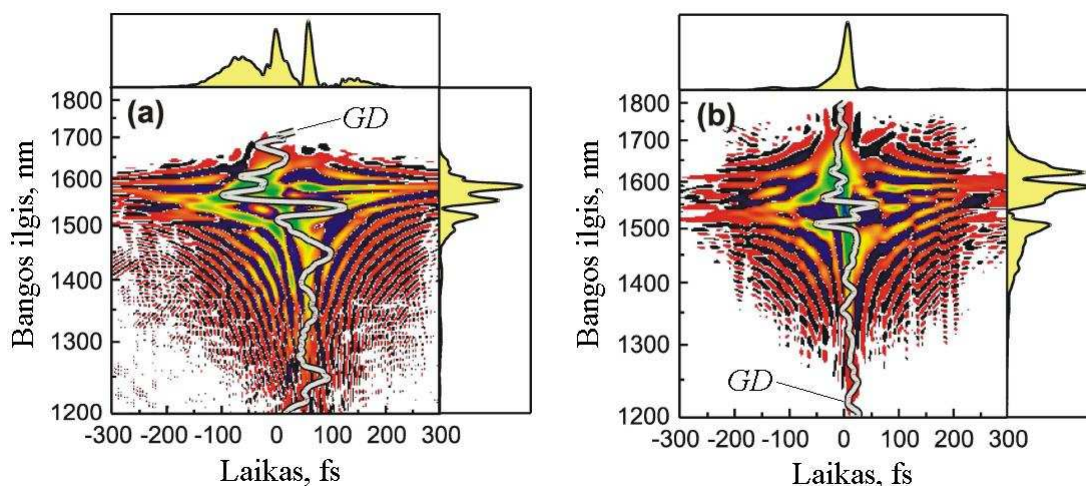
Panagrinėkime skirtumus tarp didelės energijos bei savispūdos režimų. Nagrinėjimui panaudokime Wignerio skirstinį:

$$W(t, \omega) = \int E^* \left( t - \frac{\tau}{2} \right) E \left( t + \frac{\tau}{2} \right) \exp(i\omega\tau) d\tau. \quad (3.26)$$

3.45 paveiksle atvaizduoti SHG-FROG duomenys 2D Wignerio skirstiniais [98]. Integruojant 2D masyvo duomenys bangos ilgio atžvilgiu gaunamas laikinis profilis, o integruojant laike – impulso spektras:

$$I(t) = \int W(t, \omega) d\omega, \quad (3.27a)$$

$$I(\omega) = \int W(t, \omega) dt. \quad (3.27b)$$



**3.45 pav.** Wignerio skirstiniai: (a) gijos formavimasis be savispūdos, (b) gijos formavimasis su savispūda. Pilka kreivė skirstinių centre vaizduoja grupinį vėlinimą ( $GD = \frac{d\varphi}{d\omega}$ ).

Matome, kad iš pažiūros skirtingų impulsų Wignerio skirstiniai atrodo panašiai (nėra trūkių, tas pats dažnis neatsiranda keliais laiko momentas). Esminis skirtumas tik tas, kad savispūdos režime grupinis vėlinimas yra daug plokštesnis ir turi mažesnes fliktuacijas (impulsas sufazuotas) negu lyginant su didelės energijos duomenimis. Iš to galima daryti išvadą kad impulsas net prie didelių energijų „neskyla“ laike ir jį galima būtų suspausti taip pasiekiant sub-2 ciklų trukmės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje.

### 3.4. Skyriaus santrauka

Šioje disertacijoje buvo pasiūlyta bei įgyvendinta idėja generuoti kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje hibridinėje II-tipo parametrinio stiprintuvo bei spektro plėtros inertinėse dujose sistemoje, taip padidinant žadinančiosios spinduliuotės pondermotyvinę energiją bei generuojant kelių optinių ciklų trukmės impulsus tinkamus HHG eksperimentams.

