

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ
CENTRAS

TOMAS STANISLAUSKAS

**DIDELĖS GALIOS STABILIOS GAUBTINĖS
FAZĖS ITIN TRUMPŲ IMPULSŲ
FORMAVIMAS PARAMETRINIO
STIPRINIMO SISTEMOSE**

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2016

Disertacija rengta 2011–2015 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas – dr. Arūnas Varanavičius (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Pratarmė

Daug žmonių vienaip ar kitaip prisidėjo, kad ši disertacija išvystų dienos šviesą. Labiausiai už tai esu dėkingas vadovui dr. Arūnui Varanavičiui. Pasikvietė jis mane, kuomet laboratorijos įranga ir žmonės vos tilpo mažam kambarėlyje penktame fakulteto aukšte. Buvo akivaizdu, kad artėja didysis kraustymasis. Tuo metu pabaigos link artėjo artima tema rašiusių kolegų Roman Antipenkov ir Jono Adamonio disertacijos. Gavau užduotį judėti į priekį jų jau pramintu mokslo keliu. Ryškėjant tiriamų sistemų svarbai tų kelių atsirado daugiau. Tačiau kad ir kur teko pasukti visada jaučiau nuolatinį vadovo palaikymą, norą dalytis patirtimi ne tik fizikos bet ir gyvenimo klausimais. Esu itin dėkingas Arūnui už rūpestį, už prisiimtą administracinio darbo našumą laboratorijos veiklos išlaikymui, už išskirtines sąlygas doktorantui susikoncentruoti į mokslinį darbą.

Ačiū Rimantui už produktyvų darbą kartu, daugelis matuotų trumpiausių impulsų nebūtų tokie trumpi, jeigu ne jo žinios ir patirtis. Ačiū Ignui, kruopštaus darbo pavyzdžiui. Ačiū ir užsienyje dirbantiems kolegoms - Romanui ir Tadui, kurie kaskart atvykę aplankyti negailėdavo patarimų ir supažindindavo su darbo kultūra vienoje geriausių pasaulio mokslinių laboratorijų.

Esu dėkingas UAB MGF Šviesos konversija vadovybei ir tiesioginiams vadovams Dariui Gadonui ir Gediminui Veitui už suteiktą galimybę Vilniaus universitete vykdyti mokslinę veiklą ir kartu neprarasti ryšių su kūrybingu įmonės kolektyvu ir jų vystomomis technologijomis.

Esu dėkingas ir kompanijos UAB Ekspla kolektyvui už ryžtą kurti galiausiai OPCPA sistemų kaupinimo lazerius.

Ir, be abejo, esu labai dėkingas artimiesiems už kantrybę ir palaikymą mano studijų metais. Daugelį vakarų lieku skolingas žmonai ir sūnums, kurie suskubo gimti anksčiau negu ši disertacija.

Tomas Stanislauskas
Vilnius 2016

Turinys

Trumpiniai	3
1 Didelės energijos itin trumpus impulsus generuojančios sistemos ir jų taikymai	15
1.1 Lazeriniai šaltiniai	15
1.2 Parametrinio stiprinimo sistemos	17
1.3 Taikymai	21
2 Stabilios gaubtinės fazės impulsų generavimas	24
2.1 Gaubtinės fazės apibrėžimas ir matavimo būdai	25
2.2 Aktyvi impulsų gaubtinės fazės stabilizacija	32
2.3 Pasyvi gaubtinės fazės stabilizacija	44
3 Plataus spektro užkrato signalo formavimas ir jo pradinis stiprinimas	50
3.1 Kontinuumo generacijos tyrimas	51
3.2 Nekolinarus optinis parametrinis stiprinimas ir parametrinė fluorescencija	57
3.3 Femtosekundiniais impulsais kaupinami nekolinarūs parametriniai stiprintuvai	68
3.3.1 NOPA su Yb:KGW fundamentine spinduliuote žadinamo kontinuumo užkratu	68
3.3.2 NOPA su skirtuminio dažnio generatoriaus spinduliuote ties 1500 nm žadinamo kontinuumo užkratu	71
4 Didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistemos	75
4.1 Sistemos architektūra	75
4.2 OPCPA sistemos kaupinimo šaltinis	77
4.3 Impulsų trukmės valdymas	81
4.3.1 Impulsų plėtra ir spūda	81
4.3.2 Netiesinis sklidimas spaustuvo stikluose	83

4.4	Čirpuotų impulsų nekolinearus parametrinis stiprinimas pikosekundiniais impulsais	89
4.4.1	OPCPA su lempinio kaupinimo 10 Hz kaupinimo šaltiniu .	89
4.4.2	OPCPA su diodinio kaupinimo 1 kHz kaupinimo šaltiniu .	94
	Pagrindiniai rezultatai ir išvados	104
	Literatūra	106

Trumpinių sąrašas

CEP	gaubtinės fazė (angl. <i>carrier envelope phase</i>)
CPA	čirpuotų impulsų stiprintuvas (angl. <i>chirped pulse amplifier</i>)
APF	sustiprinta parametrinė fluorescencija (angl. <i>amplified parametric fluorescence</i>)
NOPA	nekolinearus optinis parametrinis stiprintuvas (angl. <i>non-collinear optical parametric amplifier</i>)
OPCPA	optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprintuvas (angl. <i>optical parametric chirped pulse amplifier</i>)
PVWC	Pointingo vektoriaus nunešimą kompensuojanti (angl. <i>Poynting vector walk-off compensation</i>)
TPM	tangentinio fazinio sinchronizmo (angl. <i>tangential phase-matching</i>)
GDD	grupinio vėlinimo dispersija (angl. <i>group delay dispersion</i>)
BBO	β -bario boratas
IR	infraraudonoji
FWHM	pilnas plotis pusės intensyvumo maksimumo aukštyje (angl. <i>full width at half maximum</i>)
FS	lydytas kvarcas (angl. <i>fused silica</i>)
AOPDF	akustooptinis programuojamas dispersijos filtras

Įvadas

Lazerio sukūrimas yra iš vienas svarbiausių pastarojo šimtmečio fizikos pasiekimų atvėręs įspūdingas galimybes tirti itin sparčius procesus. Pats pirmasis rubino lazeris [1] veikė impulsiniu režimu kaupinamas išlydžio lempų žybsniais ir generavo mikrosekundinės trukmės impulsus. Bėgant laikui siekiama optinę spinduliuotę sukoncentruoti į vis trumpesnius impulsus, taip didinant jos intensyvumą bei matavimų laikinę skyrą. Tačiau sparčiai trumpėjant impulsams ir augant lazerinių šaltinių intensyvumui, labai greitai stiprinama spinduliuotė tapo pavojinga patiems lazeriniams stiprintuvams, todėl teko didinti aktyvaus elemento matmenis siekiant išvengti jų optinio pažeidimo. Vienas ekstremaliausių pavyzdžių yra didžiulės sales užimantis *NOVA* lazerinis kompleksas [2], kuriame impulsams stiprinti iki 100 TW smailinės galios buvo panaudoti beveik pusės metro diametro aktyviojo elemento strypai. Galingų lazerinių sistemų raida grįžo į santykinai nedideles laboratorijas, kai buvo pradėtas naudoti faziškai moduluotų, kitaip vadinamų čirpuotais, impulsų stiprinimo metodas (CPA) [3]. Šiuo atveju impulsas prieš stiprinimą yra išplečiamas laike dažnai tūkstančius kartų, toliau sustiprinamas mažos apertūros stiprintuvuose ir galiausiai suspaudžiamas iki trukmės artimos pradinei. Vėliau visos geriausios šio metodo savybės buvo panaudotos kuriant čirpuotų impulsų parametrinio stiprinimo sistemas (OPCPA) [4]. Dėka šių lazerinių technologijų atsivėrė kelias atsirasti naujoms mokslinių tyrimų sritis, tokioms kaip aukštųjų harmonikų ir atosekundinių impulsų generacija [5], bei dalelių greitinimas intensyviame optinės spinduliuotės lauke [6]. Pastaruoju metu vis daugėja taikymų, kurie

yra jautrūs momentiniam elektrinio lauko stipriui, todėl didinant ultratrupųjų impulsų smailinę galią yra itin svarbu užtikrinti stabilią elektrinio lauko osciliacijos smailės poziciją impulso gaubtinės atžvilgiu - gaubtinės fazę. Be to, dauguma taikymo sričių, kurioms reikia ekstremalaus spinduliuotės intensyvumo (10^{18} W/cm² ir daugiau), yra itin jautrios impulso kontrasto parametrai, kadangi net milijardus kartų žemesnis foninės spinduliuotės kiekis gali pakeisti taikinio savybes ar net jį sunaikinti dar prieš pasiekiant pagrindiniam impulsui. OPCPA yra viena iš pagrindinių technologijų naudojama kurti antriniam koherentinės spinduliuotės šaltiniams ekstremalių bangos ilgių srityje iki Rentgeno diapazono pradžios. Tačiau taikymams tinkamų tokių šaltinių skaisčiui pasiekti dažnai nepakanka vien didelės smailinės galios, siekiama didinti ir vidutinę galią [7].

Bendras šios disertacijos tikslas, atsižvelgiant į tokių spinduliuotės šaltinių poreikį, yra plėtoti OPCPA metodą kuriant aukšto kontrasto, stabilios gaubtinės fazės, didelės smailinės ir vidutinės galios, kelių optinių ciklų šviesos šaltinius.

Darbo uždaviniai

1. Surasti optimalų spinduliuotės ir bandinio parametrų rinkinį baltos šviesos kontinuumo žadinimui Yb:KGW lazerinės sistemos impulsais, kurių trukmė yra ~ 200 fs.
2. Pritaikyti aktyvius optinių impulsų gaubtinės fazės stabilizavimo metodus Yb:KGW lazerinei sistemai ir ja kaupinamiems parametriniams stiprintuvams bei iširti impulsų energijos pokyčių įtaką gaubtinės fazės matavimui.
3. Sukurti stabilios gaubtinės fazės impulsų šaltinį, skirtą patikimam plataus spektro parametrinio stiprinimo sistemos užkratui generuoti.

4. Ištirti ir optimizuoti trumpais Yb:KGW lazerio antrosios harmonikos impulsais kaupinamų parametrinių stiprintuvų posistemę, kuri formuoja plataus spektro užkratą didelės galios OPCPA sistemoms.
5. Sukurti optinę parametrinę čirpuotų impulsų stiprinimo sistemą, generuojančią <10 fs trukmės kelių teravatų galios impulsus ir pritaikyti ją naujiems didelės vidutinės galios kaupinimo šaltiniams.

Disertacijos struktūra

Disertacijos pirmame skyriuje pristatomi taikomi metodai ir reikšmingiausi pasaulio mokslininkų pasiekimai formuojant itin trumpus energingus šviesos impulsus. Antro skyriaus pradžioje supažindinama su gaubtinės fazės sąvoka ir jos matavimo metodais. Toliau yra aprašomi tyrimai atlikti siekiant gaubtinės fazės stabilumo tiek aktyviais, tiek pasyviais metodais. Trečiame skyriuje pristatomi atlikti tyrimai formuojant patikimą parametrinės spinduliuotės užkrato šaltinį ir pradinį jo stiprinimą femtosekundiniais impulsais. Ketvirtas skyrius skirtas didelės galios čirpuotų impulsų parametrinio stiprinimo sistemų tyrimams, taip pat jame aptariamos kliūtys, kurias teko įveikti siekiant išsikeltų tikslų. Disertacijos pabaigoje yra apibendrinami reikšmingiausi rezultatai.

Praktinė nauda

Buvo sukurtos kompaktiškos dvipakopių plataus spektro femtosekundinių impulsų nekolinearių optinių stiprintuvų schemas. Jų užkratui panaudoti baltos šviesos kontinuumo impulsai, kurių gaubtinės fazė stabilizuota dviem skirtingais metodais: aktyvioju ir pasyvioju. Sustiprintų spektrų plotis pakankamas 6 fs trukmės impulsams formuoti. Gaubtinės fazės stabilumo rezultatai, pasiekti naudojant aktyvius stabilizavimo metodus, yra geriausi tarp mums žinomų iterbio lazerinių sistemų. Taip pat, buvo pade-

monstruota galimybė kompensuoti gaubtinės fazės nuokrypius, registruotus už parametrinio stiprintuvo, moduluojant pradinio osciliatoriaus kaupinimo diodų srovę. Pirmą kartą buvo parodyta nekolineariam parametrium stiprinimui dažnai naudojamo BBO kristalo optinės ašies orientacijos įtaka stiprinimo impulso kontrastui. Naudojant 10 Hz Nd:YAG sistemos antrosios harmonikos pikosekundinių impulsų kaupinimą, iki 35 mJ sustiprinti signalo impulsai ir realizuota jų dalies energijos spūda iki 8.9 fs. Tiriant šią sistemą sukaupta patirtis buvo perkelta kuriant daugiau nei šimtą kartų didesnės vidutinės galios OPCPA sistemą.

Mokslinis tyrimų naujumas

1. Nustatyta Yb:KGW lazerinės sistemos impulsų energijos pokyčio įtaka $f-2f$ interferometru išmatuotiems gaubtinės fazės nuokrypiams, kai impulsų spektras plečiamas kontinuumą generuojant safyre.
2. Pirmą kartą parodyta nekolineariam parametrium stiprinimui dažnai naudojamo BBO kristalo optinės ašies orientacijos įtaka stiprinamo impulso kontrastui.
3. Sukurtas patikimas pasyviai stabilizuojamos gaubtinės fazės plataus spektro impulsų šaltinis skirtas didelės energijos parametrinio stiprinimo sistemos užkratui.
4. Parodyta, kad skirtuminio dažnio generatoriaus metodą gaubtinės fazės stabilizavimui papildžius lėta grįžtamojo ryšio kilpa vėlinimui palaikyti, 1800 nm impulsų gaubtinės fazės nuokrypius galima ilgiau nei kelias valandas išlaikyti mažesnius nei 100 mrad.
5. Sukurta 1 kHz dažniu veikianti, didelės vidutinės ir smailinės galios impulsus generuojanti OPCPA sistema, daugeliu parametrum lenkianti jau egzistuojančias sistemas.

Ginamieji teiginiai

1. Aktyviomis grįžtamojo ryšio kilpomis moduluojant Yb:KGW osciliaatoriaus kaupinimo diodų srovę, lazerinio stiprintuvo ir juo kaupinamo parametrinio stiprintuvo impulsų gaubtinės fazės nuokrypių standartinė deviacija gali būti sumažinta iki verčių, mažesnių už 250 mrad, kurios atitinka geresnę nei 140 atosekundžių elektrinio lauko osciliacijos pozicijos po gaubtine stabilumą.
2. Pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės itin plataus spektro 800 nm centrinio bangos ilgio signalas gali būti formuojamas panaudojant femtosekundinio Yb:KGW lazerio spinduliuotę ir dvipakopę baltos šviesos kontinuumo generaciją su skirtuminio dažnio generatoriumi tarp jų. Šie impulsai gali būti naudojami kaip patikimas užkratas čirpuotų impulsų optinio parametrinio stiprinimo sistemai.
3. Išvadinių impulsų kontrastą bloginančios parametrinės fluorescencijos stiprinimo mastas nekolineariuose I sąveikos tipo BBO stiprintuvuose, kaupinamuose 515 nm spinduliuote, siaurų pluoštų atveju ženkliai priklauso nuo kristalo orientacijos. Triukšminės dalies stiprinimas yra mažesnis, kai kristalo optinė ašis orientuojama taip, kad anizotropijos lemtas kaupinimo nunešimas vyktų kryptimi, artima stiprinamam signalui.
4. Femtosekundinio baltos šviesos kontinuumo užkrato, parametriškai sustiprinto trumpais kaupinimo impulsais, panaudojimas leidžia ženkliai pagerinti OPCPA sistemose generuojamų impulsų kontrastą, lyginant su titano safyro osciliaatoriaus užkrato OPCPA sistemomis.

Aprobacija

Publikacijos susijusios su disertacijos tema

- [A1] **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, L. Karpavičius, A. Varanavičius, P. Mišeikis, D. Grigaitis, D. Mikalauskas, R. Kar-kockas, V. Sinkevičius, L. Giniūnas, R. Danielius, T. Balčiūnas, A. Pugžlys, A. Baltuška, B. Schmidt, Carrier-envelope phase control of Yb:KGW laser and parametric amplifiers, *Lithuanian Journal of Physics*, **53**, 17–24 (2013).
- [A2] **T. Stanislauskas**, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas, A. Varanavičius, Table top TW-class OPCPA system driven by tan-dem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers, *Optics Express*, **22**, 1865-1870 (2014).
- [A3] T. Balčiūnas, T. Flöry, A. Baltuška, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, G. Steinmeyer, Direct carrier-envelope phase control of an amplified laser system, *Optics Letters*, **39**, 1669-1672 (2014).
- [A4] R. Budriūnas, **T. Stanislauskas**, A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *Journal of Optics*, **17**(9), 94008-94013 (2015).
- [A5] **T. Stanislauskas**, I. Balčiūnas, V. Tamuliene, R. Budriūnas, A. Varanavičius, Analysis of parametric fluorescence amplified in a non-collinear optical parametric amplifier pumped by the second harmonic of a femtosecond Yb:KGW laser, *Lithuanian Journal of Physics*, **56**(1), 1-8 (2016).

Kitos publikacijos (neįtrauktos į disertacijos medžiagą)

- [A6] N. Šiaulyš, V. Kudriašov, **T. Stanislauskas**, T. Malinauskas, A. Urniežius, A. Melninkaitis, Holographic study of ultrafast optical excitation in GaN film induced by nonlinear propagation of light, *Optics Letters*, **37**, 4916-4918 (2012).

Pranešimai konferencijose

Pristatyti disertanto asmeniškai:

- [C1] **T. Stanislauskas**, A. Varanavičius, Kontinuumo generacija safyre 1030 nm bangos ilgio 190 fs trukmės impulsais, 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva (2011).
- [C2] **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, L. Karpavičius, V. Martinėnaitė, P. Mišeikis, A. Varanavičius, Yb:KGW lazerio ir optinio parametrinio stiprintuvo gaubtinės fazinio poslinkio valdymas, 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva (2013).
- [C3] **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, L. Karpavičius, A. Varanavičius, V. Sinkevičius, P. Mišeikis, D. Grigaitis, T. Balčiūnas, Carrier-envelope phase control of Yb:KGW laser and parametric amplifiers, Conference on Lasers and the Electro-Optics (CLEO/Europe), Munich, Germany (2013).
- [C4] **T. Stanislauskas**, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Varanavičius, Continuum seeded OPCPA system driven by tandem fs Yb:KGW and ps Nd:YAG lasers, CLEO: Science and Innovations, San Jose, United States (2014).
- [C5] T. Balciūnas, T. Flöry, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Baltuska, G. Steinmeyer, Direct carrier-envelope phase

control of a sub-MHz Yb amplifier, CLEO: Science and Innovations, San Jose, United States, (2014).

- [C6] **T. Stanislauskas**, R. Budriunas, R. Antipenkov, A. Zaukevicius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniunas, R. Danielius, A. Varanavicius, Continuum seeded OPCPA system driven by tandem fs Yb:KGW and ps Nd:YAG lasers, ELI Beamlines Summer School, Prague, Czech Republic (2014).

Bendraautorius:

- [C7] N. Šiaulyš, A. Urniežius, **T. Stanislauskas**, T. Malinauskas, V. Kudriašov, A. Melninkaitis, Ultrafast nonlinear dynamics in thin GaN films studied by femtosecond digital holography, 18th International Conference on Ultrafast Phenomena, Lausanne, Switzerland (2012).
- [C8] R. Budriūnas, R. Antipenkov, **T. Stanislauskas**, A. Varanavičius, Plataus spektro impulsų plėtra ir spūda grizmių pora ir akustooptiniu filtru, 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva (2013).
- [C9] T. Balčiūnas, T. Flöry, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Baltuška, G. Steinmeyer, Direct carrier-envelope phase control of an amplified, Ultrafast Optics Conference 2013, Davos, Switzerland (2013).
- [C10] T. Balčiūnas, T. Flöry, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Baltuška, G. Steinmeyer, Direct Carrier-Envelope Phase Control of an Amplified Laser System, Conference on Lasers and the Electro-Optics (CLEO/Europe), Munich, Germany (2013).
- [C11] R. Budriūnas, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, D. Kučinskas, Š. Straigis, Characterization of Stretched Ultrabro-

adband Pulses by Chirp Scan and Their Compression to Sub- 10fs Pulse Widths, XX Lithuanian – Belarussian seminar Lasers and optical nonlinearity, Vilnius (2013).

[C12] T. Balčiūnas, T. Flöry, **T. Stanislauskas**, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Baltuška, G. Steinmeyer, Direct Carrier-Envelope Phase Control of a sub-MHz Yb amplifier, High Intensity Lasers and High Field Phenomena (HILAS), Berlin, Germany (2014).

[C13] R. Budriūnas, **T. Stanislauskas**, Š. Straigis, A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized OPCPA Front-End Based on Yb:KGW Laser, 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe), Munich, Germany (2015).

[C14] Arunas Varanavicius, Jonas Adamonis, Rimantas Budriunas, **Thomas Stanislauskas**, Table-top TW class 1 kHz repetition rate OPCPA system: development and future applications (Invited), Northern Optics and Photonics 2015 (NOP 2015), Lappeenranta, Finland (2015).

Bendraautorių indėlis

Pagrindinė dalis šioje disertacijoje aprašytų mokslinių tyrimų buvo atlikti 2011–2015 metais Vilniaus universitete, Kvantinės elektronikos katedroje. Disertacijos autorius pats kūrė eksperimentų schemas, surinko didžiąją dalį duomenų ir dalyvavo kuriant teorinius modelius, analizavo rezultatus bei paruošė juos publikavimui. Svarbu paminėti ir šių bendraautorių indėlių:

- dr. **A. Varanavičius**¹ vadovavo visam tiriamojo darbo procesui, inicijavo tyrimus, konsultavo moksliniais klausimais, svariai prisidėjo ruošiant mokslines publikacijas ir rengiant pristatymus konferencijose.

- dokt. **R. Budriūnas**¹ dalyvavo daugumoje parametrinio stiprinimo didelės energijos pikosekundiniais impulsais tyrimų. Realizavo impulsų, trumpesnių nei 10 fs, diagnostikos ir spūdos optimizavimo metodus.
- dr. **R. Antipenkov**² perdavė savo patirtį ir laboratorijos stendus sukurtus 10 Hz OPCPA sistemai.
- dr. **T. Balčiūnas**³ dalinosi savo patirtimi ir žiniomis gaubtinės fazės stabilizavimo klausimais.
- **I. Balčiūnas**¹ svariai prisidėjo atliekant parametrinės fluorescencijos tyrimus bei realizuojant netiesinio impulso sklidimo spaustuvo stikluose skaitmeninį modelį.
- dr. **A. Zaukevičius**⁴ dalinosi patirtimi sukaupia atliekant parametrinių sąveikų skaitmeninį modeliavimą, dalyvavo 10 Hz OPCPA sistemos tyrimuose.
- dr. **J. Adamonis**⁴ tobulino OPCPA sistemų kaupinimui naudotus Nd:YAG lazerinius stiprintuvus bei antrosios harmonikos generatorius.

Atliekant eksperimentus vertingų patarimų ir pasiūlymų davė dr. Gintaras Tamošauskas, dr. Viktorija Tamulienė (Pyragaitė), dr. Andrejus Michailovas, Darius Gadonas, dr. Gediminas Veitas, dr. Linas Giniūnas, Darius Mikalauskas ir dr. Romas Danielius.

¹Kvantinės elektronikos katedra, Vilniaus universitetas, Saulėtekio al. 10, LT-10223 Vilnius, Lietuva.

²Extreme Light Infrastructure - Beamlines, FZU AS CR, v.v.i., Na Slovance 2, 18221 Prague 8, Czech Republic.

³Photonics Institute, Vienna University of Technology, Gusshausstrasse 27-387, A-1040 Vienna, Austria.

⁴UAB Ekspla, Savanorių pr. 231, 02300 Vilnius, Lietuva.

1 skyrius

Didelės energijos itin trumpus impulsus generuojančios sistemos ir jų taikymai

1.1 Lazeriniai šaltiniai

Itin trumpiems, už kelias dešimtis femtosekundžių trumpesniems impulsams formuoti reikalinga spinduliuotė, kurios spektro plotis artimas 1000 cm^{-1} . Pirmieji tokio spektro lazeriniai šaltiniai buvo sukurti panaudojus skystųjų dažų fluorescencijos sąvybes [8]. Tačiau esminis proveržis šioje lazerinių sistemų vystymosi srityje įvyko apie 1986 metus, kai lazerių aktyviajai terpei pradėtas naudoti titano safyras ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) [9]. Tuomet jau buvo žinoma apie modų sinchronizacijos svarbą siekiant formuoti femtosekundinės trukmės impulsus. Tačiau tik apie 1991-uosius pristatytas svarbus atradimas: W. Sibbet mokslininkų grupė pastebėjo, kad modų sinchronizacija rezonatoriuje gali būti realizuota be jokio papildomo elemento, skirto nuostoliams moduluoti, užtenka išorinio trikdžio, tiesiog trumpam priliesti rezonatoriaus veidrodį [10]. Nesupratus efekto priežasčių, iš pradžių, šis metodas buvo pavadintas „magiška modų sinchronizacija“, tačiau jau po kelių mėnesių visa magija buvo išsklaidyta ir rezultatai paaiškinti: rezonatoriaus nuostolių moduliacija buvo sukurta intensyvumo šuoliui pakeitus pluošto skėstį. Nuo tada šis metodas vadinamas Kero lęšio modų sinchronizaci-

ja (angl. *Kerr-lens mode locking*). Šiuo metu daugelis komercinių titano safyro osciliatorių generuoja trumpesnius negu 10 fs impulsus, tačiau šių impulsų energija retai viršija 10 nJ. Toliau stiprinant tokios trukmės impulsus greitai pasireiškia saviveikos lemti faziniai iškraipymai.

Ultratrumpų impulsų stiprintuvai pradėjo sparčiai tobulėti, kai G. Mourou pristatė čirpuotų impulsų stiprinimo metodą (angl. *chirped pulse amplification - CPA*) [3]. Tipinė CPA lazerinė sistema susideda iš femtosekundinio osciliatoriaus, kurio mažos energijos impulsai išplečiami laike iki šimtų pikosekundžių ar kelių nanosekundžių [11]. Šių impulsų energija nuosekliai didinama stiprintuvuose iki milidžaulių ar net kelių džaulių eilės, tuo tarpu, dėl ilgos impulso trukmės smailinė galia lieka žemiau aktyviojo elemento optinio pažeidimo slenksčio, taip pat sumažinama neigiama netiesinės saviveikos įtaka pluošto kokybei. Po stiprinimo šie impulsai vėl suspaudžiami iki artimos pradinei trukmės. Netrukus po šio metodo pristatymo sukurta neodimiu legiruoto stiklo lazerinė sistema, kurios impulsų smailinė galia siekia teravatus ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) [12], o paskutiniaisiais praėjusio amžiaus metais jau viršyta ir 1 PW (10^{15} W) smailinė impulso galia [13]. Visus pastaruosius tris dešimtmečius ultrasparčių lazerinių sistemų rinkoje lyderio pozicijos neužleido CPA sistemos titano safyro pagrindu. Ši aktyvioji terpė leido galingiausių impulsų pasikartojimo dažnį padidinti nuo kelių šūvių per valandą iki kelių per sekundę. Viena galingiausių Ti:safyro sistemų generuoja 2 PW smailinės galios ir 26 fs trukmės impulsus [14], o šiuo metu jau pradėtas kurti ir 10 PW lazeris titano safyro pagrindu [15]. Tačiau vidutinė šių galingiausių lazerinių sistemų spinduliuotės galia yra santykinai maža – iki $\sim 25 \text{ W}$. Mažą tokių sistemų impulsų pasikartojimo dažnį lemia prastas aktyviosios terpės optinis efektyvumas ir dėl to išskiriamas didelis šilumos kiekis. Tik kriogeniškai šaldomais mažesnės apertūros didesniu pasikartojimo dažniu galinčiais veikti stiprintuvais galima pasiekti daugiau negu 50 W vidutinės galios spinduliuotę [16]. Kitas svarbus titano safyro sistemų parametras, ribojantis jų galimybę tapti pačiu geriausiu

lazeriniu šaltiniu stiprių laukų fizikos tyrimams, yra impulso trukmė. Nors oscilatoriaus impulsai dažnai būna trumpesni negu 10 fs, šiuos impulsus stiprinant jų spektras ženkliai siaurėja. Net papildomai formuojant spektrą tarp stiprinimo pakopų, galingųjų sistemų mažiausia impulsų trukmė siekia tik ~ 25 fs. Sąlyginai nedidelės energijos impulsų trukmės mažinimui galima pasitelkti papildomus netiesinius procesus. Tam panaudojamos spektro plėtros schemos su tuščiaviduriais (angl. *hollow-core*) šviesolaidžiais [17, 18] arba šviesos gijų žadinimas ilgoje dujų kiuvetėje [19, 20]. Didžiausia energija, kurią pavyksta išlaikyti naudojant šiuos metodus, yra keli milidžuliai, o pasiekiamą smailinę galią – 1 TW eilės [21].

1.2 Parametrinio stiprinimo sistemos

Netrukus po pirmojo antrosios harmonikos generacijos eksperimento dvejojupu lūžiu pasižyminčiame skaidriame kristale [22] buvo suprasta, kad to paties tipo terpėse gali vykti ir atvirkščias didesnės energijos fotono virsmas dviem mažesnės energijos fotonais. Išoriniu užkratu paskatintas šis procesas gali veikti kaip stiprintuvas. Parametrinis ir anksčiau aptartas lazerinis stiprintuvas turi vieną esminį skirtumą. Pavyzdžiui, titano safyro stiprintuvoose vykstant užpildos apgrąžai yra sukaupiama 532 nm Nd:YAG lazerio antrosios harmonikos spinduliuotės energija, kuri priverstinio spinduliavimo būdu perduodama į ~ 800 nm centrinio bangos ilgio stiprinamą signalą. Šiuo atveju fotonų energijos skirtumas tarp kaupinimo ir išspinduliuoto signalo virsta šiluma, kurią būtina aktyviai pašalinti. Tuo tarpu parametrinio stiprinimo atveju kaupinimo fotono energija antros eilės netiesiškumo dėka tiesiogiai perduodama signalui kartu sugeneruojant fotonų energijos skirtumą nusinešančią skirtuminio dažnio spinduliuotę. Visų trijų dažnių spinduliuotė patenka į kristalo skaidrumo sritį. Nedidelės tiesinės sugerties įtaka populiariems BBO kristalams pastebima tik spinduliuotės vidutinei galiai viršijus šimtus vatų [23]. Tiesa, bendras energijos keitimo efektyvumas iš

kaupinimo į signalą titano safyro stiprintuvuose yra aukštesnis, jis siekia 30-40 % [11]. Plati parametriniam stiprinimui naudojamų netiesinių kristalų skaidrumo sritis atveria galimybes derinti stiprinamo signalo dažnį. Nuo pirmųjų eksperimentinių darbų, pademonstravusių optinį parametrinį stiprinimą, jau praėjo pusė amžiaus [24, 25]. Ženklių pėdsaką plačiai derinamo bangos ilgio šaltinių raidoje paliko mūsų tautiečiai: K. Burneika, M. Ignatavičius, V. Kabelka, A. Piskarskas, A. Stabinis ir R. Danielius [26, 27]. Tai paskatino ir optinių parametrinių šaltinių pramonės Lietuvoje atsiradimą. Itin trumpiems impulsams reikalingas itin platus spektras suformuojamas panaudojus nekolinearią parametrinės sąveikos geometriją [28, 29]. Jos dėka efektyviai sumažinamas stiprinimo juostą ribojantis signalinio ir šalutinio impulsų grupinių greičių nederinimas. Tokio optinio parametrinio stiprintuvo juosta gali siekti visą optinę oktavą matomojoje ir NIR spektro srityje. Tai leidžia formuoti trumpesnius negu 10 fs trukmės impulsus [30, 31]. Tokios trukmės impulsai jau vadinami kelių optinių ciklų impulsais, nes vieno 800 nm bangos ilgio osciliacijos trukmė yra lygi 2.66 fs. Daugiau nei prieš dešimtmetį A. Baltuškos nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve (NOPA) sustiprinti ir iki 4 fs suspausti optiniai impulsais ilgą laiką išbuvo rekordų viršūnėse [32]. NOPA sistemos plačiai naudojamos laikinės skyros spektroskopijai. Nedidelės jų impulso energijos įprastai užtenka, kai yra tiriami biologiniai šviesai jautrūs dariniai.

Visiškai nauja galimybė formuoti ne tik itin trumpus, bet ir itin galingus optinius impulsus atsirado, kai Vilniaus universiteto mokslininkai: A. Dubietis, G. Jonušauskas ir A. Piskarskas, pristatė optinį parametrinį faziškai moduluotų, kitaip vadinamų čirpuotais, impulsų stiprinimą [4]. Jie apjungė visas geriausias čirpuotų impulsų (CPA) ir optinių parametrinių (OPA) stiprintuvų savybes į vieną sistemą, trumpiau vadinamą OPCPA. Kaip ir klasikinių CPA sistemų atveju, iš galingo sąlyginai ilgos trukmės kaupinimo impulso energija yra perkeliama į išplėstą plataus spektro impulsą, kuris vėliau yra suspaudžiamas. Tačiau OPCPA turi keletą privalumų:

- Stiprinimo spektro juostos plotis gali būti ženkliai platesnis negu pasiekiamas lazeriniais stiprintuvais.
- Parametrinio stiprintuvo terpėje nėra kaupinimo sugerties, energijos mainai vyksta skaidrumo srityje. Nėra ženklių nepageidaujamų šiluminių efektų.
- Nėra impulsų kontrastą bloginančio sustiprinto savaiminio spinduliavimo. Kadangi sąveika momentinė, jokia spinduliuotė nėra generuojama už kaupinimo impulso ribų, o sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygis dažnai žemesnis.
- Itin didelis stiprinimo koeficientas. Tai leidžia išvengti lazeriniuose stiprintuvuose įprastų daugelio lėkių per stiprintuvo terpę.

Nemaža dalis OPCPA sistemų išvadinių parametrų (impulsų energija, vidutinė galia, jų pasikartojimo dažnis) yra tiesiogiai susiję su kaupinimui tinkamų lazerinių šaltinių raida [33]. Sąlyginai paprasti neodimiu legiruotų aktyviųjų terpių lazeriai, generuojantys 5-10 ns trukmės impulsus, puikiai tinka titano safyro lazerinių sistemų kaupinimui. Tačiau OPCPA atveju, siekiant vėliau impulsą suspausti iki kelių optinių ciklų trukmės, dėl ribotų spektrinės fazės valdymo galimybių, signalo impulsai įprastai nėra plečiami daugiau negu keliasdešimt pikosekundžių. Todėl tokioms OPCPA sistemoms tinka kaupinimo šaltiniai, kurių impulsų trukmė neviršija 100 ps, o pastaruoju metu vis dažniau naudojami kaupinimo impulsai, kurių trukmė vos kelios pikosekundės [7]. Egzistuoja ir itin didelių impulso energijų parametrinio stiprinimo sistemos, kurių impulsų smailinė galia artėja prie petavatų eilės [34–36]. Tačiau jos nepasižymi kelių optinių ciklų impulsų trukmėmis, tad šiame darbe jų nenagrinėsime. Didžiausios vidutinės ir smailinės galios ≤ 10 fs trukmės impulsus generuojančios OPCPA sistemos apžvelgtos 1.1 lentelėje. Ilgais 78 ps trukmės ir 1 J energijos Nd:YAG lazerio antrosios harmonikos impulsais buvo kaupinama galingiausia iki šiol ant

1.1 lentelė: Didžiausios vidutinės ir smailinės galios <10 fs trukmės impulsus ties 800 nm centriniu bangos ilgiu generuojančių OPCPA sistemų parametru apžvalga. (*- šiuo metu dar nepasiekti parametrai)

Impulso energija, mJ	Impulso trukmė, fs	Smailinė galia, TW	Vidutinė galia, W	Stabili gaubtinės fazė	Kaupinimo lazeris tipas	Nuor.
1.5	6.4	0.23	1.5	-	Ti:safyro	[37]
2.7	5.5	0.49	2.7	+	Ti:safyro	[38]
16	7.6	2.1	0.47	+	Lempinio kaupinimo Nd:YAG	[39, 40]
90	10	9.0	0.9	-	Lempinio kaupinimo Nd:YAG	[41]
130	7.9	16	1.3	-	Lempinio kaupinimo Nd:YAG	[42]
0.07	8	0.0088	6.7	+	Iterbio šviesolaidinis	[43]
0.022	5.0	0.0044	22	+	Iterbio šviesolaidinis	[44]

Sistemos, kurioms kurti naudojami šios disertacijos rezultatai:

35	8.9	>3*	0.35	+*	Lempinio kaupinimo Nd:YAG	[45]
9*	<9*	>1*	9*	+	Diodinio kaupinimo Nd:YAG	[46]
45	8.1	5.5	45	+	Diodinio kaupinimo Nd:YAG	-

optinio stalo telpanti kelių optinių ciklų OPCPA sistema, kurios išvadinio signalo impulso smailinė galia siekė 16 TW [42]. Ta pati mokslinė grupė pristatė ir šių galingų impulsų trukmės mažinimo galimybes, papildomai panaudojant kito bangos ilgio kaupinimo spinduliuotę [47]. Šios sistemos impulsų pasikartojimo dažnis tik 10 Hz, todėl vidutinė galia nedidelė, tik šiek tiek daugiau nei 1 W. Kita OPCPA sistemų raidos kryptis - didelis pasikartojimo dažnis ir didelė vidutinė galia. Didžiausia 22 W vidutinė signalo galia buvo pasiekta šviesolaidiniu iterbio lazeriu kaupinamoje, 1 MHz pasikartojimo dažniu veikiančioje OPCPA sistemoje [44]. Šios sistemos generuojamų impulsų trukmė 5 fs, tačiau smailinė galia siekia vos kelis GW.

Šiuo metu, atsižvelgiant į daugelio taikymų reikalavimus, viena iš pagrindinių itin trumpų impulsų OPCPA sistemų tobulinimo krypčių yra sistemų leidžiančių pasiekti didelę ir smailinę, ir vidutinę spinduliuotės galias kūrimas. Jau daugiau nei penkmetį galingiausia, atsižvelgiant į abu ir vidutinės, ir smailinės galios parametrus, išlieka sistema, kurioje generuojami 0.49 TW smailinės ir 2.7 W vidutinės galios impulsai [38].

