

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.83>
<https://orcid.org/0000-0002-5156-8216>

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Rimantas
BUDRIŪNAS

Netiesinės optikos metodai itin trumpiems impulsams infraraudonojoje srityje generuoti

DAKTARO DISERTACIJA

Gamtos mokslai,
Fizika (N 002)

VILNIUS 2020

Disertacija rengta 2016 – 2019 metais Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centre. Darbas buvo iš dalies finansuotas Lietuvos mokslo tarybos.

Mokslinis vadovas:

Dr. Arūnas Varanavičius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – **prof. dr. Gintaras Valiulis** (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002)

Nariai:

dr. Rytis Butkus (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002)

dr. Rimantas Grigonis (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002)

dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika – N 002)

dr. Gintaras Tamošauskas (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002)

Disertacija ginama Vilniaus universiteto viešame Gynimo tarybos posėdyje 2020m. rugsėjo mėn. 18 d. 14:00 val. Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centro 304 auditorijoje. Adresas: Saulėtekio al. 10, 304k., Vilnius, Lietuva

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto bibliotekoje ir VU interneto svetainėje adresu: <https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.83>
<https://orcid.org/0000-0002-5156-8216>

VILNIUS UNIVERSITY
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Rimantas
BUDRIŪNAS

Nonlinear Optical Methods for Generation of Ultra-Short Infrared Pulses

DOCTORAL DISSERTATION

Natural sciences,
Physics (N 002)

VILNIUS 2020

This dissertation was written between 2016 and 2019 at Vilnius University Laser Research Center. The research was supported by Research Council of Lithuania.

Academic supervisor:

Dr. Arūnas Varanavičius (Vilnius University, natural sciences, physics – N 002).

This doctoral dissertation will be defended in a public meeting of the Dissertation Defence Panel:

Chairman – **prof. dr. Gintaras Valiulis** (Vilnius University, natural sciences, physics – N 002)

Members:

dr. Rytis Butkus (Vilnius University, natural sciences, physics – N 002)

dr. Rimantas Grigonis (Vilnius University, natural sciences, physics – N 002)

dr. Kęstutis Regelskis (Center for Physical Sciences and Technology, natural sciences, physics – N 002)

dr. Gintaras Tamošauskas (Vilnius University, natural sciences, physics – N 002)

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 14:00 on 18th September, 2020 in Room 304 of Vilnius University Laser Research Center. Address: Saulėtekio al. 10, room 304, Vilnius, Lithuania

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of Vilnius University, as well as on the website of Vilnius University: www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius

Turinys

Trumpiniai	8
Įvadas	10
1 Keleto optinių ciklų impulsų šaltiniai, jų charakterizavimo metodai ir taikymai	20
1.1 Šaltiniai ir jų charakterizavimas	20
1.1.1 Lazeriniai šaltiniai	20
1.1.2 Parametriniai šaltiniai	21
1.1.3 Netiesinė ultratrumpųjų impulsų spūda kapiliaruose . .	22
1.1.4 Nešlio fazė gaubtinės atžvilgiu (CEP) ir jos matavimas $f - 2f$ interferometrais	25
1.1.5 Impulsų laikinis charakterizavimas kryžminiu dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodu	28
1.2 Taikymai	30
1.2.1 Aukštų eilių harmonikų generacija	30
1.2.2 Lazeriu indukuota elektronų difrakcija	32
2 Didelės vidutinės ir smailinės galios OPCPA sistemos, generuojančios keleto optinių ciklų trukmės impulsus	34
2.1 OPCPA sistemos užkrato formavimas taikant femtosekundinį Yb:KGW lazerį	35
2.1.1 Pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės 1.3 μ m impulsų generatorius	36
2.1.2 Kontinuumo generavimas kaupinant stabilios CEP impulsais ir CEP stabilumo priklausomybė nuo kontinuumo generavimo sąlygų	38
2.1.3 Kontinuumo, generuojamo safyre, kaupinant pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės impulsais, priešstiprintuvio charakterizavimas	47
2.2 Signalinio impulso spektrinės fazės valdymas didelės galios OPCPA sistemoje	53

2.2.1	Neigiamai čirpuotų impulsų stiprinimo dispersijos valdymo schema	54
2.2.2	Chirpscan metodo taikymas impulsų, kurių trukmė ženkliai viršija spektru ribotąją trukmę, spektro fazei charakterizuoti	60
2.2.3	Chirpscan metodo taikymas beveik suspaustiems impulsams charakterizuoti	65
2.3	Didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistema	70
2.3.1	Skirtuminio dažnio generatoriaus ilgalaikis veikimas	70
2.3.2	OPCPA sistemos išvadiniai parametrai ir jų aptarimas	71
2.3.3	OPCPA sistemos ilgalaikis stabilumas	77
3	Didelės energijos impulsų savispūda ir spektro plėtra plonų plokštelių serijoje	79
3.1	Įvadas	79
3.1.1	Femtosekundinės šviesos gijos	79
3.1.2	Daugiakomponenčiai kontinuumo generatoriai	80
3.2	Eksperimento aprašymas	80
3.3	Plonose plokštelėse generuojamo kontinuumo charakteristikos	83
3.3.1	Dažniniai - kampiniai spektrai	83
3.3.2	Kontinuumo impulsų charakterizavimas	85
3.4	Plonose plokštelėse generuojamo kontinuumo stabilumas ir atsparumas generavimo sąlygų pasikeitimams	89
4	1.5μm impulsų solitoninė savispūda periodiškai orientuoto netiesiškumo RKTP kristale	96
4.1	Neigiamo netiesinio lūžio rodiklio atsiradimas dėl kaskadinio $\chi^{(2)}$ netiesiškumo	96
4.2	Kontinuumo generacijos sąlygos PPRKTP kristale	97
4.3	Kontinuumo generacijos PPRKTP kristale su 36 μm netiesiškumo orientavimo periodu eksperimentinis tyrimas	99
5	Plačiame diapazone derinamų keleto optinių ciklų impulsų MIR srityje generavimas Yb:KGW lazeriu kaupinamoje sistemoje	103
5.1	Kristalų apžvalga	103
5.2	Schema ir jos pagrindimas	105
5.3	2 μm centrinio bangos ilgio, <30fs trukmės kaupinimo šaltinis ir siaurajuostis 2 μm – 4 μm užkrato šaltinis	109
5.4	MIR diapazono impulsų generavimas ir stiprinimas GaSe kristale	111
	Išvados	116

Summary	118
Literatūros sarakšas	142
Trumpos žinios apie autorių	158
Padėka	160
Publikacijų kopijos	161

Trumpiniai

AOPDF	Akustooptinis programuojamas dispersinis filtras
BBO	Beta-bario boratas, β -BaB ₂ O ₄ (netiesinis kristalas)
CEP	Nešlio fazė gaubtinės atžvilgiu (angl. <i>carrier-envelope phase</i>)
DFG	Skirtuminio dažnio generacija (angl. <i>difference frequency generation</i>)
FROG, XFROG	Dažninės skyros optinė sklendė; kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinė sklendė (angl. <i>Cross-correlation Frequency Resolved Optical Gating</i>) - metodai šviesos impulsams charakterizuoti
FS	lydytas kvarcas (angl. <i>fused silica</i>) - lazerinėje optikoje dažnai naudojama stiklo rūšis
FWHM	Pilnas plotis pusės aukštyje (angl. <i>Full Width at Half Maximum</i>)
HCF	Tuščiaaviduris šviesolaidis (angl. <i>hollow-core fiber</i>)
HR, HT	Aukšto atspindžio koeficiento / aukšto pralaidumo koeficiento optinės dangos (angl. <i>high reflection</i> ir <i>high transmission</i>)
KTA	Kalio titanil-arsenatas, KTiOAsO ₄ (netiesinis kristalas)
KTP, PPRKTP	Kalio titanil-fosfatas, KTiOPO ₄ , periodiškai orientuoto netiesiškumo, Rb jonais legiruotas kalio titanil-fosfatas (netiesinis kristalas)
MIR	Vidurinė infraraudojoji elektromagnetinių bangų spektro sritis (maždaug 2-20μm)
(N)OP(CP)A	(Nekolinearus) optinis parametrinis (čirpuotų impulsų) stiprinimas/stiprintuvas (angl. <i>Noncollinear Optical Parametric Chirped Pulse Amplification/Amplifier</i>)

RA	Regeneracinis stiprintuvas (angl. <i>regenerative amplifier</i>)
SHG	Antrosios harmonikos generacija (angl. <i>Second Harmonic Generation</i>)
SFG	Suminio dažnio generacija (angl. <i>Sum Frequency Generation</i>)
TBP	Trukmės ir spektro pločio sandauga (angl. <i>time-bandwidth product</i>)
TL	spektru ribotas impulsas ar spektru ribota impulso trukmė (angl. <i>transform limit</i> arba <i>transform-limited</i>)
WLC, WLG	Baltos šviesos kontinuumas/baltos šviesos kontinuumo generacija (angl. <i>White Light Continuum, White Light Generation</i>)

Įvadas

Vienas didžiausių šiuolaikinio mokslo laimėjimų - lazerio - gamtoje natūraliai nestebimos koherentinės šviesos šaltinio - sukūrimas [1]. Nors savo gyvavimo pradžioje lazeris net pačių kūrėjų buvo laikomas „sprendimu, ieškančiu problemos“ [2, 3], tobulėjant lazeriams, radosi vis nauji taikymai nuo medicinos iki pramonės, nauji taikymai skatino tobulinti pačius lazerius, o geresni lazeriai leido svajoti apie vis įspūdingesnius taikymus, siekiančius net tokias sritis kaip branduolių sintezė energetikai (tiesa, iki šiol ne itin sėkmingą).

Fundamentiniame moksle lazeriai taip pat neginčijamai labai svarbūs. Jau patys ankstyviausi lazeriai atvėrė kelius formuotis naujoms mikroskopijos bei spektroskopijos šakoms, tačiau itin ženklus proveržis įvyko tada, kai D. Strickland ir G. Mourou pritaikė jau kiek anksčiau radaruose naudotą impulsų čirpavimo metodiką darbe su šviesos impulsais [4]. Iki čirpuotų impulsų stiprinimo (angl. *chirped pulse amplification* - CPA) metodo sukūrimo, lazerių impulsų stiprinimas iki didelės energijos reikalavo itin didelės apertūros stiprinimo elementų. Pavyzdžiui, 10TW eilės smailinę galią pasiekusiame Nova lazeryje, naudotame branduolių sintezės tyrimams, reikėjo stiprinimo elementų, kurių skersmuo buvo net 46 cm [5]. Suprantama, kad mokslas, atliekamas tokio dydžio optinių elementų reikalaujančiais lazeriais, buvo prieinamas tik pačioms turtingiausioms mokslo įstaigoms. CPA principas mastelius pakeitė radikaliai: CPA principu veikiančiose trumpų impulsų lazerinėse sistemose 10TW smailinę galią galima pasiekti su vos keleto milimetrų skersmens aktyviąja terpe [6], nes stiprinimo metu impulsas išplėstas laike, kuris veikia kaip savotiška trečioji stiprinimo terpės apertūros „koordinatė“. Tokiu būdu TW eilės smailinės galios ir kelių dešimčių femtosekundžių trukmės impulsų šaltiniai pasidarė prieinami daugeliui mokslinių laboratorijų, o kartu su vartotojų bazės plėtra augo ir taikymų skaičius.

Neperturbacinių aukštųjų harmonikų generacijos metu lazerio impulso šviesa konvertuojama į koherentinę tolimojo UV ar netgi rentgeno diapazono spinduliuotę leidžia vidutinėje laboratorijoje telpančias lazerines sistemas naudoti kaip ištikus pastatus užimančių sinchrotroninės spinduliuotės šaltinių pakaitalą [7] ar tirti netiesinės optikos procesus XUV diapazone [8]. Lazerinėmis sistemomis greitinant elektronus pasiekiami puiki elektronų pluošto ir lazerio impul-

sų sinchronizacija leidžia kombinuoti lazerių ir elektronų pluoštus itin aukštos laikinės skyros ultrasparčiosios elektronų difrakcijos eksperimentuose [9]. Atosekundinių impulsų mokslas atskleidžia, kad elektrono tuneliavimas, anksčiau laikytas visiškai momentiniu procesu, gali trukti baigtinį laiko tarpą [10]. Keleto optinių ciklų impulsais viduriniame infraraudonajame diapazone žadinant atomus ir molekules, vaizdinamas elektronų orbitalių formų kitimas femtosekundinėje laiko skalėje [11]. Visų šių ir dar daugybės naujų ir nepaprastai įdomių tyrimų pagrindas - didelės galios, itin trumpų šviesos impulsų šaltiniai. Bene visiems taikymams be reikalavimų impulso trukmei, kontrastui, poreikio generuoti impulsus ties egzotiškais bangos ilgiais svarbus ir kuo didesnis impulsų pasikartojimo dažnis, kurio didinimas leidžia kelti antrinės spinduliuotės šaltinių vidutinę galią ar ženkliai pakelti signalo-triukšmo santykį eksperimentuose, kai, pvz., elektronų tarpusavio sąveika iškraipytų matavimo rezultatus, jei vieno lazerio impulso metu būtų generuojama daugiau nei keletas elektronų (erdviniai krūvio efektai) [12].

Daugumai šių klausimų atliepia neseniai paplitę ir vis dar nuolat tobulėjantys tiesiogiai diodais kaupinami kietakūniai ar šviesolaidiniai Yb ir Nd jonais legiruoti ultratrumpųjų impulsų lazeriai, pasižymintys dideliu efektyvumu (ir dėl to leidžiantys pasiekti didelę vidutinę galią), patikimumu bei stabilumu [13–15], ir prie šių lazerių puikiai deranti optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo metodika [16] - galimybės tokios didelės, jog šį derinį tenka vadinti nauja femtosekundinių technologijų karta [17]. Nors šie lazeriai pasižymi daugybe privalumų, dėl lyginant su ultrasparčiųjų mokslų laboratorijose paplitusiais Ti:safyro lazeriais, dėl keliasdešimt kartų ilgesnės impulsų trukmės atsiranda naujų iššūkių taikant šiuos lazerius. Taigi šio disertacinio darbo tema ir vizija buvo tirti ir tobulinti netiesinės optikos metodus, kurie leistų Yb:KGW lazerių pagrindu ar Yb:KGW ir tiesioginio diodinio kaupinimo Nd:YAG lazerių pagrindu kurti didelės galios, keleto optinių ciklų, stabilios elektrinio lauko formos impulsų šaltinius artimajame ir viduriniajame IR diapazonuose.

Disertacijos tikslas

Disertacijos tikslas buvo ištirti ir optimizuoti eksperimentines schemas, priemones ir procesus, leidžiančius Yb:KGW ir didelės galios Nd:YAG lazeriais kaupinamose OPCPA sistemose generuoti TW eilės smailinės galios, keleto optinių ciklų impulsus su stabilizuota nešlio faze gaubtinės atžvilgiu. Šalia to buvo keliamas ir tikslas rasti bei eksperimentiškai išbandyti kitas netiesinės optikos schemas, kuriomis būtų galima generuoti itin plataus spektro spinduliuotę infraraudonojoje srityje, kaip pradinį kaupinimo šaltinį naudojant Yb:KGW lazerį.

Darbo uždaviniai

1. Nustatyti esminius parametrus, lemiančius Yb:KGW lazeriu kaupinamo parametrinio stiprintuvo šalutinės bangos nešlio fazės gaubtinės gaubtinės atžvilgiu stabilumą.
2. Ištirti nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu ir kaupinimo energijos ryšio koeficiento priklausomybę nuo fokusavimo vietos pasyviai stabilizuotos nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu impulsais kaupinamame kontinuumo generato-riuje
3. Optimizuoti femtosekundiniais impulsais kaupinamą kontinuumo prieš-stiprintuvį taip, kad būtų stiprinami plataus spektro impulsai, išlaikant kuo geresnį erdvinį-spektrinį spinduliuotės homogeniškumą
4. Realizuoti skaitinį algoritmą, kuriuo būtų galima pilnai atstatyti impulsą iš chirpscan matavimo duomenų
5. Suprojektuoti, suderinti ir charakterizuoti didelės energijos pikosekun-diniais impulsais kaupinamą čirpuotų impulsų parametrinį stiprintuvą, įskaitant užkrato impulsų plėtros-spūdos sistemą
6. Nustatyti optimalius fokusavimo ir optinių elementų parametrus konti-nuumo generacijai daugelio plokštelių sistemoje
7. Ištirti solitoninę impulsų savispūdą kristale su neigiamu netiesiniu lūžio rodikliu
8. Sukurti kompaktišką optinio parametrinio stiprinimo schemą, kurioje bū-tų galima generuoti < 50 fs trukmės impulsus viduriniojoje infraraudono-joje srityje, kaupinant Yb:KGW lazeriu, kurio impulsų trukmė ≈ 250 fs

Disertacijos struktūra

Pirmajame skyriuje aptariamos pagrindinės didelės galios keletu optinių ciklų taikymo sritys bei pagrindiniai tokių impulsų generavimo metodai, taip pat keli esminių impulsų charakteristikų matavimo būdai. Antrajame skyriuje iš-dėstomi rezultatai, pasiekti kuriant ir optimizuojant rekordinės >50 W viduti-nės ir >5 TW smailinės galios OPCPA sistemą, generuojančią <3 optinių ciklų impulsus artimojoje infraraudonojoje srityje. Trečiajame skyriuje aptariama kontinuumo generacija plonose kvarco bei safyro plokštelėse, kaupinamose ke-lių šimtų μ J energijos femtosekundiniais $1.3-1.7\mu$ m impulsais. Ketvirtajame skyriuje aprašomas eksperimentas, susijęs su perspektyviu netiesinės impulsų spūdos metodu - netiesine impulsų spūda kristale, pasižyminčiame neigiamu netiesiniu lūžio rodikliu. Disertacijos pabaigoje aptariamas metodas Yb:KGW

lazeriu kaupinamoje parametrinėje sistemoje generuoti itin trumpus impulsus MIR diapazone.

Praktinė nauda

Disertacinio darbo metu atliktų tyrimų rezultatai ir išmėgintų metodų aprašymai gali būti praktiškai naudingi konstruojant ir optimizuojant keleto optinių ciklų, stabilizuotos nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu generavimo ir stiprinimo sistemas. Unikali didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistema, kurioje taikomi darbo metu ištyrinėti impulsų generavimo, pasyvaus nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu stabilizavimo, parametrinio stiprinimo ir spektrinės fazės valdymo metodai, jau yra įdiegta ELI-ALPS lazerių centre Vengrijoje, kur bus naudojama kaip vienas iš pagrindinių centro lazerių stipraus lauko fizikos eksperimentuose. Publikavimo metu šios sistemos vidutinė galia buvo rekordinė - didžiausia mokslinėje literatūroje aprašyta OPCPA sistemos galia.

Darbo metu sukurtas ir išbandytas programinės įrangos paketas, kurį taikant galima patogiai charakterizuoti impulsus chirpsan arba d-scan metodu.

Darbe pademonstruotas impulsų spūdos metodas, paremtas kristalu su efektyviai neigiamu netiesiniu lūžio rodikliu, yra įdomus praktikoje, nes pasižymi nedideliais nuostoliais, patogia praktine realizacija ir tinka spausti nuo keleto iki kelių šimtų μJ energijos impulsams ties $\approx 1.5\ \mu\text{m}$. Šis metodas - vienas paprasčiausių būdų efektyviai generuoti $< 20\ \text{fs}$ impulsus ties šiuo bangos ilgiu.

Disertacijoje aprašytas infraraudonajame diapazone derinamų plataus spektro impulsų generavimo metodas, pradėdamas nuo Yb:KGW lazerio, galėtų būti naudingas daugelyje spektroskopinių taikymų. Daugelyje tokių taikymų Yb jonais legiruotų lazerių lengvai pasiekiami dideli impulsų pasikartojimo dažniai yra didelis privalumas, tačiau dėl siauro Yb:KGW lazerių spektro, palyginus su Ti:safyro lazeriais, šiuo privalumu nebuvo galima pasinaudoti tais atvejais, kai reikalingi plataus spektro impulsai.

Mokslinis tyrimų naujumas

1. Pirmą kartą pademonstruota didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistema, kurios užkratas generuojamas formuojant šviesos giją $1.5\ \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio, stabilios CEP impulsais.
2. Pirmą kartą charakterizuota CEP ir impulso energijos ryšio koeficiento priklausomybė nuo fokusavimo vietos $1.3\ \mu\text{m}$ impulsais kaupinamame kontinuumo generatoriujė
3. Pirmą kartą pademonstruota kontinuumo generacija plonų plokštelių serijoje, kaupinant ilgesnio nei $1030\ \text{nm}$ bangos ilgio impulsais

4. Pirmą kartą išmatuotas kontinuumo, generuojamo plonų plokštelių serijoje, kampinis-dažninis spektras bei CEP stabilumas
5. Pirmą kartą pademonstruota solitoninė savispūda kartu su oktavą apimančio spektro generacija PPRKTP kristale 1.3 – 2.6 μm srityje
6. Pirmą kartą pademonstruota $\approx 1.8 - 2 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio, < 30 fs impulsų generacija užkratui naudojant šviesos gijos, sugeneruotos 1030 nm femtosekundiniais impulsais, ilgabangį sparną
7. Pirmą kartą pademonstruota 3 – 11.6 μm srityje derinamų 31-100fs trukmės impulsų generacija lazerinėje-parametrinėje sistemoje, kaupinamoje Yb:KGW lazeriu

Ginamieji teiginiai

1. Derinant pasyvią gaubtinės fazės stabilizaciją bei spektro plėtimą formuojant šviesos giją kietoje terpėje, adaptyvų spektro fazės valdymą ir nekolinearų parametrinį stiprinimą, galima generuoti spektru ribotus keleto optinių ciklų trukmės impulsus, kurių smailinė galia gali siekti kelis teravatus ir daugiau, o tokio šaltinio vidutinė galia gali viršyti 50 W. Net esant tokiai didelei vidutinei galiai, naudojami metodai užtikrina itin gerą nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu stabilumą ($< 220\text{mrad}$), o pasyvaus fazės stabilizavimo metodo neįtampa trikdyti CEP stabilumą išlaikyti >16 valandų.
2. Netiesinės kietos terpės, kurioje generuojamas kontinuumas, suskaidymas į keletą plonų plokštelių, atskirtų oro tarpais, leidžia generuoti tvarkingos erdvinės ir spektrinės struktūros, didesnio negu optinės oktavos spektro pločio kontinuumą, kaupinant 1.3 μm – 1.7 μm centrinio bangos ilgio femtosekundiniais impulsais, kurių galia viršija kritinę susifokusavimo galią šimtus-tūkstančius kartų, išvengiant daugelio šviesos gijų susiformavimo.
3. Naudojant periodiškai orientuoto netiesiškumo RKTP kristalą, galima generuoti oktavą apimančio spektro pločio impulsus 1.3 – 2.6 μm srityje, kai parenkamas kaupinimo bangos ilgis kristalo teigiamos dispersijos srityje. Specifinį spektro plitimo pobūdį šiame procese nulemia dėl kaskadinio $\chi^{(2)}$ netiesiškumo atsirandantis neigiamas efektyvus netiesinis lūžio rodiklis, dėl kurio išvengiama šviesos gijos formavimosi, bei artimi kaupinimo impulso ir generuojamo kontinuumo ilgabangių spektro komponentų grupiniai greičiai.
4. Kombinuojant optinį parametrinį čirpuotų impulsų stiprinimą BBO kristale ir skirtuminio dažnio generaciją GaSe kristale ir parinkus sąveikaujančius bangų ilgius taip, kad būtų minimizuotas grupinių greičių nede-

rinimas, Yb:KGW lazeriu, kurio impulsų trukmė ≈ 200 fs kaupinamoje sistemoje galima generuoti vidurinės infraraudonosios srities impulsus, kurių trukmės gali siekti 31 fs, o spektro pločiai - 700 cm^{-1} .

Aprobacija

Publikacijos, susijusios su disertacijos tema

- I 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**(1), 1865 (2014)
- II R. Budriūnas, T. Stanislauskas, A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *Journal of Optics* **17**, 094008 (2015)
- III T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, V. Tamulienė, 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), 1-8 (2016)
- IV R. Danilevičius, A. Zaukevičius, R. Budriūnas, A. Michailovas, N. Rusteika, Femtosecond wavelength-tunable OPCPA system based on picosecond fiber laser seed and picosecond DPSS laser pump, *Optics Express* **24**(15), 17532 (2016)
- V R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius, 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate, *Optics Express* **25**(5), 5797 (2017)
- VI R. Budriūnas, D. Kučinskas, A. Varanavičius, High-energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable femtosecond IR pulses, *Applied Physics B* **123**, 212 (2017).
- VII A.-L. Viotti, R. Lindberg, A. Žukauskas, R. Budriūnas, D. Kučinskas, T. Stanislauskas, F. Laurell, V. Pašiškevičius, Supercontinuum generation and soliton self-compression in $\chi(2)$ -structured KTiOPO_4 , *Optica* **5**(6), 711 (2018).

Pranešimai konferencijose

Pristatyti disertanto:

1. R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Varanavičius. „Valdomos dispersijos grizminis plėstuvas plataus spektro impulsų plėtrai“- 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, 2011 (stendinis)
2. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius „Plataus spektro impulsų plėtra ir spūda grizmių pora ir akustoptinių filtrų“ 40-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, 2013 (stendinis)
3. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, D. Kučinskas, Š. Straigis. „Characterization of Stretched Ultrabroadband Pulses by Chirp Scan and Their Compression to Sub- 10fs Pulse Widths“- tarptautinis seminaras „Lazeriai ir optinis netiesiškumas“, Vilnius, 2013 (žodinis)
4. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, Š. Straigis, A. Varanavičius. „Passively CEP-stabilized OPCPA Front-End Based on Yb:KGW Laser“, CLEO/Europe 2015 - European Conference on Lasers and Electro-Optics, Miunchenas, Vokietija, 2015-06 (žodinis)
5. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, A. Varanavičius, „Multi-TW, 50W average power passively CEP-stabilized OPCPA system pumped by Nd:YAG and Yb:KGW lasers“ International Committee on Ultra-Intense Lasers, Montebello, Kanada, 2016-09 (stendinis)
6. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius, „Few cycle, CEP stabilized, high contrast OPCPA system with 5.5 TW peak power and 53W average power“, Conference on Lasers and Electro-Optics, Miunchenas, Vokietija, 2017-06 (prailgintas žodinis)
7. K. Jurkus, R. Budriūnas, Š. Straigis, T. Stanislauskas, D. Gadonas, G. Veitas, „13W, passively CEP stabilized, few-cycle OPCPA system at 100kHz repetition rate based on Yb:KGW and Yb:YAG lasers“, 6th International Conference on Attosecond Physics, 2017-07-05, Xi'an, Kinija (žodinis)
8. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, K. Jurkus, I. Balčiūnas, G. Veitas, D. Gadonas, „Octave-spanning, CEP stabilized, repetition rate-scalable OPCPA frontend based on Yb:KGW laser“, International Conference on Extreme Light, 2017-11, Szeged, Vengrija (stendinis)
9. R. Budriūnas, D. Kučinskas, T. Stanislauskas, D. Gadonas, A.-L. Viotti, A. Žukauskas, F. Laurell, V. Pašiškevičius, A. Varanavičius, „Broadband Noncollinear Optical Parametric Amplification in GaSe Pumped at

1.5 μm “, High-Brightness Sources and Light-driven Interactions, 2018-03, Strassbourg, Prancūzija (žodinis)

10. T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, R. Budriūnas, J. Adamonis, Sz. Tóth, Á. Börzsönyi, K. Osvay, A. Michailovas, G. Veitas, and D. Gadonas, „Towards Sub-2 cycle, Several-TW, 1kHz OPCPA System Based on Yb:KGW and Nd:YAG Lasers“, Conference on Lasers and Electro-Optics, (San Jose, JAV, 2018-05) (žodinis)
11. R. Budriūnas, A. Varanavičius, „Broadband mid-infrared pulse generation in GaSe with an Yb:KGW laser-based dual OPA setup“, Ultrafast Optics XII, Bol, Kroatija, 2019-10 (stendinis)

Pristatyti bendraautorių:

1. 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 2014 - Conference on Lasers and Electro-Optics, 2014 (stendinis)
2. T. Stanislauskas, R. Budriūnas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, A. Börzsönyi, Sz. Tóth, M. Kovács, J. Csontos, G. Veitas, D. Gadonas, G. Masian, Z. Kuprionis, D. Hoff, G.G. Paulus, R. Lopez-Martens, K. Osvay, „Trial Results of the SYLOS Few-cycle Laser System of ELI-ALPS“, Ultrafast Optics 2017-10, Jackson Hole, JAV (stendinis)
3. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, K. Jurkus, I. Balčiūnas, G. Veitas, D. Gadonas, „Octave-spanning, CEP stabilized, repetition rate-scalable OPCPA frontend based on Yb:KGW laser“, Ultrafast Optics 2017-10, Jackson Hole, JAV (stendinis)
4. T. Stanislauskas, R. Budriūnas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius, „Robust few-cycle, CEP stabilized, high contrast OPCPA system with average power exceeding 50W at 1kHz“, High-Brightness Sources and Light-driven Interactions, 2018-03, Strassbourg, Prancūzija (žodinis)
5. A.-L. Viotti, R. Lindberg, A. Zukauskas, R. Budriūnas, D. Kučinskas, T. Stanislauskas, C. Canalías, F. Laurell, and V. Pasiskevicius, „Octave-Spanning Mid-Infrared Supercontinuum Generation and Self-Compression in $\chi(2)$ -Structured Rb-Doped KTP“, Conference on Lasers and Electro-Optics, 2018-05, San Jose, JAV (žodinis)
6. T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, R. Budriūnas, G. Veitas, D. Gadonas, J. Adamonis, A. Michailovas, Á. Börzsönyi, Sz. Tóth, J. Csontos, K. Osvay,

„Chirped Pulse Parametric Amplifier Producing 5-TW, 2.1 cycle, CEP-stable Pulses at 1kHz Repetition Rate“, CLEO/Europe 2019 - European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2019-06, Miunchenas, Vokietija (stendinis)

7. T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, R. Budriūnas, G. Veitas, D. Gadonas, J. Adamonis, A. Michailovas, Á. Börzsönyi, Sz. Tóth, J. Csontos, K. Osvay, „OPCPA System Delivering 5-TW, 2.1 cycle, CEP-stable Pulses at 1kHz Repetition Rate“, 7th International Conference on Attosecond Physics, 2019-07, Szeged, Vengrija (žodinis)

Bendra autorių indėlis

Didžioji dalis aprašytų tyrimų atlikti VU Lazerinių tyrimų centro Didelio intensyvumo lazerių fizikos grupės laboratorijoje. Likusi dalis tyrimų atlikta dirbant Lietuvos įmonių - Light Conversion, UAB ir UAB Ekspla laboratorijose, kur pagal ELI-ALPS užsakymą buvo gaminama >50W vidutinės galios OPCPA sistema. Disertacijos autorius dalyvavo planuojant ir atliekant visus disertacijoje aprašytus eksperimentus, kūrė programinę įrangą matavimams atlikti ir apdoroti, rašė publikacijų tekstus, pristatė rezultatus konferencijose. Būtų neteisinga nepaminėti daugelio bendra autorių indėlių:

- **dr. Arūnas Varanavičius**¹ formulavo uždavinius, padėjo nagrinėti matavimų rezultatus, konsultavo eksperimentuose iškilus problemoms, dalyvavo rengiant publikacijas
- **dr. Tomas Stanislauskas**^{1,2} perdavė daug darbo su parametriniais stiprintuvais patirties, sukūrė didžiąją dalį didelės galios OPCPA sistemos išdėstymo, dalyvavo planuojant ir atliekant daugelį eksperimentų, prisidėjo rengiant publikacijas
- **dr. Jonas Adamonis**³ kūrė, konstravo ir prižiūrėjo itin didelės galios OPCPA kaupinti skirtus Nd:YAG lazerius, be kurių visi OPCPA darbai būtų pasibaigę ties užkrato generatoriais
- **prof. Valdo Pašiškevičiaus**⁴ vadovaujamoje mokslinėje grupėje buvo sukurtas ir pagamintas specialus RKTP kristalas su periodiškai orientuota struktūra. Netiesinį impulsų sklidimą PPRKTP kristaluose modeliavo šios grupės doktorantė **Anne-Lise Viotti**⁴
- studentas **Dainius Kučinskas**¹ svariai prisidėjo prie plonose plokštelėse ir PPRKTP generuojamo kontinuumo charakterizavimo eksperimentų
- **Karolis Jurkus**² dalyvavo viduriniojo infraraudonojo diapazono impulsų generavimo eksperimentuose

Vertingų patarimų ir vienokios ar kitokios pagalbos atliekant eksperimentus taip pat suteikė dr. Gintaras Tamošauskas¹, prof. Mikas Vengris¹, dr. Gediminas Veitas², Darius Gadonas². Atskiro paminėjimo verti ir techniniais sprendimais svariai prisidėję programinės įrangos ir elektronikos inžinieriai Domas Markevičius² ir Linas Karpavičius².

1. Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centras, Saulėtekio al. 10, LT-10223, Vilnius, Lietuva
2. Light Conversion, UAB, Keramikų g. 2b, LT-10233, Vilnius, Lietuva
3. Ekspla, UAB, Savanorių pr. 237, LT-02300, Vilnius, Lietuva
4. Švedijos Karališkasis technologijų institutas, Roslagstullsbacken 21, 10691 Stokholmas, Švedija

1. Keleto optinių ciklų impulsų šaltiniai, jų charakterizavimo metodai ir taikymai

1.1. Šaltiniai ir jų charakterizavimas

1.1.1. Lazeriniai šaltiniai

Didžioji dalis šiuolaikinių keleto optinių ciklų impulsų šaltinių yra paremti Ti:safyro lazeriais. Ti:safyro lazerinė terpė pasižymi bene plačiausia stiprinimo juosta tarp visų žinomų lazerinių terpių, be to, safyras yra atsparus optiniams pažeidimams, ir palyginti laidus šilumai. Visos šios savybės leido Ti:safyro lazeriams įsitvirtinti kaip pagrindinei ultrasparčiųjų lazerių rūšiai. Vienas plačiausiai taikomų modų sinchronizavimo lazeriuose mechanizmų - Kero lęšių modų sinchronizavimas - buvo visų pirma atsitiktinai pastebėtas būtent Ti:safyro osciliatoriuje. Šiuo metu daugelis komercinių Ti:safyro sinchronizuotų modų osciliatorių tiesiogiai generuoja impulsus, kurių trukmė siekia mažiau nei 10fs [18]. Rekordiniais atvejais, kai lazerio rezonatorius sukuriamas taip, jog jame impulso spektras ženkliai plitų dėl netiesinių procesų, o rezonatoriaus vieno apėjimo dispersija tiksliai kontroliuojama kruopščiai parinktais čirpuotais veidrodžiais, pasiekiamos net trumpesnės nei 5fs impulso trukmės [19].

Visgi Ti:safyro osciliatorių impulsų energijos dažniausiai yra nJ eilės, todėl siekiant impulsų, kurių energijos pakaktų stiprių laukų eksperimentams, reikalingi papildomi stiprintuvai. Lazerinėse terpėse dėl stiprinimo kontūro siaurėjimo (angl. *spectral gain narrowing*) esant dideliame stiprinimo koeficientui stiprinamo impulso spektras ženkliai siaurėja: nors Ti:safyro osciliatoriuose be didelio vargo generuojami 10fs impulsai, nešiinant specialių spektro formavimo priemonių, stiprinant impulsus Ti:safyro stiprintuvuose iki mJ eilės energijų, impulso spektras susiaurėja iki pločio, atitinkančio kelių dešimčių ar šimto fs trukmės impulsus. Su šiuo efektu kovojama tarp lėkių per stiprinimo terpę įvedant nuostolius centriniams bangos ilgams. Dažniausiai tai atliekama specialiai pritaikytais dielektriniais veidrodžiais, kurių atspindžio koeficientas

ties centriniu bangos ilgiu kiek mažesnis nei spektro kraštuose, tačiau taikomi ir sudėtingesni metodai, pavyzdžiui, spektro formavimas akustooptiniais modulatoriais [20]. Rekordiniais atvejais formuojant spektrą Ti:safyro stiprintuvuose pasiekama ≈ 15 fs impulsų trukmė [21].

Ti:safyro kristalams kaupinti reikalinga ≈ 500 nm bangos ilgio šviesa, o fluorescencijos spektro maksimumas yra ties ≈ 800 nm. Tokia bangos ilgių kombinacija turi du ryškius trūkumus. Visų pirma, žali lazeriniai diodai iš esmės neegzistuoja, todėl Ti:safyro lazerius kaupinti reikia kitų kietakūnių lazerių (dažniausiai Nd:YAG ar Nd:YLF) spinduliuotės antrąja harmonika. Taigi, būtinybė kaupinimui naudoti kietakūnius lazerius didina Ti:safyro sistemų kompleksiskumą bei matmenis, be to, ženkliai mažina elektrinį-optinį efektyvumą. Antroji ir svarbesnė problema - kaupinimui naudojant ≈ 532 nm šviesą, kvantinis defektas yra palyginus labai didelis: šiluma virsta virš 30% kaupinimo fotono energijos. Taigi, vykstant priverstinio spinduliavimo procesui, Ti:safyro aktyviuosiuose elementuose neišvengiamai išskiriama palyginti daug šilumos. Didelio kvantinio defekto nulemtas šilumos išsiskyrimas ir šios šilumos sukeliamas termolėšis riboja Ti:safyro lazerių pasiekiamą vidutinę galią. Ti:safyro lazeriuose, generuojančiuose keleto-10 mJ eilės energijos impulsus, tipškai išvystoma ne daugiau nei ≈ 20 W vidutinė galia. Didesnę vidutinę galią galima pasiekti tik kriogeniškai šaldomais, itin mažų matmenų aktyviaisiais elementais [22].

Taigi, norint generuoti keleto optinių ciklų impulsus, kurių energija siektų daugiau nei keletą μ J, vien Ti:safyro lazerio neužtenka. Iš esmės trumpesnius impulsus galima gauti dviem būdais: naudojant parametrinio stiprinimo metodus, arba taikant netiesinę impulsų spūdą. Šiuos būdus aptarsime tolimesniuose skyreliuose.

1.1.2. Parametriniai šaltiniai

Netiesiniai optiniai reiškiniai buvo pradėti tirti tuoj pat po pirmojo lazerio sukūrimo: pirmąsyk sugeneravus antrąją harmoniką [23], netrukus buvo suprasta, kad netiesiniuose kristaluose gali vykti ne tik dviejų fotonų susijungimo į vieną - antrosios harmonikos generacijos - bet ir atvirkščias procesas, kuriame vienas fotonas skyla į du mažesnės energijos fotonus [24,25]. Taigi, parametrinė šviesos generacija ir parametrinis stiprinimas buvo gerai žinomi ir neblogai ištirtinėti dar gerokai iki atsirandant pirmiesiems femtosekundiniams lazeriams. Žymų indėlį į šiuos ankstyvuosius netiesinės optikos tyrimus įnešė ir lietuviai mokslininkai. Bene ryškiausias toks indėlis - optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo (OPCPA) metodo sukūrimas [16].

Didelės energijos keleto optinių ciklų impulsus formuojant OPCPA metodu, reikalingos kelios esminės dedamosios dalys: plataus spektro užkrato šaltinis; didelės energijos kaupinimo lazeris; tinkami metodai impulsų plėtrai ir spū-

1.1 lentelė: Mokslinėje literatūroje paskelbtų OPCPA sistemų parametrai

Nuor.	Metai	λ_{sig}	τ	$E_{imp.}$	f_{rep}	Užkratas	Kaupinimas
[28]	2006	800 nm	7.6 fs	15.5 mJ	30 Hz	Ti:safyro osc.	lempinio kaupinimo Nd:YAG
[29]	2012	2.1 μ m	10.5 fs	1.2 mJ	3 kHz	Ti:safyro RA + HCF + DFG	Yb:YAG plono disko
[27]	2017	750 nm	4.5 fs	75 mJ	10 Hz	Ti:safyro RA + HCF	lempinio kaupinimo Nd:YAG 2H+3H
[30]	2018	800 nm	20 fs	886μJ	100kHz	WLG	Yb:YAG InnoSlab
[31]	2018	900 nm	6.9 fs	42 mJ	10 Hz	Ti:safyro RA + HCF	Yb:YAG plono disko
[32]	2018	2 μ m	17 fs	100 μ J	100 kHz	WLG + DFG	Yb:YAG InnoSlab
[33]	2018	3 μm	40 fs	150 μ J	100 kHz	WLG + DFG	Yb:YAG plono disko

dai valdyti - dispersijos valdymo sistema. Siekiant praplėsti kristalų stiprinimo juostas, dažniausiai OPCPA sistemose pasitelkiama nekolonari geometrija arba išsigimusi I tipo sąveika [26], o patys trumpiausi impulsai stiprinami naudojant nekolonarią geometriją ir dviejų skirtingų bangos ilgių spinduliuotę [27]. 1.1 lentelėje apžvelgiamos kelios OPCPA sistemos, ties skirtingais bangų ilgiais generuojančios itin trumpus ir didelės energijos impulsus. Tobulėjant Yb lazeriams, vis daugiau mokslinių grupių ryžtasi pradėti formuoti užkratą ne nuo Ti:safyro osciliatorių, o nuo baltos šviesos kontinuumo, generuojamo Yb lazerių impulsais.

1.1.3. Netiesinė ultratrumpųjų impulsų spūda kapiliaruose

Kaip matėme ankstesniuose skyreliuose, nors šaltinių, išsyk generuojančių keleto optinių ciklų impulsus, pasirinkimas yra gan ribotas, būdų generuoti kelių šimtų ar kelių dešimčių femtosekundžių impulsus yra nemažai. Visgi daugeliui taikymų, ypač taikymams, susijusiems su pavienių atosekundinių impulsų generavimu, tokios impulso trukmės yra per ilgos. Pastebėjus, kad esminis impul-

so trukmę ribojantis faktorius - ribota daugumos šaltinių palaikoma spektrinė juosta, tampa akivaizdu, jog, norint impulsus suspausti labiau, reikia koku nors būdu išplėsti jų spektrą. Plačiai taikomų spektro plėtimo metodų pagrindas - šviesos impulsų fazės moduliavimosi reiškinys, vykstantis intensyviems impulsams sklindant per iš esmės bet kokią optinę terpę. Tai - vienas iš seniausiai žinomų netiesinės optikos reiškinų, pirmąsyk aprašytas dar 1967 metais [34]. Pažymėjus pradinio impulso gaubtinės amplitudę $A(t)$ ir sunormavus $A(t)$ taip, kad $|A(t)|^2$ atitiktų intensyvumą, lygtis, aprašanti impulso sklidimą per terpę, kurioje vyksta fazės moduliavimasis (kai neatsižvelgiama į jokių kitų efektus, tokius kaip dispersija, difrakcija, galimi kiti netiesiniai procesai), yra tokia:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = -i\beta |A(t, z)|^2 A(t, z) \quad (1.1)$$

kur z - sklidimo koordinatė, $\beta = n_2 \frac{\pi}{\lambda_0 n_0}$ - netiesiškumo koeficientas, kuriame n_2 - terpės netiesinis lūžio rodiklis, λ_0 - impulso centrinis bangos ilgis, o n_0 - terpės tiesinis lūžio rodiklis ties λ_0 . Šios lygties sprendinys yra

$$A(t, z) = A(t, 0) \cdot \exp \left[-i\beta |A_0(t)|^2 z \right] \quad (1.2)$$

Vykstant gynam fazės moduliavimuisi, nekinta nei impulso energija, nei impulso laikinė forma, tačiau atsiranda naujos spektrinės komponentės. Taigi, impulsą, kurio spektras išplėstas tuščiaiduriame šviesolaidyje, dar reikia suspausti. Nors tai galima atlikti įprastais prizminiais spaustuvais [35], vienas iš esminių proveržių, leidusių tuščiaidurius šviesolaidžius pradėti plačiai taikyti impulsams spausti, buvo poromis derinamų plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių sukūrimas ir išstobulinimas. Derinant spektro plėtimą kapiliaruose ir specialiai tam pritaikytą suderintų čirpuotų veidrodžių porą, pademonstruota impulsų spūda iki 3 fs [36].

Kitas ženklus posūkis impulsų spūdoje naudojant kapiliarus įvyko sukūrus lanksčius stiklinius tuščiaidurius šviesolaidžius, kurie yra ištempiami [37]. Toks sprendimas labai palengvina darbą su itin ilgais šviesolaidžiais (>3m), kuriuos gaminant kitomis technologijomis labai sunku užtikrinti gerą kanalo kokybę ir tiesumą per visą šviesolaidžio ilgį. Naudojant tokius ilgus šviesolaidžius, pademonstruota keletu mJ impulsų spūda iki trukmės, siekiančios vos daugiau nei 1 optinį ciklą, tokiu būdu pasiekiant 1TW smailinę galią [38].

Nors realizuojant netiesinę impulsų spūdą galima ženkliai išplėsti impulso spektrą, mažesnė pradinė impulso trukmė šį procesą gerokai palengvina, todėl dauguma ankstesniųjų rekordinių rezultatų buvo pasiekti su Ti:safyro lazeriais arba Ti:safyro lazeriais kaupinamais parametriniais stiprintuvais [39]. Visgi, populiarėjant Yb jonais legiruotiems lazeriams, viena naujausių tendencijų, atsiranda ir sėkmingų bandymų pritaikyti impulsų spūdą kapiliaruose ir Yb jonais legiruotiems kietakūniams ar šviesolaidiniams lazeriams. Bandant plėsti tokių

sąlygiškai siauro spektro impulsų spektrą tiek, kad galutinį impulsą būtų galima suspausti iki kelių optinių ciklų trukmės, tikėtina, kad būtų gaunama stipriai moduluota išvadinio spektro forma ir prastas impulso spūdumas. Šį ribojimą galima apeiti naudojant dvi impulsų spūdos pakopas: pirmame šviesolaidyje impulso spektras išplečiamas iki pločio, palaikančio ≈ 30 fs trukmės impulsus, tačiau dar išvengiant didelės spektro moduliacijos; šie impulsai suspaudžiami čirpuotais veidrodžiais ir įvedami į antrą šviesolaidį, kuriame spektras plečiamas toliau [40]. Taip pat, taikant anksčiau minėtus tamprius kapiliarus, realizuota Yb:KGW lazerio impulsų spūda nuo 170 fs iki 5.1 fs viename kapiliare, tačiau jo ilgis buvo net 6 metrai [41].

Nors impulsų spūdos kapiliaruose principas yra labai paprastas, o pluošto išvalymas kapiliare yra ženklus šios schemos privalumas, visgi ši schema turi tam tikrų ribojimų. Visų pirma, šviesolaidžiai yra labai jautrūs pluošto įvedimo krypties pokyčiams ir padėčiams. Dirbant su didelės energijos impulsais, menki pluošto krypties pokyčiai gali reikšti, kad pluoštas pataikys ne tiksliai į šviesolaidžio ertmės centrą, ir šviesolaidis gali būti pažeistas. Antra, nors principas ir paprastas, techniškai jį realizuoti, ypač didesnės energijos impulsams, ne visada lengva, nes norint efektyviai įvesti spinduliuotę į šviesolaidį, reikia fokusuoti labai iš lėto. Tai reiškia, kad pluoštas gan ilgą kelią dar prieš šviesolaidį turi sklisti būdamas mažo diametro, taigi ir didelio intensyvumo. Tokiu atveju dar prieš impulsui patenkant į šviesolaidį gali pasireikšti nepageidaujami netiesiniai efektai, dėl kurių gali prastėti įvedamo pluošto kokybė, o dėl to nukenčia įvedimo į šviesolaidį efektyvumas. To galima išvengti didesnę pluošto sklaidimo trajektorijos dalį patalpinant vakuume, tačiau, kad spektras plistų, pats šviesolaidis privalo būti užpildytas dujomis, taigi sprendimas reikalauja diferencialinio pumpavimo schemų, o visa sistema tampa gana sudėtinga [38]. Galiausiai, kadangi naudojant šią schemą, didžioji dalis spektrinių komponentų sugeneruojamos tik šviesolaidžio išėjime, taikyti aktyvias spektro fazės valdymo technologijas, kurios galėtų užtikrinti impulsų suspaudimą iki pat Furjė ribos (akustooptinius modulatorius, skystųjų kristalų impulsų formuotuvus) iš esmės neįmanoma, todėl kapiliaruose spaudžiami impulsai dažnai pasižymi priešimpulsiais ar poimpulsiais, atsirandančiais dėl aukštesnių eilių dispersijos, kurią tiksliai kompensuoti vien čirpuotais veidrodžiais labai sunku. Dėl to tokias schemas kiek sudėtingiau taikyti eksperimentuose, kuriuose reikia padalinti pluoštą ar atlikti kitokias manipuliacijas prieš impulsui pasiekiant taikinį. Galiausiai, nors taikant itin ilgus lanksčius kapiliarus ar kitus metodus [42–44], kuriais galima sumažinti intensyvumą kapiliare ar kitaip pristabdyti kapiliarą užpildančių dujų jonizaciją, didžiausios pademonstruotos išvadinės kapiliaruose suspaustų impulsų energijos, kai suspausto impulso trukmė siekia 1-2 optinius ciklus, yra $\approx 3 - 5$ mJ [38, 45]. Tiesa, didesnių energijų (22 mJ) impulsų spūda buvo realizuota ties 3.9 μm bangos ilgiu, tačiau ir suspausto impulso trukmė buvo gana ilga - 33 fs [46].

1.1.4. Nešlio fazė gaubtinės atžvilgiu (CEP) ir jos matavimas $f - 2f$ interferometrais

Siekiant valdyti daugelio stipraus šviesos lauko lazerių fizikos reiškinių, tokių kaip aukštųjų harmonikų ar pavienių atosekundinių impulsų generacija, viršslenkstinė jonizacija ir kt., eigą, reikalingi kontroliuojamos elektrinio lauko virpesių formos impulsai, nes šių procesų eigą lemia ne šviesos impulso gaubtinės, o elektrinio lauko osciliacijų forma [47–49], kuri nusakoma impulso gaubtine ir gaubtinės faziniu poslinkiu (angl. carrier-envelope offset phase). Nesiimant papildomų priemonių, lazerinių šaltinių generuojamų impulsų gaubtinės fazinis poslinkis iš esmės yra atsitiktinis, todėl svarbus papildomas reikalavimas lazeriniams šaltiniams, taikomiems stipraus lauko fizikos eksperimentuose, yra stabilizuotas gaubtinės fazinis poslinkis. Šiuo metu sukurta keletas pagrindinių metodų stabilizuoti lazerinius osciliatorius, tačiau šiuos metodus taikyti praktiškai yra gana sudėtinga [50, 51]. Įdomi alternatyva aktyviai gaubtinės fazinio poslinkio stabilizacijai - pasyvi stabilizacija, realizuojama taikant skirtuminio dažnio generaciją [52]. Šiuo atveju galima dirbti su nestabilizuotu osciliatoriumi, o lėto gaubtinės fazės dreifo kompensavimas palyginti nesudėtingas [53].

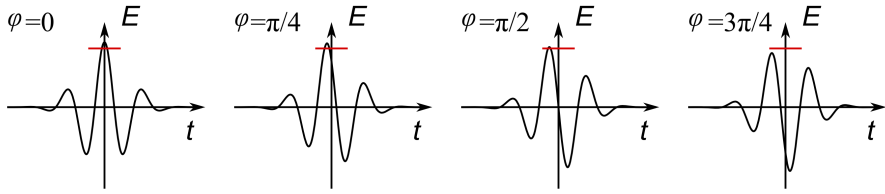
Nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu fizikinė prasmė

Tiesiškai poliarizuoto, nmoduliuoto dažnio šviesos impulso elektrinio lauko stiprio kitimas laike $E(t)$ bendroju atveju gali būti išreikštas

$$E(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (1.3)$$

kur $A(t)$ yra impulso kompleksinė gaubtinė, o nešančiuoju dažniu ω_0 laikomas impulso spektro masės centras. Susiejus laiko atskaitą su gaubtinės maksimumu, t.y., laikant, kad gaubtinės maksimumas yra ties $t = 0$, parametras φ nurodys, nešančiojo dažnio bangos fazę gaubtinės maksimumo taške. Taigi, parametro ϕ , lietuviškoje literatūroje vadinamo gaubtinės faziniu poslinkiu (GFP), fizikinė prasmė yra paprasta: φ nusako nešančiojo dažnio bangos maksimumo poslinkį gaubtinės maksimumo atžvilgiu. Jei šviesos impulso trukmė palyginama su nešančiojo dažnio periodu, φ vertė gali turėti žymią įtaką $E(t)$ formai, kaip pavaizduota 1.1 pav. Ypatinę reikšmę φ vertė įgyja tiriant slenkstinius procesus, kurie stipraus lauko lazerių fizikoje yra dažni.

Bendroju atveju sinchronizuotų modų lazeris spinduliuoja impulsų vorą, kurioje kiekvieno impulso gaubtinės fazė atsitiktinė. Tokie šaltiniai netinkami stipraus lauko fizikos eksperimentams, nes gaunami daugiašūvių matavimų rezultatai bus suvidurkinti pagal ϕ vertes. Vienas iš paplitusių sprendimų - aktyvi gaubtinės fazės stabilizacija, kai moduluojant, pavyzdžiui, sinchronizuotų modų lazerį kaupinančio diodinio lazerio galią, stabilizuojamas gaubtinės fazės kitimo dažnis. Dažnai šis dažnis fiksuojamas ties dažniu $f = f_{rep}/4$, kur f_{rep} -



1.1 pav.: Nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu φ įtaka vieno optinio ciklo trukmės impulso elektrinio lauko formai

impulsų pasikartojimo dažnis voroje [50]. Tokiu atveju gaubtinės fazė atsikartoja kas ketvirtą voros impulsą. Tai, kad trys iš keturių voros impulsų tampa nepanaudojami, paprastai nekelia problemos, nes sinchronizuotų modų osciliatoriuose impulsų pasikartojimo dažniai yra dešimčių MHz eilės, o čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose pasikartojimo dažniai siekia daugiausiai $\approx 1\text{MHz}$, bet dažniau būna gerokai mažesni.