Pademonstruotas stabilizuotos fazės keturių parametrinio stiprinimo pakopų II-tipo KTP faziškai moduluotų impulsų parametrinis stiprintuvas 1,5  $\mu\text{m}$  srityje. Impulso energija prieš kompresiją siekė 12,5 mJ. Parametriškai

sustiprinti impulsai, kurių spektro plotis siekia 62 nm FWHM, buvo suspausti iki 74,4 fs, t.y. beveik iki spektriškai riboto impulso (72,6 fs). Norint generuoti kelių optinių ciklų trukmės impulsus 1,5  $\mu\text{m}$  srityje, buvo sugeneruotas 4 mJ 600 nm pločio spektras pavienėje gijoje, kuris atitiktų 8 fs (1,6 optinio ciklo) spektriškai ribotą impulsą. Taip pat argono dujose pademonstruota 2,2 mJ energijos impulso gijos formavimosi su savispūda iki 19,8 fs galimybė. Išvadinė energija siekė 1,5 mJ, tai atitinka 66% pralaidumą gijos formavimosi su savispūda atveju. Pažymėtina, kad maksimali energija po gijos formavimosi nėra ribojama inertinių dujų fokusavimosi, bet maksimalios parametrinio stiprintuvo energijos bei kompresoriaus pralaidumo. Energija gali būti didinama įdiegiant papildomus lazerinius stiprintuvus.

#### 4. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Šioje disertacijoje pirmą kartą eksperimentiškai pademonstruotas moduluotosios fazės plataus spektro 800 nm srityje impulsų parametrinis stiprinimas kaupinant keliais (dviem ir trimis) nepriklausomų lazerinių šaltinių pluoštais. I-tipo BBO netiesiniame kristale, buvo parametriškai sustiprintas 92 nm (pusės aukštyje) spektro pločio spinduliuotė, kaupinant optiškai sinchronizuotų pikosekundinių Nd:YAG lazerių antros harmonikos spinduliuote ( $\lambda_p = 532$  nm). Sustiprinti spektrai atitinka 11,7 fs (4,5 optinio ciklo 800 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotei) spektriškai riboto impulso trukmes.

- **Kaupinant keliais 532 nm bangos ilgio pluoštais išdėstytais  $\theta - \phi$ -plokštumoje I-tipo BBO parametrinio stiprintuvo kristalą galimas plataus spektro impulsų parametrinis stiprinimas, palaikantis kelių optinių ciklų trukmes.**

Teoriškai sumodeliuoti stiprinimo kontūrai kaupinant dviem pluoštais gali pilnai perkloti viens kitą. Galimas stiprinimo kontūro platėjimas nesimetriškai išdėstant kelis kaupinimus  $\theta - \phi$ -plokštumoje.

- **Kaupinant dviem pluoštais išdėstytais  $\theta - \phi$ -plokštumoje stiprinimo kontūrai gali būti tapatūs, t.y. stiprinamas spektras bus neribojamas antrojo pluošto. Taip pat galimas stiprinimo kontūro platėjimas nesimetriškai išdėstant kelis kaupinimo pluoštus.**

Taip pat kaupinant keliais pluoštais stebima parametrinė signalo difrakcija bei kaupinimo pluoštų savidifrakcija, o tai savo ruožtu mažina stiprinimo efektyvumą. Šiame darbe pademonstruota galimybė mažinti parametrinės difrakcijos nuostolius parametriniame stiprintuve parenkant kampus tarp kaupinimo pluoštų.