Šiek tiek mažesnės energijos bet didesnės vidutinės galios pusantrą optinio ciklo trukmės impulsai buvo suformuoti IR srityje ties 2.1 μm [48]. Būtent centrinio bangos ilgio ilginimas yra kita perspektyvi OPCPA vystymo kryptis, siekiant didžiausios aukštųjų harmonikų fotono energijos. Vienoje iš tokių sistemų iki 8 mJ buvo sustiprinti impulsai spektro srityje ties 3.9 μm [49], o ilgiausio bangos ilgio plačiajuostis parametrinis stiprinimas buvo pademonstruotas ties 7 μm [50]. Būtent bangos ilgių derinimo įvairovė yra vienas esminių parametrinio stiprinimo sistemų privalumų.

1.3 Taikymai

Lazeriniai šaltiniai nuo pat sukūrimo tapo viena pagrindinių eksperimentinės įrangos sudedamųjų dalių daugelyje mokslo sričių. Atsirandant galimybei matuoti vis didesne laikine skiriamajai geba, daugėja ir sparčių reiškinių,

kuriuos pavyksta pastebėti ir suprasti. Kinetinė spektroskopija, pasitelkus apie 100 fs trukmės impulsus, leido atidžiau pažiūrėti į vyksmus vykstančius molekulių struktūrose, cheminių ryšių formavimą ir jų nutrūkimą. Tai lėmė fotochemijos mokslo krypties atsiradimą, kurios pradininkas A. Zewail buvo apdovanotas Nobelio premija [51]. Siekiant dar giliau pažvelgti į medžiagas, į elektronų struktūros pokyčius branduolių aplinkoje, reikalinga geresnė nei 1 fs laikinė skyra. Tačiau matomojo diapazono srityje, tai yra mažiau nei vieno elektromagnetinės bangos optinio ciklo trukmė. Kol kas neegzistuoja toks lazerinis stiprintuvas iš kurio tiesiogiai galėtume gauti tokios trukmės impulsus. Tokią galimybę suteikia aukštųjų harmonikų generacija [52]. Šiuo būdu, pradėdant nuo didelio intensyvumo infraraudonųjų impulsų, pirmą kartą buvo sugeneruota koherentinė spinduliuotė, kurios spektras tęsiasi iki pat Rentgeno diapazono pradžios, vandeniui skaidraus lango (2.4-4.3 nm) [53]. Ši spektro sritis puikiai tinka biologinių objektų vaizdinimui [54]. Bangos ilgiams trumpėjant atsiveria galimybės formuoti vis trumpesnius impulsus – šiuo metu jau matuojami trumpesni negu 100 as (10^{18} s) impulsai [55]. Kadangi tokie impulsai yra puikiai optiškai sinchronizuoti su juos žadinusia IR spinduliuote, sparčiai vystosi atosekundinė skirtuminės sugerties spektroskopija [56, 57]. Be taikymų, kuriems reikalinga didelė laikinė skyra, koherentinė aukštųjų harmonikų spinduliuotė dar yra aktyviai naudojama didelės erdvinės skyros vaizdinimui [58]. Intensyviame (10^{18} W/cm²) IR spinduliuotės lauke be aukštųjų harmonikų generacijos, gali būti formuojami įgreitintų elektronų paketai [59], kurie gali būti panaudojami kaip naujas stabilus užkratas ultratrumpų elektronų impulsų lazeriams. Kai žadinančio šaltinio intensyvumas pasiekia 10^{21} W/cm², greita elektronų greitinimo, vyksta efektyvus protonų ar net sunkių jonizuotų branduolių greitinimas [60]. Šiai tyrimų šakai šiuo metu skiriama itin daug dėmesio. Pagrindinis tikslas lazeriniu šaltiniu sukurti energingų dalelių pluoštus, kurie tiktų medicininiams taikymams [61]. Tai leistų iki šiol onkologinėms ligoms gydyti naudojamą spindulinę terapiją pakeisti efek-

tyvesne, mažiau sveikus audinius žalojančia protonų terapija, kuri iki šiol prieinama tik turtingiausiose valstybėse, galinčiose pasistatyti griozdiškus žiedinius elementariųjų dalelių greitintuvus.

2 skyrius

Stabilios gaubtinės fazės impulsų generavimas

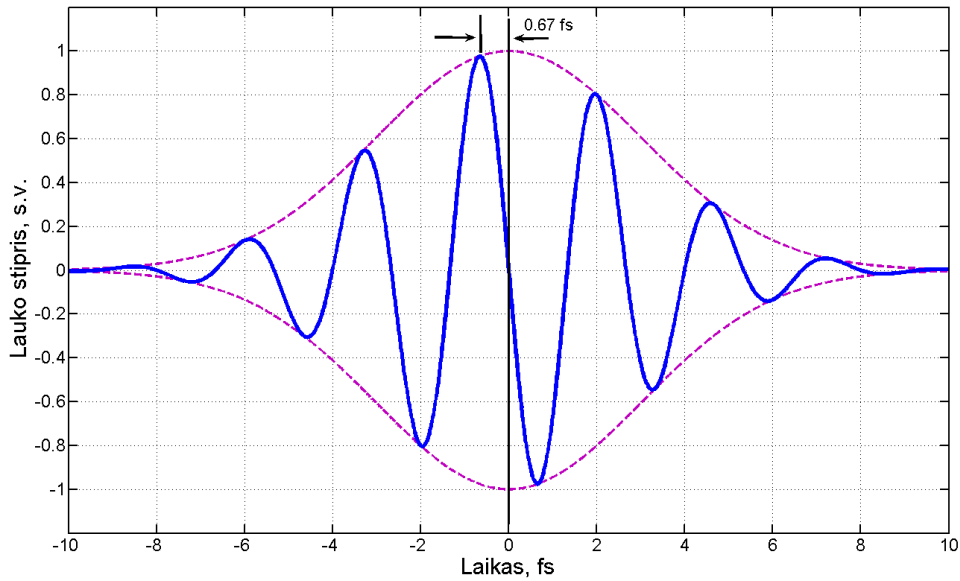
Šiame skyriuje pateikta medžiaga publikuota [A1, A3]

Suvaldžius itin greitai optinio diapazono dažniu po impulso gaubtine kintantį elektrinį lauką atsiveria galimybės paveikti elektronų judėjimą atomuose ir molekulėse [5] bei kontroliuoti chemines reakcijas [62]. Be to, palaikant stabilų elektrinio lauko kitimą tarp lazerinio osciliatoriaus impulsų, šie impulsai tarpusavyje interferuoja formuodami spektrą sudarytą iš itin siaurų linijų, kurių pozicijas nesunku tiksliai nustatyti [63]. Toks spektras dar vadinamas dažninėmis šukomis arba dažnine liniuote (ang. frequency comb). Lazerinių šaltinių, generuojančių stabilios gaubtinės fazės impulsų voras su dažninių šukų spektru, tyrimai patraukė daug daugiau dėmesio, kai už jų pritaikymą metrologijoje [64] John L. Hall ir Theodor W. Hänsch 2005-ais metais buvo apdovanoti fizikos srities Nobelio premija. Nors momentinio elektrinio lauko stabilumas po impulso gaubtine yra itin svarbus parametras, tačiau juo pasižymi tik keletas iki šiol publikuotų optinio parametrinio stiprinimo sistemų, kurių impulsų energija viršija 1 mJ [48, 65, 66]. Gaubtinės fazės stabilizavimo metodai sistemoms titano safyro osciliatoriaus pagrindu yra tiriami nuo pat šio amžiaus pradžios [67, 68], tačiau kitų tipų lazerinėms sistemoms, tokioms kaip Yb:KGW, tai vis dar

nauja ir tobulintina.

2.1 Gaubtinės fazės apibrėžimas ir matavimo būdai

Elektrinio lauko osciliacijos poziciją po impulso gaubtine nusakantis parametras yra vadinamas gaubtinės faze (angl.: *carrier-envelope phase*, trumpiau CEP) ir įprastai žymimas φ_{CE} arba φ_{CEP} . Tai santykinis radianais matuojamas fazės skirtumas tarp nešančiojo dažnio osciliacijos smailės ir impulso gaubtinės viršūnės. Šis skirtumas gali būti apibūdinamas optinio ciklo dalimis arba tiesiog nuokrypiu išreikštu femtosekundėmis ar atosekundėmis. Pavyzdžiui, impulsas, kurio gaubtinės trukmė yra 5 fs, o nešantysis dažnis atitinka 800 nm, pavaizduotas 2.1 paveiksle. Šioje spektro srityje vie-



2.1 pav. Impulsas, kurio nešančiojo dažnio ($\lambda_c = 800$ nm) osciliacijos (ištisinė kreivė) centrinė smailė gaubtinės (brūkšninė kreivė) viršūnės atžvilgiu yra pasislinkusi per ketvirtį periodo, gaubtinės fazė $\varphi_{CE} = \pi/2 \approx 1.57$ rad.

no optinio ciklo periodas lygus 2.67 fs, tad lauko osciliacijos poslinkis per šio periodo ketvirtį atitiks 0.67 fs. Dvi trečiosios femtosekundės atrodo labai mažas laiko pokytis, bet šie svyravimai tampa kritiški, kai generuojami rekordinės trukmės – 0.067 fs arba 67 atosekundžių impulsai [55]. Taip pat

svarbu pažymėti, kad keičiant kelių optinių ciklų impulsų gaubtinės fazę, galima ženkliai pakeisti maksimalų momentinį elektrinio lauko stiprį, taip pat ir jo kryptį. Šis efektas panaudojamas fotoelektronų emisijos tyrimams dujose [69] ir kietuose kūnuose [70].

Laiko skalėje elektrinio lauko bangų paketas arba tiesiog impulsas gali būti aprašytas taip:

$$E(t) = A(t) \cos(\omega_c(t)t + \varphi_o) \quad (2.1)$$

čia $A(t)$ - impulso gaubtinė; ω_c - momentinis nešantysis (kampinis) dažnis, jeigu visos spektro komponentės yra sufazuotos, jis nepriklausys nuo laiko ir gali būti randamas suskaičiavus išmatuoto spektro masės centrą; φ_o - nešančiojo dažnio fazė, kai atskaitos pradžia sutampa su impulso gaubtinės viršūne, vadinama gaubtinės faze. Jeigu tokiam impulsui suteiksime Gauso funkcijos gaubtinės formą ir leisime jam skliti per optinę sistemą z kryptimi, laikydami, kad dispersija nežymi ir gaubtinė nesikeičia, lauko stiprį galime aprašyti [71, p. 105]:

$$E(t, z) = A_o e^{-\frac{2 \ln(2)(t - \frac{z}{v_g})^2}{\tau^2}} \cos(\omega_c(t - \frac{z}{v_p}) + \varphi_{CE}) \quad (2.2)$$

čia τ yra Gauso funkcijos plotis FWHM, atitinkantis impulso trukmę. Šioje formulėje parodyta, kad impulso gaubtinė ir nešančiojo dažnio banga juda skirtingais greičiais: grupiniu $v_g = d\omega/dk$ ir faziniu $v_p = \omega/k$, čia k yra banginis skaičius, susijęs su optinės terpės lūžio rodikliu n , sąryšiu $k = \omega n/c$. 2.2 formulėje pakeitus laiko koordinačių sistemą į tokią, kuri juda kartu su impulso gaubtine ($t' = t - z/v_g$), tuomet:

$$E(t', z) = A_o e^{-\frac{2 \ln(2)t'^2}{\tau^2}} \cos(\omega_c t' + \omega_c (\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p})z + \varphi_{CE}). \quad (2.3)$$

Tada galima apskaičiuoti, kokia bus gaubtinės fazė impulsui nusklidus at-

stumą z :

$$\varphi_{CE}(z) = \omega_c \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_p} \right) z + \varphi_{CE}(z=0), \quad (2.4)$$

Gaubtinės fazės pokytį lemia fazinio ir grupinio greičių skirtumas, kuris yra tiesiškai proporcingas sklidimo atstumui. Ore abu šie greičiai yra artimi šviesos greičiui vakuume c , tad gaubtinės fazė beveik nesikeičia. Kai kalbame tik apie sklidimą dispersine terpe, grupinį greitį galime išreikšti:

$$\frac{1}{v_g} = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_c} = \frac{n}{c} + \frac{\omega_c}{c} \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_c} = \frac{1}{v_p} + \frac{\omega_c}{c} \left. \frac{dn}{d\omega} \right|_{\omega_c} \quad (2.5)$$

ir, kadangi:

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = -2\pi \frac{c}{\omega^2} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (2.6)$$

įstatę 2.6 ir 2.5 išraiškas į 2.4 formulę, gausime gaubtinės fazės pokytį:

$$\Delta\varphi_{CE} = \varphi_{CE}(z) - \varphi_{CE}(z=0) = -2\pi \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_c} z. \quad (2.7)$$

Taigi, gaubtinės fazė kinta impulsui sklindant visomis terpėmis, kuriose pirmoji lūžio rodiklio išvestinė pagal bangos ilgį yra nelygi nuliui, t.y. $dn/d\lambda \neq 0$. Čia vertėtų pažymėti, kad impulso plitimą lemianti grupinio vėlinimo dispersija (GDD) yra proporcinga antrajai lūžio rodiklio išvestinei.

Pavyzdžiui, dažnai naudojamai optinei medžiagai lydytam kvarcui ties bangos ilgiu 800 nm (FS) $dn/d\lambda$ yra lygus $-0.0173 \mu\text{m}^{-1}$. Tam, kad gaubtinės fazę pakeistume per $\pi/2$, reikia pridėti vos 14.5 μm šios medžiagos optinio kelio. Tokiam kelio pokyčiui atsirasti užtektų, kad porą laipsnių pasikeistų sklidimo kampas per keletą optinėje schemoje esančių pralaidžių elementų. Kita vertus, stiklo kiekio keitimas panaudojus du pleištus yra vienas iš populiariausių būdų lėtam gaubtinės fazės valdymui. O parinkus pleištus iš skirtingų medžiagų galima sumažinti GDD pokyčius ir išsaugoti nekintančią impulso trukmę [72, 73]. Didžiausi gaubtinės fazės pokyčiai bėgant laikui atsiranda lazeriniuose rezonatoriuose. Pavyzdžiui, mūsų naudojamo femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus rezonatoriaus ilgis yra

maždaug 4 m, tad optinis impulsas per vieną sekundę jį prasklinda 75000000 kartų. Jeigu aktyviojo elemento ilgis yra 5 mm, bendras dispersinės medžiagos ilgis, kurį impulsui teks nusklinti per 1 s, bus lygus 375 km. Todėl itin maži Kero efekto nulemti aktyviojo elemento lūžio rodiklio pokyčiai gali lemti didelius gaubtinės fazės nuokrypius. Ir priešingai, tas pats Kero efektas gali būti sėkmingai panaudojamas osciliatoriaus impulsų gaubtinės fazės stabilizavimui moduluojant kaupinimo spinduliuotės intensyvumą [74]. Plačiau tai yra aprašyta sekančiame skyriuje.

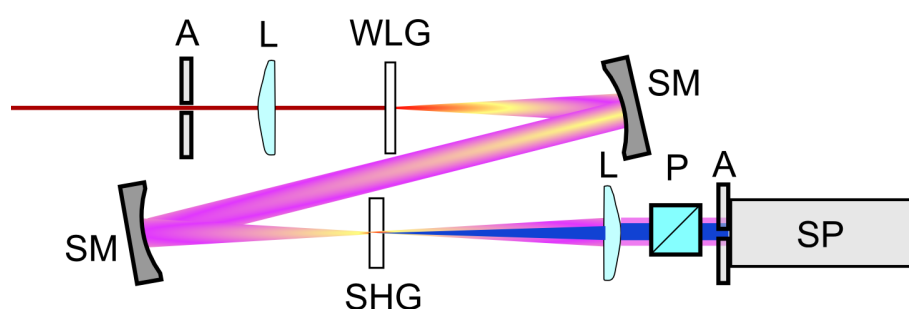
Absoliučią gaubtinės fazės vertę galima nustatyti elektrinio lauko kryptiniai ir amplitudei jautriais metodais, pavyzdžiui, registruojant erdvinį ištaikinio atplėštų elektronų išsibarstymą (angl. stereo above-threshold ionization, trumpiau S-ATI) [75, 76] arba matuojant THz spinduliuotės emisijos spektrą iš šviesos gijos ore [77]. Dalyje taikymų ar tiesiog tobulinant lazerinę sistemą nėra svarbu nustatyti tikslią gaubtinės fazės vertę. Pagrindinis tikslas yra užtikrinti, kad gaubtinės fazė tarp impulsų būtų pastovi. Tam išmatuoti užtenka paprastesnio f - $2f$ interferometrijos metodo [78]. Jis paremtas plataus spektro impulso trumpabangio spektro krašto interferencija su to paties impulso ilgabangio spektro krašto antrąja harmonika. Generuojant antrąją harmoniką elektrinio lauko osciliacijos fazė φ dvigubėja, tad fazių skirtumas tarp interferuojančių spektro sričių lygus tai pačiai φ vertei, kurios stabilumą mes siekiame išmatuoti. Kai interferuojančios spektro dalys yra pavélintos per trukmę τ , jų superpozicija aprašoma taip:

$$I(\omega) = I(\omega)_F + I(\omega)_{SH} + 2\sqrt{I(\omega)_F I(\omega)_{SH}} \cos(\omega\tau + \varphi), \quad (2.8)$$

čia $I(\omega)_F$ ir $I(\omega)_{SH}$ fundamentinės ir antrosios harmonikos intensyvumai toje pačioje spektro srityje. Iš 2.8 išraiškos seka, kad interferograma turės kosinuso funkcijos moduliaciją, o jos periodas priklausys nuo vėlinimo τ , kuris paprastai eksperimento metu nekinta ir priklauso nuo interferometro optinėje schemoje esančių komponentų dispersijos. Kintamasis φ yra fazė,

kurios stabilumą tarp optinių impulsų norime sekti. Interferogramą užregistruvus spektrometru, duomenys dažniausiai yra apdorojami kompiuteriu atliekant greitąją Furje transformaciją ir apskaičiuojant argumentą (kampą kompleksinėje plokštumoje) taške, kuris atitinka interferogramos moduliacijos dažnį. Ta pati procedūra yra atliekama kiekvienai interferogramai ir tuomet yra skaičiuojama fazės nuokrypių nuo vidutinės vertės statistika, įprastai, standartinė deviacija. Kaip buvo minėta, absoliuti fazės vertė, išmatuota šiuo metodu, fizikinės prasmės neturi ir nuo gaubtinės fazės skiriasi per konstantą.

Dažnai impulso spektro plotis yra siauresnis negu optinė oktava, t. y. didžiausias spektro dažnis nėra dvigubai didesnis už mažiausiąjį. Todėl siekiant realizuoti $f-2f$ interferenciją reikia spektrą praplėsti. Tam pasitelkiama kontinuumo generacija (plačiau šis procesas aptartas 3.1 skyriuje). Kai impulso energija yra stabili, intensyvumo nulemtas netiesinis fazės postūmis yra pastovus ir gaubtinės fazės stabilumo matavimo neįtakoja [79]. Klasikinė $f-2f$ interferometro schema pavaizduota 2.2 paveiksle. Tokia pati optinė schema naudota ir daugelyje mūsų eksperimentų, aptartų kituose skyriuose. Mūsų atveju kontinuumo generacijos terpei buvo pasirinkta 4 mm storio safyro plokštelė. Plataus spektro kontinuumas yra dviem veidrodžiais at-



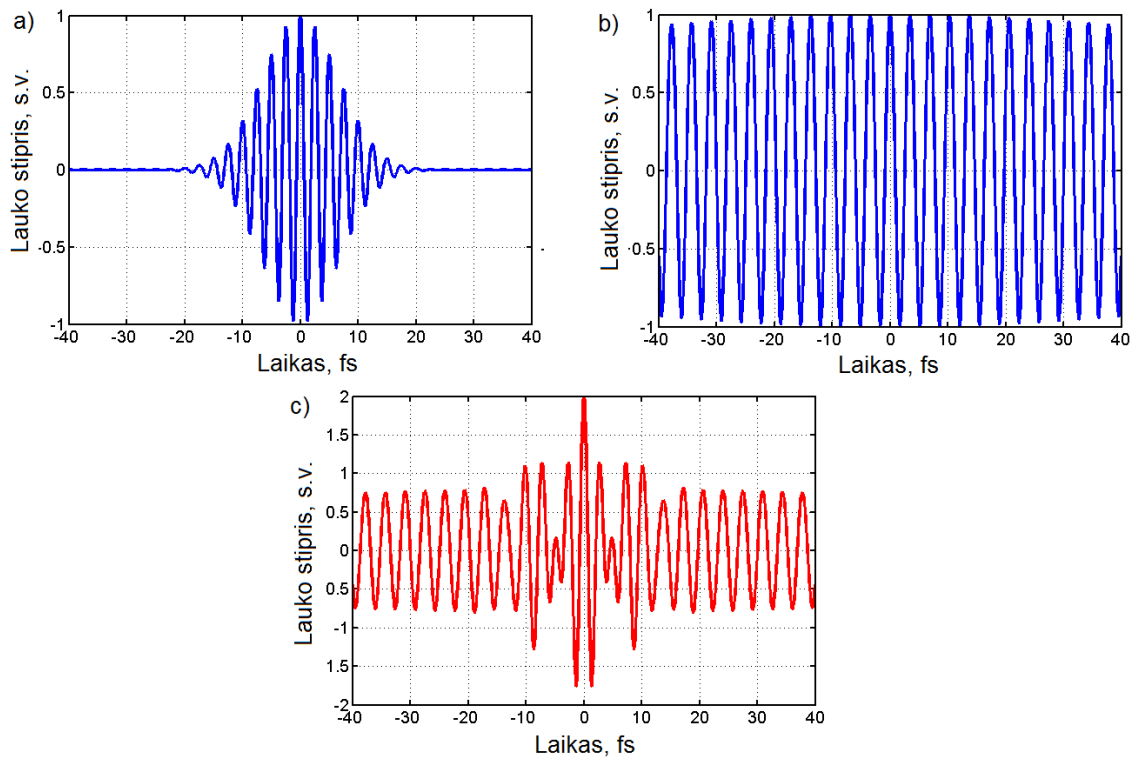
2.2 pav. $f-2f$ interferometro schema. A - diafragmos, L - lęšiai, SM - sferiniai veidrodžiai, WLG - baltos šviesos kontinuumo generatorius, SHG - antrosios harmonikos generatorius, P - poliarizatorius, SP - spektrometras.

vaizduojamas į antrosios harmonikos kristalą, kuriame ilgabangio spektro krašto dažniai yra padvigubinami, kad sutaptų su trumpabangės spektro dalimi. Pasirenkant kristalo storį yra svarbu pasiekti balansą tarp geresnio

antrosios harmonikos efektyvumo storesniame kristale ir platesnės antrosios harmonikos spektro juostos plonesniame kristale. Tam, kad statmenos poliarizacijos pirmosios ir antrosios harmonikų dažniai (f ir $2f$) tarpusavyje interferuotų, prieš spektrometrą įstatomas poliarizatorius. Jį sukant yra pasirenkamas interferuojančių komponentų intensyvumų santykis.

Vienas iš perspektyvių taikymų lazerinei sistemai, generuojančiai stabilizuotos gaubtinės fazės impulsus, yra kelių skirtingų spalvų impulsų sintezė [80]. Pasitelkus pakankamai didelės energijos impulsus galima realizuoti įvairias parametrines sąveikas ir, jeigu pradinio impulsų šaltinio gaubtinės fazė buvo valdoma ir stabili, tuomet kaupinimo, kontinuumu užkrėsto signalo ir šalutinio impulso, gaubtinės fazės taip pat bus kontroliuojamos. Tuomet bus įmanoma realizuoti stabilias šių impulsų elektrinių laukų kombinacijas.

Sumodeliuokime vieną galimų situacijų. Tarkime, turime kelių optinių ciklų trukmės impulsą ties 750 nm centriniu bangos ilgiu (žr. 2.3 (a) pav.), bei to paties intensyvumo ilgą kelių dešimčių optinių ciklų trukmės impulsą ties 1030 nm centriniu bangos ilgiu (žr. 2.3 (b) pav.). Šių impulsų kiekvieno optinio ciklo trukmės skiriasi (atitinkamai lygios 2.5 fs ir ~ 3 fs), todėl į taikinį suvedus šių impulsų elektrinius laukus efektyviai susidės tik vienos osciliacijos amplitudė (žr. 2.3 (c) pav.). Suminis impulsas turės vieno optinio ciklo trukmei artimą intensyvumo smaile, o tokį impulsą panaudojus aukštųjų harmonikų generacijai bei atskyrus didžiausios fotonų energijos spektro dalį, ženkliai išaugtų pavienio atosekundinio impulso susiformavimo tikimybė. S. Haessler ir T. Balčiūnas modeliavo daugiaspalvio žadinimo aukštųjų harmonikų ir pavienių atosekundinių generaciją prie ilgesnio bangos ilgio impulsų prijungiant iterbio lazerinių sistemoms būdingą 1030 nm spinduliuotę [81]. Tokių impulsų sintezei įgyvendinti galėtų būti panaudotas Yb:KGW lazeris su aktyvia gaubtinės fazės stabilizacija.



2.3 pav. Impulsų elektrinio laiko stipriai: a) bangos ilgis 750 nm, gaubtinės trukmė 11 fs FWHM, gaubtinės fazė $\varphi_{CEP} = 0$ rad; b) bangos ilgis 1030 nm, gaubtinės trukmė 180 fs FWHM (pavaizduota tik centrinė impulso dalis), gaubtinės fazė $\varphi_{CEP} = 0$ rad, c) šių dviejų impulsų suma.

2.2 Aktyvi impulsų gaubtinės fazės stabilizacija

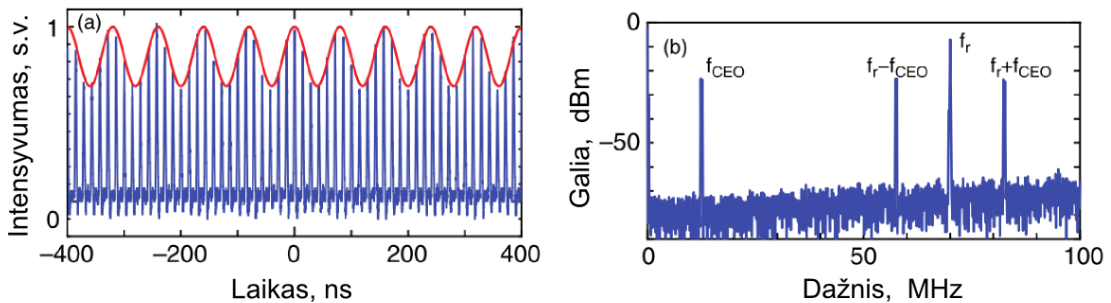
Kaip minėta skyriaus įvade, kiekvienos lazerinės sistemos didžiausias impulso gaubtinės fazės pokyčių šaltinis yra pradinis osciliatorius. Jame dispersinių elementų nėra labai daug, tačiau optinė spinduliuotė osciliatoriaus rezonatorių prasklinda milijonus kartų per sekundę. Todėl net maži dėl išorinių veiksnių atsiradę dispersijos pokyčiai įneša didelius gaubtinės fazės pokyčius. Titano safyro aktyviosios terpės osciliatoriaus impulsų gaubtinės fazės pokyčiai buvo suvaldyti dar pirmaisiais šio amžiaus metais [67, 68], tačiau iterbio aktyviosios terpės osciliatoriams, kurių tyrimais užsiima mūsų mokslinė grupė, fazės matavimas ir stabilizavimas realizuotas tik gerokai vėliau [74, 82]. Būtina pažymėti, kad tolimesnis šių impulsų sklidimas per lazerines ar parametrines stiprinimo sistemas gali tik dar labiau sumažinti gaubtinės fazės stabilumą. Todėl dispersiniuose impulsų plėstuvuose ir spaustuvuose atsiradusių fazės pokyčių kompensavimui yra reikalingos papildomos grįžtamojo ryšio kilpos.

Aktyvų impulsų gaubtinės fazės stabilizavimo metodą, visų pirma, pritaikėme Yb:KGW osciliatoriui. Fazės detekcijai ir grįžtamojo ryšio signalo formavimui naudojome *Menlo systems* pagamintą interferometrą su signalų apdorojimo elektronika (XPS1000). Tipinė energija iš Yb:KGW osciliatoriaus (pagaminto UAB MGF Šviesos konversija), kuri gali būti skirta fazės nuokrypių diagnostikai, yra apie 3 nJ, o tai yra bent kelis šimtus kartų mažiau negu reikia kontinuumo generacijai izotropinėse terpėse, todėl šiuo atveju kontinuumo generacijai buvo naudojamas fotoninių kristalų šviesolaidis. Osciliatoriaus impulsų pasikartojimo dažnis yra apie 75 MHz, tokiu dažniu nuskaityti detektorių liniuotę ir atlikti spektro Furje transformaciją neįmanoma. Šiuo atveju su griūtinium fotodiodu registruojamas vienas f-2f interferencijos spektro taškas. Jeigu tarp osciliatoriaus impulsų yra gaubtinės fazės pokytis, tuomet šiuo detektoriumi užregistruoto interferencijos signalo amplitudė pakis pagal 2.8 dėsnį. Vėliau, impulsui apsklidus rezo-

natorių dar kartą, fazės pokytis padvigubės. Esant pastoviam gaubtinės fazės pokyčiui tarp impulsų, oscilografo ekrane stebėdami detektoriaus signalą matysime harmoniniu dėsniu moduluotą impulsų voros amplitudę (žr. 2.4(a) paveikslą). Iš šios moduliacijos periodo galima nusakyti kaip greitai (per kokį impulsų skaičių) gaubtinės fazės poslinkis pasiekia vertę 2π , o moduliacijos dažniu galima apibūdinti fazės kitimo greitį, literatūroje anglų kalba tai yra vadinama *carrier-envelope offset frequency* ir žymima f_{CEO} . Gaubtinės fazės pokytį tarp gretimų impulsų ir jų pasikartojimo dažnį f_r sieja ryšys:

$$f_{CEO} = f_r \frac{\Delta\varphi_{CEP}}{2\pi}. \quad (2.9)$$

Būtent šis dažnis, esantis radijo bangų diapazone, yra tiesiogiai susijęs su optinės terpės dispersija lazeriniame rezonatoriuje. Žinoma, geriausia, kai šis dažnis lygus nuliui, tuomet $\Delta\varphi_{CEP} = 0$, tai reiškia, kad visų impulsų gaubtinės fazė yra vienoda. Tačiau praktinė tokių grįžtamojo ryšio schemų realizacija yra žymiai lengvesnė, jeigu f_{CEO} yra lygus arba artimas impulsų pasikartojimo dažnio ketvirčiui (žr. 2.4(b) paveiksle) ir fazės poslinkio dažnis gali būti lengvai išskirtas juostiniu radijo dažnio filtru. Tuomet kas ketvirtas osciliatoriaus impulsas turės tą pačią stabilią φ_{CEP} vertę ir būtent šie impulsai tolesniam stiprinimui yra išrenkami panaudojant Pokelso elementą.

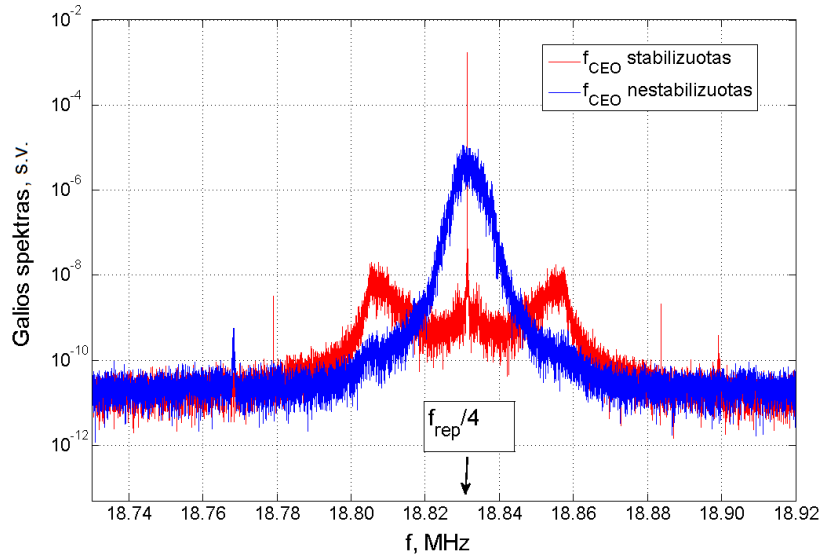


2.4 pav. Osciliatoriaus impulsų voros intensyvumo moduliacija už f - $2f$ interferometro (adaptuota iš [83]). a) Laikinė intensyvumo moduliacija užregistruota oscilografu; b) to paties signalo dažninis spektras.

Grubiam osciliatoriaus dispersijos valdymui ir apytiksliam f_{CEO} dažnio

derinimui į osciliatorių ant mikrometrinio postūmio mazgo buvo įmontuota prizmė. Mūsų oscilatoriaus impulsų pasikartojimo dažnis yra $f_r=75.32$ MHz, o išmatuotas f_{CEO} dažnis pirmiausia buvo pastumiamas apytiksliai ties $f_r/4$, t.y., ~ 18.83 MHz, o po to įjungiamo grįžtamojo ryšio kilpa. Tiesioginis oscilatoriaus aktyviojo elemento kaupinimas lazeriniais diodais leido grįžtamąjį ryšį realizuoti moduluojant kaupinimo diodų srovę. Keičiant diodų galią dėl Kero efekto pakinta aktyviojo elemento lūžio rodiklis. Tipinė kaupinimo diodų srovė yra ~ 15 amperų, srovės pokytis, kuris oscilatoriaus impulso energiją pakeistų vienu procentu, lygus ~ 0.15 A, o moduliacijos gylis reikalingas palaikyti stabilų f_{CEO} dažnį neviršijo 10 mA. Todėl fazės stabilizavimo kilpa beveik neturi įtakos impulso energijai. Gaubtinės pokyčio dažnio f_{CEO} signalo diagnostika buvo atlikta į atskyrus juostiniu filtru ir įrašius skaitmeniniu oscilografu bei kompiuteriu atlikus šio signalo Furje transformaciją. Rezultatai pateikti 2.5 paveiksle. Buvo stebima, kad be grįžtamojo ryšio f_{CEO} dažnis nėra stabilus, jo spektras išplitęs, nuokrypiu nuo centro siekia 15 kHz ir daugiau. Tai reiškia, kad tarp gretimų išvadinių impulsų gaubtinės fazės pokytis tik ~ 1.3 mrad (žr. 2.9 formulę), tačiau impulsui toliau sklindant oscilatoriaus rezonatoriumi gaubtinės fazės pokytis pasiekia vertę 2π per maždaug 67 mikrosekundes. Nedaug geresniu stabilumu laisvoje veikoje pasižymi ir jau daugelį metų tobulinami titano safyro oscilatoriai [63]. Tas pats f_{CEO} dažnio signalas buvo išmatuotas, kai grįžtamojo ryšio kilpa buvo įjungta. Šiuo atveju visa signalo galia koncentruota tiksliai ties impulsų pasikartojimo dažnio ketvirčiu. Tik nedidelė dalis triukšmo lieka nekompensuota ir netgi išauga ties 20-40 kHz nuokrypiu nuo $f_r/4$ (2.5 matomos kaip šoninės raudonos kreivės smailės). Tą lemia silpnas ir pavėluotas aktyviojo elemento atsakas į kaupinimo diodų srovės moduliaciją dažniais didesniais negu 20 kHz. Šiems triukšmams sumažinti buvo panaudoti aktyviai valdomi aukštadažniai filtrai. Analogiškas sprendimas realizuotas ir pirmuosiuose darbuose su to paties tipo oscilatoriumi [82]. Sumažinus aukštadažnį triukšmą iki penkiomis eilėmis (arba

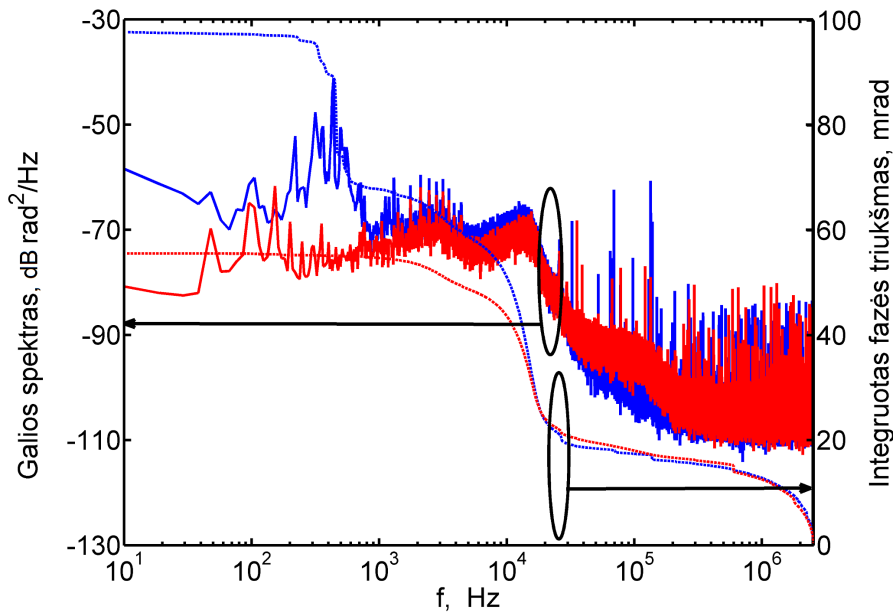
50 dB) žemesnio lygio už pagrindinį f_{CEO} signalą, buvo atlikti tikslesni likutinio gaubtinės fazės triukšmo matavimai veikiant stabilizavimo kilpai.



2.5 pav. Osciliatoriaus gaubtinės fazės nuokrypių f_{CEO} signalo spektras, kai stabilizavimo kilpa yra išjungta (mėlyna spalva) ir įjungta (raudona spalva).