Gaubtinės fazinio poslinkio kitimas parametrinėse šviesos bangų sąveikose

Aptarsime sąryšius tarp šviesos bangų keturbangėje parametrinėje sąveikoje, atsakingoje už impulsų spektro plitimą dėl fazės moduliavimosi, ir tribangėje parametrinėje sąveikoje [52].

Fazės moduliavimąsi galima traktuoti kaip keturbangį maišymą, kai naujas dažninis komponentas ω_4 atsiranda sąveikaujant trimis impulso pradinio spektro komponentams ω_{1-3} . Šioje sąveikoje tarp kiekvienos bangos dažniui ω_i ir fazei ϕ_i galioja sąryšiai

$$\begin{cases} \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 \\ \phi_4 = \frac{\pi}{2} + \phi_1 + \phi_2 - \phi_3 \end{cases} \quad (1.4)$$

Matyti, kad jei dažnių ω_{1-3} bangos turi vienodą fazę $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = \phi$, naujai sukurtas dažninis komponentas turės fazę $\phi_4 = \phi + \pi/2$. Taigi kontinuumo generacijos metu impulso gaubtinės fazė paslenkama per konstantą, tačiau gaubtinės fazės kitimas tarp impulsų išlaikomas.

Paprasčiausias tribangis parametrinis procesas - antrosios harmonikos generacija. Generuojant dažnio ω_f antrąją harmoniką, sąveikaujančių bangų dažnius ir fazes nusako lygtys

$$\begin{cases} \omega_{2h} = 2\omega_f \\ \phi_{2h} = 2\phi_f + \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (1.5)$$

Kitas tribangės parametrinės sąveikos antros eilės netiesiškumo kristaluose

atvejų - optinis parametrinis stiprinimas. Optinio parametrinio stiprinimo metu energija iš intensyvios kaupinimo bangos su dažniu ω_k perduodama silpnai dažnio ω_s signalinei bangai, kartu generuojant šalutinę (arba skirtuminio dažnio) bangą. Yra žinoma, kad parametrinio stiprinimo metu signalinės bangos gaubtinės fazė nekinta, be to, galioja sąryšiai [54]

$$\begin{cases} \omega_{\check{s}} = \omega_k - \omega_s \\ \phi_{\check{s}} = \phi_k - \phi_s - \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (1.6)$$

čia ϕ_i žymi bangos fazę, o indeksai k , s ir \check{s} žymi atitinkamai kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas. Akivaizdu, kad jei $\phi_k = \phi_s = \Phi$, šalutinės bangos fazė bus lygi $\phi_{\check{s}} = -\pi/2$, taigi, nepriklausys nuo Φ . Taigi šalutinės bangos gaubtinės fazė gali būti savaime (pasyviai) stabilizuota. Šis parametrinės sąveikos atvejis sėkmingai realizuojamas, kai signalinis ir kaupinimo impulsai gaunami iš to paties lazerio impulso su faze φ , signalinio impulso spektrą praplėtus keturbange sąveika. Svarbu pastebėti, kad jei signalinė banga generuojama iš lazerio impulso pirmosios harmonikos, kaupinant lazerio antrąją harmoniką pasyvi fazės stabilizacija nevyksta, nes (iš (1.5) ir (1.6) formulių)

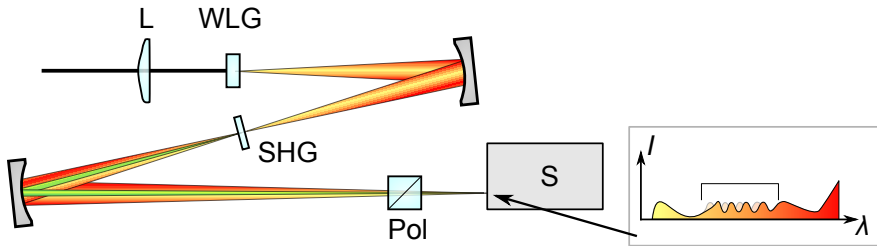
$$\phi_{\check{s}} = \phi_k - \phi_s - \frac{\pi}{2} = 2\varphi + \frac{\pi}{2} - \varphi - \frac{\pi}{2} = \varphi \quad (1.7)$$

Kita vertus, jei ir signalinė, ir kaupinimo bangos formuojamos iš lazerio impulso antrosios harmonikos, fazė sėkmingai stabilizuojama.

Savaiminė šalutinės bangos gaubtinės fazės stabilizacija plačiai taikoma IR spektro srityje veikiančiuose parametriniuose stiprintuvuose [55–57]. Yra darbų, kuriuose užfiksuotas ilgalaikis (valandų laikotarpyje) šalutinės bangos gaubtinės fazės vidutinis kvadratinis nuokrypis nuo vidutinės vertės siekia 100 mrad ir mažesnes vertes [53, 58]

Nešlio fazės gaubtinės atžvilgiu stabilumo matavimas f-2f interferometru

Vienas paprasčiausių būdų išmatuoti šviesos impulsų voros gaubtinės fazės fliktuacijas laike yra $f - 2f$ interferometras, kurio veikimas pagrįstas mūsų tarp impulso ir jo antrosios harmonikos stebėjimu dažnių erdvėje [59]. Tipiška $f - 2f$ interferometro schema pavaizduota 1.2 pav. Impulsas, kurio gaubtinės fazė φ , fokusuojamas į netiesinę terpę, kurioje generuojamas superkontinuumas. Superkontinuumo generacija reikalinga impulso spektrui praplėsti iki optinės oktavos, t.y, kad egzistuotų toks dažnis ω , kad impulso spektrui priklausytų ir ω , ir 2ω . Jei matuojamojo impulso spektras ir taip apima optinę oktavą, kontinuumo generuoti nereikia. Iš 1.4 lygties matyti, kad generuojamo kontinuumo gaubtinės fazė $\phi_{SK} = \varphi + \pi/2$. Toliau generuojama kontinuumo antroji harmonika, fazinį synchronizmą parinkus taip, kad antrosios harmonikos



1.2 pav.: $f - 2f$ interferometro principinė schema. L: lęšis; WLG: kontinuomo generatorius; SHG: antros harmonikos kristalas; Pol: poliarizatorius; S: spektrometras

ir kontinuomo spektrai bent iš dalies persiklotų. Antrosios harmonikos absoliutinė fazė $\phi_{AH} = 2\phi_{sk} + \pi/2 = 2\varphi + 3\pi/2$. Poliarizatoriumi suprojektavus kontinuomo ir antrosios harmonikos poliarizacijas į vieną tiesę, dažnių erdvėje bus stebima interferencija tarp kontinuomo trumpabangės dalies ir antrosios harmonikos impulsų.

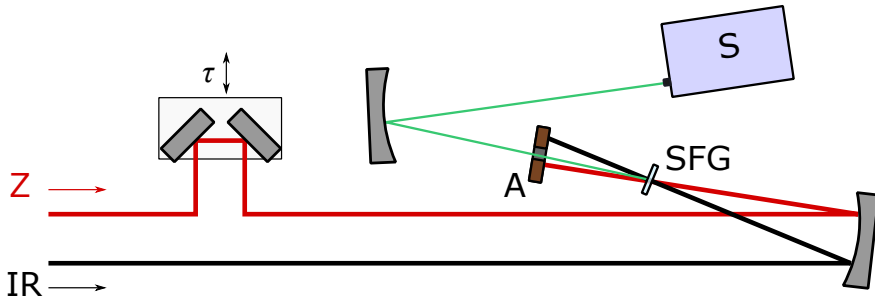
Spektrometru registruojamas galios spektras $S(\omega)$ išreiškiamas

$$S(\omega) = S_{SK}(\omega) + S_{AH}(\omega) + 2\sqrt{S_{SK}(\omega)S_{AH}(\omega)} \cos(\varphi + \omega\tau_v) \quad (1.8)$$

čia τ_v - kontinuomo mėlynosios dalies vėlinimas antrosios harmonikos impulso atžvilgiu. Išmatavus spektrą, gaubtinės fazės vertę pridedamos konstantos tikslumu galima apskaičiuoti taikant spektrinėje interferometrijoje standartinę procedūrą, aprašytą [60]. Praktikoje $f - 2f$ interferometru nustatyti pavienio impulso gaubtinės fazės absoliutinę vertę neįmanoma, tačiau, stebint spektro kitimą, nesunku registruoti, kaip bėgant laikui keičiasi gaubtinės fazė ir įvertinti jos stabilumą. Svarbu pažymėti, kad $f - 2f$ interferometru matuojama gaubtinės fazės vertė gali fliukuoti ne tik dėl matuojamojo impulso gaubtinės fazės fliuktuacijų, tačiau ir dėl matuojamojo impulso energijos fliuktuacijų [61, 62].

1.1.5. Impulsų laikinis charakterizavimas kryžminiu dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodu

Pilnas femtosekundinių impulsų charakterizavimas nėra paprastas uždavinys, tačiau metodų, skirtų matuoti impulsams, yra nemažai. Vienas populiariausių metodų - antrosios harmonikos dažninės skyros optinė sklendė (SHG-FROG) [63, 64]. Šis matavimas atliekamas padalinant matuojamą pluoštą pluošto dalikliu ir vėl suvedant netiesiniame kristale, kuriame generuojama antroji harmonika (tiksliau sakant, dviejų padalintų pluoštų suminis dažnis), ir spektrometru registruojant antrosios harmonikos spektrinio intensyvumo $I_{SHG}(\lambda)$



1.3 pav.: Principinė XFROG matavimo schema. Z: zonduojantis impulsas; IR: impulsas IR srityje, kurį norime charakterizuoti; τ : vėlinimo linija; SFG: suminio dažnio kristalas; A: apertūra; S: spektrometras

priklausomybę nuo vėlinimo τ tarp padalintų impulsų. Gavus priklausomybę $I_{SHG}(\lambda, \tau)$, naudojant specialų skaitinį algoritmą iš šių duomenų galima pilnavertiškai charakterizuoti matuojamojo impulso laikinę formą bei jo fazinę moduliaciją [65].

SHG-FROG metodą taikyti infraraudonosios srities impulsams yra nelengva, nes geriausiai veikiantys plačiai prieinami spektrometrai, kuriuose naudojami detektoriai silicio pagrindu jautrūs tik iki $\approx 1.1 \mu\text{m}$. Jei laikome, kad $1.1 \mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliuotė sugeneruota kaip antroji harmonika, vadinausi, SHG-FROG metodu matuoti galima tik impulsus, kurie neturi spektrinių komponentių, kurių bangos ilgis viršija $2.2 \mu\text{m}$. Svarbu atsižvelgti ir į tai, kad tam, jog būtų galima pasikliauti FROG matavimo rezultatais, būtina išmatuoti visą FROG paveikslą - FROG matavimo signalas ties kiekvienu bangos ilgiu netiesiškai priklauso nuo matuojamojo impulso visų spektrinių komponentių intensyvumų ir fazių [66]. Jei norime matuoti trumpus (kelių dešimčių femtosekundžių ar trumpesnius impulsus), toks apribojimas reiškia, jog matuojamo impulso centrinis bangos ilgis neturėtų būti didesnis nei $\approx 1.9 \mu\text{m}$. Vienas paprasčiausių būtų apeiti šį ribojimą - naudoti XFROG metodą [67, 68].

SFG-XFROG matavimo principinė schema pavaizduota 1.3 pav. Kaip ir įprastų FROG matavimų atveju, matuojama dviejų impulsų netiesinėje sąveikoje generuojamo impulso spektro priklausomybė nuo vėlinimo tarp dviejų pradinių impulsų. Skirtumas tas, kad pradiniai impulsai gali ateiti iš skirtingų šaltinių (kurie tik turi būti sinchronizuoti). Skenuojant vėlinimą tarp šių dviejų impulsų, matuojamas jų suminio dažnio spektro kitimas. Jei vienas iš impulsų yra charakterizuotas atskirai, naudojant modifikuotą FROG atkūrimo algoritmą galima iš suminio dažnio signalo atstatyti kito impulso charakteristikas [67].

XFROG turi keletą ryškių privalumų, atsiskleidžiančių matuojant mažos energijos impulsus, sudėtingus impulsus ir impulsus ties bangos ilgiais, ties kuriais tiesioginės detekcijos galimybės yra prastos. Pirmasis ir antrasis priva-

lumas išryškėja pažiūrėjus į XFROG signalo matematinę išraišką, kuri yra

$$I_{XFROG}(\omega, \tau) = |\mathfrak{F}[E_Z(t - \tau) \cdot E_T(t)]|^2, \quad (1.9)$$

E_Z ir E_T atitinkamai žymi žinomo zonduojančio impulso ir matuojamojo impulso amplitudes, τ žymi vėlinimą tarp impulsų, o \mathfrak{F} žymi Furjė transformaciją. Iš (1.9) matyti, kad matuojamas signalas proporcingas ne tik matuojamojo impulso, bet ir zonduojančio impulso amplitudei. Taigi, net jei matuojamasis impulsas yra mažos energijos arba turi silpnų spektrinių komponentių, matuojamo signalo amplitudę galima padidinti naudojant intensyvesnį zonduojantį impulsą. Kitas privalumas išryškėja pastebėjus, kad (1.9) išraiškos forma yra visiškai analogiška spektrogramos išraiškai. Taigi, XFROG signalas yra spektrograma (bent jau jei $E_Z(t)$ forma yra glotni), o spektrograma išsyk pateikia informaciją apie spektrinių komponentių laikinį pasiskirstymą laike, taigi XFROG matavimų rezultatus lengva interpretuoti, net jei neatliekamas pilnas impulso atkūrimas specialiu algoritmu. Dar vienas privalumas - jei eksperimente galima rasti tinkamo bangos ilgio zonduojantį impulsą, SFG-XFROG signalo centrinį bangos ilgį taip pat galima pasirinkti taip, kad jį būtų patogu detektuoti. Kadangi suminio dažnio bangos ilgis visada trumpesnis nei bet kurio iš sumuojamų impulsų, parinkus 700 – 750 nm bangos ilgio zonduojantį impulsą, bet kokio aktualaus IR srities impulso signalas bus regimojoje srityje.

Svarbu pastebėti, kad XFROG laikinė skyra nėra ribojama zonduojančio impulso trukmės. Taip yra todėl, kad XFROG signale yra informacija ir apie spektrines, ir apie laikines abiejų impulsų charakteristikas. Jei zonduojantis impulsas yra daug trumpesnis lyginant su matuojamuoju impulsu, XFROG signalas gaunamas su gera laikine skyra, tačiau suniveliuoja smulkesnes detales dėl neišvengiamai plataus zonduojančio impulso spektro. Atvirkščiu atveju, kai zonduojantis impulsas yra siauresnio spektro ir ilgesnis nei matuojamas impulsas, XFROG signale daugiau informacijos lieka spektro koordinatėje. Idealiu atveju zonduojančio impulso trukmė, turėtų būti artima matuojamo impulso trukmei, tačiau ši sąlyga nėra griežta, ir adekvačiai atkurti impulsą iš XFROG signalo galima ir tada, kai impulso trukmės skiriasi keletą kartų [69]. Svarbu pabrėžti, kad, kitaip nei matuojant kryžminę koreliaciją be spektrinės skyros, XFROG atveju zonduojantis impulsas, daug trumpesnis, nei matuojamasis impulsas, didelių privalumų nesuteikia.

1.2. Taikymai

1.2.1. Aukštų eilių harmonikų generacija

Viena pagrindinių taikymų sričių, kur reikalingi itin trumpi, sąlygiškai didelės energijos impulsai su stabilizuota nešančiojo dažnio faze gaubtinės atžvilgiu -

aukštųjų harmonikų generacija. Nors formaliai žiūrint aukštų harmonikų (iki 11 eilės) didelio intensyvumo ($\approx 10^{14}$ W/cm²) lazerio spinduliuotei sąveikaujant su kietu taikiniu reiškinys pirmiausiai buvo pastebėtas dar 1977 metais [70], aukštos eilės harmonikų generacija inertinėse dujose, kuri dabar tiriama ir taikoma gerokai intensyviau, buvo stebėta tik dar po 10 metų [71]. Aukštųjų harmonikų generacija inertinėse dujose pusiau klasikiniame artinyje aiškinama trijų žingsnių modeliu [72, 73]. Pirmajame etape elektronas, veikiamas intensyvaus lazerio elektrinio lauko, yra išlaisvinamas iš atomo. Antrajame etape išlaisvintas elektronas yra lazerio elektriniame lauke greitinamas ir įgauna tam tikrą kinetinę energiją. Pasikeitus lazerio elektrinio lauko kryptčiai, elektronas gražinamas į atomą. Elektronui rekombinuojant, perteklinė kinetinė energija yra išspinduliuojama didelės energijos fotono pavidalu. [74] parodyta, kad maksimali išspinduliuojamo fotono energija E yra

$$E = I_p + 3.17U_p \quad (1.10)$$

čia I_p - terpės, kurioje generuojamos harmonikos, jonizacijos potencialas, o U_p - ponderomotyvinis potencialas, kurį lemia lazerio intensyvumas ir lazerio spinduliuotės centrinis bangos ilgis: $U_p \propto I_L \lambda_L^2$. Matyti, kad norint generuoti didesnės energijos fotonus, galima pasirinkti vieną iš šių variantų:

- Pasirinkti dujas su didesniu jonizacijos potencialu
- Didinti lazerio intensyvumą
- Didinti lazerio bangos ilgį

Dujų pasirinkimas yra ribotas, be to, naudojant aukštesnio jonizacijos potencialo dujas, mažėja aukštųjų harmonikų generacijos efektyvumas [75]. Nors naudojant daugelį šiuolaikinių šaltinių galima pasiekti ir žymiai didesnius intensyvumus, didinti lazerio intensyvumą ženkliai virš $\approx 10^{15}$ GW/cm² nepasiekiant, nes esant per dideliame intensyvume jonizuojama vis didesnė dalis dujų atomų, o tai lemia kaupinimo pluošto defokusavimą ir prastėjantį aukštųjų harmonikų generacijos efektyvumą [76]. Taigi, siekiant generuoti kuo didesnės energijos fotonus, kaupinimo šaltiniai, spinduliuojantys ties ilgesniais bangos ilgiais nei ≈ 1 μ m, yra labai svarbūs, nors bendras aukštųjų generacijos efektyvumas didėjant kaupinimo bangos ilgiui ir sparčiai mažėja [77]. Itin aktualus biologiniams objektams tirti yra vadinamasis „vandens lango“ diapazonas, apimantis sritį tarp anglies atomų K sluoksnio sugerties ties 282eV (4.40 nm) ir deguonies atomų K sluoksnio sugerties ties 533eV (2.33 nm). Jis svarbus tuo, kad Rentgeno spinduliuotė šiame diapazone anglies atomai (ir dėl to organinės molekulės) sugeria, o vanduo - praleidžia. Tokiu būdu galima tirti biologinius bandinius jų prieš tai neišdžiovinus. Nors pirmieji eksperimentiniai duomenys, įrodę, kad generuojant aukštąsias harmonikas dujose, galima pasiekti tokią di-

deleę fotono energiją, buvo atlikti su Ti:safyro sistemomis ir/arba taikant netiesinę spūdą [78,79], generuojami fotonų srautai buvo itin maži. Daug efektyviau šiame diapazone koherentinė spinduliuotė generuojama su ilgesnių bangos ilgių (1.3 – 2.1 μm) kaupinimo šaltiniais [7], o harmonikų eilės, siekiančios >5000-ąją harmoniką, ir aukštųjų harmonikų fotonų energijos, viršijančios 1.5 keV, buvo pademonstruotos su 3.9 μm parametriniu kaupinimo šaltiniu [80]. Patys trumpiausi atosekundiniai impulsai - 43 as - buvo pademonstruoti naudojant parametrinį stiprintuvą, kurio spinduliuotė dar buvo netiesiškai suspausta iki <2 optinių ciklų trukmės [81].

Pačių aukštųjų harmonikų spinduliuotės taikymai siejasi su svarbiausiomis šios spinduliuotės ypatybėmis. Dėl trumpų harmonikų bangos ilgių ir gero erdvinio koherentiškumo ši spinduliuotė taikoma koherentiniame difrakciniame vaizdinime [82]. Itin trumpa impulsų trukmė leidžia realiu laiku stebėti pačius sparčiausius gamtoje randamus procesus: atliekami atomų jonizacijos dinamikos tyrimai [83], itin spartų magnetizacijos suirimą kietuosiuose kūnuose [84], pavienių atomų relaksavimą iš būsenų, kai sužadunami vidinių sluoksnių elektronai [85]. Kita įdomi tyrimų kryptis - XUV/„minkštojo“ Rentgeno diapazono netiesinė optika. Tam reikalingi kuo didesnės energijos atosekundiniai impulsai. Kaip minėta, lazerio intensyvumo didinimas ženkliai virš 10^{15} W/cm^2 , prasmės neturi, tačiau didesnės energijos lazerio impulsas leistų tokių intensyvumą palaikyti - ir generuoti aukštąsias harmonikas - didesniame plote, kartu didinant atosekundinio impulso energiją. Šia kryptimi bene geriausi rezultatai pasiekti [8], kur buvo naudojami 75 mJ, < 5 fs impulsai iš OPCPA sistemos. Tokiu būdu įmanoma stebėti dvifotonę jonizaciją atosekundiniais impulsais.

1.2.2. Lazeriu indukuota elektronų difrakcija

Veikiant intensyviai lazerio elektriniam laukui, iš atomų ir molekulių išlaisvinami elektronai. Praeitame skyrelyje aptarėme, kad elektrinio lauko išlaisvintiems ir pagreitinantiems elektronams rekombinuojant su gimtuoju jonu spinduliuojami didelės energijos fotonai, tačiau tai - ne vienintelis galima įvykis: grįžtantis link atomo elektronas dar gali ir difraguoti nuo jono, ir būti išsklaidytas. Šis procesas vadinamas lazeriu indukuota elektronų difrakcija (LIED). Registruojant tokių elektronų erdvinį pasiskirstymą, galima vaizdinti elektronų orbitalių formą [86].

Kaip ir aukštųjų harmonikų generacijoje, LIED yra svarbu, iki kokios energijos yra pagreitinami iš atomo išlaisvinti elektronai, nes didėjant sklaidomo elektrono energijai, gerėja difrakcinio vaizdo skyra. Kadangi procesas analogiškas aukštųjų harmonikų generacijai, galioja ta pati ponderomotyvinio potencialo išraiška: $U_p \propto I_L \lambda_L^2$, iš kurios aiškėja, jog ir šiuo atveju naudingi kuo ilgesnio bangos ilgio lazeriniai šaltiniai. Naudojant 1.7 μm -2.3 μm impulsus, buvo pademonstruota, jog LIED galima stebėti deguonies ryšio molekulėje

ilgio pokyčius (0.1\AA) [87].

Išlaisvinamų elektronų tarpusavio sąveika riboja elektronų skaičių, kuriuos galima išlaisvinti per vieną lazerio šūvį neprarandant informacijos. LIED eksperimentas, aprašytas [11], atliktas su didelio pasikartojimo dažnio (160 kHz) OPCPA sistema, generuojančia impulsus ties $3.1\ \mu\text{m}$. Toks matavimo pagerinimas leido vaizdinti didesnes molekules. Be to, ten pat parodyta, jog analizuojant skirtingų energijų elektronus, LIED matavime molekulės konfigūracijos pokyčius galima sekti su <1 fs eilės laikine skyra ir <10 pm erdvine skyra.

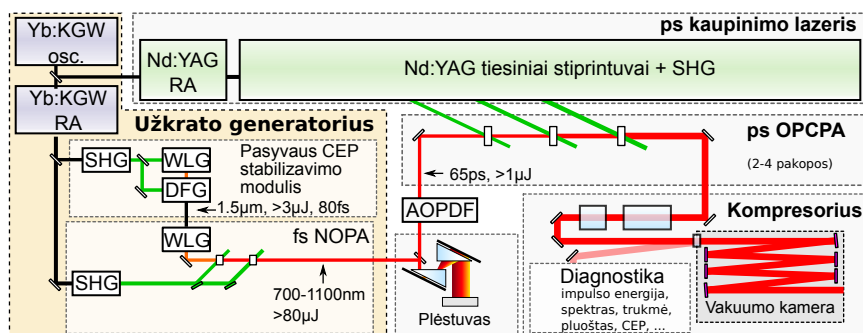
2. Didelės vidutinės ir smailinės galios OPCPA sistemos, generuojančios keletą optinių ciklų trukmės impulsus

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai paskelbti publikacijose **I**, **II**, **III**, **IV** ir **V**.

Lazeriniai šaltiniai, generuojantys TW eilės smailinės galios impulsus, yra aktualūs moksle visų pirma todėl, kad tokiais kaupinimo šaltiniais galima generuoti sąlygiškai didelės energijos ir atosekundinės trukmės impulsus XUV diapazone [27]. Tokiose naujose taikymų srityse kaip XUV netiesinė optika ir atosekundinis lazerių mokslas visų pirma reikalinga lazerio impulso smailinė galia. Siekiant generuoti pavienius atosekundinius impulsus, svarbu ir kuo trumpesnė kaupinimo impulso trukmė. Generuojant aukštąsias harmonikas ne dujose, o kietuose kūnuose, ypatingą reikšmę įgyja ir impulso laikinis kontrastas. Visais atvejais svarbus papildomas parametras yra didelis impulsų pasikartojimo dažnis ir šaltinio vidutinė galia. Plačiausiai paplitusi didelės smailinės galios ultratrumpųjų impulsų technologija šiuo metu yra Ti:safyro lazeriai. Tačiau dėl didelio kvantinio defekto Ti:safyro aktyviuosiuose elementuose generuojama daug šilumos, kuri riboja vidutinę galią, kurią galima pasiekti nesant didelių terminių iškraipymų lazeriniame stiprintuve [88]. Rekordinės didelės energijos Ti:safyro lazerių vidutinės galios siekia maždaug 20W, pvz., [22,89]. Yra pasiūlyta apeiti vidutinės galios ribojimus naudojant Ti:safyro lazerinius elementus plono disko geometrijoje. Skaitinio modeliavimo rezultatai rodo, kad tokiu metodu turėtų būti įmanoma pasiekti šimtų W eilės vidutines galias, tačiau kol kas ši idėja yra gana ankstyvoje stadijoje, ir eksperimentiškai pademonstruoti rezultatai kol kas siekia maždaug tokią pačią vidutinę galią, kokia pasiekama tradicinės geometrijos Ti:safyro lazeriuose - 26W [90]. Daugelį šių problemų sprendžia OPCPA technologija. Kaip ir Ti:safyro lazeriams, OPCPA sistemoms reikalingi lazeriniai kaupinimo šaltiniai. Tačiau OPCPA technologija turi esminį pranašumą: dalies kaupinimo fotono energijos konvertavimas į ši-

lumą aktyviajame elemente yra neatskiriama lazerinio stiprinimo kaip fizikinio reiškinio dalis; tuo tarpu parametrinio stiprinimo kristaluose sugertis yra tik parazitinis procesas, kurio įtaka daugeliu atvejų gali būti visiškai nepastebima. Tai įgalina, jei egzistuoja pakankamai galingas kaupinimo šaltinis, realizuoti OPCPA sistemas, pasiekiančias daug didesnes vidutines galias nei Ti:safyro lazeriai. Kaip OPCPA kaupinimo šaltiniai dažnai naudojami Nd:YAG, Yb:YAG ar Yb:šviesolaidiniai lazeriai, kurie dėl tiesioginio diodinio kaupinimo ir daug mažesnio kvantinio defekto nei Ti:safyre jau pasiekia net kW eilės vidutines galias [13, 14].

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai susiję su moduliais ir posistemėmis, naudotomis kuriant OPCPA sistemas, aprašytas **I** ir **V**. Abiejų sistemų bendrosios principinės schemos iš esmės atitinka schemą, pavaizduotą 2.1 pav., tik publikacijoje **I** aprašytoje sistemoje nebuvo CEP stabilizavimo modulio - kontinuumo generatorius buvo kaupinamas Yb:KGW lazerio spinduliuote.



2.1 pav.: OPCPA sistemų principinė schema. Osc: osciliatorius; RA: regeneraciniai stiprintuvai; SHG: antrosios harmonikos generiatoriai; WLG: kontinuumo generiatoriai; AOPDF: akustooptinis programuojamas dispersinis filtras

Publikavimo metu **V** aprašyta OPCPA sistema pasižymėjo didžiausia kada nors OPCPA sistemos pasiekta vidutine galia - 53W. Po poros metų vidutinės galios rekordas buvo pagerintas - [30] pademonstruota 88W vidutinė galia, tačiau reikia pastebėti, kad ši sistema veikia 100kHz pasikartojimo dažniu (daug mažesnė impulso energija) bei generuoja beveik dvigubai ilgesnius impulsus - 16fs.

2.1. OPCPA sistemos užkrato formavimas tariant femtosekundinį Yb:KGW lazerį

Daugelyje OPCPA sistemų kaip pradiniai užkrato šaltiniai buvo naudojami Ti:safyro osciliatoriai [28, 91]. Šie osciliatoriai pasižymi kai kuriomis svarbiomis reikalingomis savybėmis, pvz., jų impulsų spektrai gali pilnai padengti 532 nm

kaupinamo BBO kristalo stiprinimo juostą, be to, Ti:safyro osciliatoriams galima sėkmingai taikyti aktyvią gaubtinės fazės stabilizaciją [91–93]. Visgi, naudojant Ti:safyro osciliatorius kaip OPCPA užkratą, ypač didelės energijos sistemose, kur užkrato impulsus reikia plėsti iki $>50\text{ps}$ trukmės, kyla problemų, susijusių su maža jų impulsų energija (nJ eilės), dėl ko blogėja OPCPA išėjimo impulsų kontrastas [28, 94]. Yra aprašyta sėkmingų bandymų OPCPA užkratą generuoti Ti:safyro osciliatoriaus impulsus stiprinant Ti:safyro regeneraciniuose stiprintuvuose, o po to plečiant spektrą tuščiaviduriuose dujomis užpildytuose kapiliaruose [27], tačiau tokia schema tampa labai sudėtinga, reikalauja vakuomo bei dujų pumpavimo įrangos, be to, kapiliarai yra labai jautrūs įvedimo spindulio krypčiai ir padėčiai, dėl to galima tikėtis, jog tokios sistemos kasdienį veikimą užtikrinti reikalautų didelių nuolatinių pastangų.

Atsižvelgiant į šiuos Ti:safyro pagrindu kuriamų OPCPA sistemų užkrato šaltinių trūkumus ir tai, kad femtosekundiniai Yb:KGW lazeriai pasižymi didesniu kompaktiškumu ir geresniu patikimumu nei Ti:safyro lazeriai, tampa aišku, verta pamėginti didelės energijos OPCPA sistemai užkratą formuoti Yb:KGW lazerio kaupinamų parametrinių stiprintuvų pagalba. Uždavinio sprendimą galima suskaidyti į dvi esmines dalis: pasyviai stabilizuoto CEP kontinuumo generavimą ir šio kontinuumo stiprinimą femtosekundiniame parametriniame stiprintuve, kaupinamame Yb:KGW lazerio antrąja harmonika.

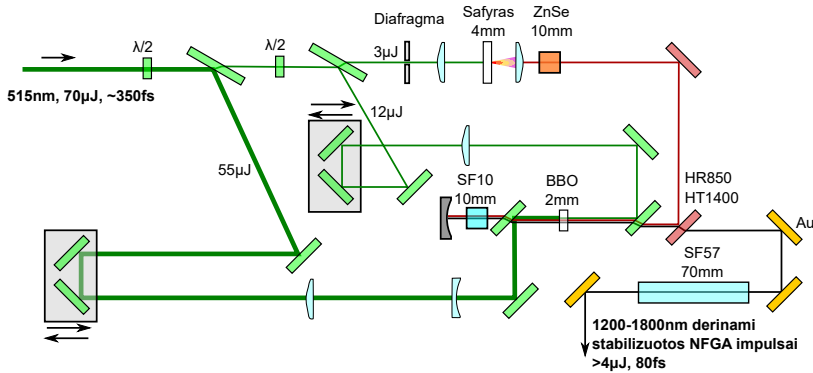
2.1.1. Pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės $1.3\mu\text{m}$ impulsų generatorius

Yb:KGW regeneracinių stiprintuvų pasiekiamą impulso trukmė ($150\text{--}300\text{fs}$) yra pakankamai trumpa, kad kaupinant tokiais impulsais būtų galima generuoti stabilų kontinuumą kietose terpėse (pvz., safyre). Toks kontinuumas yra sėkmingai naudojamas kaip užkratas labai įvairiose parametrinio stiprinimo schemose, įskaitant ir I. Tačiau norint pasiekti, kad lazerio impulso generuojamas kontinuumas pasižymėtų CEP stabilumu, būtina stabilizuoti paties lazerio CEP. Dėl plataus Ti:safyro osciliatorių impulsų spektro, stabilizuojant šiuos osciliatorius pasiekiami geri rezultatai, o ir pats stabilizavimo procesas gali palyginus būti labai paprastas, jei osciliatoriaus spektro plotis apima optinę oktavą [95]. Tuo tarpu Yb:KGW osciliatorių impulsų trukmės siekia 70fs , todėl, norint $f - 2f$ metodu stabilizuoti osciliatoriaus CEP, spektrą būtina plėsti fotoninių kristalų šviesolaidyje. Kaip ir visi procesai, reikalaujantys laisva erdve sklindančios šviesos įvedimo į vienmodį šviesolaidį, Yb:KGW osciliatoriaus spektro plėtimas fotoninių kristalų šviesolaidyje yra labai jautrus spindulio įvedimo krypčiai. Dėl to pasiekti ir diena iš dienos atkartoti reikiamą spektro plitimo lygį yra gana sudėtinga, be to, net ir pasiekus CEP stabilizaciją, lieka nemaža galimybė, kad ji nutrūks ir nebeatsistatys, jei dėl, pvz., laboratorijos temperatūros pokyčio nors nežymiai pasikeis osciliatoriaus įvedimo į šviesolai-

dį kryptis. Atsižvelgus į šiuos praktinius sunkumus, buvo nuspręsta išmėginti alternatyvų CEP stabilizavimo būdą - pasyvią CEP stabilizaciją [52].

Parametrinio stiprintuvo, kaupinamo Yb:KGW lazerio antrąja harmonika (515 nm), ir generuojančio pasyviai stabilizuotos CEP impulsus, principinė optinė schema pavaizduota 2.2 pav. Šios sistemos paskirtis - sugeneruoti skirtuminės bangos impulsus su energija, pakankama generuoti kontinuumui safyre. Tam užtenka keletu μJ eilės energijos, todėl kaupinimo energijos naudojama sąlygiškai nedaug - 70 μJ . Schema veikia taip. Įeinančio pluošto energija dviem banginėmis plokštelėmis bei poliarizatoriais padalinama į tris pluoštus. Mažiausios energijos pluoštas fokusuojamas į safyro kristalą, kuriame generuojamas kontinuumas. Atsižvelgiant į [96] publikuotus rezultatus, prieš fokusuojantį lęšį pastatyta diafragma, kuria pluoštas apkerpamas, taip efektyviai sumažinant skaitinę apertūrą ir pagerinant sąlygas ilgabangės kontinuumo pusės generacijai. Siekiant, jog parametrinis stiprintuvas generuotų nors ir sąlygiškai ilgus, tačiau svarbiausia - tvarkingos formos impulsus, kontinuumo impulsas plečiamas tiek, kad po kaupinimo impulsu telpantis spektro diapazonas būtų smarkiai mažesnis nei kristalo (I tipo BBO) stiprinimo juosta. Tam naudojamas ZnSe langelis (dispersija ties 800 nm - $\approx 10250\text{fs}^2$). Laike išplėstas kontinuumo impulsas kolinearai suvedamas su pirmuoju (12 μJ) kaupinimo impulsu stiprinimo kristale. Pastiprintas signalinis impulsas bei sugeneruotas šalutinis impulsas atskiriami SF10 stiklo langeliu tam, kad, derinant didžiausios energijos kaupinimo impulso vėlinimą, būtų galima pasirinkti, ar toliau stiprinti pirmoje stiprinimo pakopoje pastiprintą signalinį impulsą, ar šalutinį impulsą. Tokia galimybė schemoje buvo numatyta atsižvelgiant į tai, jog viena iš esminių sąlygų, reikalingų norint pasyvioje CEP stabilizavimo schemoje pasiekti gerą CEP stabilumą, yra interferometriškai stabilus vėlinimo suderinimas. Akivaizdu, jog šiuo atveju kuo trumpesnis optinis kelias, kurį kontinuumo impulsas vienoje prietaiso šakoje sklinda atskirtas nuo kaupinimo impulso kitoje prietaiso šakoje, tuo geresnis turėtų būti gaunamas CEP stabilumas. Remiantis šia logika, galima spėti, jog geresnis CEP stabilumas turėtų būti gaunamas naudojant pirmojo stiprinimo metu sugeneruotą šalutinę bangą, ir antrojoje stiprinimo pakopoje tik pakeliant jos energiją iki reikiamos vertės. Visgi didelio skirtumo tarp vieno ir kito varianto pastebėta nebuvo. Greičiausiai tai galima paaiškinti tuo, jog dėl schemos kompaktiškumo pirmojo ir antrojo kaupinimo impulsų optiniai keliai iki netiesinio kristalo skyrėsi tik keletu centimetrų.

Stabilizuotos CEP šalutinis impulsas nuo kaupinimo ir signalinių bangų atskiriamas dichroiniais veidrodžiais. Iš tribangės netiesinės sąveikos ypatumų (signalinės ir šalutinės bangų kompleksinio jungtinumo [97]) išplaukia, jog šalutinės bangos spektro fazėje lyginiai nariai įgauna priešingus ženklus negu signalinio impulso (jei neatsižvelgiama į kaupinimo bangos fazinę moduliaciją). Signalinis impulsas buvo čirpuotas didele teigiama dispersija, todėl norint suspausti šalutinės bangos impulsą, reikia vėl naudoti terpę su teigia-

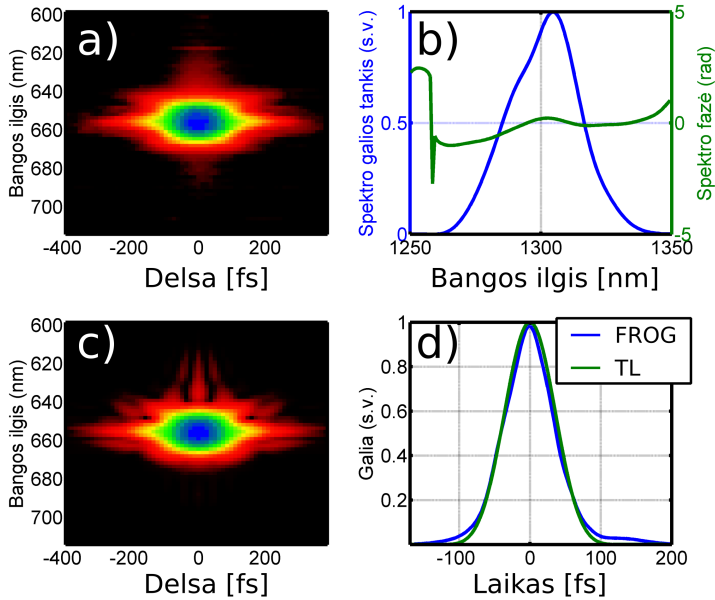


2.2 pav.: Pasyviai stabilizuotos CEP impulsų generatoriaus principinė optinė schema. ← $\lambda/2$ - pusės bangos plokštelės; HR850-HT1400 - dichroinis veidrodis.

ma dispersija. Impulso, suspausto parinkus tinkamo ilgio (70mm) SF57 stiklo strypelį, FROG matavimas pavaizduotas 2.3 pav. Optimalus SF57 strypelio ilgis daug didesnis už ZnSe langelio, naudoto plėsti signalinį impulsą, storį, nes SF57 dispersijos koeficientas žymiai mažesnis negu ZnSe (SF57 ties 1300 nm: $93 \text{ fs}^2/\text{mm}$; ZnSe ties 800 nm: $1025 \text{ fs}^2/\text{mm}$). Išvadiniams impulsams spausti naudoti ZnSe langelį nebuvo galima dėl labai didelio ZnSe netiesinio lūžio rodiklio ($n_2 \approx 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ [98]). Impulso trukmė tik keliais procentais skiriasi nuo spektru ribotos trukmės, o gaubtinė tvarkinga. Turint tokį impulsą su stabilia CEP, galima tikėtis sėkmingai generuoti kontinuumą su stabilia CEP.

2.1.2. Kontinuumo generavimas kaupinant stabilios CEP impulsais ir CEP stabilumo priklausomybė nuo kontinuumo generavimo sąlygų

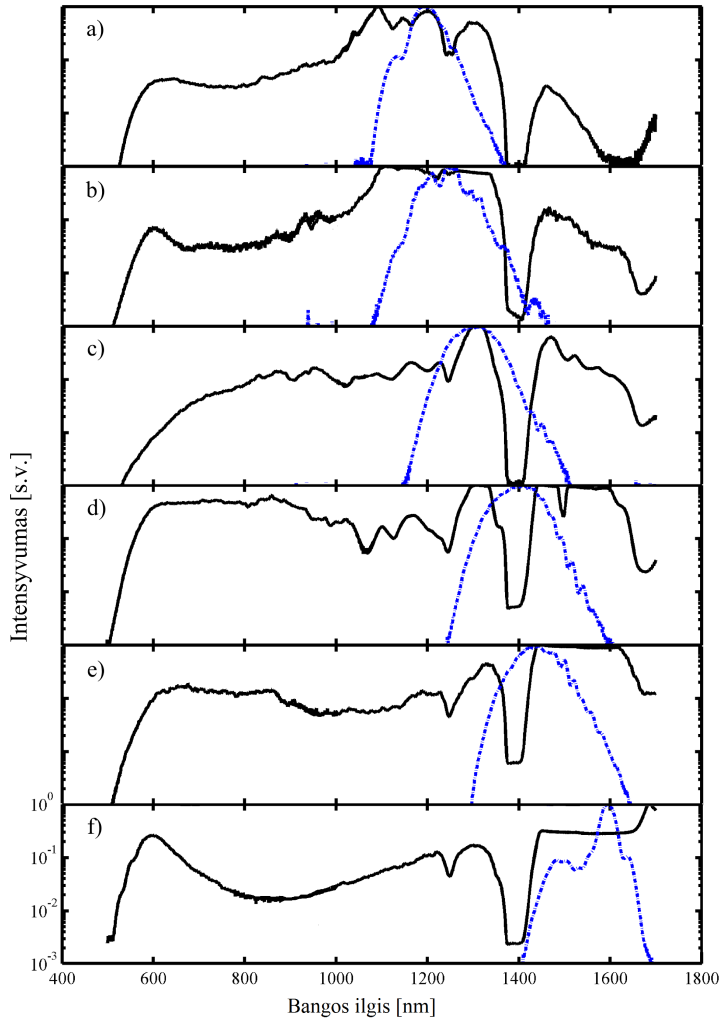
Kontinuumo generacija kaupinant derinamo bangos ilgio impulsais buvo tirta safyro ir YAG terpėse. Žemiau pateikiami tik su safyro plokštele gauti rezultatai, nes buvo nustatyta, jog, duotomis sąlygomis, kontinuumą generuojant safyre, gaunamas kontinuumas pasižymi didesniu energijos tankiu, platesniu spektru ir geresniu CEP stabilumu. Kontinuumo spektrai, gauti 4 mm safyro plokštele kaupinant impulsais su skirtingais bangos ilgiais, pavaizduoti 2.4 pav. Atsižvelgiant į tai, jog pagrindinė mus dominanti spektro sritis yra maždaug 700 nm - 1100 nm, svarbu, jog kontinuumo spektras tolydžiai padengtų šią sritį. Be to, yra plačiai žinoma, jog kontinuumo impulsai pasižymi stipriai moduluota spektrine faze aplink kaupinimo bangos ilgį, todėl pageidautina, jog kaupinimo bangos ilgis būtų kiek galima toliau nuo mus dominančios srities.



2.3 pav.: Pasyviai stabilizuotos CEP impulso matavimas FROG metodu. a),c): užregistruotas ir atkurtas FROG pėdsakai; b) impulso spektras ir spektro fazė; d) FROG atkurta impulso gaubtinė ir jos palyginimas su spektru riboto impulso (TL) gaubtine. Impulso trukmė - 82 fs, spektru ribota trukmė - 80 fs

Matyti, jog kontinuumas, generuojamas su 1580nm impulsais pasižymi ryškia smaile ties ≈ 600 nm, kuri šiame darbe nagrinėjamiems taikymams neaktuali, ir intensyvumo minimumu, apimančiu 950 nm-1050 nm, kuris yra smarkiai nepageidautinas. Atsižvelgiant į šiuos apribojimus, labiausiai abi sąlygas atitinka kontinuamai, generuojami su 1300 nm-1400 nm impulsais. Todėl tolimesni eksperimentai atlikti suderinus skirtuminio dažnio generatorių ties 1300 nm.

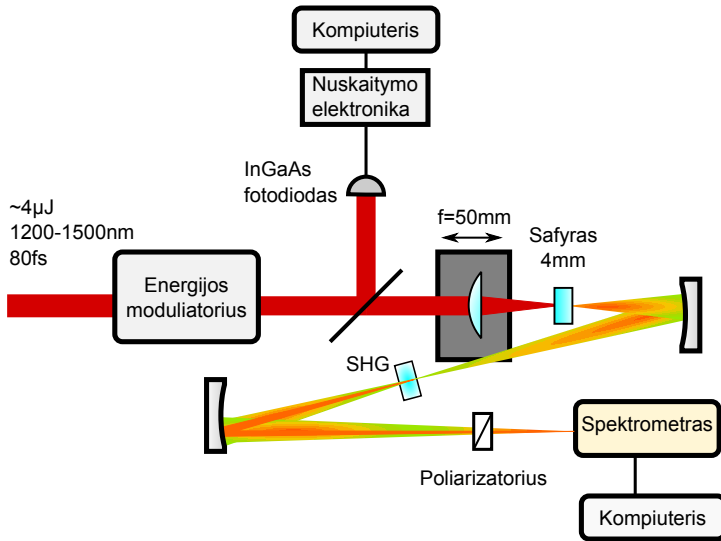
Šviesos impulsų transformacijų, vykstančių dėl impulsų saviveikos netiesinėje terpėje, galutiniai rezultatai (galutinis spektro plotis, impulso forma bei netiesiniai fazės poslinkiai) visų pirma priklauso nuo įeinančio impulso intensyvumo. Viena šio fundamentalaus fakto pasekmių yra tokia, jog kontinuumo generacijos metu, be kitų savybių, nuo kaupinimo energijos priklauso ir galutinio impulso CEP. Konkretūs fizikiniai mechanizmai, lemiantys CEP priklausomybę nuo kaupinimo energijos (ir intensyvumo) gana išsamiai aptarti [61]. Bendrai paėmus, pagrindiniai CEP priklausomybės nuo kontinuumo kaupinimo energijos mechanizmai yra du: 1) kintant kaupinimo intensyvumui, netiesinio židinio susiformavimo terpėje taškas juda išilgai pluošto sklaidimo krypties, dėl ko keičiasi nuotolis, kurį kontinuumo bangos ilgiai sklinda dispersinėje terpėje; 2) CEP keičiasi dėl netiesinio lūžio rodiklio dispersijos nulemta gaubtinės viršūnės pasislinkimo nešlio atžvilgiu, kuris priklauso nuo impulso intensyvumo. Be to, svarbų indėlį į CEP triukšmą įneša pluošto krypties nestabilumai, dėl



2.4 pav.: Kontinuumo, generuojamo 4mm storio safyro plokštelėje, spektrai, užfiksuoti derinant kaupinimo impulso bangos ilgį. a) 1200 nm b) 1242 nm c) 1304 nm d) 1400 nm e) 1442 nm f) 1580 nm. Juodos linijos: kontinuumo spektrai; mėlynos linijos: kaupinimo impulsų spektrai. Spektrai užfiksuoti perjungiant tą patį šviesolaidį į du spektrometrus: spektrinės komponentės $< 1.1 \mu\text{m}$ registruotos spektrometru su Si detektoriumi, likusi spektro dalis - spektrometru su InGaAs detektoriumi. Spektuose matomos šviesolaidžio, naudoto įvesti kontinuumą į spektrometrus, sugerties juostos ties $\approx 1250 \text{ nm}$ ir $\approx 1400 \text{ nm}$

kurių keičiasi kelias per fokusuojančius ir dispersinius optinius elementus [99].

Atliekant kontinuumo generavimo ir CEP stabilumo matavimo eksperimentus, buvo pastebėta, jog matuojamos kontinuumo CEP stabilumo vertės ne visada atsikartoja, net jei paprastai matuojami kaupinimo impulsų parametrai (trukmė, energija, spektras) keičiasi labai nežymiai. Marceau ir bendraautorai nagrinėjo, kaip sąryšio tarp CEP ir impulso energijos koeficientas (pažymėjime jį K_{EF}) priklauso nuo kontinuumo kaupinimo bangos ilgio [62], tačiau straipsnyje ne itin detalai aprašytos kontinuumo generavimo sąlygos. Siekiant geriau suprasti CEP stabilumo fluktuacijas, buvo atlikti K_{EF} priklausomybės nuo safyro terpės židinio atžvilgiu matavimai. Siekiant išvengti lėto CEP dreifo įtakos, K_{EF} matavimai buvo atliekami būdu, artimu *lock-in* stiprintuvų veikimui. K_{EF} matavimo schema pavaizduota 2.5 pav.

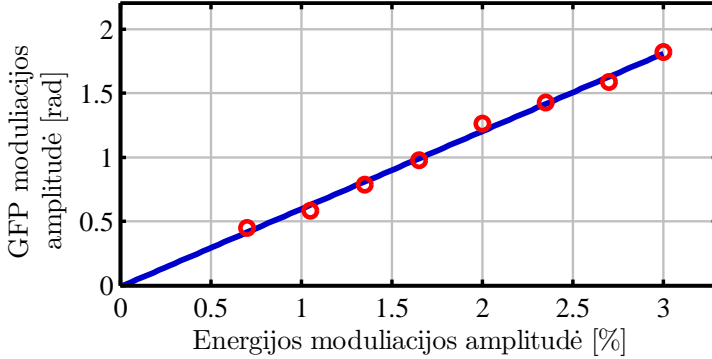


2.5 pav.: Impulso energijos ir CEP sąryšio koeficiento K_{EF} matavimo schema. SHG: antrosios harmonikos kristalas

K_{EF} matavimo schemą sudaro energijos moduliatorius, fotodiodas, registruojantis impulso energijos kitimą, ir $f - 2f$ interferometras, kuriame lęšio, fokusuojančio kaupinimo impulsus į safyrą, padėtį safyro atžvilgiu galima tiksliai derinti. Matavimo metu kaupinimo impulsų energija moduluojama sinusiniu dėsnio. Keliasdešimties sekundžių eigoje registruojamos $f-2f$ interferogramos, iš kurių apskaičiuojamos CEP vertės (pridedamos konstantos tikslumu). Atlikus CEP verčių sekos Furjė transformaciją, atliekamas spektrinis filtravimas - paliekama tik CEP verčių moduliacija, kurios dažnis artimas energijos moduliacijos dažniui. Tokiu būdu įvertinami tik tie CEP vertės pokyčiai, kurie yra nulemti impulso energijos moduliacijos. Po filtravimo atlikus atvirkštinę Furjė

transformaciją, įvertinama CEP verčių moduliacijos amplitudė, kurios santykis su energijos moduliacijos amplitudė ir yra pagrindinis šio matavimo rezultatas.

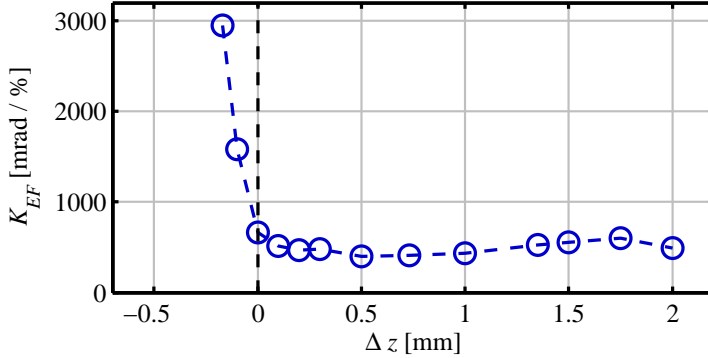
Pradedant matavimą buvo patikrinta, ar esant mažai energijos moduliacijos amplitudėi sąryšis tarp kaupinimo energijos ir CEP yra artimas tiesiniam. Šio patikrinimo rezultatai pavaizduoti 2.6 pav. Matyti, jog priklausomybė artima tiesei, todėl galima laikyti, jog tolimesni matavimai turės prasmę.



2.6 pav.: CEP moduliacijos amplitudės priklausomybė nuo energijos moduliacijos amplitudės. Matyti, kad priklausomybė artima tiesinei

Įsitikinus matavimo tiesiškumu, atlikti K_{EF} priklausomybės nuo safyro padėties židinio atžvilgiu matavimai, kurių rezultatai pavaizduoti 2.7 pav. Paveiksle vertės $\Delta z < 0$ atitinka židinio padėtis prieš safyro pirmąjį paviršių, o padėtys $\Delta z > 0$ atitinka tiesinio židinio padėtį safyro plokštelės viduje. Pagrindinė 2.7 pav. matoma tendencija - didžiausios K_{EF} vertės stebimos tada, kai geometrinis židinys yra prieš safyrą. K_{EF} vertės pasiekia minimumą fokusuojant maždaug 0.5mm gylyje. Fokusuojant vis giliau, vertės šiek tiek didėja, tačiau visgi lieka 5-6 kartus mažesnės negu tuo atveju, kai fokusuojama prieš safyrą.