- **Parametrinės difrakcijos nuostoliai mažėja didinant kampus tarp kaupinimo pluoštų (0,5-3° srityje). Kuo didesnis kampas,**

**tu savidifrakcijos nuostoliai yra mažesni. Tačiau, kuo didesnis kampas tarp kaupinimų, tuo mažesnis sąveikos efektyvumas, optimalus vidinis kampas tarp kaupinimų 0,8°.**

Šioje disertacijoje, bendradarbiaujant su Vienos technikos universiteto mokslininkų grupe (vadovaujamos prof. A. Baltuškos), buvo pasiūlyta bei įgyvendinta idėja generuoti kelių optinių ciklų trukmės stabilios fazės impulsus 1,5 μm srityje hibridinėje II-tipo parametrinio stiprinimo su spektro plėtra inertinėse dujose sistemoje, taip padidinant žadinančiosios spinduliuotės pondermotyvinę energiją. Impulso energija po keturių stiprinimo pakopų siekė 12,5 mJ (prieš spūda). Parametriškai sustiprinti impulsai, kurių spektro plotis pusės aukštyje siekia 62 nm, buvo suspausti iki 74,4 fs, t.y. artimai spektriškai ribotam impulsui (spektriškai ribotas impulsas atitinka 72,6 fs). Impulso energija po spaustuvo siekė 6 mJ. Siekiant formuoti kelių optinių ciklų trukmės impulsus 1,5 μm srityje, 600 nm pločio ir 4 mJ spektras buvo formuojamas pavienėje gijoje argono dujose. Suformuotas spektras atitinka 8 fs (1,6 optinio ciklo 1,5 μm centrinio bangos ilgio spinduliuotei) spektriškai ribotą impulsą. Taip pat argono dujose stebėtas spektro plitimas su impulso savispūda formuojantis gijai, eksperimentiškai pademonstruotas 4 kartų impulso trumpėjimas iki 19,8 fs. Maksimali išvadinė energija savispūdos režime siekė 1,5 mJ, tai atitinka 66% pralaidumą. Pažymėtina, kad maksimalią energiją gijoje mūsų eksperimentinėmis sąlygomis riboja ne pluošto galia (fokusavimasis inertinėse dujose), bet maksimali parametrinio stiprintuvo energija bei naudoto spaustuvo pralaidumas. Energija gali būti didinama įdiegiant papildomus lazerinius stiprintuvus.

- **Kolinearus II-tipo KTP parametrinis stiprintuvas, kaupinamas 1 μm spinduliuote su spektro plėtra inertinėse dujose įgalina formuoti didelės energijos stabilios fazės kelių optinių ciklų trukmės impulsus 1,5 μm srityje.**
- **Nors II-tipo KTP *ewo* fazinis sinchronizmas pasižymi sąlyginai siauru spektru, tačiau šiomis sąlygomis yra sumažinami kryžminės-fazinės moduliacijos sąlygojami fazės darymai (tik**

$\sim 2,2 \times 10^{-3} \pi$  rad    90 mJ    kaupinimui)    parametriniame stiprintuve.

- Impulso savispūda  $1,5 \mu\text{m}$  centrinio bangos ilgio srityje formuojantis gijai argono dujose galima tik impulsams kurių trukmės  $< 100$  fs.