Tam, kad įvertintume kokia dalis triukšmo atsirado dėl matavimo schemos, fazės stabilumui matuoti už stabilizavimo kilpos pasitelkėme antrą tokį patį f - $2f$ interferometrą su griūtiniu fotodiodu. Abiem interferometrais išmatuotas f_{CEO} signalas buvo lyginamas su $f_r/4$ dažniu. Šių dažnių fazės skirtumų, atitinkančių gaubtinės fazės pokyčius, detektoriaus signalas įrašytas skaitmeniniu oscilografu. Vėliau atlikus Furje transformaciją nustatytas fazės triukšmo galios spektras (2.6 pav. ištisinės kreivės), o jį suintegravus, pradedant didžiausiais dažniais ir baigiant mažiausiais, gauta priklausomybė (2.6 pav. brūkšninės kreivės) parodanti kaip mažėtų gaubtinės fazės verčių kvadratinis vidurkis (ang. RMS - root mean square) trumpinant stebėjimo laiką $T=1/f$. Iš matavimų abiem interferometrais nustatyta, kad didžiausią indėlį į gaubtinės fazės triukšmo augimą turi svyravimai 20 kHz dažnio aplinkoje. Esminis skirtumas tarp matavimų rezultatų stabilizavimo kilpos viduje ir už jos buvo nustatytas 100-500 Hz srityje. Šiuos skirtumus lemia laboratorijos aplinkos mechaninių vibracijų poveikis interferometrui, o taip pat impulso energijos svyravimų įtaka kontinuumo generacijai foto-

ninių kristalų šviesolaidyje. Dėl išorinio poveikio matavimo sistemai atsiradę fazės nuokrypiai stabilizavimo kilpos viduje yra kompensuojami, todėl rezultatai, kurie buvo išmatuoti su nepriklausomu interometrometru už stabilizavimo kilpos, tiksliau atspindi tikrąjį stabilumą. Integruotas fazės triukšmas stabilizavimo kilpos viduje yra lygus 56 mrad RMS ir už jos 98 mrad RMS (žr. 2.6 pav.). Šie rezultatai yra ženkliai geresni lyginant su

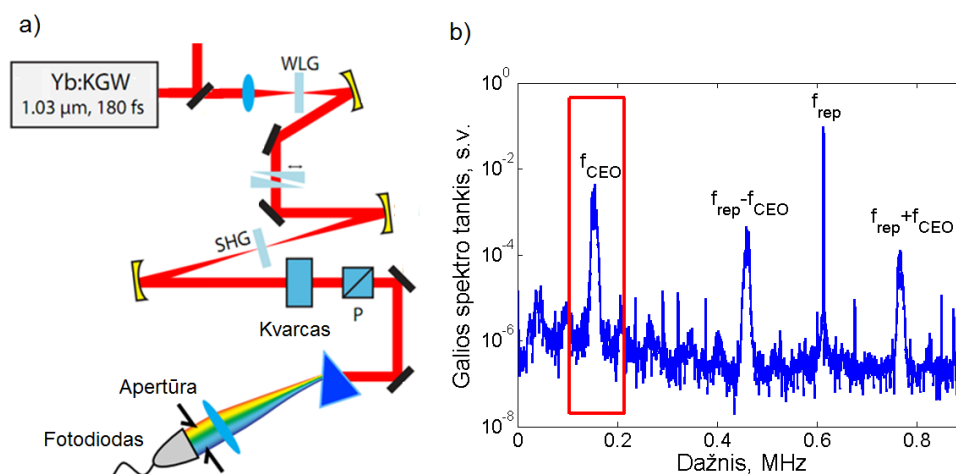


2.6 pav. Osciliatoriaus gaubtinės fazės triukšmo dažninis spektras bei jo integralas iš matavimo duomenų stabilizavimo kilpos viduje (raudona spalva) ir už jos (mėlyna spalva).

kitų mokslinių grupių naudojančių osciliatorius iterbio pagrindu [74, 82] ir yra artimas geriausiems pasiekimams naudojant titano safyro osciliatorius [84, 85].

Svarbu paminėti, kad mūsų naudojamas osciliatorius, Šviesos konversijos elektronikos inžinierių dėka, turi unikalų mažatriukšmį analoginį kaupinimo diodų srovės šaltinį, kurio dėka, net be grįžtamojo ryšio, osciliatoriaus impulsų f_{CEO} dažnis ilgą laiką nenukrypavo daugiau negu 100 kHz. Tokios Yb:KGW osciliatoriaus charakteristikos vėliau sudarė prielaidas, bendradarbiaujant su kolegomis iš Vienos technikos universiteto, nestabilizuotos

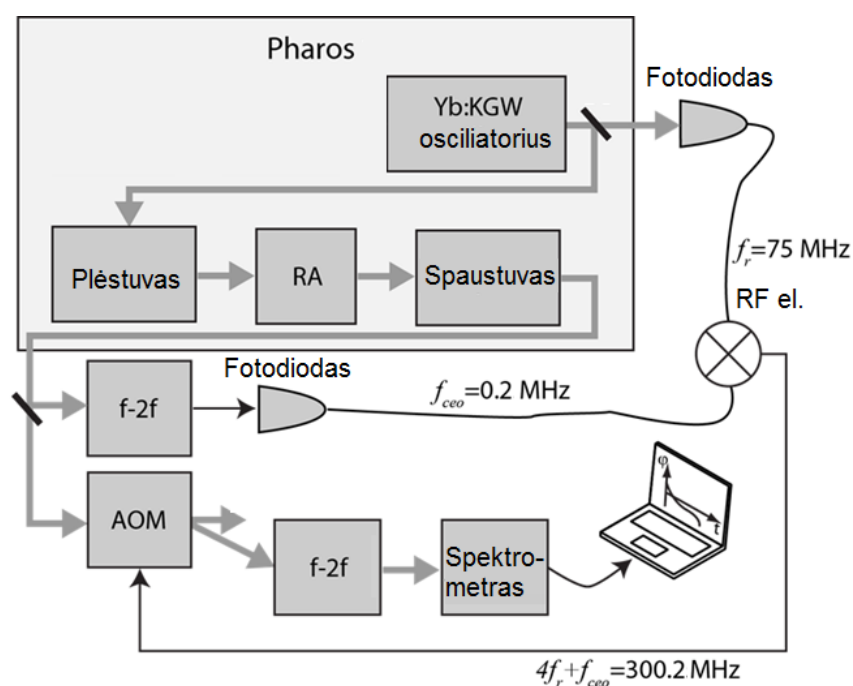
sistemos fazės kitimo dažnį stebėti tiesiogiai už 0.5-1 MHz impulsų pasikartojimo dažniu veikiančio lazerinio stiprintuvo (Pharos, Šviesos konversija). Sustiprintų impulsų energija siekia 10 μ J, jos dalies jau pakanka kontinuumo generacijai safyre ar kitoje kietakūnėje terpėje, todėl nebereikia naudoti fotoninių kristalų šviesolaidžio. Gaubtinės fazės pokyčius tapo įmanoma registruoti išoriniam poveikiui daug mažiau jautresniu bendro kelio f-2f interferometru (optinė schema 2.7 (a) paveiksle). Esminis skirtumas nuo klasikinio f-2f interferometro (žr. 2.2 pav.) yra prieš poliarizatorių įstatytas dvejetainis kvarco kristalas naudojamas vėlinimui tarp interferuojančių impulsų sumažinti tam, kad į diodą būtų galima nukreipti didesnę spektro dalį su viena interferencine juosta. Lėto atsako diodo signalas buvo įrašytas oscilografu ir apskaičiuotas dažnių galios spektras (žr. 2.7 (b) pav.). Pavykus užregistruoti 30 dB už matavimo triukšmą stipresnę f_{CEO} signalą



2.7 pav. Gaubtinės fazės kitimo dažnio (f_{CEO}) registravimas tiesiogiai už lazerinio stiprintuvo be oscilatoriaus stabilizavimo. a) f-2f interferometro schema (WLG - baltos šviesos kontinuumo generacija safyre, SHG - ilgabangio kontinuumo spektro krašto antrosios harmonikos generacija BBO kristale). b) Diodu užregistruoto signalo galios spektras (f_{rep} - lazerinio stiprintuvo impulsų pasikartojimo dažnis), raudonai pažymėta signalo sritis buvo atskiriama radijo dažnio filtrais ir panaudota gaubtinės fazės stabilizavimui.

kolega Tadas Balčiūnas atliko galimybių studiją šio signalo panaudojimui tiesioginiam visos sistemos gautinės fazės stabilizavimui [86]. Pasirinktas

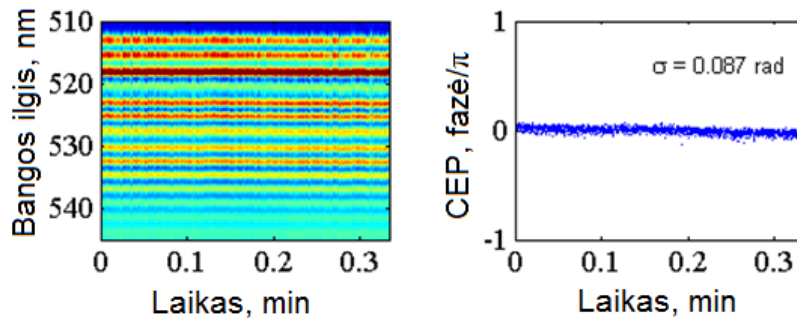
metodas paremtas skirtuminio dažnio generacija tarp optinės ir akustinės bangos ir neseniai buvo pritaikytas Ti:safyro osciliatoriui. Ši idėja ir pirmieji rezultatai publikuoti Nature žurnale [87]). Su šio metodo kūrėjo Günter Steinmeyer pagalba, pavyko sukurti reikiamą radijo dažnio filtravimo ir stiprinimo elektroniką, kuri leido akustooptinį optinės spinduliuotės dažnio moduliatorių valdyti tuo pačiu dažniu (f_{CEO}), kuriuo kinta gaubtinės fazė. Tokiu būdu nuo akustinės bangos difragavusios spinduliuotės gaubtinės fazė tampa stabili.



2.8 pav. Tiesioginio gaubtinės fazės stabilizavimo už lazerinės sistemos schema. RA - regeneratyvinis stiprintuvas, AOM - akustooptinis moduliatorius, RF el. - radijo dažnio elektronika.

Tiesioginio Yb:KGW sistemos Pharos impulsų gaubtinės fazės stabilizavimo tyrimams atlikome eksperimentą, kurio schema pavaizduota 2.8 paveiksle. 600 kHz dažniu veikiančio lazerio išvadiniai impulsai praleidžiami pro akustooptinį moduliatorių, kuris tiesiogai valdomas f_{CEO} dažnio signalu. Kadangi naudoto akustooptinio moduliatoriaus darbinė dažnių sritis yra apie 300 MHz, prie išmatuoto f_{CEO} signalo buvo pridėta ketvirtoji osciliatoriaus impulsų pasikartojimo dažnio harmonika ($4f_r$). Difragavusių

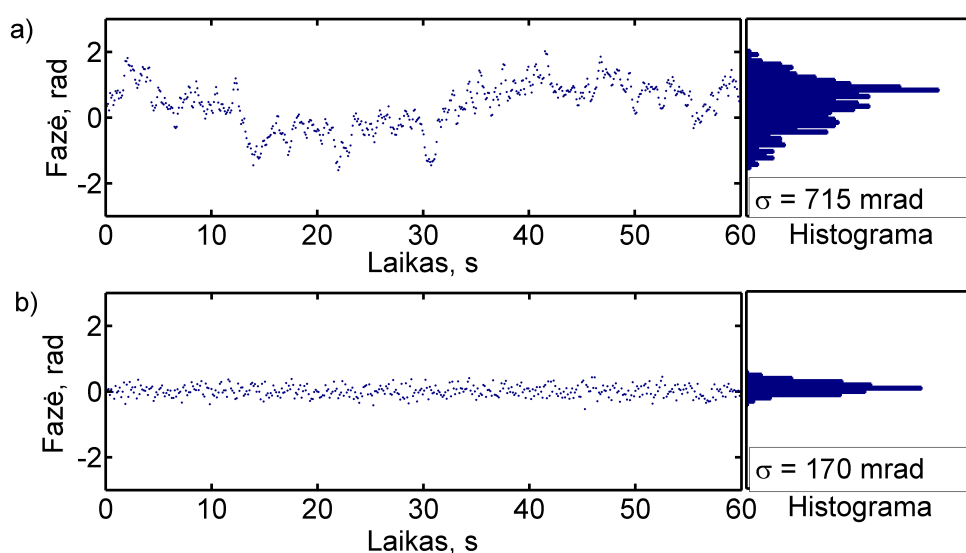
impulsų gaubtinės fazės nuokrypiai buvo matuojami panaudojant antrą f-2f interferometrą su spektrometru. 2.9 pav. pateikti eksperimento duomenys demonstruoja mažesnius nei 100 mrad impulsų gaubtinės fazės nuokrypius, o didžiausia šių impulsų energija siekė 1 μ J. Pagrindinis faktorius ribojantis energiją – netiesinė impulsų saviveika modulatoriaus telūro oksido kristale. Tačiau tokia energija jau yra pakankama plačiajuosčio kontinuumo generacijai YAG arba safyro kristale.



2.9 pav. Tiesioginio Yb:KGW lazerinės sistemos impulsų gaubtinės fazės stabilizavimo rezultatai.

Mūsų kuriamos OPCPA sistemos koncepcijoje numatyta ne tik stabilios gaubtinės fazės baltos šviesos kontinuumo užkratas, bet ir šių impulsų pradinis stiprinimas to paties Yb:KGW lazerinio stiprintuvo antrosios harmonikos impulsais. Tam, kad pasiektume didžiausią galimą sustiprintų impulsų energiją, lazerinio stiprintuvo impulsų pasikartojimo dažnį reikia sumažinti iki 1 kHz. Šiuo atveju neįmanoma už stiprintuvo stebėti didesniu dažniu vykstančių impulsų gaubtinės fazės nuokrypių. Todėl buvo grįžta prie osciliatoriaus stabilizavimo kilpos su grįžtamuoju ryšiu per kaupinimo diodų srovę. Osciliatoriaus generuojamų impulsų stiprintuvą (PHAROS, Šviesos konversija) sudaro gardelinis impulsų plėstuvas (plečiantis impulsus nuo ~ 60 fs iki maždaug 300 ps trukmės), regeneratyvinis stiprintuvas su maždaug 30 praėjimų per Yb:KGW aktyvųjį elementą ir gardelinis spaus-tuvas (spaudžiantis iki minimalios trukmės ~ 200 fs). Impulso energija už stiprintuvo siekia 1 mJ. Regeneratyvinio stiprintuvo veikos dažnis nusta-

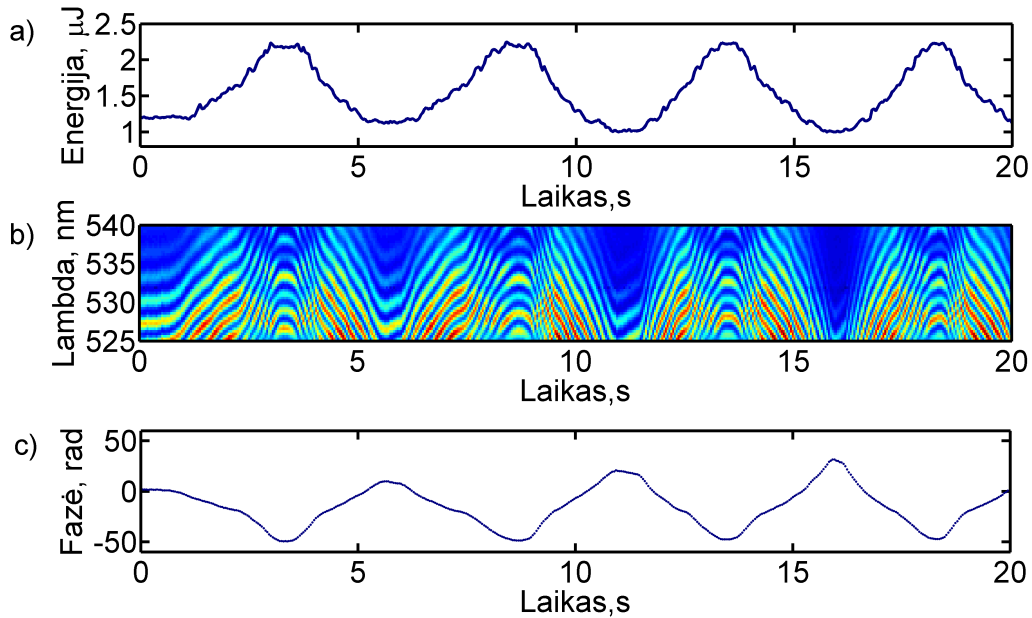
tytas tokiu būdu, kad į stiprintuvą būtų įvedami tik tos pačios fazės stabilizuoto osciliatoriaus impulsai, mūsų atveju, kiekvienas $N \times 4$ -tasis, kur N yra sveikas skaičius. Gaubtinės fazės pokyčiams už stiprintuvo matuoti naudota klasikinė bendro kelio $f-2f$ interferometro schema (žr. 2.2 pav.). Nedidelė dalis sustiprinto impulso energijos, $\sim 1 \mu\text{J}$, panaudota kontinuumui generuoti 4 mm safyro plokštelėje, tada 0.3 mm storio BBO kristale sugeneruota ilgabangio kontinuumo spektro ruožo antroji harmonika. Spektro interferogramos buvo įrašomos spektrometru integruojant tik po vieną lazerio šūvį. Apskaičiavus gaubtinės fazės pokyčius per laiką, buvo stebimi lėti jos vertės svyravimai. Jiems kompensuoti realizuota antra grįžtamojo ryšio kilpa į pradinį lazerinės sistemos osciliatorių. Šios lėtosios kilpos dažnis tik $\sim 30 \text{ Hz}$ yra ribojamas *USB* sąsajos spartos tarp spektrometro ir kompiuterio bei duomenų apdorojimo trukmės. Tačiau šios spartos, iš esmės, užtenka suvaldyti didžiąją dalį fazės triukšmo, kuris, manoma, atsiranda dėl pluošto krypties kitimo didele dispersija pasižyminčiuose impulsų plėstuve ir spaustuve. Fazės stabilumo rezultatų už lazerinio stiprintuvo palyginimas su stabilizavimo kilpa ir be jos pateiktas 2.10 paveiksle.



2.10 pav. Lazeriniame čirpuotų impulsų stiprintuve (CPA) sustiprintų impulsų gaubtinės fazės stabilumas be papildomos stabilizavimo kilpos (a) ir su ja (b). Aktyvi osciliatoriaus impulsų gaubtinės fazės sistema įjungta abiem atvejais.

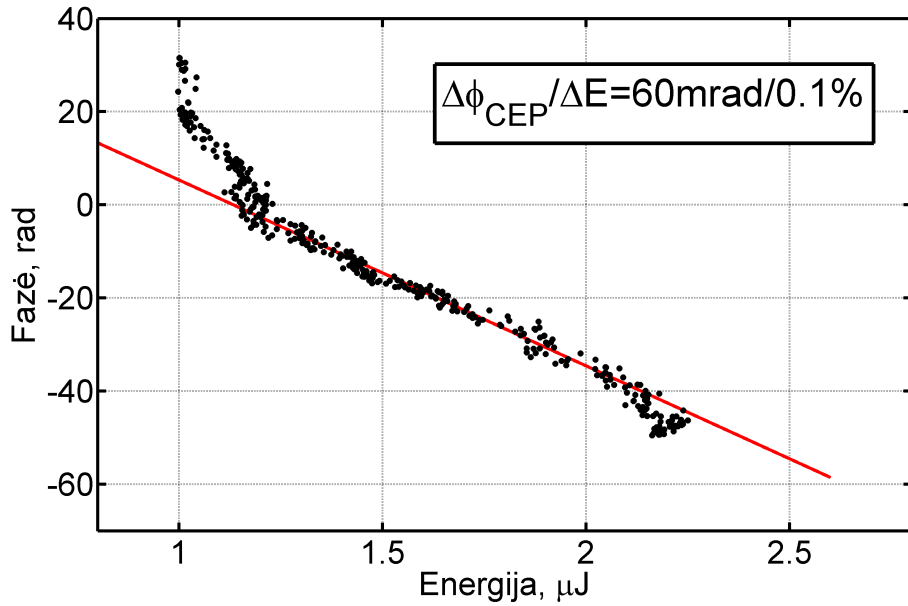
Gaubtinės fazės svyravimams už stiprintuvo matuoti naudojamas bendro kelio $f-2f$ interferometras, kuris mažiau jautrus išoriniam aplinkos poveikiui negu dviejų šakų interferometras naudotas osciliatoriaus stabilumui charakterizuoti. Tačiau abėjuose interferometruose yra naudojama trečios eilės netiesinių procesų sąlygojama kontinuumo generacija, kurios metu kaupinimo impulsų energijos kitimas perduodamas fazės nuokrypiams. Išsamios studijos šiuo klausimu jau buvo atliktos titano safyro lazeriniams šaltiniams [88], tačiau nėra publikuotų žinių apie ryšio koeficientą tarp energijos pokyčio ir fazės pokyčio $f-2f$ interferometruose, kuriuose kontinuumo generacija kaupinama 1030 nm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais.

Minėtas koeficientas mūsų atveju buvo nustatytas kintančiu pralaidumo filtru, patalpintu prieš interferometrą, moduluojant įvedamų impulsų energiją bei tuo pat metu išmatuojant fazės kitimo dinamiką (žr. 2.11 pav.). Vėliau energijos ir fazės matavimo rezultatai buvo apjungti 2.12 paveiksle. Impulso energijų intervale tarp 1.2 ir 2.2 μJ yra stebima tiesinė išmatuo-



2.11 pav. Impulsų energijos moduliacija sukant kintamo pralaidumo filtrą (a) tuo pat metu įrašytos $f-2f$ spektrinės interogramos (b), iš jų apskaičiuota fazės kitimo dinamika (c).

tos fazės priklausomybė nuo į interferometrą įvestos energijos atitinkanti 60 mrad fazės vertės pokytį, kai impulso energija pasikeičia 0.1 %. Tipinis

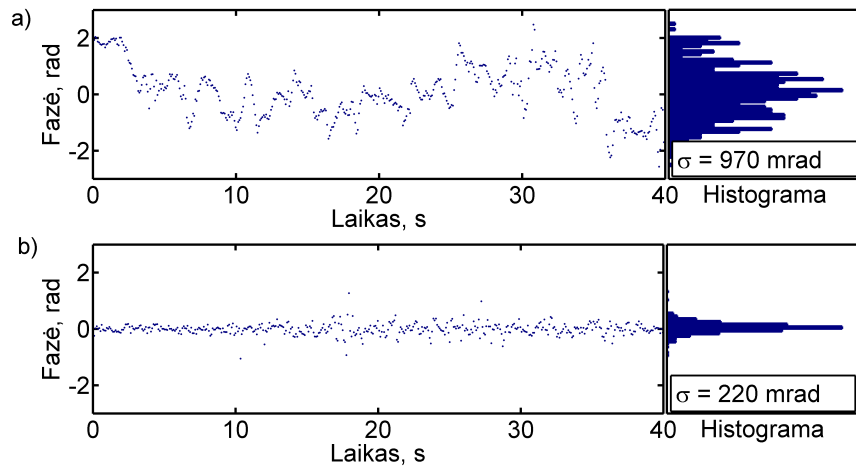


2.12 pav. Išmatuotos fazės priklausomybė nuo į interferometrą kritusios energijos, kai spinduliuotės bangos ilgis 1030 nm, impulso trukmė ~ 200 fs.

mūsų naudojamos lazerinės sistemos energijos stabilumas yra 0.1–0.2 %, tad registruojamam gaubtinės fazės stabilumui priartėjus prie 100 mrad, rezultatai gali būti iškraipomi užgožiant tikrąjį stabilumą. Ši problema iš dalies gali būti sprendžiama papildant grįžtamo ryšio signalus korekcija pagal išmatuotą impulso energiją, tik šiuo atveju reikia užtikrinti pakankamą energijos matuoklio tikslumą.

Įsitikinus galimybe patikimai kompensuoti lėtus gaubtinės fazės svyravimus už lazerinio stiprintuvo, papildoma lėtoji grįžtamojo ryšio kilpa buvo perkelta už šio lazerio impulsais kaupinamo nekolinearaus optinio parametrinio stiprintuvo (daugiau apie jį 3.3.1 skyriuje). Matavimui pasitelkus tą patį aukščiau aptartą bendro kelio f-2f interferometrą su kontinuumo generacija safyre, buvo tiriamas impulsų, kurių spektras apima 800-900 nm intervalą, gaubtinės fazės stabilumas. Tipiniai matavimo rezultatai pateikti 2.13 paveiksle. Panašus gaubtinės fazės stabilumas stebėtas ir parametriniam stiprinimui naudojant tik vieną pakopą. Išoriniam poveikiui jautriausia NOPA vieta, lėmusi didesnius fazės svyravimus, lyginant su stabilumu tiesiai už lazerinio stiprintuvo (žr. 2.10 pav.), yra antrasis baltos švie-

šios kontinuumo generatorius, skirtas užkratui formuoti prieš parametrinio stiprinimo pakopas. Visos tirtos aktyvios gaubtinės stabilizavimo schemos



2.13 pav. Nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve sustiprintų impulsų gaubtinės fazės stabilumas be papildomos stabilizavimo kilpos (a) ir su ja (b).

su grįžtamuoju ryšiu į pradinį osciliatorių užtikrina geresnį už 250 mrad gaubtinės fazės stabilumą, įprastai pakankamą pradėti elektrinio lauko fazei jautrius eksperimentus. 250 mrad atitinka apie 4 % svyravimo periodo dalį arba ~ 140 as laikinį el. lauko osciliacijos virpėjimą, kai spinduliuotės bangos ilgis lygus ~ 1 μm . Tačiau tokį stabilumą yra sunku užtikrinti valandą ir ilgiau, dėl silpniausios mūsų stabilizavimo kilpų grandies - kontinuumo generacijos fotoninių kristalų šviesolaidyje osciliatoriaus impulsais. Šio šviesolaidžio diametras tik 5 mikrometrai, tad net menki fokusuoto pluošto krypties pokyčiai sumažina kontinuumo intensyvumą bei sustabdo osciliatoriaus impulsų gaubtinės fazės pokyčio dažnio (f_{CEO}) stabilizavimo kilpos veiką. Todėl buvo nuspręsta ištirti galimybę pasyviuoju metodu suformuoti stabilios gaubtinės fazės impulsus kuriamos parametrinio stiprinimo sistemos užkratui. Šis metodas detaliau nagrinėjamas kitame skyriuje.

2.3 Pasyvi gaubtinės fazės stabilizacija

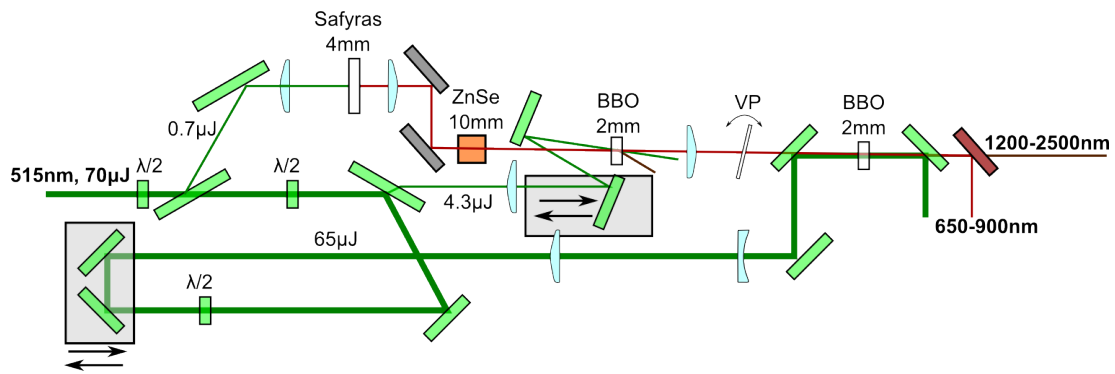
Gaubtinės fazės stabilizavimas yra įmanomas ir pasyviais metodais - pasitelkiant parametrines sąveikas. Skirtuminio dažnio generacijos metodo veiksmingumą pirmasis kartu su bendrautoriaus pademonstravo tautietis A. Baltuška [79]. Šiame skyriuje pristatysime šio metodo veikimo principus, eksperimentus ir optines schemas, kurios buvo sukurtos šios disertacijos metu.

Pirmiausia aptarsime, kaip kinta spinduliuotės osciliacijos fazė tribangės parametrinės sąveikos metu. Fotonų energijos mainai tarp saveikaujančių bangų paklūsta energijos tvermės dėsniiui ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$), taip pat kartu galioja ryšys ir šių bangų fazėms $\varphi_3 - \varphi_2 - \varphi_1 = C$ (C - konstanta). Pavyzdžiui, antrosios harmonikos atveju osciliacijos fazinis narys padvigubėja $\varphi_{2h} = 2\varphi_{1h} + C$. Tai panaudojama f-2f interferometrijoje siekiant konstantos tikslumu nustatyti pirmosios harmonikos impulsų gaubtinės fazę bei sekti, ar ji kinta. Skirtuminio dažnio generacijos atveju $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$, impulsų osciliacijų fazėms galioja: $\varphi_1 = \varphi_3 - \varphi_2 + C$. Atskiru atveju, kai kaupinimo bangos ω_3 fazė konstantos tikslumu sutampa su signalinės bangos ω_2 fazė φ_2 , šalutinės bangos ω_1 fazė bus lygi pastoviai konstantai, kuri nepriklauso nuo pradinių impulsų fazių. Tuo paremtas pasyvus gaubtinės fazės stabilizacijos metodas, kuris apžvelgtas plačiau ir palygintas su aktyviais gaubtinės fazės stabilizavimo metodais G. Cerullo ir bendraatorių publikacijoje [89].

Galimi du būdai stabilizuoti gaubtinės fazę panaudojant skirtuminio dažnio generaciją. Pirmas būdas - kuomet skirtuminė banga generuojama maišant kraštines plačiajuosčio impulso spektro komponentes (angl. trump. *intrapulse DFG*). Principinė šio metodo schema yra itin paprasta - užtenka vieno netiesinio kristalo. Šis metodas dažniausiai naudojamas generuojant skirtuminio dažnio impulsus, kurių bangos ilgis $>2 \mu\text{m}$, kai kaupinimui naudojama plačiajuosčių Ti:safyro osciliatorių spinduliuotė. Trumpesnių ban-

gos ilgių stabilios gaubtinės fazės impulsų generacijai nebepakanka lazerinių šaltinių spektro pločio. Kitas būdas generuoti stabilios fazės skirtuminę bangą realizuojamas naudojant siauresnio spektro, bet didesnės energijos impulsus. Spinduliuotė padalinama į du pluoštus ir viename iš jų generuojant kontinuumą formuojamas plataus spektro signalas. Svarbu tai, kad stabilium impulsu kietakūnėje terpėje žadinamo kontinuumo fazė konstantos tikslumu sutampa su žadinančio impulso faze [79]. Vėliau šie du pluoštai vėl suvedami į netiesinį kristalą, kuriame generuojama skirtuminio dažnio banga (trumpiau angl. *interpulse DFG*). Šio metodo pradininkas yra lietuvis tuo metu dirbęs Tokijo universitete - Andrius Baltuška, kartu su bendraautoriais pademonstravęs stabilios gaubtinės fazės impulsus iš antrąja titano safyro lazerio harmonika kaupinamo optinio parametrinio stiprintuvo [90]. Vėliau A. Baltuškos vadovaujama mokslininkų grupė iš Vienos technikos universiteto pademonstravo 1.5 μm ir 3 μm centrinio bangos ilgio stabilios gaubtinės fazės impulsų generaciją kaupinant OPA atitinkamai antrąja ir pirmąja iterbio lazerinės sistemos harmonika [91, 92].

Kuriant patikimą stabilios gaubtinės impulsų šaltinį tiriamas optinis parametrinis stiprintuvas, kurio schema pavaizduota 2.14 paveiksle. Kaupinimui naudota antroji Yb:KGW lazerio spinduliuotės harmonika, kurios bangos ilgis 515 nm, o impulsų energija 70 μJ . Maždaug vienas procentas kaupinimo energijos buvo 75 mm židinio nuotolio lęšiu sufokusuotas į keturių milimetrų storio safyro plokštelę. Joje sugeneruoto kontinuumo spektras į ilgabangę spektro sritį nusitęsė iki 900 nm. Šis užkrato spektro kraštas apriboja ilgiausią parametriniame stiprintuve stiprinamo signalinio impulso bangos ilgį ir apsprendžia trumpiausą skirtuminio dažnio impulso bangos ilgį - maždaug 1200 nm. Ilgiausią skirtuminio dažnio bangos ilgį (~ 2500 nm) riboja stiprinimui naudojamo BBO kristalo sugertis. Sugeneruoto kontinuumo impulsas buvo praleidžiamas per didelę dispersiją pasižyminčio cinko selenido (ZnSe) 10 mm ilgio plokštelę, tam, kad užkrato impulsą išplėtus laike stiprinamo signalo spektras susiaurėtų, o jo forma taptų labiau at-



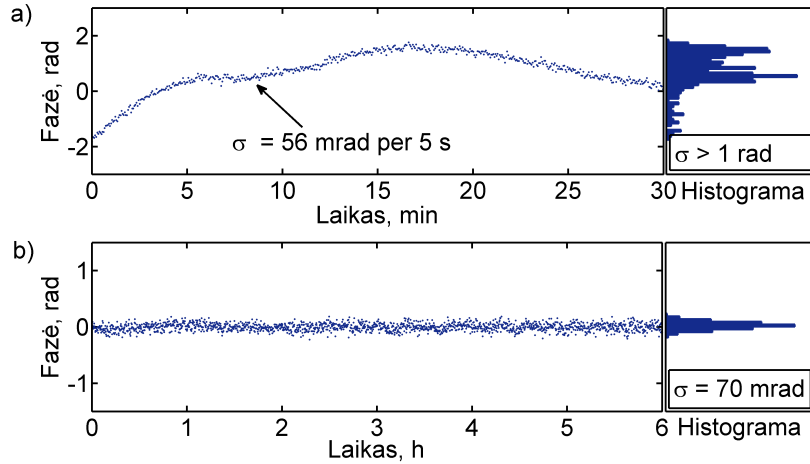
2.14 pav. Parametrinis stiprintuvas generuojantis 1200 - 2500 nm srityje derinamo bangos ilgio stabilios gaubtinės fazės impulsus. VP - vėlinimo plokštelė.

kartojama, mažiau jautri fazinio sinchronizmo sąlygoms. Toliau suformuoti užkrato impulsai yra nukreipiami į dvi stiprinimo pakopas pirmo sąveikos tipo 2 mm storio BBO kristalų pagrindu. Pirmoje pakopoje kaupinimo ir užkrato pluoštai suvesti nedideliu $<1^\circ$ laipsnio kampu tam, kad būtų lengviau atskirti sustiprintą signalinį ir sugeneruotą šalutinį impulsus. Antroje stiprinimo pakopoje gali būti stiprinamas bet kuris iš jų, todėl buvo išbandyti abu variantai. Antroje pakopoje stiprinant signalinį impulsą buvo gautas $\sim 20\%$ didesnis energijos keitimo efektyvumas, o išvadinio signalo energija beveik visoje derinimo srityje siekė $7 \mu\text{J}$. Tuo tarpu šalutinio impulso energija dėl tvermės dėsnio buvo šiek tiek mažesnė – mus dominančioje spektro srityje (1400-1900 nm) ji siekė $4\text{-}5 \mu\text{J}$. To visiškai pakanka šiuos impulsus toliau panaudoti generuojant itin plataus spektro kontinuumą plačiajuosčių stiprinimo pakopų užkratui, taip pat, gaubtinės fazės stabilumo matavimui. Teoriškai, antroje pakopoje stiprinant šalutinį impulsą būtų galima tikėtis geresnio gaubtinės fazės stabilumo, kadangi šiuo atveju optinis kelias nuo pradinio pluoštų atskyrimo vietos iki skirtuminio dažnio generatoriaus yra mažesnis. Tačiau vėliau tiriant išvadinių impulsų stabilumą esminių skirtumų naudojant vieną ar kitą konfigūracijas pastebėti nepavyko. Tai rodo, kad visa parametrinio stiprintuvo schema yra pakankamai stabili.

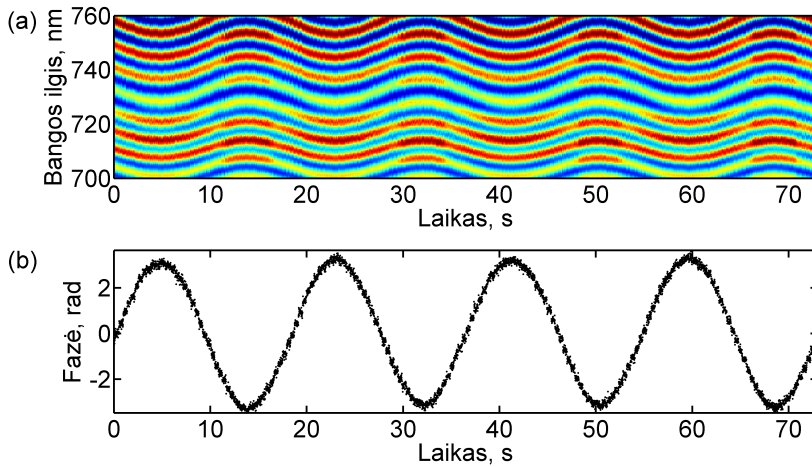
Tolesniems tyrimams buvo naudota konfigūracija su signalo impulsais iš pirmos stiprinimo pakopos. Lėtų gaubtinės fazės pokyčių kompensavimui

tarp pakopų buvo panaudota plona 1 mm storio lydyto kvarco plokštelė patalpinta ant motorizuoto iš kompiuterio valdomo posūkio mazgo. Šią plokštelę (schemoje pavaizduota - VP) pasukus, pailgėja stiklo terpės ilgis – taip sukuriamas vėlinimo pokytis. Šį vėlinimą keisdami itin mažais žingsniais, antrosios pakopos stiprinimo kristale viena kitos atžvilgiu galime praslinkti kaupinimo ir signalo laukų osciliacijas ir taip pakeisti sugeneruoto skirtuminio dažnio gaubtinės fazę. Pasyviai stabilizuotų šalutinių impulsų ties 1800 nm fazės stabilumas buvo patikrintas ta pačia, anksčiau aptarta, metodika pasitelkus bendro kelio $f-2f$ interferometrą. Šiuo atveju buvo stebima kontinuumo spektro 700-800 nm srities komponentų ir kontinuumo ilgabangio krašto (1400-1600 nm) komponentų antrosios harmonikos interferencija. Išmatuota gaubtinės fazės kitimo dinamika tarp pavienių šuvių parametriniam stiprintuvui veikiant laisva veika parodyta 2.15 (a) paveiksle. Trumpame laiko intervale, per kelias sekundes, gaubtinės fazės stabilumas yra itin geras - mažiau nei 60 mrad. Tačiau vos kelių minučių bėgyje buvo stebimas lėtas fazės kitimas kelių radianų intervale. Būtent šiam gaubtinės fazės kitimui kompensuoti buvo realizuotas grįžtamasis ryšys keičiant vėlinimą besisukančia plokštele signalo kelyje. Šią ploną plokštelę pasukus taip, kad kritimo kampas į ją padidėtų vos vienu laipsniu nuo 10 iki 11, signalo impulsas būtų pavėlinamas $\sim 2,3$ fs dėl pailgėjusio optinio kelio, o tai sudarytų maždaug pilną optinį ciklą ($\sim 6,28$ radianai). Tokios vėlinimo eigos pakako šalutinės bangos gaubtinės fazės stabilumui palaikyti ilgą laiką. Patalpinus besisukančią plokštelę už parametrinio stiprintuvo ir keičiant jos kampą būtų galima ir tiesiogiai keisti jau sugeneruoto šalutinio impulso gaubtinės fazę už parametrinio stiprintuvo. Tačiau šiuo atveju gaubtinės fazės pokytis pasikeitus optiniam keliui medžiagoje apskaičiuojamas kitu būdu, pagal 2.7 formulę. Todėl reikalingas kampo pokytis arba plokštelės storis yra kelias dešimtis kartų didesnis. Siekiant išvengti pluošto pozicijos pokyčių veikiant grįžtamojo ryšio kilpai buvo naudota tik plona vėlinimo plokštelė signalo pluošto kelyje prieš skirtuminio dažnio generato-

rių. Vienas geriausių šalutinio impulso ilgalaikio fazės stabilumo rezultatų pateiktas 2.15 (b) paveiksle. Šis matavimas atliktas nakties metu labo-



2.15 pav. Pasyviai stabilizuotų impulsų gaubtinės fazės kitimo dinamika. (a) - be grįžtamojo ryšio, (b) - su grįžtamoju ryšiu.