Aptarsime galimas šios priklausomybės pobūdžio priežastis ir implikacijas stabilios CEP kontinuumo generavo schemoms. Kai geometrinis židinys yra prieš safyrą, vykstant saviveikai, safyre pluoštas dėl difrakcijos smarkiai plinta. Nors savaiminis pluošto fokusavimas šį plitimą sustabdo, šviesos gija susiformuoja tik prie pat galinio safyro paviršiaus. Šiuo atveju fazės modulavimosi įtaka kaupiama per visą safyro ilgį, o efektyvus židinio nuotolis ilgėja, dėl ko galima tikėtis, jog arti safyro galinio paviršiaus susifokusavusio pluošto diametras bus didesnis nei kitais atvejais. Toks rezultatas logiškai siejasi su rezultatais [61], kur teigiama, kad K_{EF} mažesnis, kai į kontinuumo generatorių fokusuojama didesne skaitine apertūra. Praktiniu požiūriu šie rezultatai svarbūs visų pirma todėl, kad, duotomis eksperimento sąlygomis, fokusuojant arti pirmojo safyro paviršiaus buvo gaunamas vizualiai ryškesnis kontinuumas

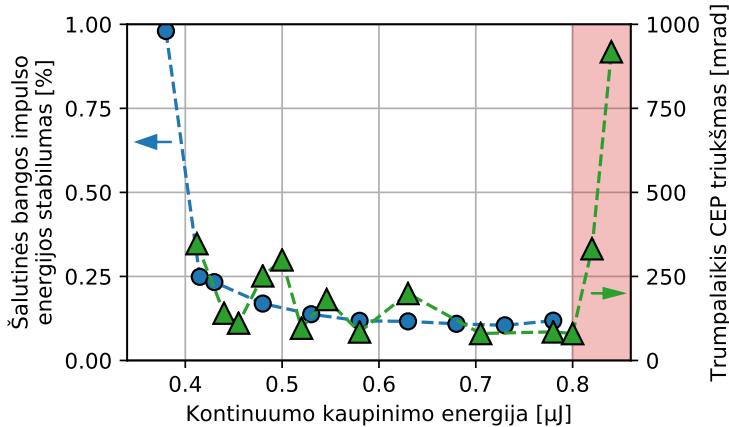


2.7 pav.: CEP ir impulso energijos sąryšio koeficiento K_{EF} priklausomybė nuo lęšio padėties safyro atžvilgiu Δz . Padėtis $\Delta z = 0$ atitinka geometrinį židinį ant safyro pirmojo paviršiaus

nei fokusuojant safyro tūryje. Todėl jei kontinuumo generatorius optimizuojamas neatsižvelgiant į šią priklausomybę, tikėtina, jog atrodytų logiška pasirinkti padėtį $\Delta z \approx 0$, o tokiu atveju pasiekti gerą CEP stabilumą gali būtų praktiškai neįmanoma: daugelio tipinių parametrinio stiprinimo schemų generuojamų impulsų energijos stabilumas (šaltinio generuojamos impulsų voros energijos verčių standartinis nuokrypis) varijuoja maždaug 0.5% - 1% intervale; jei $K_{EF} = 1500 \text{ mrad}/\%$, vien dėl energijos triukšmo susidarantis φ_{CE} verčių standartinis nuokrypis galėtų siekti 750-1000 mrad, kas iš esmės atitinka šaltinį su nestabilizuotu CEP. Dėl itin stabilaus kaupinimo lazerio, schemas kompaktiškumo ir kruopštaus parametrinio stiprinimo pakopų darbo taško parinkimo, mūsų schemoje generuojamų impulsų energijos stabilumas buvo kiek geresnis ir siekė 0.1-0.3%, todėl net fokusuojant prieš safyrą buvo galima pasiekti 400-500 mrad CEP stabilumą. Nors kai kuriems taikymams tokio stabilumo galėtų pakakti, reikia turėti omenyje, jog toliau stiprinant šį užkrato impulsą CEP stabilumas tik blogės. Kita praktinė išvada - jei fokusuojama į safyro tūrį, tiksli židinio padėtis nėra labai svarbi, nes koeficientas keičiasi nedaug. Svarbu pabrėžti, jog užfiksuota K_{EF} priklausomybė nuo fokusavimo padėties nėra trivaliai atspindima kitų stabilumo parametrų: ryškaus skirtumo tarp bendro kontinuumo energijos ar spektro formos stabilumo tarp $\Delta z = -0.1 \text{ mm}$ ir $\Delta z = +1 \text{ mm}$ stebėta nebuvo.

Suradus tinkamus kontinuumo generavimo parametrus, buvo pasiekiamas maždaug 200-300 mrad CEP stabilumas matuojant keliolika ar keliasdešimt sekundžių. Siekiant toliau gerinti CEP stabilumą, reikia grįžti schemoje atgal ir patikrinti, kokie paties skirtuminio dažnio generatoriaus parametrai daro daugiausiai įtakos CEP stabilumui. Tokie tyrimai yra pakankamai sudėtingi, nes visi procesai vyksta nuosekliai, ir kiekvieno proceso rezultatas daro įtaką

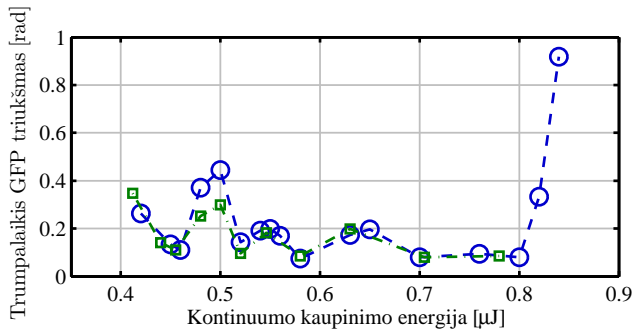
tolimesnių pakopų veikimui. Visgi nustatyta, kad jautriausia schemas dalis - 515 nm spinduliuote kaupinamas kontinuumo generatorius, kurio kaupinimo energiją, siekiant geriausio CEP stabilumo, reikia parinkti itin kruopščiai. Išėjimo energijos stabilumo ir trumpalaikio CEP stabilumo priklausomybė nuo pirmojo kontinuumo generatoriaus kaupinimo energijos pavaizduota 2.8 pav.



2.8 pav.: Skirtuminio dažnio generatoriaus energijos stabilumo bei trumpalaikio CEP stabilumo priklausomybė nuo pirmojo kontinuumo generatoriaus kaupinimo energijos. Nuspalvinta sritis žymi daugiau negu vienos šviesos gijos formavimąsi

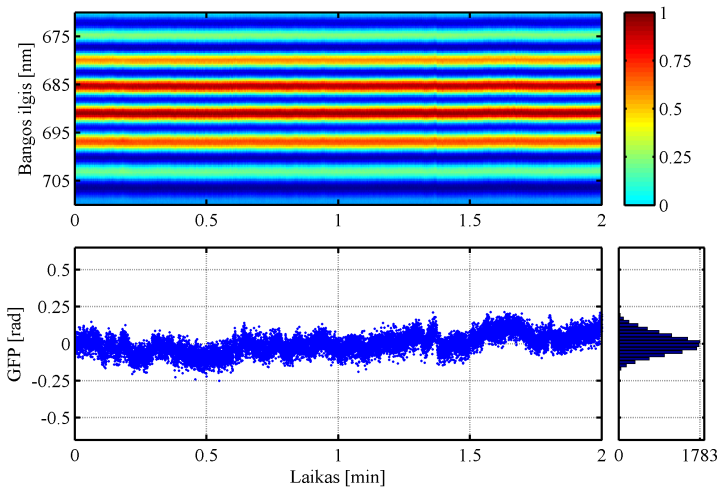
Esant mažai kontinuumo generatoriaus kaupinimo energijai, sugeneruojama mažiau užkrato parametriniam stiprinimui. Kaupinimo energijai didėjant ir kontinuumo generatoriui artėjant prie soties, užkrato sugeneruojama vis daugiau, dėl ko parametrinio stiprinimo pakopos įsisotina, ir pasiekiamas geresnis išėjimo energijos stabilumas. Kaip jau aptarėme, skirtuminio dažnio generatoriaus išėjimo energijos stabilumas yra vienas iš esminių faktorių, lemiančių galutinį CEP stabilumą, tačiau ne vienintelis. Trumpalaikio CEP stabilumo priklausomybė nuo kontinuumo kaupinimo yra sudėtingesnė negu energijos stabilumo, tačiau jos pobūdis puikiai atsikartoja tarp matavimų skirtingomis dienomis (2.9 pav.), todėl nepanašu, kad ši priklausomybė būtų nulemta atsitiktinių faktorių. Kaupinimo energijos pokytis subtiliai keičia ne tik kontinuumo spektrinių komponentių spektrinį intensyvumą, bet ir aibę kitų parametrų: išeinančio pluošto skėstį, spektrinių komponentių fazinę moduliaciją bei viso impulso vėlinimą. Dėl to pilnavertiškai paaiškinti CEP stabilumo priklausomybę nuo kontinuumo kaupinimo energijos greičiausiai būtų labai sudėtinga, o tai nebuvo šio darbo tikslas. Visgi praktinė išvada aiški: galutinis CEP stabilumas yra labai jautrus kontinuumo kaupinimo energijos pokyčiams, o optimali vertė pasiekama artėjant prie keleto gijų formavimosi režimo.

Pasinaudojus visomis aukščiau aprašytomis žiniomis, CEP stabilizavimas



2.9 pav.: Trumpalaikio CEP stabilumo priklausomybė nuo pirmojo kontinuumo generatoriaus kaupinimo energijos, matuojant du kartus

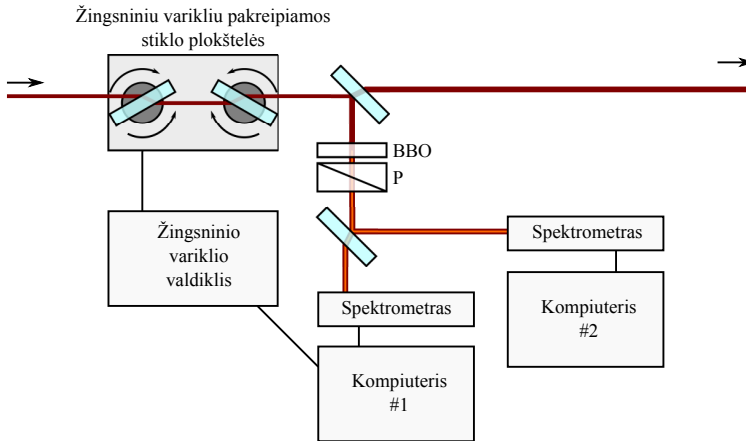
buvo optimizuotas. Pasyvaus CEP stabilumo matavimo be grįžtamojo ryšio rezultatai pavaizduoti 2.10 pav.



2.10 pav.: Trumpalaikio CEP stabilumo matavimai. Viršuje: $f - 2f$ interferograma. Apačioje: iš interferogramos suskaičiuotos CEP vertės ir jų histograma. 2 minučių matavimo intervale CEP verčių standartinis nuokrypis neviršijo 67mrad.

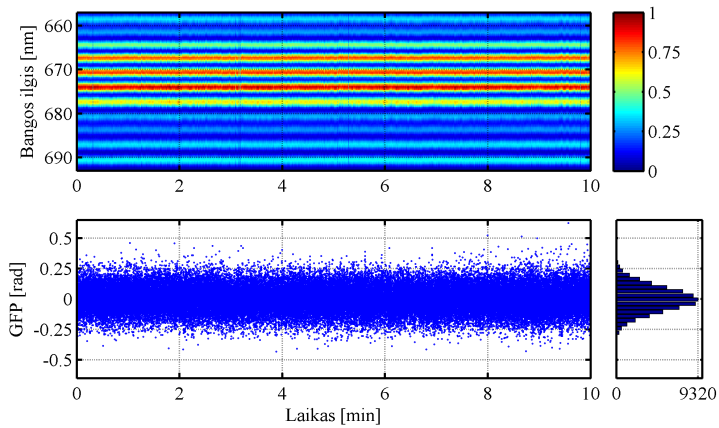
Pasiektas CEP stabilumas - 67mrad - palyginamas su pačiais geriausiai rezultatais, gaunamais aktyviai stabilizuojant Ti:safyro osciliatorių CEP [99]. Ypatingai svarbu tai, jog šis rezultatas pasiektas nenaudojant fotoninių kristalų šviesolaidžio - daugiausiai praktinių problemų keliančios aktyvių CEP stabilizavimo schemų dalies. Visgi, norint pasyviai stabilizuotos CEP šaltinį taikyti eksperimentuose, reikalingas daug ilgesnis veikimo laikas nei 2 minutės. Nors šaltinis ilgą laiką gali išlaikyti gerą trumpalaikį stabilumą, vis tiek stebimas

nuolatinis CEP vertės kitimas dėl iš lėto besikeičiančio optinių kelių skirtumo interferometrinėje prietaiso dalyje, kuriam prietaisas labai jautrus: reikia pakeisti optinį kelią puse bangos ilgio, ir CEP vertė pasikeičia per π . Kadangi šis fazės dreifas yra lėtas, jį kompensuoti galima paprasta schema, pavaizduota 2.11 pav. Šioje schemoje žingsniniu varikliu pakreipiant stiklo plokšteles, galima preciziškai derinti impulso kelią stikle. Ašelės, ant kurių pritvirtintos stiklo plokštelės, sujungtos taip, kad sukūsi priešpriešiais ir kompensuotų pluošto poslinkį, taigi per plokšteles prasklidęs pluoštas joms sukiojantis nekeičia krypties ir padėties. Spektrometru, prijungtu prie pirmojo kompiuterio, atliekamas $f - 2f$ interferencijos matavimas, iš kurio užfiksuojamas CEP poslinkis, kurį programinėje įrangoje veikianti proporcinė grįžtamojo ryšio kilpa bando kompensuoti, siųsdama signalą žingsninio variklio valdikliui. Dėl eksperimente naudotos programinės įrangos netobulumo, grįžtamasis ryšys naudojo daug kompiuterio resursų, o tai smarkiai ribojo spartą, kuria tame pačiame kompiuteryje buvo galima saugoti užregistruotus duomenis. Todėl galų gale pasiektą CEP stabilumą nuspręsta vertinti iš duomenų, renkamų atskiru antro spektrometru ir kompiuteriu, kuris buvo naudojamas tik matuoti ir saugoti $f - 2f$ interferogramą sudarančius spektrus (≈ 100 spektrų per sekundę).



2.11 pav.: Lėto grįžtamojo ryšio sistemos, kuria kompensuojamas lėtas CEP slinkimas, schema. BBO - antros harmonikos kristalas; P - poliarizatorius.

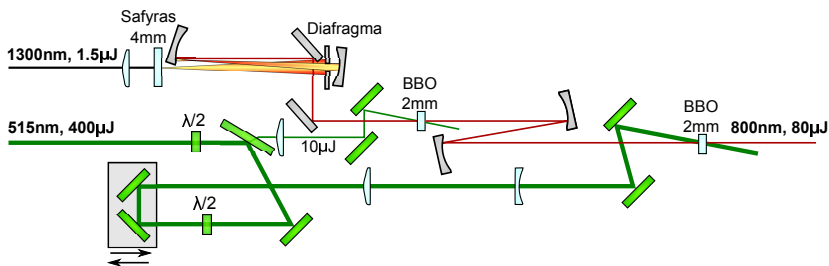
CEP stabilumo matavimas, atliktas naudojant grįžtamojo ryšio schemą, pavaizduotas 2.12 pav. Matyti, kad bėgant laikui matuojamos CEP vertės yra išsibarsčiusios aplink tą pačią vertę. Užfiksuotų CEP verčių standartinis nuokrypis - 107mrad.



2.12 pav.: CEP stabilumo matavimai su lėtu grįžtamuoju ryšiu. Viršuje: $f-2f$ interferograma. Apačioje: iš interferogramos suskaičiuotos CEP vertės ir jų histograma. Visų CEP verčių standartinis nuokrypis - 107mrad.

2.1.3. Kontinuumo, generuojamo safyre, kaupinant pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės impulsais, priešstiprintuvio charakterizavimas

Safyre sugeneruotas kontinuumas su stabilia CEP stiprinamas dviejų pakopų nekolineariame parametriniame stiprintuve, kaupinamame to paties Yb:KGW lazerio femtosekundiniais impulsais. Principinė optinė šio modulio schema pavaizduota 2.13 pav. Dviejų sferinių veidrodžių teleskopu kontinuumas iš safyro atvaizduojamas į stiprinimo pakopą, kurioje naudojamas 2mm storio BBO kristalas. Padidinus pirmoje pakopoje pastiprinto kontinuumo pluoštą dar vienu veidrodiniu teleskopu, dar viename BBO kristale signalas stiprinamas didesniąja kaupinimo energijos dalimi. Kaupinimo energijos paskirstymą tarp pakopų galima paderinti bangine plokštele. Teisingai suderinus stiprintuvą, išėjimo impulsų energijos siekia 80-90μJ.



2.13 pav.: Kontinuumo priešstiprintuvio principinė optinė schema

Nekolinearioje parametrinio stiprinimo geometrijoje atsiranda papildomas

laisvės laipsnis - kaupinimo ir signalo sukirtimo kampas α . Šis papildomas laisvės laipsnis atveria daug galimybių formuoti spektrą ir pasirinkti priimtinausią kompromisą tarp stiprinimo pakopos parametrų - spektro juostos pločio, energijos tankį viename ar kitame pageidaujama spektro diapazone, spektro glotnumo. 2.14a) pav. pavaizduota sinchronizmo kampo θ priklausomybė nuo signalo bangos ilgio λ , esant keliems nekolinearumo kampams α , kai I tipo sąveikoje ($e - oo$) BBO kristalas kaupinimas Yb:KGW lazerio antrąja harmonika (515 nm). Matyti, kad, priklausomai nuo pasirinkto nekolinearumo kampo, galima rasti variantų, kai sinchronizmo kampo kreivė vieną horizontalią liniją - sinchronizmo kampą, kuris nustatomas derinant kristalo pasukimą - gali kirsti ne tik vieną, bet du ar net tris kartus. Tokiu atveju fazinį sinchronizmą galima realizuoti keletui vienas nuo kito nutolusių signalo bangos ilgių, ir taip stiprinti platų signalo spektrą. Taip pat egzistuoja atvejis, kai kiek siauresniame spektro diapazone sinchronizmo kreivė yra visiškai horizontali, t.y., fazinio sinchronizmo sąlyga vienu metu tam tikrame bangos ilgių diapazone (maždaug 750 – 900 nm) išpildoma tiksliai. Svarbu pastebėti, jog tokios sinchronizmo kreivės tendencijos nėra unikalios čia nagrinėjamai kristalo ir kaupinimo bangos ilgio konfigūracijai; panašias sąlygas, t.y., nekolinearumo kampą, kai sinchronizmo kreivė išplokštėja, galima rasti daugelyje kristalų. Sąlygą, pagal kurią galima nustatyti, kokiems kaupinimo bangos ilgiams egzistuos plačiajuostis nekolinearus fazinis sinchronizmas I tipo sąveikoje, galima apytiksliai suformuluoti taip: plačiajuostis nekolinearus fazinis sinchronizmas egzistuos tada, kai kaupinimo bangos ilgis bus trumpesnis nei pusė bangos ilgio, ties kuriuo kristalas turi dispersijos nulį. Tokiu atveju signalo bangos ilgiai, kuriems bus galima išpildyti fazinio sinchronizmo sąlygas plačiama diapazone, bus daugiausia išsidėstę tarp kaupinimo ir dispersijos nulio bangos ilgių [26].

Visgi fazinio sinchronizmo kreivė - ne vienintelis faktorius, nulemiantis parametrinio stiprintuvo stiprinimo juostą. Teisingiau yra skaičiuoti sustiprinto signalo intensyvumo priklausomybę nuo bangos ilgio, kuri trimis pasirinktais atvejais pavaizduota 2.14. Paprastu atveju - nenuskurdinto kaupinimo artinyje, esant fiksuotam kaupinimo intensyvumui I_p , sustiprinto signalo intensyvumo I_s priklausomybė nuo kristalo storio z išreiškiama

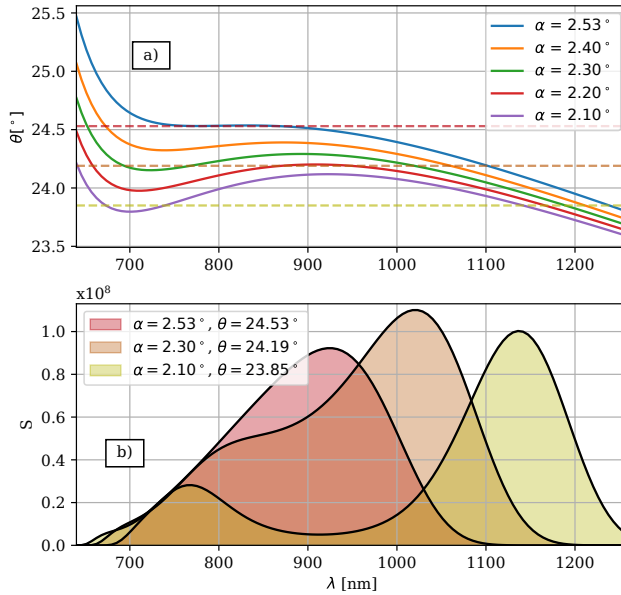
$$I_s(z) = I_s(z = 0) \left[1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gz) \right] \quad (2.1)$$

kur

$$\Gamma = d_{ef} \sqrt{2 \frac{I_p}{\epsilon_0 c^3}} \sqrt{\frac{\omega_i \omega_s}{n_p n_i n_s}} \quad (2.2)$$

, o $g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}$ [100]. Čia d_{ef} - efektinis kristalo netiesiškumas duotai sąveikai; ω ir n su indeksais s, i, p - atitinkamai signalo, šalutinės bangos ir kaupinimo dažniai bei lūžio rodikliai; ϵ_0 - vakuomo dielektrinė skvarba; c - švie-

šos greitis; Δk - fazinis nederinimas. Spektrinės signalo savybės atsispindi Γ ir Δk priklausomybėse nuo bangos ilgio. Iš 2.14b) matyti, jog, varijuojant nekolinearumo kampą, galima rasti sąlygas, kai stiprinamas itin platus, tačiau moduluotas signalo spektras, arba kiek siauresnis, tačiau glotnus spektras. Galima atkreipti dėmesį, jog, esant dideliame kaupinimo intensyvumui, kurį galima naudoti su femtosekundiniais kaupinimo impulsais [101, 102], didelius stiprinimo koeficientus galima pasiekti ir didelėje spektro dalyje nepasiekiant tikslaus fazinio sinchronizmo (atvejis $\alpha = 2.1^\circ$).

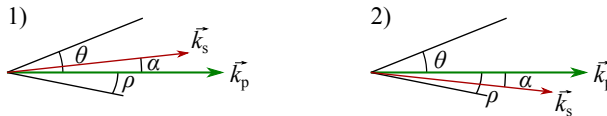


2.14 pav.: a) Nekolinearaus parametrinio stiprinimo BBO kristale sinchronizmo kreivės b) Mažo signalo stiprinimas S , esant pasirinktiems nekolinearumo kampams α ir sinchronizmo kampams θ , 2mm storio BBO kristale, kai kaupinimo intensyvumas $100\text{GW}/\text{cm}^2$. Brūkšninės linijos a) paveiksle žymi b) paveiksle parodytų stiprinimo kreivių sinchronizmo kampus

2.14 pav. vaizduojami veiksniai yra labai svarbūs nekolineariame parametriniame stiprintuve stiprinamam spektrui, tačiau realybėje veikia dar daug kitų reikšmingų faktorių, į kuriuos tiesiog skaičiuojant mažo signalo stiprinimo koeficientą neįmanoma atsižvelgti: tai kaupinimo ir signalo impulsų formos, signalo impulso čirpo forma, erdvėje ir laike kintantis kaupinimo nuskurdinimas, parazitiniai netiesiniai reiškiniai, grupinių greičių nederinimo tarp kaupinimo ir signalo įtaka. Visgi, žinant bendras tendencijas, laboratorijoje optimizuoti nekolinearų parametrinį stiprintuvą yra gerokai lengviau.

Nors yra plačiai žinoma, kad kontinuumas, generuojamas kietose terpėse, pasižymi puikiu erdvinio koherentiškumu ir gera pluošto kokybe [103, 104], o

naudoto Yb:KGW lazerio pluošto kokybės parametras $M^2 \approx 1.2$, vien to neužtenka, kad būtų užtikrinta gera pastiprintų impulsų erdvinė kokybė. Yra parodyta, kad parametriniam stiprinimui nekoliniarioje geometrijoje naudojant femtosekundinius impulsus, sustiprinti impulsai, priklausomai nuo stiprinimo geometrijos ypatumų, įgyja erdvėlaikinių iškraipymų - erdvinio čirpo ir/arba kampinės dispersijos [105]. Nors yra parodyta, kad dalis šių iškraipymų nėra reikšmingi, jei femtosekundinio kaupinimo NOPCPA pakopoje sustiprintas impulsinis pluoštas yra suspaudžiamas laike ir fokusuojamas erdvėje [106], mūsų atveju viskas nėra taip paprasta. Femtosekundiniame NOPCPA sustiprintas impulsas dar turės prasklisti per plėstuvą (jei impulsas turės kampinę dispersiją, dėl ilgo optinio kelio sistemoje ji gali tapti ženkliu erdviu čirpu; jei impulsas pasižymės erdviu čirpu, plėstuvą bus sunku suderinti) ir kitas OPCPA pakopas, kurių pirmojoje ženklūs erdvėlaikiniai efektai taip pat didina jautrumą užkrato pluošto erdviniams iškraipymams. NOPCPA išvadinių pluoštų erdvėlaikiniai iškraipymai minimizuojami, jei kaupinimo impulso frontas pakreipiamas taip, kad sutaptų su signalinio impulso frontu, tačiau kaupinimui naudojant palyginti didelės energijos (400μJ) femtosekundinius impulsus, bandymai pakreipti impulso frontą veda prie kitų problemų: prizmėse, kurias būtų galima naudoti frontui pakreipti, vyksta pluoštų fokusavimasis. Šios problemos būtų galima išvengti impulso frontą pakreipiant lazerio kompresoriaus gardele [31], tačiau dėl mūsų lazerio konstrukcijos šio metodo naudoti negalėjome. Nesant galimybės pakreipti kaupinimo fronto, beliko ieškoti, kaip minimizuoti erdvėlaikinius iškraipymus keičiant pačius NOPA schemas parametrus. Vienas iš likusių prieinamų laisvės laipsnių - stiprinimo nekoliniario geometrijos pasirinkimas tarp tangentinės geometrijos (TPM) ir Pointingo vektoriaus nunešimą kompensuojančios geometrijos (PVNK). Stiprinimo geometrijų skirtumai iliustruoti 2.15 pav. Matyti, kad TPM atveju kaupinimo bangos erdvinis nunešimas dėl dvejojimo lūžio stiprinimo kristale (kampas ρ) efektyviai padidina nekoliniario kampą tarp signalinio impulso ir kaupinimo impulso, o PVNK atveju - sumažina.



2.15 pav.: Tangentinės (1) ir Pointingo vektoriaus nunešimą kompensuojančios (2) NOPA geometrijų palyginimas. \vec{k}_p ir \vec{k}_s : kaupinimo ir signalinės bangų vektoriai; θ : kampas tarp \vec{k}_p ir kristalo optinės ašies; α : kampas tarp \vec{k}_p ir \vec{k}_s (nekoliniario kampas); ρ : kampas tarp kaupinimo bangos vektoriaus ir kaupinimo Pointingo vektoriaus (nunešimo kampas). Vaizdumo dėlei, visi kampai brėžinyje padidinti

Atsižvelgiant į tai, jog erdvėlaikiniai iškrypimai kyla būtent dėl nekolinaros impulsų sąveikos, galima tikėtis, jog nekolinarumo efektas PVNK geometrijoje pasireikš mažiau. Siekiant patikrinti šią hipotezę, buvo atliktas erdvinio čirpo matavimas skenuojant šviesolaidį skersai fs-NOPA išėjimo pluošto nekolinarumo ir fazinio sinchronizmo plokštumoje. Užfiksavus lokalaus spektro priklausomybę nuo koordinatės $I(x, \lambda)$, iš gautų duomenų buvo apskaičiuota kiekvieno bangos ilgio intensyvumo skirstinio masės centro koordinatė:

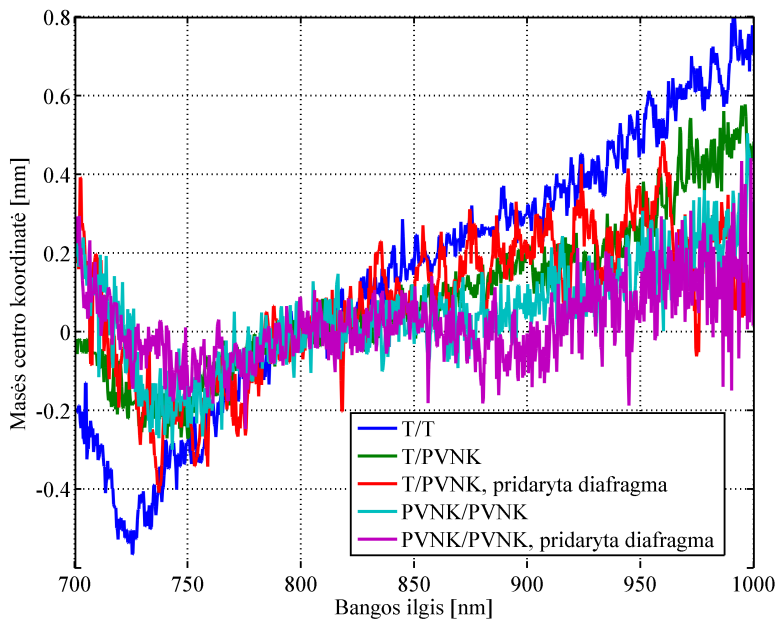
$$x_{MC}(\lambda) = \frac{\int x \cdot I(x, \lambda) dx}{\int I(x, \lambda) dx} \quad (2.3)$$

Kadangi abi stiprintuvo pakopos gali būti vienoje iš dviejų geometrijų, iš viso atlikti keturi skirtingi matavimai. Jų rezultatai pateikti 2.16 pav. Aki-vaizdu, kad erdvinio čirpo atžvilgiu geriausia, kai abi pakopos veikia PVNK geometrijoje, o taip pat naudinga apriboti užkrato kampinį spektrą su diafragma. Svarbu pastebėti, jog skirtumo tarp sustiprintų impulsų energijos ir spektro skirtingose konfigūracijose praktiškai nebuvo. Be to, **III** publikacijoje aprašyti rezultatai rodo, jog taikant PVNK geometriją generuojama 10 kartų mažiau parametrinės superfluorescencijos nei TPM konfigūracijoje. Taigi, mažinant erdvinį čirpą, kartu pagerinamas ir impulso kontrastas.

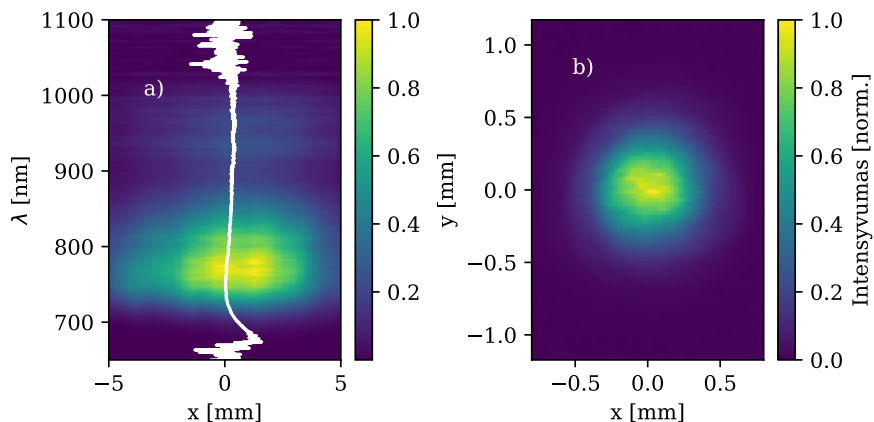
Visgi PVNK geometrija turi trūkumą - naudojant šią geometriją, dėl sutampančių fazinio sinchronizmo sąlygų vyksta efektyvi parazitinė signalo bangos ilgio komponentų ≈ 850 nm antrosios harmonikos generacija. Kaip parodyta [106], dėl antrosios harmonikos generacijos atsiranda sudėtinga spektro fazės moduliacija aplink 850 nm, dėl ko PVNK geometrijoje stiprinamus impulsus sunkiau suspausti iki spektro ribotos trukmės. Mūsų atveju šis trūkumas nėra itin svarbus, nes sistemoje naudojamas AOPDF yra pajėgus ištaisyti ir sudėtingos formos spektro fazės moduliaciją. Jei impulsai būtų spaudžiami paprastesnėmis priemonėmis (pvz., tik čirpuotais veidrodžiais), galbūt vertėtų antrą pakopą konfigūruoti tangentinei geometrijai.

Erdvinio čirpo matavimas, atlikus galutinę optimizaciją, parodytas 2.17a) pav. Matyti, kad didžiosios dalies spektro komponentų masės centrai yra nuo bendro pluošto centro nutolę labai nedaug. Išimtis - patys trumpiausi bangos ilgiai, kurių koordinačių išsidėstymas atitinka staigiai kylančią sinchronizmo kreivę. Visgi tolimesnei sistemos veikai šie bangos ilgiai nelabai svarbūs, nes, kaip vėliau aptarsime, tolimesnėse stiprinimo pakopose, kaupinamose pikosekundiniais impulsais, šių bangos ilgių stiprinti negalėsime. Iki matuoklio pluoštas sklido ≈ 3 metrus. Artimo lauko pluošto profilis, užfiksuotas CCD kamera netoli fs-NOPA išėjimo, pavaizduotas 2.17b) pav. Profilis gan simetriškas ir artimas Gauso pluoštui.

Po galutinės optimizacijos užfiksuotas fs-NOPA išėjimo spektras, išmatuotas už tefloninio barstiklio, pavaizduotas 2.18a). Spektro ribotas impulsas, atitinkantis šį spektrą, parodytas 2.18b). Spektro ribota trukmė - 4.9 fs - ties

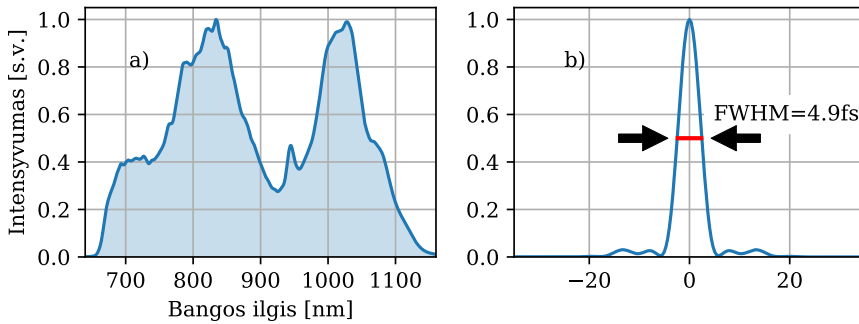


2.16 pav.: Skirtingų bangos ilgių spinduliuotės pasiskirstymas fs-NOPA išėjimo pluošte. Pluošto masės centro koordinatės priklausomybė nuo bangos ilgio priešstiprintuvio išėjimo pluošte. Legendoje pažymėtos pirmosios ir antrosios stiprinimo pakopų geometrijos.



2.17 pav.: Optimizuoto OPCPA sistemos užkrato generatoriaus (a) spektro erdvinis pasiskirstymas; (b) erdvinis pluošto profilis

880 nm atitinka <1.7 optinio ciklo. Nors pradinis šios posistemės vystymo tikslas buvo sukurti užkrato šaltinį didelės energijos OPCPA sistemai, šis šaltinis jau ir pats savaime galėtų tikti generuoti aukštosios harmonikoms dujose. Geriausias sprendimas tokiu atveju būtų impulsą bandyti suspausti čirpuotais veidrodžiais. Darant prielaidą, kad dėl ribotos galimybės tiksliai priderinti čirpuotų veidrodžių parametrus prie reikalingos spektro fazės, pavyktų impulsą suspausti ne tiksliai iki Furjė ribos, o iki 6.5-7fs, tokį suspaustą impulsą fokusuojant į $100\mu\text{m}$ skersmens pluoštą galima tikėtis pasiekti aukštųjų harmonikų generacijai tinkamą $2 \cdot 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ intensyvumą. Kai kuriems taikymams tokio šaltinio impulsų energijos galėtų pakakti, o lyginant su visa OPCPA sistema, fs-NOPA yra daug kompaktiškesnė ir paprastesnė.



2.18 pav.: a) OPCPA sistemos užkrato generatoriaus išėjimo spektras; b) šį spektrą atitinkantis spektriškai ribotas impulsas

2.2. Signalinio impulso spektrinės fazės valdymas didelės galios OPCPA sistemoje

Šiame skyrelyje bus aptarti skaičiavimai ir metodai, kurie buvo panaudoti, siekiant impulsą, kurio spektro plotis atitinka $<8\text{fs}$, išplėsti iki trukmės, artimos kaupinimo impulso trukmei (70ps), o po to suspausti atgal iki spektro ribotos trukmės. Keleto optinių ciklų impulsai yra labai jautrūs spektro fazės iškraipymams, todėl buvo reikalinga imtis specifinių priemonių dispersijai valdyti - naudoti plėstuvą, kurio dispersiją galima pakankamai tiksliai priderinti prie spaustuvo dispersijos, bei akustooptinį moduliatorių, kuriuo panaikinami neišvengiami neatitikimai. Taip pat bus aptarta, kaip, taikant chirpscan metodą, paprastai ir patikimai galima charakterizuoti impulso spektrinę fazę dviem svarbiais atvejais: kai impulsas yra išplitęs ir jo trukmė spektru ribotąją trukmę viršija daugelį kartų, ir kada impulso trukmė yra artima spektru ribotajai trukmei.

2.2.1. Neigiamai čirpuotų impulsų stiprinimo dispersijos valdymo schema

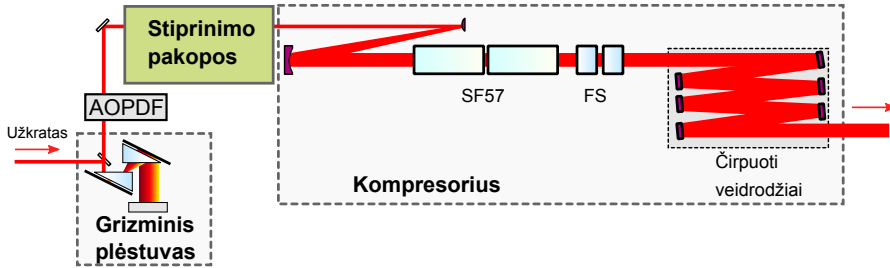
Labiausiai paplitęs lazerinėse sistemose dispersijos valdymo būdas - impulsų išplėtimas gardeliniu plėstuvu ir suspaudimas gardeliniu spaustuvu - šioje sistemoje neparankus dėl keleto priežasčių. Visų pirma, šiuo metu nėra įmanoma gauti holografinių ar dielektrinių difracinių gardelių, kurios atspindėtų reikalingo pločio spektrą su pakankamai geru efektyvumu, todėl tektų naudoti raižytas difracines gardeles su metalo danga. Antra, dėl didelės vidutinės galios būtų didelė tikimybė jei ne pažeisti, tai bent jau dėl šiluminio poveikio deformuoti difracines gardeles su metalinėmis dangomis. Trečia, dėl didelio intensyvumo ir vidutinės galios, gardelės turėtų būti labai didelės apertūros, tačiau dėl plataus impulso spektro jas reikėtų statyti sąlygiškai mažu atstumu vieną nuo kitos arba smarkiai nutolti nuo Littrow kampo, kas vėlgi kenkia efektyvumui. Galiausiai, nors atspindinčių difracinių gardelių pagrindu sukurti impulsų spaustuvai gerai veikia Ti:safyro lazerinėse sistemose [107], bandant taikyti tokią schemą su ženkiai platesnio spektro impulsais, gardelinio kompresoriaus efektyvumas, tikėtina, siektų vos 50-60% [28].

Siekiant išvengti aukščiau paminėtų standartinės dispersijos valdymo schemas trūkumų, buvo pasirinkta naudoti DCPA (angl. down-chirped pulse amplification) schemą [108]. Šioje sistemoje procesas vyksta atvirkščiai: impulsas pirma yra išplečiamas neigiamos dispersijos plėstuvu, o impulso spūda atliekama tiesiog stiklo blokuose. Siekiant išvengti nepageidaujamo fazės moduliavimo dėl didelio intensyvumo spinduliuotės sklidimo per stiklą, paskutinis spūdos etapas gali būti realizuojamas naudojant teigiamos dispersijos čirpuotus veidrodžius.

Disertacinio darbo metu iš viso teko dirbti su trimis OPCPA sistemomis: 10 Hz lempiniu lazeriu kaupinama sistema VU Fizikos fakultete (**I** publikacija); 1 kHz, ≈ 60 mJ diodinio kaupinimo Nd:YAG lazeriu kaupinama OPCPA sistema VU LTC atviros prieigos lazeriniame centre „NAGLIS“ (užkrato generatorius aprašytas **II** publikacijoje), ir itin didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistema (**V** publikacija), kuri Vilniuje buvo gaminama Vengrijos lazerių centro ELI-ALPS užsakymu. Visose šiose sistemose taikyti impulsų plėtimo prieš stiprinimą ir suspaudimo po stiprinimo metodai labai panašūs. Dėl konkretumo pateikiami parametrai atitiks didžiausios galios sistemą, bet skirtumai tarp sistemų buvo neesminiai.

Dispersijos valdymo schema pavaizduota 2.19 pav. Impulso plėtimas atliekamas grizminiu plėstuvu. Akustooptiniu programuojamu dispersiniu filtru („Dazzler“, Fastlite, Prancūzija) atliekamos aukštesniųjų dispersijos eilių korekcijos. Po stiprinimo, pluoštas veidrodiniu teleskopu išplečiamas iki ≈ 75 mm skersmens. Toks skersmuo reikalingas, kad pluoštui sklindant ilgą atstumą per stiklus, būtų išvengta didelių netiesinių efektų. Tačiau ir to negana, nes impul-

sui artėjant prie spektru ribotos trukmės, intensyvumas net ≈ 75 mm skersmens pluošte viršija 100 GW/cm^2 . Taigi, į kompresorių patenkančio impulso spektro fazė parenkama taip, kad impulsas stikluose susispaustų ne iki minimalios trukmės, o iki kelių šimtų fs. Paskutinis spūdos etapas, kuriame didžiausias intensyvumas, atliekamas teigiamos dispersijos čirpuotais veidrodžiais, kurie, dėl itin plono su medžiaga sąveikaujančio medžiagos sluoksnio, netiesiškumą iš esmės neįneša.



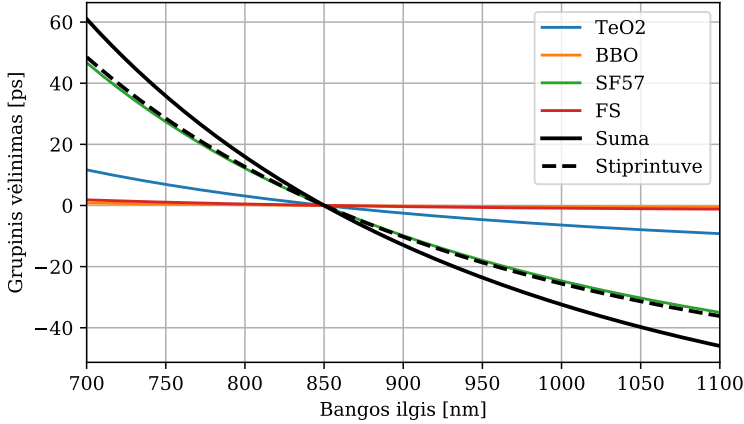
2.19 pav.: Principinė dispersijos valdymo sistemos schema

Vienas aptartos dispersijos valdymo schemos skirtumas nuo įprastesnių CPA schemų yra tas, kad impulsų spaustuve derinamos dispersijos elementų visiškai nėra. Standartiškai Ti:safyro lazeriuose impulsų spūda optimizuojama derinant kompresorių, kuris yra paskutinis sistemos elementas. Tuo tarpu DCPA schemoje kompresoriaus dispersija yra fiksuota (neskaitant nežymių dispersijos pokyčių, galinčių atsirasti pasukant kompresoriaus stiklus arba čirpuotus veidrodžius), taigi, impulsų spūdą optimizuoti galima vieninteliu būdu - derinant plėstuvą taip, kad jo įnešama dispersija tiksliai atitiktų fiksuotą kompresoriaus dispersiją (tik su priešingu ženklu).

Akivaizdu, kad norint pritaikyti plėstuvą prie kompresoriaus, pirmiausia reikia žinoti kompresoriaus (ir kitų sistemos elementų, esančių už plėstuvo - akustooptinio filtro kristalo bei stiprinimo kristalų) dispersiją. Šią suskaičiuoti nesunku, remiantis Sellmeier formulėmis naudojamoms medžiagoms [109–112]. Grupinis vėlinimas, apskaičiuotas atskiriems sistemos elementams, pavaizduotas 2.20 pav. Atkreiptinas dėmesys, kad, siekiant, jog stiprinimo kristaluose tarp kraštinių spektrinių komponentų grupinių vėlinimų skirtumas būtų $\approx 80\text{ps}$, plėstuvą reikia derinti didesnei dispersijai, nes dėl didelės akustooptinio filtro kristalo (45 mm TeO_2), esančio prieš stiprinimo pakopas, dispersijos, impulsas iš dalies susispaudžia prieš pasiekdamas stiprinimo kristalus.

Dažnai sprendžiant impulsų plėtros-spūdos uždavinius, verta impulso spektrinę fazę analizuoti skleidžiant Teiloro eilute:

$$\phi(\omega) \approx \phi(\omega_0) + \frac{1}{1!} \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \Omega + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \Omega^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \Omega^3 + \frac{1}{4!} \left. \frac{d^4\phi}{d\omega^4} \right|_{\omega=\omega_0} \Omega^4 + \dots \quad (2.4)$$



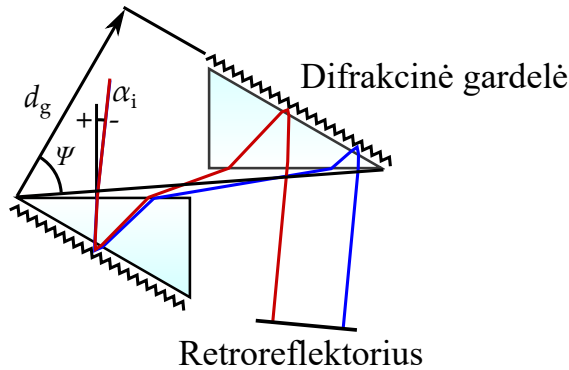
2.20 pav.: Grupinio vėlinimo sistemos elementuose priklausomybė nuo bangos ilgio

Šioje lygtyje spektrinės fazės išvestinės vadinamos (iš eilės) grupiniu vėlinimu (group delay, GD), grupinių vėlinimų dispersija (group delay dispersion, GDD), trečiosios eilės dispersija (third order dispersion, TOD), ketvirtosios eilės dispersija (fourth order dispersion, FOD) ir t.t. Taigi, kompresoriaus dispersiją charakteruosime skleidinio koeficientais. Nagrinėjant plataus spektro ultratrumposius impulsus, svarbūs skleidinio nariai bent jau iki ketvirtojo laipsnio. Centrinis dažnis ω_0 skleidinyje parinktas atitinkantis lazerio impulsui, kurio spektro maksimumas yra ties 800 nm. Nulinės ir pirmosios eilės nariai (2.4) lygtyje lemia tik viso impulso poslinkį laike, todėl analizę pradedame nuo ϕ'' . Suminės sistemos elementų dispersijos koeficientai pateikti 2.1 lentelėje.

2.1 lentelė: Sistemos elementų dispersijos koeficientai

GDD	TOD	FOD	FiOD
$109.7 \cdot 10^3 \text{ fs}^2$	$75.1 \cdot 10^3 \text{ fs}^3$	$16.8 \cdot 10^3 \text{ fs}^4$	$57.2 \cdot 10^3 \text{ fs}^5$

Pagrindinio neigiamos dispersijos elemento schemoje - grizminio plėstuvo [113, 114] - schema pavaizduota 2.21 pav. Įeinančiam pluoštui lūžtant prizmėse bei difraguojant nuo gardelių, pasiekiamą situacija, kai prietaise trumpabangėms spektro komponentėms sudaromas trumpesnis optinis kelias negu ilgabangėms komponentėms, t.y., gaunama efektyviai neigiama grupinių greičių dispersija. Tokios schemos įnešamą dispersiją suskaičiuoti palyginus nesunku pasinaudojant paprastomis, tačiau kiek griežtesnėmis geometrinės optikos formulėmis [115]. Toliau pateiksime pagrindinių šios schemos dispersinių savybių analizę.

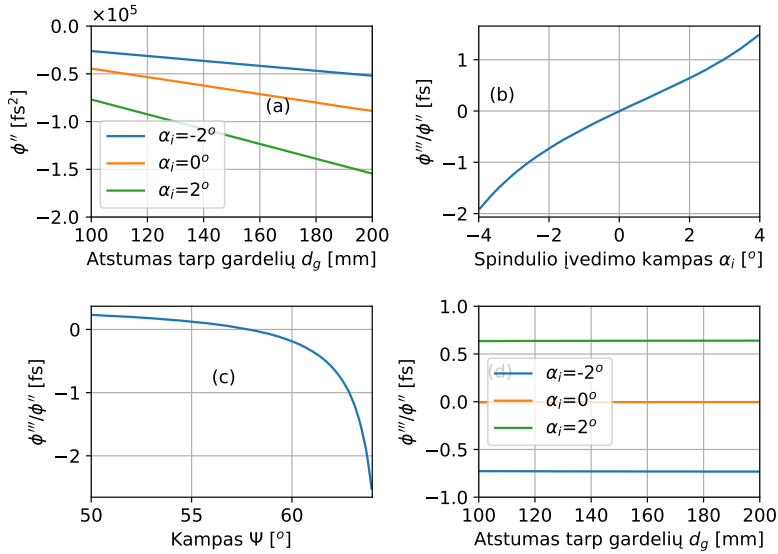


2.21 pav.: Grizminio plėstuvo schema. Pažymėti geometriniai parametrai: d_g – atstumas tarp gardelių, α_i – spindulio įvedimo kampas (atkreipkite dėmesį į susitarimą dėl α_i ženklo), Ψ – antrosios prizmės viršūnės kampinė koordinatė

Plėstuvus nagrinėjamas remiantis geometrinės optikos artiniu. Grizminio plėstuvo dispersijos parametrus lemia optinių komponentų savybės (prizmių stiklo rūšis, viršūnės kampas, gardelių konstantos) ir geometriniai parametrai. Modeliavimas atliktas tokiai plėstuvo konfigūracijai: prizmių viršūnės kampas 19 laipsnių, stiklo rūšis – SF11; gardelių rėžių tankis 300 rėžių/mm, tarpelis tarp prizmės ir gardelės 1mm. Kur nepamirėta kitaip, geometriniai parametrai tokie: atstumas tarp gardelių $d_g = 150$ mm, spindulio įvedimo kampas $\alpha_i = 0^\circ$, antrosios prizmės kampinė koordinatė $\Psi = 57.9^\circ$.

2.22(a) paveiksle parodyta ϕ'' priklausomybė nuo atstumo tarp gardelių d_g , esant keliems kritimo kampams α_i . Paveikslas atskleidžia keletą svarbių grizmių sistemos privalumų. Pirma, grizminis plėstuvus gali kompensuoti gana didelį kiekį teigiamos GDD likdamas kompaktiškas. Antra, GDD kiekis priklauso nuo atstumo tarp gardelių beveik tiesiškai. Trečia, skirtingais kampais įvedant spindulį, net ir iš tokiu pačiu būdu išdėstytų grizmių galima gauti stipriai besiskiriančio masto dispersiją. Ypatinga grizminio plėstuvo savybė – trečiosios eilės dispersijos kiekis ir netgi ženklas gali būti parinkti iš esmės nepriklausomai nuo antrosios eilės dispersijos. Tuo grizmių pora skiriasi nuo gardelių poros ir prizmių poros (gardelėms visada $\phi''' > 0$, prizmėms NIR diapazone visada $\phi''' < 0$). 2.22(b)-2.22(d) paveiksluose parodytos trečiosios ir antrosios eilės dispersijų santykio TOD/GDD priklausomybės nuo spindulio kritimo kampo α_i , antrosios prizmės viršūnės kampinės koordinatės Ψ ir atstumo tarp gardelių d_g . 2.22(b) ir 2.22(c) paveiksluose matoma, kad TOD/GDD kinta plačiose ribose ir keičia ženklą. Kaip matoma paveiksluose, santykis TOD/GDD jautrus kritimo kampo pokyčiams, mažiau jautrus antrosios prizmės padėčiai ir beveik nepriklauso nuo atstumo tarp gardelių. Ši grizmių savybė labai patogi, nes leidžia paprastai kompensuoti laisvai pasirinktus kiekius antrosios ir trečiosios eilės dispersijų. Tai atliekama parenkant α_i ir Ψ norimai TOD/GDD vertei, o

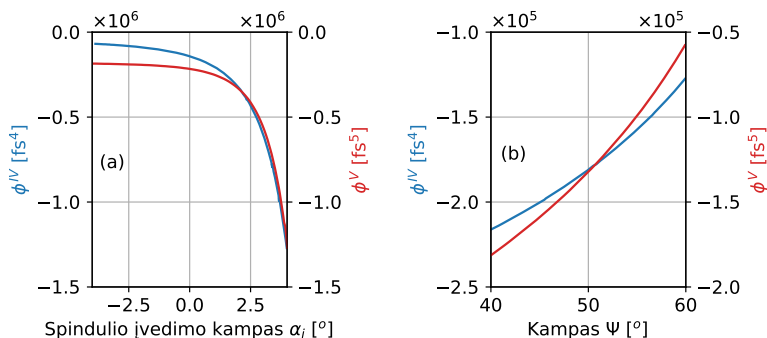
po to surandant atstumą, kuris atitiktų norimam GDD kiekiui.