## 5. Literatūros sąrašas

- [1] F. Grasbon, G.G. Paulus, H. Walther, P. Villoresi, G. Sansone, S. Stagira, M. Nisoli and S. De Silvestri, *Above-threshold ionization at the few-cycle limit*, Phys. Rev. Lett. **91**(17), (2003).
- [2] A. Baltuška, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hansch and F. Krausz, *Attosecond control of electronic processes by intense light fields*, Nature **421**(6923), 611-615 (2003).
- [3] R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher and F. Krausz, *Atomic transient recorder*, Nature **427**(6977), 817-821 (2004).
- [4] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V.S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A.L. Aquila, E.M. Gullikson, D.T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz and U. Kleineberg, *Single-cycle nonlinear optics*, Science **320**(5883), 1614-1617 (2008).
- [5] O.D. Mücke, T. Tritschler, M. Wegener, U. Morgner and F.X. Kartner, *Role of the carrier-envelope offset phase of few-cycle pulses in nonperturbative resonant nonlinear optics*, Phys. Rev. Lett. **89**(12), (2002).
- [6] T.M. Fortier, P.A. Roos, D.J. Jones, S.T. Cundiff, R.D.R. Bhat and J.E. Sipe, *Carrier-envelope phase-controlled quantum interference of injected photocurrents in semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **92**(14), (2004).
- [7] A. Apolonski, P. Dombi, G.G. Paulus, M. Kakehata, R. Holzwarth, T. Udem, C. Lemell, K. Torizuka, J. Burgdorfer, T.W. Hansch and F. Krausz, *Observation of light-phase-sensitive photoemission from a metal*, Phys. Rev. Lett. **92**(7), (2004).
- [8] P. Dombi, F. Krausz and G. Farkas, *Ultrafast dynamics and carrier-envelope phase sensitivity of multiphoton photoemission from metal surfaces*, J. Mod. Opt. **53**(1-2), 163-172 (2006).
- [9] C. Vozzi, C. Manzoni, F. Calegari, E. Benedetti, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri and S. Stagira, *Characterization of a high-energy self-phase-stabilized near-infrared parametric source*, J. Opt. Soc. Am. B **25**(7), B112-B117 (2008).
- [10] O. Isaienko and E. Borguet, *Generation of ultra-broadband pulses in the near-IR by non-collinear optical parametric amplification in potassium titanyl phosphate*, Opt. Express **16**(6), 3949-3954 (2008).
- [11] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**(3), 219-221 (1985).

- [12] S. Backus, C.G. Durfee, M.M. Murnane and H.C. Kapteyn, *High power ultrafast lasers*, Rev. Sci. Instrum. **69**(3), 1207-1223 (1998).
- [13] G. Stibenz, N. Zhavoronkov and G. Steinmeyer, *Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament*, Opt. Lett. **31**(2), 274-276 (2006).
- [14] M. Nisoli, S. DeSilvestri, O. Svelto, R. Szipocs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania and F. Krausz, *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*, Opt. Lett. **22**(8), 522-524 (1997).
- [15] C.F. Dutin, A. Dubrouil, S. Petit, E. Mevel, E. Constant and D. Descamps, *Post-compression of high-energy femtosecond pulses using gas ionization*, Opt. Lett. **35**(2), 253-255 (2010).
- [16] A. Dubietis, G. Jonusauskas and A. Piskarskas, *Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*, Opt. Commun. **88**(4-6), 437-440 (1992).
- [17] A. Dubietis, R. Butkus and A.P. Piskarskas, *Trends in chirped pulse optical parametric amplification*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **12**(2), 163-172 (2006).
- [18] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley and J.L. Collier, *The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers*, Opt. Commun. **144**(1-3), 125-133 (1997).
- [19] G. Tamošauskas, A. Dubietis, G. Valiulis and A. Piskarskas, *Optical parametric amplifier pumped by two mutually incoherent laser beams*, Appl. Phys. B **91**(2), 305-307 (2008).
- [20] A. Dubietis, R. Danielius, G. Tamošauskas and A. Piskarskas, *Combining effect in a multiple-beam-pumped optical parametric amplifier*, J. Opt. Soc. Am. B **15**(3), 1135-1139 (1998).
- [21] A. Baltuška, T. Fuji and T. Kobayashi, *Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers*, Phys. Rev. Lett. **88**(13), (2002).
- [22] C.P. Hauri, P. Schlup, G. Arisholm, J. Biegert and U. Keller, *Phase-preserving chirped-pulse optical parametric amplification to 17.3 fs directly from a Ti : sapphire oscillator*, Opt. Lett. **29**(12), 1369-1371 (2004).
- [23] T. Russell, W. Roh and J. Marciante, *Incoherent beam combining using stimulated Brillouin scattering in multimode fibers*, Opt. Express **8**(4), 246-254 (2001).
- [24] W.A. Clarkson and D.C. Hanna, *Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars*, Opt. Lett. **21**(6), 375-377 (1996).