2.16 pav. Šalutinių impulsų f-2f interferencijos spektro dinamika (a) ir apskaičiuoti gaubtinės fazės pokyčiai (b) kai signalinio impulso vėlinimas kaupinimo atžvilgiu keičiamas harmoniniu dėsniumi.

ratorijoje nesant žmonių ir kitų aplinkos dirgiklių, įnešančių trumpalaikes didesnės amplitudės perturbacijas, kurių nespėja kompensuoti kelių hercų dažniu veikianti motorizuota grįžtamojo ryšio kilpa. Įprastomis darbo sąlygomis, t.y. dienos metu buvo matuojamas apie 100-120 mrad ilgalaikis šalutinės bangos gaubtinės fazės stabilumas.

Grįžtamojo ryšio kilpą galima nustatyti ne tik pastovios gaubtinės fa-

zės vertės palaikymui, bet ir moduluoti norimu dėsnio. $F-2f$ interferencijos spektro dinamika ir apskaičiuoti šalutinės bangos gaubtinės fazės pokyčiai, kai besisukančia plokštele signalinio impulso vėlinimas keičiamas harmoniniu dėsnio, pavaizduoti 2.16 paveiksle.

3 skyrius

Plataus spektro užkrato signalo formavimas ir jo pradinis stiprinimas

Šiame skyriuje pateikta medžiaga publikuota [A2, A4, A5]

Kuriant parametrinių stiprintuvų OPCPA sistemą, pradinis uždavinys yra suformuoti stabilų plataus spektro užkrato impulsą. Daugelis parametrinio stiprinimo sistemų, stiprinančių plačiajuosčius impulsus spektro srityje apie 800 nm, užkratui naudoja Ti:safyro osciliatorių. Tačiau mūsų pasirinkimas yra baltos šviesos kontinuumas, žadinamas spinduliuote, kurios bangos ilgis didesnis nei 1 μm . Abiejų šių šaltinių impulsų energija 700-1000 nm spektro srityje įprastai neviršija 10 nJ. Tačiau, be ženkliai platesnio spektro, kontinuumas turi dar vieną privalumą - laikinis kontrastas. Atskyrus žadinančios spinduliuotės spektro sritį, kontinuumo impulsai yra visiškai švarūs nuo lazeriniams šaltiniams būdingos sustiprintos savaiminės spinduliuotės. Taip pat, naudojamo Yb:KGW lazerinio šaltinio femtosekundinių impulsų energija ženkliai viršija baltos šviesos kontinuumo generacijai reikalingą energiją. Tad atsiveria galimybė šiuos užkrato impulsus su likusia energija ženkliai sustiprinti dar prieš juos išplečiant ir siunčiant į pikosekundiniais impulsais kaupinamas stiprinimo pakopas.

Femtosekundinių impulsų panaudojimas parametrinių stiprintuvų kau-

pinimui leidžia pasiekti daugiau nei dešimt kartų didesnius kaupinimo intensyvumus (vis dar išvengiant kristalo optinio pažeidimo) lyginant su kelių dešimčių pikosekundžių trukmės impulsais kaupinamomis OPCPA pakopomis. Dėl to galima naudoti trumpesnius netiesinius kristalus ir taip praplėsti stiprinamo spektro juostą [93].

Toliau aprašyti tyrimai, atlikti tęsiant dr. Roman Antipenkov disertacijoje pradėtą plėtoti parametrinio stiprinimo sistemos koncepciją, paremtą baltos šviesos kontinuumo užkratu ir pradiniu jo stiprinimu femtosekundiniais impulsais.

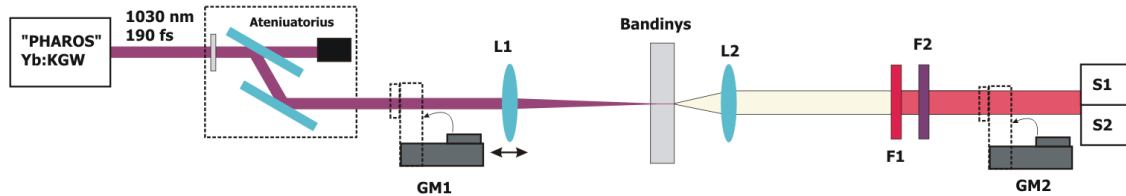
3.1 Kontinuumo generacijos tyrimas

Baltos šviesos kontinuumo generacija yra neatsiejama nuo šviesos gijų formavimosi. Vieną išsamiausių apžvalgų šia tema yra parašiusi A. Couairon vadovaujama grupė iš Prancūzijos [94]. Po to, kai pirmą kartą femtosekundiniais impulsais buvo sugeneruotas itin platus baltos šviesos kontinuumo [95], kitaip vadinamo superkontinuumu, spektras, buvo atlikta daug tyrimų nagrinėjant šios spinduliuotės charakteristikas ir generacijos sąlygas. Tačiau patys reikšmingiausi ir išsamiausi tyrimai atlikti naudojant tik Ti:safyro femtosekundines lazerines sistemas [96–99]. Trumpabangio spektro krašto formavimosi procesai nagrinėti kontinuumo žadinimui naudojant ir lietuvišką Nd:stiklo lazerinę sistemą [100], kurios bangos ilgis artimas mūsų naudojamai Yb:KGW lazerinei sistemai. Kontinuumo generacijos terpių palyginimas, žadinant ~ 2 μm bangos ilgio spinduliuote, neseniai buvo publikuotas kolegų iš Vilniaus universiteto [101].

Populiariausios terpės kontinuumo generacijai, dėl aukšto optinio pažeidimo slenksčio, yra safyras (Al_2O_3) ir itrio aliuminio granatas (YAG). Kontinuumo, išplitusio į trumpesnių bangos ilgių pusę spektrinės savybės, yra panašios abiem šioms kristalams, kai žadinimui naudojama artimojo infraraudono diapazono spinduliuotė. Skiriasi tik kontinuumo generacijos

slenkstis, kuris safyrai jis yra ~ 1.5 karto didesnis, tad tikimasi, kad naudojant būtent šią terpę pavyks pasiekti šiek tiek didesnę plačiajuotės kontinuumo spinduliuotės energiją. Be kontinuumo energijos dydžio yra labai svarbus ir spektrinių bei erdvinių parametru stabilumas ir atsikartojamumas.

Kontinuumo generacijos procesas yra jautrus jį žadinančios spinduliuotės parametrų. Todėl buvo iškeltas tyrimo tikslas rasti optimalias spinduliuotės fokusavimo sąlygas, impulso energiją ir bandinio storį kontinuumo žadinimui naudojant Yb:KGW lazerinę sistemą. Eksperimento schema pavaizduota 3.1 paveiksle.

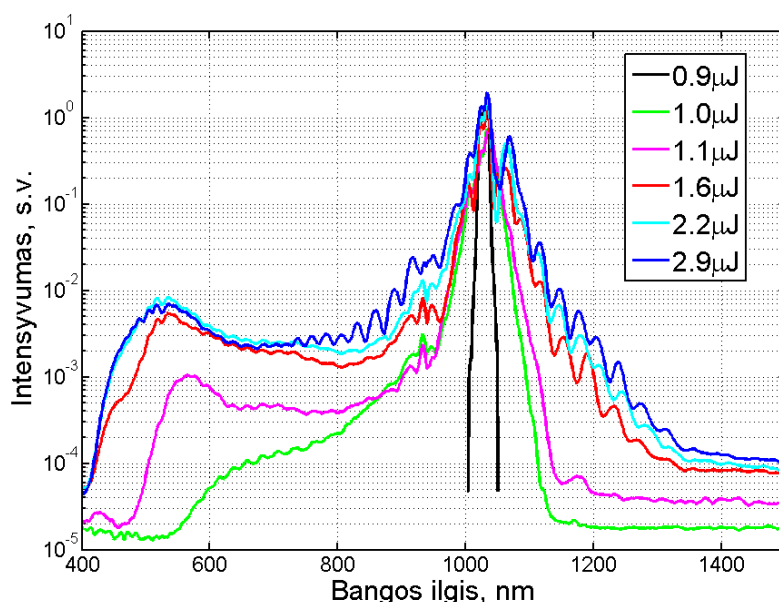


3.1 pav. Eksperimento schema. L- lęšiai, F1,2- filtrai, GM-galios matuokliai, S- spektrometrai.

Buvo naudojama 1030 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotė, kurios impulsų trukmė 230 fs, impulsų pasikartojimo dažnis 1 kHz, o pluošto diametras 5 mm $1/e_2$ intensyvumo aukštyje. Tiksliai reikiamos energijos derinimui dalis lazerio spinduliuotės buvo nukreipiama į slopintuvą iš banginės plokštelės ir poliarizatorių poros. Spinduliuotė fokusuojama į bandinį skirtingo židinio nuotolio lęšiais. Bandinio padėtis parenkama taip, kad kontinuumo generacija prasidėtų esant mažiausiai žadinimo energijai.

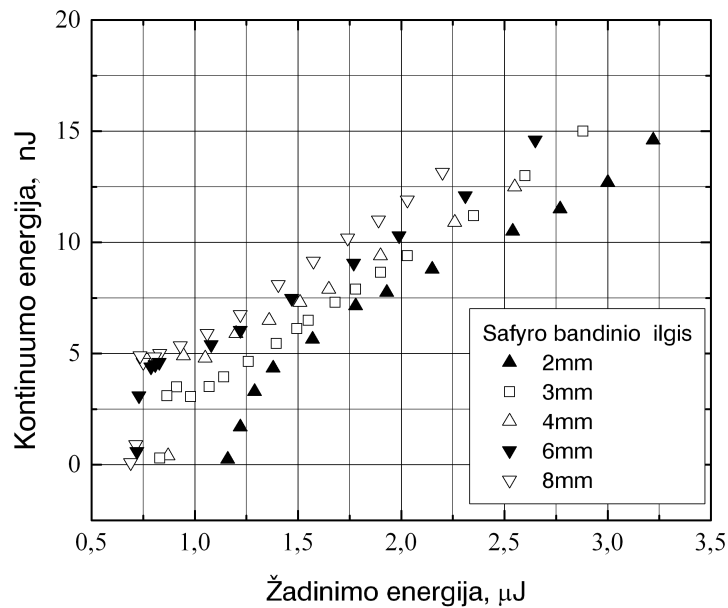
Tipinė kontinuumo generacijos dinamika didinant kaupinimo impulso energiją pavaizduota 3.2 paveiksle. Visam kontinuumo spektrui užregistruoti buvo pasitelkti du komerciniai spektrometrai: *Avantes Avaspec* su silicio detektorių liniuote spektro sričiai nuo 400 nm iki 1050 nm ir *NIRquest-512* su InGaAs detektorių liniuote spektro sričiai nuo 950 nm iki 1500 nm. Abiejų spektrometru spektrinis jautris buvo sukalibruotas panaudojus žino-

mo spektrinio intensyvumo šviesos šaltinį. Viršijus kontinuumo generacijos slenkstį (0.9 - 1 μJ) kontinuumo spektro intensyvumas ženkliai auga. Vėliau augimas nusistovi, kol viršijus kritinę ribą ($\sim 2.7 \mu\text{J}$) likusi žadinančio impulso dalis išplintą dar kartą. Mus dominančioje spektro srityje nuo 650 iki 1000 nm pastebima moduliacija, tai dviejų pavėlintų kontinuumų interferencijos rezultatas. Iš spektro matavimų nustatyta, kad kontinuumas į ilgabangę pusę nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio išplinta iki maždaug 1400 nm, bet spektro intensyvumas šioje srityje beveik 100 kartų mažesnis palyginus su matomąją spektro dalimi.



3.2 pav. Kontinuumo spektrai užregistruoti keičiant žadinančio impulso energiją, kai į 4 mm storio safyro bandinį fokusuota 150 mm židinio nuotolio lęšiu.

Kontinuumą planuojama stiprinti parametriniame stiprintuve, kurio stiprinimo juostos mėlynasis kraštas yra apie 630 nm, todėl, matuojant naudingą kontinuumo energijos dalį, trumpabangė spektro dalis (450 – 630 nm) buvo nuslopinta sugeriančiu filtru (F1), o žadinančioji spinduliuotė ir didžioji dalis ilgabangės spektro dalies buvo atskirta panaudojus aukšto atspindžio koeficiento dielektrinių dangų veidrodį (HR950-1100, F2). Išmatuota naudingos kontinuumo spektro dalies energijos priklausomybė nuo safyro bandinio ilgio ir žadinimo energijos pavaizduota 3.3 paveiksle.



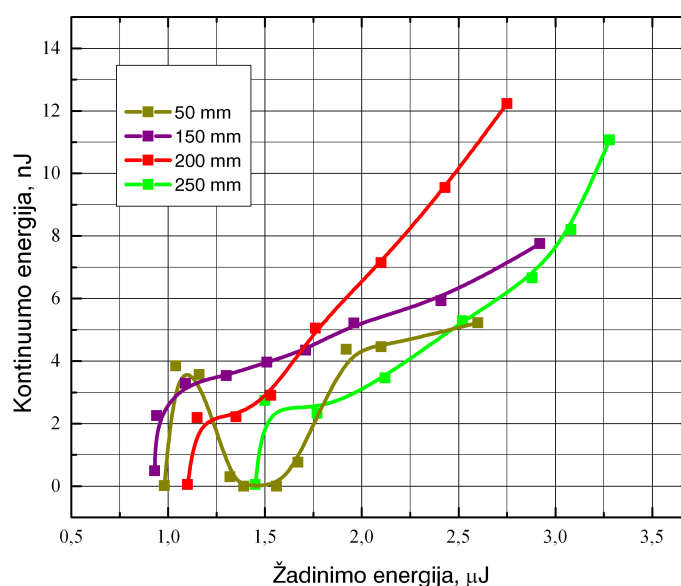
3.3 pav. Baltos šviesos kontinuumo impulso energija už F1, F2 filtrų 630-950 nm spektro srityje esant skirtingiems safyro bandinio ilgiams. Naudotas 200 mm židinio nuotolio lęšis.

Buvo nustatyta, kad energinės kontinuumo savybės 630 - 950 nm spektro srityje mažai priklauso nuo safyro bandinio storio. Visais atvejais didžiausia stabilus kontinuumo energija buvo tarp 8 ir 12 nJ. Toliau keliant žadinimo energiją aktualioje spektro dalyje stebima ryški spektro moduliacija, pluošto skersinis skirstinys tampa nestabilus. Didėjant bandinio storiui mažėja kontinuumo generacijos slenkstis, kartu mažėja reikalinga žadinančio impulso energija tai pačiai kontinuumo energijai pasiekti. Taip pat, buvo pastebėta, kad ploniausias safyro bandinys po keleto ar kelių dešimčių minučių patirdavo optinį pažeidimą, dažniausiai išvadiniame paviršiuje, ties kuriuo vis dar aukštas nedifragavusios šviesos gijos intensyvumas [102]. Nustatytas minimalus bandinio storis, kurį naudojant niekada nebuvo optinio pažeidimo kontinuumą žadinant 1 kHz impulsų pasikartojimo dažniu, yra 4 mm. Ilgesnės kontinuumo generatoriaus terpės lemia didesnę dėl grupinių greičių dispersijos išplitusio kontinuumo impulso trukmę. Mažesnė kontinuumo impulso trukmė tampa svarbi, kai siekiama realizuoti šių impulsų

plačiajuostį parametrinį stiprinimą kaupinimui naudojant to paties lazerio impulsus (plačiau 3.3.1 skyriuje).

Taip pat buvo tirta kontinuumo energijos priklausomybė nuo žadinančio impulso energijos žadinimo spinduliuotę fokusuojant skirtingo židinio nuotolio lęšiais. Norint tiksliau nusakyti kontinuumą žadinančios spinduliuotės fokusavimo į bandinį sąlygas reikėtų naudoti skaitinės apertūros parametą $NA = d/(2f)$. Šimto penkiasdešimt milimetrų židinio nuotolio lęšis ir mūsų naudoto lazerinio šaltinio pluošto diametras 5 mm atitiktų $NA \approx 0.017$. Atlikti tyrimai parodė, kad būtent tokia skaitinė apertūra buvo optimaliausia, sugeneruoto kontinuumo energija mažiausiai priklausė nuo žadinančios spinduliuotės energijos (žr. 3.4 pav.). Tokiomis sąlygomis tikimasi, jog pavyks kasdien užtikrinti atsikartojančius kontinuumo spinduliuotės parametrus esant nedideliems žadinančios spinduliuotės impulso trukmės ar energijos pasikeitimams. Naudojant ilgesnio židinio nuotolio lęšį išaugo kontinuumo generacijos slenkstis. Iškart sugeneruoto mėlynojo krašto energija yra mažesnė, vos viršija 2 nJ, toliau didinant žadinančios spinduliuotės energiją kontinuumo energija didėdavo, tačiau buvo stebimi kontinuumo pluošto erdviniai iškraipymai. Išmatuotas kontinuumo energijos padidėjimas galėjo būti lemtas ir nevisiškai užblokuotos ilgabangės spektro dalies virš 1200 nm. Glotniu spektru ir pluošto centrosimetrija (vizualiai vertinant matomą spektro dalį) kontinuumas pasižymėjo tik siaurame ($\sim 0.25 \mu\text{J}$) žadinančios spinduliuotės energijų intervale greta generacijos slenksčio. Priešingoje situacijoje, kai pluoštas į bandinį buvo fokusuojamas aštriai ($f=50\text{mm}$ lęšiu), kontinuumo generacijos slenkstis buvo vienas mažiausių $0.8\text{--}0.9 \mu\text{J}$, jį viršijus iškart susiformuoja platus, tolydus kontinuumo spektras ir stabilus simetriškas erdvinis skirstinys. Tačiau nežymiai $\sim 10\text{--}20$ procentų padidinus žadinančios spinduliuotės energiją kontinuumo spektras vėl susiaurėja, jo energija mus dominančioje srityje tampa lygi nuliui ir tik toliau didinant žadinimo energiją kontinuumas įsižiebia dar kartą, bet jau stebimi pluošto struktūros iškraipymai. Toje tarpinėje žadinančios energijos

srityje, kuomet visiškai nėra plataus spektro komponentų, stebint bandinį iš šono vis dar matoma stipriai sklaidoma spinduliuotė. Tai gali būti lemta to, kad laisvųjų elektronų plazma žadinančio impulso galinį frontą išsklaido anksčiau negu susidaro smūginė banga ir impulsui skylant į du susiformuoja platus mėlynasis kontinuumo kraštas [103].



3.4 pav. Baltos šviesos kontinuumo impulso energija už F1, F2 filtrų 630-950 nm spektro srityje esant skirtingiems į 4mm safyro bandinį fokusuojančio lęšio židinio nuotoliams.

Tyrimų metu nustatyti optimalūs žadinančios spinduliuotės fokusavimo parametrai (skaitinė apertūra $NA=0.017$) ir safyro bandinio ilgis (4 mm) toliau buvo naudojami kuriant užkrato šaltinį optiniam parametriniam čirpuotų impulsų stiprintuvui, bei stabiliai veikiančią f-2f interferomentrą Yb:KGW lazerio impulsų gaubtinės fazės matavimams.

3.2 Nekolinearus optinis parametrinis stiprinimas ir parametrinė fluorescencija

Vykstant parametrinio stiprinimo procesui netiesiškai sąveikauja trijų dažnių spinduliuotė. Stiprus, kaupinimu vadinamos, ω_p dažnio spinduliuotės laukas indukuoja netiesinį medžiagos atsaką – poliarizuotumą. Jo dėka anizotropinėje terpėje – kristale, gali būti išspinduliuojami du mažesnio dažnio fotonai: ω_s dažnio signalinis ir ω_i dažnio skirtuminis, kuris dar vadinamas šalutiniu. Tam, kad skirtinguose terpės gyliuose sugeneruoti naujo dažnio fotonai tarpusavyje interferuotų konstruktyviai, būtina tenkinti fazinio sinchronizmo sąlygą $\Delta k = 0$.

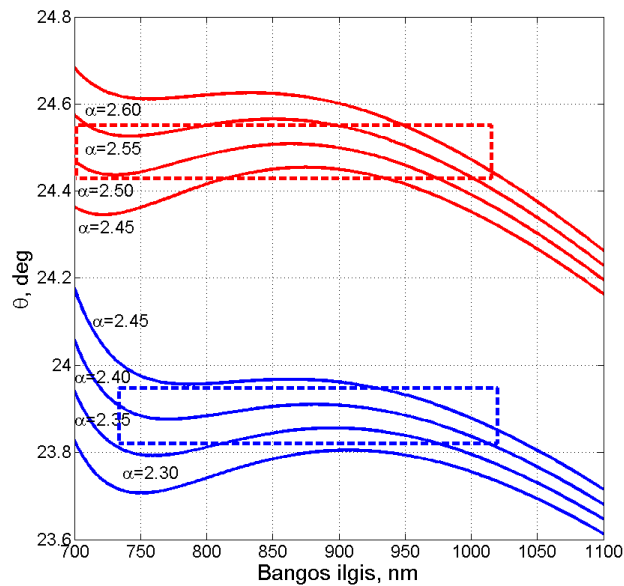
$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = \frac{n_p \omega_p}{c} - \frac{n_s \omega_s}{c} - \frac{n_i \omega_i}{c} = 0, \quad (3.1)$$

čia $n_{p,s,i}$ terpės lūžio rodikliai, c šviesos greitis vakuume. Augant fazinio nederinimo parametrui Δk ženkliai mažėja parametrinės sąveikos efektyvumas. Iš esmės visose skaidriose medžiagose lūžio rodiklis didėja didėjant spinduliuotės dažniui, tad sąlygai 3.1 įgyvendinti yra naudojami dvejojo lūžio netiesiniai kristalai, kuriuose lūžio rodiklis priklauso ne tik nuo dažnio, bet ir nuo spinduliuotės poliarizacijos. Keičiant kristalo orientaciją jo optinės ašies atžvilgiu galima realizuoti fazinį sinchronizmą įvairiems parametrinės sąveikos dažnių rinkiniams. Dėl lūžio rodiklių dispersijos, esant fiksuotai kristalo orientacijai kolinearios sąveikos metu fazinis sinchronizmas paprastai tenkinamas tik siaurai spektro sričiai. Siekiant išplėsti spektrinę signalo stiprinimo juostą reikia rasti sąlygas, kuomet bent pirmasis fazinio nederinimo priklausomybės nuo signalo dažnio narys yra artimas nuliui. Ši sąlyga įgyvendinama kaupinimo \mathbf{k}_p ir signalo \mathbf{k}_s spinduliuotę kristale sukertant nedideliu nekolinearumo kampu α , kuris, žinant kristalo dispersijos

dėsni, gali būti apskaičiuotas taip [104]:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1 - \frac{v_s^2}{v_i^2}}{1 + \frac{2v_s n_s \lambda_i}{v_i n_i \lambda_s} + \frac{n_s^2 \lambda_i^2}{n_i^2 \lambda_s^2}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.2)$$

čia $v_{s,i}$ yra signalinio ir šaltinio impulsų grupiniai greičiai. Šiuo atveju kalbame apie pirmo tipo sąveiką, kuomet signalinės ir šaltinės bangų poliarizacijos vienodos ir statmenos kaupinimui bei kristale nepatiria dvejopo lūžio. Kristalų parametrus tiek kolineariai, tiek nekolineariai trijų bangų parametrinei sąveikai patogiu apskaičiuoti naudojant SNLO programa [105]. 3.5 paveiksle pateikiamos šia programa apskaičiuotos fazinio sinchronizmo kreivės mūsų darbe naudotai BBO netiesinei terpei. Kai BBO



3.5 pav. Fazinio sinchronizmo kreivės plačiajuosčiam nekolineariam parametriniam stiprinimui BBO kristale. Kai kaupinimo šaltinio bangos ilgis 515 nm raudonos kreivės, kai 532 nm - mėlynos. Punktyriniai stačiakampiai pažymi šiame darbe dažniausiai naudojamus α ir θ parametrų rinkinius ir apytiksliai iliustruoja stiprinamų bangos ilgių sritį.

kristalas kaupinamas iterbio lazerio antrąja harmonika (515 nm) optimalus kampas α lygus $\sim 2.5^\circ$, o fazinio sinchronizmo kampas θ tarp kristalo optinės ašies ir kaupinimo bangino vektoriaus \mathbf{k}_p turi būti lygus $\sim 24.5^\circ$. Kitas kaupinimo šaltinis, kuris naudojamas mūsų sistemoje, yra Nd:YAG

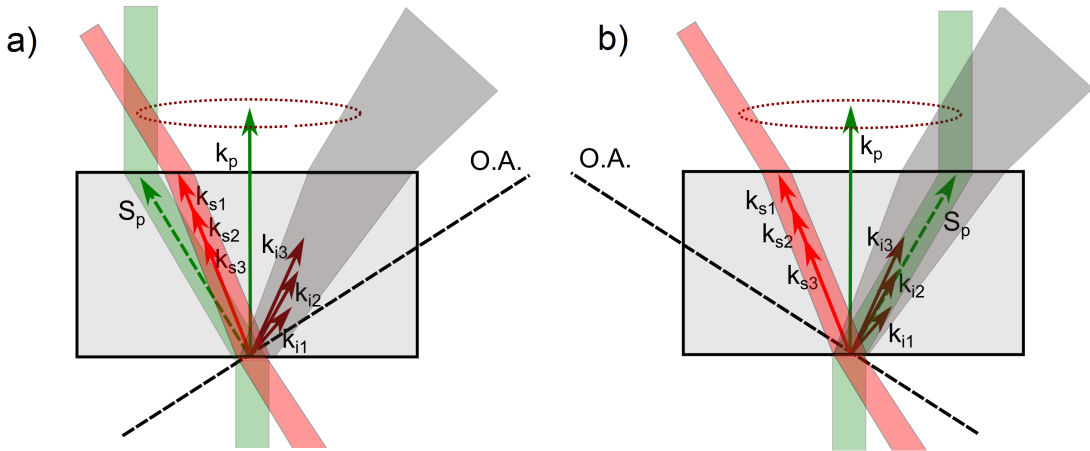
lazerio antroji harmonika ties 532 nm. Šiuo atveju nekolinearumo ir fazinio sinchronizmo kampai šiek tiek mažesni ($\alpha \approx 2.37^\circ$, $\theta \approx 23.9$). Detali studija parametrų, reikalingų pasiekti optimalų stiprinimo juostos plotį BBO kristale kaupinant 532 nm spinduliuote, pristatyta S. Witte publikacijoje [106]. Kitos netiesinių kristalų alternatyvos yra ličio triboratas (LBO) ir bismuto triboratas (BiBO). LBO lyginant su BBO pasižymi panašia stiprinamo spektro juosta, tačiau daugiau nei du kartus mažesniu netiesiškumu, todėl reikalingas didesnis kaupinimo intensyvumas, didesnė rizika kristalą pažeisti. Tad LBO kristalas dažniau naudojamas trumpais ~ 1 ps impulsais kaupinamose OPCPA sistemose. Tokią sistemą OPCPA ekstremalios šviesos infrastruktūros projektui ELI-beamlines Čekijoje kuria buvęs mūsų laboratorijos kolega Roman Antipenkov [107]. Čia verta paminėti ir BiBO kristalą, kurio netiesiškumas apie 1.5 karto didesnis negu BBO, tačiau fazinio sinchronizmo ribojama spektro juosta yra siauresnė.

Kitas reiškinys, kuris vyksta netiesiniuose kristaluose, yra dvejojimo lūžio sukeltas optinio pluošto nunešimas, kurio reikšmė išauga, kai naudojami siauri optiniai pluoštai. Nepaprastosios bangos, kuri dažniausiai yra kaupinimas, spinduliuotės banginio vektoriaus \mathbf{k}_p kryptis nesutampa su Pointingo vektoriaus kryptimi, kuria pernešama spinduliuotės energija. Kampas tarp šių vektorių vadinamas anizotropijos arba nunešimo kampu (angl. *walk-off angle*) ir apskaičiuojamas taip:

$$\rho = -\frac{1}{n_p} \frac{\partial n_p}{\partial \theta}, \quad (3.3)$$

čia minuso ženklas parodo, kad lūžio kampas yra nukreiptas lūžio rodiklio mažėjimo kryptimi, tai yra toliau nuo optinės ašies neigiamos lūžio rodiklių simetrijos kristalams, tokiems kaip BBO. Apskaičiavę šį kampą nekolineariam stiprintuvui, kaupinamam 515 nm spinduliuote, gauname, kad $\rho \approx 3.4^\circ$ ir tai yra daugiau negu minėtas nekolinearumo kampas tarp signalinio ir kaupinimo pluoštų - α . Todėl kristalo optinės ašies orientacija,

net ir esant toms pačios fazinio sinchronizmo sąlygoms, netiesiogiai veikia parametrinio stiprinimo procesą. Galimos dvi pagrindinės konfigūracijos, kurioms pavadinti trumpinius sugalvojo vieni pirmųjų šiuos atvejus nagrinėję autoriai [108]. Pirmu atveju (žr. 3.6 (a) pav.) stiprinamo signalo kryptis kristale yra artimesnė kaupinimo Pointingo vektoriui, tad pluoštų atsiskyrimas dėl nekolinearumo kampo α iš dalies kompensuojamas. Ši konfigūracija angliškai vadinama *Poynting vector walk-off compensation geometry* arba trumpiau PVWC. Buvo parodyta, kad tokiu būdu efektyviai sumažėjus pluoštų atsiskyrimui kristale, gaunamas daug geresnis sustiprinto signalo artimojo lauko pluošto skirstinys [109], tačiau šiuo atveju kampas tarp signalo ir optinės ašies lygus $\theta + \alpha$ kaip tik sutampa su faziniu sinchronizmu antrajai harmonikai nuo signalinės spinduliuotės ties maždaug 860 nm. Todėl šioje srityje gaunama nepageidautina sustiprinto signalo spektro moduliacija.



3.6 pav. Sąveikaujančių bangų išsidėstymas pirmo tipo BBO kristale nekolinearaus parametrinio stiprinimo metu. Kaupinimo nunešimą kompensuojanti (PVWC) konfigūracija (a); tangentinio fazinio sinchronizmo (TPM) konfigūracija (b). k_p , k_s ir k_i yra kaupinimo, signalo ir šalutinės bangos vektoriai. S_p - Pointingo vektorius, kurio kryptimi pernešama kaupinimo energija. O.A. yra kristalo optinė ašis. Taškinis apskritimas iliustruoja parametrinės fluorescencijos žiedą. Aiškumo vardan kampai tarp vektorių proporcingai padidinti.

Kitos konfigūracijos (žr. 3.6 (b) pav.) atveju kaupinimo pluoštas dvejojpo lūžio nunešamas į priešingą pusę, t.y. šalutinės bangos link. Ši geo-

metrija vadinama tangentiniu faziniu sinchronizmu (angl. *tangential phase-matching*, arba trumpiau TPM). Kadangi signalo kryptis yra artimesnė kristalo optinei ašiai, nevyksta nepageidaujama antrosios harmonikos generacija, tačiau skaitmeniniai modeliai parodė, kad ši konfigūracija be artimojo lauko pluošto iškraipymų įneša fazinę moduliaciją trumpabangėje signalo spektro srityje [110].

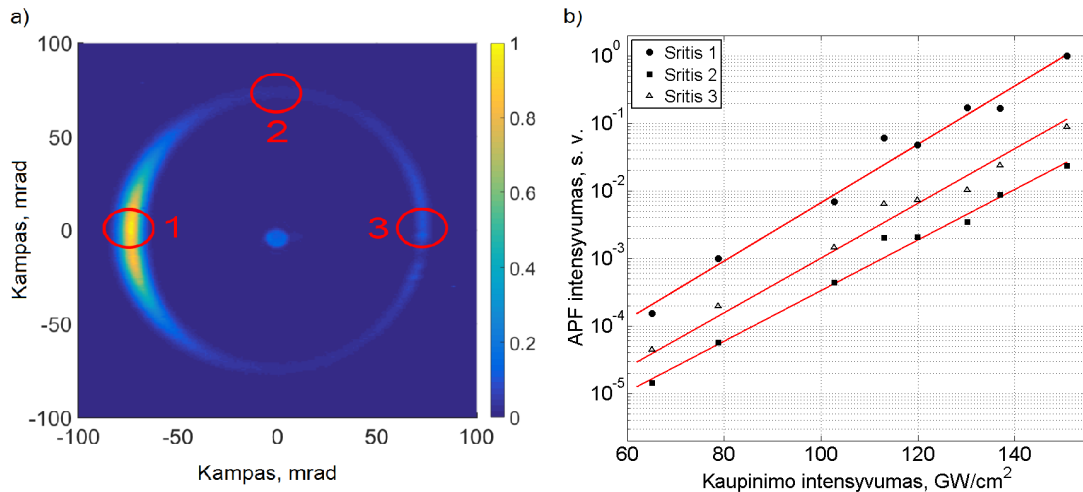
Abi nekolinearaus stiprinimo konfigūracijos yra dažnai naudojamos. PVWC pasirenkama kuomet labiau aktuali erdvinė sustiprinto signalo pluošto kokybė ypač siaurų pluoštų atveju, o TPM pasirenkama, kai pagrindinis dėmesys skiriamas spektro tolydumui. Dar vienas parametras, į kurį mūsų žiniomis nebuvo atkreiptas dėmesys, renkantis tarp šių dviejų konfigūracijų, tai impulso kontrastas. Siekiant didesnio signalo stiprinimo koeficiento didinamas kaupinimo spinduliuotės intensyvumas, tačiau kartu didėja ir triukšminės prigimties parametrinės fluorescencijos stiprinimas. Sustiprinta parametrinė fluorescencija (angl. *amplified parametric fluorescence* (APF)) mažina naudingo signalo energiją ir jos stabilumą, o taip pat po pagrindinio impulso spūdos jo aplinkoje formuoja nekoherentinį pjedestalą [111]. Taip bloginamas impulso kontrastas, kuris turi didelę reikšmę stiprių laukų fizikos eksperimentuose. Pavyzdžiui, kuomet taikinį siekiama paveikti sufokusuota kelių optinių ciklų trukmės spinduliuote, kurios intensyvumas siekia daugiau negu $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$, net milijaradą kartų silpnesnė foninė spinduliuotė, kurios trukmė dešimtys pikosekundžių ar nanosekundžių, gali negrįžtamai suardyti bandinį dar prieš jį pasiekiant pagrindiniam impulsui. Laiko intervalas, kuriame parametrinio stiprinimo metu gali būti sugeneruota parametrinė fluorescencija yra griežtai apribotas kaupinimo impulso trukme, todėl yra naudinga bent pirmąsias didžiausiu stiprinimo koeficientu pasižyminčias stiprinimo pakopas kaupinti trumpesniais impulsais [112]. Tai vienas iš mūsų kuriamos OPCPA sistemos pranašumų.

Parametrinės fluorescencijos generacijos ir jos stiprinimo reiškinys buvo stebėtas ir pradėtas tirti nepraėjus nei dešimtmečiui nuo lazerio sukūri-

mo [113, 114]. Ilgą laiką ši plačia spektro juosta pasižyminti spinduliuotė yra sėkmingai naudojama kaip užkrato šaltinis derinimo bangos ilgio optiniams parametriniams stiprintuvams (OPA) [27, 115]. Didelį indėlį į šią tyrimų sritį įnešusių Vilniaus universiteto kvantinės elektronikos katedros mokslininkų dėka Lietuvoje buvo įkurta įmonė UAB MGF „Šviesos konversija“, kurios gaminių sąrašė iki šiol yra šio tipo prietaisai. Pagrindinis jų privalumas yra itin plati spektro derinimo sritis, ribojama tik fazinio synchronizmo sąlygų, bet ne išorinio užkrato spektro juostos. Tačiau šio tipo parametriniai stiprintuvai turi ir trūkumą - tai sustiprintų impulsų energijos stabilumas, kuris dažnai yra gerokai blogesnis negu kaupinančio lazerio impulsų energijos stabilumas. Pasitaiko net visiškai iš lazeriu generuojamos impulsų voros dingę impulsai. Šios didelės fliktuacijos leidžia įtarti, kad intensyvus sustiprintos parametrinės fluorescencijos signalas susiformuoja tik iš kelių pradinių fotonų. Išsamų šios hipotezės tyrimą prieš kelis metus pristatė E. Riedle [116]. Taip pat nemažai kitų mokslininkų atliko tyrimus APF kiekiui įvertinti ir palyginti su sustiprinto signalo dalimi [117–121]. Jų išvados teigia, kad siekiant gerinti naudingo signalo kontrastui reikia didinti užkrato kiekį kartu mažinant kiekvienos pakopos stiprinimo koeficientą. Taip pat, ypač pradinėse pakopose, reikia vengti signalo stiprinimo soties, nes tuo metu triukšminės dalies stiprinimas vis dar ženkliai auga didėjant intensyvumui. Dažnai, kai signalo užkrato intensyvumas itin žemas, siekiant geresnio kontrasto, pirmojo stiprintuvo pakopa kaupinama mažesnės energijos siauru kaupinimo pluoštu. Būtent šiuo atveju tampa aktualus pasirinkimas tarp ankščiau aptartų PVWC ir TPM nekolinearaus parametrinio stiprinimo konfgūracijų. Šių konfgūracijų privalumus ar trūkumus išvadines spinduliuotės kontrasto požiūriu nusprendėme iširti atidžiau.