2.22 pav.: Grizminio plėstuvo įnešamos dispersijos parametrai. (a) GDD priklausomybė nuo atstumo tarp gardelių; (b-d) TOD/GDD santykio priklausomybė nuo, atitinkamai, spindulio įvedimo kampo; antrosios prizmės kampinės koordinatės; atstumo tarp gardelių

Dirbant su itin plataus spektro impulsais (< 10 fs) ir dideliais impulsų plėtros-spūdos laipsniais (≈ 9000), reikia atsižvelgti ir į aukštesnių eilių dispersiją. 4 ir 5 eilės dispersijų priklausomybės nuo α_i ir Ψ vaizduojamos 2.23 pav. Kitaip nei 3 eilės dispersiją, 4 ir 5 eilės dispersijas suvaldyti nėra paprasčia. Jų ženklai neigiami visoje eksperimentiškai prieinamų grizmių parametru aibėje, o moduliai panašūs į daugelio metrų stiklo įnešamas vertes. Taigi vien grizmėmis pilnai kompensuoti plataus spektro impulso dispersijos nepavyktų: suderinus grizmes taip, kad būtų kompensuojamos svarbiausios - 2 ir 3 eilės - dispersijos, liktų daug nekompensuotos aukštesnių eilių dispersijos, dėl kurios išvadiniai impulsai būtų labai prastos kokybės.

Vienas efektyviausių šiuo metu žinomų būdų kompensuoti aukštesniųjų eilių dispersiją - programuojami akustooptiniai dispersiniai filtrai [116]. Tokio filtro optinę dalį sudaro dvejetainis kristalas, prie kurio pritvirtintas pjezoelektrinis elementas, virpinantis kristalą dešimčių MHz eilės dažniais. Kontroluojant pjezoelektrinio elemento vibracijas, kristale sukuriama valdomos formos akustinė banga. Šiai bangai sąveikaujant su optiniu signalu, į filtrą kritusios tiesiškai poliarizuotos optinės spinduliuotės poliarizacija gali būti pasukta (pvz., spinduliuotė iš kristalo o ašies perkelta į kristalo e ašį). Parinkus tinkamus akustinės bangos dažnius ir akustinės bangos formą, galima pasiekti, jog pasirinkto ban-

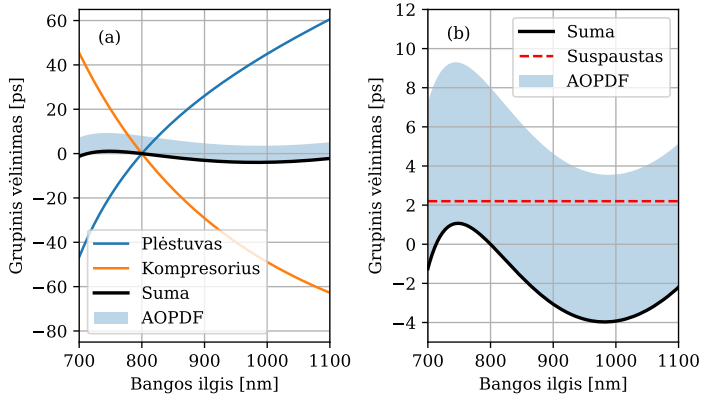


2.23 pav.: Grizminio plėstuvo įnešamos aukštų eilių dispersijos parametrai. (a) 4 ir 5 eilių dispersijos priklausomybės nuo spindulio įvedimo kampo; (b) 4 ir 5 eilių dispersijos priklausomybės nuo antrosios prizmės kampinės koordinatės

gos ilgio spinduliuotė iš o poliarizacijos į e poliarizaciją būtų paversta norimame kristalo taške. Tokiu būdu grupinį vėlinimą, kurį akustooptinis filtras įneša ties kiekvienu bangos ilgiu, iš esmės galima laisvai pasirinkti beveik visame intervale tarp naudojamo kristalo grupinio vėlinimo o ašyje ir e ašyje (kuris priklauso nuo kristalo išpjovimo kampo).

Optimizavus plėstuvo geometrinius parametrus, atsižvelgiant į 2.22 ir 2.23 pav. parodytus dėsningumus, galima pasiekti, jog plėstuvo ir kompresoriaus (bei visų kitų sistemos elementų) aukštesnių eilių dispersijos neatitikimus akustooptiniu filtru būtų galima kompensuoti pilnai. Spektrinių komponentių grupiniai vėlinimai tokiu atveju pavaizduoti 2.24 pav. 2.24(a) paveiksle parodytas visas grizminio plėstuvo ir kitų dispersinių sistemos elementų mastas. 2.24(b) smulkesnėje skalėje pavaizduotas nekompensuotos dispersijos likutis.

Visos dispersijos valdymo sistemos pagrindinis tikslas - užtikrinti, kad sistemos išėjime impulsas būtų suspaustas. 2.24 pav. tokią situaciją atitiktų plokščia grupinio vėlinio linija, t.y., vienodas grupinis vėlinimas visoms spektro komponentėms. 2.24(b) pav. matyti, kad tokią situaciją pasiekti išties galima - per visą mus dominantį spektro ruožą galima išvesti plokščią liniją, kuri visa patenka į AOPDF kontroliuojamą grupinių vėlinimų diapazoną. Mažą to, grupinių vėlinimų intervalo sritis, per kurią tokias linijas galima vesti, yra netgi ganėtinai plati. Taigi, galima tikėtis, jog bent apytiksliai teisingai suderinus grizminį plėstuvą, impulso spūdą optimizuoti bus galima tiesiog teisingai parinkus AOPDF dispersijos parametrus. Tolimesniame skyrelyje kaip tik ir aptarsime, kaip tai padaryti.



2.24 pav.: (a) Plėstuvo ir visų kitų sistemos elementų dispersijų suma (b) Visų dispersijos elementų vėlinimų suma ir AOPDF kompensavimo diapazonas smulkesnėje skalėje. Melsva užtušuota sritis žymi AOPDF prieinamą grupinių vėlinimų diapazoną. Raudona brūkšninė linija pažymi, kad derinant AOPDF galima suspausti impulsą - t.y. pasiekti, jog sistemos išėjime grupinis vėlinimas visoms spektrinėms komponentėms būtų vienodas

2.2.2. Chirpscan metodo taikymas impulsų, kurių trukmė ženkliai viršija spektru ribotąją trukmę, spektro fazei charakterizuoti

Norint teisingame kontekste parodyti chirpscan metodo svarbą, reikia paminėti, kad dauguma labiau tradicinių impulsų charakterizavimo metodų, tokių kaip antrosios harmonikos FROG arba SPIDER matavimai, su stipriai čirpuotais impulsais (TBP»5) praktikoje veikia prastai arba yra išvis nepritaikomi. Tuo tarpu dėl didelio spektro fazės valdymo tikslumo, reikalingo norint suspausti keleto optinių ciklų impulsus, galimybė charakterizuoti impulsų, esančių toli nuo suspaudimo, spektro fazę, yra labai reikalinga. Iš pradžių trumpai aptarsime veiksnius, lemiančius FROG ir SPIDER metodų ribotumą dirbant su nesuspauštais impulsais, o po to palyginsime juos su chirpscan metodika.

Antrosios harmonikos FROG atveju, vienas pagrindinių faktorių yra sparčiai augantis duomenų masyvo dydis, o kartu - matavimo bei duomenų apdorojimo laikas. Taikant daugumą jau standartais tapusių FROG duomenų interpretavimo algoritmų variantų, reikalingas FROG matavimo laikinis žingsnis Δt surištas ne su matuojamo impulso trukme, o būtent su spektro pločiu $\Delta\nu$ Furjė transformacijos sąryšiu $\Delta t \propto 1/\Delta\nu$. Iš esmės tai reiškia, kad, nepriklausomai nuo to, kokia yra impulso trukmė, FROG matavimo laikinis žingsnelis turi būti artimas žingsneliui, reikalingam matuojant (beveik) suspaustą impulsą. Jei tipiškai beveik suspaustam ne visai glotnios formos impulsui pamatuoti reikalinga surinkti antrosios harmonikos spektrus 64-128 vėlinimo linijos padėtyse,

impulsui, kurio trukmė spektru ribotą trukmę viršija, pvz., 100 kartų, reikėtų surinkti 6400-12800 antrosios harmonikos spektrų. Atsižvelgiant į tipiškus FROG matavimų schemų veikimo greičius, vien pats matavimas tokiu atveju galėtų užtrukti virš valandos. Nors matavimo schemą būtų galima optimizuoti kiek greitesniam veikimui, rimtesnė problema yra FROG skaičiavimų laikas. Visiškai paprasto impulso atkūrimo iš FROG matavimo (64x64 taškų tinklelis) duomenų laikas siekia keletą sekundžių. FROG skaičiavimų laikas proporcingas $N^2 \ln N$, todėl tokio matavimo atkūrimas standartiniais metodais galėtų užtrukti apie parą. Akivaizdu, kad kasdieniam sistemos optimizavimui toks metodas visiškai netinkamas.

SPIDER metodas pajėgumais matuoti stipriai čirpuotus impulsus taip pat pasigirti negali. Nors SPIDER matavimas iš pirmo žvilgsnio gali atrodyti perspektyviau, nes iš principo yra vienašūvis ir viendimensinis (matuojami tik du spektrai), todėl išvengia didelių duomenų kiekių, be to, SPIDER matavimo duomenys apdorojami tiesioginiu skaičiavimu, o ne iteratyviu algoritmu, galimybės SPIDER metodu matuoti čirpuotus impulsus yra dar menkesnės nei FROG. SPIDER matuojamas čirpas tiesiogiai susijęs su matavime naudojamu spektrometro skyra. Norint pamatuoti impulsą, kurio $TBP > 20$, reikėtų nepraktiškai aukštos skyros spektrometro.

Chirpscan metodu galima apytikriai (kai kuriais atvejais ir tiksliai) charakterizuoti plataus spektro impulsų spektrinę fazę net ir tada, kai impulsai yra toli nuo suspaudimo. Kaip ir FROG atveju, eksperimente stebimas parametras - matuojamo impulso antrosios harmonikos spektras, tačiau užuot padalinus pluoštą į dvi dalis ir keitus vėlinimą tarp impulsų dviejuose pluoštuose, chirpscan matavimui į spindulį yra įdedamas spektro fazės modulatorius, ir fiksuojama antrosios harmonikos priklausomybė nuo spektro fazės moduliacijos. Vienas iš metodo privalumų - tai, jog matavimą atlikti galima su iš esmės bet kokios rūšies spektro fazės modulatoriumi, jei tik modulatorius pasižymi tolydžiai derinamu dispersijos parametru. Pavyzdžiui, yra pademonstruotas kelių dešimčių fs trukmės impulso charakterizavimas matuojant impulso antrosios harmonikos spektro priklausomybę nuo lazerinės sistemos kompresoriaus padėties [117], o keleto optinių ciklų impulsams gerai tinka d-scan metodas, kuriame matuojama antrosios harmonikos spektro priklausomybė nuo į pluoštą įkištų stiklo pleištukų padėties [118].

Chirpscan metodo esmė remiasi tuo, kad, impulsui esant faziškai moduliuotam, efektyviausiai netiesiniuose procesuose dalyvaus tos spektrinės komponentės, ties kuriomis $\varphi(\omega)'' = 0$, t.y., tos komponentės, kurių aplinkoje fazinės moduliacijos nėra [119,120]. Turint galimybę tolydžiai ar bent diskretiškai skenuoti $\varphi(\omega)''$ ir ties kiekviena verte registruoti spektrą impulso, sugeneruoto kokiam nors netiesiniame procese, pavyzdžiui, per antrosios harmonikos generaciją, ir surandant $\varphi_{M,i}(2\omega)''$ vertę, ties kuria dažninės komponentės ω_i generuojamos antros harmonikos intensyvumas pasiekia maksimumą, tiesiogiai

nustatoma $\varphi(\omega_i)''$ vertė: $\varphi(\omega_i)'' = -\varphi_{M,i}$. Žinant $\varphi(\omega_i)''$, sužinoti mus dominančią $\varphi(\omega)$ labai lengva - tereikia du kartus suintegruoti $\varphi(\omega)''$.

Tarkime, kad matuojamo impulso kompleksinis spektras $\tilde{E}(\omega)$ aprašomas funkcija

$$\tilde{E}(\omega) = A(\omega) \cdot \exp[-i\varphi(\omega)] \quad (2.5)$$

kur $A(\omega)$ - spektro amplitudė, o $\varphi(\omega)$ - spektro fazė. Chirpscan matavimo metu fazės modulatoriumi prie impulso fazės pridedama papildoma funkcija $\phi_{mod}(\omega)$. Lengviausiai interpretuojamu (ir mums aktualiausiu) atveju, kai spektro fazė moduliuojama pridedant kvadratinės funkcijas, kuriose grupinių vėlinimų dispersijos koeficientą pažymėsime G , $\phi_{mod}(\omega) = \frac{G}{2}\omega^2$, ir impulso kompleksinis spektro išraiška bus tokia:

$$\tilde{E}(\omega, G) = A(\omega) \cdot \exp\left[-i\left(\varphi(\omega) + \frac{G}{2}\omega^2\right)\right] \quad (2.6)$$

Jei yra žinomas impulso elektrinio lauko kitimas laike $E(t)$, chirpscan pėdsaką patogu aprašyti tokia formule:

$$I_{SHG}(\omega, G) = \left| \mathfrak{F} \left\{ \left(\mathfrak{F}^{-1} \left[\mathfrak{F} [E(t)] \cdot \exp\left(-i\frac{G}{2}\omega^2\right) \right] \right)^2 \right\} \right|^2 \quad (2.7)$$

Čia \mathfrak{F} ir \mathfrak{F}^{-1} žymi atitinkamai tiesioginę ir atvirkštinę Furjė transformaciją. Yra parodyta, kad toks pėdsakas abipus vienareikšmiškai susietas su jį generuojančiu impulsu, t.y., bet kokia galima impulso forma turi unikalų chirpscan pėdsaką [117]. Remiantis (2.7), žinomos formos impulsui apskaičiuoti chirpscan pėdsaką nesunku, tačiau jei visada žinotume $E(t)$, toks skaičiavimas net nebūtų aktualus. Daug naudingiau būtų apskaičiuoti $E(t)$, žinant $I_{SHG}(\omega, G)$, tačiau dėl matematinės išraiškos sudėtingumo to analiziškai padaryti neįmanoma.

Kita vertus, tokiu metodu pamatuotas priklausomybes $I_{SHG}(\omega, \varphi'')$ lengva interpretuoti intuityviai: pagal gaunamą pėdsako formą galima tiesiog iš akies nustatyti dominuojančią dispersijos eilę ir ženklą [117]. 2.25 pav. pateikiami pavyzdžiai pagal (2.7) skaitmeniškai sugeneruotų chirpscan duomenų masyvų keletui impulsų su žinomais spektro fazės iškraipymais, kurie pateikiami 2.2 lentelėje. Daugeliu atvejų vos pažiūrėjus į chirpscan pėdsaką išsyk galima įsivaizduoti $\varphi(\omega)''$ formą: nesant fazinės moduliacijos, maksimumų linija yra tiesi (a); kai fazinė moduliacija kvadratinė, visas pėdsakas nesikeičia, tik pasislenka GDD ašies kryptimi (b); kubinė fazinė moduliacija matoma kaip tiesės formos pokrypis (c) variante (neatrodo visiškai tiesus dėl netiesinio bangos ilgių ir dažnių skalių sąryšio); ketvirtosios eilės dispersija matoma kaip parabolė (d), o penktosios eilės dispersija - kaip kubinė kreivė (f). 2.25(g) pav. pateikiamą sinusinės fazinės moduliacijos atvejį aptarsime kiek vėliau. 2.25 pav. taip pat parodytas pėdsakas impulso, paveikto antrosios, trečiosios, ketvirtosios ir penktosios eilių dispersijos (f) variantas, taip pat parodyta moduluoto impulso

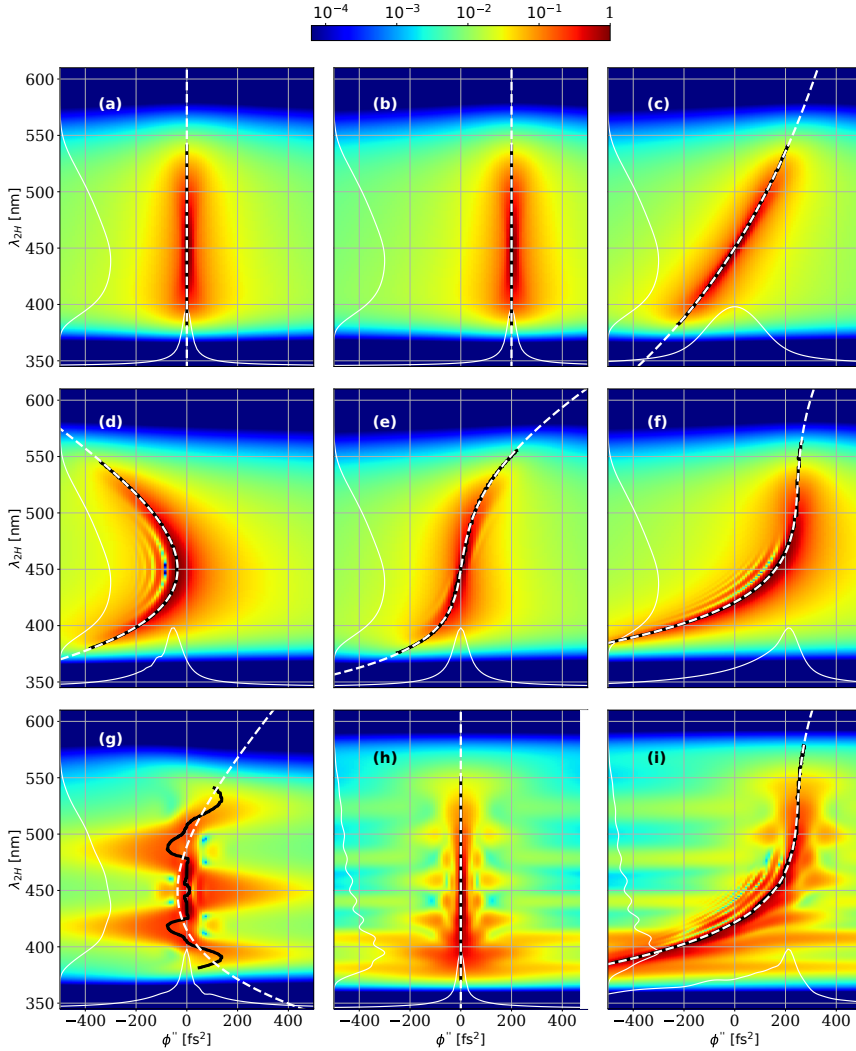
2.2 lentelė: Chirpscan modelių (2.25 pav.) dispersijos koeficientai

	Nustatyti modelyje				Apskaičiuoti			
	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	FiOD [fs ⁵]	GDD [fs ²]	TOD [fs ³]	FOD [fs ⁴]	FiOD [fs ⁵]
(a)	0				0			
(b)	-200				-200	0	0	
(c)		600			0	599	5	
(d)			5000		38	5	4557	
(e)				20000	0	152	26	15053
(f)	-200	600	5000	20000	-161	731	4492	15457
(g)	-				-			
(h)	0				0			
(i)	-200	600	5000	20000	-155	750	4406	14597

spektro įtaka pėdsako formai, kai impulsas yra spektru ribotas (2.25(h)) arba yra faziškai moduluotas įvairių eilių dispersija, kaip ir 2.25(f). 2.2 lentelėje matyti, kad visais atvejais - nežiūrint sudėtingos spektro formos - išskyrus 2.25(g), fazinės moduliacijos koeficientai gerai sutampa su modelyje nustatytaisiais.

Tokie matavimai ypač naudingi tik pradėdant optimizuoti impulsų spūda OPCPA sistemoje, kurioje impulsai plečiami palyginus daug. Dėl didelio grizminio plėstuvo jautrumo geometriniams parametrams, kurių kai kuriuos nelengva tiksliai išmatuoti, bei nedidelio, bet visgi egzistuojančio didelių stiklo blokų lūžio rodiklio neapibrėžtumo, praktiškai neįtikėtina, jog grizminį plėstuvą būtų įmanoma teisingai sukonfigūruoti remiantis vien teoriniais skaičiavimais. Chirpscan matavimai efektyviai padeda charakterizuoti impulsų spektro fazės iškraipymus net tada, kai jie būna gan dideli - per dideli charakterizuoti kitais būdais.

Visgi ši paprasta chirpscan matavimų interpretacija nėra iki galo teisinga. Kaip matyti lyginant 2.25 pav. ir 2.2 lentelės, linijos, vedamos per intensyvumo maksimumus ties kiekvienu bangos ilgiu, tiksliai sutampa su $\varphi(\omega)''$ tik tada, kai fazinė moduliacija yra kvadratinė arba kubinė (a-c variantai). Nors kokybinis panašumas išlieka ir esant aukštesnių polinominių eilių fazinei moduliacijai, aproksimuojami dispersijos koeficientai nebeatitinka tiksliai (d-f variantai). Nors faktas, jog matavimą ir spektro fazės taisymą kartojant keletą kartų aukštesnių eilių dispersijos įtaka nyskta, leidžia tikėtis metodą panaudoti jei ne pilnam spektro fazės charakterizavimui ir kompensavimui vienu matavimu, tai bent jau manyti, kad impulsą bus galima suspausti po keleto iteracijų, blogiau yra tuo atveju, jei fazinė moduliacija yra osciliuojanti, kaip 2.25(g) pav.: ryšys tarp intensyvumo maksimumų ir fazinės moduliacijos pasi-



2.25 pav.: Apskaičiuoti chirpscan paveikslai esant įvairiems spektro fazės iškraipymams. Logaritminė spalvų skalė koduoja antrosios harmonikos signalo intensyvumą. (a)-(g): plokščios viršūnės spektro impulsams; (h)-(i): moduluoto spektro impulsams. Spektro fazės iškraipymai kiekvienu atveju aprašyti lentelėje. Juodos ištisinės linijos žymi maksimumų padėtis. Baltos brūkšninės linijos žymi juodų linijų aproksimaciją polinomine kreive. Plonos baltos ištisinės linijos žymi paveikslų integralus per atitinkamas ašis.

daro išvis nebeaiškus. Be to, rezultatams turi įtakos ir spektrinio intensyvumo forma. Yra pasiūlyta būdų, kaip su šiais netikslumais tvarkytis, pvz., ribojant matavimo dažnių juostą [121], tačiau net ir šie metodai situaciją pagerina tik iš dalies.

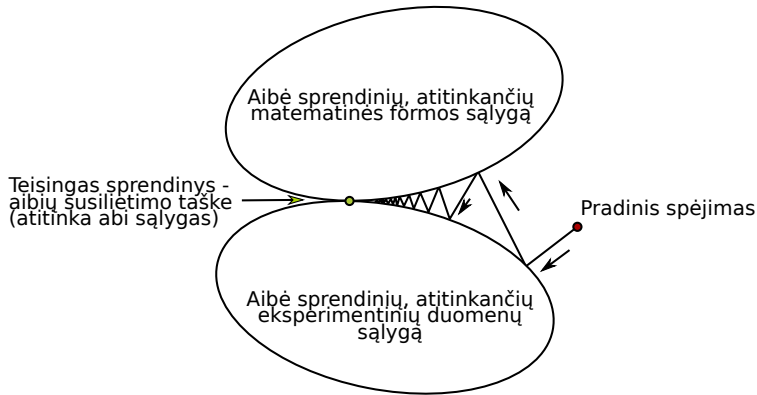
Atsižvelgiant į minėtus paprastos chirpscan metodo interpretacijos ribotumus, buvo nuspręsta mūsų OPCPA sistemoje naudoti chirpscan matavimą dviem būdais: kol impulsas yra stipriai nesuspaustas ir dominuoja žemesnių eilių dispersija, pirmiausia ji taisoma keletu šiame skyrelyje aprašyto metodo iteracijų. Neblogai ištaisius žemesnių eilių dispersiją, reikia taikyti specialiai šiam darbui sukurtą chirpscan duomenų interpretavimo algoritmą, kuris iš tų pačių matavimo duomenų atkuria pilną impulso spektro ir spektrinės fazės formą, nesiremdamas polinominėmis fazės aproksimacijomis. Svarbi motyvacija šio algoritmo kūrimui buvo ta, jog mūsų sistemoje naudojami plačiajuosčiai dielektriniai čirpuoti veidrodžiai - yra plačiai žinoma, kad tokie veidrodžiai įneša osciliuojančios formos fazinę moduliaciją, su kuria paprastasis chirpscan metodas akivaizdžiai nesusitvarko. Specialaus algoritmo veikimas aprašomas tolimesniame skyrelyje.

2.2.3. Chirpscan metodo taikymas beveik suspaustiems impulsams charakterizuoti

Svarbi darbo dalis buvo algoritmo, skirto iš chirpscan pėdsako be aproksimacijų atstatyti impulsą, realizavimas. Kaip minėta, chirpscan pėdsake yra visa informacija apie impulsą. Tam buvo panaudota apibendrintųjų projekcijų (angl. *generalized projections*) algoritmo idėja, kuri jau seniai naudojama atkuriant impulsus iš FROG tipo matavimų [65]. Uždavinys formuluojamas taip. Turime išmatuotą antrosios harmonikos intensyvumo I_{SH} priklausomybę nuo bangos ilgio λ ir moduluojamo parametro p , t.y., $I_{SH}(\lambda, p)$. FROG tipo matavimų atveju parametras p yra vėlinimas tarp dviejų impulsų autokoreliatoriuje; chirpscan atveju p - fazės modulatoriumi pridėtos dispersijos kiekis. Norime surasti tą pėdsaką sugeneravusio impulso laikinę formą $E(t)$ (dažniausiai formuluojant tokius uždavinius nagrinėjamas ne pats elektrinis laukas, o impulso gaubtinė ir jos fazinė moduliacija - taigi, šiuo atveju $E(t)$ yra kompleksinis dydis). Pažymėjus iš atkurto impulso $E(t)$ sugeneruotą pėdsako elektrinį lauką $E_{sig}(\omega, p)$, impulso atkūrimo teisingumas vertinamas RMS paklaidos tarp išmatuoto pėdsako $I_{SHG}(\omega, p)$ ir atstatyto pėdsako $|E_{sig}(\omega, p)|^2$ parametru K [63]:

$$K = \left\{ \frac{1}{M \cdot N} \sum_{\omega_i} M \sum_{p_i} N \left[I_{SHG}(\omega, p) - |E_{sig}(\omega, p)|^2 \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.8)$$

čia M , N - diskretizacijos tinklelio taškų skaičiai atitinkamai dažnio ir parametro atžvilgiu. Taigi, tikslas - surasti tokią sprendinį $E(t)$, kuris atitiktų



2.26 pav.: Apibendrintųjų projekcijų algoritmo idėjos iliustracija

globalųjį paklaidos K minimumą. Apibendrintųjų projekcijų algoritmas remiasi pastebėjimu, kad teisingas uždavinio sprendinys turi atitikti dvi sąlygas, kurias pavadinsime (1) eksperimentinių duomenų sąlyga ir (2) matematinės formos sąlyga. Eksperimentinių duomenų sąlyga skamba taip: tam, kad matavimas atitiktų eksperimentinius duomenis, $|E_{sig}(\omega, p)|^2 = I_{SH}^{(eksp.)}(\omega, p)$. Svarbu pastebėti, kad eksperimente matuojamame dydyje $I_{SH}(\omega, p)$ nėra fazinės informacijos. Matematinės formos sąlyga reiškia, kad $E_{sig}(\omega, p)$ turi būti galima sugeneruoti iš duoto impulso elektrinio lauko $E(t)$, pasinaudojant tam tikru matematiniais sąryšiu, aprašančiu netiesinį generacijos procesą. Įvairioms FROG matavimo geometrijoms šiuos sąryšius galima rasti [122], o mums aktualiu chirpscan matavimo atveju šis sąryšis yra jau minėta (2.7) lygtis, tik neimant modulio kvadrato:

$$E_{sig}(\omega, p) = \mathfrak{F} \left\{ \left(\mathfrak{F}^{-1} \left[\mathfrak{F} [E(t)] \cdot \exp \left(-i \frac{p}{2} \omega^2 \right) \right] \right)^2 \right\} \quad (2.9)$$

Algoritmo esminė idėja - pradėdant nuo kokio nors pradinio spėjimo (kuris gali būti nors ir atsitiktinių skaičių rinkinys), projektuoti sprendinį į aibę sprendinių, atitinkančių (1) sąlygą; tada projektuoti į aibę sprendinių, atitinkančių (2) sąlygą; vėl į (1) sąlygą; ir t.t. Kadangi tikrasis sprendinys yra tik vienas ir privalo atitikti abi sąlygas, jis yra aibių susilietimo taške. Projektuojant sprendinį tai į vieną, tai į kitą aibę, sprendinys nuolat artėja prie aibių susikirtimo taško. Schematiškai ši situacija pavaizduota 2.26 pav.

Iki šiol neaptarta, kaip būtent vyksta minimos projektavimo operacijos. Projektavimo į duomenų sąlygos aibę operacija atliekama labai paprastai - pakeičiant sprendinio amplitudes eksperimentinėmis vertėmis, o fazes paliekant

tas pačias:

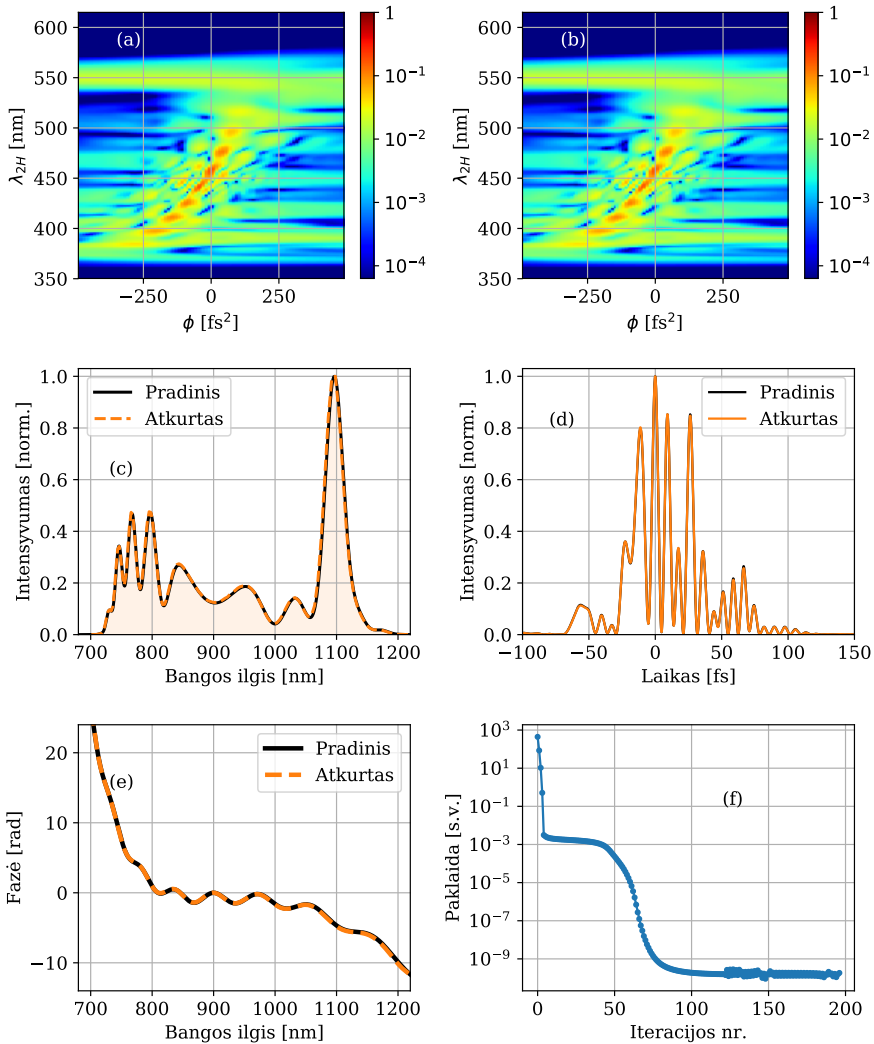
$$E_{sig}(\omega, p)^{(n+1)} = \frac{E_{sig}(\omega, p)^{(n)}}{|E_{sig}(\omega, p)^{(n)}|} \cdot \sqrt{I_{SHG}} \quad (2.10)$$

Yra parodyta, kad tokia operacija iš tiesų yra apibendrinta projekcija, t.y., tai yra trumpiausias kelias pakeisti sprendinį taip, kad jis atitiktų eksperimentinių duomenų sąlygą [123]. Projekcija į matematinės formos sąlygos sprendinių aibę įmanoma tik apytikslė, ir atliekama kiek sudėtingiau. Joje operuojama ir sprendiniu-matrica $E_{sig}(\omega, p)$, ir sprendiniu-impulsu $E(t)$. Visų pirma apibrėžiamas apibendrintas atstumas Z tarp E_{sig} (kuris po projekcijos į duomenų aibę nebeatitinka matematinės formos sąlygos) ir sprendinio-matricos E_{calc} , suskaičiuojamo pagal (2.9) formulę iš sprendinio $E(t)$:

$$Z = \sum_{\omega_i, p_i}^{M, N} |E_{sig} - E_{calc}| \quad (2.11)$$

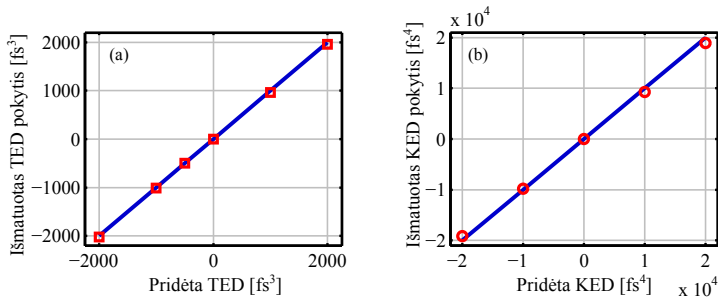
Tolimesnis sprendimo tikslas - pakeisti sprendinį $E(t)$ taip, kad šis atstumas būtų minimizuotas. Tai atliekama skaičiuojant gradientą ζ - dalines išvestines $\frac{\partial Z}{\partial E_{t_i}}$ kiekvienam sprendinio taškui (gradientą) ir iš sprendinio atimant gradientą, padaugintą iš daugiklio d , taip pat parenkamo taip, kad būtų minimizuotas Z . Taip gautas sprendinys $E(t)^{(n+1)} = E(t)^{(n)} - \zeta d$ vėl naudojamas kitoje skaičiavimų iteracijoje. Tipiškai patenkinamas atkurto pėdsako sutapimas su eksperimentiniu pėdsaku pasiekiamas per 50-100 iteracijų. Naudojant ypatingais parametrais nepasižymintį šiuolaikinį nešiojamąjį kompiuterį, impulso, esančio netoli suspaudimo (TBP<3), pėdsako atkūrimas užtrunka keliolika sekundžių. Sudėtingesniais atvejais atkūrimas gali užtrukti keletą minučių, tačiau ir toks laiko tarpas yra visiškai priimtinas, jei impulsas charakterizuojamas patikimai, t.y., jei tokio impulso atstatymo metu apskaičiuotas fazinės moduliacijos charakteristikas ištaisius gaunamas suspaustas impulsas. Siekiant tuo įsitikinti, buvo atlikti keli eksperimentai, kurių rezultatai pateikiami žemiau.

Visų pirma buvo atlikti skaitiniai eksperimentai - sugeneravus chirpscan paveikslų impulsams, pasižymintiems sudėtinga spektro intensyvumo ir spektro fazės moduliacija, bandyta iš tų duomenų atstatyti pradinio impulso charakteristikas. Vieno tokio bandymo rezultatai pavaizduoti 2.27 pav. Matyti, kad net ir esant itin moduliuotam spektrui ir sudėtingai spektrinei fazei, pasižyminčiai ir aukštų eilių dispersijos ir osciliacijų, algoritmo atkurti paveikslai ir impulso bei spektro fazės profiliai neatskiriamai sutampa su įvesties duomenimis. Tai patvirtina ir santykinės paklaidos kitimas bėgant iteracijų skaičiui: po 110 iteracijų, santykinė paklaida tarp algoritmui pateikto paveikslu ir algoritmo atkurto paveikslu pasiekia 10^{-10} . Įsitikinome, kad algoritmas veikia, ir jį galima taikyti realiuose eksperimentuose. Svarbu paminėti, kad siekiant geriausio sutapimo su eksperimentiniais rezultatais, algoritme reikėjo pritaikyti antrosios harmonikos generavimo proceso aprašymo pataisas, detaliam išnagrinėtas [124].



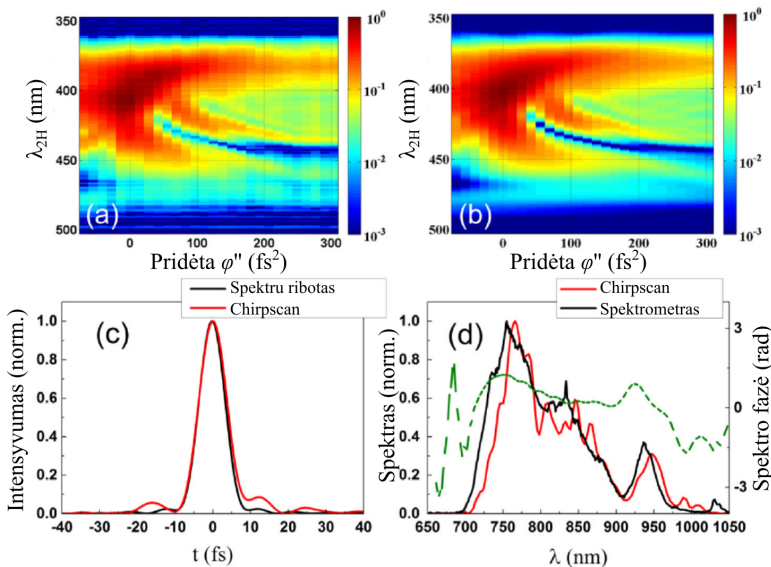
2.27 pav.: Chirpscan atkūrimo skaitinio eksperimento rezultatai. (a),(b): sugeneruotas ir algoritmo atkurtas chirpscan paveikslai; Modelio impulso ir algoritmo atkurto impulso parametrų palyginimai: (c): spektrai; (d): impulso gaubtinės; (e): spektro fazės. (f): santykinės atkūrimo paklaidos mažėjimas vykstant algoritmo iteracijoms

2.28 pav. parodyti rezultatai eksperimento, kurio metu, startuojant nuo suspausto impulso, su AOPDF buvo pritaikoma žinomo dydžio fazinė moduliacija, o po to atkuriant tokių impulsų chirpscan matavimus, nustatomas atitikimas tarp AOPDF nustatytų ir išmatuotų dispersijos koeficientų. Kaip matyti, atitikimas puikus ir 3, ir 4 eilės dispersijoms. Matavimai buvo atlikti su VU LTC OPCPA sistema.



2.28 pav.: Chirpscan būdu atkurtos 3 ir 4 eilių dispersijos koeficientų priklausomybės nuo AOPDF nustatytų dispersijos koeficientų

Eksperimentuojant taip pat paaiškėjo, kad algoritmą nesunkiai galima pritaikyti dirbti ne tik su AOPDF. Vietoj grynos kvadratinės spektro moduliacijos įskaičius BK7 stiklo dispersiją, iš esmės toks pats matavimo būdas ir duomenų apdorojimo algoritmas puikiai tinka matuoti ≈ 10 fs impulsus dispersiją keičiant stiklo pleištukų pora. Tokio matavimo rezultatai pateikiami 2.29 pav. Matyti, kad gerai sutampa ne tik eksperimentinis ir atkurtas chirpscan paveikslai, bet ir iš chirpscan paveikslu atkurta ir kitu spektrometru išmatuota impulso spektro forma.



2.29 pav.: Chirpscan matavimo, kai dispersijai keisti naudojama stiklo pleištukų pora, rezultatai. (a) eksperimentinis chirpscan paveikslas (b) algoritmo atkurtas chirpscan paveikslas (c) Atkurto impulso ($\tau_{FWHM} = 8.5$ fs) formos palyginimas su spektru ribota impulso forma ($\tau_{FWHM} = 7.9$ fs) (d) Atkurtas spektras ir spektro fazė bei palyginimas su nepriklausomai išmatuoti spektru

Šiame skyrelyje aprašyta impulsų charakterizavimo metodika buvo svarbus žingsnis link tolimesniuose skyreliuose aprašomų rezultatų - didelės energijos OPCPA impulsų suspaudimo iki keleto optinių ciklų.

2.3. Didelės smailinės ir vidutinės galios OPCPA sistema

2 skyriuje aprašyti tyrimai buvo skirti spręsti uždavinius, kylančius iš poreikio turėti stabilios CEP, keleto optinių ciklų šaltinį. Tačiau nors metodus įdomu bandyti, visas įdomumas prasideda bandant iš tikrųjų sukonstruoti OPCPA sistemą.

2.3.1. Skirtuminio dažnio generatoriaus ilgalaikis veikimas

Skirtuminio dažnio generatoriaus schema, aprašyta 2.1.1, buvo surinkta ant standartinės montažinės plokštės. Nors tokio mechaninio sprendimo pakako pademonstruoti stabilų veikimą trumpuose laiko intervaluose ir įsitikinti, kad pasyvusis CEP stabilizavimo metodas veikia daug geriau nei aktyvus Yb:KGW osciliatoriaus CEP stabilizavimas, norint šią schemą naudoti kaip didelės ir sudėtingos sistemos užkratą, reikėjo dar didesnio patikimumo. Šiuo tikslu buvo suprojektuotas korpusas, kuris buvo pakankamai mažas montuoti tiesiai ant Yb:KGW lazerio ("Pharos", Light Conversion) kompresoriaus. Tokiu būdu buvo minimizuota keleto veiksmų, galinčių neigiamai paveikti sistemos patikimumą, įtaka:

- realizuotas minimalus įmanomas optinis kelias tarp lazerio išėjimo ir modulio įėjimo - tokiu būdu minimizuojama lazerio spindulio krypties pokyčio įtaka
- minimizuotas optinis kelias pačiame modulyje - sumažinama galimo optinių komponentų laikiklių išsiderinimo įtaka
- modulis kompaktiškas ir beveik sandarus - tokiu būdu jis izoliuotas nuo oro srautų, kuriuos sukuria laboratorijų vėdinimo sistemos

Toks modulis jau leido užtikrinti patenkinamą OPCPA užkrato generatoriaus veikimą pakankamai ilgą laiką, tačiau buvo pastebėta, kad suderinto modulio išėjimo energijos pokyčiai stipriai koreliuoja su oro drėgmės pokyčiais laboratorijoje. Vienas geriausių būdų ribotame tūryje užtikrinti fiksuotą (nulinę) drėgmę - prapūtimas grynu azotu. CEP stabilizavimo modulio, prapučiama azotu, energijos ir trumpalaikio energijos stabilumo matavimas sistemai nuolat veikiant 12 parų, pavaizduotas 2.30 pav. Galima atkreipti dėmesį, jog matuojama buvo skirtuminio dažnio generatoriaus signalinio impulso ($\approx 800\text{nm}$)

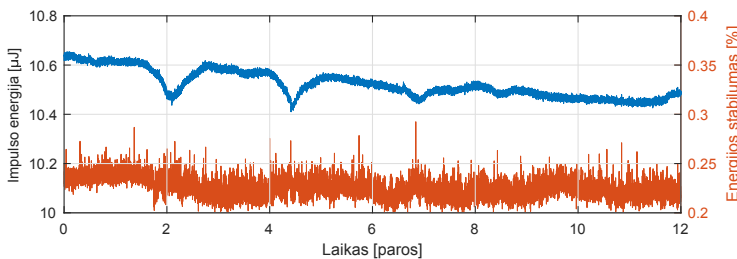
energija . Taip buvo pasirinkta todėl, kad signalinė banga jokios kitos paskirties sistemoje neturi, o jos energija yra vienareikšmiškai susijusi su šaltinės bangos energija. Tokiu būdu galima sėkmingai nuolat sekti sistemos būklę, neprarandant nei trupučio naudingos šaltinės bangos energijos.

Matyti, kad per beveik dvi savaites veikimo, modulio išėjimo energijos svyravimo amplitudė (skirtumas tarp mažiausios ir didžiausios impulso energijos) neviršijo 2%, o trumpalaikis energijos triukšmas niekada neviršijo 0.3%. Nors skirtuminio dažnio generatoriaus išėjimo parametrai savaime nėra rekordiniai, šis matavimas yra vienas ilgiausių mokslinėje literatūroje publikuotų parametrinų stiprintuvų veikimo ilgalaikių testų. Toks stabilus pirmosios sistemos grandies veikimas yra kritiškai svarbus visai tolimesnei sistemos veikai, nes jei diena iš dienos keistųsi pradinio užkrato, kuris po to dar formuojamas keilais netiesiniais procesais, parametrai, būtų neįmanoma pritaikyti tolimesnių stiprinimo pakopų parametru, be to, jei kasdien reiktų skirti laiko iš naujo optimizuoti užkrato generatorių, o po to ir visas tolimesnes stiprinimo pakopas, net ir per labai ilgą darbo dieną greičiausiai būtų neįmanoma prieiti iki galutinių išėjimo parametru, pvz., impulsų spūdos optimizavimo.

2.3.2. OPCPA sistemos išvardiniai parametrai ir jų aptarimas

Nd:YAG lazeriu kaupinamų OPCPA pakopų pagrindiniai parametrai - kaupinimo energija E_k , kaupinimo intensyvumas I_k , sustiprinto signalo energija E_s , signalo energijos stabilumas $\sigma(E_s)$, kristalo storis l_{kr} ir keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumas η_{k-s} pateikti 2.3 lentelėje.

Pirmose dvejose stiprinimo pakopose efektyvumas yra palyginus žemas. Visų pirma taip yra dėl to, jog jose naudojami plokščios laikinės gaubtinės impulsai, kurių trukmės gerokai ilgesnės nei signalinio impulso, kurio trukmė turi būti suderinta su paskutinių pakopų kaupinimo impulsų trukme. Pirmosios pakopos impulsas specialiai formuojamas tokiu būdu tam, kad kuo tolygiau



2.30 pav.: CEP stabilizavimo modulio signalinio impulso energijos ir energijos stabilumo (2000 impulsų energijos verčių standartinis nuokrypis) kitimas per 12 parų nuolatinio veikimo.

2.3 lentelė: Pikosekundinio kaupinimo OPCPA pakopų parametrai

Pakopa	E_k [mJ]	I_k [GW/cm ²]	E_s [mJ]	$\sigma(E_s)$ [%]	l_{kr} [mm]	η_{k-s} [%]
Užkratas	-	-	0.001	0.2	-	-
1	5	6	0.22	2.2	6	3.98
2	54	4	7.5	0.9	6	13.5
3	102	3	33.8	0.8	4	25.7
4	138	3	67.5	0.75	2.5	24.6
4*			53.7	0.5	4	14.4

stiprintų visą užkrato spektrą. Kadangi šio impulso energija tik 5mJ, bendram sistemos efektyvumui didelės įtakos tai nedaro. Antrojoje pakopoje plokščios viršūnės impulsas naudojamas todėl, kad toks impulsas gaunamas pakartotinai generuojant antrąją harmoniką iš nuskurdintų dviejų didelės energijos pluoštų. Nors antroji pakopa taip pat veikia ne itin efektyviai, pakartotinis antrosios harmonikos generavimas leidžia panaudoti kaupinimo energijos dalį, kuri kitaip nebūtų panaudota išvis. Didžiausios energijos impulsais kaupinamos stiprinimo pakopos yra stipriai įsotintos, ir efektyvumas jose siekia $\eta_{p-s} \approx 25\%$. Paskutinėje stiprinimo pakopoje buvo išbandyti dviejų storių - 2.5mm ir 4mm - kristalai. Dėl didelio paskutinės stiprinimo pakopos užkrato energijos santykio su kaupinimo energija ($E_u/E_k \approx \frac{1}{4}$), soti pasiekama su sąlyginai plonu kristalu ir nedideliu kaupinimo intensyvumu $I_k \approx 3\text{GW}/\text{cm}^2$. Naudojant šioje pakopoje 4mm storio kristalą, efektyvumas smarkiai sumažėja dėl stiprios atgalinės konversijos. OPCPA sistemose, kaupinamose Gauso pluoštais, tokio masto atgalinė konversija jau lemtų nepriimtinius pluošto ir impulso iškraipymus, tačiau šioje sistemoje dėl itin homogeniškų plokščios viršūnės kaupinimo pluoštų atgalinės konversijos įtaka pluošto profiliui buvo visiškai nepastebima, o atgalinės konversijos nulemtus spektro fazės iškraipymus buvo galima sėkmingai kompensuoti akustooptiniu moduliatoriumi. Įdomu tai, kad pasiekus tokią stiprią atgalinę konversijos, buvo pasiektas itin geras sustiprinto signalo energijos stabilumas $\sigma(E_s) = 0.5\%$. Galima pastebėti, kad šis rezultatas gerai sutampa su publikuotais skaičiavimais, rodančiais, kad geriausias OPCPA išėjimo energijos stabilumas pasiekiamas jau atgalinės konversijos režime [125]. Kai kuriems taikymams toks kompromisas galėtų būti priimtinas.

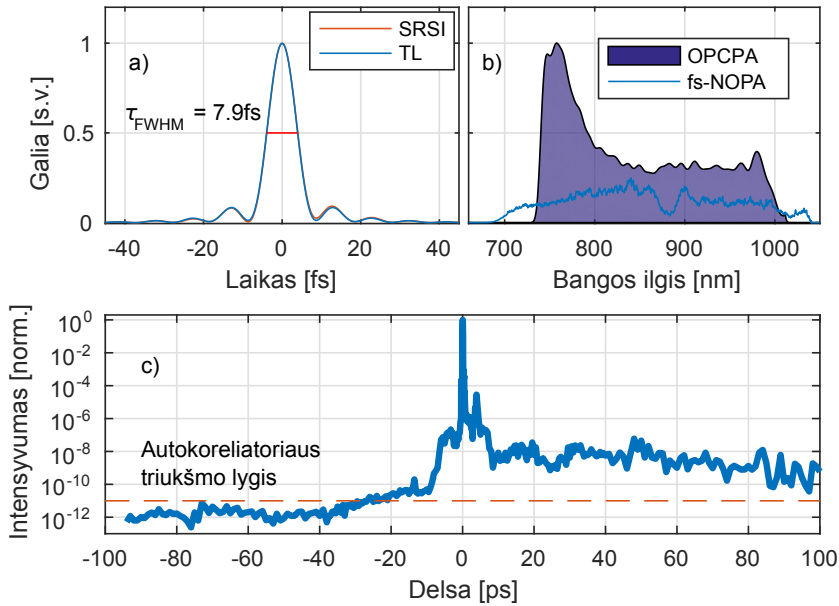
Matavimų rinkinys, charakterizuojantis pagrindinius OPCPA sistemos impulso parametrus, pavaizduotas 2.31 pav. Tiesiogiai matuoti >5TW siekiančios galios impulsų parametrus yra beveik neįmanoma, todėl matavimai buvo atlikti diagnostiniame pluošte - pagrindinio pluošto atspindyje nuo nedengto langelio (žr. 2.1 pav.), tačiau reikia pabrėžti, jog buvo dedamos pastangos kiek įmanoma suvienodinti pagrindinio ir diagnostinio pluoštų patiriamą dispersiją: abiejuose pluoštuose buvo išlaikytas vienodas stiklo kiekis, be to, abiejuose

pluoštuose naudoti čirpuoti veidrodžiai, kurių dangos užgarintos to paties proceso metu.

Impulso gaubtinės matavimas, pateikiamas 2.31(a) pav., atliktas komerciniu prietaisu (Wizzler-USP, Fastlite, Prancūzija), veikiančiu saviatraminės spektrinės interferencijos metodu (angl. *Self-Referenced Spectral Interferometry* - SRSI). Šis metodas giminingas SPIDER metodui; skirtumas tik toks, kad stebima spektrinė interferencija tarp matuojamo impulso ir per $\chi^{(3)}$ netiesiškumą to paties impulso ploname BaF₂ kristale generuojamos statmenai poliarizuotos bangos (angl. *cross-polarized wave generation* - XPW), kuri pasižymi plokštesne spektro faze [126, 127]. Nors šiuo prietaisu naudotis patogiu dėl to, jog metodas, kaip ir dauguma kitų SPIDER atmainų, yra vienašūvis, o paties prietaiso suderinimas itin paprastas, SRSI pasižymi dideliu praktiniu trūkumu - formulės, kuriomis naudojantis iš interferogramos apskaičiuojama impulso forma, remiasi prielaida, jog XPW impulsas yra spektru ribotas (ar bent beveik spektru ribotas), o ši prielaida teisinga tik tuomet, kai matuojamasis impulsas jau yra suspaustas iki trukmės, spektru ribotąją trukmę viršijančios ne daugiau nei ≈ 2 kartus. Kadangi mūsų sistemoje > 250 nm apimančio spektro impulsas yra plečiamas iki trukmės, spektru ribotąją trukmę viršijančios 7000 kartų, jį suspausti tiek, kad būtų galima matuoti šiuo prietaisu, jau savaime yra šioks toks pasiekimas. Visgi, šią impulso spūdos optimizacijos dalį atlikus 2.2.2-2.2.3 skyreliuose aprašytais būdais, SRSI matavimais galima pasikliauti. Be to, SRSI matuojamos impulso trukmės gerai sutapo su chirpscan bei autokoreliatoriumi matuotomis impulso trukmėmis.