- [25] T.Y. Fan, *Laser beam combining for high-power, high-radiance sources*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **11**(3), 567-577 (2005).
- [26] S.P. Chen, Y.G. Li, K.C. Lu and S.H. Zhou, *Efficient coherent combining of tunable erbium-doped fibre ring lasers*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **9**(7), 642-648 (2007).
- [27] W. Liang, A. Yariv, A. Kewitsch and G. Rakuljic, *Coherent combining of the output of two semiconductor lasers using optical phase-lock loops*, Opt. Lett. **32**(4), 370-372 (2007).
- [28] V. Daneu, A. Sanchez, T.Y. Fan, H.K. Choi, G.W. Turner and C.C. Cook, *Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity*, Opt. Lett. **25**(6), 405-407 (2000).
- [29] S. Klingebiel, F. Roser, B. Ortac, J. Limpert and A. Tunnermann, *Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers with high efficiency*, J. Opt. Soc. Am. B **24**(8), 1716-1720 (2007).
- [30] S.J. Augst, A.K. Goyal, R.L. Aggarwal, T.Y. Fan and A. Sanchez, *Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers*, Opt. Lett. **28**(5), 331-333 (2003).
- [31] T.H. Loftus, A.P. Liu, P.R. Hoffman, A.M. Thomas, M. Norsen, R. Royse and E. Honea, *522 W average power, spectrally beam-combined fiber laser with near-diffraction-limited beam quality*, Opt. Lett. **32**(4), 349-351 (2007).
- [32] T.H. Loftus, A.M. Thomas, P.R. Hoffman, M. Norsen, R. Royse, A.P. Liu and E.C. Honea, *Spectrally beam-combined fiber lasers for high-average-power applications*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13**(3), 487-497 (2007).
- [33] C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, T. Peschel, F. Вгъскнер, T. Clausnitzer, J. Limpert, R. Eberhardt, A. Тъnnermann, M. Gowin, E. ten Have, K. Ludewigt and M. Jung, *2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers*, **17**(3), 1178-1183 (2009).
- [34] H. Hemmati, J.C. Bergquist and W.M. Itano, *Generation of continuous-wave 194-nm radiation by sum-frequency mixing in an external ring cavity*, Opt. Lett. **8**(2), 73-75 (1983).
- [35] K. Sugiyama, J. Yoda and T. Sakurai, *Generation of continuous-wave ultraviolet light by sum-frequency mixing of diode-laser and argon-ion-laser radiation in  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>*, Opt. Lett. **16**(7), 449-451 (1991).
- [36] D.B. Oh, *Diode-laser-based sum-frequency generation of tunable wavelength-modulated UV-light for OH radical detection*, Opt. Lett. **20**(1), 100-102 (1995).
- [37] J. Franzke, *Sum frequency generation at 365 nm by two diode lasers applied to the detection of mercury*, Spectrochimica Acta B **53**(11), 1595-1599 (1998).