Nekolinearaus vienos pakopos optinio parametrinio stiprintuvo kaupiniui buvo naudojama Yb:KGW lazerinio šaltinio „Pharos“ femtosekundinių impulsų antroji harmonika ties 515 nm. Užkratui naudotas to paties lazerio fundamentine spinduliuote sugeneruotas baltos šviesos kontinuumas.

Optinė stiprintuvo schema detaliau aptarta 3.3.1 skyriuje. Šiuo atveju plačiajuosčio kontinuumo spektro dalis nuo 670 iki 950 nm, kurios energija apie ~ 5 nJ, buvo stiprinama daugiau nei šimtą kartų iki 0.6 μ J. Tuo tarpu kaupinimo impulso energija siekė ~ 5.2 μ J. Kaupinimo pluoštas prieš įvedant į 2.5 mm I-tipo BBO kristalą buvo sumažintas iki 110 μ m FWHM. Atskirti, kad kristalas orientuotas PVWC konfigūracijoje, nesunku pagal matomą mėlyną ~ 435 nm bangos ilgio spinduliuotę sklindančią sustiprinto signalo kryptimi. Tai parazitinė stiprinamo signalinio impulso spektro dalies ties 870 nm antroji harmonika. Uždengus užkrato pluoštą, lengviau pastebėti už kristalo aplink kaupinimo pluoštą kūgio paviršiumi sklindančią APF spinduliuotę. Kai netiesinio kristalo fazinio sinchronizmo kampas θ pasuktas plačiausiai stiprinimo juostai, APF žiedo juostos plotis susiaurėja iki minimalaus, o kūgio kampas nuo ašies lygus $\sim 4.1^\circ$ (arba 71 mrad). Kadangi BBO kristalo lūžio rodiklis spinduliuotei apie 800 nm yra lygus ~ 1.66 , kristalo viduje nekolinearumo kampas bus maždaug tiek pat kartų mažesnis, t.y. $\alpha \approx 2.5^\circ$. Sustiprintos parametrinės fluorescencijos erdvinis skirstinys buvo užfiksuotas vaizdo kamera ir, žinant atstumą nuo kristalo iki sensoriaus, erdvinės koordinatės perskaičiuotos į sklidimo kampus (žr. 3.7(a) pav.). Kaupinimo pluošto intensyvumas buvo nuslopintas dviem didelio atspindžio dielektriniais veidrodžiais, jo likutis matomas 3.7(a) pav. centre. Iš kamera užfiksuotų vaizdų esant skirtingam kaupinimo intensyvumui buvo atliktas preliminarus APF stiprinimo įvertinimas matuojant spinduliuotės intensyvumą trijose APF žiedo srityse (žr. 3.7 (b) pav.). Kaip numato silpno signalo parametrinio stiprinimo teorija, buvo nustatytas eksponentinis APF intensyvumo augimas didėjant kaupinimo intensyvumui. Be to, gautas iš pirmo žvilgsnio netrivialus rezultatas, kad didžiausias užregistruotas APF intensyvumas yra neigiamų kampų pusėje (žr. 3.7 pav.), nors kristalo optinė ašis buvo nukreipta taip, kad dvejopo lūžio lemtas kaupinimo pluošto nunešimas vyko teigiamų kampų kryptimi. Pagrindinė tokios APF žiedo asimetrijos priežastis yra geresnis kaupinimo pluošto persiklojimas su

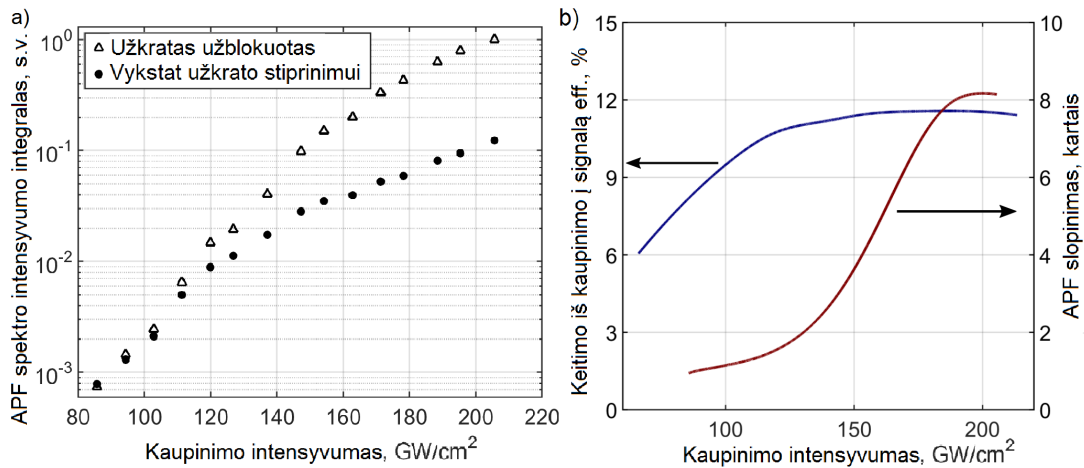


3.7 pav. Išmatuotas sustiprintos parametrinės fluorescencijos skirstinys (a) ir APF intensyvumo augimo dinamika augant kaupinimo intensyvumui (b) (intensyvumo matavimo sritis 1, 2, 3 pažymėtos (a) pav.).

skirtumine APF spinduliuotės dalimi, kuri sklinda didesniais kampais (žr. 3.6 (b) pav.), yra užfiksuoto APF žiedo išorėje ir nėra matoma mūsų vaizdo kameros sensoriaus.

Iš esmės mus domina tik APF spinduliuotės dalis sutampanti su naudingo signalo spektro juosta ir sklindanti ta pačia kryptimi. Jos intensyvumo matavimas, esant užblokuotam signaliniam užkratui, gali parodyti tik maksimalų APF lygį blogiausiam kontrasto scenarijui. Efektyvus naudingo signalo stiprinimas nuskurdina kaupinimo impulsą, todėl APF dalis sumažėja. Tos pačios spektro srities ir ta pačia kryptimi sklindančią APF atskirti nuo signalo ir palyginti jų intensyvumus tiesiogiai galimybių nėra. Anksčiau APF gesinimas signalo stiprinimo metu buvo tirtas pasitelkiant skaitmeninį modeliavimą [120]. Tuokart buvo analizuojamas OPCPA kaupinamo pikosekundiniais 532 nm impulsais atvejis. Kitas publikuotas metodas, APF sklindančiai kartu su signalu išmatuoti, buvo realizuotas prieš stiprinimą užkrato spektre „iškerpant“ siaurą juostą, po to stebint kaip ta spektro sritis užsipildo triukšmine APF spinduliuote [122]. Mes siekėme surasti būdą, kaip išmatuoti APF lygio sumažėjimą vykstant signalo stiprinimui, bet visiškai nekeičiant stiprinimo proceso sąlygų. Tam tikslui APF intensyvu-

mą matavome kryptimi, kuri yra pakankamai nutolusi nuo krypties, kuria sklinda stiprinamas užkratas (ši kryptis 3.7(a) pav. pažymėta 2 numeriu). Šviesolaidžiu surinktos spinduliuotės spektras matuojamas vykstant signalo stiprinimui ir kai užkratas užblokuotas, abiem atvejais esant įvairiems kaupimo intensyvumams. Vėliau mus dominanti spektro sritis (670-950 nm) suintegruota. Rezultatai pateikti 3.8 (a) paveiksle. Iš šių duomenų apskaičiuota, kad vykstant užkrato stiprinimui APF spinduliuotės slopinimas gali siekti 8 kartus (žr. 3.8 (b)). Tai pasiekama, kai keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumas įsignalą efektyvumas įsisotina viršijus 11 % (dar ~ 8% kaupinimo energijos perkelta į skirtuminę spinduliuotę).

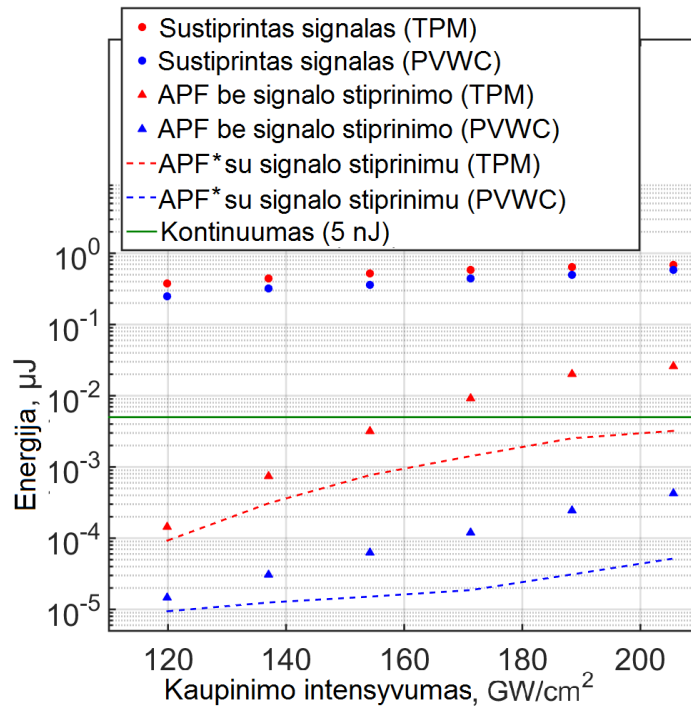


3.8 pav. Išmatuotas APF intensyvumas, kai baltos šviesos kontinuumo užkratas užblokuotas ir kai vyksta jo stiprinimas (a). Nustatytas APF slopinimo faktorius palygintas su keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumu (b).

Vaizdo kamera užfiksuotame APF žiedo erdviniam skirstinyje stebėjime ženkliai asimetriją. APF stiprinimas kryptimi, kuri atitinka PVWC geometriją, buvo ženkliai žemesnis. Tikslesniam nekolinarus stiprinimo konfigūracijų palyginimui šis vaizdinimas nėra tinkamas, nes kameros jautris skirtingiems bangos ilgiams skiriasi pagal silicio detektoriams būdingą dėsnį. Dėl šios priežasties buvo panaudotas spektrometras su kalibruoto intensyvumo liniuote. Šikart spinduliuotę į spektrometrą surenkantis šviesolaidis buvo nukreiptas į 3.7(a) pav. pažymėtas pirmą ir trečią sritis. Išmatuoti tiek APF, tiek ta pačia kryptimi stiprinamo signalo spektrai.

Spektrų intensyvumo matavimo dinaminis diapazonas buvo praplėstas plačiose ribose keičiant spektrometro ekspozicijos trukmę. Matuojamų signalų energija buvo apskaičiuota integruojant išmatuotus spektrus ribose nuo 650 iki 950 nm ir gautas vertes kalibruojant pagal dešimtosioms μJ dalims jautriai energijos detektoriumi išmatuotas sustiprinto signalo energijas. Užkrautą nukreipus į pirmu numeriu pažymėtą kampų sritį buvo realizuota TPM nekolinearaus stiprinimo konfigūracija, o vėliau PVWC konfigūracija (priešingoje žiedo pusėje) buvo realizuota apvertus netiesinį kristalą 180 laipsnių kampu, tokiu būdu išsaugotant fiksuotą kaupinimo ir signalo suvedimo kampą α . Nustatyta (žr. 3.9 pav.), kad vykstant baltos šviesos kontinuumo užkrato stiprinimui signalo energija beveik nepriklauso nuo stiprinimo geometrijos (TPM ar PVWC). Abejais atvejais keliant kaupinimo intensyvumą yra pasiekama maždaug 0.6 μJ sustiprinto signalo energija atitinkanti $\sim 11\%$ energetinio keitimo efektyvumą. Šiek tiek mažesnė signalo energija PVWC atveju, buvo lemta to, kad pereinant nuo vienos konfigūracijos prie kitos buvo stengtasi išlaikyti pradinių pluoštų poziciją ir kryptį kristalo bei detektorių atžvilgiu nepakitusia. Pastebėta, kad pluoštų suvedimą optimizavus kiekvienam atvejui atskirai gali būti pasiekiamas vienodas keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumas, tačiau sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygis PVWC konfigūracijoje yra ženkliai mažesnis negu TPM atveju. Santykis tarp jų tik didėja augant kaupinimo intensyvumui ir viršija 50 kartų. Pasirinkus PVWC konfigūraciją net signalo stiprinimui pasiekus sotį (ties $\sim 170 \text{ GW}/\text{cm}^2$ kaupinimo intensyvumu) nepageidaujamos APF dalis po naudingų signalų gali būti ne didesnė negu 0.1 %, arba dar keletą kartų mažesnė jeigu atsižvelgsime į aukščiau nustatytą APF gesinimo faktą. Brūkšninės kreivės 3.9 paveiksle iliustruoja APF lygį, kuris yra tikėtinas be stiprinimo išmatuotas vertes sumažinus pagal slopinimo koeficientus (žr. 3.8 pav.).

Apibendrinant šio skyrelio rezultatus reikia pažymėti, kad stiprinamo signalo kontrastas (santykis su APF) ima ženkliai blogėti viršijus stiprini-



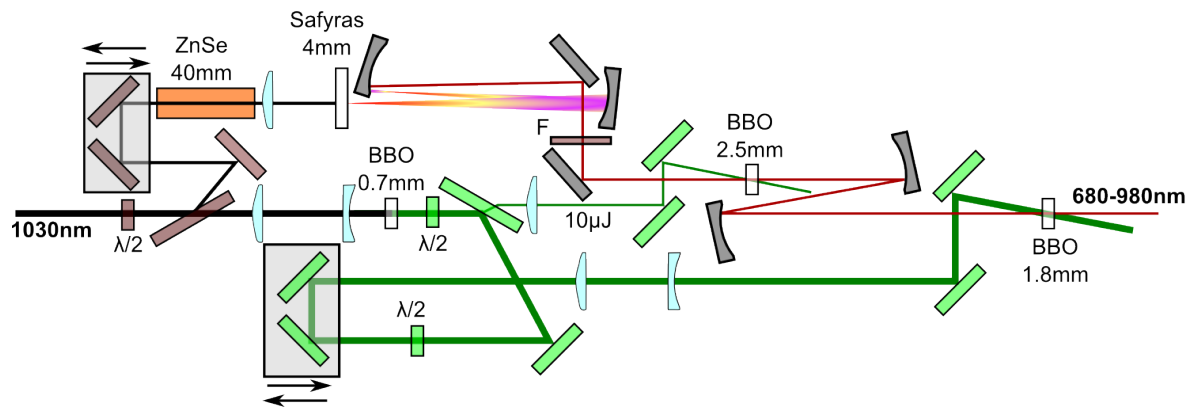
3.9 pav. Nekolinerus optinis parametrinis stiprinimas realizuotas dviejose konfigūracijose (TPM ir PVWC). Išmatuotos sustiprinto signalo energijos, naudojant baltos šviesos kontinuumo užkratą, bei APF energiją, išmatuotą, kai užkratas užblokuotas. *-APF energija po stiprinamu signalu apskaičiuota sumažinant išmatuotąją be stiprinimo pagal anksčiau nustatytą slopinimo koeficientą.

mo sotį atitinkantį kaupinimo intensyvumą, nes užkrato stiprinimas įsistina, o tuo tarpu APF lygis vis dar auga. Tikėtina, kad labiausiai auga iš tų kaupinimo impulso dalių, kurios nebuvo nuskurdintos. Todėl reikia pasirinkti kompromisą tarp didžiausios signalo energijos ir mažo APF lygio. Mūsų nagrinėtu atveju optimalūs rezultatai pasiekiami, kai kaupinimo intensyvumas pasirenkamas tarp 140-170 GW/cm². Taip pat parodytas ženklus PVWC nekolineraus parametrinio stiprinimo konfigūracijos pranašumas siekiant geresnio kontrasto. Šiame skyrelyje pristatyti rezultatai kompiuterinio modeliavimo rezultatais [123].

3.3 Femtosekundiniais impulsais kaupinami ne- kolinearūs parametriniai stiprintuvai

3.3.1 NOPA su Yb:KGW fundamentine spinduliuote ža- dinamo kontinuumo užkratu

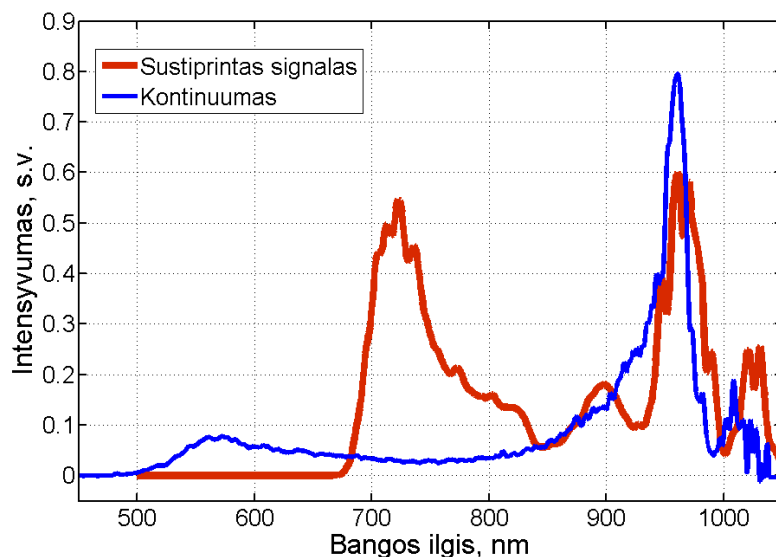
Femtosekundinis iterbio lazerinis šaltinis naudotas baltos šviesos kontinu-
mo generacijai žadinti gali būti sėkmingai panaudotas ir šios plačiajuostės
spinduliuotės energijos didinimui nekolineariuose optiniuose parametriniu-
se stiprintuvuose (NOPA) [124, 125]. Šis sprendimas buvo realizuotas ir VU
KEK katedros absolvento dr. Roman Antipenkov disertacijoje. Jo sukurtą
nekolinearų optinį parametrinį stiprintuvą [126] sudarė kontinuumo gene-
ratorius, kaupinamas 1030 nm bangos ilgio 300 fs trukmės impulsais, taip
pat dvi stiprinimo pakopos BBO kristaluose, kaupinamos antrąja to paties
lazerio harmonika. Išvadinė sustiprinto signalo energija siekė 20 μ J. Tam,
kad būtų išsaugotas kuo didesnis signalo spektro plotis, užkrato impulsą
reikia sukoncentruoti po intensyviausia sąlyginai trumpo kaupinimo impul-
so dalimi. Šiam tikslui prieš stiprinimo pakopas buvo įdiegtas neigiamos
grupinių greičių dispersijos impulsų spaustuvas sudarytas iš dviejų prizmių.
Siekiant supaprastinti optinę schemą ir sumažinti užkrato bei kaupinimo
optinių kelių ilgius, NOPA schema buvo patobulinta. Atsisakyta užkra-
to impulsų spaustuvo ir realizuotas naujas kaupinimo ir signalo trukmių
suderinimo sprendimas. Nauja optinė schema pavaizduota 3.10 paveiksle.
Dalis kaupinimo pluošto kelio, skirta tik vėlinimams suderinti, neparody-
ta. Sugeneruotas užkrato impulsas į stiprinimo pakopas atvestas tik si-
dabru dengtais veidrodžiais, nenaudojant lęšių, taip siekiant išlaikyti kuo
mažesnę plačiajuosčio impulso trukmę bei išvengti chromatinių aberacijų.
Kontinuumas generuojamas 4 mm ilgio safyro kristale, o už jo patalpintas
plonas 2 mm storio veidrodis (schemoje - F) fundamentinei spinduliuotei
blokuoti. Už šio filtro išmatuotas užkrato spektras pavaizduotas 3.11 pa-



3.10 pav. Nelinearaus parametrinio stiprintuvo, kurio užkratas generuojamas 1030 nm impulsais, schema. F - veidrodis, blokuojantis fundamentinę spinduliuotės sritį nuo 980 iki ~ 1100 nm.

veiksle. Užkrato impulsas kontinuumo generatoriuje ir filtro pagrindėlyje išplinta, todėl, siekiant neriboti stiprinamo signalo spektro pločio, kaupinio impulsų trukmė, kaip parodė atlikti eksperimentai, turi būti padidinta iki ~ 450 fs. Tokie impulsai buvo suformuoti išderinant Yb:KGW lazerio kompresorių ir paliekant nedidelę dalį neigiamos grupinių greičių dispersijos. Tačiau šiuo atveju sunku užtikrinti patikimą kontinuumo generaciją, kadangi žadinant ilgesniais negu 300 fs trukmės impulsais buvo stebimas dažnas safyro bandinio optinis pažeidimas. Todėl pusbangine plokštele ir poliarizatoriumi padalintos 1030 nm spinduliuotės impulsai prieš juos nukreipiant į kontinuumo generatorių buvo suspausti iki minimalios trukmės (~ 250 fs) panaudojus didele dispersija pasižyminčio cinko selenido strypą (ZnSe storis 40mm). NOPA kaupinimui reikalinga fundamentinės spinduliuotės antroji harmonika buvo generuojama 0.7 mm storio BBO kristale (sinchronizmo kampas $\theta=23.4^\circ$). Tokios trukmės impulsų dažnio dvigubimui įprastai naudojami du, tris kartus ilgesni BBO kristalai, tačiau buvo atsižvelgta į teoretiko dr. Audriaus Zaukevičiaus rekomendaciją, kad čirpuotiems impulsams storesniame kristale priekinis ir galinis impulso frontai stipriau veikiami fazinio nederinimo, todėl antrosios harmonikos trukmė gali ženklai sumažėti. Mūsų atveju tai būtų nepageidautinas efektas. Siekiant nuosekliai didinti signalo energiją mažesniu stiprinimo faktoriumi ir tokiu

būdu sumažinti nepageidaujamos sustiprintos parametrinės fluorescencijos kiekį, kaupinimas padalintas į du pluoštus ir per lęšių sistemą pasiųstas į dvi atskiras pakopas. Parametrinis stiprinimas buvo realizuotas pirmo



3.11 pav. Užkrato (mėlyna) ir sustiprinto signalo (raudona) spektrai. Realus spektrų intensyvumų santykis apie 5000 kartų.

tipo BBO kristaluose. Naudotas fazinio sinchronizmo kampas $\theta \approx 24.6^\circ$, signalo ir kaupinimo pluoštų sukirtimo kampas kristale $\alpha \approx 2.5^\circ$, jo išorėje $\alpha' \approx 4.1^\circ$. Pirmoje pakopoje apie 5 nJ energijos kontinuumo impulsai buvo sustiprinti daugiau negu 100 kartų iki 0.6 μJ , panaudojus 15 μJ energijos kaupinimo dalį. Užkrato ir kaupinimo pluoštų diametrai FWHM šioje pakopoje yra $\sim 140 \mu\text{m}$. Antroje pakopoje pluoštai padidinti iki $\sim 1 \text{ mm}$ ir signalo impulsai, panaudojus 300 μJ kaupinimo, sustiprinti iki 25 μJ , o jų spektras (žr. 3.11 pav.) apima diapazoną nuo 680 nm iki daugiau negu 1 μm . Atlikus skaitmeninę Furje transformaciją nustatyta, kad tokiu spektru ribojama impulso trukmė lygi 6.7 fs. Kadangi kontinuumo spektro intensyvumas sparčiau auga ilgabangiam krašte ($>940 \text{ nm}$), ši sustiprinto signalo spektro dalis turi ryškia smailę, į kurią perkelta nemaža dalis kaupinimo impulso energijos. Šioje signalo bangų paketo dalyje stiprinimas įsisotina greičiau, tai lemia ir nedidelę ilgabangio spektro krašto amplitudės moduliaciją. Taip pat dėl užkrato kelyje naudoto fundamentinę 1030 nm

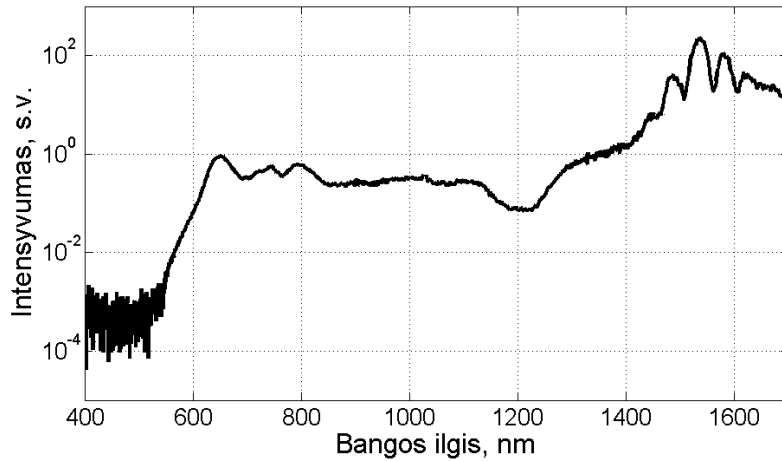
spinduliuotę blokuojančio filtro, ties jo pralaidumo kraštu ~ 970 nm buvo stebėta ir žymi fazinė moduliacija. Tačiau tai nesutrukdė šiame NOPA sustiprintus impulsus vėliau sėkmingai panaudoti didelės energijos pikosekundiniais impulsais kaupinamos OPCPA sistemos užkratui ir juos sustiprinus suspausti iki < 9 fs trukmės [45]. Plačiau ši parametrinio stiprinimo sistema aprašyta 4.4.1 skyriuje.

3.3.2 NOPA su skirtuminio dažnio generatoriaus spinduliuote ties 1500 nm žadinamo kontinuumo užkratu

Kitas pradinio stiprinimo sistemos tobulinimo etapas – NOPA modifikavimas užkrato žadinimui naudojant stabilios fazės ~ 1500 nm centrinio bangos ilgio impulsus. Šiuo atveju kontinuumo generatoriui kaupinti atskiru kanalu buvo atvesta skirtuminio dažnio generatoriuje suformuota spinduliuotė (žr. 2.3 skyriuje).

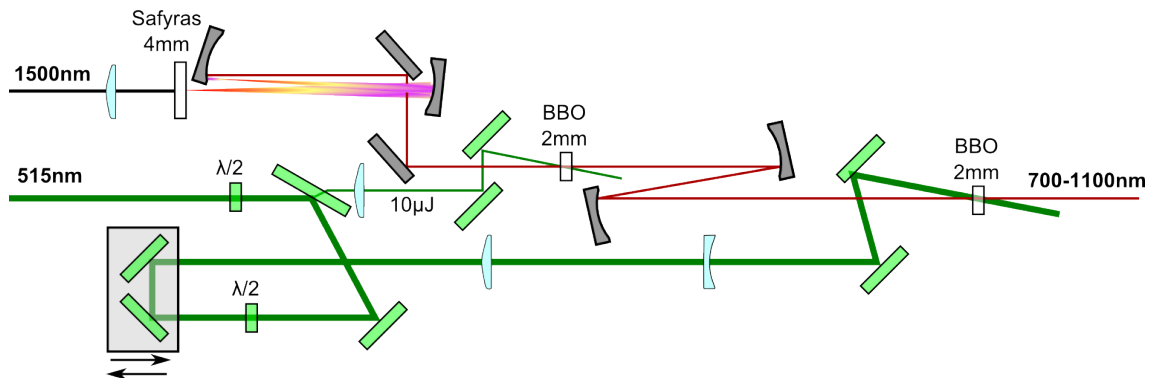
Kontinuumo generatoriaus optinės sistemos parametrai išlaikyti tie patys, kurie buvo naudoti kontinuumą žadinant 1030 nm bangos ilgio impulsais: fokusavio sistemos skaitinė apertūra $NA \approx 0.017$, o safyro bandinio ilgis 4 mm. Maždaug 1.5 μJ energijos impulsais sugeneruoto kontinuumo spektras pateiktas 3.12 paveiksle. Registravimui buvo panaudoti du spektrometrai: *Avantes Avaspec* su silicio detektorių liniuote ir *NIRquest-512* su InGaAs detektorių liniuote ilgabangei spektro sričiai. Nustatyta, kad tolydus kontinuumo spektras tęsiasi daugiau nei optinę oktavą nuo ~ 630 nm iki 1400 nm ir apima spektro sritį ženkliai viršijančią 515 nm bangos ilgio impulsais kaupinamo nekolinearaus parametrinio stiprinimo spektrinę juostą BBO kristale. Šiuo atveju kontinuumą žadinančios spinduliuotės bangos ilgis patenka į safyro anomalios grupinių greičių dispersijos (GVD) sritį. Tačiau GVD koeficientas vis dar artimas nuliui, todėl nebuvo stabėtas nepažeidžiamas intensyvumo sumažėjimas spektro srityje apie 1 μm , būdingas kotinuumui safyre žadinamam 2 μm bangos ilgio spinduliuote [101].

Visa likusi NOPA optinė schema (žr. 3.13 pav.) iš esmės nesiskyrė



3.12 pav. Kontinuumo sugeneruoto 4 mm safyro kristale 1500 nm bangos ilgio impulsais spektras

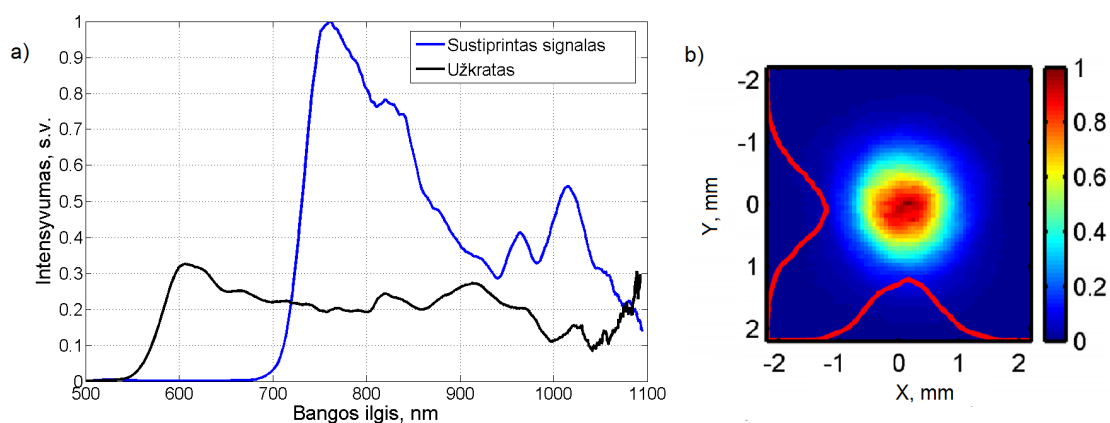
nuo aptartos ankstesniame skyriuje. Kontinuumo pluoštas, sidabru dengtų sferinių veidrodžių teleskopu ($R=-100$ ir $R=-20$), sumažintas ir švelniai sufokusuotas į pirmąją stiprinimo pakopą. Kadangi tolygaus intensyvumo



3.13 pav. Nekolinarus parametrinio stiprintuvo, kurio užkratas žadinamas 1500 nm bangos ilgio impulsais, schema.

kontinuumo spektras tęsiasi per visą plačiausią BBO kristalo stiprinimo juostą, nereikia naudoti papildomų filtrų spektrui formuoti. Dėl to lyginant su 3.10 schema sumažėjo užkrato spektro komponentių grupinis vėlinimas, jo impulso trukmė. Dėl to galime naudoti beveik minimalios 300-350 fs trukmės kaupinimo impulsus. Šį kartą po Yb:KGW sistemos atnaujinimo, antrosios harmonikos energija NOPA kaupinimui padidėjo iki 430 μJ , dar 70 μJ 515 nm spinduliuotės naudojama skirtuminio dažnio generatoriui kaupinti (žr. 2.14 pav.). Abiejose pakopose parametrinis stiprinimas

realizuotas 2 mm storio BBO kritaluose. Pusbangine plokštele ir poliari-
 zatoriumi kaupinimo pluoštas padalinamas į dvi dalis. Mažesnioji $\sim 30 \mu\text{J}$
 dalis buvo sufokusuota į 200 μm FWHM dėmę pirmos pakopos kristale.
 Pasirinktas kaupinimo intensyvumas 110 GW/cm^2 yra sąlyginai nedidelis,
 siekiant šios pakopos stiprinimo neįsotinti ir išlaikyti geresnį sustiprinto sig-
 nalo kontrastą. Pirmoje pakopoje užkrato impulsai sustiprinami iki 1.5 μJ .
 Antroji stiprinimo pakopa, kaupinama 400 μJ impulsais, signalo energiją
 padidina iki 70 μJ . Šiuo atveju stiprinimas priartintas prie soties režimo
 siekiant geriausio sustiprintų impulsų energinio stabilumo. Išmatuotas sig-
 nalo energijos stabilumas minutės intervale siekė 0.3%, tuo tarpu tipinis
 kaupinimui naudojamo lazerinio šaltinio energijos stabilumas yra tarp 0.1-
 0.2 %. Sustiprinto signalo pluošto skirstinys (žr. 3.14 (b) pav.) yra glotnus,
 pjūviai artimi Gauso funkcijai, eliptiškumo parametras lygus 0.9. Naudo-
 jant užkratą iš 1500 nm spinduliuote žadinamo kontinuumo generatoriaus
 sustiprinto signalo spektras tapo ribojamas tik fazinio sinchronizmo sąlygų,
 todėl jas optimizavus ilgabangį sustiprinto signalo kraštą pavyko paslinkti
 iki daugiau negu 1100 nm. Kalibruoto intensyvumo spektrometru su silicio
 detektorių liniuote užregistruoti užkrato ir signalo spektrai parodyti 3.14
 (a) paveiksle. Tokio spektro ribota impulso trukmė lygi ~ 5 fs, tai mažiau



3.14 pav. Užkrato (juoda) ir sustiprinto signalo (mėlyna) spektrai (a), signalo pluošto artimojo laiko skirstinys (b).

negu du optiniai ciklai. Daugiau nei 400 nm sustiprinta spektro juosta yra

gerokai platesnė, negu įmanoma pastiprinti tolesnėse OPCPA pakopose. Tačiau jai esant išplitusiai į ilgabangį kraštą atsiveria galimybė skirtingose OPCPA pakopose kombinuoti BBO ir LBO kristalų stiprinimo juostas, vis dar išvengiant šalutinės bangos sugerties. Ši idėja minima, kaip vienas pagrindinių kelių tolesnei OPCPA sistemų raidai [7].

4 skyrius

Didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistemos

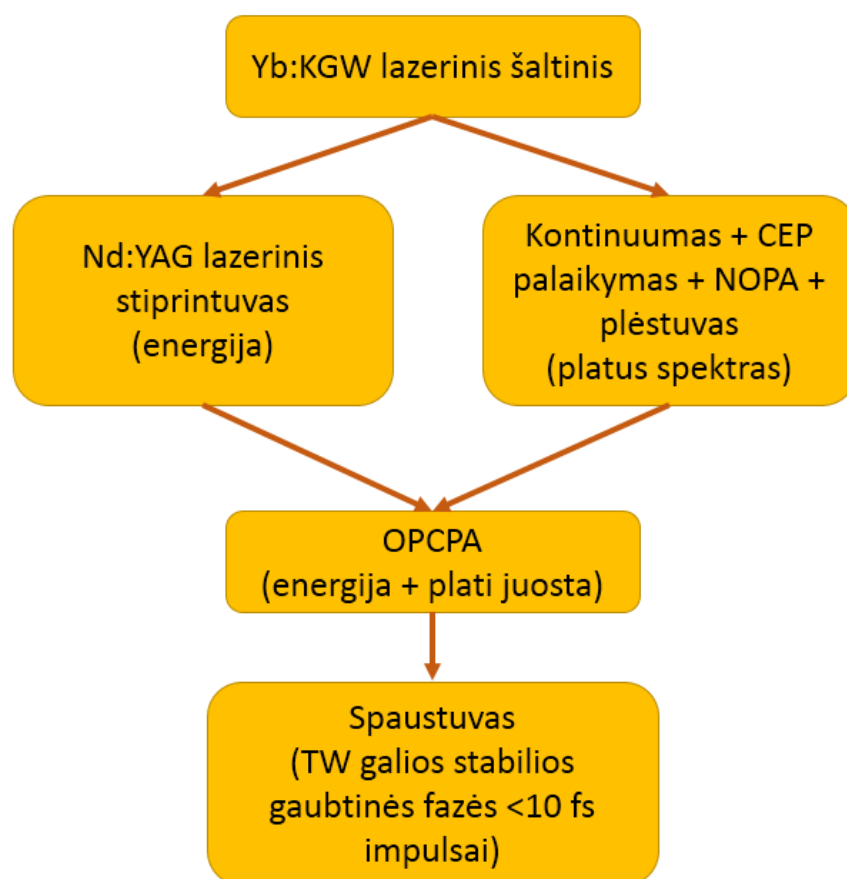
Šiame skyriuje pateikta medžiaga publikuota [A2, A4]

4.1 Sistemos architektūra

Daugiau nei prieš porą dešimtmečių Vilniaus universiteto mokslininkų publikacijoje pristatytas OPCPA metodas [4] iki šiol yra kone vienintelis kelias formuoti ne tik didelės, daugiau ne kelis milidžaulius siekiančios, energijos, bet ir itin trumpus, mažiau negu 10 fs trukmės, impulsus. Šis pirmasis straipsnis cituotas jau daugiau nei 400 kartų, tarp jų daugiau nei 120 kartų laikotarpiu, kol buvo rengiama ši disertacija, tai patvirtina OPCPA sistemų vystymo aktualumą.