Išėjimo impulsų spektras pavaizduotas 2.31(b) pav. Lyginant su ankstesnėje I publikacijoje gautu OPCPA išėjimo spektru, matyti, kad tvarkingos formos spektras siekia kiek toliau į infraraudonąją pusę - ties 1000 nm spektrinis intensyvumas vis dar viršija 10% nuo maksimalios vertės. Šis spektro praplitimas - pradinio užkrato kontinuumo kaupinimo bangos ilgio paslinkimo į infraraudonąją pusę (1.3 μ m vietoj anksčiau naudotų 1.03 μ m) pasekmė. Galutinę OPCPA išėjimo spektro formą lemia daugybė veiksnių, tačiau galima teigti, jog pagrindiniai veiksniai, lemiantys, jog trumpabangėje spektro pusėje yra smailė, yra du. Pirmasis - impulso plėtra privalo būti suderinta su stiklų, kuriais impulsas suspaudžiamas, dispersija, kuri ties 750 nm yra ženkliai didesnė nei ties 1000 nm. Dėl to dažnių intervalas tarp ω ir $\omega + \Delta\omega$ trumpabangėje spektro pusėje užima santykinai didesnę laiko tarpą nei ilgabangėje spektro pusėje, taigi vienetiniam dažnių intervalui trumpabangėje spektro pusėje tenka daugiau kaupinimo impulso energijos. Šį efektą dar sustiprina antrasis veiksnys - Nd:YAG tiesinių stiprintuvų savybė formuoti impulsą su statesniu priekiniu frontu.

OPCPA sistemoje pademonstruotas itin aukštas išvadinių impulsų laikinis kontrastas. Kitose panašiose sistemose palyginamos laikinio kontrasto vertės pasiekiamos tik po papildomo išvadinio impulso valymo, pvz., plazmos veidro-



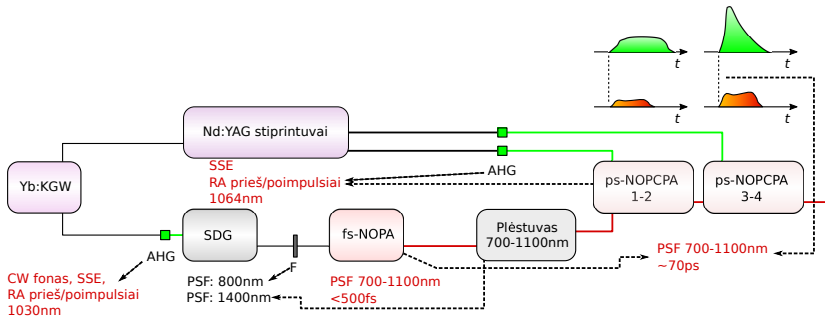
2.31 pav.: OPCPA sistemos išvadinių impulsų matavimas. a) Impulso laikinis profilis, pamatuotas SRSI prietaisu ir jo palyginimas su spektru ribotu (TL) impulsu b) OPCPA sistemos išvadinio impulso spektras ir femtosekundinio priešstiprintuvio impulso spektras (fs-NOPA; mastelis nevienodas) c) OPCPA sistemos išvadinio impulso kontrasto matavimas didelio dinaminio diapazono trečios eilės autokoreliatoriumi

džiais [94, 128]. Impulsų kontrasto valymas plazmos veidrodžiais yra sunkiai realizuojamas praktiškai didesnio nei 10Hz pasikartojimo dažnio sistemose, nes metodas yra destruktivus - po kiekvieno lazerio šūvio reikia patraukti taikinį, iš kurio generuojama plazma; be to, jis įneša ženklus energijos nuostolius. Mūsų sistemoje jokie papildomo impulso valymo nereikia, nes gerą kontrastą automatiškai lemia pati sistemos architektūra. 2.32 pav. vaizduoja sistemoje atsirandančio nekoherentinio pobūdžio triukšmo - SSE - ir PSF - šaltinius bei sistemoje veikiančius kontrasto gerinimo mechanizmus. Aptarsime juos pradedant nuo užkrato generacijos proceso. Femtosekundiniame lazeryje yra regeneracinis stiprintuvas, dėl kurio lazerio impulsai turi priešimpulsių ir poimpulsių, be to, neabejotinai spinduliuojamas ir SSE fonas. Užkrato generatorius kaupinamas lazerio antrąja harmonika, kuri jau savaime gerina kaupinimo impulso kontrastą, tačiau papildomai padeda tai, jog kontinuumas, kuriuo užkrečiamos plataus spektro stiprinimo pakopos, generuojamas kaupinant 1.4 μ m skirtumine banga. Dėl to galima SSE bei PSF foninę spinduliuotę blokuoti šlaitiniu filtru ($OD > 10^4$ bangos ilgiams < 1100 nm). Taigi, kontinuumo impulsas sugeneruojamas visiškai švarus. Femtosekundiniame priešstiprintuvyje neišvengiamai generuojama PSF, tačiau ji generuojama tik kaupinimo impulso metu - 400fs

trukmės intervale. Nors PSF nekoherentinė, nusklidusi per visą OPCPA sistemą - plėstuvą, pikosekundinio kaupinimo pakopas, ir spaustuvą - ši spinduliuotė yra vėl suspaudžiama į trukmę, artimą pradinei 400fs trukmei. Tokiame trumpame laiko intervale PSF nedaro daug žalos (taikiny, paveiktas PSF, nespėja pakeisti būvio iki jį pasiekiant pagrindiniam impulsui), be to, šiame laiko intervale impulso kontrastą pagrinde lemia impulso spūdos neidealumai ir/arba spektro formos neatitikimas gausiniam spektrui. Be to, lyginant su Ti:safyro osciliatoriais užkrečiamomis OPCPA sistemomis, net ir esant labai prastam bendram grizminio plėstuvo ir AOPDF pralaidumui ($\approx 1\%$), pikosekundines pakopas pasiekianti užkrato energija yra ganėtinai didelė ($>1\mu\text{J}$). Dėl sąlygiškai didelės užkrato energijos, pikosekundinėse stiprinimo pakopose galima naudoti nedidelius kaupinimo intensyvumus (žr. 2.3 lentelę), dėl to sugeneruojama mažiau pikosekundinės trukmės PSF. Galiausiai, žinant, jog intensyvus parametrinio stiprintuvo užkratas slopina PSF generavimą (kaip pademonstruota **III** publikacijoje), pikosekundinėse stiprinimo pakopose kaupinimo impulsų vėlinimas signalo atžvilgiu kruopščiai parenkamas taip, kad kuo mažesnė kaupinimo impulso dalis galėtų generuoti PSF prieš signalo impulsą [129]. Dėl Nd:YAG stiprintuvų tendencijos formuoti impulsą su statesniu priekiniu frontu, šioje sistemoje taip galima daryti praktiškai neprarandant signalinio impulso spektrinių komponentių, patenkančių po kaupinimo impulso pradine dalimi. Jei impulsas forma būtų artimesnė Gauso impulsui, stumiant kaupinimo vėlinimą link signalo impulso pabaigos, trumpabangės spektro komponentės prarastų stiprinimą. Kalbant apie impulsų kontrastą nanosekundiniuose laiko intervaluose, OPCPA pranašumas, lyginant su Ti:safyro sistemomis, yra akivaizdus - momentinis stiprinimo pobūdis: nors kai kuriais praktiniais požiūriais parametrinė superfluorescencija ir sustiprinta savaiminė emisija turi panašumų, svarbiausias jų skirtumas - PSF netiesiniame kristale generuojama tik kaupinimo impulso metu, o SSE generuojama daug ilgesniame laiko intervale - nuo kaupinimo impulso pradžios, per sužadinto lazerinio lygmens gyvavimo laiką.

Kita klasė kontrastą bloginančių veiksnių - antriniai atspindžiai nuo optinių elementų lygiagrečiais paviršiais, dėl kurių atsiranda poimpulsiai. Nors daugumai lazerio spinduliuotės sąveikos su medžiaga eksperimentų svarbūs tik priešimpulsiai, poimpulsių taip pat reikia vengti, nes yra parodyta, jog, veikiant Kero netiesiškumui, čirpuotame impulse poimpulsiai generuoja priešimpulsus [130]. Poimpulsių sistemoje išvengiama keletu būdų:

- kur įmanoma, naudojant metalinius veidrodžius nepoliruotais galiniais paviršiais
- naudojant dielektrinius veidrodžius nepoliruotais galiniais paviršiais
- naudojant pleištinčius netiesinius kristalus, kurių įnešama kampinė dispersija apytiksliai kompensuojama pleištiniais kvarco langeliais

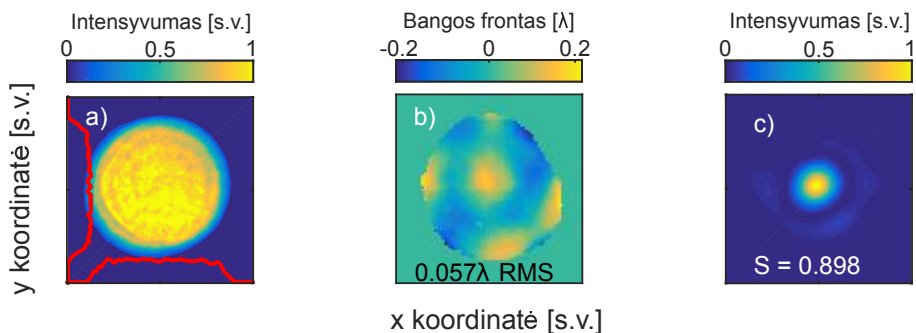


2.32 pav.: Impulsų nekoherentinį kontrastą lemiantys veiksniai OPCPA sistemoje. Raudonas tekstas žymi nekoherentinio triukšmo šaltinius; brūkšniuotos rodyklės žymi komponentus, kurie mažina triukšmų šaltinių įtaką. SSE: sustiprinta savaiminė emisija; PSF: parametrinė superfluorescencija. AHG: antros harmonikos generatoriai; F: filtras, blokuojantis < 1100 nm spinduliuotę ($OD > 10^4$). Detalesni paaiškinimai tekste

- kompresoriaus FS dalį kombinuojant iš pleištinųjų langų porų

Svarbu pažymėti, kad pleištinis netiesinis kristalas svarbu naudoti ir fs-NOPA modulyje, nes dėl mažo fs-NOPA kristalų storio (2mm) jų sukuriama poimpulsiai užvėlinami tik 22ps nuo pagrindinio impulso, o tai reiškia, jog jie neišvengiamai persikloja laike su didžiaja dalimi išplėsto 65ps trukmės signalo impulso ir yra stiprinami pikosekundinio kaupinimo OPCPA pakopose. Kita vertus, CEP stabilizavimo modulyje lygiagrečių paviršių kristalus naudoti galima, nes jo sukuriama poimpulsiai nepatenka į plėstuvo pralaidumo diapazoną.

Siekiant didelių intensyvumų, pluošto parametrai ne mažiau svarbūs nei laikiniai parametrai, kurių matavimo rezultatai pavaizduoti 2.33 pav. Matyti, kad kaip ir kaupinimo pluoštas, signalo pluoštas pasižymi hipergausine forma su keletu procentų masto moduliacijomis. Bangos frontui ištaisyti buvo naudojamas 100mm apertūros deformuojamas veidrodys (ILAO-STAR, Imagine Optic, Prancūzija). Matyti, kad deformuojamu veidrodžiu ištaisius frontą, pluoštas tampa labai artimas difrakciškai ribotam - Štrelio faktorius $S = 0.89$. fokusuojant pluoštą idealiu fokusavimo elementu, būtų galima pasiekti intensyvumą, tik 11% mažesnę nei teorinis maksimumas. Verta pastebėti, kad absoliučiai svarbiausia pluošto aberacija, kompensuota deformuojamu veidrodžiu, buvo astigmatizmas, atsiradęs plečiant pluoštą sferinių veidrodžių teleskopu iki 80 mm skersmens. Matuojant bangos frontą tiesiai už paskutinės NOPCPA pakopos, taip pat buvo gaunama Štrelio faktoriaus vertė $S \approx 0.9$. Taigi, naudojant astigmatizmą kompensuojančią teleskopo geometriją [131], būtų galima tikėtis geros kokybės pluoštą išlaikyti ir be deformuojamo veidrodžio.

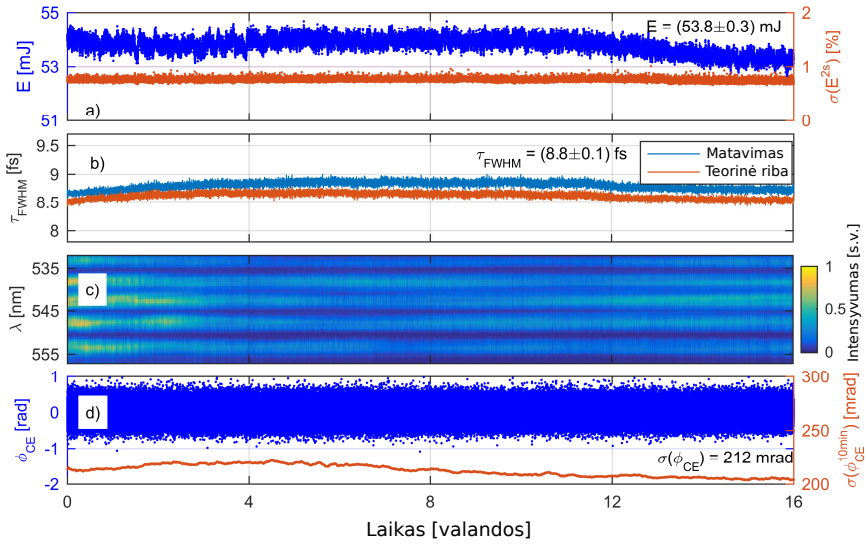


2.33 pav.: OPCPA sistemos išvadinio pluošto parametrai. a) pluošto profilis artimaajame lauke; b) bangos frontas; c) teoriškai apskaičiuotas pluošto profilis tolimaajame lauke

2.3.3. OPCPA sistemos ilgalaikis stabilumas

Daugelyje eksperimentų, kuriuose tokia OPCPA sistema galėtų būti naudojama, duomenys kaupiami atliekant ilgus matavimus. Dėl to labai svarbu, kad sistema galėtų ilgą laiką dirbti nuostoviu režimu nekeisdama išvadinių parametrų. Pavyzdinis impulso energijos, impulso trukmės ir CEP stabilumo matavimas per 16 valandų pavaizduotas 2.34 pav. Kiekvieno impulso energija (a) skiltis) buvo matuojama piroelektriniu matuokliu, pateikiamos pačios pamatuotos vertės (praretintos) ir dviejų sekundžių (taigi, 2000 impulsų) impulsų energijų standartinis nuokrypis. Impulso trukmė (b) skiltis) buvo matuojama anksčiau minėtu SRSI matuokliu. Taip pat pavaizduota $f - 2f$ interferograma ir iš jos apskaičiuotos CEP vertės. Interferograma buvo matuojama itin sparčiu spektrometru, kurio dėka buvo galima surinkti duomenis iš kiekvieno lazerio šūvio. Taigi, 2.34d) pateiktas CEP stabilumas - 212mrad - yra apskaičiuotas iš visų impulsų (nevidurkinant). Verta pastebėti, kad dėl didelės impulso energijos net ir diagnostiniame pluošte ($\approx 4\%$ atspindys nuo kvarcinio lango, kurio viena pusė nebuvo dengta skaidrinančia danga) impulso energija siekė 1.5-2mJ. Tai leido $f - 2f$ matavimui reikalingą spektro plėtimą atlikti fokusuojant dalį diagnostinio pluošto energijos ($\approx 300 \mu\text{J}$) tiesiog į orą. Tokiu būdu išvengiama rizikos, jog ilgo matavimo metu bus pažeista kontinuumo generacijos terpė, be to, matavimą atlikti yra daug lengviau, nes signalas yra keliomis eilėmis stipresnis. Nors detaliam nagrinėta nebuvo, plečiant spektrą ore buvo gaunamos kiek geresnės CEP stabilumo vertės nei plečiant spektrą, pvz., safyre. Galima įtarti, jog to priežastis - daug mažesnė oro dispersija, kuri lemia, kad net jei dėl energijos pokyčio gija susiformuos keliais mikrometrais arčiau ar toliau židinio, sklaidimo nuotolio įtaka matuojamai CEP vertei bus daug mažesnė.

Dėl didelių sistemos matmenų (pagrindinis optinis stalas buvo 12 metrų ilgio), vien pasyvaus komponentų stabilumo nepakanka: norint pasiekti tokio gero ilgalaikio sistemos veikimo, buvo taikomos kelios grįžtamojo ryšio sistemos.



2.34 pav.: OPCPA sistemos ilgalaikio stabilumo matavimas. a) Impulso energija E ir impulso energijos verčių, užfiksuotų per 2s, standartinis nuokrypis $\sigma(E^{2s})$; b) Impulso trukmė ir spektru ribota trukmė; c) $f - 2f$ interferograma; d) iš $f - 2f$ interferogramos apskaičiuotos CEP vertės

Jos stebėjo ir nuolat taisė šiuos sistemos parametrus:

- Stabilios CEP impulsų energiją, paduodamą į kontinuumo generatorių
- Užkrato pluošto padėtį ir kryptį prieš plėstuvą
- Vėlinimų skirtumą tarp Yb:KGW lazerio ir Nd:YAG lazerio
- Sustiprinto signalo pluošto padėtį ir kryptį
- CEP

Įdomu tai, kad grįžtamojo ryšio kilpomis nereikėjo valdyti nei Nd:YAG lazerio pluoštų energijų, nei signalo impulsų dispersijos.

Apibendrinant šį skyrių galima pasakyti, kad visi ištirti impulsų generavimo ir valdymo metodai padėjo sukurti unikalių parametrų OPCPA sistemą, pasižyminčią ne tik didele impulso energija ir publikavimo metu rekordine vidutine galia, bet ir spektru ribotais impulsais, kitokios architektūros sistemoms sunkiai pasiekiamu laikiniu kontrastu, ir išskirtiniu visų parametrų, įskaitant CEP, stabilumu. Ši OPCPA sistema neabejotinai sukels proveržį atosekundiame moksle.

3. Didelės energijos impulsų savispūda ir spektro plėtra plonų plokštelių serijoje

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai paskelbti publikacijoje VI.

3.1. Įvadas

3.1.1. Femtosekundinės šviesos gijos

Šviesos gijų formavimasis intensyviems femtosekundiniams impulsams sklandant skaidriose terpėse yra vienas seniausiai žinomų [132] ir plačiausiai tyrinėjamų netiesinės optikos reiškinių. Gijų formavimasis tyrinėtas visų pagrindinių būvių medžiagose - praretintose, atmosferos slėgio bei suslėgtose dujose [133, 134], skysčiuose [135–137], kietose terpėse [104, 138, 139], naudojant femtosekundinius kaupinimo šaltinius, veikiančius daugelyje skirtingų spektro ruožų. Gijos suformavimą paprastai lydi šviesos bangų paketo spektro išplitimas [104], terpėse su teigiama dispersija - impulso skilimas [140] arba (terpėse su neigiama dispersija) - impulso savispūda [141, 142], X formos kūginių bangų formavimasis terpėse su teigiama dispersija [143] arba O formos kūginių bangų formavimasis terpėse su neigiama dispersija [144, 145]. Išskyrus keletą ne itin reikšmingų išimtinių atvejų [146, 147], tvarkingos struktūros šviesos gijos paprastai formuojasi tada, kai kaupinimo impulso galia viršija kritinę pluošto susifokusavimo galią sklidimo terpėje P_{cr} , nedaug - iki keleto kartų. Energijai esant ženkliai didesnei nei P_{cr} , pasireiškia daugybinis impulso skilimas [140] ir/arba pluošto subyrėjimas į keletą gijų [148]. Naudojant šviesos gijose suformuotus plataus spektro impulsus praktiniams taikymams, tokiems kaip spektroskopija ar parametrinių stiprintuvų užkrato formavimas, šio režimo visada ar beveik visada stengiamasi išvengti, nes daugybinės filamentacijos rezultatus tiksliai prognozuoti būna sunku, be to, impulsai tampa nespūdūs, o pluoštai - prastai fokusuojami. Kalbant apie šviesos gijų formavimą kietose terpėse naudojant femtosekundinius (orientaciškai < 500 fs), artimojo infraraudonojo diapazono

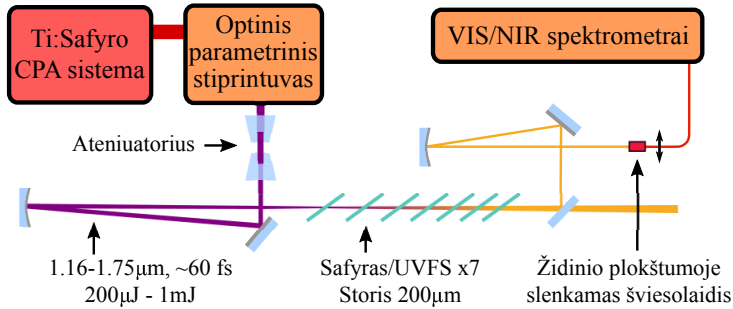
($0.7 - 2 \mu\text{m}$) kaupinimo impulsus, būtinybė išvengti daugiafilamentinio režimo iš esmės reiškia, kad maksimali galima kaupinimo energija yra keletu μJ eilės. Kadangi šviesos gijos ir kontinuumo generacijos metu didžioji dalis energijos lieka aplink kaupinimo bangos ilgį, o taikymams dažniausiai naudojamas susiformavęs trumpabangis kontinuumo sparnas, kurio generavimo efektyvumas paprastai neviršija kelių procentų, tokiu būdu kietose terpėse generuojamų plataus spektro impulsų energijos paprastai neviršija keletu ar kelioliku nJ.

3.1.2. Daugiakomponenčiai kontinuumo generatoriai

Situacija kontinuumo generacijos srityje pasikeitė, kai A. H. Kung ir kolegos pasiūlė ir eksperimentiškai pademonstravo drąsią idėją: užuot generavus kontinuumą vientisoje keletu milimetrų storio terpėje, naudojamos kelios plonos ($100\mu\text{m}$) kvarco plokštelės, tarp kurių paliekami kelių centimetrų tarpai [149]. Tokiu būdu kiekvienoje plokštelėje vyksta spektro plitimas, tačiau, dėl nedidelio terpės storio, pluoštas nespėja suskilti į keletą gijų, nors kaupinimo impulsų smailinė galia viršija P_{cr} ne keletą, o 1000 kartų ar net daugiau. Galima teigti, jog daugiakomponenčiame kontinuumo generatoriuje didžiąja dalimi vyksta tie patys ar giminingi procesai, kaip ir generuojant kontinuumą vientisoje terpėje: vyksta pluoštų fokusavimasis, impulsų fazės moduliavimasis, galinio impulso fronto statėjimas [150]. Atsižvelgiant į didelį susidomėjimą trumpų impulsų šaltiniais, veikiančiais infraraudonajame diapazone, buvo atlikti kontinuumo generacijos eksperimentai plonose plokštelėse, kaupinamose parametrinio stiprintuvo generuojamais $1.3 - 1.7 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio impulsais. Verta paminėti, kad netrukus po mūsų grupės darbo išspausdinimo, kitos mokslinės grupės išbandė daugelio plokštelių schemą su kitais įvairiais kaupinimo šaltiniais. Pavyzdžiui, kaupinant plokštelių seriją 800 nm parametriniu stiprintuvu, sugeneruoti $< 4 \text{ fs}$ trukmės impulsai [151]; kombinuojant Si ir YAG plokšteles, generuotas kontinuumas kaupinant $3.5 \mu\text{m}$ impulsais [152]; be to, visai neseniai pademonstruota net 50 kartų siekianti impulso spūda nuo 170 fs Yb:KGW lazerio impulsų spūda iki 3.5 fs dviejų pakopų kontinuumo generatoriuje [153]. Taigi, daugiakomponenčiai kontinuumo generatoriai vis dar yra aktyvi tyrimų sritis.

3.2. Eksperimento aprašymas

Kontinuumo generacijos plonose plokštelėse eksperimento schema pavaizduota 3.1 paveiksle. Eksperimente buvo naudota Ti:safyro lazerinė sistema (Legend Elite HE, Coherent) generavo $\approx 9 \text{ mJ}$, 50 fs impulsus, kuriais buvo kaupinamas optinis parametrinis stiprintuvas (HE-TOPAS, Light Conversion). Didžiojoje dalyje eksperimentų buvo naudojama parametrinio stiprintuvo signalinė banga, kuria pavyko padengti $1.16 \mu\text{m} - 1.6 \mu\text{m}$ sritį. Ilgesnių bangos ilgių impulsai bu-



3.1 pav.: Kontinuumo generacijos eksperimento schema

vo gauti naudojant parametrinio stiprintuvo šalutinę bangą. Svarbu pabrėžti, kad nors matavimai buvo atlikti naudojant Ti:safyro lazerinę sistemą, beveik identiškų bangos ilgių ir trukmės impulsus galima paprastai bei labai efektyviai generuoti ir Yb jonais legiruotais lazeriais kaupinamuose parametriniuose stiprintuvuose, naudojant KTA kristalus [154], taigi aprašomus rezultatus galima tikėtis sėkmingai pritaikyti ir su Yb lazerinėmis sistemomis. Didžioji dalis eksperimentų buvo atlikti siekiant išlaikyti panašią kaupinimo impulsų energiją - $350\mu\text{J}$, kuri buvo pasirinkta atsižvelgiant į tai, kad trumpiausio eksperimentuose naudoto bangos ilgio - $1.2\mu\text{m}$ - impulsai dar nepasiektų kritinės fokusavimosi ore galios. Tolydų kaupinimo impulsų energijos derinimą realizuoti pavyko atenuatoriumi, sudarytu iš 8 plonų ($200\mu\text{m}$) FS plokštelių. Dėl daugybinių atspindžių tokia sistema pakankamai jautri pasukimo kampui. Šio metodo teko imtis dėl to, kad atspindinčių plonasluoksnių poliarizatorių, tinkamų dirbti visame reikalingame $\approx 1.1 - 1.8\mu\text{m}$ diapazone, neturėjome, o $\approx 1\text{mJ}$, 60 fs trukmės parametrinio stiprintuvo išėjimo impulsų intensyvumas buvo ženkliai per didelis naudoti Glano tipo poliarizatorius. Su mūsų atenuatoriumi bendras stiklo kiekis neviršijo kelių milimetrų, o FS pasižymi sąlygiškai mažu netiesiniu lūžio rodikliu ir maža dispersija $1.1 - 1.8\mu\text{m}$ srityje, todėl galima teigti, jog derinant impulsų energiją, impulsų iškraipymai buvo minimalūs. Tam, kad derinant energiją nesikeistų pluošto padėtis, 8 plokštelės buvo sudėtos į du laikiklius, kuriuos sukant priešpriešiais, nesunku pasiekti, jog pluošto padėtis nepasikeistų. Fokusavimo sąlygos buvo tokios: pluošto diametras (matuotas peilio metodu) ant fokusuojančio veidrodžio - 8mm ; veidrodžio židinio nuotolis - 1000mm . Nors matuojant peilio metodu gaunama informacija ne apie tikrąjį pluošto profilį, o tik apie diametrą, galima įvertinti, jog kaupinimo spinduliuotės intensyvumas ant pirmosios plokštelės turėjo būti $10\text{TW}/\text{cm}^{-2}$ eilės.

Kaupinimo impulsai buvo fokusuojami į plokštes, pagamintas iš lydymo kvarco (FS) arba safyro. Buvo išmėgintos keletu storių plokštelės: $100\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$, ir $500\mu\text{m}$. Esant nurodytoms fokusavimo sąlygoms, su $100\mu\text{m}$ plokštelėmis nepavyko pasiekti ženklaus spektro plitimo; tuo tarpu su $500\mu\text{m}$ plokštelėmis buvo labai sunku išvengti pluošto suirimo į daugelį šviesos gijų. Todėl

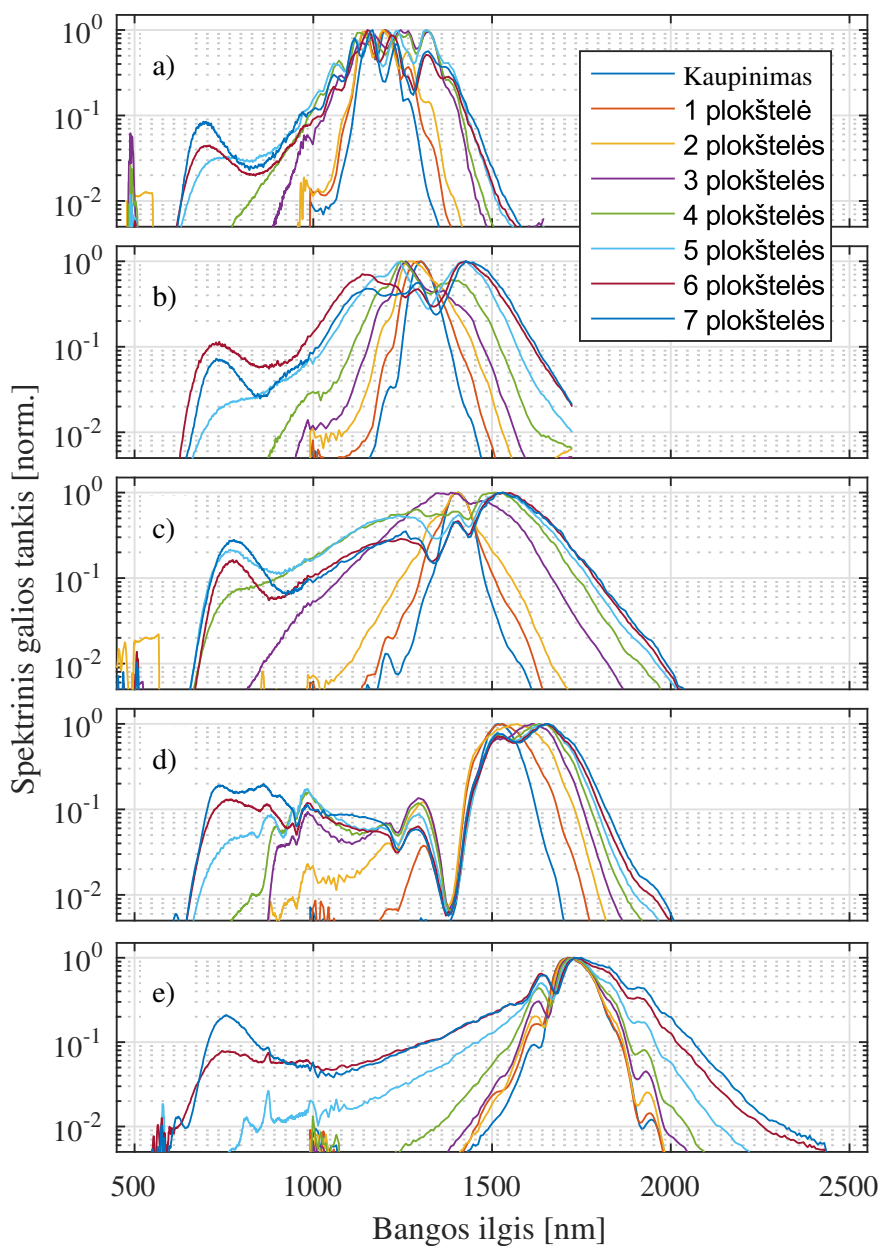
visi toliau aprašomi eksperimentai buvo atlikti su 200 μm storio plokštelėmis. Tarpus tarp plokštelių tekdavo paderinti priklausomai nuo tikslų kaupinimo parametrų, bet galima pasakyti, kad tipiškas atstumas buvo keletas centimetrų. Nors plokštelės buvo išstatomos Briusterio kampu, esant mažai įėjimo energijai, plokštelių pralaidumas siekė 94%. 6% nuostolių greičiausiai galima iš dalies paaiškinti ne visiškai tikslia kaupinimo impulsų poliarizacija, o iš dalies tuo, jog dėl kolinearios parametrinio stiprintuvo konfigūracijos kartu su signaline ar šalutine bangomis sklinda šiek tiek parazitinės spinduliuotės (parametrinio stiprinimo kristaluose susigeneruojančių harmonikų, suminių dažnių, taip pat likutinės kaupinimo spinduliuotės), kurios poliarizacija gali būti statmena pagrindinės pasirinktos išėjimo bangos poliarizacijai. Didinant kaupinimo energiją, nuostolių, kuriuos būtų galima aiškiai priskirti netiesiniams efektams, nepavyko užfiksuoti iki tol, kol spektro plitimas įsisotindavo. Pasiekus spektro plitimo įsisotinimą ir pilnai susiformavus trumpabangei kontinuumo spektro daliai, keliant kaupinimo energiją buvo galima užfiksuoti iki 5% netiesinių nuostolių, iki pasižeidžiant kuriai nors iš plokštelių (dažniausiai pirmajai). Tiesa, dar prieš įvykstant pažeidimui, kontinuumas suirdavo į sudėtingą struktūrą, kuri greičiausiai būtų menkai tinkama bet kokiems taikymams, ir dėl to toliau nagrinėta nebuvo. Paveiksle 3.2 parodyta, kaip kontinuumo spektrai (pamatuoti ant pluošto ašies tolimajame lauke) kinta didėjant plokštelių skaičiui, kaupiant skirtingų bangos ilgių impulsais. Sulig kiekvienos plokštelės pridėjimu, spektrai laipsniškai plinta dėl impulsinių pluoštų saviveikos reiškinių. Kiekvienos plokštelės padėtis buvo parenkama stengiantis surasti tašką, kuriame spektro plitimas maksimalus, tačiau dar išvengiama plokštelių pažeidimo bei pluošto suskilimo į daugelį gijų ar daugybinio impulso skilimo, kurį buvo nesunku pastebėti stebint impulso spektre atsirandančią periodišką ar chaotišką moduliaciją. Su visais kaupinimo bangos ilgiais matoma tokia pati tendencija: pirmose keliose plokštelėse spektro plitimas vyksta laipsniškai ir beveik simetriškai; ketvirtoje ar penktoje plokštelėje staigiai atsiranda daug labiau į trumpabangę pusę išplitusi spektro dalis, pasižyminti iš esmės nekintančiu spektro intensyvumu plačiame spektro ruože; paskutinėse plokštelėse spektras plinta mažiau, tik susiformuoja maksimumas trumpabangės dalies trumpabangiam krašte. Tokia dinamika iš esmės sutampa su [150] pateikiamais modeliavimo rezultatais, iš kurių matyti, jog pirmosiose plokštelėse dominuojantys saviveikos mechanizmai yra fazės moduliavimasis ir erdvėlaikinis fokusavimasis. Tuo tarpu ketvirtoje ar penktoje plokštelėje įvykstantis staigus spektro plitimas susijęs su impulsų galinio fronto statėjimo reiškiniu ir smūginės bangos susiformavimu [155, 156]. Kaip matysime vėliau, šią interpretaciją patvirtins ir impulsų matavimai. Praėjus impulso galinio fronto statėjimo etapui, tolimesnis plokštelių skaičiaus didinimas turi akivaizdžiai mažiau reikšmės. Dedant daugiau nei 7 plokšteles, spektras toliau nebeplinta (grafike neparodyta). Apibendrinant galima pasakyti, kad su visais kaupinimo bangos ilgiais pasiekama

maždaug tokia pati galutinio spektro forma. Plati beveik nekintančio spektrinio intensyvumo sritis, užsibaigianti plačia smaile regimojoje srityje, atrodo labai panašiai kaip kontinuumuose, generuojamuose tolydžiuose safyro bandiniuose su panašaus bangos ilgio kaupinimo impulsais [103,157]. Nors galbūt būtų įdomu patyrinėti šios smailės bangos ilgio priklausomybę nuo kaupinimo bangos ilgio (yra modelių, kurie šios smailės bangos ilgį griežtai suriša su kaupinimo bangos ilgiu, medžiagos dispersija ir fokusavimo sąlygomis, pvz. [158,159]), reikia pastebėti, kad šis bangos ilgis eksperimente stipriai priklausė nuo atstumų tarp paskutiniųjų plokštelių, kurį parenkant buvo galima derinti šią smailę maždaug 650–800 nm srityje su visais kaupinimo bangos ilgiais. Tikėtina, kad tokio jautrumo mechanizmas panašus į aprašytąjį [159]. Dėl riboto turimų plokštelių skaičiaus, visuose eksperimentuose teko naudoti ir FS, ir safyro plokšteles. Tačiau verta pastebėti, kad skirtumo tarp UVFS ir safyro plokštelių pastebėta praktiškai nebuvo: pavyzdžiui, sukeitus plokštelių serijoje FS plokštelę vietoj su safyro plokštele, matuojamas spektras praktiškai nepasikeisdavo. Tai pernelyg nestebina, nes šių medžiagų tiesiniai ir netiesiniai lūžio rodikliai bei jų dispersijos nagrinėjamame bangos ilgių diapazone labai panašūs [160,161].

3.3. Plonose plokštelėse generuojamo kontinuumo charakteristikos

3.3.1. Dažniniai - kampiniai spektrai

Plačiai žinoma, kad kontinuumo generacijos metu impulsai patiria sudėtingas erdvinės ir laikinės transformacijas, dėl kurių spektro pasiskirstymas skirtingose pluošto vietose nebūna homogeniškas [134,162]. Jei impulso spektras erdvėje nehomogeniškas, paprastas išsklaidytos šviesos spektro matavimas nesuteikia pilnos informacijos, todėl kontinuumas charakterizuotas matuojant erdvinį spektrą su dažnine skyra. Eksperimente tai buvo atlikta skenuojant šviesolaidį, kurio šerdies diametras 400 μm , sferinio veidrodžio, kurio židinio nuotolis buvo $f = 250$ mm, židinio plokštumoje. Sferinis veidrodis buvo pastatytas ≈ 40 cm nuo paskutinės plokštelės, o pluošto diametras židinyje buvo maždaug 4 mm. Matavimai buvo atliekami du kartus - pirmą kartą šviesolaidžiu šviesa buvo pasiunčiama į regimojo-artimojo IR diapazono spektrometrą su Si detektoriumi (Avantes AvaSpec-3648), antrą kartą - į NIR spektrometrą su InGaAs detektoriumi (Avantes AvaSpec-NIR-256). Sujungus duomenis iš šių dviejų matavimų į vieną, buvo gaunamas pilnas kontinuumo erdvinis-dažninis spektras 300 nm-2500 nm srityje. Kontinuumo erdviniai-dažniniai spektrai, užfiksuoti esant penkiems skirtingiems kaupinimo bangos ilgiams, pavaizduoti 3.3a)-e) pav. Verta atkreipti dėmesį į keletą esminių dėsningumų. Pirmą, didžiausią pluošto skėstis ir ryškiausios žiedinės struktūros visais atvejais matyti ties kaupinimo bangos

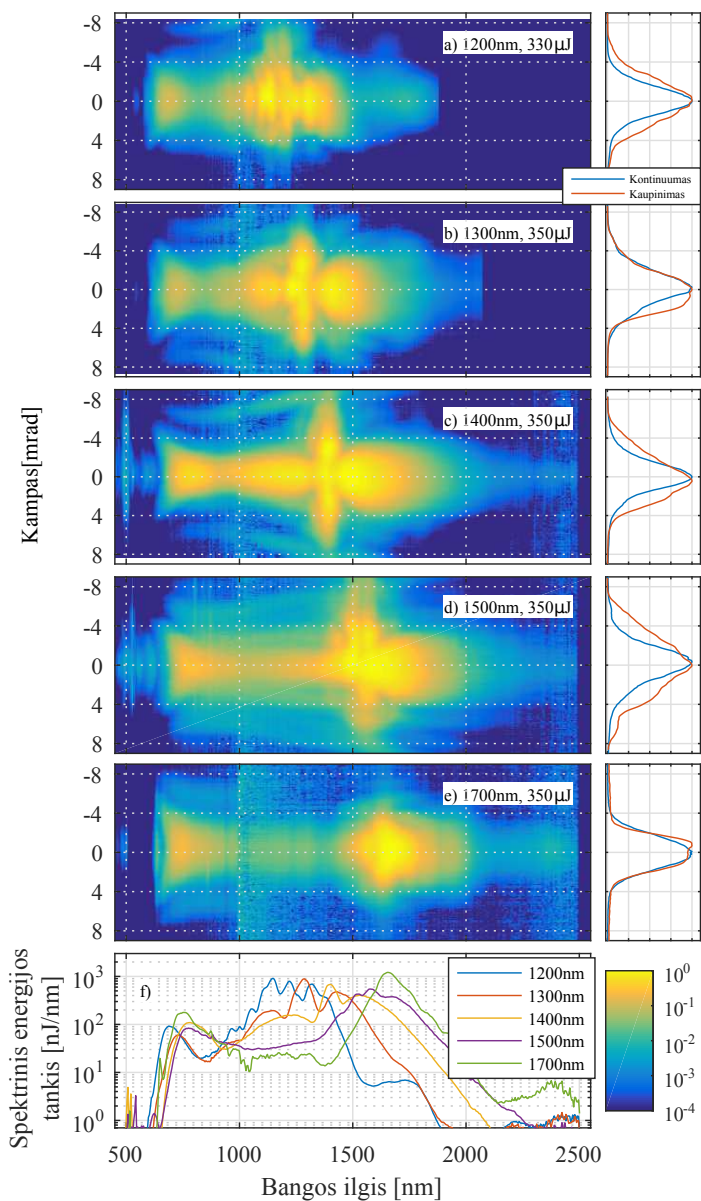


3.2 pav.: Kontinuumo spektrai, kai kaupinimas: a) 1200 nm, 320 μJ ; b) 1300 nm, 350 μJ ; c) 1400 nm, 350 μJ ; d) 1500 nm, 350 μJ ; e) 1700 nm, 350 μJ . Vertikalios išsines linijos rodo kaupinimo bangos ilgį. Skirtingomis spalvomis pažymėti spektrai, gauti su skirtingu ploštelėjų skaičiumi

ilgiu, kaip aprašyta ir [13]. Antra, artėjant prie atkirtimo bangos ilgio trumpabangėje spektro pusėje, skėstis irgi didėja, o ties pačiais trumpiausiais bangos ilgiais yra pasiekama ir tokia situacija, kai kontinuumo spinduliuotė eina tik žiedu, o ant ašies intensyvumas artėja į nulį (pvz., spektruose c) ir d), ties ≈ 700 nm). Tokios struktūros yra gerai žinomos iš mokslo apie kontinuumo generaciją vientisose terpėse. Nors kampai ir bangos ilgiai skiriasi, bendru pobūdžiu ši erdvinė-laikinė struktūra artima formoms, gaunamoms modeliuojant kontinuumo generaciją efektyvaus trijų bangų maišymosi ar interferencijos modeliais, skirtais aprašyti kontinuumo generaciją kietose terpėse [17,18]. Galiausiai, ašinė skirstinio dalis talpina didžiąją dalį visos energijos. Pavyzdžiui, apribojant intervalą iki ± 3 mrad, į skirstinį patenka $65 \pm 7\%$ visos energijos. Jei rėžiai praplečiami iki ± 4 mrad, į juos telpa $80 \pm 5\%$ visos energijos. Taigi, atliekant erdvinį filtravimą Furjė plokštumoje, būtų galima plokštelėse sugeneruotą kontinuumą išfiltruoti iki artimo Gauso pluoštui, vienmodžio erdvinio skirstinio, su ne itin dideliais nuostoliais. Šoninėse panelėse 3.3a)-e) dalyse pateikiami kontinuumo erdvininių-dažninių spektrų integralai pagal bangos ilgį, t.y., pluošto skirstiniai. Palyginimui taip pat pavaizduoti analogišku būdu toje pačioje vietoje užfiksuoti kaupinimo skirstiniai išėmus plokšteles. Matyti, kad kontinuumo generacija pluoštą užglotnina, ir priartina prie Gauso pluošto profilio, kaip ir generuojant kontinuumą vientisose kietose terpėse [3]. 3.1e) pav. pavaizduotas absoliutinis kontinuumo ašinės dalies spektrinis energijos tankis, kuris buvo įvertintas prilyginant viso kampinio spektro integralą matuojamai impulso energijai ir paimant jos dalį, atitinkančią ± 3 mrad kampų diapazoną. Matomosios spektro dalies tankis visais atvejais viršija 10 nJ/nm, o tai yra 2-3 eilėmis daugiau negu energijos tankis, gaunamas kontinuumą generuojant kietose terpėse [103]. Pagal šį įvertinimą, matomosios spektro dalies energija turėtų būti keletu μ J eilės. Išskleidus kontinuumo spektrą prizme, užblokavus nematomąją spinduliuotės dalį ir pamatavus energiją, kaip tik tokios energijos ir buvo užfiksuotos. Taip pat reikia pažymėti, jog atskiros spektro komponentės aplink 500 nm, matomos 3.3c) ir d), nėra kontinuumo dalis. Ši spinduliuotė atsiranda dėl parazitinių procesų parametriniame stiprintuve, o ne kontinuumo generatoriuje.

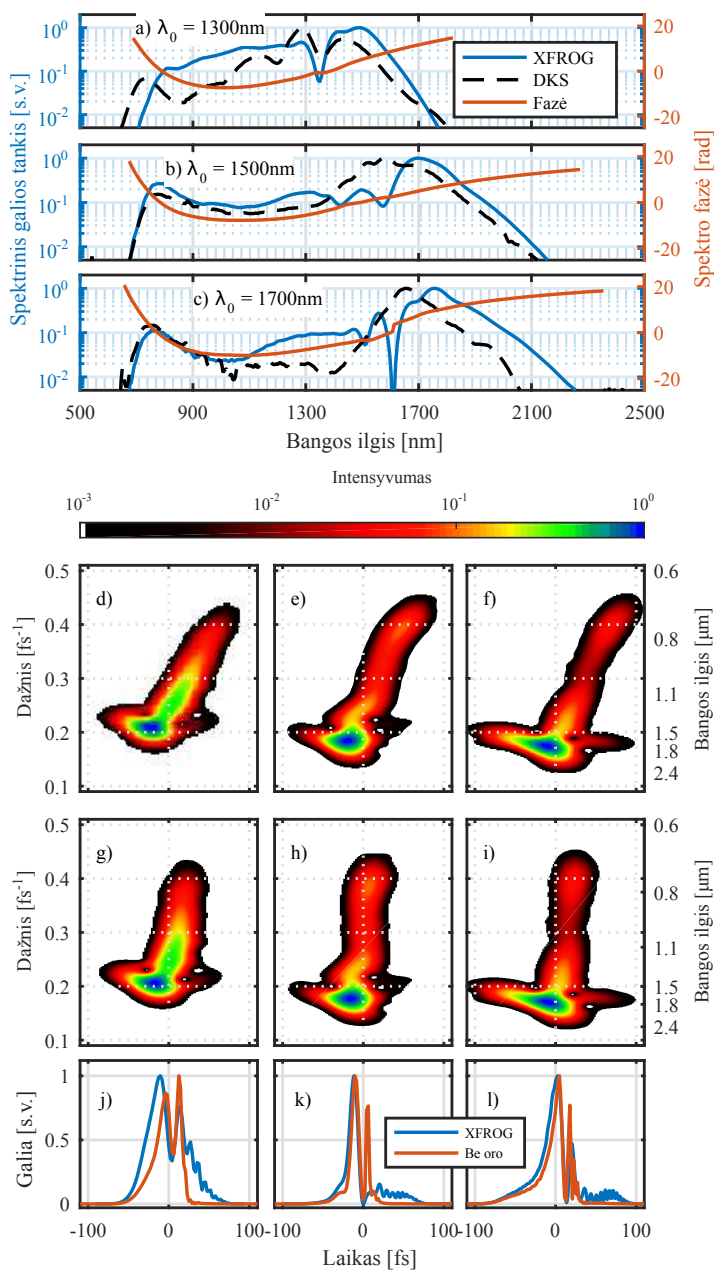
3.3.2. Kontinuumo impulsų charakterizavimas

Kontinuumo impulsai buvo charakterizuoti SFG-XFROG metodu [69]. Charakterizuojant kontinuumo impulsus artimojoje IR srityje, SFG-XFROG metodas turi nemažai privalumų: visų pirma, signalas perkeliamas į matomąjį diapazoną, kur gerai veikia didelio dinaminio diapazono spektrometrai; antra, generuojant suminį dažnį ženkliai sumažėja impulsų frakcinis spektrinis plotis (angl. *fractional bandwidth*), dėl ko taip pat sumažėja su detekcija susijusių problemų; galiausiai, kontinuumo impulsai dažnai būna gan sudėtingi, o tin-



3.3 pav.: a)-e) Kontinuumo, sugeneruoto plonų plokštelių serijoje, kampiniai-dažniniai spektrai, esant skirtingiems kaupinimo bangos ilgiams; f) spektrinis kontinuumo energijos tankis, gautas suintegravus a)-e) skirstinius $\pm 3\text{mrad}$ intervale. Šoninėse ašyse pavaizduoti kampinių-dažninių skirstinių integralai, atitinkantys pluošto tolumojo lauko skirstinį.

kamai parinkus zondojuojantį impulsą (paprastos formos), XFROG matavimas išsyk suteikia nemažai duomenų apie impulso formą. Synchronizuotas XFROG zondojuojantis impulsas buvo gautas įdedant į kontinuumo kaupinimo pluošto ke-
lią ploną, mažo kampo (1 deg) lydyto kvarco pleišną. Priklausomai nuo naudoto kaupinimo bangos ilgio, kontinuumo impulsams zonduoti buvo naudojamas arba pats nuo pleišto atspindėtas pluoštas, arba jo antroji harmonika. Pasirinkimą diktavo noras išlaikyti SFG signalą matomajame diapazone. Zondojuojantis impulsas buvo charakterizuotas SHG-FROG metodu. Zondojuojančių impulsų trukmės siekė 50-60fs. XFROG matavimas buvo atliekamas 10 μm storio BBO kristale. Matuojama buvo tik ašinė kontinuumo dalis. Tipiški kontinuumo XFROG matavimai, užfiksuoti su 1300 nm, 1500 nm ir 1700 nm bangos ilgių kaupinimo impulsais, pavaizduoti 3.4 pav. Visais atvejais FROG atkūrimo paklaida buvo mažesnė nei 0.6%. XFROG matavimai patvirtina, kad kontinuumo spektrai ištis glotnūs. Spektrinės fazės taip pat glotnios, išskyrus linkius, matomus aplink kaupinimo bangos ilgius. Iš esmės tokia pati situacija gaunama ir generuojant kontinuumą vientisoje terpėje [103]. Analizuojant kontinuumo impulsus, būtina atsižvelgti į tai, kad nuo kontinuumo generatoriaus iki matavimo schemas impulsai neišvengiamai turėjo sklisti per orą. Eksperimente šis atstumas buvo maždaug 2.2 m. Ženkliai trumpesnio šio atstumo padaryti galimybių nėra daug, nes prieš matavimą su kontinuumo impulsu reikia atlikti nemažai operacijų: sumažinti energiją, atspindint nuo pleišto (pleištas negali stovėti labai arti paskutinės plokštelės, nes neišdifragavusiam kontinuumo pluošte įstačius storą pleišną jis būtų pažeistas, kitaip nei plonos plokštelės); sukolinuoti sferiniu veidrodžiu; sufokusuoti į SFG kristalą. Per orą surenkama dispersija tokio plataus spektro impulsus veikia reikšmingai, todėl siekiant išsiaiškinti, koks impulsas buvo tik išėjęs iš paskutinės plokštelės, iš XFROG atkurtos spektro fazės buvo atimta oro dispersija, apskaičiuota pagal formulę iš [163]. 3.4d-f parodytos impulsų spektrogramos, apskaičiuotos pagal nekoreguotus XFROG matavimų rezultatus; 3.4g-i pav. pavaizduotos spektrogramos, apskaičiuotos atėmus oro dispersiją. Nekoreguoti ir koreguoti impulsų profiliai palyginti 3.4j-l pav. Matyti, kad visais atvejais kontinuumo impulsai yra skilę į du, tik 1300 nm kaupinimo atveju šis skilimas dar neįvykęs iki galo. Ryški tendencija, kad kontinuumo spektrinės komponentės, kurių dažniai didesni negu kaupinimo, susikoncentravusios galiniame subimpulse, o žemesnių dažnių komponentės - priešakiniame subimpulse. Abu subimpulsai yra žymiai trumpesni negu pradinis kaupinimo impulsas (≈ 60 fs). Atsižvelgus į oro dispersiją, gaunamos priekinių subimpulsų trukmės siekia 15 fs, o galinių - tik 5–6 fs. Priekinių impulsų galiniai frontai yra ryškiai statesni už priekinius - tai patvirtinta impulsų statėjimo svarbą kontinuumo generacijos procese. Darant prielaidą, jog daugiakomponentis kontinuumo generatorius būtų patalpintas į vakuumą, ir turėtų idealizuotą bedispersinį su teisingu atskyrimo bangos ilgiu dichroini veidrodį, kontinuumą būtų galima padalinti į du pluoštus, kurie abu neštų



3.4 pav.: Kontinuumo impulsų charakterizavimo rezultatai. a-c: XFROG atkurti spektrai ir spektro fazės bei spektrų palyginimas su spektrais, gautais iš dažninio-kampinio spektro; d-f: impulsų spektrogramos; g-i: spektrogramos, apskaičiuotos iš impulsų spektrinės fazės atėmus oro dispersiją; j-l: XFROG atkurti impulsų profiliai ir profiliai, gauti atėmus oro dispersiją

beveik spektru ribotus, keleto ciklų impulsus. Šiuo idealizuotu atveju gaunamos impulsų trukmės ir energijos dalys pateiktos lentelėje. Lentelė padalinta į dvi dalis: vienoje dalyje surašyti priekinio impulso parametrai, antroje - galinio impulso. Abiem atvejais, apskaičiuoti tokie parametrai: priekinio ir galinio impulso centrinis bangos ilgis λ_L ir λ_G , impulsų trukmės po spektrinio padalijimo τ_L ir τ_T , impulso trukmė, kurią būtų galima pasiekti kompensuojant tik kvadratinę spektrinę fazę τ_{QL} ir τ_{QT} , ir spektru ribotos impulsų trukmės τ_{Ltl} ir τ_{Ttl} . Impulsų trukmės išreikštos femtosekundėmis ir optiniais ciklais (OC). Taip pat apskaičiuoti Štrelio santykiai (realaus impulso smailinės galios santykis su idealiai suspausto impulso smailine galia) S_L , S_T , S_{LQ} ir S_{TQ} . Taip pat nurodyta, ties kokių dažniu ν_{split} dichroinis veidrodys turėtų persijungti iš atspindžio į pralaidumą (ar atvirkščiai), bei impulso energijos dalys W_L ir W_T , tenkančios atitinkamai priekiniam ir galiniam impulsams. Impulsų energijos dalys apskaičiuotos dar neatsižvelgus į tai, kad impulsai matuoti tik centrinėje, homogeniško spektro pluošto dalyje, kuriai tenka $\approx 65\%$ viso impulso energijos.