- [38] E.L. Hommel and H.C. Allen, *Broadband sum frequency generation with two regenerative amplifiers: Temporal overlap of femtosecond and picosecond light pulses*, Analytical Sciences **17**(1), 137-139 (2001).
- [39] T. Riesbeck and H.J. Eichler, *A high power laser system at 540 nm with beam coupling by second harmonic generation*, Opt. Commun. **275**(2), 429-432 (2007).
- [40] E. Žeromskis, A. Dubietis, G. Tamošauskas and A. Piskarskas, *Gain bandwidth broadening of the continuum-seeded optical parametric amplifier by use of two pump beams*, Opt. Commun. **203**(3-6), 435-440 (2002).
- [41] C. Wang, Y. Leng, B. Zhao, Z. Zhang and Z. Xu, *Extremely broad gain spectra of two-beam-pumped optical parametric chirped-pulse amplifier*, Opt. Commun. **237**(1-3), 169-177 (2004).
- [42] R.L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, 2 nd ed. (Marcel Dekker, New York - Basel, 2003).
- [43] H.J. Liu, G.F. Chen, W. Zhao, Y.S. Wang, T. Wang and S.H. Zhao, *Phase matching analysis of noncollinear optical parametric process in nonlinear anisotropic crystals*, Opt. Commun. **197**, 507-514 (2001).
- [44] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, (Наука, Москва, 1988).
- [45] G. Cerullo and S. De Silvestri, *Ultrafast optical parametric amplifiers*, Rev. Sci. Instrum. **74**(1), 1-18 (2003).
- [46] G.M. Gale, M. Cavallari and F. Hache, *Femtosecond visible optical parametric oscillator*, J. Opt. Soc. Am. B **15**(2), 702-714 (1998).
- [47] L. Shen and D. Fan, *Theoretical research on noncollinear match conditions of the type I optical parametric process*, J. Opt. Soc. Am. B **24**(1), 90-93 (2007).
- [48] A. Beržanskis, R. Danielius, A. Dubietis, A. Piskarskas and A. Stabinis, *Parametrically induced light diffraction in crystals with second-order susceptibility*, Appl. Phys. B **60**(5), 421-426 (1995).
- [49] R. Danielius, P.D. Trapani, A. Dubietis, A. Piskarskas, D. Podenas and G.P. Banfi, *Self-diffraction through cascaded second-order frequency-mixing effects in  $\beta$ -barium borate*, Opt. Lett. **18**(8), 574-576 (1993).
- [50] A. Varanavičius, A. Dubietis, A. Beržanskis, R. Danielius and A. Piskarskas, *Near-degenerate cascaded four-wave mixing in an optical parametric amplifier*, Opt. Lett. **22**(21), 1603-1605 (1997).
- [51] G.H.C. New and J.F. Ward, *Optical Third-Harmonic Generation in Gases*, Phys. Rev. Lett. **19**(10), 556 (1967).

- [52] M. Ferray and et al., *Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases*, J. Phys. B **21**(3), L31 (1988).
- [53] J.L. Krause, K.J. Schafer and K.C. Kulander, *High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime*, Phys. Rev. Lett. **68**(24), 3535 (1992).
- [54] C. Vozzi, G. Cirimi, C. Manzoni, E. Benedetti, F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, O. Svelto, S. De Silvestri, M. Nisoli and G. Cerullo, *High-energy, few-optical-cycle pulses at 1.5  $\mu\text{m}$  with passive carrier-envelope phase stabilization*, Opt. Express **14**(21), 10109-10116 (2006).
- [55] G. Cirimi, D. Brida, C. Manzoni, M. Marangoni, S. De Silvestri and G. Cerullo, *Few-optical-cycle pulses in the near-infrared from a noncollinear optical parametric amplifier*, Opt. Lett. **32**(16), 2396-2398 (2007).
- [56] C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti, S. Gasilov, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri and S. Stagira, *Millijoule-level phase-stabilized few-optical-cycle infrared parametric source*, Opt. Lett. **32**(20), 2957-2959 (2007).
- [57] D. Brida, G. Cirimi, C. Manzoni, S. Bonora, P. Villorresi, S. De Silvestri and G. Cerullo, *Sub-two-cycle light pulses at 1.6  $\mu\text{m}$  from an optical parametric amplifier*, Opt. Lett. **33**(7), 741-743 (2008).
- [58] G. Cirimi, C. Manzoni, D. Brida, S. De Silvestri and G. Cerullo, *Carrier-envelope phase stable, few-optical-cycle pulses tunable from visible to near IR*, J. Opt. Soc. Am. B **25**(7), B62-B69 (2008).
- [59] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz and T.W. Hänsch, *Route to phase control of ultrashort light pulses*, Opt. Lett. **21**(24), 2008-2010 (1996).
- [60] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch and F. Krausz, *Controlling the Phase Evolution of Few-Cycle Light Pulses*, Phys. Rev. Lett. **85**(4), 740 (2000).
- [61] S.T. Cundiff, *Phase stabilization of ultrashort optical pulses*, J. Phys. D **35**(8), R43-R59 (2002).
- [62] D. Kraemer, R. Hua, M.L. Cowan, K. Franjic and R.J.D. Miller, *Ultrafast noncollinear optical parametric chirped pulse amplification in  $\text{KTiOAsO}_4$* , Opt. Lett. **31**(7), 981-983 (2006).
- [63] D. Kraemer, M.L. Cowan, R.Z. Hua, K. Franjic and R.D. Miller, *High-power femtosecond infrared laser source based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification*, J. Opt. Soc. Am. B **24**(4), 813-818 (2007).
- [64] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Y. Fujihira, T. Homma and H. Takahashi, *Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry*, Opt. Lett. **26**(18), 1436-1438 (2001).