Šioje disertacijoje atlikti tyrimai, skirti apjungti pažangių Yb:KGW ir Nd:YAG lazerinių šaltinių technologijas į vieną OPCPA sistemą, generuojančią teravatų galios <10 fs trukmės impulsus. Pagrindiniai sistemos komponavimo principai pavaizduoti 4.1 paveiksle. Pradiniam spiduliuotės šaltiniui pasirinkta tiesioginio diodinio kaupinimo Yb:KGW lazerinė sistema yra kompaktiškesnė ir dažnai patikimesnė lyginant su sistemomis Ti:safyro pagrindu. Poros šimtų femtosekundžių trukmės lazerio impulsai gali būti sėkmingai panaudoti plataus spektro kontinuumo generavimui ir neko-linearaus parametrinio stiprintuvo (NOPA) kaupimui. Pradinio užkrato

stiprinimas trumpais femtosekundiniais impulsais leidžia naudoti plonesnius kristalus ir lengviau valdyti stiprinamą spektro juostą. Gaubtinės fazės (CEP) palaikymui reikalingos technologijos, kurios jau daugelį metų naudojamos Ti:safyro lazerinėms sistemoms, pastaruoju metu jau pritaikytos ir sistemoms iterbio pagrindu. Kitas reikšmingas iterbio aktyviosios terpės



4.1 pav. Kuriamos OPCPA sistemos koncepcija.

ociliatoriaus privalumas - jo generuojamų impulsų spektro persiklojimas su itin didele išvadine energija pasižyminčių Nd:YAG stiprintuvų emisijos juosta. Todėl nereikalingos papildomos priemonės sistemą sudarančių lazerių optiniam sinchronizavimui. Plataus spektro impulsų plėtros ir spūdos metodai pasirinkti siekiant didžiausio sistemos efektyvumo. Spūdai panaudota skaidrinta dispersinio stiklo terpė, o plėtrai pritaikyta neigiamos grupinių greičių dispersijos grizmių optinė sistema, papildyta programuojamu dispersijos valdikliu. Siekiant sumažinti spinduliuotės saviveikos ir spaustuvo

stiklų optinio pažeidimo riziką, galutinei impulsų spūdai nuo kelių šimtų iki <10 fs pasirinkti teigiama grupinių greičių dispersija pasižymintys dielektriniai veidrodžiai. Greta trukmės kitas sistemos taikymams itin svarbus impulso parametras yra laikinis kontrastas. Mūsų pasirinktas baltos šviesos kontinuumo užkratas stiprinamoje spektro dalyje neturi triukšminės lazerinių stiprintuvų spinduliuotės dalies - sustiprintos spontaninės emisijos, kuri neišvengiama dažnai OPCPA sistemų užkratui naudojamuose Ti:safyro osciliatoriuose. Vienintelis nepageidaujamos triukšminės spinduliuotės šaltinis mūsų parametrinio stiprinimo sistemoje yra sustiprinta parametrinė fluorescencija. Ši spinduliuotė generuojama ir stiprinama tik laiko intervale apribotame kaupinimo impulso trukmės, tad pirmosiose parametrinio stiprinimo pakopose panaudojus trumpus femosekundinius kaupinimo impulsus siekiame pagerinti pagrindinio impulso kontrastą dešimčių pikosekundžių laiko skalėje. Kituose skyriuose detaliau aprašyti iššūkiai, kuriuos reikėjo įveikti įgyvendinant šią OPCPA sistemos koncepciją, bei pasiekti rezultatai.

4.2 OPCPA sistemos kaupinimo šaltinis

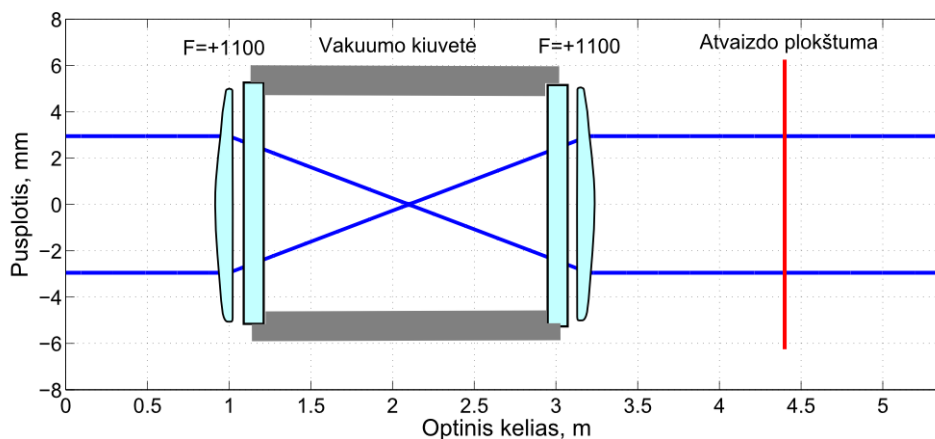
Pagrindinis šaltinis didelės energijos OPCPA sistemų kaupinimui jau daugelį metų yra Nd:YAG lazeriai. Dar visai neseniai lazeriai, kurių impulsų energija viršija 10 mJ, veikė energiją gaudami tik iš išlydžio lempų. Ši technologija, kurios lyderė yra UAB EKSPLA kompanija, leido pasiekti 1 J energijos kaupinimo impulsus rekordinės smailinės galios OPCPA sistemai [42]. Tačiau dėl mažo lempų efektyvumo, itin galingų aukštos įtampos šaltinių poreikio, tokių lazerių impulsų pasikartojimo dažnis neviršija kelių dešimčių hercų. Poreikis kaupinimo lempas reguliariai keisti naujomis, brangina tokių sistemų palaikymo kainą. Kompromisą tarp impulso energijos ir vidutinės galios tapo įmanoma realizuoti panaudojus tiesioginį lazerio aktyviosios terpės kaupinimą diodais. Tokia naujos kartos Nd:YAG lazeri-

nė sistema buvo pristatyta 2012 metais. Jos impulsų energija siekė 40 mJ, veikiant 1000 Hz dažniu [127]. Būtent ši technologija buvo pasirinkta mūsų kuriamos didelės vidutinės galios OPCPA kaupinimui.

Kiti naujos kartos lazeriniai šaltiniai, puikiai tinkantys mažesnės energijos, bet didesnės vidutinės galios, yra paremti Nd:YVO₄ slab tipo stiprintuvais [128], o pastaraisiais metais itin sparčiai vystomos didelės vidutinės galios pikosekundinės Yb:YAG sistemos, paremtos diskinių lazerių technologija [7]. Šių dviejų tipų sistemų impulsai pasižymi vos kelių pikosekundžių trukme. Tai privalumas, nes supaprastėja signalinio impulso plėtros ir spūdos uždaviniai, tačiau tokių impulsų energijai viršijant kelias dešimtis milidžaulių tampa sudėtinga išvengti intensyvumo lemtų saviveikos reiškinių.

Vienas iš argumentų rinktis Nd:YAG lazerinį šaltinį OPCPA sistemai, kuri mūsų atveju prasideda nuo femtosekundinio iterbio osciliatoriaus, yra tiesioginės signalo ir kaupinimo impulsų sinchronizacijos galimybė. Iterbio osciliatoriaus spektro juosta, kurios centrinis bangos ilgis apie 1030 nm yra pakankamai plati, kad siektų Nd:YAG emisijos liniją ties 1064 nm. Tad formuojant užkratą Yb:KGW ir Nd:YAG stiprintuvams osciliatoriaus impulsą užtenka padalinti spektriniu dalikliu. Kai OPCPA sistemos užkratui naudojamas Ti:safyro osciliatorius, patikimos sinchronizacijos su kaupinimu uždavinys dažnai gerokai sunkesnis. Tenka pasitelkti optinio solitono generaciją fotoninių kristalų šviesolaidyje [129] arba elektroniškai sinchronizuoti du osciliatorius [130]. Kuriant mūsų OPCPA sistemą dr. J. Adamonio dėka tobulėjo ir kaupinimo šaltinis [131]. Tarp Nd:YAG stiprintuvo pakopų buvo įdiegta impulso kontrastą gerinanti sistema [132], taip pat, suformuoti plokščios viršūnės laikinės gaubtinės antrosios harmonikos impulsai [133]. Mūsų naudojami Nd:YAG tiesiniai stiprintuvai formuoja plokščio intensyvumo profilio pluoštus. Būtina pažymėti, kad siekiant didžiausio stiprinimo didinama lazerinį strypą kaupinančios spinduliuotės galia, dėl to jame susidaro stiprus asferinis termolėšis. Sustiprintas fundamentinės

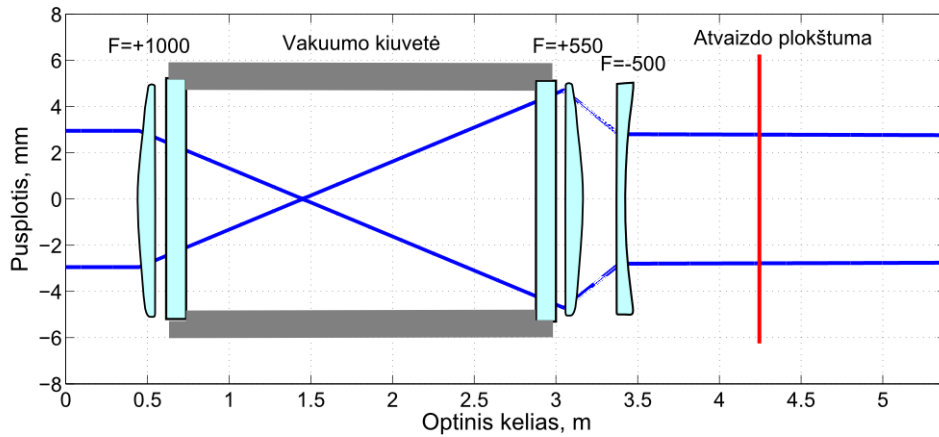
1064 nm bangos ilgio spinduliuotės pluoštas sklinda keisdamas savo formą, jo skirstinyje stebimos žiedinės struktūros. Tam, kad šis pluoštas būtų tinkamas antros harmonikos generacijai, o po to ir parametrinio stiprintuvo kaupinimui būtina naudoti plokštumos iš lazerinio strypo galo vaizdo pernešimą. Tai paprastai realizuojama dviejų lęšių sistema, dar vadinama 4f optine sistema. Klasikinis atvaizdavimo pavyzdys pateiktas 4.2 paveiksle. Atstumas tarp lęšių lygus jų židinio nuotolių sumai, kai lęšiai vienodi, objekto atvaizdas be didinimo suformuojamas 4f atstumu, šiuo atveju už 4.4 metro. Tam, kad būtų išvengta oro terpės pažeidimo ir plazmos forma-



4.2 pav. Klasikinė 4f optinė sistema pluošto vaizdo pernešimui su vakuomo kiuvete

vimosi pluošto sąsmaukoje, į tarpą tarp lęšių įstatoma vakuomo kiuvetė. Daugeliu atveju ši optinė sistema veikia patikimai ir problemų nesukelia. Tačiau mums teko susidurti su sunkumais tais atvejais, kai į OPCPA netiesinį kristalą reikia pernešti kaupinimo spinduliuotę, kurios intensyvumas atvaizdo plokštumoje priartėja prie 10 GW/cm^2 . Esant tokiam intensyvumui atvaizdo plokštumoje, dėl pluošto persiformavimo į žieduotą struktūrą intensyvumas ant paskutinio lęšio ir ypač ant gretimo kiuvetės lango yra didesnis nei 10 GW/cm^2 . Tokiu būdu ženkliai išauga vakuomo kiuvetės lango optinio pažeidimo tikimybė. Taip pat dėl Kero efekto (plačiau 4.3.2 skyriuje) iškraipomas kaupinimo spinduliuotės bangos frontas, o šie pokyčiai įtakoja ir intensyvumo skirtinį atvaizdo plokštumoje. Tai buvo stebėta

derinant 10 Hz dažniu veikiančią OPCPA sistemą (pagrindinio kaupinimo pluošto skirstinys parodytas 4.4.1). Fazinės savimoduliacijos kiuvetės lango lemtos pluošto deformacijos nebuvo kritinės patikimai OPCPA sistemos veikai, tačiau vėliau statant 1 kHz dažniu veikiančią parametrinio stiprinimo sistemą buvo atsižvelgta į šią patirtį. Optinė sistema kaupinimo pluošto vaizdo pernešimui į parametrinio stiprinimo kristalą buvo patobulinta (žr. 4.3 pav.). Vienas iš glaudžiamųjų lęšių buvo pakeistas trumpesnio židinio nuotolio glaudžiamojo ir sklaidomojo lęšių pora.



4.3 pav. Patobulinta 4f optinė sistema pluošto vaizdo pernešimui leidusi padidinti pluoštą ant antrojo vakuomo kiuvetės lango.

Iš esmės nekeičiant atstumo nuo objekto iki atvaizdo plokštumos tokiu būdu buvo pailginta vakuomo kiuvetė bei padidintas pluošto dydis ant antrojo kiuvetės lango. Taip pat atsirado galimybė pirmą lęšį ir kiuvetės langą priartinti prie objekto plokštumos, pluošto skirstinys šioje vietoje yra tolydesnis, o intensyvumas mažesnis.

Atstumas iki atvaizdo plokštumos apskaičiuotas tris kartus pritaikius lęšio formulę:

$$\begin{aligned}
 d_1 &= 1/(1/f_1 - 1/L_{01}), \\
 d_2 &= 1/(1/f_2 - 1/(L_{12} - d_1)), \\
 d_3 &= 1/(1/f_3 - 1/(L_{23} - d_2)),
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

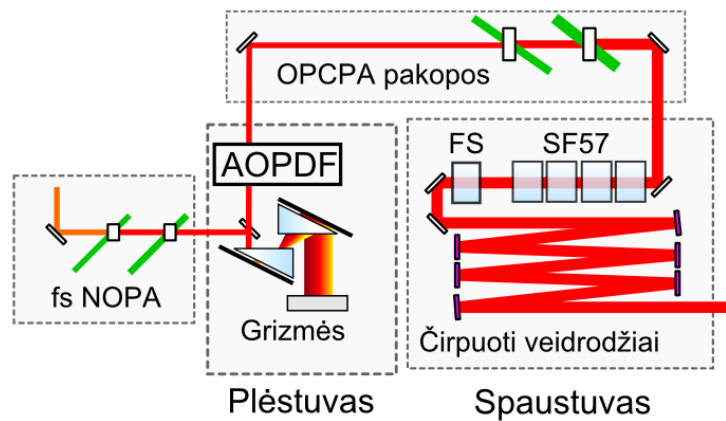
čia L_{NM} - atstumai nuo objekto plokštumos ir tarp lęšių, d_N - atstumai

iki atvaizdo plokštumos už kiekvieno lęšio. Skėsties ir pluošto diametro kitimo dinamika per šią lęšių sistemą sklindant idealizuotam Gauso pluoštui buvo skaičiuojama pasitelkus ABCD matricų metodą [134, p.26–36, 81-100]. Naudojant šį būdą galima pakankamai lanksčiai keisti pluošto atvaizdo vietą ir didinimą.

4.3 Impulsų trukmės valdymas

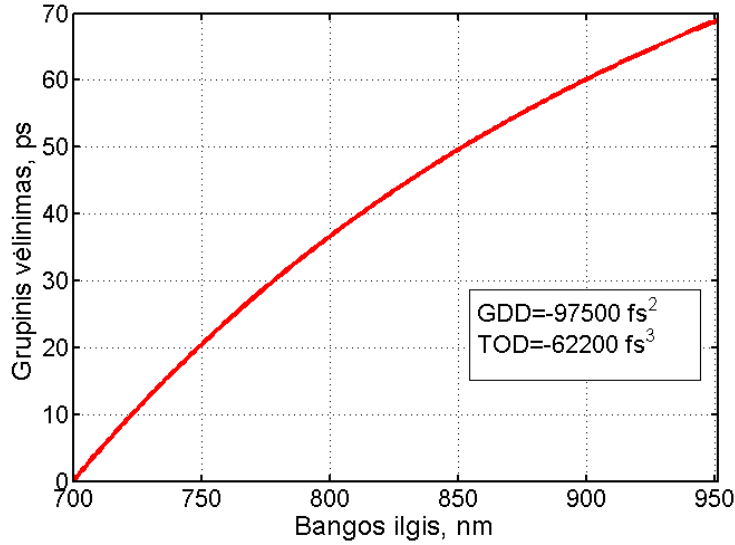
4.3.1 Impulsų plėtra ir spūda

Populiariausia impulso trukmės valdymo įranga čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose yra difrakcinėmis gardelėmis paremtos schemas. Tačiau, kai impulso spektras platus, o trukmė priartėja prie kelių optinių ciklų, gardelėmis paremto impulsų spaustuvo pralaidumas vos viršija 50 procentų [39]. Keisti vėlinimą tarp spektro komponentių taip pat galima leidžiant impulsui sklisti per dispersinio stiklo terpę. Šiuo atveju energijos nuostoliai gali būti ženkliai mažesni. Remdamiesi galingiausios OPCPA sistemos [41] autorių patirtimi pasirinkome šį impulsų spūdos metodą. Impulso spūdai panaudotas itin didelė dispersija pasižymintis SF57 rūšies stiklas, bei mažo netiesinio lūžio rodiklio lydytas kvarcas (FS), taip pat keletas teigiamos dispersijos čirpuotų veidrodžių. Plėstuvo ir spaustuvo schema pavaizduota 4.4 paveiksle. Pasirinkus impulsų spaustuvo tipą prie jo dispersijos parametrų buvo derinamas impulsų plėstumas. Tam buvo pritaikyta viena naujausių neigiamos dispersijos sistemų - grizmių pora [135, 136]. Grizmė - difrakcinės gardelės ir prizmės junginys. Pagrindinis šio plėstuvo tipo privalumas - galimybė plačiose ribose tolygiai derinti svarbiausius antrąjį ir trečiąjį fazės priklausomybės nuo dažnio skleidimo eilute narius, t.y. grupinio vėlinimo dispersiją (GDD) ir trečios eilės dispersiją (TOD). Tai įmanoma pasiekti ir kartu naudojant atskiras gardelių bei prizmių poras. Tačiau esminis grizmių privalumas - optinė schema itin kompaktiška ir lengvai suderinama. Trumpas atstumas tarp grizmių komponentų sumažina jaurumą mechaninėms



4.4 pav. Neigiamos dispersijos impulsų plėstuvo ir spaustuvo su teigiamos dispersijos stiklais schema.

vibracijoms ir oro srautams, o tai itin svarbu siekiant išlaikyti gaubtinės fazės stabilumą. Mūsų sistemoje naudotos grizmės buvo sudarytos iš gardelių, kurios turi 300 rėžių milimetre, 19 laipsnių viršūnės kampo prizmių, kurios pagamintos iš SF-10 rūšies stiklo bei retro veidrodžio, kuris vieną kartą per grizmes prasklidusią spinduliuotę gražina antram praėjimui vertikalčiai pakeitus pluošto aukštį. Siekiant efektyviai išnaudoti ~ 70 ps trukmės kaupinimo impulsų energiją signalo impulsų spektras nuo 720 nm iki 950 nm buvo išplėstas iki ~ 65 ps (žr. 4.5 pav.). Keičiant pluošto kritimo į grizmes kampą ir atstumą tarp jų plėstuvo ir spaustuvo įnešamus grupinius vėlinimus įmanoma suderinti poros pikosekundžių tikslumu. Tačiau ketvirtos ir aukštesnių dispersijos eilių lemta fazinė moduliacija lieka nekompensuota, todėl sistemai būtinas papildomas aktyviai derinamas elementas tiksliam fazinės moduliacijos valdymui. Tam OPCPA sistemose dažniausiai naudojami spektrinės fazės modulatoriai su skystųjų kristalų liniuote [39] arba akustooptiniai programuojami dispersijos filtrai (AOPDF) [41]. Būtent šis prietaisas, Dazzler iš prancūzų kompanijos Fastlite, dėl pakankamai plataus grupinio vėlinimo valdymo diapazono pasirinktas ir mūsų kuriamai sistemai. AOPDF difrakcijos efektyvumas priklauso nuo nustatytų fazinės moduliacijos parametrų ir mūsų atveju siekė ~ 10 %. Kartu su grizmėmis



4.5 pav. Signalų spektro komponentų vėlinimas prieš impulsų spūdą, pritaikytas spaustuvui, kurį sudaro 420 mm ilgio SF57 stiklas ir 100 mm FS stiklas. Dispersijos koeficientai (GDD, TOD) apskaičiuoti 800 nm centriniame bangos ilgiu.

bendras plėstuvo optinis pralaidumas yra tik 1-2 %, tačiau šie nuostoliai lengvai kompensuojami parametrinio stiprinimo pakopose. Vėliau dispersinėje stiklo terpėje spaudžiant sustiprintus didelės energijos impulsus kyla spinduliuotės laikinių ir erdvinų charakteristikų iškraipymo rizika dėl Kero efekto, tam įvertinti skiriamas tolesnis skyrius.

4.3.2 Netiesinis sklidimas spaustuvo stikluose

Optinis impulsas sklisdamas dispersine terpe sukuria Kero efekto nulemtą medžiagos lūžio rodiklio pokytį, kuris priklauso nuo intensyvumo:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (4.2)$$

čia n_0 - tiesinis lūžio rodiklis, n_2 - netiesinis lūžio rodiklis, kuris lemia impulso fazės iškraipymus, kitaip vadinamą fazinę savimoduliaciją. Jos maksimalus dydis priklauso nuo impulso intensyvumo I_{max} ir sklidimo atstumo z . Apskaičiuojama taip:

$$\Delta\varphi_{max} = \frac{2\pi z}{\lambda_c} n_2 I_{max}. \quad (4.3)$$

Tam, kad būtų išlaikytas pakankamai mažas intensyvumas, labai svarbu parinkti optimalią impulsų spaustuve naudojamų stiklų apertūrą, nes šių stiklų kaina itin priklauso nuo dydžio ir sudaro nemažą dalį visos OPCPA sistemos kainos. Per didelis pluošto diametras (stiklo apertūra) taip pat lemia didesnius pluošto iškraipymus, nes sunku užtikrinti itin aukštą optinę kokybę didelio ploto ir tūrio optiniuose elementuose. Dispersinę terpę naudojant kaip impulsų spaustuva, kartu su impulso trukme kinta ir intensyvumas (I_{max}), tad siekiant tiksliau įvertinti impulso fazinę savimoduliaciją tenka spręsti netiesinę Šrėdingerio lygtį:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{g_0}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\beta|A|^2A, \quad (4.4)$$

čia pirmas lygties narys už lygybės aprašo fazinę moduliaciją dėl tiesinio lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio (g_0 - grupinių greičių dispersijos koeficientas), antras lygties narys aprašo fazės pokyčius dėl netiesinio lūžio rodiklio ($\beta = n_2k_0/(2n_0)$). Laikome, kad terpė yra skaidri, tad sugertis 4.4 lygtyje neįskaityta, taip pat neparodyti nariai su aukštesnės eilės grupinių greičių dispersijos koeficientais, kurie būtini, kai kalbame apie itin plataus spektro impulsus. Pilną tiesinio lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio nesunku įtraukti sprendžiant šią lygtį skaitmeniškai.

Impulsų spaustuvo stiklų tyrimui netiesinė Šrėdingerio lygtis buvo spęsta pasitelkiant padalinto žingsnelio (angl. *split-step*) metodą. Jis grįstas tuo, kad tiesinė ir netiesinė lygties dalys atskirai turi analitinius sprendinius. Šiuos sprendinius galime naudoti, kai optinė terpė padalinta į mažus segmentus, kuriuos nusklidus impulso trukmė ir intensyvumas beveik nekinta, tad po šio žingsnelio kiekvienam impulso gaubtinės taškui galime suskaičiuoti fazės pokytį dėl netiesiškumo (lygtis analogiška 4.3). Tiesinės dispersijos narys turi analitinį sprendinį spektro srityje, todėl atlikę impulso Furje transformaciją kiekvienam spektro taškui pridedame fazės pokyčius dėl medžiagos lūžio rodiklio priklausomybės nuo bangos ilgio. Po to atlie-

kame atvirkštinę Furje transformaciją ir grįžę į laiko sritį sekančiam mažam medžiagos žingsneliui kartojame tą patį, kol impulsas įveiks visą terpės ilgį. Visame dispersinės terpės ilgyje sukauptiems maksimaliems faziniams nuokrypiams dėl netiesiškumo įvertinti yra naudojamas B-integralo parametras:

$$B_{int} = \frac{2\pi}{\lambda_c} \int n_2 I_{max} dz. \quad (4.5)$$

Modeliuojant impulsų sklidimą aukščiau aptartu metodu integravimas pakeičiamas maksimalių fazės nuokrypių skaičiavimu kiekviename žingsnyje dz ir sumavimu prie visų anksčiau suskaičiuotų verčių. Kai B integralo parametras mažesnis negu 1, laikoma, kad tokie fazės iškraipymai yra nereikšmingi ir įtakos impulso gaubtinės formai neturi. Šią saugią ribą viršijus kelis kartus, padidėja fokusavimosi tikimybė, atsiradus netiesinam lęšiui optinis pluoštas ar jo dalys pradeda fokusuotis ir tuomet išaugus intensyvumui gali būti viršytas optinės terpės pažeidimo slenkstis.

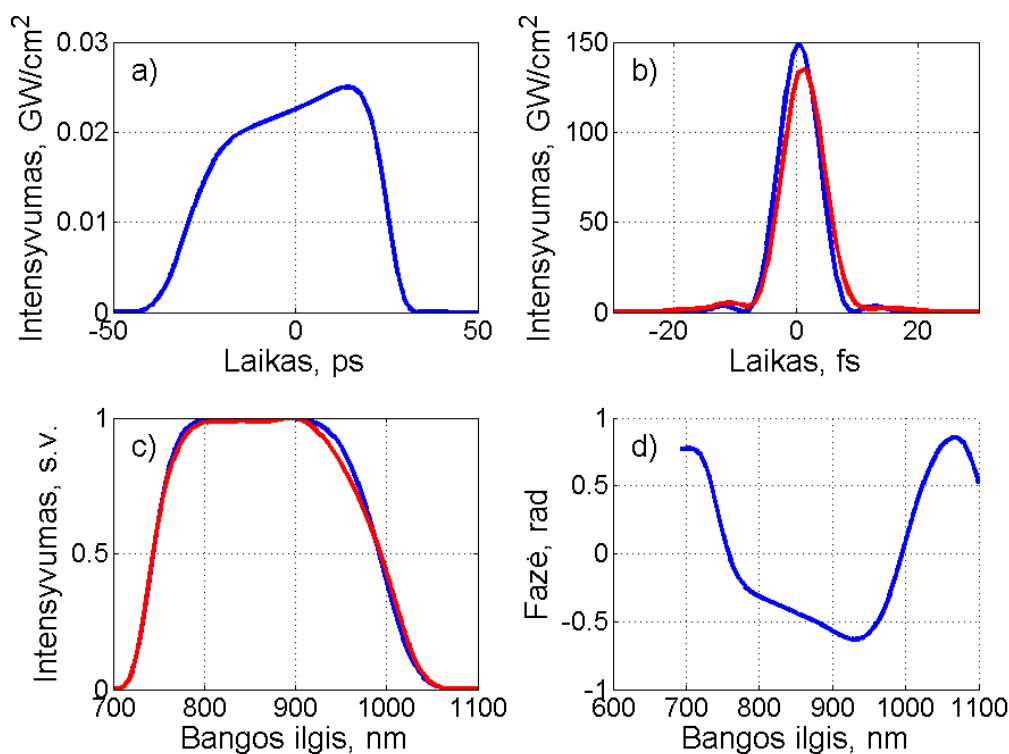
Mūsų projektuojamas impulsų spaustuvas sudarytas iš trijų dalių. Pirmą terpę yra iš itin sunkaus stiklo – SF57, kuris pasižymi didele grupinių greičių dispersija, tad nedideliame stiklo ilgyje galime ženkliai pakeisti impulso trukmę. Tačiau ši stiklo terpė pasižymi ir dideliu netiesiniu lūžio rodikliu $n_2 \approx 4.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$, kai bangos ilgis apie $1 \mu\text{m}$ [137]. Būtent dėl didelio netiesiškumo ši terpė gali būti naudojama tik pradiniam impulso suspaudimui, kol jo intensyvumas nėra didelis. Tolesnei impulso spūdai panaudota lydyto kvarco dispersinė terpė (angl. *fused silica (FS)*), kuri pasižymi mažesne grupinių greičių dispersija, tačiau net 15 kartų mažesniu netiesiškumu $n_2 \approx 2.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [138]. Impulso intensyvumui priartėjus prie kelių dešimčių gigavatų į kvadratinį centimetrą, net keli optinės terpės milimetrai gali įnešti ženklus fazės iškraipymus, todėl galutinei impulso spūdai planuojama naudoti čirpuotus veidrodžius, kurie leidžia skirtingas impulso spektro komponentes pavėlinti atspindint jas skirtinguose dielektrinių dangų struk-

tūros gyliuose. Šių dangų storis itin mažas, tad laikoma kad atspindžio metu impulso saviveika dėl dangos terpės netiesiškumo nevyksta.

Pasitelkus aukščiau aprašytą netiesinės Šrédingerio lygties sprendimo metodą, buvo nustatytas maksimalus intensyvumas, kurį gali pasiekti impulsas, mūsų impulsų spaustuvo stikluose, vis dar nepatirdamas ženklių fazės, kartu ir impulso gaubtinės iškraipymų. Panagrinėkime konkretų impulso spaustuvo atvejį, tegu jį sudaro 400 mm ilgio SF57 stiklo terpė, bei 100 mm ir 10 mm ilgio FS stiklo terpės. Pastaroji plona stiklo terpė atitiks spūdą čirpuotuose veidrodžiuose, tad jos netiesinį lūžio rodiklį prilyginsime nuliui. Plėstuve išplėsto impulso fazinei moduliacijai suskaičiuoti panaudosime sklidimo lygtis per tuos pačius spaustuve naudojamus stiklus, tik fazinės moduliacijos ženklą pakeisime priešingu ir laikysime, kad plėstuvas fazinių iškraipymų dėl intensyvumo neįneša ($n_2=0$). Tegul impulso spektro plotis yra 250 nm ties 850 nm centriniu bangos ilgiu. Spektro forma atitinka 3-eilės hipergauso funkciją, maždaug tokios formos spektrą palaiko mūsų OPCPA sistemos stiprinimo juosta. Šiuo spektru riboto impulso trukmė lygi 7.6 fs. Pasitelkus šį skaitmeninį modelį buvo analizuojami signalo impulso gaubtinės ir spektro parametrai keičiant jo intensyvumą. Toliau detaliau panagrinėkime vieną iš kraštutinių atveju, kai suspausto impulso intensyvumas lygus 150 GW/cm², o B-integralas pasiekia vertę lygią 1.4. Šiuo atveju jau galime pastebėti spektro ir impulso gaubtinės pokyčius.

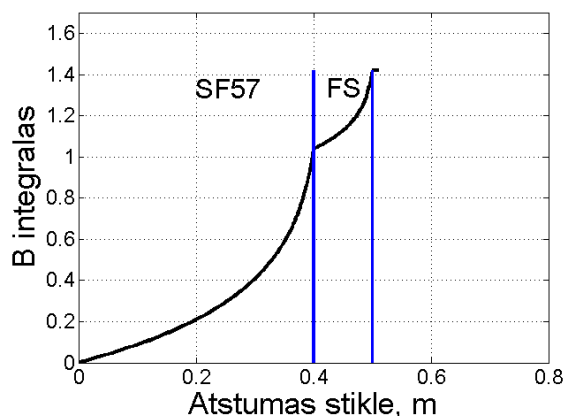
Nagrinėjamą impulsą išplėtus plėstuve jo trukmė tampa lygi 52 ps, o gaubtinė pavaizduota 4.6 (a) paveiksle. Gaubtinė nėra simetriška nes priekyje esančios trumpabangės spektro komponentės laike atskirtos labiau negu gale esančios ilgabangės. Pradėjus šio impulso spūdą SF57 stiklo terpėje jo trukmė sumažėja iki 2 ps. Toliau FS stiklo terpėje impulsas susispaudžia iki 160 fs, gaubtinės forma vis dar asimetriška ir didžiausias intensyvumas (9.6 GW/cm²) yra toje impulso dalyje, kurios momentinis dažnis yra mažesnis (ilgesnieji bangos ilgiai). Toliau impulsas be saviveikos (čirpuotais veidrodžiais) suspaudžiamas taip, kad būtų pilnai kompensuota plėstuvo

dispersija. Suspausto impulso trukmė pasiekia 8.0 fs. Jo gaubtinė palygin-
ta su pradiniu impulsu 4.6 (b) paveikle. Ilgabangėje spektro srityje taip pat
matomi saviveikos įnešti pokyčiai (4.6 (c) pav.). Likusi fazinė moduliaci-
ja parodyta 4.6 paveiksle. Jos forma artima per stiklus sklidusio impulso
laikiniam profiliui. Apskaičiuota B integralo kitimo dinamika impulsui nu-
sklindant vis didesnę atstumą spaustuvo stikluose pavaizduota 4.7 paveiksle.



4.6 pav. Modeliavimo rezultatai, kai suspausto impulso intensyvumas siekia 150 GW/cm². a) Išplėsto impulso gaubtinė; b) supausto impulso gaubtinė (raudona) palyginta su pradinio impulso gaubtine (mėlyna); c) impulso spektras (raudona) palygintas su pradiniu spektru (mėlyna); d) impulso saviveikos įnešta fazinė moduliacija

Nagrinėtas impulsas, spaustuvo išvade pasiekia 150 GW/cm² intensyvumą, kai energija lygi 35 mJ, o Gauso skirstinio pluošto diametras padidintas iki 85 mm 1/e² intensyvumo aukštyje. Realus signalo pluošto skirstinys po paskutinės stiprinimo pakopos būna artimas antros ar aukštesnės eilės Hipergauso funkcijai. Tad tą patį smailinį intensyvumą galima išlaikyti pluošte, kurio diametras mažesnis negu 76 mm (1/e²). Nustatyta optimali mūsų kuriamos OPCPA sistemos impulso spaustuvo stiklų apertūra yra 100 mm.



4.7 pav. B integralo augimo dinamika impulsui sklindant spaustuvo stikluose

Tokia apertūra liktų pakankama jeigu impulso energija būtų padidinta iki 50 mJ.

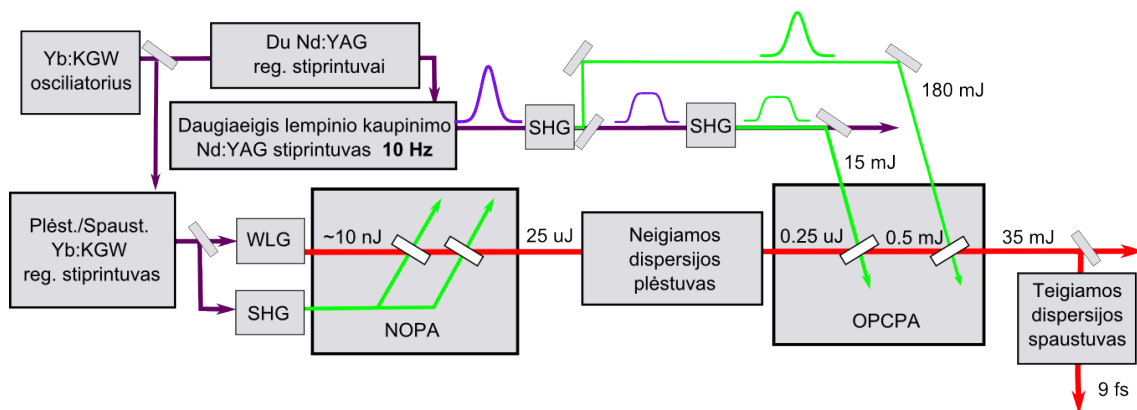
Sukurtas sklidimo dispersiniame spaustuve modelis, leido patikrinti ir kitas galimas spaustuvo konfigūracijas. Pavyzdžiui, jeigu nuspręstume atsisakyti dideliu netiesiškumu pasižyminčio SF57 stiklo, naudotume tik lydytą kvarcą ar jo analogą, tuomet B integralo vertę pavyktų sumažinti beveik 40 %, tačiau dėl mažesnės grupinių greičių dispersijos tam pačiam spūdos laipsniui pasiekti stiklo terpės ilgį reiktų pailginti iki 2.8 m. Tai ženkliai padidintų spaustuvo optikos kainą ir energinius nuostolius dėl netobulų skaidrinančių dangų.

Čirpuoti veidrodžiai mūsų nagrinėjamoje impulsų spaustuvo sistemoje, ne tik sumažina netiesinius fazės iškraipymus, bet ir atlieka tam tikrą apsauginę funkciją. Labai tikėtina situacija, kad derinant impulsų plėstuvą neigiama grupinių greičių dispersija sumažės. Tokiu atveju minimalią trukmę ir didžiausią intensyvumą impulsas pasiektų dar prieš išeidamas iš spaustuvo optinės sistemos. Jeigu tai įvyktų stiklo terpėje, tuomet ženkliai išaugtų pluošto saviveikos bei pavienių jo dalių fokusavimosi tikimybė. Kiltų rizika optinę terpę pažeisti. Čirpuotų veidrodžių dielektrinė danga yra mažiau jautri impulso trukmės ir intensyvumo svyravimams, kol neviršijamas optinio pažeidimo slenkstis, kuris pagal gamintojų specifikacijas siekia $\sim 1 \text{ J/cm}^2$.

4.4 Čirpuotų impulsų nekolinarus parametrinis stiprinimas pikosekundiniais impulsais

4.4.1 OPCPA su lempinio kaupinimo 10 Hz kaupinimo šaltiniu

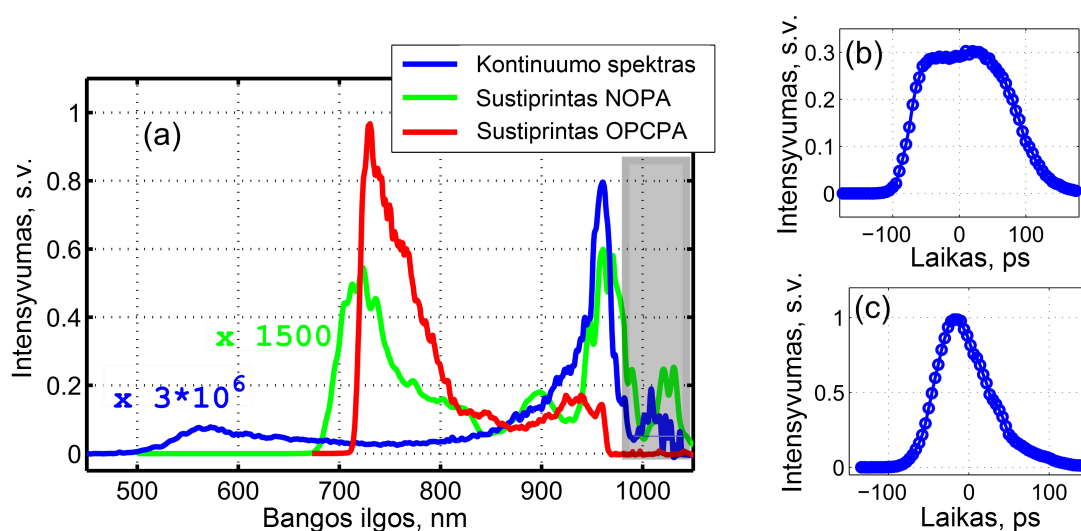
Femtosekundiniais Yb:KGW lazerinės sistemos impulsais sugeneravus baltos šviesos kontinuumą ir 680-980 nm spektrinio ruožo impulsus sustiprinus nekoliniariame optiniame stiprintuve (plačiau žr. 3.3.1 skyriuje) buvo pradėtas tirti čirpuotų impulsų parametrinis stiprinimas kaupinant pikosekundiniais Nd:YAG lazerinės sistemos impulsais. Bendra lazerių ir parametrinių stiprintuvų schema pateikta 4.8 paveiksle.