Nors spektrinė fazė, matoma 3.4a-c nėra stipriai moduluota, visgi nepanašu, kad ją būtų galima kompensuoti paprastais optiniais komponentais visam spektrui. Kita vertus, paėmus subimpulsus atskirai, jų abiejų čirpai atrodo artimi tiesiniams. Skaičiavimai, pateikti lentelėje, patvirtina, jog galinis subimpulsas galėtų būti suspaustas iki trukmės, nedaug viršijančios vieną optinį ciklą, kompensavus tik tiesinį čirpą. Nors anksčiau minėtą idealizuotą bedispersinį dichroinį veidrodį pagaminti neįmanoma, čirpuoti veidrodžiai, kurių spektro juostos ir dispersijos galėtų užtekti galiniam poimpulsui suspausti, yra pademonstruoti ir yra prieinami komerciškai.

Žiūrint bendrai, pagrindiniai impulsų bruožai - dviejų subimpulsų struktūra, sudaryta iš neigiamai čirpuoto, siauresnio spektro priekinio subimpulso ir teigiamai čirpuoto galinio subimpulso, kuriame sutelkta didžioji spektrinės juostos dalis - visuose XFROG matavimuose atsikartoja labai panašiai. Dėl tvarkingos spektro fazės toks kontinuumas galėtų būti sėkmingai naudojamas ten, kur reikia impulsus suspausti, pvz., kaip užkratas parametriniams stiprinuvams. Kai kuriais atvejais poimpulsiai galėtų būti naudingi ir patys savaime, ypač jei pavyktų užtikrinti, kad impulsai neišplistų laike sklisdami iki bandinio arba radus galimybę jų išplitimą kompensuoti.

3.4. Plonose plokštelėse generuojamo kontinuumo stabilumas ir atsparumas generavimo sąlygų pasikeitimams

Kaip matyti iš ankstesniame skyrelyje aprašytų matavimų, keliose plokštelėse generuojamo kontinuumo spektrinis energijos tankis yra palyginus didelis, tačiau jei norima tokį kontinuumą naudoti eksperimente, labai svarbu žinoti,

3.1 lentelė: Kontinuumo subimpulsų spūdimas

Kaupinimo bangos ilgis	1300 nm	1500 nm	1700 nm
Dažnis, ties kuriuo atskiriami ilgabangis ir trumpabangis subimpulsai ν_{split} , PHz	0.22	0.22	0.19
Ilgabangio subimpulso centrinis bangos ilgis λ_L , nm	1484	1700	1793
Energijos dalis ilgabangiam subimpulse W_L	52.2%	71.8%	74.5%
Ilgabangio subimpulso trukmė τ_L , fs (opt. ciklai)	23 (4.6)	14 (2.5)	29.3 (4.9)
Ilgabangio subimpulso laikinis Štrelio faktorius S_L	0.93	0.94	0.63
Ilgabangio subimpulso trukmė kompensavus tiesinį čirpą τ_{LQ} , fs (opt. ciklai)	21.7 (4.4)	13.9 (2.5)	21.9 (3.6)
Ilgabangio subimpulso laikinis Štrelio faktorius, kompensavus tiesinį čirpą S_{LQ}	0.99	0.95	0.87
Ilgabangio subimpulso spektru ribota trukmė λ_{Ltl} , fs (opt. ciklai)	21.7 (4.4)	13.6 (2.4)	19.9 (3.3)
Trumpabangio subimpulso centrinis bangos ilgis λ_T , nm	1088	975	1144
Energijos dalis trumpabangiam subimpulse W_T	47.8%	28.2%	25.5%
Trumpabangio subimpulso trukmė τ_T , fs (opt. ciklai)	11.7 (3.2)	4.9 (1.5)	11.0 (2.9)
Trumpabangio subimpulso laikinis Štrelio faktorius S_T	0.43	0.71	0.3
Trumpabangio subimpulso trukmė kompensavus tiesinį čirpą τ_{TQ} , fs (opt. ciklai)	5.3 (1.4)	4.2 (1.3)	3.3 (0.9)
Trumpabangio subimpulso laikinis Štrelio faktorius, kompensavus tiesinį čirpą S_{TQ}	0.95	0.91	0.96
Trumpabangio subimpulso spektru ribota trukmė λ_{Ttl} , fs (opt. ciklai)	5.1 (1.4)	4.1 (1.3)	3.3 (0.9)

ar kontinuumas stabilus, ir kiek jautriai kontinuumo savybės reaguoja į kaupinimo parametrų pokyčius. Be to, kadangi viena iš galimų šio kontinuumo taikymo sričių - užkrato generavimas OPCPA sistemoms, taip pat aktualu, ar generavimo procesas išlaiko stabilią CEP. Tolimesniuose skyreliuose aprašomi matavimai skirti atsakyti būtent į šiuos klausimus. Jei nenurodyta kitaip, matavimų sąlygos buvo tokios: kaupinimo bangos ilgis $\lambda_p = 1.4 \mu\text{m}$; kaupinimo energija $E_p = 350 \mu\text{J}$. Prieš pradėdant matavimus, atstumai tarp plokštelių d_{i-j} ir atstumas nuo kaupinimo pluošto židinio iki pirmosios plokštelės d_{0-1} buvo parinkti taip, kad būtų gaunamas kiek įmanoma stabilus kontinuumas, išplitęs iki 600nm. Šie atstumai pateikti 3.2 lentelėje.

3.2 lentelė: Apytiksliai atstumai tarp plokštelių

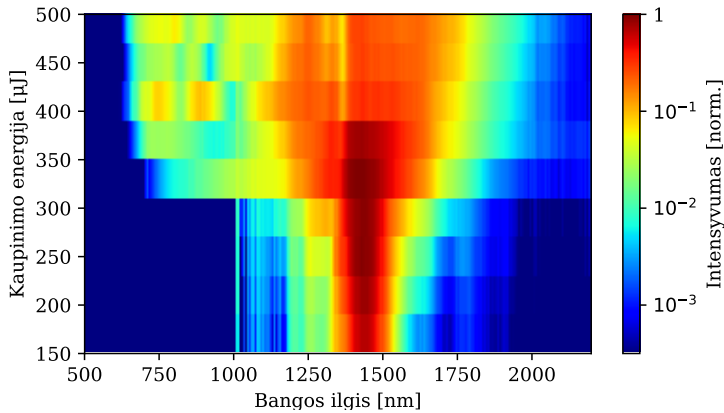
d_{0-1}	d_{1-2}	d_{2-3}	d_{3-4}	d_{4-5}	d_{5-6}	d_{6-7}
5 mm	35 mm	30 mm	35 mm	35 mm	35 mm	45 mm

Atsparumas kaupinimo energijos pokyčiui

Kontinuumo jautrumas kaupinimo energijos pokyčiams buvo tikrintas registruojant spektrus esant skirtingoms energijoms, kurios buvo parenkamos derinant atenuatorių. Spektro kitimas, kai kaupinimo energija derinama 150 μJ – 500 μJ diapazone, pavaizduotas 3.5 pav. Kontinuumo generacija nevyko, kaupinimo energijai esant mažesnei nei 300 μJ , o kai kaupinimo energija viršijo 390 μJ , ryškėdavo spektro trumpabangio sparno moduliacija, kuri paprastai būna susijusi su impulso skilimu. Visgi iki 500 μJ kaupinimo energijos nebuvo pastebėta plokštelių optinio pažeidimo. Matyti, kad naudingas energijų diapazonas - maždaug nuo 300 μJ iki 390 μJ , kai generuojamas gan tolydus kontinuumo spektras. Bendra išvada - kontinuumo generacijos procesas toleruoja daug didesnes energijos variacijas ($\approx \pm 15\%$), negu galima tikėtis iš kokybiškų šiuolaikinių lazerinių sistemų.

Jautrumas židinio padėčiai

Šiai eksperimento daliai visa plokštelių sistema buvo sumontuota ant pagrindinės plokštės taip, kad visas plokšteles kartu būtų patogų pastumti pluošto sklaidimo kryptimi arčiau ar toliau nuo kaupinimo pluošto židinio. Nustatyta, kad plokštę pastūmus iki $\pm 15\text{cm}$ nuo pradinės padėties, kontinuumo išėjimo spektras reikšmingai nepasikeisdavo. Darant prielaidą, kad kaupinimo pluoštas artimas Gauso pluoštui, eksperimente naudotomis fokusavimo sąlygomis Relėjaus ilgis z_R turėjo būti $\approx 7\text{cm}$. Tokiu atveju, priimtinas plokštės pasilinkimo atstumas atitiko maždaug 2 Relėjaus ilgius, dėl ko intensyvumas ant pirmosios plokštelės pasikeitė ≈ 5 kartus. Įdomu palyginti šį rezultatą su ankstesnio skyrelio rezultatu: siekiant užtikrinti, kad kontinuumo spektras ženkliai



3.5 pav.: Kontinuumo spektro kitimas derinant kaupinimo energiją.

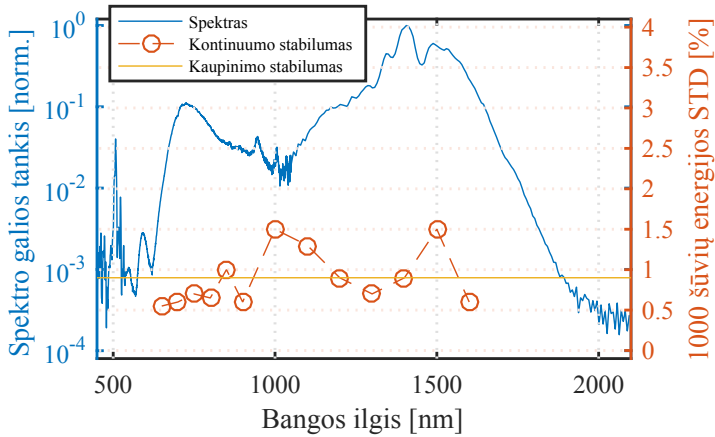
nepasikeistų, kaupinimo energija turi būti fiksuota daug tiksliau, negu kaupinimo intensyvumas.

Trumpalaikis energijos stabilumas

Trumpalaikis impulso energijos stabilumas yra vienas esminių parametru daugeliui galimų kontinuumo spinduliuotės taikymų. Atsižvelgiant į tai, jog kontinuumo generacijos metu spektro komponentės formuojasi skirtingais etapais, galima tikėtis, jog skirtingų spektro komponentių stabilumas gali būti labai nevienodas, net jei visa impulso energija šūvis nuo šūvio ir visai nesikeistų. Todėl buvo nuspręsta energijos stabilumą charakterizuoti matuojant atskirų spektro intervalų stabilumą. Matavimų rezultatai pavaizduoti 3.6 pav. Spektro ruožai buvo atskirti naudojant siaurajuosčių (10 nm FWHM) interferencinių filtrų rinkinį. Ties kiekvienu bangos ilgiu impulsų energijos stabilumas buvo matuojamas fotodiodais: bangos ilgiams $< 1 \mu\text{m}$ naudotas Si fotodiodas, ilgesniems - InGaAs fotodiodas (jautrus iki $1.7 \mu\text{m}$). Matyti, kad visame spektre energijos triukšmas neviršija 1.5%. Gali būti, jog prastesnės stabilumo vertės ties 1000 nm gaunamos ir dėl to, kad šioje srityje spektro minimumas sutampa su abiejų naudotų diodų prasto jautrio sritimi, dėl ko padidėja detekcijos triukšmo įtaka. Įdomu pastebėti tai, kad ties kai kuriais bangos ilgiais energijos triukšmas ženkliai mažesnis negu kaupinimo. Šis efektas susijęs su slenkstiniu kontinuumo generacijos proceso pobūdžiu ir dažnai pastebimas ir generuojant kontinuumą vientisose kietose terpėse [103,164].

Jautrumas plokštelių išdėstymui

Mūsų schemoje kontinuumo generatorių sudaro 7 plokštelės. Plokštelių išdėstymui nusakyti reikalingi bent 7 laisvieji parametrai, pavyzdžiui, pirmosios



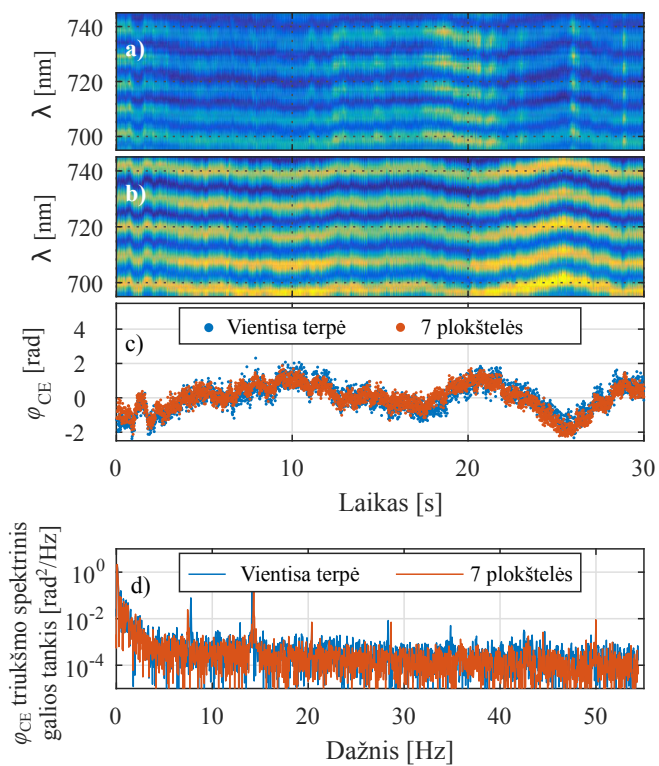
3.6 pav.: 1400 nm impulsais kaupinamo kontinuumo trumpalaikio energijos stabilumo priklausomybė nuo bangos ilgio. Geltona ištisinė linija pavaizduotas kaupinimo energijos stabilumas. Dėl aiškumo parodytas ir kontinuumo spektras

plokštelės padėtis kaupinimo pluošto židinio atžvilgiu, ir šeši tarpai tarp plokštelių, taigi, parametrų erdvė septynmatė. Jei kontinuumo generacijos procesas būtų itin jautrus visiems šiems parametrams, galėtų būtų labai sudėtinga jį optimizuoti. Siekiant suprasti šį jautrumą, buvo atliktas toks eksperimentas: startuojant nuo plokštelių konfigūracijos, kurioje generuojamas stabilus kontinuumas, buvo judinama po vieną plokštelę. Nustatyta, kad galutinio kontinuomo spektro forma buvo labai jautri vienos arba dviejų iš 4, 5 arba 6 plokštelių padėčiai, tačiau daug mažiau jautri visų kitų plokštelių padėtimis. Šią tendenciją galima paaiškinti taip: kaip minėta aptariant 3.2 pav., didžioji dalis spektro plitimo įvyksta būtent vienoje arba dviejose plokštelėse, kuriose vyksta impulso galinio fronto statėjimas. Būtent šių plokštelių padėtis pakeitus daugiau nei 1 mm, galutinio spektro forma drastiškai pasikeisdavo. Visas kitas plokšteles buvo galima paslinkti po maždaug 1 cm, ir spektro forma pastebimai nepasikeisdavo. Išvis menką įtaką pasirodė turinti pirmoji plokštelė, kurios poslinkis net iki 2-4cm beveik neturėdavo įtakos kontinuomo spektro formai. Tai pastebėjus, eksperimentas buvo pakartotas su keliais skirtingais kaupinimo bangos ilgiais. Kaupinimo bangos ilgiui esant 1.3 μm , galimą pirmosios plokštelės padėties intervalą riboja optinis plokštelės pažeidimas. Tuo tarpu kaupinant 1.75 μm spinduliuote, optinis pažeidimas neįvykdavo, ir kontinuomo spektras beveik nesikeisdavo pirmąją plokštelę perkeliant net 10 cm intervale, net kai kaupinimo energija siekė 800 μJ . Gali susidaryti įspūdis, kad pirmoji plokštelė kontinuomo generacijai nereikšminga, tačiau taip tikrai nėra: visais atvejais kurią nors iš pirmųjų plokštelių patraukus iš pluošto, kontinuomo generacija nutrūkdavo.

Taigi, daugiakomponenčio kontinuumo generatoriaus jautrumą plokštelių išdėstymo pokyčiams galima apibendrinti taip: pirmųjų plokštelių, kuriose vyksta laipsniškas, simetriškas spektro platėjimas ir erdvėlaikinis impulso persiformavimas, padėčių labai kruopščiai optimizuoti greičiausiai neverta - jų padėtys nėra kritiškai svarbios galutiniam rezultatui. Visą dėmesį derėtų skirti tai plokštei ar plokštelėms, kuriose vyksta galinio impulso fronto statėjimas, kuris, mūsų eksperimento sąlygomis, pasireiškia staigiu ir asimetrišku spektro plitimu.

CEP stabilumas

Jau yra pademonstruota, kad plonose plokštelėse sugeneruotas kontinuumas gali būti naudingas kaupinimo šaltinis aukštųjų harmonikų generacijai [165]. Šiam ir kitiems taikymams stipraus lauko fizikos eksperimentuose yra svarbu, kad kontinuumo generacija neįneštų didelio CEP triukšmo. Siekiant įvertinti plonose plokštelėse generuojamo kontinuumo CEP stabilumą, buvo naudojama parametrinio stiprintuvo $1.75\ \mu\text{m}$ šalutinė banga, kuri yra pasyviai stabilizuota. Kaip ir kituose skyreliuose aprašytuose eksperimentuose, CEP stabilumui matuoti buvo naudotas $f - 2f$ interferometrijos metodas [59]. Matavimas atliktas dviem $f - 2f$ interferometrais vienu metu: viename kontinuumas generuotas plonose plokštelėse, kitame (į kurį nukreiptas anksčiau eksperimente kaip XFROG zondas naudotas atspindys nuo nedengto FS langelio) - vientisame FS langelyje. Šių dviejų vienalaikių $f - 2f$ matavimų rezultatai pateikti 3.7 pav. Paveikslu a ir b dalyse pateiktose $f - 2f$ interferogramose kiekvienas spektras buvo pamatuotas iš vieno lazerio šūvio, t.y., nevidurkinant. Spektrai buvo fiksuojami maždaug 55 Hz dažniu. 3.7c pavaizduotos CEP vertės, apskaičiuotos iš interferogramų. Matyt, kad CEP vertė svyruoja gan dideliame intervale. Tai nėra netikėta - nesiimant specialių priemonių ir netaikant lėto grįžtamojo ryšio, pasyviai stabilizuota šalutinės bangos CEP yra jautri daugeliui aplinkos trikdžių; parametrinis stiprintuvas nebuvo specialiai derintas geriausiam CEP stabilumui, o ir aplinkos sąlygos laboratorijoje nebuvo tinkamos matuoti geroms CEP stabilumo vėrtėms. Visgi galima pastebėti, jog didžiąją CEP triukšmo dalį sudaro lėtas dreifas, kurio didžiąją dalį kompensuoti grįžtamojo ryšiu būtų nesunku. Visgi svarbiausias rezultatas čia yra tai, kad CEP vertės, matuojamos plonų plokštelių kontinuumo generatoriuje ir vientisoje terpėje sutampa labai gerai. Tai parodo, kad kontinuumo generacija plonose plokštelėse neįneša ženkliai daugiau CEP triukšmo nei kontinuumo generacija įprastais metodais. 2 skyriuje aprašyti rezultatai aiškiai parodo, jog kontinuumo generacija kietoje terpėje yra tinkama priemonė generuoti plataus spektro impulsus su geru CEP stabilumu. Kontinuumo generacija plonose plokštelėse pasižymi net šiek tiek mažesniu CEP triukšmu: 3.7d matyti, kad aukštesniuose dažniuose plonų plokštelių kontinuumo triukšmo galios tankio linija kiek žemesnė nei vientisos terpės kontinuumo. Apibendrinant, kai kuriuose taikymuose vi-



3.7 pav.: Kontinuumo, sugeneruoti vientisoje terpėje (FS) ir plokštelių masyve CEP stabilumo palyginimas. a, b) kontinuumo, generuoto atitinkamai vientisoje terpėje ir plokštelių serijoje, $f - 2f$ interferogramos; c) Iš $f - 2f$ interferogramų apskaičiuotos CEP φ_{CE} vertės; d) CEP triukšmo spektrinis galios tankis

entisą kontinuumo generatorių būtų galima pakeisti plonų plokštelių sistema, neprarandant CEP stabilumo.

4. 1.5 μm impulsų solitoninė savispūda periodiškai orientuoto netiesiškumo RKTP kristale

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai iš publikacijos VII.

4.1. Neigiamo netiesinio lūžio rodiklio atsiradimas dėl kaskadinio $\chi^{(2)}$ netiesiškumo

Yra žinoma, kad kai terpėse su $\chi^{(2)}$ netiesiškumu antrosios harmonikos generacija vyksta nesant tikslaus fazinio synchronizmo, antrosios harmonikos generavimo efektyvumas mažėja, o fundamentinė kaupinimo banga dėl daug kartų į antrąją harmoniką išverčiamos ir grįžtančios atgal bangų patiria netiesinius fazinius poslinkius [166]. Šių fazinių poslinkių įtaką galima aprašyti dėl kaskadinio proceso atsirandančiu efektiniu netiesiniu lūžio rodikliu $n_2^{(Kask.)}$ [167]:

$$n_2^{(Kask.)} = -\frac{2\omega_1 d_{eff}^2}{c^2 \epsilon_0 n_{1H}^2 n_{2H} \Delta k} \quad (4.1)$$

Čia ω_1 - kaupinimo bangos dažnis, d_{eff} - efektinis netiesiškumas antrosios harmonikos generacijos sąveikai, n_{1H} ir n_{2H} - lūžio rodikliai atitinkamai fundamentinei bangai ir antrajai harmonikai, Δk - fazinis nederinimas. Taigi, $\chi^{(2)}$ netiesiškumas terpėje efektyviai sukuria $\chi^{(3)}$ netiesiškumą.

Kaip žinoma, visos neutralios (ne plazmos būvio) optinės terpės pasižymi teigiamu elektroniniu (Kero) netiesiniu lūžio rodikliu, o tai lemia, kad netiesinis fazinis poslinkis intensyviai spinduliuotei visada veda link pluošto fokosavimosi. Todėl svarbiausias kaskadinės antrosios harmonikos generacijos atveju gaunamo netiesinio lūžio rodiklio ypatumas yra tas, kad, kaip matyti iš (4.1) lygties, $n_2^{(Kask.)}$ gali būti tiek teigiamas, tiek neigiamas. Tinkamai parinkus sąlygas - sudarius sąlygas, jog Δk būtų teigiamas ir pakankamai nedidelis, galima pasiekti, jog $n_2 = n_2^{(Kero)} + n_2^{(Kask.)} < 0$, t.y., sukurti optinę terpę su

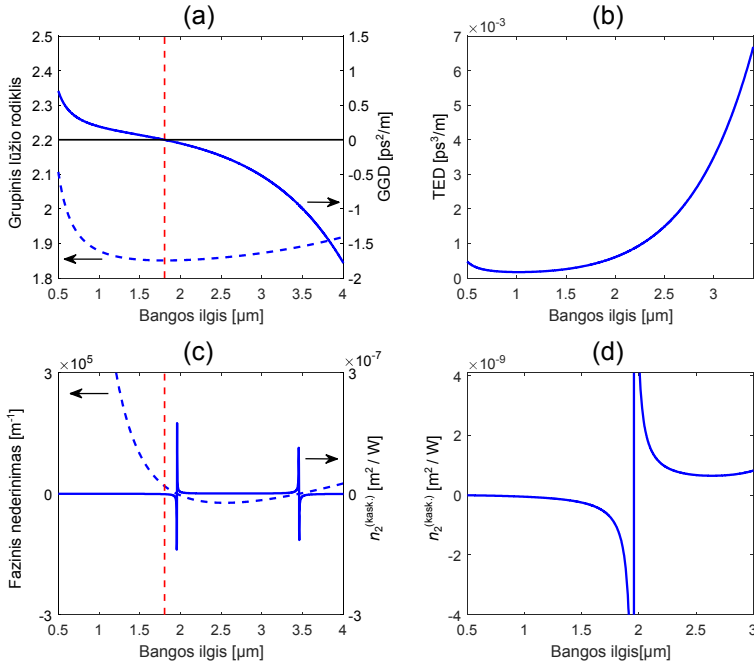
neigiamu efektiniu netiesiniu lūžio rodikliu. Tokios terpėse išvengiama pluošto suirimo į daugelį šviesos gijų, taigi iš principo galima realizuoti didelės energijos impulsų spektro plėtrą ir/arba savispūdą. Nors pirmieji bandymai šia kryptimi buvo atlikti gana seniai ir atrodė gana perspektyviai ([168] realizuota 100 fs, 600 μ J impulsų spūda iki 30 fs su 80% efektyvumu), didelio paplitimo metodas nesulaukė, nes kristaluose, standartiškai taikomuose femtosekundinių lazerių antrosios harmonikos generacijai (pavyzdžiui, BBO), $n_2^{(Kero)}$ ir praktiškai prieinamų $n_2^{(Kask.)}$ verčių santykis yra ne itin palankus. Kaip matyti iš (4.1) lygties, esant fiksuotai d_{eff} vertei, vienintelė galimybė didinti $n_2^{Kask.}$ yra mažinti Δk - artėti prie sinchronizmo antrajai harmonikai; tokiu atveju $n_2^{Kask.}$ vertė stipriai priklauso nuo bangos ilgio, ir neigiamas efektinis netiesiškumas pasiekiamas tik labai ribotame bangos ilgių diapazone.

Proveržis šioje srityje įvyko tada, kai M. Bache ir bendradarbiai pradėjo kaskadinei impulsų savispūdai taikyti periodiškai orientuoto netiesiškumo ličio niobato (PPLN, PP-LiNbO₃) kristalus [169,170]. Dėl daug didesnio PPLN kristalų d_{eff} ir galimybės derinti efektinį Δk parenkant netiesiškumo orientavimo - kvazi-sinchronizmo fazinės gardelės - periodą, neigiamą efektinį lūžio rodiklį galima realizuoti daug platesniame ir/arba derinamame bangos ilgių diapazone. Be to, derinant kvazi-sinchronizmo periodą, galima realizuoti efektyvesnę energijos perdavimą iš besispaudžiančios solitoninės kaupinimo bangos į dispersinę bangą tolimesnėje IR srityje [171].

4.2. Kontinuumo generacijos sąlygos PPRKTP kristale

Mūsų eksperimente netiesinei impulsų spūdai naudojamas anksčiau tokio tipo eksperimentuose nebandytas netiesinis kristalas - KTP. Eksperimentui pasirinkta rubidžiu legiruota KTP atmaina - RKTP. RKTP pasižymi visomis geomis KTP savybėmis: stipriu netiesiškumu, plačia skaidrumo juosta, tačiau yra atsparesnis pilkų trekų generacijai [172]. Be to, dėl Rb priemaišų sumažėja KTP joninis laidumas, dėl ko pagerėja periodiškai orientuoto netiesiškumo domenų struktūrų kokybė, kai periodinis domenų orientavimas vykdomas elektrinio lauko metodu [173].

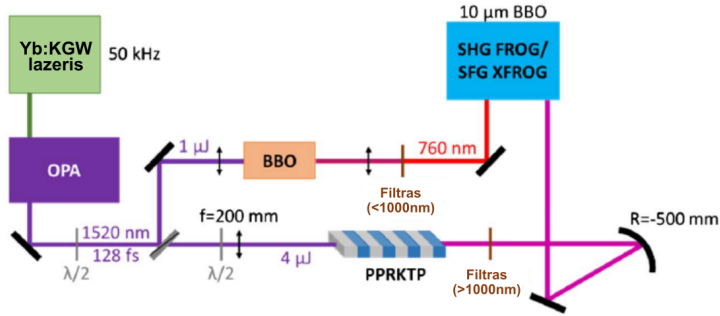
Kaupinimo bangos poliarizaciją parinkus lygiagrečią kristalo c ašiai, o sklidimo kryptį - palei kristalo a ašį, galima naudoti didžiausią KTP netiesinį koeficientą - $d_{33} = 16.9\text{pm/V}$. Kristalo parametrai optimizuojami $\approx 1.5 \mu\text{m}$ kaupinimo bangos ilgiui. Aktualūs RKTP kristalo dispersijos ir efektinio netiesiškumo, kai parinktas 36 μm gardelės periodas, parametrai parodyti 4.1 pav. Domenų orientavimo periodas parenkamas taip, kad fazinis sinchronizmas antrosios harmonikos generacijai būtų pasiekiamas netoli KTP dispersijos nulio ($\approx 1.8 \mu\text{m}$) Didžiausio galimo netiesinio koeficiento naudojimas padeda pla-



4.1 pav.: KTP kristalo dispersijos parametrai. (a) KTP kristalo grupinio lūžio rodiklio ir grupinių greičių dispersijos (GGD) priklausomybė nuo bangos ilgio. Horizontali linija žymi $GGD = 0$; (b) trečiosios eilės dispersija; (c) fazinio nederinimo antrajai harmonikai ir dėl kaskadinio netiesiškumo atsirandančio netiesinio lūžio rodiklio $n_2^{(kask.)}$ priklausomybė nuo bangos ilgio plačiame diapazone; (d) kaip (c), tik siauresniame bangos ilgių diapazone

čiame bangos ilgių diapazone realizuoti neigiamą efektinę n_2 : KTP netiesinio lūžio rodiklio Kero dedamoji $n_2^{(Kero)} = 2.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$, o ties planuojamu $\approx 1.58 \mu\text{m}$ kaupinimo bangos ilgiu kaskadinis netiesiškumas beveik dešimt kartų didesnis: $n_2^{(Kask.)} = -1.65 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$. Didelis neigiamas netiesinis lūžio rodiklis ir teigiama grupinių greičių dispersija ties kaupinimo bangos ilgiu leidžia tikėtis, jog kaupinimo impulsas solitoniškai spausis. Papildomas svarbus tokio gardelės periodo parinkimo privalumas - netiesiškumo ir dispersijos ženklai keičiasi maždaug ties tuo pačiu bangos ilgiu, taigi, spektrui plintant, spektrinės komponentės, atsirasiančios ties bangos ilgiais $> 1.8 \mu\text{m}$, taip pat solitoniškai spausis.

Dėl plataus impulso spektro, modeliuojant buvo taikyta speciali lygtis, kurioje visas elektrinis laukas aprašomas viena lygtimi, neskaidant į komponentes, sukonzentruotas ties fundamentiniu ir antrosios harmonikos dažniais [174]. Skaičiuojant netiesinę poliarizaciją, modelyje buvo įskaityti momentinis - Kero tipo - ir uždelstas - Ramano tipo - atsakai. Gerai žinoma, kad Ramano sklai-



4.2 pav.: Eksperimento schema

da KTP yra gana stipri [175], tačiau nebuvo žinoma, kokio tiksliai dydžio yra Ramano sklaidos įtaka, lyginant su Kero efektu. Geriausias sutapimas tarp eksperimento ir modeliavimo buvo gautas tada, kai modelyje Kero ir Ramano efektų santykinis stiprumas buvo nustatytas $f_{RT} = 0.5$. Ši vertė atitinka bendrą tendenciją, jog feroelektrinėse medžiagose Ramano efektas reikšmingas [176].

4.3. Kontinuumo generacijos PPRKTP kristale su $36 \mu\text{m}$ netiesiškumo orientavimo periodu eksperimentinis tyrimas

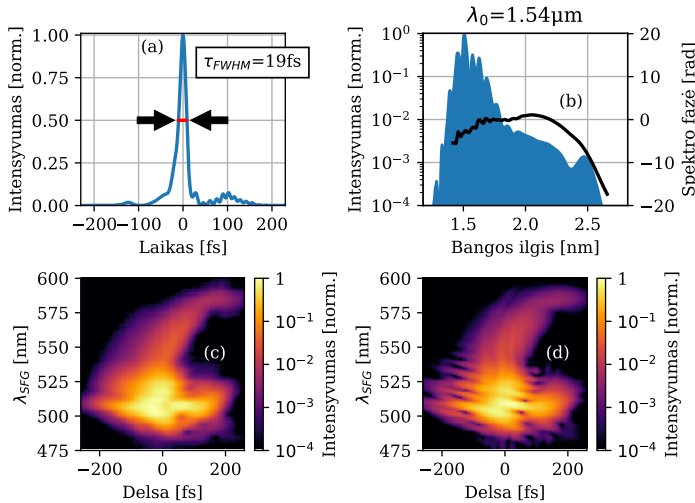
Iš keleto pagamintų skirtingų parametų RKTP kristalų eksperimentams buvo pasirinktas kristalas, kurio netiesiškumo orientavimo periodas buvo $36 \mu\text{m}$, o gardelės ilgis - 11 mm, nes buvo nustatyta, jog šiame kristale generuojamas plačiausio spektro kontinuumas. Eksperimento schema pavaizduota 4.2 pav. Eksperimente buvo naudojamas femtosekundinis Yb:KGW lazeris (Pharos, Light Conversion) ir parametrinis stiprintuvas (Orpheus-F, Light Conversion). Suderinus parametrinį stiprintuvą $1.52 \mu\text{m}$ bangos ilgiui, impulso energija siekė $5 \mu\text{J}$, impulsų pasikartojimo dažniui esant 50 kHz, o impulso trukmė buvo 128 fs. Kaupinimo impulso SHG-FROG matavimo rezultatai pateikti pav. Bangine plokšte ir poliarizatoriumi kaupinimo impulso energija paskirstyta taip: $4 \mu\text{J}$ skirti kaupinti PPRKTP kristalui; likęs $1 \mu\text{J}$ fokusuojamas į BBO kristalą, kuriame generuojama antroji harmonika. Filtru nuslopinus fundamentinę spinduliuotę, šis antrosios harmonikos impulsas naudojamas XFROG matavime.

Kaupinimo pluoštas (diametras $\approx 3 \text{ mm}$) buvo švelniai fokusuojamas į PPRKTP kristalą $f = 200 \text{ mm}$ židinio nuotolio lęšiu. Kristalas buvo pastatytas maždaug 25 mm prieš lęšio židinį: besifokusuojantis kaupinimo pluoštas turėtų iš dalies kompensuoti dėl neigiamo netiesinio lūžio rodiklio vykstantį pluošto netiesinį defokusavimąsi. Prieš lęšį naudojama banginė plokštelė tiksliai suderinti kaupinimo spinduliuotės poliarizaciją su PPRKTP kristalo c ašimi, taip

pasinaudojant didžiausiu PPRKTP netiesinio jautrio tenzoriusu elementu d_{33} . Kristalo pradžioje kaupinimo intensyvumas siekė $\approx 13 \text{ GW/cm}^2$. Vengiant chromatinės aberacijos, kontinuumo spinduliuotė kolimuojama $R = -500 \text{ mm}$ sferiniu veidrodžiu. Vykstant MIR kontinuumo generacijai, PPRKTP kristale dėl kaskadinių $\chi^{(2)}$ procesų taip pat generuojama nemažai netvarkingos spektrinės struktūros matomos spinduliuotės, kurios spektras iš dalies persikloja su sritimi, kurioje turėtų būti mus dominantis XFROG signalas. Siekiant maksimaliai švaraus XFROG matavimo, ši matoma spinduliuotė buvo užblokuota filtru, praleidžiančiu tik $> 1000 \text{ nm}$ bangos ilgių šviesą.

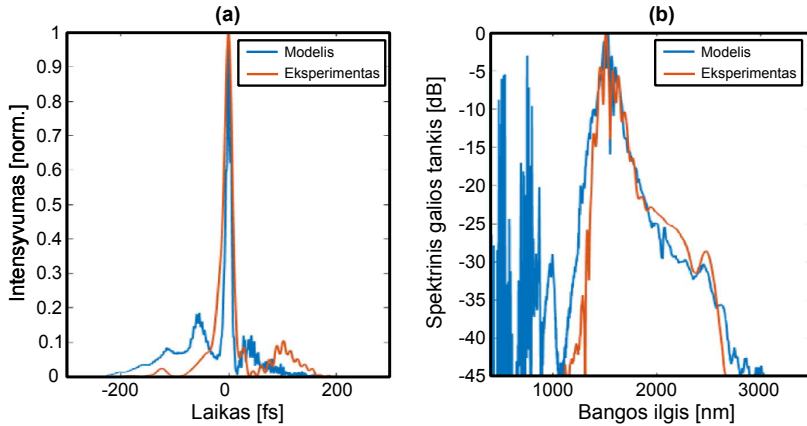
SFG-XFROG/SHG-FROG matavimo schema buvo suprojektuota taip, kad ir zonduojantį, ir kontinuumo impulsus buvo galima charakterizuoti tame pačiame kristale (BBO, $10 \mu\text{m}$ storio) neperstatant schemas. Tokiu būdu užtikrinamas atitikimas tarp SHG-FROG ir SFG-XFROG matavimų.

Kontinuumo impulso XFROG matavimas pavaizduotas 4.3 pav. Pagrindinio impulso trukmė yra apie 19 fs - maždaug 6 kartus trumpesnė nei pradinio kaupinimo impulso (128 fs). Be to, stebimas žymus spektro plitimas į ilgabangę pusę. Glotnios formos ilgabangis spektro sparnas įdomus visų pirma todėl, kad tokia situacija yra priešinga tipinei kontinuumo generacijos situacijai, kai didesnis glotnus spektro plitimas, siejamas su impulso galinio fronto statėjimu, vyksta į trumpabangę pusę. Ilgabangė spektro sritis sukoncentruota dispersinėje bangoje, sekančioje už susispaudusio pagrindinio impulso. Taip pat matyti, kad dispersinę bangą sudarančių spektrinių komponentų fazė kinta tolydžiai ir beveik polinominiu dėsniu, todėl, parinkus tinkamą dispersinę terpę ar sistemą, būtų galima tikėtis suspausti ir dispersinę bangą.



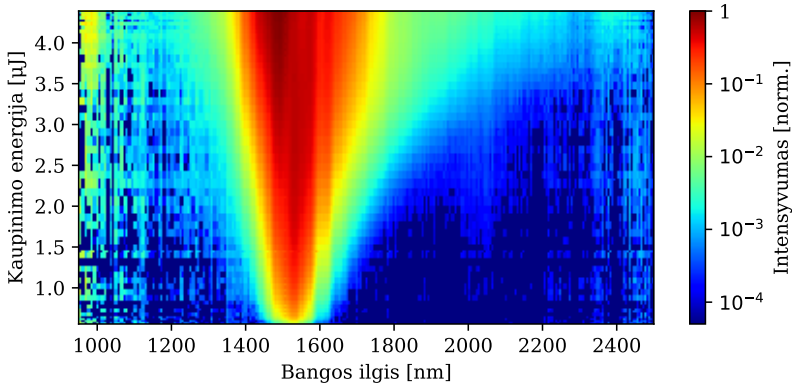
4.3 pav.: Kontinuumo XFROG matavimas. (a) impulsas (b) spektras ir spektro fazė (c) užfiksuotas XFROG pėdsakas; (d) atkurtas XFROG pėdsakas;

Netiesinio impulsų sklidimo modeliavimo ir eksperimento rezultatai palyginti 4.4 pav. Siekiant geriau atkartoti eksperimento sąlygas, skaičiavimuose buvo naudojamas eksperimentiškai išmatuotas kaupinimo impulso profilis ir energija. Matyti, kad sutapimas tarp eksperimentinio spektro ir modeliavimo rezultatų puikus. Impulso profiliai skiriasi kiek labiau, tačiau esminiai bruožai - susispaudęs centrinis impulsas ir už jo sekanti moduluota dispersinė banga - atkartojami gerai. Visa tai patvirtina, jog detalus modelis gerai aprašo kristale vykstančius procesus.



4.4 pav.: Kontinuumo XFROG matavimas. (a) užfiksuotas XFROG pėdsakas; (b) atkurtas XFROG pėdsakas; (c) Atkurtas spektras ir spektro fazė

Kontinuumo spektro priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos pa-vaizduota 4.5 pav. Kaip ir galima tikėtis, dėl ženkliai skirtingų dominuojančių kontinuumo generavimo mechanizmų, ši priklausomybė atrodo visai kitaip nei, pvz., 3.5 pav. Verta atkreipti dėmesį į tokius diagramoje matomus dėsnin-gumus. Kaip ir tikėtasi, kai į ilgabangę pusę plintantis spektras pradeda siekti 2000 nm, išryškėja ir antrosios harmonikos signalas ties 1000 nm, nulemtas palankių fazinio sinchronizmo sąlygų kristale. Spektras plinta asimetriškai - smarkiau į ilgabangę pusę. Pagrindiniai tai lemiantys veiksniai - palankios fa-zinio sinchronizmo sąlygos keturbangei sąveikai tarp kaupinimo ir komponentų ilgabangėje pusėje; parinktas kaupinimo bangos ilgis, lemiantis, jog kaupinimo impulso grupinis greitis artimiausias $\approx 2.5 \mu\text{m}$ spektrinių komponentų grupiniam greičiui, bei Ramano sklaidos įtaka. Labai svarbu ir tai, kad nėra aiškios slenkstinės energijos vertės - didinant energiją, spektro plitimas vyksta palyginus tolydžiai. Tai irgi suprantama: dėl neigiamo netiesinio lūžio rodiklio, didėjant intensyvumui vyksta ne savaiminis pluošto fokusavimasis, o savaiminis pluošto defokusavimasis, kuris nepasižymi slenkstine proceso eiga.



4.5 pav.: PPRKTP kristale generuojamo kontinuumo spektro priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos

Apibendrinant galima pasakyti, kad atlikti eksperimentai rodo, kad impulsų spūda PPRKTP kristale galėtų būti patrauklus būdas generuoti trumpus impulsus aplink $1.5\ \mu\text{m}$. Ši schema turi nemažai privalumų: eksperimentiškai ją realizuoti labai paprasta; galima tikėtis ženklios pagrindinio impulso spūdos ir neblogos suspausto impulso kokybės; neigiamo netiesinio lūžio rodiklio dėka šią schemą galima naudoti ir su sąlygiškai didelės energijos impulsais (PPRKTP kristalus galima pagaminti $5\ \text{mm}$ ir didesnės apertūros [173]); taip pat galima tikėtis gero išėjimo impulso parametrų stabilumo, nes iš 4.5 matyti, kad spektro kitimas keičiantis kaupinimo energijai yra lėtas ir tolydus. Tačiau ši schema turi ir trūkumų: specifinę procesui realizuoti reikalingą fazinio nederinimo ir grupinių greičių dispersijos kombinaciją galima gauti tik tada, kai kaupinimo bangos ilgis patenka į gana siaurą sritį (maždaug $1.3\ \mu\text{m}$ – $1.6\ \mu\text{m}$). Į šį intervalą nepatenka populiariausių femtosekundinių lazerių spinduliuojamų bangų ilgiai ($\approx 800\ \text{nm}$ ir $\approx 1030\ \text{nm}$), todėl kaupinimo impulsą šiam kristalui beveik neišvengiamai reikia generuoti parametriniu stiprintuvu, o tai riboja bendrą schemos energinį efektyvumą (išimtis galėtų būti šviesolaidiniai Er jonais legiruoti lazeriai; nors dauguma komerciškai prieinamų Er lazerių veikia dešimčių MHz dažnių ir spinduliuoja nJ eilės ar dar mažesnės energijos impulsus, yra pademonstruota, kad naudojant didelę legiravimo koncentraciją ir trumpą galinio stiprintuvo šviesolaidį, tokia lazeryje galima sugeneruoti net $\approx 1\ \text{mJ}$ eilės energijos impulsus [177]). Be to, reikia pastebėti, kad nors tyrime nebuvo tam skirta daug dėmesio, kristale generuojama ir nemažai netvarkingos spektrinės struktūros matomos spinduliuotės, kuri lemia papildomus nuostolius, be to, daugeliui taikymų ją reikia papildomai filtruoti. Taip pat yra žinoma, kad impulsai, gaunami savispūdos būdu terpėse su neigiamu netiesiniu lūžio rodikliu, pasižymi erdvėje moduluota impulso trukme [178], tačiau reikėtų papildomų matavimų, norint nustatyti šio efekto mastą duotuoju atveju.

5. Plačiame diapazone derinamų keleto optinių ciklų impulsų MIR srityje generavimas Yb:KGW lazeriu kaupinamoje sistemoje

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai dar nepaskelbti publikacijose, bet dalis rezultatų yra pristatyti konferencijose.

5.1. Kristalų apžvalga

Brandžiausi šiuo metu prieinami lazeriniai ultratrumpųjų impulsų šaltiniai - Ti:safyro ir Yb- pagrindu veikiančys lazeriai - spinduliuoja atitinkamai ties 800 nm ir 1030 nm. Galimybės generuoti ultratrumpuosius impulsus MIR srityje naudojant tokių lazerių spinduliuotę tiesiogiai yra gana ribotos: absoliuti dauguma netiesinių kristalų, skaidrių šiems bangos ilgiams, nėra skaidrūs viduriniojoje infraraudonojoje srityje. Keleto populiariausių netiesinių kristalų skaidrumo sritys, draustinės juostos tarpai E_G ir efektingi netiesiniai koeficientai d_{ef} sąveikai, kai kaupinimo bangos ilgis 2 μm , signalo bangos ilgis - 3 μm , o generuojamo skirtuminio dažnio bangos ilgis - 6 μm , pažymėti 5.1 lentelėje.

5.1 lentelė: Netiesinių kristalų, tinkamų generuoti MIR srities impulsus, parametrai

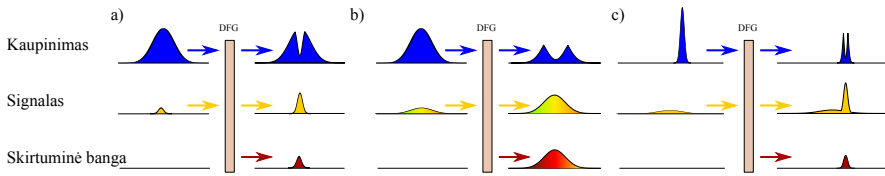
Kristalas	Skaidrumo sritis	E_G [eV]	d_{ef} [pm/V]
AgGaS ₂	500 nm-13 μm	2.73	8.1
GaSe	650 nm-18 μm	2.1	56
LiGaS ₂	330 nm-11.6 μm	4.15	4.33
ZnGeP ₂	2 μm -12 μm	1.2	78
CdSP ₂	660 nm-9 μm	2.45	39

Svarbu atkreipti dėmesį, kad dirbant su femtosekundiniais impulsais realiai naudinga skaidrumo sritis yra apsprendžiama ne vienifotonės, o bent jau dvifotonės sugerties. Todėl, pavyzdžiui, nors AgGaS_2 , GaSe kristalai laikomi skaidriais ir Yb- , ir Ti:safyro lazerių spinduliuotei tiesiniame sklidimo režime, naudojant šių lazerių spinduliuotę su intensyvumais, reikalingais efektyviai netiesinei tribangei sąveikai, galima tikėtis ryškios dvifotonės sugerties. Mažai to, kad dvifotonė sugertis lemia nuostolius kaupinimo bangai, dėl ko sugeneruojama mažiau naudingos infraraudonosios spinduliuotės, naudojant kristalus tokiomis sąlygomis didelio pasikartojimo dažnio/vidutinės galios sistemose, greitai pasireiškia kristalo kaitimas, dėl kurio gali keistis fazinio sinchronizmo sąlygos ar nukentėti pluošto kokybė, o kraštutiniu atveju - įvykti kristalo pažeidimas. Matyti, kad daugeliu atžvilgių CdSP_2 kristalas turi pranašumą, tačiau jo gauti kol kas labai sunku. LiGaS_2 kristalą netgi būtų galima naudoti tiesiai su $1\ \mu\text{m}$ kaupinimo lazeriu, tačiau jo gauti taip pat nelengva, be to, jo netiesinis koeficientas gan mažas.

Atsižvelgiant į išvardytas problemas, matyti, jog daugeliu atvejų perspektyvesnis metodas yra dvipakopis procesas: panaudojant oksidinius kristalus perkelti kaupinimo lazerių spinduliuotę į bangos ilgus, kuriuose išvengiama dvifotonės sugerties, o po to šią spinduliuotę naudoti kaip kaupinimą tolimesnei parametrinei pakopai, kurioje naudojamas neoksidinis kristalas. Mūsų atveju, vengiant žinomų AgGaS_2 kristalo problemų dėl netiesinės sugerties ir degradavimo, pasirenkamas GaSe kristalas.

Daugumoje mokslinėje literatūroje aprašytų, o taip pat ir komercinių, tokio tipo sistemų naudojama skirtuminio dažnio generacijos schema: infraraudonoji spinduliuotė generuojama naudojant parametrinio stiprintuvo signalą kaip kaupinimą, o šalutinę bangą - kaip signalą. Neretai tai realizuojama labai paprastu metodu: paskutinė stiprintuvo pakopa kolineari; dichroiniu veidrodžiu atskyrus kaupinimą, galima išsyk statyti IR kristalą ir generuoti skirtuminį dažnį [179]. Tokia schema gana gerai pasiteisina su Ti:safyro lazeriais: jų impulsų trukmė neretai siekia 20-30fs, panašios trukmės būna ir signaliniai bei šalutiniai impulsai. Dėl to taip generuojant skirtuminį dažnį, galima pasiekti gan didelį skirtuminio dažnio impulsų spektro plotį ($300\ \text{cm}^{-1}$ ir daugiau), kuris svarbus spektroskopiniuose taikymuose [180]. Tuo tarpu Yb- lazerių impulsų trukmė retai kada būna mažesnė nei 150fs, o daugumoje komercinių lazerių paprastai siekia 250-400fs. Nesiimant specialių priemonių, panašios bus ir parametrinių bangų impulsų trukmės, dėl ko ir generuojami IR impulsai bus daug ilgesni nei keletas optinių ciklų ir pasižymės siauresniu spektru [181].

Šiame skyrelyje aprašomų tyrimų tikslas buvo sukurti netiesinę optinę sistemą, kaupinamą Yb:KGW lazeriu, kuri galėtų generuojamų impulsų trukme, spektro pločiu bei IR impulsų generavimo efektyvumu konkuruoti su Ti:safyro lazerių pagrindu sukurtomis sistemomis [182–186]. Reikia pastebėti, kad neseniai buvo pademonstruota itin trumpų - 32 fs - impulsų generacija ties $\approx 8\ \mu\text{m}$



5.1 pav.: Galimi impulsų trukmių santykio parinkimo variantai, siekiant generuoti trumpus skirtuminio dažnio impulsus. a) Ilgas kaupinimo impulsas, trumpas signalinis impulsas b) Ilgas kaupinimo impulsas, čirpuotas signalinis impulsas c) Trumpas kaupinimo impulsas, ilgas signalinis impulsas

Yb:KGW lazeriu kaupinamoje sistemoje [187] naudojant LiGaS₂ kristalą, tačiau šioje sistemoje trumpi impulsai gaunami tik ties vienu fiksuotu centriniu bangos ilgiu.

5.2. Schema ir jos pagrindimas

Kaip minėta anksčiau, taikant paprasčiausiąją schemą sugeneruoti trumpų IR impulsų sistemoje, kaupinamoje Yb:KGW lazeriu, nepavyks. Galima pereiti prie vienu laipteliu sudėtingesnės schemos: DFG pakopos kaupinimą ir užkratą formuoti atskiruose parametriniuose stiprintuvuose, o po to suvesti į DFG pakopą. Natūraliai kyla klausimas: kokiomis savybėmis turėtų pasižymėti formuojami DFG kaupinimo ir užkrato impulsai, kad būtų galima generuoti trumpiausius, plačiausio spektro IR impulsus, išlaikant kuo geresnį visos schemos efektyvumą, be to, pasilikant galimybę derinti IR spinduliuotę kuo platesniame spektriniame diapazone?

Keletas galimų tokios sistemos koncepcijų schematiškai pavaizduotos 5.1 pav. Aptarsime tokių apibendrintų schemų fundamentalius privalumus ir trūkumus.

Pirmoji schema pateikta tik kaip neteisingo sprendimo pavyzdys ir yra iš esmės nenagrinėtina: kaip matėme iš tribangės impulsų sąveikos lygčių, $\frac{\partial A_{DFG}}{\partial z} \propto A_K A_S^*$, t.y., skirtuminis dažnis stiprėja tada ir tik tada, kai kaupinimo ir signalo impulsai laike kertasi. Jei signalinis impulsas žymiai trumpesnis už kaupinimo impulsą, didžioji kaupinimo impulso dalis skirtuminio dažnio negeruoja. Taigi, visas procesas bus labai neefektyvus.