- [65] M. Kakehata, Y. Fujihira, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, T. Homma and H. Takahashi, *Measurements of carrier-envelope phase changes of 100-Hz amplified laser pulses*, *Appl. Phys. B* **74**(0), s43-s50 (2002).
- [66] R. Trebino, K.W. DeLong, D.N. Fittinghoff, J.N. Sweetser, M.A. Krumbugel, B.A. Richman and D.J. Kane, *Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating*, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(9), 3277-3295 (1997).
- [67] I.A. Heisler, R.R.B. Correia and S.L.S. Cunha, *Characterization of ultrashort pulses by a modified grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light E fields (GRENOUILLE) method*, *Appl. Opt.* **44**(16), 3377-3382 (2005).
- [68] S. Akturk, M. Kimmel and R. Trebino, *Extremely simple device for measuring 1.5- $\mu$ m ultrashort laser pulses*, *Opt. Express* **12**(19), 4483-4489 (2004).
- [69] C. Iaconis and I.A. Walmsley, *Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses*, *IEEE J. Quant. Electron.* **35**(4), 501-509 (1999).
- [70] F. Träger (Ed.), *Springer Handbook of Lasers and Optics*, (Springer, New York, 2007).
- [71] J. Byrnes (Ed.), *Unexploded Ordnance Detection and Mitigation*, (Springer, Dordrecht, 2008).
- [72] X. Gu, G. Marcus, Y. Deng, T. Metzger, C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, A. Baltuska, R. Butkus, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, R. Kienberger and F. Krausz, *Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740- $\mu$ J pulses at 2.1- $\mu$ m carrier wavelength*, *Opt. Express* **17**(1), 62-69 (2009).
- [73] C.M. Zhang, P.F. Wei, Y.S. Huang, Y.X. Leng, Y.H. Zheng, Z.A. Zeng, R.X. Li and Z.Z. Xu, *Tunable phase-stabilized infrared optical parametric amplifier for high-order harmonic generation*, *Opt. Lett.* **34**(18), 2730-2732 (2009).
- [74] E.J. Takahashi, T. Kanai, Y. Nabekawa and K. Midorikawa, *10 mJ class femtosecond optical parametric amplifier for generating soft x-ray harmonics*, *Appl. Phys. Lett.* **93**(4), (2008).
- [75] T. Fuji, N. Ishii, C.Y. Teisset, X. Gu, T. Metzger, A. Baltuska, N. Forget, D. Kaplan, A. Galvanauskas and F. Krausz, *Parametric amplification of few-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2.1  $\mu$ m*, *Opt. Lett.* **31**(8), 1103-1105 (2006).
- [76] J. Moses, S.W. Huang, K.H. Hong, O.D. Mucke, E.L. Falcao, A. Benedick, F.O. Ilday, A. Dergachev, J.A. Bolger, B.J. Eggleton and F.X. Kartner, *Highly stable ultrabroadband mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression*, *Opt. Lett.* **34**(11), 1639-1641 (2009).