4.8 pav. Bendra OPCPA sistemos kaupinamos 10 Hz pasikartojimo dažnio impulsais iš Nd:YAG stiprintuvų schema. WLW - baltos šviesos kontinuumo generatorius, SHG - antros harmonikos generatoriai.

Dalis Yb:KGW osciliatoriaus impulso, sudaryto iš spektinių komponentų 1064 nm aplinkoje, buvo nukreiptas į du nuoseklius Nd:YAG aktyviosios terpės diodais kaupinamus regeneratyvinius stiprintuvus. Juose ~ 10 pJ energijos impulsai sustiprinami iki 100 μ J. Tuo pat metu, dėka į rezonatorių patalpintų etalonų, siaurinamas spektras ir formuojama impulso gaubtinė. Po to impulsų atrinkikliu (angl. *pulse picker*) impulsų pasikartojimo dažnis sumažinamas iki 10 Hz, o panaudojus apodizuojančią apertūrą ir erdvinį filtrą suformuojamas antros eilės hipergauso funkcijos formos pluošto skirstinys. Tolesnis 1064 nm bangos ilgio spinduliuotės stiprinimas realizuotas

išlydžio lempomis kaupinamuose daugiaeigiuose stiprintuvuose. Išvadinė sustiprinto impulso energija viršija 400 mJ. Pluošto skirstinys iš paskutinio Nd:YAG strypo buvo atvaizduotas į pirmąjį 10 mm ilgio DKDP kristalą, kuriame maždaug 50% efektyvumu sugeneruoti antrosios harmonikos impulsai paskutinės OPCPA stiprinimo pakopos kaupinimui. Šių impulsų laikinė forma artima Gauso funkcijai, o trukmė lygi ~ 70 ps. Už šio antros harmonikos generatoriaus likusi nepanaudota fundamentinių impulsų dalis yra plokščios viršūnės. Juos dar kartą nukreipus į antrą 20 mm ilgio DKDP kristalą buvo suformuoti kaupinimo impulsai pirmai čirpuotų impulsų parametrinio stiprinimo pakopai. Būtent plokščios laikinės gaubtinės impulsai labiausiai tinka čirpuotų impulsų parametrinių stiprintuvų kaupinimui, nes tokiu būdu išvengiama kaupinimo impulso formos lemto spektro siaurėjimo [139]. Abiejų Nd:YAG antrosios harmonikos impulsų gaubtinės (žiūr. 4.9 (b) ir (c) pav.) buvo išmatuotos kryžminės koreliacijos metodu zonduojant šiuos >70 ps trukmės impulsus su Yb:KGW osciliatoriaus impulsu, kurio trukmė bent 1000 kartų mažesnė (plačiau šių tyrimų rezultatai pristatyti dr. J. Adamonio publikacijoje [133]).



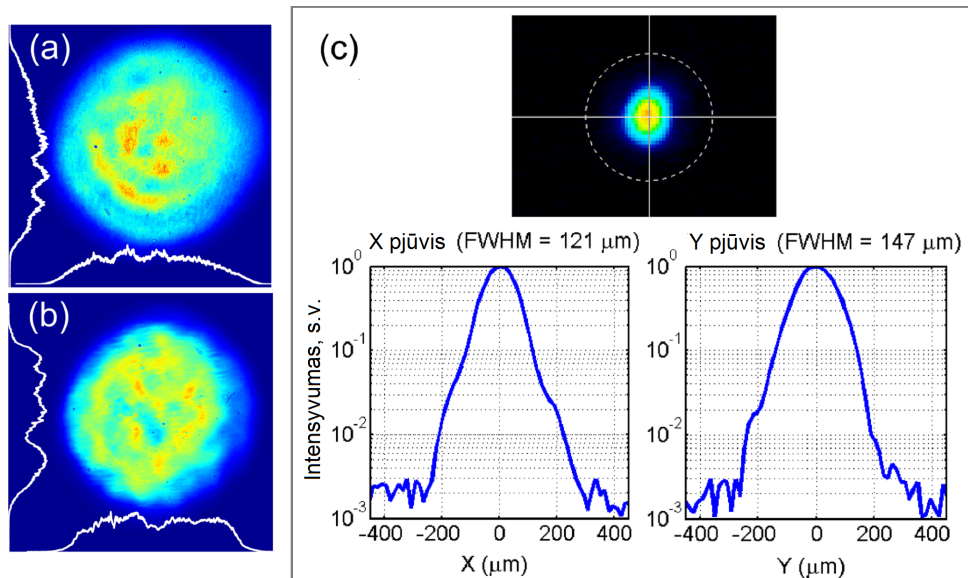
4.9 pav. a) OPCPA pakopose sustiprintas spektras palygintas su pradiniu kontinuumo užkratu ir spektru iš NOPA. b) pirmos OPCPA pakopos kaupinimo impulso gaubtinė, c) antros.

Abi pikosekundinio kaupinimo parametrinio stiprinimo pakopos buvo

realizuotos 5 mm ilgio BBO kristaluose. Siekiant sumažinti sistemos kompleksumą į pirmąją pakopą kaupinimo pluoštas atvaizduotas nenaudojant vakuuminės kiuvetės. Dėl to kaupinimo energija apribota iki 15 mJ, t.y. maksimalios energijos, kuriai esant atvaizdavimo sistemos sąsmaukoje neprasideda oro jonizacija. Iki ~ 50 ps išplėsto signalo impulso stiprinimo koeficientas siekė 2000 kartų, kai kaupinimo pluošto diametras lygus 0.8 mm (FWHM). Toliau signalo pluoštas buvo padidintas iki 8 mm ir nukreiptas į antrąją stiprinimo pakopą. Joje signalo impulsai sustiprinti dar 70 kartų nuo 0.5 mJ iki 35 mJ. Tipinis OPCPA sistemos išvadinių impulsų spektras parodytas 4.9 (a) pav. raudona linija. Bangos ilgiai virš 970 nm buvo tyčia blokuoti grizmių plėstuve, nes ši sritis pasižymi stipria fazine moduliacija dėl NOPA optinėje schemoje naudojamo 1030 nm filtro. Trumpabangį stiprinamų impulsų spektro kraštą ties ~ 720 nm riboja fazinis sinchronizmas. Spektro asimetrija, pasireiškianti didesniu trumpabangių spektro komponentų intensyvumu, atsiranda dėl specifinių, su impulsų spaustuvo (stiklo terpės) dispersija suderintų trečios iš aukštesnių eilių stiprinamo impulso fazinių charakteristikų: ilgabangiai spektro komponentai laiko skalėje yra išsidėstę kompaktiškiau ir todėl į juos perkeliama mažesnė kaupinimo impulso energijos dalis. Taip pat spektro formai galėjo turėti įtakos statesnis paskutinės pakopos kaupinimo impulso priekinis frontas (žiur. 4.9 (c) pav.).

Nors užkrato pluošto skirstinys už plėstuvo yra artimas Gauso funkcijai, parametrinio stiprinimo OPCPA pakopose jis įgauna kaupinimo lemtą Hipergauso funkcijos formą ir dar labiau plokštėja stiprinimui pasiekus sotį. Sustiprinto signalo artimojo lauko intensyvumo skirstinys turi ~ 10 proc. intensyvumo moduliaciją (žiur. 4.10 pav. (b)), tačiau praktiniams taikymams daug svarbesnės tolimojo lauko pluošto savybės. Tam nedidelė sustiprinto signalo energijos dalis atspindėta nuo skaidrios stiklo plokštelės buvo nukreipta į vieno metro židinio nuotolio sferinį veidrodį ir nulinio laipsnių kampu atspindėta į vaizdo kamerą. Pluošto skirstinys židinyje (žr. 4.10 pav. (c)) pasižymi tik viena centrine smaile, kurioje sukoncentruota beveik

visa energija. Nedidelis pjedestalas yra tik poros procentų intensyvumo aukštyje, pastebimas tik logaritminėje skalėje.

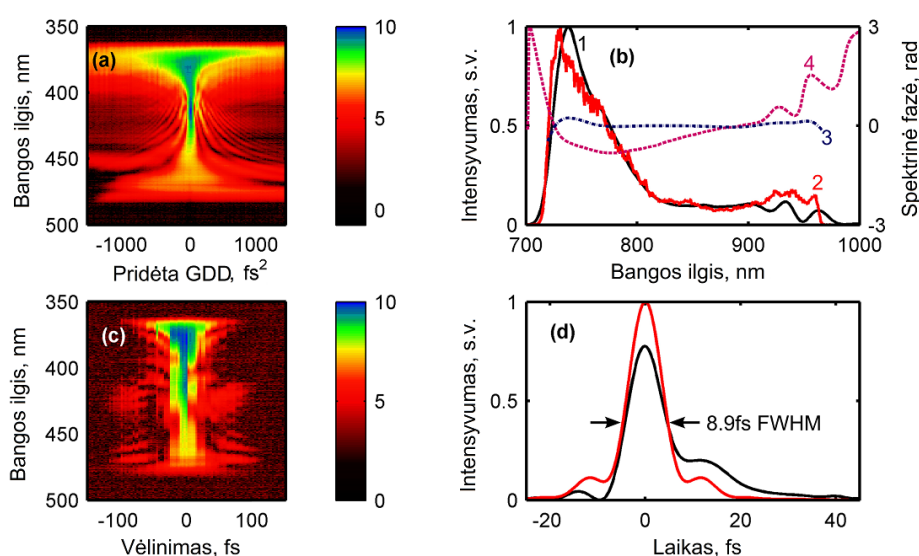


4.10 pav. Kaupinimo (a) ir sustiprinto signalo (b) pluoštų skirstiniai paskutinėje stiprinimo pakopoje. c) Sustiprinto signalo pluoštas ir jo pjūviai (logaritminėje skalėje) $f=+1000$ sferinio veidrodžio židinio plokštumoje.

Sustiprinus signalo impulsus iki 35 mJ buvo tiriama šių impulsų spūda optiniame spaustuve, kuri sudaro bendra 420 mm ilgio SF57 stiklo terpė ir 100 mm lydyto kvarco blokas bei 6 dielektriniai veidrodžiai, kurių kiekvieno grupinio vėlinimo dispersijos parametras yra apie $+50 \text{ fs}^2$. Šio tyrimo metu, nesant galimybių įsigyti pakankamos apertūros stiklų (apie poreikį plačiau 4.3.2 skyriuje), nuo pagrindinio impulso buvo atskirta 50 μJ energijos dalis ir nukreipta į 12.5 mm apertūros stiklo strypus.

Suspausti impulsai buvo charakterizuoti dviem būdais: klasikine antros harmonikos FROG metodika [140] bei šiuo metu vis populiarėjančių dispersijos skenavimo *d-scan* metodu [141]. Mūsų atveju jis realizuotas antros harmonikos spektrus užrašant esant skirtingiems AOPDF antros eilės dispersijos nustatymams. Užregistruotas *d-scan* pėdsakas pavaizduotas 4.11 (a) paveiksle. Aiški *d-scan* pėdsako ašinė simetrija parodo, kad visos spektro komponentės pasiekia didžiausią antros harmonikos efektyvumą esant fiksuotam antros eilės dispersijos parametru. Pritaikius stacionarios fazės

aproximaciją, nustatyta impulso gaubtinė yra labai artima spektru riboto impulso gaubtinei, o spektrinė fazė plokščia (žr. 4.11 (b) pav., 3 kreivė). Nekeičiant dispersijos parametru, kuo artimesnėmis eksperimento sąlygomis buvo išmatuotas antros harmonikos FROG pėdsakas. Iš jo atkurta spektrinė fazė 4.11 (b, 4 kreivė) pasižymi nedidele moduliacija, tačiau atkurtos impulso gaubtinės trukmė lygi 8.9 fs ir tai yra tik 9 % daugiau negu spektru riboto impulso trukmė. Apskaičiuota, kad 60 % impulso energijos patenka į laiko intervalą ± 5 fs.



4.11 pav. Suspausto impulso charakterizavimas. (a) d-scan pėdsakas; (b) iš FROG matavimo atkurta spektras (1) ir nepriklausimai išmatuotas spektras (2), taip pat spektrinės fazės atkurtos iš d-scan (3) ir FROG (4) matavimų; (c) FROG pėdsakas; (d) Impulso gaubtinė atkurta iš FROG matavimo (juoda linija) bei teorinė spektru riboto impulso gaubtinė (raudona linija)

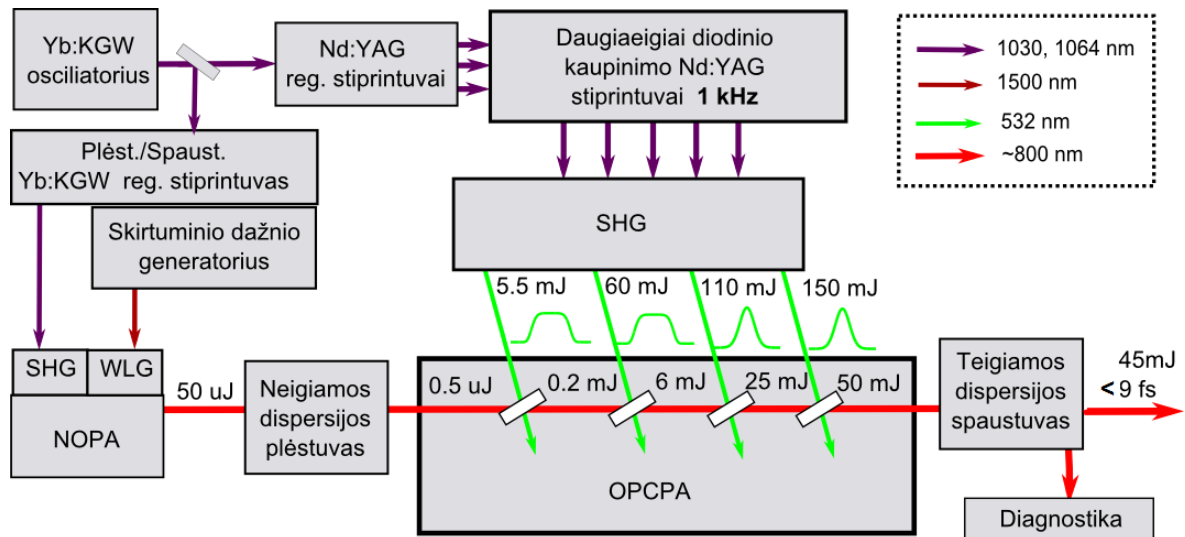
Siekiant įvertinti kartu su pagrindiniu impulsu sklindančios sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygį, buvo išmatuota OPCPA išvadinė energija, kai pradinis baltos šviesos kontunuomo užkrato pluoštas uždengtas. Nustatyta, kad bendra visose pakopose sustiprintos APF energija labiausiai priklauso nuo kaupinimo intensyvumo pačioje pirmoje NOPA pakopoje ir tinkamo suderinimo atveju neviršija 0.01 mJ, t.y. sudaro mažiau nei 0.03% pagrindinio signalo energijos.

4.4.2 OPCPA su diodinio kaupinimo 1 kHz kaupinimo šaltiniu

Pastaraisiais metais sparčiai vystosi didelės energijos OPCPA sistemoms tinkamų kaupinimo šaltinių technologijos. Ženklaus šuolis šimto vatų vidutinės galios link, išlaikant dešimčių milidžaulių impulso energijas, įvyko Yb:YAG diskinių lazerių srityje [142, 143]. Be didelės vidutinės galios šie lazeriniai šaltiniai pasižymi sąlyginai mažos ~ 1 ps trukmės impulsais. Kita didelės vidutinės galios sistemų vystymo kryptis grindžiama Nd:YAG strypų stiprintuvais su šoniniu diodiniu kaupinimu. Lietuvos kompanija Ekspla bendradarbiaudama su tokių kaupinimo modulių gamintoja CEO vysto tokio tipo lazerinius stiprintuvus, kurie leidžia pasiekti daugiau nei 120 mJ impulso energiją veikiant 1 kHz dažniu [144]. Du tokius impulsus suvedus į antros harmonikos kristalą pasiekama energija iki 150 mJ, tuo tarpu impulso trukmė yra apie 70 ps, o centrinis bangos ilgis 532 nm.

Nauji kaupinimo šaltiniai atvėrė galimybę kurti naują analogų pasaulyje neturinčią OPCPA sistemą, kurios impulsai pasižymi ne tik didele energija, bet ir didele vidutine spinduliuotės galia. Tam buvo panaudota patirtis, sukaupta tobulinant OPCPA sistemą, aprašytą ankstesniame skyriuje. Tuo pačiu metu buvo statomos dvi panašios OPCPA sistemos. Viena iš jų kuriama VU atviros prieigos centre Naglis. Šios sistemos išvado parametrai yra tokie: <10 fs impulso trukmė, >9 mJ energija, 1 kHz pasikartojimo dažnis, 800 nm centrinis bangos ilgis. Antroji didesnės energijos sistema sukurta ekstremalios šviesos infrastruktūros centrui *ELI-ALPS* Vengrijoje. Sistema kuriama bendradarbiaujant Lietuvos įmonėms Šviesos konversija ir Ekspla, pritaikant Vilniaus universitete sukaupią patirtį. Šiame skyriuje pristatomi tyrimai, atlikti kuriant pastarąją OPCPA sistemą.

OPCPA sistemos optinė grandinė (žr. 4.12 pav.) prasideda nuo Yb:KGW aktyviosios terpės osciliatoriaus. Dėl pakankamai plataus osciliatoriaus generuojamų impulsų spektro jis gali būti užkrato šaltiniu tiek



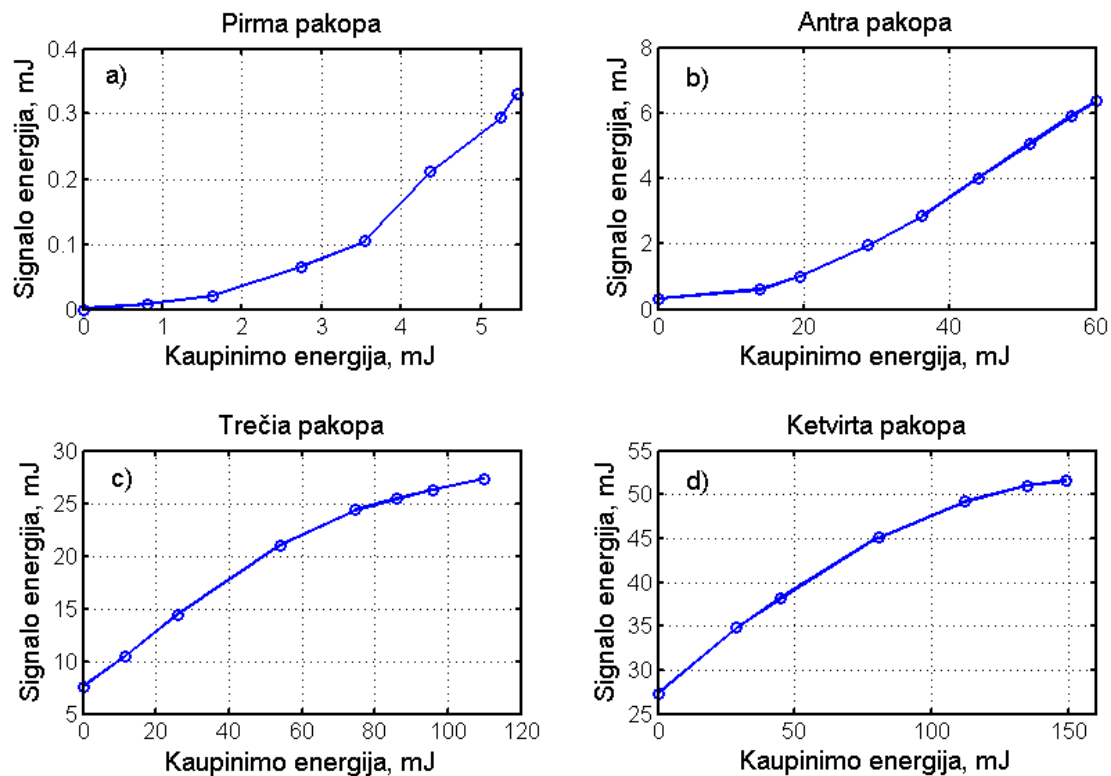
4.12 pav. Bendra OPCPA sistemos, kaupiamos 1 kHz pasikartojimo dažnio impulsais iš Nd:YAG stiprintuvų, schema. WLG - baltos šviesos kontinuumo generatorius, SHG - antros harmonikos generatoriai.

Yb:KGW, tiek ir Nd:YAG aktyviųjų medžiagų pagrindu veikiančioms lazerinio stiprinimo sistemoms. Dalis užkrato yra paduodama į CPA architektūros femtosekundinį Yb:KGW regeneratyvinį stiprintuvą, stiprinantį 1030 nm centrinio bangos ilgio ir ~ 10 nm spektro pločio impulsus. Yb:KGW lazerio impulsai toliau naudojami formuojant stabilios gaubtinės fazės plataus spektro užkrato signalą ir pradinių parametrinio stiprinimo pakopų kaupinimo impulsus. Kita užkrato dalis nukreipiama į Nd:YAG stiprinimo sistemą, kurios išvade generuojami 1064 nm bangos ilgio, dešimčių pikosekundžių trukmės impulsai. Ši spinduliuotė naudojama pikosekundinių OPCPA pakopų kaupinimui. Plokščio intensyvumo skirstinio pluoštas efektyvesniam stiprintuvo strypų apertūros išnaudojimui buvo suformuotas panaudojus gradientinę fazinę plokštelę [145]. Pagrindiniai OPCPA sistemos kaupinimo pluoštai suformuoti antros harmonikos generatoriuose kombinuojant po du pirmos harmonikos pluoštus, kurių kiekvieno galia siekė 120 W, o impulso energija 120 mJ.

Signalinio impulso formavimas pradėtas nuo pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės šalutinių impulsų generavimo ties 1500 nm bangos ilgiu (optinė

schema analogiška aprašytai 2.3 skyriuje). Vėliau šiais impulsais sugeneruotas baltos šviesos kontinuumas buvo sustiprintas nukreipus į dviejų pakopų NOPA (plačiau 3.3.2 skyriuje). Po to plataus spektro kelių šimtų femtosekundžių trukmės signalo impulsai buvo nukreipti į neigiamos dispersijos impulsų plėstuvą, kuri sudaro grizmių pora ir AOPDF. Plėstuve spektro komponentės tarp 750 nm ir 1100 nm buvo atskirtos per 55 ps, o dispersijos forma buvo priderinta spaustuvui, kuri sudaro 350 mm SF57 stiklo ir 100 mm FS. Pagrindinių kaupinimo impulsų trukmė yra lygi ~ 80 ps, o pirmos dvi pakopos, kuriose stiprinimo koeficientas didžiausias, kaupinamos suplokštintos laikinės formos impulsais. Tam pasitelktas pakopinės antros harmonikos generacijos metodas [133]. Visose OPCPA pakopose naudoti BBO netiesiniai kristalai, kurių ilgis pirmoje-trečioje pakopoje yra 6 mm, o paskutinėje – 4 mm. Kadangi paskutinėse dviejose pakopose signalo ir kaupinimo pluošto diametrai siekė ~ 8.5 mm FWHM, joms naudoto BBO kristalo apertūra buvo lygi 12 mm.

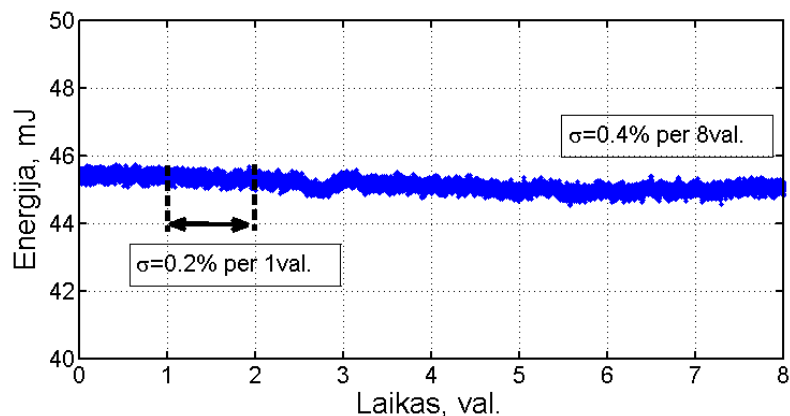
Plėstuve išplėsti signalo impulsai pirmoje OPCPA pakopoje buvo stiprinami iki 200 μJ , o efektyvumas siekė 3.6% esant ~ 6 GW/cm^2 kaupinimo intensyvumui. Keitimo koeficientas antroje pakopoje buvo artimas 11%, kaupinimo intensyvumas ~ 4 GW/cm^2 , o signalo energija padidinta iki 6.6 mJ. Trečia pakopa, kaupinama 110 mJ impulsais, signalo energiją padidino iki 25 mJ. Po paskutinės stiprinimo pakopos signalo energija jau viršijo 50 mJ. Kadangi stiprinimo koeficientas siekė tik du kartus, naudotas kaupinimo intensyvumas ~ 3 GW/cm^2 buvo daugiau negu pakankamas. Abi paskutinės pakopos veikė soties režime (žr. 4.13 (c) ir (d) pav.), taip siekiama geriausio tik nuo kaupinimo priklausomo išvadinių impulsų energijos stabilumo. Tuo tarpu pirmoje stiprinimo pakopoje, kurioje stiprinimo koeficientas didžiausias, stengtasi išvengti stiprinimo soties, signalo energija auga beveik kvadratu didėjant kaupinimo energijai (žr. 4.13 (a) ir (b) pav.). Toks režimas naudingas siekiant išlaikyti mažesnę sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygį [118]. Išmatavus ilgalaikį sustiprinto signalo



4.13 pav. Signalų energijos priklausomybė nuo kaupinimo energijos kiekvienoje stiprinimo pakopoje

energijos stabilumą, nustatyta, kad paskutinės dvi stiprinimo pakopos ženkliai gerina trumpalaikį stabilumą, kuris tampa artimas kaupinimo lazerio energijos stabilumui ir yra lygus $\sim 0.2\%$. Tuo tarpu po pirmųjų OPCPA pakopų signalo energijos svyravimai dažnai viršija 1-2%. Ilgalaikis sistemos energijos stabilumas, priklauso nuo aplinkos sąlygų ir gali neviršyti 0.5 % daugelį valandų (žr. 4.14 pav.), kuomet temperatūra laboratorijoje svyruoja ne daugiau 2°C , o drėgmė ne daugiau 5%.

Galutinė signalo energija yra didesnė negu trečdalis paskutinės pakopos kaupinimo energijos. Tai buvo įmanoma pasiekti tik realizavus daugiapakopį parametrinį stiprinimą. Toks sprendimas turi bent tris esminius privalumus. Pirmia, leidžia kombinuoti energiją iš kelių kaupinimo šaltinių, taip sumažėja poreikis juos kurti dar galingesnius. Antra, į kiekvieną pakopą įvedant sąlyginai galingą užkrato impulsą galima naudoti mažesnę kaupinimo intensyvumą, taip sumažinant netiesinio kristalo ir kitų elementų kaupinimo

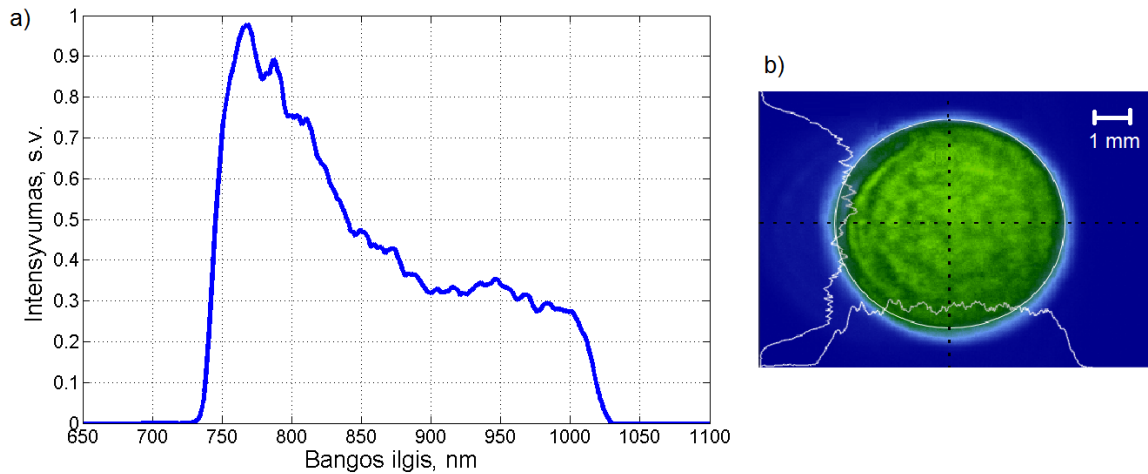


4.14 pav. OPCPA išvadinio signalo energijos stabilumas matuojant už impulsų spaustuvo.

kelyje optinio pažeidimo riziką. Trečia, didėjant pakopų skaičiui sumažėja kiekviename kristale atskirai sugeneruotos šalutinės spinduliuotės galia, kurios dalis gali būti sugerta netiesiniame kristale ir sukelti nepageidaujamus terminius reiškinius. Tai yra itin aktualu, kuriant didelės vidutinės galios OPCPA sistemą.

Paskutinėje OPCPA pakopoje sustiprinto signalo spektras ir artimojo lauko pluošto skirstinys parodyti 4.15 paveiksle. Toliau sustiprintos spinduliuotės pluoštas sferinių veidrodžių teleskopu ($R=+600$ ir $R=-5000$) padidintas daugiau nei aštuonis kartus ir nukreiptas per du kvadratinės 100 mm apertūros ir 175 mm ilgio SF57 stiklo blokus bei 150 mm bendrą FS stiklo terpės ilgį, įskaitant daliklį su pirmu neskaidrintu paviršiumi, dalies pluošto nukreipimui į diagnostikos kanalą. Galutinė impulsų spūda nuo maždaug 0.5 ps iki <10 fs realizuota aštuonių teigiamos dispersijos čirpuotų veidrodžių sistemoje. Tokie pat šių veidrodžių rinkiniai naudoti ir pagrindiniame pluošte už paskutinio daliklio, ir prieš trukmės, gaubtinės fazės bei impulso kontrasto diagnostikos prietaisus. Bendri impulsų spaustuvo nuostoliai, iš esmės lemti netobulų stiklus skaidrinančių dangų, buvo lygūs 10 %. Dar apie 3.5 % signalo energijos atspindžiu nuo paskutinio neskaidrinto lango buvo nukreipta į diagnostikos prietaisus.

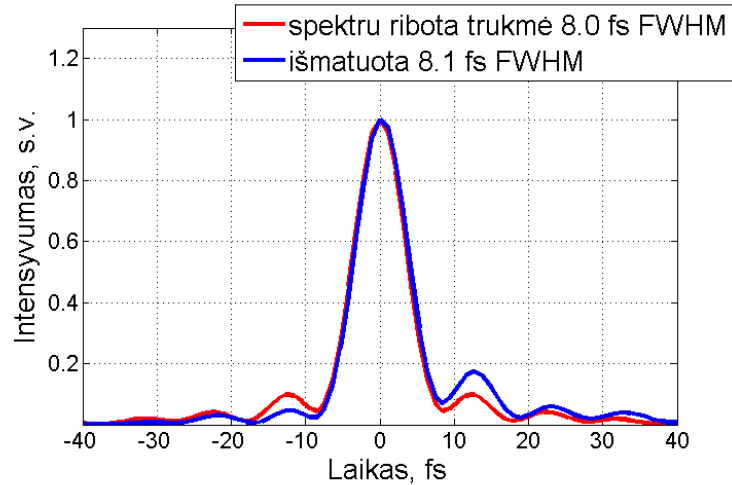
Iš pradžių impulso spūda optimizuota pasitelkus dispersijos skenavimą



4.15 pav. OPCPA išvadinis spektras ir pluošto artimojo lauko skirstinys

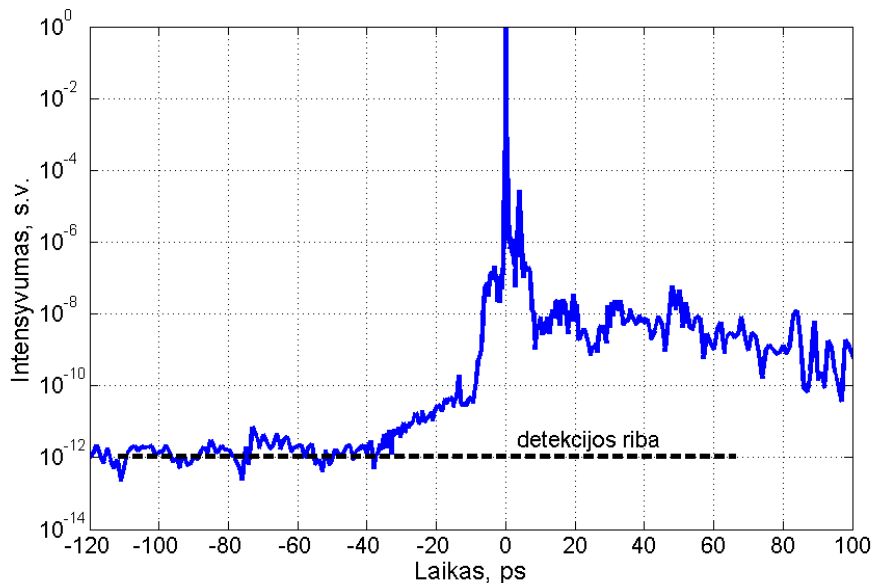
su AOPDF. Impulso trukmei priartėjus prie keliolikos femtosekundžių, tolesnis spūdos optimizavimas vykdytas pasitelkus komercinį vienašūvį prietaisą *Wizzler* (iš prancūzų kompanijos Fastlite). Jo veikimo principas grįstas spektrine interferencija tarp tiriamo impulso ir jo replikos su plokščia spektrine faze[146]). Toks atraminis impulsas gaunamas generuojant kryžminės poliarizacijos bangą BaF₂ plokštelėje. Išmatuotą spektrinę fazinę moduliaciją su priešingu ženklu siunčiant į AOPDF po kelių iteracijų minimali impulso trukmė tapo lygi 8.1 fs, kai spektru ribota impulso trukmė lygi 8.0 fs (žr. 4.16 pav.). Išmatuoto impulso gaubtinė yra artima spektru ribotai gaubtinei.

Vienas svarbiausių OPCPA sistemos išvadinio impulso parametrų yra kontrastas. Visi galingų lazerinių sistemų kūrėjai siekia kuo labiau sumažinti foninės spinduliuotės dalį, kuri galėtų paveikti taikinį dar prieš jį pasiekiant pagrindiniam impulsui. Naudojant antros eilės autokoreliacijos metodus nėra galimybės aiškiai atskirti foninės spinduliuotės ir šalutinių impulsų, esančių prieš pagrindinį impulsą nuo esančių už jo. Todėl kontrasto matavimams dažnai naudojami trečios eilės autokoreliatoriai, kuriuose suminio dažnio kristale tiriamasis impulsas zonduojamas jo replikos antrosios harmonikos impulsais. Mūsų atveju naudotas komercinis prietaisas Tundra iš



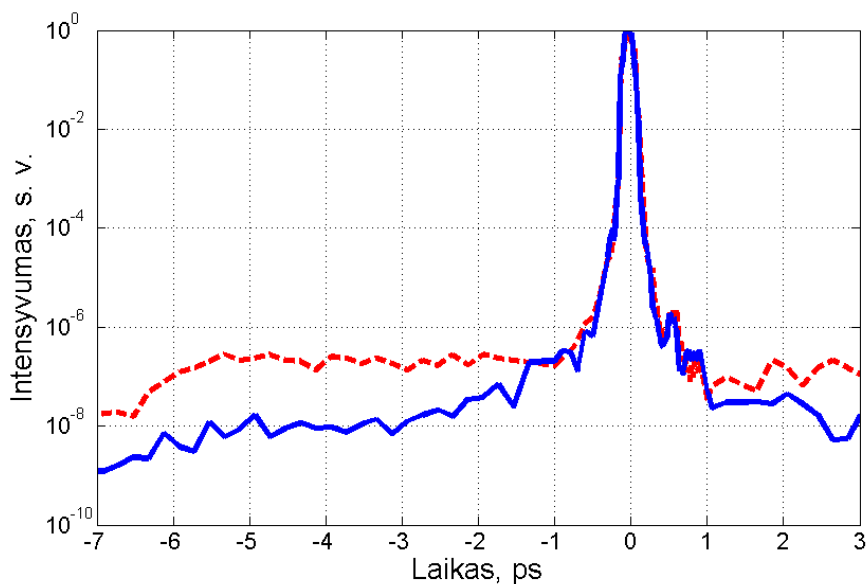
4.16 pav. Impulso trukmės matavimo rezultatai. Išmatuota gaubtinė (mėlyna) palyginta su spektru riboto impulso gaubtine (raudona).

kompanijos *Ultrafast Innovations*. Prietaiso schema išsamiai aprašyta kūrėjų publikacijoje [147]. Panaudojus iki minimalios trukmės suspaustų OPCPA impulsų 150 μJ energijos dalį buvo pasiektas 12-kos eilių intensyvumo matavimo dinaminis diapazonas ir išmatuota impulso trečios eilės autokoreliacijos funkcija (žr. 4.17 pav.). Pikosekundinių OPCPA kaupinimo impulsų sugeneruota ir sustiprinta parametrinė fluorescencija matoma tik 10^7 - 10^8 kartų žemesniame intensyvumo lygyje nei pagrindinis impulsas. Kadangi



4.17 pav. OPCPA išvadinio impulso kontrasto matavimo rezultatai

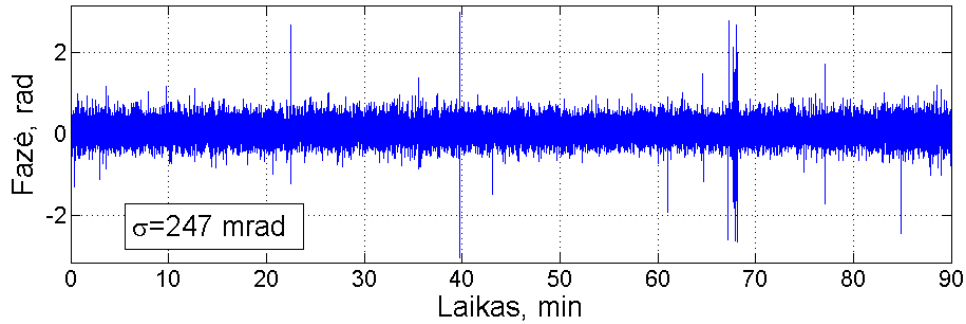
šio koreliatoriaus antros ir trečios harmonikų kristalai nėra pakankamai ploni, fazinio sinchronizmo nepakanka, kad būtų išsaugota visa signalo spektro juosta. Todėl išmatuotos koreliacinės funkcijos trukmė yra ženkliai ilgesnė už 10 fs – ji siekia apie 70-120 fs, labai priklauso nuo harmonikų kristalų fazinio sinchronizmo kampų. Atsižvelgiant į šį trukmės pailgėjimą ir su tuo susijusį pagrindinės smailės intensyvumo sumažėjimą, realus impulso kontrastas gali būti dar iki dešimt kartų geresnis. Dėl Nd:YAG lazerinių stiprintuvų savybės formuoti statų priekinį impulsų frontą OPCPA pakopų vėlinimus pavyko suderinti taip, kad pagrindinis suspaustas signalo impulsas būtų pastumtas į APF pjedestalo pradžią neprarandant signalo energijos. Apskaičiavus išmatuotos autokoreliacinės funkcijos integralą nustatyta, kad 300 fs pagrindinio impulso aplinkoje sutelkta 99.93 % impulso energijos. Kitu eksperimentu tirta, kaip visoje OPCPA sistemoje sustiprintų impulsų kontrastas priklauso nuo užkrato energijos. Pirmiausia išmatuota suspausto impulso koreliacinė funkcija kasdienių parametru režime, naudojant visą užkrato ir kaupinimo energiją (žr. 4.18 pav. mėlyna kreivė), vėliau sig-



4.18 pav. OPCPA išvadinio impulso kontrasto matavimas, kai naudojama visa užkrato ir kaupinimo energija (mėlyna kreivė) ir kai užkrato energija sumažinta 20 kartų (raudona punktyrinė linija)

nalo energija prieš pirmą pikosekundinio kaupinimo OPCPA pakopą buvo sumažinta 20 kartų. Kadangi abi paskutinės OPCPA stiprinimo pakopos veikia soties režime, galutinio signalo energija sumažėjus užkratui sumažėjo nedaug – tik $\sim 20\%$. Tačiau pakartojus laikinio kontrasto matavimą (žr. 4.18 pav. raudona punktyrinė linija) buvo stebimi ženklūs pokyčiai. Pagrindinio impulso aplinkoje apie dešimt kartų išaugo pirmų pikosekundinių parametrinio stiprinimo pakopų lemtas fluorescencijos fonas. Šis eksperimentas patvirtina pradinio užkrato stiprinimo femtosekundiniais impulsais naudą.