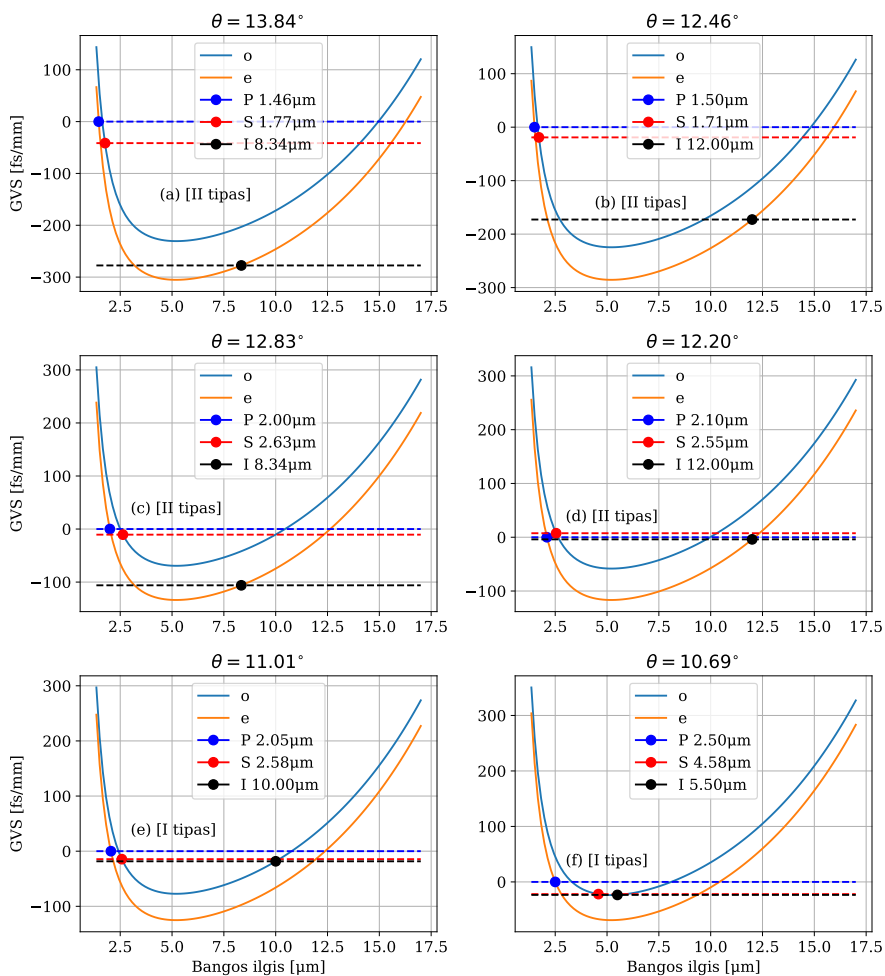
Antroji schema iš esmės vaizduoja čirpuotų impulsų parametrinio stiprinimo idėją: naudojamas siauro spektro kaupinimo impulsas bei plataus spektro signalo impulsas, kurio spektru ribota trukmė gali leisti suspausti impulsą iki trukmės, daug mažesnės negu kaupinimo impulso trukmė, o čirpas parenkamas taip, kad impulso trukmė būtų palyginama; skirtumas tik toks, kad kaip naudojosi išėjimo banga pasiimama ne sustiprinta signalinė banga, o skirtuminis dažnis. Tokia schema daug geresnė už pirmąją, nes galima tikėtis išnaudoti

ženklia kaupinimo impulso energijos dalį. Be to, kadangi abu impulsai ilgesni, tokia schema galėtų būti sąlygiškai mažiau jautri vėlinimo tarp impulsų dreifui bei impulsų grupinių greičių nederinimui. Kita vertus, šioje schemoje problemų gali kelti impulsų kompresorius: dėl plataus šaltinio derinimo diapazono, labai tikėtina, kad norint suspausti ženkliai besiskiriančių centrinių bangos ilgių impulsus, gali reikėti labai skirtingų kompresorių. Atsižvelgiant į sunkiai kontroliuojamą MIR pluoštų skėstį ir tai, kad dėl praktinių keblumų, kylančių detektuojant MIR spinduliuotę, naudoti derinamus - pvz., prizminius, kompresorius su MIR spinduliuote yra labai sunku. Siauresnio spektro impulsus būtų galima suspausti kombinuojant medžiagas su teigiama ir neigiama grupinių greičių dispersija, tačiau visų medžiagų trečiosios eilės dispersija teigiama, todėl bandant kompensuoti grupinių greičių dispersiją tiesiog parenkant tinkamą langelį greičiausiai nepavyks pasiekti geros impulso kokybės.

Atsižvelgiant į šias problemas, matyti, kad galimybė plačiame derinimo diapazone išsyk generuoti beveik spektru ribotus impulsus būtų nemažas privailumas. Kaip tik tokiu privailumu ir pasižymi šiame darbe naudota schema, pavaizduota c) variante. Šiuo atveju naudojamas trumpas, fiksuoto bangos ilgio kaupinimo impulsas, o skirtuminio dažnio derinimas realizuojamas derinant užkrato impulsą, kuris už kaupinimo impulsą gali būti ir gerokai ilgesnis. Kaip ir pirmojoje schemoje, impulsų trukmės nesuderintos, tačiau kadangi skirtuminio dažnio energiją iš esmės lemia kaupinimo energija, tai nėra didelė problema. Realizuoti plačiame diapazone derinamą siauro spektro impulsų šaltinį nėra sudėtinga: tam puikiai tinka KTA kristalai, kurie pasižymi gera optine kokybe, atsparumu optiniams pažeidimams ir yra skaidrūs iki $\approx 4.5 \mu\text{m}$.

Naudojant Yb:KGW lazerio 1 harmonikos spinduliuotę, plataus spektro, fiksuoto bangos ilgio impulsų šaltinį galima realizuoti iš esmės dviem kristalais (jei apsiribosime technologiškai brandžiais kristalais, kuriuos galima tikėtis gauti geros optinės kokybės). Vienas variantas yra KTA kristalas, kuriame, naudojant nekolinearią II tipo sąveiką, galima stiprinti ≈ 30 fs impulsus atitinkančio spektrinio pločio spinduliuotę ties maždaug $1.45 \mu\text{m}$. Kitas variantas - BBO kristalas (panašiomis savybėmis pasižymi ir BiBO kristalai), kuriame panaudojant išsigimusią I tipo sąveiką galima stiprinti < 20 fs impulsus atitinkančio spektro spinduliuotę ties $2 \mu\text{m}$ centriniu bangos ilgiu. Kurį iš šių dviejų variantų geriau pasirinkti, aiškėja pažiūrėjus į 5.2 pav. pavaizduotas kreivės, vaizduojančios grupinio vėlinimo 1 mm storio GaSe kristale priklausomybę nuo bangos ilgio, esant keliems skirtingiems sąveikų variantams.

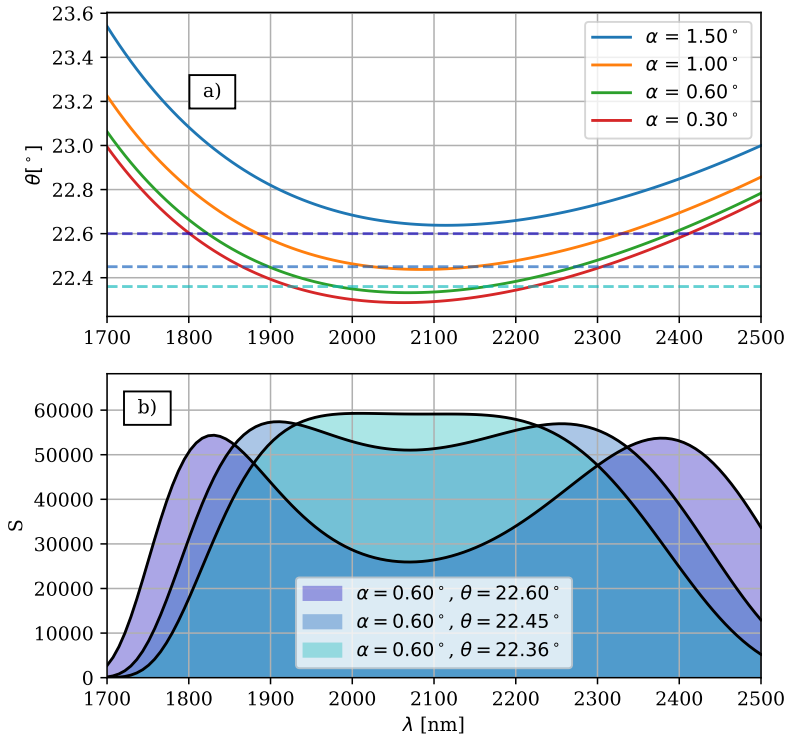
Matyti, kad generuojant infraraudonąją spinduliuotę ties visais nagrinėjamais bangos ilgiais - nuo 5 iki $12 \mu\text{m}$, sąveikaujančių bangų grupiniai vėlinimai ženkliai mažiau skiriasi tuo atveju, kai naudojamas ilgesnis kaupinimo bangos ilgis. Įdomu tai, kad II tipo sąveikoje generuojant $12 \mu\text{m}$ šalutinę bangą pasiekiamas beveik pilnas visų trijų bangų grupinių greičių suderinimas (5.2(d) pav.), o I tipo sąveikoje gali būti realizuotas pilnas grupinių greičių suderini-



5.2 pav.: Grupinio vėlinimo GaSe priklausomybės nuo bangos ilgio esant įvairiems kampams θ , atitinkantiems fazinį synchronizmą nurodytose parametrinėse sąveikose. Taškais paryškinti sąveikaujančių bangų ilgiai (P - kaupinimas, S - signalas, I - šalutinė banga). Visais atvejais skaičiuojamas grupinio vėlinimo skirtumas kaupinimo bangos atžvilgiu. (a)-(d) skiltys vaizduoja II tipo parametrinę sąveiką ($e - oe$), (e)-(f)- I tipo ($e - oo$).

mas $10\ \mu\text{m}$ skirtuminiam dažniui (5.2(e) pav.). Kiek sunkesnė situacija yra su trumpesnio bangos ilgio skirtuminiais dažniais, kur norint pasiekti geresnį grupinių greičių suderinimą, reikėtų dar ilgesnio bangos ilgio - $2.5\ \mu\text{m}$ - kaupinimo (5.2(f) atvejis), tačiau ir čia situacija su $2\ \mu\text{m}$ kaupinimu žymiai geresnė nei su $1.46\ \mu\text{m}$ (plg. 5.2(a) ir 5.2(e)). Taigi, turint $\approx 2\ \mu\text{m}$ bangos ilgio kaupinimą, galima naudoti storesnius GaSe kristalus (ir taip pasiekti geresnį efektyvumą), ir kartu neprarasti spektro pločio. Vadinasi, geresnis pasirinkimas šiam taikymui - BBO ar BiBO kristalai ir išsigimusi I tipo sąveika.

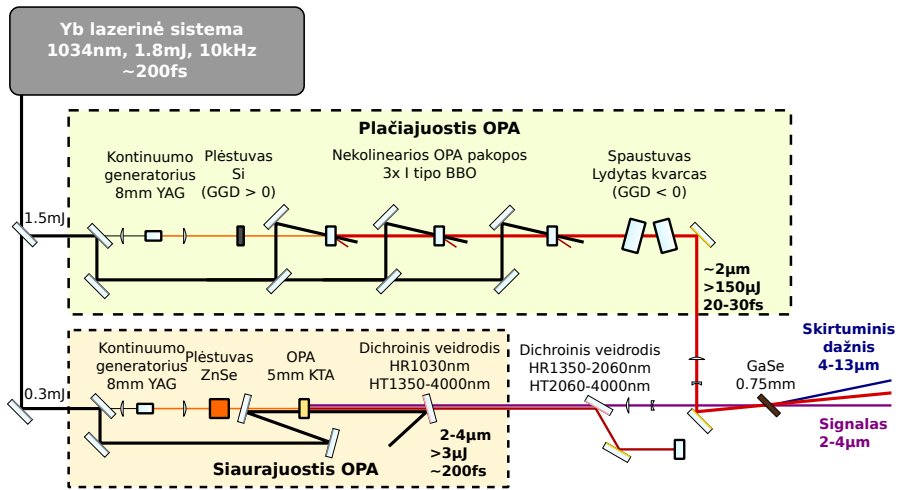
BBO kristalo sinchronizmo kreivės ir mažo signalo stiprinimo koeficientai, apskaičiuoti naudojant IR diapazone patikslintas Sellmeier formules [110], pavaizduoti 5.3 pav. Lyginant su analogišką informaciją $515\ \text{nm}$ kaupinimo atveju pateikiančiu 2.14 pav., matyti ryškūs skirtumai. Svarbiausias skirtumas - nekolinearumo kampas α beveik nebeturi įtakos sinchronizmo kreivės ir mažo signalo stiprinimo formai. Antra, nors naudojamas toks pats kristalo storis ir netgi didesnis intensyvumas nei 2.14 pav., stiprinimo koeficientai yra daug mažesni. Taip yra todėl, kad visų dalyvaujančių bangų dažniai yra mažesni, o netiesinio ryšio koeficientas Γ jiems proporcingas (žr. (2.2)). Kita vertus, naudojant $1030\ \text{nm}$ kaupinimo impulsus kristalo pažeidimo slenkstis didesnis nei naudojant $515\ \text{nm}$ [188], tad mažesnį stiprinimo koeficientą iš dalies kompensuoti didesniu kaupinimo intensyvumu galima nerizikuojant kristalo optiniu pažeidimu.



5.3 pav.: a) Fazinio sinchronizmo kreivės I tipo BBO kristale, kai kaupinimo bangos ilgis 1030 nm, esant skirtingiems nekolinearumo kampams α ; b) mažo signalo stiprinimo koeficiento S priklausomybė nuo signalo bangos ilgio λ , kai kristalo storis 2 mm, o kaupinimo intensyvumas 150 GW/cm². Skaičiavime neatsižvelgta į BBO kristalo sugertį, kuri pasidaro reikšminga nuo ≈ 2300 nm

5.3. 2 μ m centrinio bangos ilgio, <30 fs trukmės kaupinimo šaltinis ir siaurajuostis 2 μ m – 4 μ m užkrato šaltinis

Visos sistemos principinė schema pavaizduota 5.4 pav. Ją sudaro plačiajuostis OPA kanalas, siaurajuostis OPA kanalas, ir skirtuminio dažnio generacijos pakopa.



5.4 pav.: Dvikanalės parametrinio stiprinimo ir skirtuminio dažnio generavimo sistemos principinė schema

Kaip aptarta ankstesniame skyrelyje, sudėtingiausias sistemos modulis - trumpų $\approx 2 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio impulsų šaltinis. Parinkus tinkamas fokusavimo sąlygas, 8mm YAG kristale generuojamas kontinuumas, kurio ilgabangė dalis tiesiogiai naudojama kaip užkratas parametrinio stiprinimo pakopoms, kurių netiesinės terpės - I tipo BBO kristalai. Kontinuumo generavimo sąlygų optimizavimas buvo atliekamas remiantis žiniomis iš [96]. Šis darbas yra vienas pirmųjų, kuriame kontinuumas, kaupinamas Yb lazerio pirmąja harmonika, tiesiogiai naudojamas kaip užkratas $\approx 2 \mu\text{m}$ parametriniam stiprintuvui. Daugelyje kitų literatūroje aprašytų plėčiąjuosčių $2 \mu\text{m}$ parametrinio stiprinimo schemų, pradinis $2 \mu\text{m}$ užkratas sukuriama generuojant skirtuminį dažnį tarp dviejų trumpesnių bangos ilgių impulsų, pvz., Ti:Safyro osciliatoriaus ir $1 \mu\text{m}$ Nd- ar Yb- lazerio spinduliuotės [32, 189–191]. Nors tokioje scheme atsiranda galimybė generuoti $2 \mu\text{m}$ impulsus su pasyviai stabilizuota CEP, siekiant tiesiog generuoti plataus spektro MIR impulsus šis privalumas nesvarbus, o užkrato generavimas tiesiog iš kontinuumo yra patrauklus savo paprastumu. Toliau schemeje kontinuumas perfokusuojamas lęšiu, prasklinda per Si plokštelę, skirtą suvaldyti čirpui, ir patenka į BBO kristalą, kuriame yra stiprinamas I tipo sąveika. BBO kristalo dispersija ties $2 \mu\text{m}$ yra gana didelė ($-134 \frac{\text{fs}^2}{\text{mm}}$), todėl vienoje pakopoje sustiprintas impulsas ženkliai patrupėja, ir stiprinimas antroje pakopoje tampa neefektyvus. Siekiant to išvengti prieš antrąją pakopą įterpiamas dar vienas Si langelis. Sustiprintas dar vienoje BBO pakopoje, impulsas suspaudžiamas čirpuotais veidrodžiais ($-250 \text{fs}^2/\text{atsp.}$) ir lydyto kvarco langeliais ($-100 \frac{\text{fs}^2}{\text{mm}}$).

Du šios posistemės išvadinių impulsų matavimai pavaizduoti 5.5 ir 5.6 pav. Pirmuoju atveju modulis suderintas plačiausiam spektrui, ir impulso spektru

ribota trukmė siekia $<18\text{fs}$, tačiau paprastomis priemonėmis neįmanoma suvaldyti trečiosios eilės dispersijos, dėl kurios atsiranda ryškus poimpulsis.

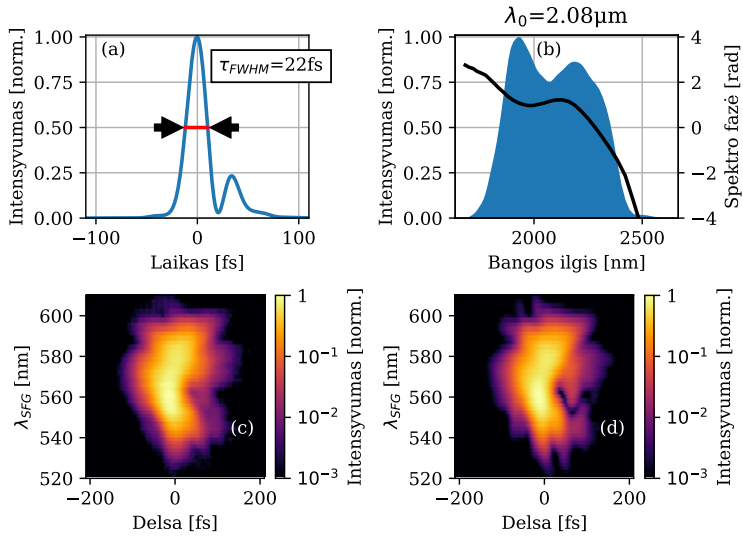
Trečiosios eilės dispersiją būtų galima kompensuoti neseniai pademonstruotais šiam bangos ilgių diapazonui tinkamais čirpuotais veidrodžiais [32], tačiau tokie veidrodžiai su neigiama trečiosios eilės dispersija kol kas yra labai brangūs. Kita vertus, tokia trumpa impulso trukmė šiuo atveju nėra būtina, nes dėl grupinių greičių nederinimo ir dispersijos GaSe kristale skirtuminio dažnio impulsai vis tiek išplis. Suderinus stiprintuvą siauresniam spektrui, gaunamas kiek ilgesnis - 31fs - impulsas, tačiau, kaip matyti 5.6(a) pav., impulso kokybė yra puiki. Šio parametrinio stiprintuvo kanalui kaupinti naudojant $\approx 1.4\text{mJ}$ energijos, buvo pasiekama $140 - 170\ \mu\text{J}$ signalinio impulso energija. Šis impulsas toliau naudojamas kaip kaupinimo impulsas skirtuminio dažnio pakopoje.

Užkratas skirtuminio dažnio pakopai generuojamas siaurajuosčiame OPA kanale. Čia taip pat naudojamas baltos šviesos kontinuumas, generuojamas YAG kristale. Bendrai šio OPA kanalo veikimas paprastesnis, nes nėra poreikio specialiai rūpintis stiprinamų impulsų spektro pločiu ar trukme. Taikoma standartinė parametrinių stiprintuvų konstravimo metodika: užkrato impulsas išplečiamas iki tokios trukmės, kad po kaupinimo impulsu tilptų sąlyginai siauras dažnių intervalas; signalo ir kaupinimo pluoštai kolinearčiai suvedami per dichroinį veidrodį; stiprinamas bangos ilgis parenkamas derinant vėlinimą tarp kaupinimo ir signalo bei kristalo pasukimo kampą; toliau schemoje naudojama stiprintuvo šalutinė banga atskiriama nuo kitų bangų dichroiniais veidrodžiais.

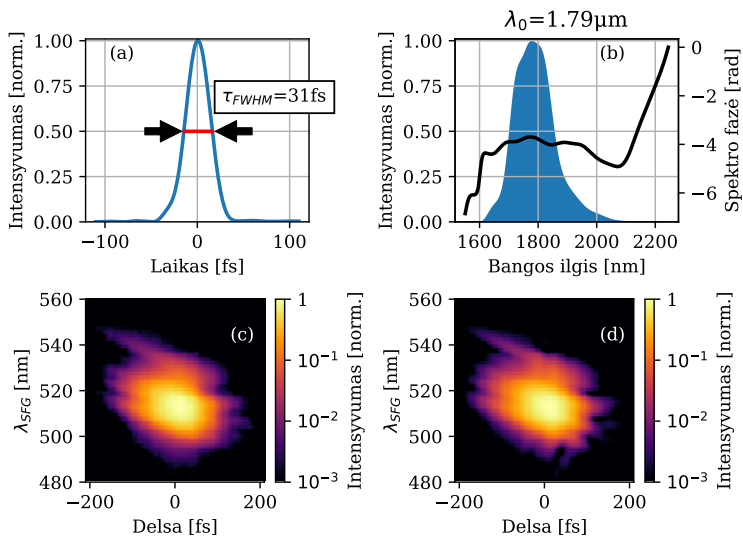
5.4. MIR diapazono impulsų generavimas ir stiprinimas GaSe kristale

Kaupinimo ir signalo pluoštai suvedami į GaSe kristalą mažu kampu ($\approx 1^\circ$), kad būtų galima atskirti sąveikaujančias bangas nenaudojant papildomų optinių elementų. Siaurajuosčio signalinio impulso energija, pasiekianti GaSe kristalą, buvo $\approx 5\ \mu\text{J}$, o plačiajuosčio kaupinimo - $\approx 150\ \mu\text{J}$. Buvo išbandyti keli skirtingų storių GaSe kristalai: 0.35 mm , 0.75 mm , ir 1.5 mm . Nustatyta, kad 0.75 mm iš esmės neriboja impulsų spektro pločio, lyginant su 0.35 mm kristalu, o generacijos efektyvumas yra ženkliai didesnis. Tuo tarpu naudojant 1.5 mm spektro pločiai kiek susiaurėdavo, o generacijos efektyvumas didėjo labai nežymiai. Taigi toliau pateikiami tik rezultatai, gauti skirtuminį dažnį generuojant 0.75 mm GaSe kristale.

Serija spektrų, užfiksuotų monochromatoriumi su HgCdTe detektoriumi, pavaizduota 5.7 pav. Atsižvelgiant į tai, kad iš viso buvo naudojama 1.7mJ kaupinimo energijos (1.4mJ anksčiau aptartam $2\ \mu\text{m}$ kanalui ir 0.3mJ siaurajuosčiam kanalui), matyti, kad bendras keitimo efektyvumas (apskaičiuojamas

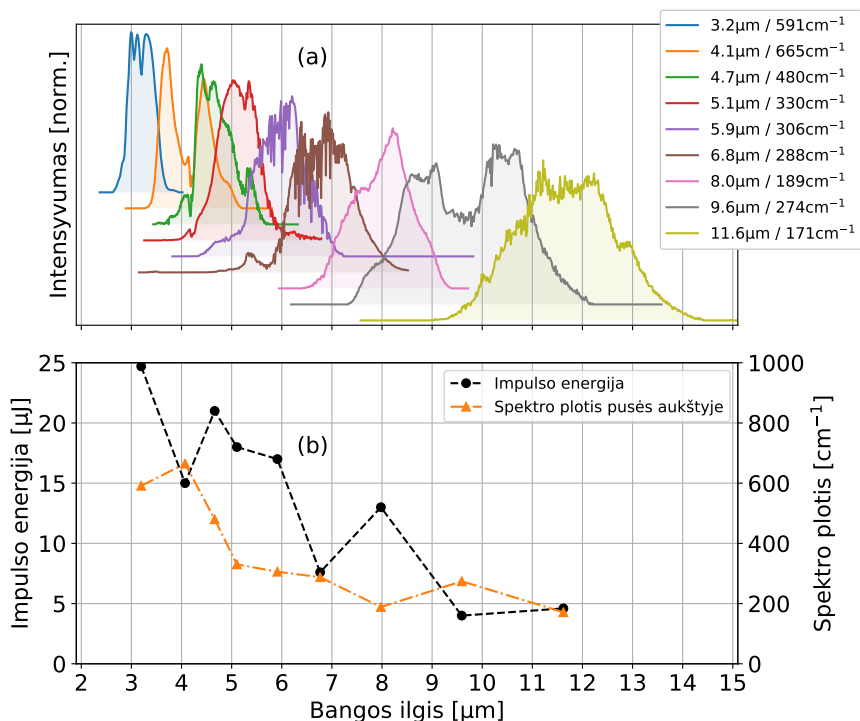


5.5 pav.: Kaupinimo impulso matavimas ties $2 \mu\text{m}$. (a) Impulso gaubtinė (b) Spektras ir spektro fazė (c) Užfiksuotas XFROG pėdsakas (d) Atkurtas XFROG pėdsakas



5.6 pav.: Kaupinimo impulso matavimas ties $1.8 \mu\text{m}$. (a) Impulso gaubtinė (b) Spektras ir spektro fazė (c) Užfiksuotas XFROG pėdsakas (d) Atkurtas XFROG pėdsakas

lyginant išvadinių impulsų galią su visos sunaudotos kaupinimo spinduliuotės galia) siekia nuo 1.3% ties $3.2\ \mu\text{m}$ iki 0.3% ties $11.6\ \mu\text{m}$, tuo tarpu kvantinis efektyvumas skirtuminio dažnio generacijos pakopoje siekė 15-30%. Ties kai kuriais bangos ilgiais pasiekiami spektro pločiai iki $600\ \text{cm}^{-1}$. Eksperimente naudotas kaupinimo lazeris dirbo 10 kHz pasikartojimo dažniu, taigi DFG sistemos išėjime gaunama 50-250mW IR spinduliuotės.



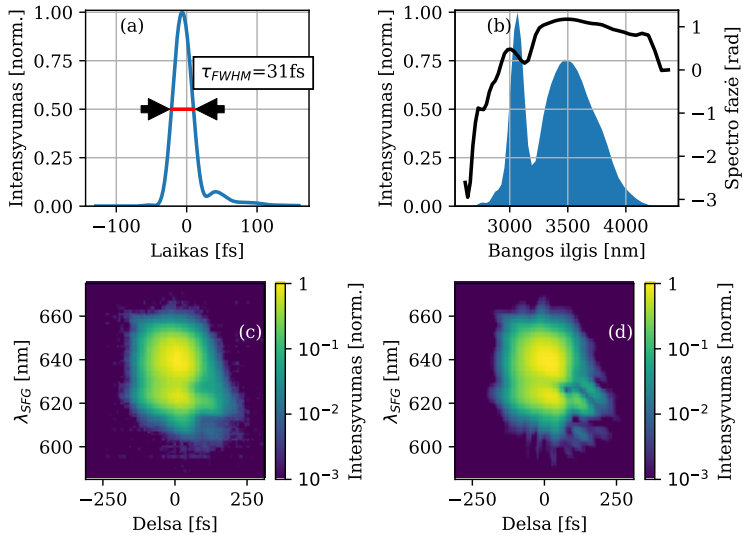
5.7 pav.: GaSe generuojamų signalinių (iki $4.1\ \mu\text{m}$) ir skirtuminių (ilgesni bangų ilgiai) impulsų spektrai (a) ir jų energijos bei spektro pločiai pusės aukštyje (b). Spektuose matomos atmosferos sugerties linijos: CO_2 - ties $4.2\ \mu\text{m}$ ir vandens garų ties $6 - 7\ \mu\text{m}$

Nustačius fazinio sinchronizmo kampą taip, kad efektyviausias stiprinimas vyktų ne tiksliai ties užkrato centrinio bangos ilgiu, signaliniam impulsui galima suformuoti itin platų spektrą. Tokio impulso XFROG matavimas pateiktas 5.8. XFROG matavimai atlikti suminio dažnio generavimui naudojant $< 10\ \mu\text{m}$ storio BBO kristalą. Nors matuoti impulsai yra gerokai ilgesnio bangos ilgio, nei leidžia daugumoje literatūros šaltinių minimas BBO skaidrumo diapazonas (iki $\approx 2.3\ \mu\text{m}$), dėl itin mažas kristalo storio galima jį taikyti ir matuojant daug ilgesnių bangos ilgių impulsus [110]. Matyti, kad impulso trukmė atkartoja kaupinimo impulso trukmę - 31 fs. Ties $3.39\ \mu\text{m}$ centriniu bangos ilgiu, 31 fs trukmė atitinka < 2.6 optinio ciklo. Taigi, aptartu metodu galima generuoti

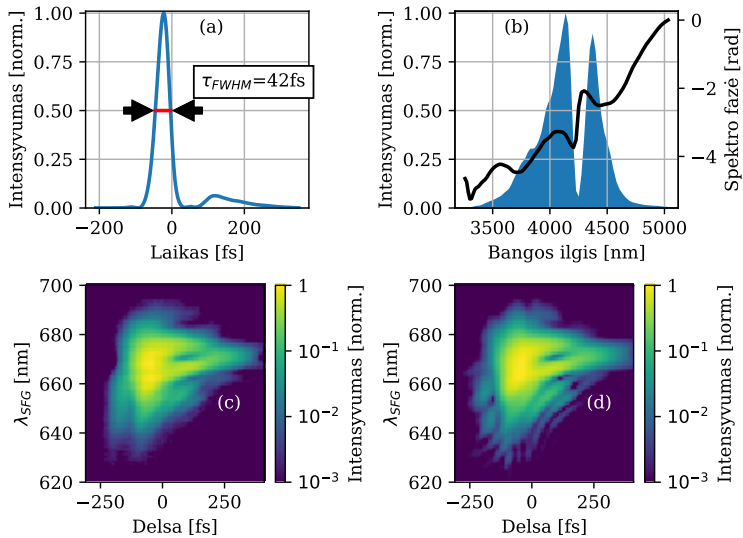
keleto optinių ciklų impulsus viduriniojoje infraraudonojoje srityje.

XFROG matavimuose atsiskleidžia ir atmosferos sugerties įtaka impulso kokybei. 5.9 pav. parodytas skirtuminio dažnio impulso, kurio spektro didelė dalis patenka į atmosferos CO₂ sugerties juostą, matavimas. Matyti, kad ties sugerties linija spektrinis intensyvumas ženkliai sumažėjęs, o spektro fazė įgauna sudėtingą formą. Šiame XFROG matavime nepakanka spektrinės skyros, tačiau yra parodyta, kad sugertis impulso spektre pasireiškia kaip tanki spektrinio intensyvumo ir spektro fazės moduliacija [192]. Vienas iš parametrų, lemiančių XFROG matavimo spektrinę skyrą, yra delso verčių, ties kuriomis matuojami spektrai, intervalas. Iš tikrųjų poimpulsis stebimas iki dešimtis kartų daug ilgesnių delso, nei pavaizduota paveiksle - vadinasi, užfiksuotas XFROG pėdsakas nepilnas - tačiau matavimai daug ilgesniame delso diapazone užimtų labai daug laiko, be to, kiltų sunkumų XFROG pėdsako atkūrimo etape, panašių į aprašytuosius 2.2.2 skyriuje. Iš literatūros yra žinoma, kad sudėtingos struktūros poimpulsiai atsiranda dėl to, kad, impulsui sužadinus poliarizaciją daugelyje rotacinių-vibracinių CO₂ molekulių modų, interferuoja daugelio skirtingų dažnių spinduliuotė [193]. Šių efektų realiose spektroskopinėse sistemose paprastai išvengiama laikant pačius lazerinius šaltinius bei bandinius uždaroje kameroje, kuriose vietoj oro pripumpuojama azoto (N₂). Dėl simetriškos dviatomės struktūros azoto molekulės neturi dipolinio momento, todėl nepasižymi vibracinėmis sugerties linijomis IR srityje. Visgi, nežiūrint impulso iškraipymo dėl CO₂ sugerties, impulso trukmė pusės aukštyje atitinka ≈ 3 optinius ciklus.

Dar ilgesnių bangos ilgių impulsų trukmes išmatuoti nepavyko dėl mažėjančio signalo ir tinkamų kristalų trūkumo. Vienas iš sąlyginai dažnai naudojamų metodų matuoti impulsams ties 10 μm ir ilgesniais bangų ilgiais - elektrooptinis zondavimas [185], tačiau jį galima taikyti tik tada, kai matuojama impulsų vora yra CEP stabili. Darbe nagrinėta sistema šia savybe nepasižymėjo. Galima tik samprotauti, jog nors grupinių greičių nederinimas tarp visų impulsų ir yra labai mažas, kaip parodyta 5.2 pav., ilgabangis impulsas turėtų kiek prailgėti dėl sparčiai didėjančios GaSe kristalo grupinių greičių dispersijos. Kita vertus, mažėjant nešančiajam dažniui, atitinkamai ilgėja ir vieno optinio ciklo trukmė, tad tikėtina, jog optinių ciklų skaičius galėtų išlikti panašus.



5.8 pav.: GaSe stiprintuvo signalinio impulso matavimas, kai fazinis synchronizmas išderintas į ilgabangę pusę. (a) Impulso gaubtinė (b) Spektras ir spektro fazė. Impulso centrinis bangos ilgis - 3.39 μm (c) Užfiksuotas XFROG pėdsakas (d) Atkurtas XFROG pėdsakas



5.9 pav.: Skirtuminio dažnio impulso, ryškiai paveikto CO_2 sugerties, matavimas. (a) Impulso gaubtinė (b) Spektras ir spektro fazė. Impulso centrinis bangos ilgis - 4.1 μm (c) Užfiksuotas XFROG pėdsakas (d) Atkurtas XFROG pėdsakas

Išvados

1. Siekiant gero CEP stabilumo parametrinėse CEP stabilizavimo schemose, kuriose CEP stabilizuotų impulsų spektras dar plečiamas kontinuumo generatoriuje, būtina pasiekti tinkamą parametrinių stiprinimo pakopų išotininimą, kad būtų gaunamas geras kontinuumo kaupinimo impulsų energijos stabilumas, be to, reikia atsižvelgti į CEP ir kaupinimo energijos ryšio koeficiento priklausomybę nuo fokusavimo į kontinuumo generavimo terpę vietas. Naudojant stabilų Yb:KGW lazerį (energijos triukšmas $<0.1\%$), galima generuoti didesnio nei oktavos spektro pločio impulsus, kurių CEP stabilumas yra geresnis nei 100mrad.
2. Panaudojant itin plataus spektro užkratą iš baltos šviesos kontinuumo, generuojamo kaupinant $\approx 1.3\ \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio impulsais, Yb:KGW lazerio antrąją harmoniką kaupinamame nekoliniariame parametriniame stiprintuve galima efektyviai stiprinti impulsus, kurių spektro plotis atitinka 5.5 fs spektru ribotą trukmę. Lyginant su užkrato formavimu iš Yb:KGW lazerio pirmąją harmoniką kaupinamo kontinuumo, plataus spektro užkrato naudojimas tolimesnėse OPCPA sistemos pakopose leidžia efektyviau išnaudoti visą BBO kristalo stiprinimo juostą ir generuoti trumpesnius impulsus.
3. Kontinuumo generavimo plonų plokštelių serijoje metodas leidžia apeiti kaupinimo energijos ribojimą, susijusį su pluošto suirimu į daugelį šviesos gijų. Šį metodą galima taikyti plačiame kaupinimo bangos ilgių diapazone (1.3 – 1.7 μm), išlaikant gerą pluošto kokybę, impulso koherentiškumą ir net nešlio fazės stabilumą gaubtinės atžvilgiu.
4. Parenkant tinkamą netiesiškumo orientavimo periodą, PPRKTP kristale galima išgauti efektyviai neigiamą netiesinį lūžio rodiklį 1.5 μm impulsams. Kadangi šis bangos ilgis yra kristalo normaliosios dispersijos srityje, neigiamas netiesinis lūžio lemia impulso savispūdą, siekiančią >6 kartus (nuo 128 fs iki < 20 fs). Neigiamas netiesinis lūžio rodiklis, Ramano sklaida ir besikeičianti dispersija lemia, jog vykstant savispūdai taip pat generuojamas kontinuumas, besitęsiantis iki 2.6 μm .

5. Tinkamai optimizavus kontinuumo generacijos parametrus, įmanoma realizuoti $2\ \mu\text{m}$ parametrinį stiprintuvą, užkrečiamą tiesiogiai kontinuumu, kaupinamu Yb:KGW lazerio pirmosios harmonikos impulsais. Toks sprendimas labai supaprastina parametrinio stiprintuvo konstrukciją. $2\ \mu\text{m}$ impulsus nesunkiai galima suspausti iki $\approx 30\ \text{fs}$ vien tik kombinuojant medžiagas su teigiama ir neigiama grupinių greičių dispersija.
6. Taikant dviejų lygiagrečiai veikiančių parametrinių stiprintuvų schemą, kurioje vienas parametrinis stiprintuvas generuoja $\approx 30\ \text{fs}$ impulsus ties $2\ \mu\text{m}$, o kitas - ilgesnius, bet plačioje srityje derinamus impulsus, Yb:KGW lazeriu kaupinamoje schemoje įmanoma gana paprastai generuoti $3\ \mu\text{m} - 12\ \mu\text{m}$ srityje derinamus, plataus spektro impulsus. $2\ \mu\text{m}$ kaupinimo impulsai leidžia ženkliai sumažinti grupinio greičių nederinimo įtaką, lyginant su trumpesnių bangos ilgių kaupinimu, ir taip pasiekti efektyvų (kvantinis efektyvumas $15 - 30\%$) plataus spektro impulsų generavimą gan storame ($0.75\ \text{mm}$) GaSe kristale. Naudojant šį metodą, pademonstruota $31\ \text{fs}$ impulsų ties $3\ \mu\text{m}$ generacija.

Summary

Introduction

The creation of the laser, a source of coherent light, that is not observed in nature, is one of the greatest achievements of modern science [1]. Although the laser was initially labeled a "solution looking for a problem" [2,3], applications ranging from medicine to industry gradually appeared. New applications motivated the development of the laser itself, and, conversely, better lasers allowed one to envision ever more impressive applications, ranging as far as nuclear fusion for production of electric energy (although the success is limited so far).

Lasers are also undeniably important in fundamental science. Even the earliest lasers fostered the appearance of new branches of microscopy and spectroscopy; however, the breakthrough that steamrolled development of high power lasers came with the technique of chirped pulse amplification (CPA), adapted from radar technology to lasers by D. Strickland and G. Mourou [4]. Before CPA, amplification of short laser pulses to high peak powers required extremely large optical elements. For example, the Nova laser, used for nuclear fusion experiments, needed active elements with diameters as large as 46 cm to reach a peak power of 10TW [5]. Understandably, at that time, high peak power laser science was only accessible to organizations with the largest budgets. The change brought by CPA was drastic: by using time as an additional "dimension" of the aperture of the amplification optics, and utilizing broadband gain media to produce short pulses at the final output, systems based on the CPA technique can achieve the same 10TW peak power with active elements as small as several mm [6]. Thus, CPA made high peak power lasers accessible to a vastly larger number of researchers, greatly increasing both the user base and the number of application fields.

During non-perturbative high harmonic generation, laser light can be converted into coherent bursts of extreme ultraviolet (XUV) or even X-ray radiation, which, in certain cases, allows table-top laser systems to replace building-scale synchrotrons [7] or pursue research on nonlinear optical processes in the XUV range [8]. Ultrafast lasers are also capable of accelerating electrons to MeV-level energies; one important advantage of this technique is the inher-

ently tight synchronization of the laser pulse and electron bunch, which in turn allows for high time resolution in ultrafast electron diffraction experiments [9]. Experiments performed with attosecond pulses reveal that electron tunneling, previously considered an instant event, may actually occur on a finite timescale [10]. Changes of shapes of electron orbitals can be imaged using ultrashort mid-infrared pulses with femtosecond time resolution [11]. All these and a variety of other new and exciting applications depend on sources of high power, ultrafast optical pulse trains. Besides the requirements for ultra-short pulse durations, high pulse contrast, or the need to generate pulses at exotic wavelengths, many of these applications also require high pulse repetition rates, which allow to increase the average power of secondary sources pumped by the lasers or increase the signal-to-noise ratio and reduce data collection time in experiments with (often deliberate) low data yields per pulse, such as angle-resolved photoelectron emission spectroscopy (ARPES), in which generating more than a few electrons per shot can distort measurement results due to space-charge effects [12].

Many of these requirements are addressed by the already mature, yet still rapidly improving diode-pumped solid-state (DPSS) lasers based on Yb- or Nd- ion-doped laser media. Due to the direct diode pumping and small quantum defect, these lasers can achieve high efficiency (and, hence, high average power), while also becoming ever more compact, stable and reliable [13–15]. Furthermore, these lasers are often complemented by additional setups based on optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) [16]. The new possibilities are so exciting, that this is called the new generation of femtosecond technology [17]. However, while Yb-doped lasers are excellent in many respects, they have the drawback of producing pulses with 10-20 times longer pulse durations, as compared to the established Ti:Sapphire lasers, and this brings challenges on its own accord. Therefore, the research in this thesis mostly revolves around developing nonlinear optical techniques, intended to be useful for generation of high power, few-optical-cycle, stable electric field, operating in different wavelength ranges, pulses in setups based on DPSS Yb- and Nd- lasers.

Goal of the dissertation

The overarching goal of the dissertation was to identify, investigate and optimize experimental setups, devices and processes, that can be useful for generating extremely short pulses in parametric chirped pulse amplification systems based on Yb:KGW and Nd:YAG lasers. As a side goal, other schemes aimed at overcoming the limitations posed by the several hundred fs long pulse duration of Yb:KGW lasers, were also investigated.

Tasks

1. Optimize a generator of passively carrier-envelope-phase (CEP) stable pulses for best stability
2. Investigate the dependence of phase-to-energy coupling coefficient on focus position in a continuum generator pumped by phase-stable $1.3\ \mu\text{m}$ pulses
3. Optimize a femtosecond pulse pumped preamplifier of white light continuum for bandwidth and spatial homogeneity of the spectrum
4. Implement an algorithm for retrieving a pulse from chirpscan measurement data
5. Design a chirped pulse parametric amplifier pumped with high energy picosecond pulses, including seed pulse stretching and compression scheme
6. Determine optimal focusing and optical element parameters for a continuum generator based on multiple thin plates
7. Characterize soliton self compression in a crystal with negative nonlinear refractive index
8. Design a compact optical parametric amplification setup producing sub-50 fs pulses in the mid-infrared, when pumped with ≈ 250 fs pulses from an Yb:KGW laser

Scientific novelty

1. It was demonstrated for the first time that a $1.5\ \mu\text{m}$ passively CEP stable filament can be used as the seed for a high peak- and average- power OPCPA system
2. First characterization of the dependence of phase-to-energy coupling coefficient in a continuum generator pumped by $1.3\ \mu\text{m}$ pulses
3. First demonstration of multiplate continuum generation with pump wavelengths longer than $800\ \text{nm}$.
4. Angle-resolved frequency spectra and CEP stability of continuum generated in a multiplate setup were characterized for the first time
5. First demonstration of soliton self compression in PPRKTP crystal together with generation of an octave-spanning $1.3 - 2.6\ \mu\text{m}$ continuum

6. First demonstration of 1.8-2 μm central wavelength, < 30 fs pulse generation in a parametric amplifier directly seeded by long-wave wing of a continuum generated in YAG pumped at 1030 nm
7. First demonstration of 31 – 100 fs pulses tunable from 2.5 μm to 12 μm in an optical parametric amplifier setup pumped by an Yb:KGW laser

Statements to defend

1. By combining passive carrier-envelope phase stabilization, spectral broadening in solid state material, adaptive spectral phase control and non-collinear parametric amplification, it is possible to generate almost transform-limited few-cycle pulses with peak powers on the scale of several TW, while the average power can reach more than 50W. Even at such high average power, extremely good phase stability can be maintained (< 220mrad). As the passive carrier-envelope phase stabilization mechanism is highly resilient to disturbances, this stability can be maintained over >16 hours.
2. Sectioning a solid nonlinear medium into thin plates, separated by air spaces, allows the generation of an octave-spanning continuum with orderly spatial and temporal structure when using 1.3 μm -1.7 μm pump pulses with peak powers exceeding critical power by factors of 100-1000.
3. Octave-spanning pulses in the 1.3 μm -2.6 μm wavelength range can be generated in periodically poled R KTP crystal when the pump wavelength is selected in a regime of weak positive dispersion. The specifics of spectral broadening are determined mostly by negative nonlinear refraction, originating from cascaded $\chi^{(2)}$ nonlinearity, which prevents filamentation, as well as the similar group velocities of the pump pulse and spectrally broadened long-wave wing of the spectrum.
4. Using a dual parametric amplifier setup, it is possible to convert Yb:KGW laser radiation into two wavelength pairs which allow to exploit the group velocity parameters of GaSe crystal to efficiently generate broadband mid-infrared pulses. Such a scheme allows generation of mid-infrared pulses with durations down to 31 fs and bandwidths up to 700 cm^{-1} .

OPCPA systems delivering high peak and average power pulses

This chapter is based on publications **I**, **II**, **III**, **IV** ir **V**.

Attosecond pulses in the XUV region are one of the driving forces of novel and exciting science. While attosecond science is outside the scope of this chapter, the quest for higher energy attosecond pulses is perhaps the main reason for scientific community's interest in TW-level, few cycle laser systems [27]. To be useful in this respect, a laser system, first of all, must deliver pulses with sufficient peak power, so that peak intensity on the scale of at least $\approx 10^{14}$ W/cm² can be achieved with reasonable focusing conditions. However, the requirements for such systems range far beyond just peak power. In applications targeting single attosecond pulses, pulse duration and carrier-envelope phase (CEP) control are critical. For yet other applications, such as high harmonic generation from solid targets and particle acceleration, the temporal contrast of the pulse is also very important. Finally, almost all applications benefit from as high as possible average power and/or pulse repetition rate, as it helps collect data faster. Up till now, the most widespread laser technology for such applications is Ti:Sapphire. However, due to a multitude of reasons, it is limited to average powers on the level of 20-30W [22, 89], and, while even commercial Ti:Sapphire oscillators can produce pulses as short as <2 optical cycles, amplified laser systems producing mJ-level pulses are limited to 15-20fs [88]. These limitations are not inherent to the OPCPA technique: the principle does not rely on any fraction of light being converted into heat, and any heating of nonlinear crystals happens only due to parasitic processes; furthermore, amplification bandwidth, and hence final output pulse duration, does not depend strongly on the total gain, and the bandwidth is not necessarily reduced when amplifying pulses to multi-mJ level.

The results presented here are all related to OPCPA systems designed around the concept presented in Fig. 5.10. The OPCPA system consists of a front-end based on a commercial industrial-grade femtosecond Yb:KGW laser (Pharos, Light Conversion Ltd.), multi-channel Nd:YAG picosecond (pulse duration ≈ 90 ps) pump lasers (Ekspla UAB). Between 2 and 4 high energy OPCPA stages are used in different systems with different pump lasers. Pulses are stretched with negative GDD using a grism pair [114] and acousto-optic programmable dispersive filter [116]. As the stretched pulse GDD is negative, the amplified pulses can conveniently and efficiently be compressed in bulk glasses. The final steps of pulse compression are performed with positive GDD chirped mirrors to minimize B-integral.

At the time of publication, the system described in **V** set the record for highest average power produced by any OPCPA system - 53W. However, be-

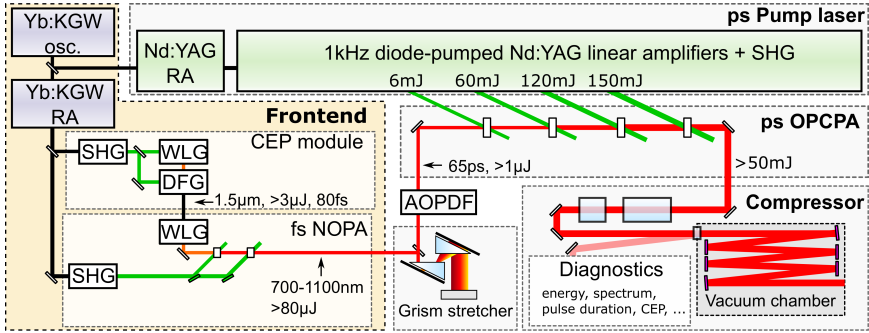


Fig. 5.10: Schematic drawing of the OPCPA system. Osc.: oscillator; RA: regenerative amplifier; SHG: second harmonic generator; WLG: white light generator; fs NOPA: non-collinear optical parametric amplifier pumped by femtosecond pulses; ps OPCPA: optical parametric chirped pulse amplifier pumped by picosecond pulses; AOPDF: acousto-optic programmable dispersive filter

tween that publication the writing of this thesis, a new average power record of 88W has been set by another group [30]. However, the new system operates at 100 kHz repetition rate and, therefore, produces pulses with much lower peak power.

Passively CEP stabilized OPCPA frontend based on Yb:KGW laser

One of the initial tasks when designing the system was to come up with a method to reliably generate broadband pulses with CEP stability from the Yb:KGW laser system. Although good results could be achieved by actively CEP-stabilizing an Yb:KGW oscillator [53], it turned out to be rather unreliable in practice due to extreme requirements for mechanical stability because the CEP stabilization system was based on coupling Yb:KGW oscillator light into a single-mode fiber with very little margin for error. To work around this, an alternative approach based on a cascaded continuum generation and parametric amplifier setup, utilizing passive carrier-envelope phase stabilization [52], was developed. The method involves generating a continuum in sapphire using the second harmonic of the Yb:KGW laser pulses, and amplifying its long-wave wing to produce a CEP-stable idler in the near-infrared around 1.3 – 1.5 μm . Then, this idler is used to once again generate a continuum in another sapphire plate. At least in principle, CEP stability is preserved during continuum generation, hence allowing the generation of ultrabroadband with CEP stability.

To gain insight about the factors influencing the CEP stability of our system, we measured the phase-energy coupling coefficient (PECC) in the continuum generator pumped by idler pulses. The measurement was performed by

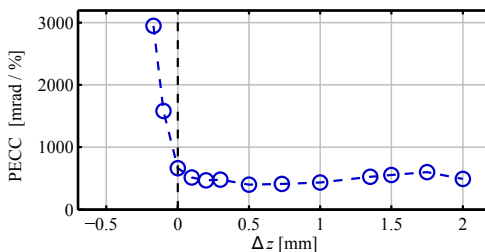


Fig. 5.11: Dependence of phase-to-energy coupling coefficient (PECC) on focus position relative to the surface of the sapphire plate used for white light generation. Negative values correspond to geometric focus positions before the plate, positive values correspond to geometric focus being inside the plate

observing $f-2f$ interference while the energy of the idler pulses was modulated by rotating a variable neutral density filter. To decouple from any CEP noise sources, a stepper motor was used to rotate the filter in a sinusoidal manner at ≈ 2 Hz. Numerical spectral filtering was then used to isolate the CEP variation resulting from energy modulation. The measured PECC values generally agree quite well with those reported by Marceau et al [62]. Variation of PECC with wavelength was insignificant in the range from $1.2 \mu\text{m}$ to $1.4 \mu\text{m}$, and the measured phase shift was approximately 400mrad per 1% energy change. However, an important dependence of PECC on focus position was noticed. Measurement results of this dependence on focus position are shown in Fig. 5.11.

It is seen that phase-to-energy coupling is highest when the geometrical focus is before the sapphire plate. This focus position corresponds to the highest brightness of the continuum, as estimated visually, but, unfortunately, cannot be used in to produce CEP-stable pulses due to the extreme phase sensitivity to pump energy. Conversely, the minimum value of phase to energy coupling corresponds to a continuum with a low intensity, and this is not useful either. Ultimately, a focus position around 1 mm inside the sapphire is chosen as a compromise between phase stability and spectral shape of the continuum.

Short-term CEP stability of the continuum achieved with the optimized setup is shown in Fig. 5.12. A CEP noise of 67mrad is recorded over a period of 2 minutes. Although this is a rather short timescale, it is the most crucial part of the CEP stabilization. Longer term drifts can be easily compensated by various mechanisms, which are a lot easier to implement than active CEP stabilization of an oscillator.

The CEP-stable continuum is amplified in a two-stage non-collinear parametric amplifier pumped with a total of $400 \mu\text{J}$ of 515nm radiation. Amplified pulse energies exceeding $70 \mu\text{J}$ are achieved while maintaining amplified bandwidth sufficient for $< 5 \text{fs}$ pulses (Fig. 5.13a), good homogeneity of the

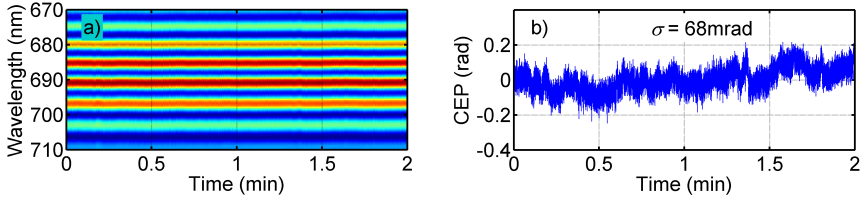


Fig. 5.12: Measurement of CEP stability of the developed OPCPA frontend. (a) measured $f - 2f$ interferogram (b) calculated change of CEP values

spectrum across the beam (Fig. 5.13b)), and nearly-Gaussian beam profile (5.13c)).