- [77] F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, A. Becker and S.L. Chin, *Tunable Ultrashort Laser Pulses Generated through Filamentation in Gases*, Phys. Rev. Lett. **97**(2), 023904 (2006).
- [78] A. Suda, M. Hatayama, K. Nagasaka and K. Midorikawa, *Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient*, Appl. Phys. Lett. **86**(11), 111116 (2005).
- [79] G. Stibenz, N. Zhavoronkov and G. Steinmeyer, *Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament*, Opt. Lett. **31**(2), 274-276 (2006).
- [80] J.H. Marburger, *Self-focusing: Theory*, Prog. Quant. Electr. **4**(Part 1), 35-110 (1975).
- [81] G. Fibich and A.L. Gaeta, *Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides*, Opt. Lett. **25**(5), 335-337 (2000).
- [82] F. DeMartini, C.H. Townes, T.K. Gustafson and P.L. Kelley, *Self-Steepening of Light Pulses*, Phys. Rev. **164**(2), 312 (1967).
- [83] J.E. Rothenberg, *Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses*, Opt. Lett. **17**(19), 1340-1342 (1992).
- [84] M.D. Feit and J.J.A. Fleck, *Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown*, Appl. Phys. Lett. **24**(4), 169-172 (1974).
- [85] E. Yablonovitch, *Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas*, Phys. Rev. A **10**(5), 1888 (1974).
- [86] E. Yablonovitch, *Self-Phase Modulation of Light in a Laser-Breakdown Plasma*, Phys. Rev. Lett. **32**(20), 1101 (1974).
- [87] S. Skupin, G. Stibenz, L. Bergé, F. Lederer, T. Sokollik, M. Schnürer, N. Zhavoronkov and G. Steinmeyer, *Self-compression by femtosecond pulse filamentation: Experiments versus numerical simulations*, Phys. Rev. E **74**(5), 056604 (2006).
- [88] X.W. Chen, Z.N. Zeng, J. Dai, X.F. Li, R.X. Li and Z.Z. Xu, *Self-compression of femtosecond pulses in argon with a power close to the self-focusing threshold*, Chin. Opt. B **17**(5), 1826-1832 (2008).
- [89] C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert and U. Keller, *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Appl. Phys. B **79**(6), 673-677 (2004).
- [90] A. Guandalini, P. Eckle, M. Anscombe, P. Schlup, J. Biegert and U. Keller, *5.1 fs pulses generated by filamentation and carrier envelope phase stability analysis*, J. Phys. B (13), S257 (2006).

- [91] D.S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner and M. Kovacev, *Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation*, Opt. Express **17**(18), 16177-16182 (2009).
- [92] C.P. Hauri, R.B. Lopez-Martens, C.I. Blaga, K.D. Schultz, J. Cryan, R. Chirila, P. Colosimo, G. Doumy, A.M. March, C. Roedig, E. Sistrunk, J. Tate, J. Wheeler, L.F. DiMauro and E.P. Power, *Intense self-compressed, self-phase-stabilized few-cycle pulses at 2  $\mu\text{m}$  from an optical filament*, Opt. Lett. **32**(7), 868-870 (2007).
- [93] A. Couairon, J. Biegert, C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, U. Keller and A. Mysyrowicz, *Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation*, J. Mod. Opt. **53**(1), 75 - 85 (2006).
- [94] L. Bergé, *Self-compression of 2  $\mu\text{m}$  laser filaments*, Opt. Express **16**(26), 21529-21543 (2008).
- [95] A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas and P. Di Trapani, *Light Filaments without Self-Channeling*, Phys. Rev. Lett. **92**(25), 253903 (2004).
- [96] S.L. Chin, F. Théberge and W. Liu, *Filamentation nonlinear optics*, Appl. Phys. B **86**(3), 477-483 (2007).
- [97] M.J. Weber, *Handbook of Optical Materials*, (CRC PRESS, California, 2003).
- [98] J. Paye, *The Chronocyclic Representaion of Ultrashort Light-Pulses*, IEEE J. Quant. Electron. **28**(10), 2262-2273 (1992).