Išvadinių OPCPA impulsų gaubtinės fazė buvo matuojama dalį iki < 10 fs suspausto impulso energijos nukreipus į $f-2f$ interferometrą, kuriame kontinuumo generacija buvo realizuota safyro kristale. Pavienių impulsų interferogramos buvo nuskaitytos spektrometru, o iš jų kompiuteriu buvo apskaičiuotos gaubtinės fazės nuokrypių vertės. Nors pradinio sistemos užkrato - baltos šviesos kontinuumo - gaubtinės fazės svyravimai yra nedideli, retai nuo vidurkio nukrypstantys daugiau negu kelis šimtus miliradianų, sustiprintų impulsų gaubtinės fazės stabilumas yra bent kelis kartus prastesnis. Jam didžiausią įtaką daro signalo pluošto virpėjimas didele dispersija pasižyminčiame grizmių plėstuve. Grįžtamasis ryšys gaubtinės fazės palaikymui buvo realizuotas nuokrypio vertę nusiuntus į AOPDF valdymo modulį, kuriame ši vertė verčiama akustinę bangą kuriančio radijo dažnio signalo vėlinimu. Tokiu būdu pakeitus akustinės bangos fazę, pakinta ir difragavusio optinio impulso gaubtinės fazė. Ankščiau šis gaubtinės fazės valdymo metodas buvo realizuotas titano safyro lazeriniams stiprintuvams [148]. Išmatuotas ilgalaikis išvadinių impulsų gaubtinės fazės stabilumas veikiant grįžtamojo ryšio kilpai parodytas 4.19 paveiksle. Fazės verčių standartinis nuokrypis įprastai neviršija 250 mrad. Tokį stabilumą pavyksta palaikyti daugelį valandų, tol, kol išlaikomas pluošto krypties stabilumas daugiau nei šešių metrų kelyje nuo paskutinės stiprinimo pakopos per impulsų spaustu- vą ir sferinių veidrodžių teleskopus iki gaubtinės fazės pokyčius matuojan-



4.19 pav. Gaubtinės fazės stabilumo matavimo rezultatai

čio $f-2f$ interferometro. Bet koks mechaninis trikdys į laboratorijos grindis (įskaitant žmogaus žingsnius) ar tiesiogiai į optinį stalą buvo stebimas kaip staigus gaubtinės fazės šuolis. Tad geriausiam gaubtinės fazės stabilumui reikėtų OPCPA sistemą izoliuoti nuo mechaninių vibracijų, o tai nėra paprasta kai bendras optinių stalų ilgis siekia 10 metrų.

Ši OPCPA sistema kurta taip, kad tikslinius išvadinės spinduliuotės parametrus pasiektų per valandą nuo įjungimo ir be trikdžių galėtų veikti bent aštuonias valandas per parą. 2016 metų pabaigoje perkėlus visą OPCPA sistemą iš Vilniaus į naują atviros prieigos lazerinių tyrimų centrą ELI-ALPS Vengrijos mieste Segede, tikimasi svariai prisidėti įgyvendinant šio tyrimų centro misiją, generuoti ekstremalių bangos ilgių ir atosekundinių impulsų spinduliuotę bei tirti itin sparčius elektronų dinamikos procesus.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Nustatyta optimali fokusavimo sistemos skaitinė apertūra $NA \approx 0.017$ baltos šviesos kontinuumo žadinimui safyre, kai kaupinimo impulsų bangos ilgis yra 1030 nm, o jų trukmė ~ 200 fs. Šiomis fokusavimo sąlygomis kontinuumo spektro sritis nuo 650 iki 950 nm yra mažiausiai jautri žadinančios spinduliuotės energijos pokyčiams.
2. Panaudojus aktyvų dviejų grįžtamojo ryšio kilpų stabilizavimo metodą, Yb:KGW lazerinės sistemos impulsų gaubtinės fazės svyravimų standartinis nuokrypis buvo sumažintas iki 170 mrad, o parametriškai sustiprintiems plačiajuosčiams impulsams iki 220 mrad. Šios stabilumo vertės geriausios tarp kitų publikuotų sistemų veikiančių iterbio aktyviosios terpės pagrindu.
3. Yb:KGW lazerinės sistemos, veikiančios 600 kHz ar didesniu dažniu, impulsų gaubtinės svyravimai gali būti tiesiogiai kompensuoti akustooptiniame moduliatoriuje pasitelkus skirtuminio dažnio generaciją tarp optinės ir bėgančios akustinės bangos. Sustiprintų impulsų lazerinei sistemai šis metodas realizuotas pirmą kartą. Išmatuotas likutinių gaubtinės fazės pokyčių standartinis nuokrypis buvo mažesnis nei 100 mrad.
4. OPCPA sistemos užkratui tinkamas itin plataus spektro pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės kontinuumas gali būti žadinamas impulsais, kurie suformuoti generuojant skirtuminį dažnį tarp Yb:KGW lazerinės sistemos impulsų antrosios harmonikos ir antrąja harmonika žadinamo

kontinuumo sustiprinto ilgabangio krašto. Parodyta, kad šių impulsų gaubtinės fazės standartinis nuokrypis gali neviršyti 100 mrad vykdant nepertraukiamus daugelio valandų matavimus.

5. Nustatyta nekolineariam parametrium stiprinimui dažnai naudojamo BBO kristalo optinės ašies orientacijos įtaka stiprinimo impulso kontrastui. Parodyta, kad siaurų apie 100 μm diametro pluoštų atveju kristalą orientavus taip, kad anizotropijos lemtas kaupinimo pluošto nunešimas vyktų stiprinamam signalui artima kryptimi, sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygis yra daugiau nei 50 kartų mažesnis, lyginant su alternatyvia 180 laipsnių kampu pasukto kristalo orientacija, kuri leidžia išvengti signalo antrosios harmonikos generacijos.
6. Sukurta 10 Hz pasikartojimo dažnio femtosekundiniais ir pikosekundiniais impulsais kaupinama čirpuotų impulsų parametrinio stiprinimo sistema generuojanti 35 mJ energijos impulsus. 50 μJ impulsų energijos dalį nukreipus į mažos apertūros stiklo terpę, buvo pademonstruota sustiprintų impulsų spūda iki mažesnių nei 10 fs trukmių. Pasitelkus impulsų sklidimo stiklo terpe su netiesiniu lūžio rodikliu modelį įvertinta mažiausia spaustuvo stiklų apertūra leidžianti išvengti reikšmingos impulso gaubtinės ir spektro moduliacijos, kai impulsų energija viršija 35 mJ.
7. Sukurta 1 kHz impulsų pasikartojimo dažniu veikianti OPCPA sistema, kurioje apjungti daugiapluštis diodinio kaupinimo Nd:YAG lazerinis šaltinis ir pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės kontinuumo užkratas su pradiniu stiprinimu Yb:KGW lazerio femtosekundiniais impulsais. 45 mJ energijos išvadiniai impulsai buvo suspausti iki 8.1 fs trukmės, o jų gaubtinės fazės kvadratinis nuokrypis ilgiau nei valandą neviršijo 250 mrad. Pradinis užkrato stiprinimas femtosekundiniais impulsais leido pasiekti geresnį nei 10^{10} laikinį kontrastą 10 ps prieš pagrindinį 4.5 teravatų siekiančios smailinės galios impulsą.

Literatūra

- [1] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, **187**(4736), 493–494 (1960).
- [2] C. Bibeau, D.R. Speck, R.B. Ehrlich, C.W. Laumann, D.T. Kyrazis, M.A. Henebian, J.K. Lawson, Michael D. Perry, P.J. Wegner, T.L. Weiland, Power, energy, and temporal performance of the Nova laser facility with recent improvements to the amplifier system, *Applied optics*, **31**(27), 5799–5809 (1992).
- [3] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics communications*, **55**(6), 447–449 (1985).
- [4] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Optics Communications*, **88**(4), 437–440 (1992).
- [5] F. Krausz, M. Ivanov, Attosecond physics, *Reviews of Modern Physics*, **81**(1), 163–190 (2009).
- [6] G. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, Optics in the relativistic regime, *Reviews of modern physics*, **78**(2), 309 (2006).
- [7] H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, Third-generation femtosecond technology, *Optica*, **1**(1), 45–63 (2014).
- [8] W. Dietel, E. Döpel, D. Kühlke, B. Wilhelmi, Pulses in the femtosecond range from a cw dye ring laser in the colliding pulse mode-locking (CPM) regime with down-chirp, *Optics Communications*, **43**(6), 433–436 (1982).
- [9] P. F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃, *Journal of the Optical Society of America B*, **3**(1), 125–133 (1986).
- [10] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser, *Optics Letters*, **16**(1), 42–44 (1991).
- [11] S. Backus, Ch. G. Durfee III, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, High power ultrafast lasers, *Review of scientific instruments*, **69**(3), 1207–1223 (1998).
- [12] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification, *Quantum electronics, IEEE Journal of*, **24**(2), 398–403 (1988).
- [13] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, Petawatt laser pulses, *Optics Letters*, **24**(3), 160–162 (1999).

- [14] Y. Chu, X. Liang, L. Yu, Y. Xu, L. Xu, L. Ma, X. Lu, Y. Liu, Y. Leng, R. Li, High-contrast 2.0 Petawatt Ti: sapphire laser system, *Optics Express*, **21**(24), 29231–29239 (2013).
- [15] N.V. Zamfir, Extreme Light Infrastructure–Nuclear Physics (ELI-NP) European Research Centre, in *EPJ Web of Conferences*, volume 66, 11043, EDP Sciences (2014).
- [16] I. Matsushima, H. Yashiro, T. Tomie, 10 kHz 54 W Ti:sapphire regenerative amplifier as a pumping laser of a laser-plasma x-ray source, in *Advanced Laser Technologies 2007*, 70220M–70220M, International Society for Optics and Photonics (2007).
- [17] M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **65**(2), 189–196 (1997).
- [18] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, K. Midorikawa, Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression, *Optics letters*, **35**(11), 1887–1889 (2010).
- [19] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation, *Applied Physics B*, **79**(6), 673–677 (2004).
- [20] E. Schulz, T. Binhammer, D. S. Steingrube, S. Rausch, M. Kovacev, U. Morgner, Intense few-cycle laser pulses from self-compression in a self-guiding filament, *Applied Physics B*, **95**(2), 269–272 (2009).
- [21] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens, Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers, *Laser Physics Letters*, **11**(9), 095401 (2014).
- [22] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. el Peters, G. Weinreich, Generation of optical harmonics, *Physical Review Letters*, **7**(4), 118 (1961).
- [23] R. Riedel, J. Rothhardt, K. Beil, B. Gronloh, A. Klenke, H. Höppner, M. Schulz, U. Teubner, C. Kränkel, J. Limpert, Thermal properties of borate crystals for high power optical parametric chirped-pulse amplification, *Optics Express*, **22**(15), 17607–17619 (2014).
- [24] S. Akhmanov, A. Kovrigin, A. Piskarskas, V. Fadeev, R. Khokhlov, Observation of parametric amplification in the optical range, *Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **2**, 191–193 (1965).
- [25] C. C. Wang, G. W. Racette, Measurement of parametric gain accompanying optical difference frequency generation, *Applied Physics Letters*, **6**(8), 169–171 (1965).
- [26] K. Burneika, M. Ignatavichus, V. Kabelka, A. Piskarskas, A. Stabinis, Parametric generation of ultrashort pulses of tunable-frequency radiation, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **16**, 365 (1972).

- [27] R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis, G. P. Banfi, P. Di Trapani, R. Righini, Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses, *Journal of the Optical Society of America B*, **10**(11), 2222–2232 (1993).
- [28] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, F. Hache, Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator, *Optics letters*, **20**(14), 1562–1564 (1995).
- [29] P. Di Trapani, A. Andreoni, G.P. Banfi, C. Solcia, R. Danielius, A. Piskarskas, P. Foggi, M. Monguzzi, C. Sozzi, Group-velocity self-matching of femtosecond pulses in noncollinear parametric generation, *Physical Review A*, **51**(4), 3164 (1995).
- [30] D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. Bonora, P. Villoresi, S. De Silvestri, G. Cerullo, Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers, *Journal of Optics*, **12**(1), 013001 (2009).
- [31] G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Review of scientific instruments*, **74**(1), 1–18 (2003).
- [32] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Optics letters*, **27**(5), 306–308 (2002).
- [33] A. Dubietis, R. Butkus, A. P. Piskarskas, Trends in chirped pulse optical parametric amplification, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **12**(2), 163 (2006).
- [34] O.V. Chekhlov, J.L. Collier, I.N. Ross, P.K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C.N. Danson, D. Neely, P. Matousek, 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system, *Optics letters*, **31**(24), 3665–3667 (2006).
- [35] O. Novák, M. Divoký, H. Turčičová, P. Straka, Design of a petawatt optical parametric chirped pulse amplification upgrade of the kilojoule iodine laser pals, *Laser and Particle Beams*, **31**(02), 211–218 (2013).
- [36] V. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, V. V. Lozhkarev, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, S. Yu. Mironov, O. V. Palashov, 200MeV electron bunch generated by PEtawatt pARametric Laser (PEARL), in *SPIE Photonics Europe*, 772120–772120, International Society for Optics and Photonics (2010).
- [37] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, S. Watanabe, 1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz, *Optics letters*, **32**(17), 2487–2489 (2007).
- [38] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, S. Watanabe, 5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz, *Optics Express*, **16**(19), 14341–14352 (2008).

- [39] S. Witte, R. Th Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, K. S. E. Eikema, A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification, *Optics Express*, **14**(18), 8168–8177 (2006).
- [40] A Renault, DZ Kandula, S Witte, AL Wolf, R Th Zinkstok, W Hogervorst, KSE Eikema, Phase stability of terawatt-class ultrabroadband parametric amplification, *Optics letters*, **32**(16), 2363–2365 (2007).
- [41] F. Tavella, A. Marcinkevicius, F. Krausz, 90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses, *Optics Express*, **14**(26), 12822–7 (2006).
- [42] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, F. Krausz, Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification., *Optics letters*, **34**(16), 2459–61 (2009).
- [43] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, A. Tünnermann, High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system, *Optics Express*, **18**(12), 12719–12726 (2010), doi:10.1364/OE.18.012719.
- [44] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, J. Limpert, A. Tünnermann, Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate, *Optics Express*, **20**(10), 10870–10878 (2012).
- [45] T. Stanislauskas, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas, A. Varanavičius, Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers, *Optics Express*, **22**(2), 1865–1870 (2014).
- [46] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized front-end for few cycle terawatt OPCPA system, *Journal of Optics*, **17**(9), 94008–94013 (2015).
- [47] D. Herrmann, Ch. Homann, R. Tautz, M. Scharrer, P. St. J. Russell, F. Krausz, L. Veisz, E. Riedle, Approaching the full octave: noncollinear optical parametric chirped pulse amplification with two-color pumping, *Optics Express*, **18**(18), 18752–18762 (2010).
- [48] Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, Th. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm , *Optics letters*, **37**(23), 4973–4975 (2012).
- [49] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M. Chen, M. Murnane, H. Kapteyn, 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier, *Optics letters*, **36**(15), 2755–2757 (2011).
- [50] D. Sanchez, M. Hemmer, M. Baudisch, S.L. Cousin, K. Zawilski, P. Schunemann, O. Chalus, C. Simon-Boisson, J. Biegert, 7 μm , ultrafast, sub-millijoule-level mid-infrared optical parametric chirped pulse amplifier pumped at 2 μm , *Optics Express*, **3**(2), 147–150 (2016).
- [51] A. H. Zewail, *Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond Using Ultrafast Lasers* (Nobel Lecture), Wiley Online Library (2001).

- [52] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu Ivanov, A. L’huillier, P. B. Corkum, Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields, *Physical Review A*, **49**(3), 2117 (1994).
- [53] Ch. Spielmann, N.H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, F. Krausz, Generation of coherent X-rays in the water window using 5-femtosecond laser pulses, *Science*, **278**(5338), 661–664 (1997).
- [54] D. Shapiro, P. Thibault, T. Beetz, V. Elser, M. Howells, Ch. Jacobsen, J. Kirz, E. Lima, H. Miao, A. M. Neiman, Biological imaging by soft x-ray diffraction microscopy, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **102**(43), 15343–15346 (2005).
- [55] K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, Z. Chang, Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch, *Optics Letters*, **37**(18), 3891–3893 (2012).
- [56] Sh. Chen, M. J. Bell, A. R. Beck, H. Mashiko, M. Wu, A. N. Pfeiffer, M. B. Gaarde, D. M. Neumark, S. R. Leone, K. J. Schafer, Light-induced states in attosecond transient absorption spectra of laser-dressed helium, *Physical Review A*, **86**(6), 063408 (2012).
- [57] L. Gallmann, J. Herrmann, R. Locher, M. Sabbar, A. Ludwig, M. Lucchini, U. Keller, Resolving intra-atomic electron dynamics with attosecond transient absorption spectroscopy, *Molecular Physics*, **111**(14-15), 2243–2250 (2013).
- [58] M. D. Seaberg, D. E. Adams, E. L. Townsend, D. A. Raymondson, W. F. Schlotter, Y. Liu, C. S. Menoni, L. Rong, Ch. Ch. Chen, J. Miao, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, Ultrahigh 22 nm resolution coherent diffractive imaging using a desktop 13 nm high harmonic source, *Opt. Express*, **19**(23), 22470–22479 (2011).
- [59] S. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions, *Nature*, **431**(7008), 535–538 (2004).
- [60] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey, D. C. Gautier, K. A. Flippo, S. Letzring, R. P. Johnson, T. Shimada, L. Yin, B. J. Albright, Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime, *Physical review letters*, **103**(4), 045002 (2009).
- [61] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d’Humières, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albarret, S. Meyroneinc, J. Chambaret, A. Antonetti, Practicability of protontherapy using compact laser systems, *Medical physics*, **31**(6), 1587–1592 (2004).
- [62] X. Xie, K. Doblhoff-Dier, S. Roither, M. S. Schöffler, D. Kartashov, H. Xu, T. Rathje, G. G. Paulus, A. Baltuška, S. Gräfe, Attosecond-recollision-controlled selective fragmentation of polyatomic molecules, *Physical review letters*, **109**(24), 243001 (2012).
- [63] F. W. Helbing, G. Steinmeyer, U. Keller, Carrier-envelope offset phase-locking with attosecond timing jitter, *Selected Topics in Quantum Electronics*, **9**(4), 1030–1040 (2003).

- [64] Th. Udem, R. Holzwarth, Th. W. Hänsch, Optical frequency metrology, *Nature*, **416**(6877), 233–237 (2002).
- [65] Sh. Adachi, N. Ishii, Y. Kobayashi, Y. Nomura, J. Itatani, T. Kanai, Sh. Watanabe, Carrier-envelope phase control of few-cycle parametric chirped-pulse amplifier, *Japanese Journal of Applied Physics*, **49**(3R), 032703 (2010).
- [66] R. Th. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, K.S.E. Eikema, High-power parametric amplification of 11.8-fs laser pulses with carrier-envelope phase control, *Optics letters*, **30**(1), 78–80 (2005).
- [67] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, Ch. Spielmann, Th. Udem, R. H. Holzwarth, Th. W. Hänsch, F. Krausz, Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses, *Physical Review Letters*, **85**(4), 740 (2000).
- [68] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff, Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis, *Science*, **288**(5466), 635–639 (2000).
- [69] G.G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villorosi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, S. De Silvestri, Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses, *Nature*, **414**(6860), 182–184 (2001).
- [70] M. Schenk, M. Kruger, P. Hommelhoff, Carrier-envelope phase dependent photoemission from a nanometric metal tip, in *Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, 1–3, IEEE (2011).
- [71] Z. Chang, *Fundamentals of attosecond optics*, CRC Press (2011).
- [72] R. Ell, J. R. Birge, M. Araghchini, F. X. Kärtner, Carrier-envelope phase control by a composite plate, *Optics Express*, **14**(12), 5829–5837 (2006).
- [73] C. Grebing, M. Görbe, K. Osvay, G. Steinmeyer, Isochronic and isodispersive carrier-envelope phase-shift compensators, *Applied Physics B*, **97**(3), 575–581 (2009).
- [74] S. A. Meyer, J. A. Squier, S. A. Diddams, Diode-pumped Yb:KYW femtosecond laser frequency comb with stabilized carrier-envelope offset frequency, *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **48**(1), 19–26 (2008).
- [75] G. G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, F. Krausz, Measurement of the phase of few-cycle laser pulses, *Physical review letters*, **91**(25), 253004 (2003).
- [76] A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, K. Rühle, R. Kienberger, G. G. Paulus, Precise, real-time, every-single-shot, carrier-envelope phase measurement of ultrashort laser pulses, *Optics letters*, **36**(1), 1–3 (2011).
- [77] M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, Th. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy, *Nature Physics*, **2**(5), 327–331 (2006).

- [78] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Y. Fujihira, T. Homma, H. Takahashi, Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry, *Optics Letters*, **26**(18), 1436–1438 (2001).
- [79] A. Baltuška, M. Uiberacker, E. Goulielmakis, R. Kienberger, V. S. Yakovlev, Th. Udem, Th. W. Hänsch, F. Krausz, Phase-controlled amplification of few-cycle laser pulses, *Selected Topics in Quantum Electronics*, **9**(4), 972–989 (2003).
- [80] C. Manzoni, O. D Mücke, G. Cirimi, Sh. Fang, J. Moses, Sh. Huang, K. Hong, G. Cerullo, F. Kärtner, Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms, *Laser & Photonics Reviews*, **9**(2), 129–171 (2015).
- [81] S. Haessler, T. Balčiūnas, G. Fan, L. E. Chipperfield, A. Baltuška, Enhanced multi-colour gating for the generation of high-power isolated attosecond pulses, *Scientific reports*, **5** (2015).
- [82] T. Balčiūnas, O. D. Mücke, P. Mišeikis, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, L. Giniūnas, R. Danielius, R. Holzwarth, A. Baltuška, Carrier envelope phase stabilization of a Yb:KGW laser amplifier, *Optics letters*, **36**(16), 3242–3244 (2011).
- [83] T. Fuji, J. Rauschenberger, Ch. Gohle, A. Apolonski, Th. Udem, V. S. Yakovlev, G. Tempea, Th. W. Hänsch, F. Krausz, Attosecond control of optical waveforms, *New Journal of Physics*, **7**(1), 116 (2005).
- [84] G. Gademann, F. Plé, P. Paul, M. J. J. Vrakking, Carrier-envelope phase stabilization of a terawatt level chirped pulse amplifier for generation of intense isolated attosecond pulses, *Optics Express*, **19**(25), 24922–24932 (2011).
- [85] E. B. Kim, J. Lee, W. Lee, T. T. Luu, Ch. H. Nam, Long-term maintenance of the carrier-envelope phase coherence of a femtosecond laser, *Optics Express*, **18**(25), 26365–26372 (2010).
- [86] T. Balčiūnas, T. Flöry, A. Baltuška, T. Stanislauskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, G. Steinmeyer, Direct carrier-envelope phase control of an amplified laser system, *Optics letters*, **39**(6), 1669–1672 (2014).
- [87] S. Koke, Ch. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, G. Steinmeyer, Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise, *Nature Photonics*, **4**(7), 462–465 (2010).
- [88] Ch. Li, E. Moon, H. Wang, H. Mashiko, Ch. M. Nakamura, J. Tackett, Z. Chang, Determining the phase-energy coupling coefficient in carrier-envelope phase measurements, *Optics letters*, **32**(7), 796–798 (2007).
- [89] G. Cerullo, A. Baltuška, O. D Mücke, C. Vozzi, Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization, *Laser & Photonics Reviews*, **5**(3), 323–351 (2011).
- [90] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers, *Physical review letters*, **88**(13), 133901 (2002).
- [91] O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, Scalable Yb-MOPA-driven carrier-envelope phase-stable few-cycle parametric amplifier at 1.5 μm , *Optics letters*, **34**(2), 118–120 (2009).

- [92] T. Balčiūnas, G. Andriukaitis, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, D. Mikalauskas, L. Giniūnas, R. Danielius, R. Holzwarth, CEP-Locked Three-Color Parametric System for, in Quantum Electronics and Laser Science Conference, JThD4, Optical Society of America (2010).
- [93] J. a Fülöp, Zs. Major, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, T. Clausnitzer, E-B. Kley, A. Tünnermann, V. Pervak, A. Apolonski, J. Osterhoff, R. Hörlein, F. Krausz, S. Karsch, Short-pulse optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of high-power few-cycle pulses, *New Journal of Physics*, **9**(12), 438–438 (2007).
- [94] A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Physics reports*, **441**(2), 47–189 (2007).
- [95] R. L. Fork, W. J. Tomlinson, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, Femtosecond white-light continuum pulses, *Optics letters*, **8**(1), 1–3 (1983).
- [96] A. Brodeur, S. L. Chin, Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media, *Journal of the Optical Society of America B*, **16**(4), 637–650 (1999).
- [97] Ch. Nagura, A. Suda, H. Kawano, M. Obara, K. Midorikawa, Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media, *Applied optics*, **41**(18), 3735–3742 (2002).
- [98] M. Bradler, P. Baum, E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses, *Applied Physics B*, **97**(3), 561–574 (2009).
- [99] J. B. Ashcom, R. R. Gattass, Ch. B. Schaffer, E. Mazur, Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica, *Journal of the Optical Society of America B*, **23**(11), 2317–2322 (2006).
- [100] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, M. Kolesik, J.V. Moloney, A. Couairon, P. Di Trapani, Generation and control of extreme blueshifted continuum peaks in optical kerr media, *Physical Review A*, **78**(3), 033825 (2008).
- [101] J. Darginavičius, D. Majus, V. Jukna, N. Garejev, G. Valiulis, A. Couairon, A. Dubietis, Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at $2 \mu\text{m}$, *Optics Express*, **21**(21), 25210–25220 (2013).
- [102] J. B. Ashcom, R. R. Gattass, C. B. Schaffer, E. Mazur, Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica, *Journal of the Optical Society of America B*, **23**(11), 2317–2322 (2006).
- [103] A. L. Gaeta, Catastrophic collapse of ultrashort pulses, *Physical Review Letters*, **84**(16), 3582 (2000).
- [104] G. M. Gale, M. Cavallari, F. Hache, Femtosecond visible optical parametric oscillator, *Journal of the Optical Society of America B*, **15**(2), 702–714 (1998).

- [105] A. V. Smith, Snlo nonlinear optics code, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, **87185**, 1423 (2004).
- [106] S. Witte, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system, *Applied Physics B*, **87**(4), 677–684 (2007).
- [107] J. T. Green, J. Novák, R. Antipenkov, F. Batysta, Ch. Zervos, J. A. Naylor, T. Mazanec, M. Horáček, P. Bakule, B. Rus, Front end for high repetition rate thin disk-pumped OPCPA beamline at ELI-beamlines, in *SPIE LASE*, 93420T–93420T, International Society for Optics and Photonics (2015).
- [108] A. L. Oien, I. T. McKinnie, P. Jain, N. A. Russell, D. M. Warrington, L. A. W. Gloster, Efficient, low-threshold collinear and noncollinear β -barium borate optical parametric oscillators, *Optics letters*, **22**(12), 859–861 (1997).
- [109] J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Jocher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann, J. D. Zuegel, Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers, *Optics Express*, **19**(18), 16797–16808 (2011).
- [110] T. Lang, A. Harth, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Schultze, U. Morgner, Impact of temporal, spatial and cascaded effects on the pulse formation in ultrabroadband parametric amplifiers, *Optics Express*, **21**(1), 949–959 (2013).
- [111] J. Moses, C. Manzoni, Sh. Huang, G. Cerullo, F. X. Kärtner, Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA, *Optics Express*, **17**(7), 5540–5555 (2009).
- [112] J. A. Fülöp, Zs. Major, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, T. Clausnitzer, E. B. Kley, A. Tünnermann, V. Pervak, A. Apolonski, Short-pulse optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of high-power few-cycle pulses, *New Journal of Physics*, **9**(12), 438 (2007).
- [113] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Physical Review Letters*, **18**(18), 732–734 (1967).
- [114] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, Parametric interaction of focused gaussian light beams, *Journal of Applied Physics*, **39**(8), 3597–3639 (1968).
- [115] L. Laubereau, A. Greiter, W. Kaiser, Intense tunable picosecond pulses in the infrared, *Applied Physics Letters*, **25**(1), 87–89 (1974).
- [116] Ch. Homann, E. Riedle, Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier, *Laser & Photonics Reviews*, **7**(4), 580–588 (2013).
- [117] R. Glauber, F. Haake, The initiation of superfluorescence, *Physics Letters A*, **68**(1), 29–32 (1978).
- [118] C. Manzoni, J. Moses, F. Kärtner, G. Cerullo, Excess quantum noise in optical parametric chirped-pulse amplification, *Optics Express*, **19**(9), 8357–8366 (2011).
- [119] J. Chwedeńczuk, W. Wasilewski, Intensity of parametric fluorescence pumped by ultrashort pulses, *Physical Review A*, **78**(6), 063823 (2008).

- [120] F. Tavella, A. Marcinkevičius, Ferenc Krausz, Investigation of the superfluorescence, signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system, *New Journal of Physics*, **8**(10), 219 (2006).
- [121] C. Manzoni, G. Cirimi, D. Brida, S. De Silvestri, G. Cerullo, Optical-parametric-generation process driven by femtosecond pulses: Timing and carrier-envelope phase properties, *Physical Review A*, **79**(3), 033818 (2009).
- [122] X. Gu, G. Marcus, Y. Deng, Th. Metzger, C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, A. Baltuska, R. Butkus, V. Pervak, Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740- μ J pulses at 2.1- μ m carrier wavelength, *Optics Express*, **17**(1), 62–69 (2009).
- [123] T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, V. Tamuliene, R. Budriūnas, A. Varanavičius, Analysis of parametric fluorescence amplified in a noncollinear optical parametric amplifier pumped by the second harmonic of a femtosecond Yb:KGW laser, *Lithuanian Journal of Physics*, **56**(1) (2016).
- [124] Ch. Schrieber, S. Lochbrunner, P. Krok, E. Riedle, Tunable pulses from below 300 to 970 nm with durations down to 14 fs based on a 2 MHz ytterbium-doped fiber system, *Optics Letters*, **33**(2), 192–194 (2008).
- [125] M. Emons, A. Steinmann, Th. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze, U. Morgner, Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μ J, *Optics Express*, **18**(2), 1191–1196 (2010).
- [126] R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, A. P. Piskarskas, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, *Optics Express*, **19**(4), 3519–3524 (2011).
- [127] A. Michailovas, Kilohertz rate picosecond pulses amplifier for pumping of OPCPA system, in *Advanced Solid-State Photonics*, AW4A–3, Optical Society of America (2012).
- [128] C. Heese, A.E. Oehler, L. Gallmann, U. Keller, High-energy picosecond Nd: YVO4 slab amplifier for OPCPA pumping, *Applied Physics B*, **103**(1), 5–8 (2011).
- [129] C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. Zheltikov, F. Krausz, Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA, *Optics Express*, **13**(17), 6550–6557 (2005).
- [130] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, K. Eikema, Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification., *Optics Express*, **13**(13), 4903–8 (2005).
- [131] J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, High-energy Nd:YAG-amplification system for OPCPA pumping, *Quantum Electronics*, **42**(7), 567 (2012).
- [132] J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Picosecond pulse contrast enhancement by use of polarization rotation in crystals with the second-order nonlinearity, *Applied Physics B*, **106**(2), 321–326 (2012).

- [133] J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, Formation of flat-top picosecond pump pulses for OPCPA systems by cascade second harmonic generation, *Lithuanian Journal of Physics*, **52**(3), 193–202 (2012).
- [134] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, volume 22, Wiley New York (1991).
- [135] E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kapteyn, R. Jimenez, S. Kane, R. Huff, C. Durfee, J. Squier, Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses, *Optics letters*, **31**(22), 3363–3365 (2006).
- [136] J. Zheng, H. Zacharias, Design considerations for a compact grism stretcher for non-collinear optical parametric chirped-pulse amplification, *Applied Physics B*, **96**(2-3), 445–452 (2009).
- [137] S. R. Friberg, P. W. Smith, Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **23**(12), 2089–2094 (1987).
- [138] D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Applied Optics*, **37**(3), 546–550 (1998).
- [139] V. Pyragaite, A. Stabinis, R. Butkus, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Parametric amplification of chirped optical pulses under pump depletion, *Optics Communications*, **283**(6), 1144–1151 (2010).
- [140] D.J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **29**(2), 571–579 (1993).
- [141] V. Loriot, G. Gitzinger, N. Forget, Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan, *Optics Express*, **21**(21), 24879–24893 (2013).
- [142] J. Novák, J. T. Green, Th. Metzger, T. Mazanec, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, R. Antipenkov, F. Batysta, J. A. Naylon, P. Bakule, B. Rus, Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm, *Optics Express*, **24**(6), 5728–5733 (2016).
- [143] H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang, J. Brons, O. Pronin, Th. Buberl, L. Vámos, G. Arisholm, A. M. Azzeer, F. Krausz, High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier, *Optics Letters*, **41**(6), 1126–1129 (2016).
- [144] A. Michailovas, J. Adamonis, A. Aleknavicius, S. Balickas, T. Gertus, A. Zaukevičius, K. Michailovas, V. Petrauskiene, A New Beam Shaping Technique Implemented In 150 W 1kHz Repetition Rate Picosecond Pulse Amplifier, in *CLEO: QELS Fundamental Science*, JTu5A-40, Optical Society of America (2016).
- [145] T. Gertus, A. Michailovas, K. Michailovas, V. Pektrauskiene, Laser beam shape converter using spatially variable wave plate made by nanogratings inscription in fused silica, in *SPIE LASE*, 93431S–93431S, International Society for Optics and Photonics (2015).

- [146] A. Moulet, S. Grabielle, C. Cornaggia, N. Forget, T. Oksenhendler, Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry, *Optics letters*, **35**(22), 3856–3858 (2010).
- [147] F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevičius, L. Veisz, F. Krausz, High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier, *Applied Physics B*, **81**(6), 753–756 (2005).
- [148] N. Forget, L. Canova, X. Chen, A. Jullien, R. Lopez-Martens, Closed-loop carrier-envelope phase stabilization with an acousto-optic programmable dispersive filter, *Optics Letters*, **34**(23), 3647–3649 (2009).

Trumpos žinios apie autorių

Vardas: Tomas
Pavardė: Stanislauskas
Gimimo data: 1986 07 23
Gimimo vieta: Naujoji Akmenė
Tautybė: lietuvis
El. paštas: stanislauskas@gmail.com

Išsilavinimas:

1997-2005 Naujosios Akmenės Ramučių gimnazija.
2005-2009 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas (*Bakalauro kvalifikacinis laipsnis*).
2009-2011 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas (*Magistro kvalifikacinis laipsnis*)
2011-2015 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra (*Doktorantas*)

Mokslinės stažuotės:

2014 Mokslinė vasaros stovykla „ELI Beamlines Summer School 2014“, Praha (Čekija).

Darbinė veikla:

Nuo 2006 UAB MGF Šviesos konversija (*Tyrėjas, inžinierius*)
Nuo 2011 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra (*Jaunesnysis mokslo darbuotojas*)

Curriculum vitae

Name: Tomas
Surname: Stanislauskas
Date of birth: 1986 07 23
Place of birth: Naujoji Akmenė
Nationality: lithuanian
E-mail: stanislauskas@gmail.com

Education:

1997-2005 Naujoji Akmenė Ramučiu gymnasium.
2005-2009 Vilnius university, Faculty of physics (*Bachelor degree*).
2009-2011 Vilnius university, Faculty of physics (*Master degree*).
2011-2015 Vilnius university, Faculty of physics, Department of Quantum Electronics (*Ph.D. student*).

Scientific internships:

2014 „ELI Beamlines Summer School 2014“, Prague (Czech Republic).

Work experience:

Since 2006 Light Conversion Ltd. (*Researcher, engineer*)
Since 2011 Vilnius university, Faculty of physics, Department of Quantum Electronics (*Junior Research Fellow*)