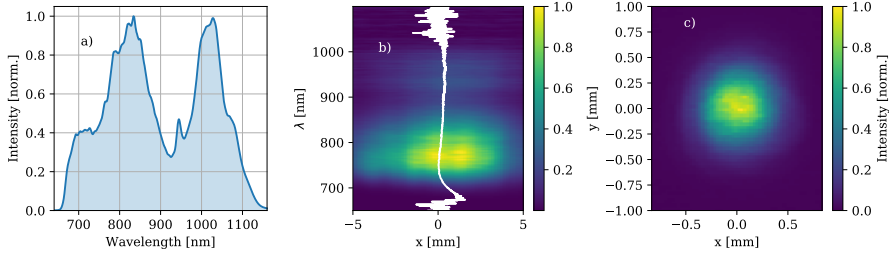


Fig. 5.13: Parameters of the OPCPA frontend. (a) Amplified spectrum at $70 \mu\text{J}$ output energy. The transform limit is 4.9 fs (b) Measurement of spatial homogeneity of the spectrum after 3 meters of propagation. The white line shows the centers of mass for each wavelength component. Notably, the distribution of mass centers is considerably narrower than the beam diameter (c) Frontend beam profile

OPCPA systems

Stretched seed pulses are amplified in non-collinear OPCPA stages based on BBO crystals. Although several similar systems were built and investigated along the course of the work, to avoid confusion, the summarized parameters are all taken from the latest system which achieved the highest average power and pulse energy of all attempts (publication **V**). In this case, 4 amplification stages were used, and, after the final amplification stage, signal energies up to 67 mJ are measured, while bandwidth sufficient for < 9 fs pulses is maintained. The pump beams for all picosecond stages are relay imaged from the pump laser, ensuring excellent long-term stability and uniform beam profiles. The parameters of the crystals and pulses in each of the picosecond amplification stages are given in Table 5.2.

Table 5.2: Parameters of the picosecond amplification stages

Stage	E_{pump} [mJ]	I_{pump} [GW/cm ²]	E_{signal} [mJ]	$\sigma(E_{signal})$ [%]	$l_{crystal}$ [mm]	η_{p-s} [%]
Seed	-	-	0.001	0.2	-	-
1	5	6	0.22	2.2	6	3.98
2	54	4	7.5	0.9	6	13.5
3	102	3	33.8	0.8	4	25.7
4	138	3	67.5	0.75	2.5	24.6
4*			53.7	0.5	4	14.4

The energy conversion efficiency in the first two stages is low due mostly because they are pumped by flat-top pump pulses (generated from residual 1064 nm light after the two final pump beams are generated), which are about 2 times longer than the seed pulse, which is stretched to match the shorter duration of the pulses in the final amplification stages. Furthermore, the first stage is deliberately kept unsaturated to minimize parametric fluorescence. The power amplifier stages are strongly saturated and show pump-to-signal conversion $\eta_{p-s} \approx 25\%$. 2.5mm and 4mm crystals were tested for the final amplification stage. Due to the high seed energy, gain saturation is easily reached even with the modest pump intensity $I_p \approx 3 \text{ GW/cm}^2$ and relatively thin 2.5 mm crystal. With the 4 mm crystal, the efficiency is substantially degraded due to strong back-conversion. However, this improves the energy stability $\sigma(E^{signal})$, which may be a desirable trade-off in some cases. The stability values given in the table are the standard deviation (STD) of pulse energies sampled over 2 seconds (2000 shots). It is notable that even though there is strong back-conversion of energy from the signal to the pump with the longer crystal, the beam profiles obtained in the two cases were very similar. This is attributed to the highly uniform top-hat profiles of both signal and pump beams. The transmission of the compressor based mostly on bulk materials and chirped mirrors is about 80%, resulting in compressed output pulse energies above 53 mJ.

The final parameters of OPCPA output pulses are shown in Fig. 5.14. Figure 5.14(a) shows a temporal pulse profile measured with a self-referenced spectral interferometry (SRSI) device (Wizzler USP, Fastlite), and the corresponding pulse spectrum. The envelope is virtually indistinguishable from the transform limited one. Roughly 3-cycle pulse durations were also confirmed with other pulse characterization methods (chirpscan [30] and autocorrelation). We note that achieving this <8 fs pulse duration typically requires careful optimization of the all parameters of the picosecond parametric amplification stages. As shown later, the typical pulse duration achieved without special effort is <9 fs. The spectrum produced by the femtosecond frontend is also shown

for comparison in Fig. 5.14(b). An exceptional feature of our system is the high output pulse contrast. A temporal contrast measurement, performed with a high dynamic range third order autocorrelator (Tundra, UltrafastInnovations), is given in Fig. 5.14(c). The measured pre-pulse contrast in the < -20 ps delay range is higher than 1011, limited by the dynamic range of the autocorrelator. Several factors allow for such contrast. First, the seed pulse in our system is derived from a white light continuum (WLC) pumped at $1.5 \mu\text{m}$. We use strong spectral filtering of the $1.5 \mu\text{m}$ pulse to remove any parasitic radiation before WLC generation. Although this does not attenuate parametric fluorescence at the difference frequency wavelength, any noise at this wavelength is well outside the transmission band of the stretcher. Therefore, the continuum pulse is background-free. Although some parametric fluorescence is generated in the femtosecond preamplifier, it is contained within a ≈ 250 fs temporal window defined by the Yb:KGW laser pulse duration, and therefore does not degrade the temporal contrast on the picosecond timescale. Meanwhile, the seed energy reaching the first picosecond stage is $> 1 \mu\text{J}$, which is orders of magnitude higher than the energy available from Ti:sapphire oscillators, commonly used to seed OPCPA systems. Also favorable is the tendency of Nd:YAG amplifiers to form a steep leading pulse edge, enabling us to delay the pump pulses in a way that maximizes the pre-pulse contrast without losing output energy nor bandwidth. We emphasize that this contrast is achieved without nonlinear pulse cleaning after the amplification stages. We also note that, although the autocorrelator is specially adapted for broadband pulses, the acceptance bandwidth of the nonlinear crystals used in the autocorrelator is still too narrow for our system. Therefore, the intensity of the main peak is underestimated, and the actual contrast values could be still higher by a factor of ≈ 4 . An output beam profile, measured after the bulk compressor, is given in Fig. 5.14(d). The signal beam inherits the top-hat shape of the pump beams, with low, intensity modulation (on the order of several percent in the flat-top area of the beam). The focusability of the OPCPA beam is evaluated by computing the far-field beam profile from the beam intensity distribution and wavefront data measured with a Shack-Hartmann sensor (HASO3-128, Imagine Optic SA). Although a Strehl ratio ≈ 0.9 was measured directly after the final amplification stage (before beam expansion and pulse compression), a deformable mirror was required to maintain good output focusability due to imperfections of the magnifying telescope and compressor glasses. With the deformable mirror, residual RMS wavefront error of $< \lambda/17$ and Strehl ratio $S = 0.89$ are achieved (Fig. ??(e)-(f)). The faint ring around the main peak in Fig. 5.14(f) is an unavoidable consequence of the top-hat beam profile, however, it only contains a few percent of the total energy.

Finally, it is shown that the parameters of the OPCPA can be maintained stable for a long time, sufficient to run experiments with long data collection

times. An example 16-hour measurement is shown in Fig. 5.15

As seen in Fig. 5.15, pulse energy noise below 1% and sub-220 mrad CEP jitter were maintained throughout the test. This is strongly facilitated by the compact and robust architecture of the seed source. However, it must be pointed out that feedback loops had to be implemented to correct for slow drifts of beam pointing, CEP and temporal drift between the frontend and the high energy pump laser.

In conclusion, the developed OPCPA system is capable of consistently delivering sub-9fs (≈ 3 optical cycles), 53.8 mJ near-IR pulses at a repetition rate of 1 kHz, corresponding to > 53 W average and 5.5 TW peak power. Due to the advanced design of the system, this several-TW peak power and high average power could be achieved while maintaining excellent temporal contrast and 200 mrad CEP stability through multiple hours of operation.

High energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable 1.3 μ m-1.7 μ m femtosecond pulses

This chapter is based on results published in VI.

Ever since the first observation in 1970 [132], supercontinuum generation has attracted significant research interest both due to its wide applicability and due to the richness of the physical processes involved [104, 134]. However, although much effort has been directed to understanding and control of the continuum generation in bulk media, it was evident that spatially and temporally coherent continua could only be generated with input pulse peak powers on the order of several critical powers for self-focusing, P_{cr} . For femtosecond pulses, this means that the input pulse energy is in the μ J level, as above such energies the spatiotemporal coherence of the generated continuum is lost due to multiple pulse splitting and/or modulation instability [134, 194]. Once the residual pump energy is filtered out, this results in continuum pulse energies on the order of nanojoules [103]. Recently, a novel method for continuum generation was demonstrated [149, 150]. The method involves using several properly separated thin transparent plates instead of one continuous block of material to generate the continuum. The method was initially demonstrated using a Ti:Sapphire laser and pump energy on the scale of 100 μ J. In this chapter we investigated the applicability of the multiplate continuum generation method to ≈ 60 fs pulses in the wavelength range spanning 1.3 μ m to 1.7 μ m and energies around 350 μ J.

The experimental setup is schematically depicted in Fig. 5.16. Tunable infrared pulses from an optical parametric amplifier are gently focused into an array of plates made of sapphire or fused silica. After attenuation of the

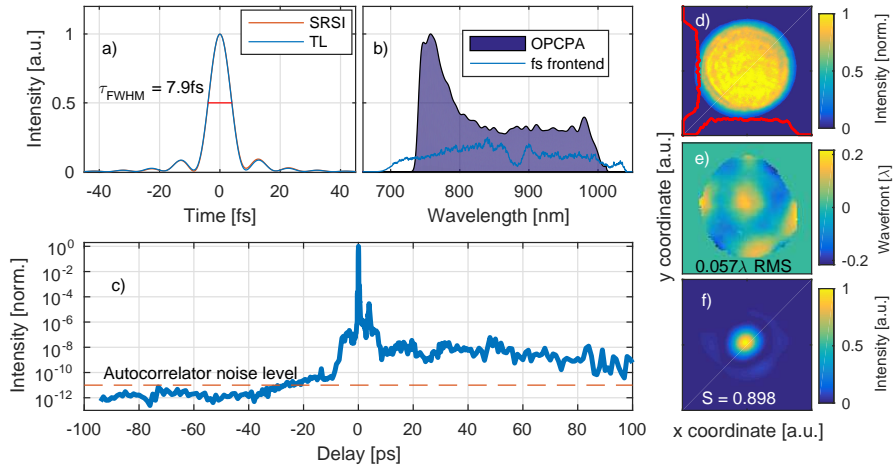


Fig. 5.14: Characterization of OPCPA output: (a) Measured pulse envelope (SRSI) and theoretical transform-limited pulse envelope (TL) (b) Final output spectrum compared with the fs front-end spectrum (not to scale) (c) Third-order autocorrelation (d) Near-field beam profile (e) Residual wavefront (f) Focal spot calculated using the beam profile and wavefront and assuming an ideal focusing element

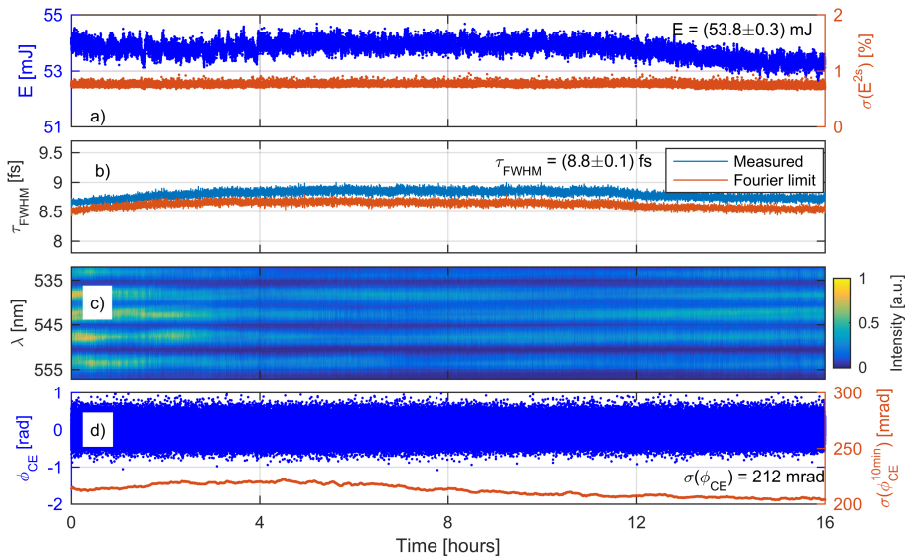


Fig. 5.15: OPCPA output parameters measured during a 16-hour test run. (a) Pulse energy E and STD of 2000 shots (b) Pulse duration τ_{FWHM} (c) $f - 2f$ interferogram (d) CEP values retrieved from the interferogram and CEP standard deviation over 10 minutes

beam via reflection from uncoated glass wedges, the frequency-resolved angular spectrum is measured in the focal plane of a spherical mirror with a fiber mounted on a motorized translation stage.

On-axis spectra of spectrally broadened pulses, measured with varying numbers of plates, are shown in Fig. 5.17. It was found that, given the focusing conditions and target pump energy of $350\ \mu\text{J}$, plate thickness of $200\ \mu\text{m}$ was optimal and that using sapphire or silica plates resulted in virtually identical spectral broadening. The distances between the plates were chosen experimentally, trying to maximize the spectral broadening in each plate while avoiding optical damage, beam breakup or disorderly modulation of the spectrum. It is seen that the spectral broadening is gradual and symmetric in the first 3-4 plates (driven mostly by self-phase modulation and spatiotemporal self-focusing), while one of the later plates provides a sudden boost to the shortwave wing of the spectrum, which is attributable to self-steepening.

Angle-resolved spectral measurements shown in Fig. 5.18, taken with different pump wavelengths, provide further proof of spatial coherence of the continuum, despite pump powers exceeding P_{cr} by more than two orders of magnitude. Integration of the spectral-angular distribution confirms that most of the energy - $65 \pm 7\%$ is contained within the central angular interval of $\pm 3\text{mrad}$, which corresponds to the central part of the beam. Therefore, with tolerable losses, a nearly single-mode beam could be obtained by spatially filtering the continuum. Interestingly, fish-tail-like structures, akin to those observed in continuum generation in continuous nonlinear media [162], are also seen near the short-wave edge of the spectrum.

On-axis pulse profiles of the continuum were measured using the XFROG technique. Results for three pump wavelengths are shown in Fig. 5.19. When the dispersion of air that the pulses pass through on the way to the measurement is taken into account and numerically subtracted, it can be seen that in all cases the continuum pulses are split into two. The trailing pulses mostly carry frequencies higher than the initial pump pulse, and the leading pulses carry lower frequencies. Taken separately, the spectral phases of these pulses are nearly quadratic, and could in principle be compensated to compress the sub-pulses to few-cycle durations.

Finally, we performed the first test of carrier-envelope phase stability test of the multi-plate continuum. CEP drift was measured in parallel in the multi-plate continuum and a separate conventional white-light generator. Results shown in Fig. 5.20. It is seen that the changes of the CEP of the driving pulses are reflected almost identically in the two measurements. This proves that stability of the carrier-envelope phase is preserved in the multi-plate continuum generation process, once again pointing towards the process being very deterministic in nature. This was further confirmed by measurements of shot-to-shot energy stability of different spectral regions, which revealed energy fluctuations

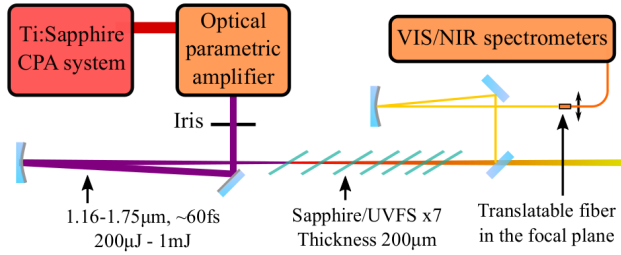


Fig. 5.16: Experimental setup for continuum generation in multiple thin plates and characterization of its spectral-angular distribution

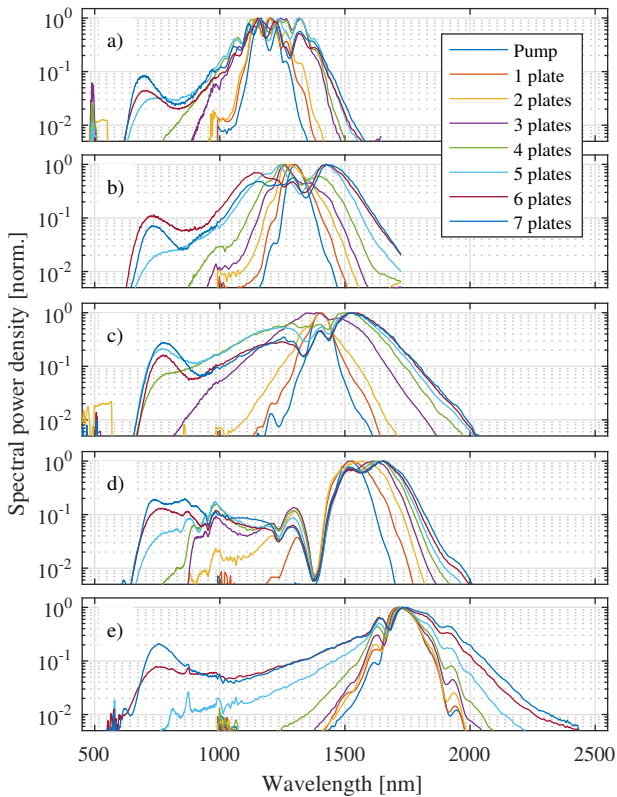


Fig. 5.17: Continuum spectra measured with different numbers of plates with different pump wavelengths λ_p . a) $\lambda_p = 1.2 \mu\text{m}$ b) $\lambda_p = 1.3 \mu\text{m}$ c) $\lambda_p = 1.4 \mu\text{m}$ d) $\lambda_p = 1.5 \mu\text{m}$ e) $\lambda_p = 1.7 \mu\text{m}$. Pump energy was $350 \mu\text{J}$ in all cases, except a), where pump energy was $320 \mu\text{J}$.

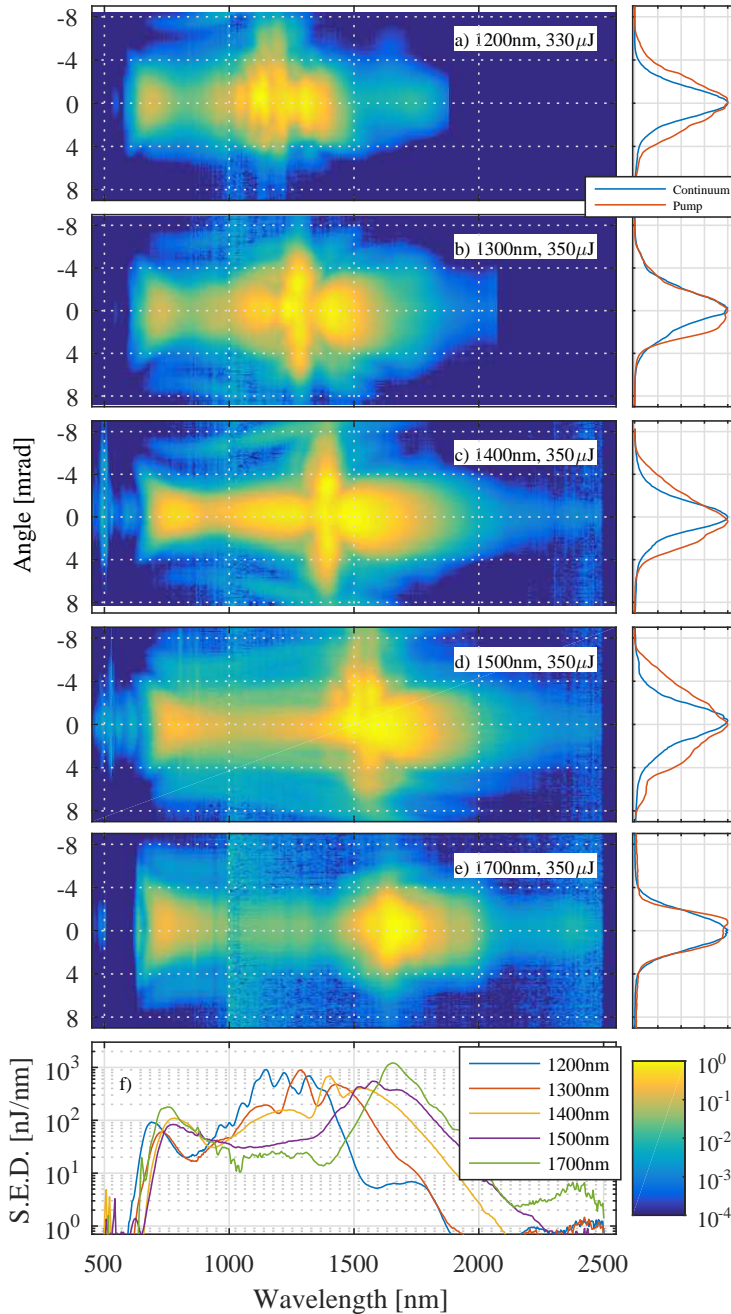


Fig. 5.18: a)–e) Spectral-angular distributions of continua generated in multiple thin plates with different pump wavelengths; f) spectral energy densities integrated within $\pm 3\text{mrad}$. The side panels show the integrated beam profiles of the continua, compared to the pump beam far-field profiles

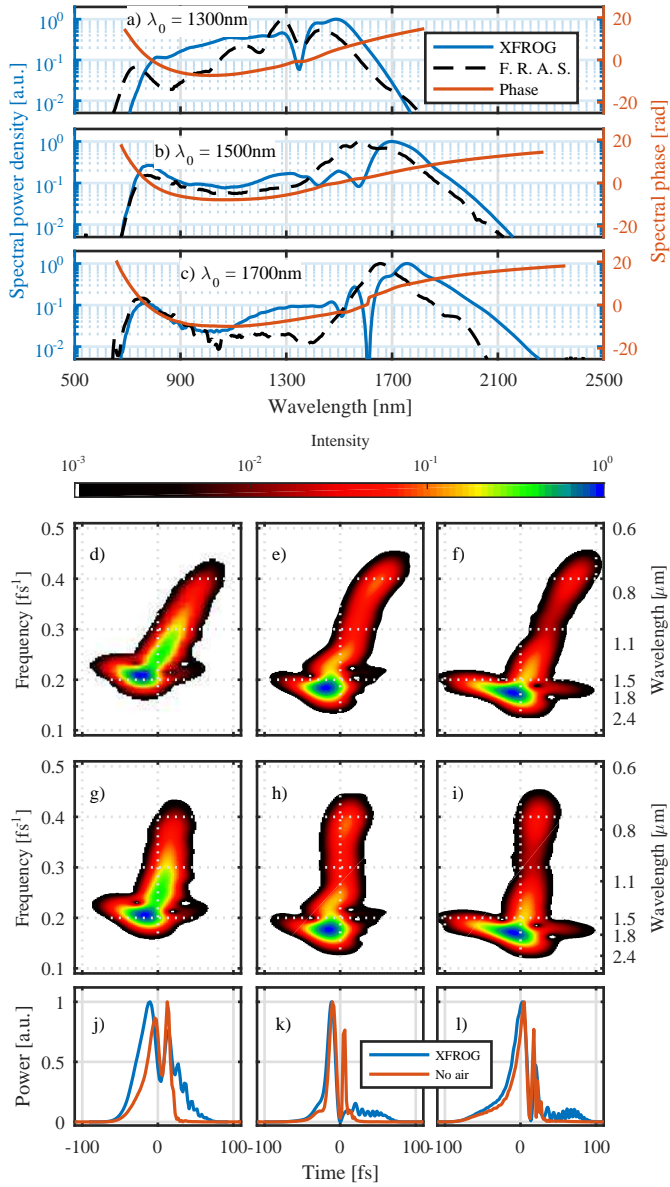


Fig. 5.19: XFROG results for continua pumped at three different wavelengths. a–c Retrieved spectra and spectral phases; integrated spectra from frequency-resolved angular spectrum measurements (Fig. 5.18f)) are also shown for comparison; d–f spectrograms calculated for the measured pulses; g–i spectrograms calculated taking into account the dispersion of air; j–l pulse profiles retrieved from XFROG and after subtraction of dispersion of air (see text)

comparable to the pump energy fluctuations ($\approx 1\%$).

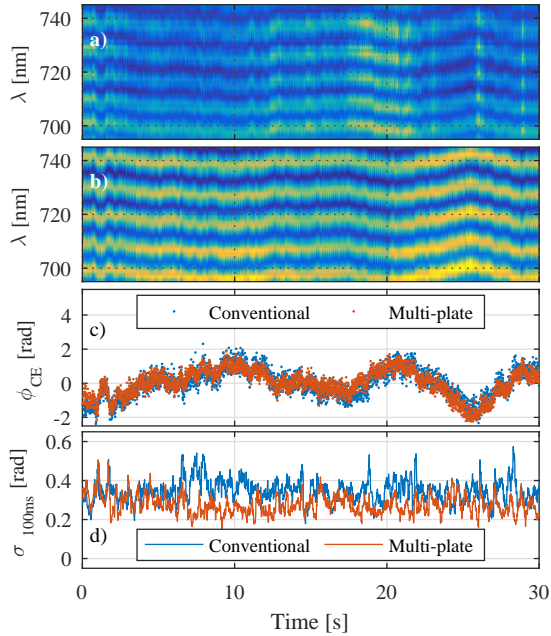


Fig. 5.20: Parallel CEP measurement of the pump and high-energy continuum pulses. a) Conventional $f - 2f$ interferogram of the pump pulses. b) $f - 2f$ interferogram of the multi-plate continuum. c) Changes of the carrier-envelope phase ϕ_{CE} , as extracted from the interferograms. d) Power spectral density of the CEP noise

Overall, the investigation into multiplate continuum generation revealed that the method can successfully be applied to pulses at $1.3\ \mu\text{m}$ - $1.7\ \mu\text{m}$, generating more-than-octave spanning continua with high energy, orderly spatial and temporal structure, and stability comparable to that of continua generated in continuous media.

Soliton self-compression of $1.5\ \mu\text{m}$ pulses in a RKTP crystal with periodically oriented nonlinearity

This section is based on results published in VII.

It is known that in crystals with $\chi^{(2)}$ nonlinearity, certain phase mismatch values can be found for second harmonic generation which result in the $\chi^{(2)}$ nonlinearity effectively acting as a $\chi^{(3)}$ nonlinearity [166, 167]. One of the key features of this technique is that, by proper choice of phase mismatch, the cas-

caded $\chi^{(2)}$ nonlinearity can have negative values large enough to compensate the intrinsic positive $\chi^{(3)}$ nonlinearity of the crystal, resulting in an effectively negative total $\chi^{(3)}$ nonlinearity. As intense pulsed beams propagate through materials with negative effective $\chi^{(3)}$ nonlinearity, they are nonlinearly self-defocused in the spatial dimensions, while in the temporal domain they still experience self-phase modulation. This is seen as a promising method of spectral broadening and nonlinear pulse compression in solid media [168]. The method can be particularly powerful when used with periodically poled (PP) ferroelectric crystals such as lithium niobate, as this method allows for engineering the phase mismatch to provide for optimal pulse compression performance [170]. As the self-defocusing nonlinearity prevents filamentation, pulse-compression setups based on this technique are particularly interesting because of the possibilities of scaling pulse compression to pulses with peak powers well above P_{cr} [171].

We investigated this approach in a material previously not tested for this application, rubidium-doped potassium titanyl-phosphate (RKTP, [172]). The crystal was periodically poled with a period of $\Lambda = 36 \mu\text{m}$. This period provided large phase mismatch at the design pump wavelength of $1.58 \mu\text{m}$, resulting in strong defocusing nonlinearity for the pump wavelength and phase-matched second harmonic generation near the RKTP zero dispersion wavelength of $\approx 2 \mu\text{m}$.

Pulse compression was investigated in an experiment schematically depicted in Fig. 5.21. The specially engineered RKTP crystal is pumped by $1.5 \mu\text{m}$, 100 fs, $3 \mu\text{J}$ pulses from an OPA pumped by an Yb:KGW laser. The resulting pulses were measured by the XFROG method, using second harmonic of the pump pulses as a reference pulse.

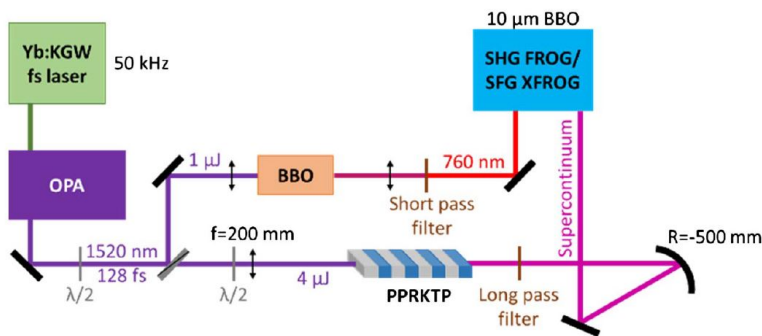


Fig. 5.21: Experimental setup for generation and characterization of continuum in PPRKTP

A typical temporal profile and spectrum reconstructed from SFG-XFROG measurements are shown in Fig. 5.22, along with results from numerical simulations performed using actual measured pump pulse parameters. It is seen

that the main pulse is self-compressed from 100 fs to 18.6 fs. This pulse contains the part of the spectrum around the main peak seen in Fig. 5.22. The relatively flat long-wave shoulder of the spectrum is concentrated in the trailing dispersive wave. The spectrum retrieved from XFROG measurement matches the simulated spectrum very closely, except for the short-wave part ($< 1 \mu\text{m}$), which was cut by a long-pass filter in the experiment in order to avoid contamination of the sum frequency signal by the visible part of the continuum, which had very disorderly spectral structure and should be filtered out before using the pulse any applications anyway.

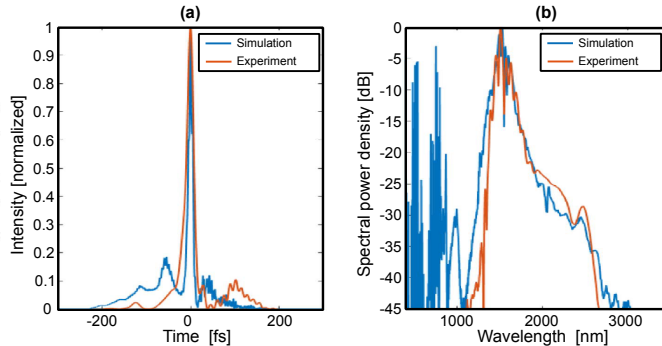


Fig. 5.22: Comparison of measured and simulated temporal (a) and spectral (b) profiles of the continuum generated in PPRKTP

In conclusion, it was demonstrated that PPRKTP can be successfully used for pulse compression. As the process utilizes self-defocusing nonlinearity, this method could be scaled to generate high energy, sub-20fs pulses at around $1.5 \mu\text{m}$ using PPRKTP crystals with larger apertures (apertures up to 5 mm are possible [173]).

Generation of broadband, broadly tunable mid-infrared pulses in a setup based on an Yb:KGW laser

This chapter is not based on a paper.

The mid-infrared (MIR) wavelength range, commonly defined as including wavelengths from $2 \mu\text{m}$ (5000 cm^{-1}) and $20 \mu\text{m}$ (500 cm^{-1}), is of great scientific and technological interest as many molecules exhibit fundamental vibrational frequencies in this range [195]. However, due to technical difficulties associated with operating in this wavelength range, sources operating in the mid-infrared are still an active research area. Applications such as sum frequency generation spectroscopy typically relied on Ti:Sapphire based laser systems equipped with

parametric amplifiers and difference frequency generation stages to produce mid-infrared pulses for experiments [196]. Many of such applications can benefit from the high average powers and pulse repetition rates offered by Yb-based laser systems, but, due to the much narrower inherent linewidth of Yb-based lasers, compared to Ti:Sapphire, difference-frequency sources using the same methods as for Ti:Sapphire lasers produce pulses with correspondingly narrower bandwidths in the MIR [181].

In an effort to create a system that could exploit the advantages of Yb-based laser systems while avoiding the drawbacks, a broadband mid-infrared pulse generation setup based on an Yb:KGW amplifier was developed. The setup consists of two parallel parametric amplifiers and a difference-frequency stage based on gallium selenide (GaSe) crystal. Taking notion of the fact that, in order to obtain a broad DFG spectrum, it is sufficient that only one of the interacting pulses is broadband, the task of generating tunable, broadband mid-infrared pulses was effectively divided into two parts. As shown in Fig. 5.23, the laser beam is split to pump two parametric amplifiers. The larger part of the energy is used to a parametric amplifier using near-degenerate Type-I OPA interaction in BBO crystals. Due to the broad bandwidth achievable in near-degenerate Type-I parametric amplification, this channel can be configured to produce rather short pulses, acting as "DFG pump" pulses. The other parametric amplifier, based on KTA crystals, produces narrowband pulses tunable from $\approx 2 \mu\text{m}$ to $4 \mu\text{m}$. As shown in Fig. 5.23, both the DFG and the amplified DFG seed outputs are available, therefore, with this tuning range of the narrowband channel, it is possible to continuously cover mid-infrared coverage from $< 2.5 \mu\text{m}$ to $> 10 \mu\text{m}$.

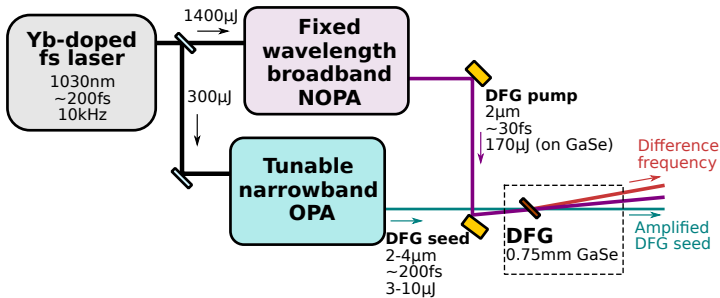


Fig. 5.23: Experimental setup

X-FROG measurement of pulse from the "DFG pump" channel is shown in Fig. 5.24. Due to the simple pulse compression scheme, based on just bulk materials (ZnSe for positive dispersion and fused silica for negative dispersion), residual third order dispersion results in a side pulse. However, the pulse is still short, with a duration of just 22 fs.

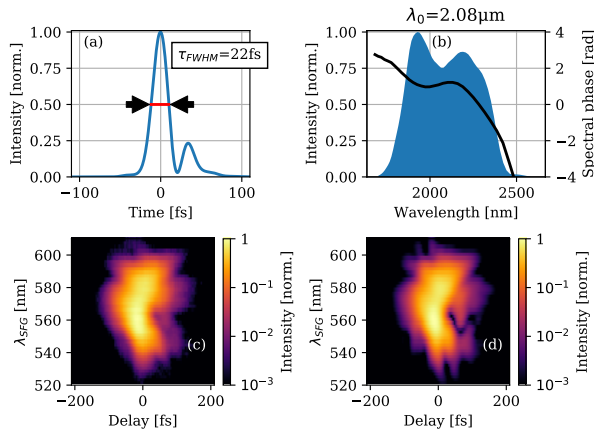


Fig. 5.24: X-FROG measurement of a pulse from the broadband OPA channel. (a) temporal profile (b) spectrum and spectral phase (c) measured X-FROG trace (d) retrieved X-FROG trace

The short pulse acts as a gate pulse in the DFG, and the resulting DFG pulses become short as well, with the shortening limited by the group velocity mismatch in the DFG crystal, rather than the much longer duration of the seed pulse. An X-FROG measurement of an amplified DFG seed pulse at $3.39 \mu\text{m}$ is shown in Fig. 5.25. The temporal profile of the short pump pulse is imprinted on the seed pulse, reducing the FWHM pulse duration to sub-3 optical cycles. A slight tail, which is actually an unamplified part of the initial seed pulse, can be seen in Fig. 5.25a).

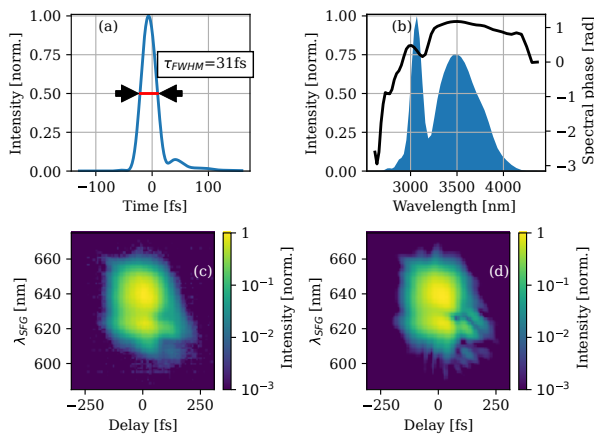


Fig. 5.25: X-FROG measurement of an amplified DFG seed pulse. (a) temporal profile (b) spectrum and spectral phase (c) measured X-FROG trace (d) retrieved X-FROG trace

As XFROG measurements become increasingly difficult at wavelengths above $3\ \mu\text{m}$, pulses at longer wavelengths are characterized only by their spectra, measured with a scanning monochromator equipped with an MCT detector. A selection of spectra measured at the DFG output is shown in Fig. , alongside their corresponding pulse energies and FWHM bandwidths. It is seen that the setup can produce pulses with bandwidths from $\approx 200\ \text{cm}^{-1}$ up to $> 500\ \text{cm}^{-1}$. The total conversion efficiency ranges from 1.4% at $3.2\ \mu\text{m}$ to 0.3% at $11.6\ \mu\text{m}$.

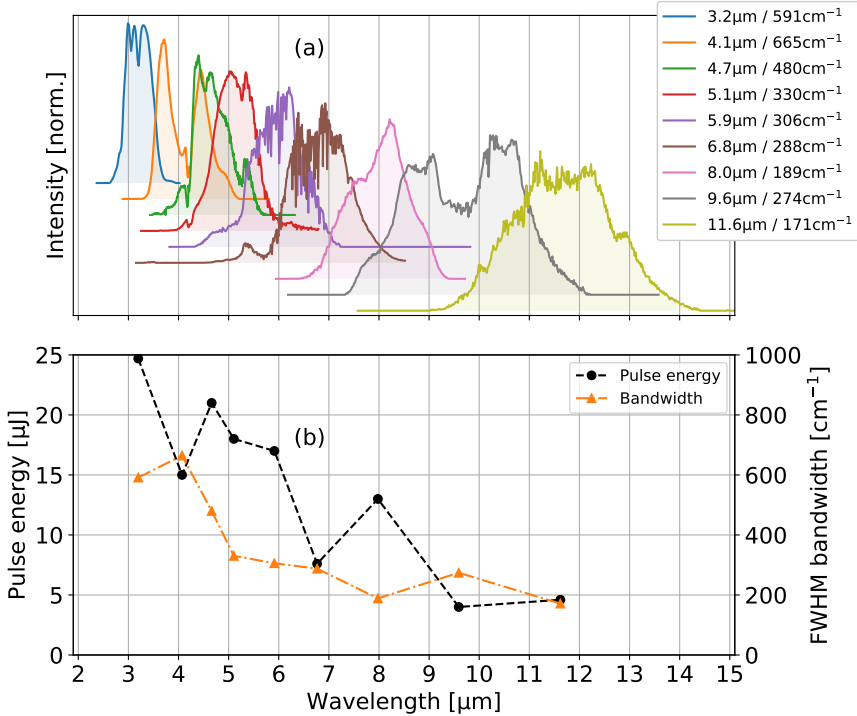


Fig. 5.26: Characterization of DFG output. (a) Normalized spectra at selected wavelengths. Central wavelengths and FWHM bandwidths are indicated in the legend (b) Variation of pulse energy and bandwidth with central wavelength

Overall, the developed setup bridges the parameter gap between Ti:Sapphire-based OPA+DFG systems and Yb-based systems. As the pump laser operates at 10 kHz, the setup provides DFG output in the range of several tens to several hundred milliwatts.

Conclusions

1. In order to achieve good stability in CEP stabilized pulse generation schemes relying on difference frequency generation followed by continuum generation, it is necessary to reach appropriate saturation of amplification stages in order to attain sufficiently good shot-to-shot energy stability of the continuum pump pulses and take into account the mechanisms of phase-to-energy coupling in the continuum generator. Using this approach and a highly stable (energy noise $<0.1\%$ RMS) Yb:KGW laser, it was possible to produce octave-spanning continuum pulses with short-term CEP stability better than 100mrad, which is better than the stability achievable by actively stabilizing Yb:KGW oscillators. The passive CEP stabilization scheme is also much less sensitive to changing environmental conditions because it avoids the need to couple weak oscillator pulses into a single-mode fiber.
2. Using ultra-broadband seed light from a continuum pumped by $\approx 1.3\ \mu\text{m}$ pulses, it is possible to efficiently amplify pulses with bandwidths supporting sub-5 fs pulses in a non-collinear parametric amplifier pumped by second harmonic of an Yb:KGW laser. Compared to using seed light obtained from continuum generated directly with the Yb:KGW laser fundamental radiation, this method allows for broader bandwidth, potentially resulting in shorter pulses.
3. The method of generating a continuum in an array of thin plates allows one to circumvent the pulse energy limitations posed by beam breakup to multiple filaments in a continuous nonlinear medium. This method can be successfully applied to pulses in the wavelength range of $1.3\ \mu\text{m}$ to $1.7\ \mu\text{m}$ for generation of octave-spanning pulses with good beam quality, pulse coherence, and carrier-envelope phase stability.
4. Upon choosing an appropriate poling period, negative effective nonlinear refractive index for $1.5\ \mu\text{m}$ pulses can be created in PPRKTP crystal. The combination of positive dispersion and negative nonlinear refractive index allows for higher than six-fold compression of the pump pulses (128 fs to < 20 fs), while also producing an infrared continuum extending

to $2.6\ \mu\text{m}$. The specific character of spectral broadening in this crystal is a result of the combination of dispersion and nonlinearity, as well as Raman scattering.

5. Broadband non-collinear parametric amplification stages at $2\ \mu\text{m}$ can be efficiently seeded by continuum generated in YAG pumped by pulses from femtosecond Yb:KGW lasers. This solution simplifies the design of the parametric amplification setup. To compress the amplified pulses at $\approx 2\ \mu\text{m}$ can be compressed to pulse durations as short as $\approx 30\ \text{fs}$, it is sufficient to use bulk material windows with negative or positive dispersion.
6. Broadband infrared pulses, tunable through $3\text{--}11.6\ \mu\text{m}$, can be produced by mixing pulses from two parallel parametric amplifiers, one producing $\approx 30\ \text{fs}$ pulses at a fixed wavelength of $2\ \mu\text{m}$, the other producing longer ($\approx 150\ \text{fs}$), but tunable ($2\ \mu\text{m}$ to $4\ \mu\text{m}$) pulses. Using pulses centered around $2\ \mu\text{m}$ to pump a GaSe crystal for DFG results in a comparatively small group velocity mismatch between all interacting pulses, allowing the use of relatively thick ($0.75\ \text{mm}$) crystals that allow for efficient (quantum efficiency $15\text{--}30\%$) energy conversion, while maintaining short signal and idler pulse durations (as short as $31\ \text{fs}$ at $3\ \mu\text{m}$).

Literatūra

- [1] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature* **187**, 493–494 (1960).
- [2] Developer of the Laser Calls It ‘A Solution Seeking a Problem’; President of Korad Spends Spare Time Gardening and Fixing TV Sets, *The New York Times* 69 (1964).
- [3] J. Hecht, *Beam: The Race to Make the Laser* (Oxford University Press, New York, 2005).
- [4] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **55**(6), 447–449 (1985).
- [5] W. W. Simmons, R. O. Godwin, Nova laser fusion facility—design, engineering, and assembly overview, *Nucl. Technol.-Fusion* **4**(1), 8–24 (1983).
- [6] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, C. Barty, D. Fittinghoff, Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti: sapphire amplifiers, *Opt. Lett.* **23**(7), 525–527 (1998).
- [7] E. J. Takahashi, T. Kanai, K. Midorikawa, High-order harmonic generation by an ultrafast infrared pulse, *Appl. Phys. B* **100**(1), 29–41 (2010).
- [8] B. Bergues, D. Rivas, M. Weidman, A. Muschet, W. Helml, A. Guggenmos, V. Pervak, U. Kleineberg, G. Marcus, R. Kienberger, et al., Tabletop nonlinear optics in the 100-eV spectral region, *Optica* **5**(3), 237–242 (2018).
- [9] J. Faure, D. Gustas, D. Guénot, A. Vernier, F. Böhle, M. Ouillé, S. Haessler, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, A review of recent progress on laser-plasma acceleration at kHz repetition rate, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **61**(1), 014012 (2018).
- [10] C. Hofmann, A. S. Landsman, U. Keller, Attoclock revisited on electron tunnelling time, *J. Mod. Opt.* **66**(10), 1052–1070 (2019).
- [11] M. G. Pullen, B. Wolter, A.-T. Le, M. Baudisch, M. Hemmer, A. Senftleben, C. D. Schröter, J. Ullrich, R. Moshhammer, C.-D. Lin, et al., Imaging an aligned polyatomic molecule with laser-induced electron diffraction, *Nature Communications* **6**, 7262 (2015).

- [12] S. Passlack, S. Mathias, O. Andreyev, D. Mittnacht, M. Aeschlimann, M. Bauer, Space charge effects in photoemission with a low repetition, high intensity femtosecond laser source, *J. Appl. Phys.* **100**(2), 024912 (2006).
- [13] M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestaev, M. Plötner, J. Limpert, A. Tünnermann, 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser, *Opt. Lett.* **41**(15), 3439–3442 (2016).
- [14] C. J. Saraceno, D. Sutter, T. Metzger, M. A. Ahmed, The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers, *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid* **15**(1), 15 (2019).
- [15] P. Russbuedt, T. Mans, J. Weitenberg, H. Hoffmann, R. Poprawe, Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier, *Opt. Lett.* **35**(24), 4169–4171 (2010).
- [16] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88**(4-6), 437–440 (1992).
- [17] H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, A. Alismail, L. Vámos, A. Schwarz, O. Pronin, J. Brons, X. T. Geng, G. Arisholm, M. Ciappina, V. S. Yakovlev, D.-E. Kim, A. M. Azzeer, N. Karpowicz, D. Sutter, Z. Major, T. Metzger, F. Krausz, Third-generation femtosecond technology, *Optica* **1**(1), 45–63 (2014).
- [18] A. Stingl, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, R. Szipöcs, Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.* **20**(6), 602–604 (1995).
- [19] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, et al., Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.* **26**(6), 373–375 (2001).
- [20] T. Oksenhendler, D. Kaplan, P. Tournois, G. Greetham, F. Estable, Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers, *Appl. Phys. B* **83**(4), 491 (2006).
- [21] A. Trisorio, P. M. Paul, F. Ple, C. Ruchert, C. Vicario, C. P. Hauri, Ultrabroadband TW-class Ti:sapphire laser system with adjustable central wavelength, bandwidth and multi-color operation, *Opt. Express* **19**(21), 20128–20140 (2011).
- [22] I. Matsushima, H. Yashiro, T. Tomie, 10 kHz 40 W Ti:sapphire regenerative ring amplifier, *Opt. Lett.* **31**(13), 2066–2068 (2006).
- [23] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, Generation of optical harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118–119 (1961).

- [24] N. M. Kroll, Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies, *Phys. Rev.* **127**(4), 1207 (1962).
- [25] S. Harris, M. Oshman, R. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **18**(18), 732 (1967).
- [26] A. Piskarskas, A. Stabinis, V. Tamuliene, Ultrabroad bandwidth of optical parametric amplifiers, *IEEE J. Quant. Electron.* **46**, 1031 – 1038 (2010).
- [27] D. Rivas, A. Borot, D. Cardenas, G. Marcus, X. Gu, D. Herrmann, J. Xu, J. Tan, D. Kormin, G. Ma, W. Dallari, G. Tsakiris, I. Földes, S.-w. Chou, M. Weidman, B. Bergues, T. Wittmann, H. Schröder, P. Tzallas, D. Charalambidis, O. Razskazovskaya, V. Pervak, F. Krausz, L. Veisz, Next generation driver for attosecond and laser-plasma physics, *Sci. Rep.* **7**(1), 5224 (2017).
- [28] S. Witte, R. T. 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, *Opt. Express* **14**(18), 8168–8177 (2006).
- [29] Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, T. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, G. Marcus, F. Krausz, R. Kienberger, N. Karpowicz, Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm , *Opt. Lett.* **37**(23), 4973–4975 (2012).
- [30] K. Mecseki, M. K. R. Windeler, A. Miahnahri, J. S. Robinson, J. M. Fraser, A. R. Fry, F. Tavella, High average power 88 w opcpa system for high-repetition-rate experiments at the lcls x-ray free-electron laser, *Opt. Lett.* **44**(5), 1257–1260 (2019).
- [31] A. Kessel, V. E. Leshchenko, O. Jahn, M. Krüger, A. Münzer, A. Schwarz, V. Pervak, M. Trubetskov, S. A. Trushin, F. Krausz, Z. Major, S. Karsch, Relativistic few-cycle pulses with high contrast from picosecond-pumped opcpa, *Optica* **5**(4), 434–442 (2018).
- [32] M. Neuhaus, H. Fuest, M. Seeger, J. Schötz, M. Trubetskov, P. Russbuelde, H. Hoffmann, E. Riedle, Z. Major, V. Pervak, M. F. Kling, P. Wnuk, 10 W CEP-stable few-cycle source at 2 μm with 100 kHz repetition rate, *Opt. Express* **26**(13), 16074–16085 (2018).
- [33] N. Thiré, R. Maksimenka, B. Kiss, C. Ferchaud, G. Gitzinger, T. Pino-teau, H. Jousselin, S. Jarosch, P. Bizouard, V. D. Pietro, E. Cormier, K. Osvay, N. Forget, Highly stable, 15 W, few-cycle, 65 mrad CEP-noise mid-IR OPCPA for statistical physics, *Opt. Express* **26**(21), 26907–26915 (2018).
- [34] F. Shimizu, Frequency broadening in liquids by a short light pulse, *Phys. Rev. Lett.* **19**(19), 1097 (1967).

- [35] M. Mohebbi, R. Fedosejevs, High-efficiency optical compression of Ti:sapphire laser pulses at 800 nm using a silver-coated hollow fiber, *Appl. Phys. B* **76**(4), 345–350 (2003).
- [36] V. Pervak, A. Tikhonravov, M. Trubetskov, S. Naumov, F. Krausz, A. Apolonski, 1.5-octave chirped mirror for pulse compression down to sub-3 fs, *Appl. Phys. B* **87**(1), 5–12 (2007).
- [37] T. Nagy, M. Forster, P. Simon, Flexible hollow fiber for pulse compressors, *Appl. Opt.* **47**(18), 3264–3268 (2008).
- [38] M. Ouillé, A. Vernier, F. Böhle, M. Bocoum, A. Jullien, M. Lozano, J.-P. Rousseau, Z. Cheng, D. Gustas, A. Blumenstein, et al., Relativistic-intensity near-single-cycle light waveforms at kHz repetition rate, *Light: Science & Applications* **9**(1), 1–9 (2020).
- [39] V. Cardin, N. Thiré, S. Beaulieu, V. Wanie, F. Légaré, B. E. Schmidt, 0.42 TW 2-cycle pulses at 1.8 μm via hollow-core fiber compression, *Appl. Phys. Lett.* **107**(18), 181101 (2015).
- [40] S. Hädrich, M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Rothhardt, R. Klas, T. Gottschall, T. Eidam, A. Drozdy, P. Jójárt, Z. Várallyay, E. Cormier, K. Osvay, A. Tünnermann, J. Limpert, Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power, *Opt. Lett.* **41**(18), 4332–4335 (2016).
- [41] Y.-G. Jeong, R. Piccoli, D. Ferachou, V. Cardin, M. Chini, S. Hädrich, J. Limpert, R. Morandotti, F. Légaré, B. E. Schmidt, et al., Direct compression of 170-fs 50-cycle pulses down to 1.5 cycles with 70% transmission, *Sci. Rep.* **8**(1), 1–6 (2018).
- [42] 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, *Opt. Lett.* **35**(11), 1887–1889 (2010).
- [43] A. Malvache, X. Chen, C. Durfee, A. Jullien, R. Lopez-Martens, Multi-mJ pulse compression in hollow fibers using circular polarization, *Appl. Phys. B* **104**(1), 5 (2011).
- [44] D. Wang, Y. Leng, Z. Huang, Divided-pulse compression with gas-filled hollow-core fiber for generation of high-energy few-cycle pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**(6), 1248–1254 (2014).
- [45] S. Bohman, A. Suda, M. Kaku, M. Nurhuda, T. Kanai, S. Yamaguchi, K. Midorikawa, Generation of 5 fs, 0.5 TW pulses focusable to relativistic intensities at 1 kHz, *Opt. Express* **16**(14), 10684–10689 (2008).
- [46] T. Balčiūnas, S. Ališauskas, V. Shumakova, G. Fan, A. Pugžlys, A. Mitrofanov, D. Sidorov, A. M. Zheltikov, B. E. Schmidt, F. Légaré, A. Baltuška, Hollow-core-waveguide compression of 22-mJ 3.9- μm pulses, in *Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC)* (Optical Society of America, 2016), AW1A.7.

- [47] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, T. W. Hänsch, Route to phase control of ultrashort light pulses, *Opt. Lett.* **21**(24), 2008–2010 (1996).
- [48] H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan, M. M. Shakya, E. Moon, Z. Chang, Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers, *Phys. Rev. Lett.* **100**(10), 1–4 (2008).
- [49] C. Vozzi, M. Negro, S. Stagira, Strong-field phenomena driven by mid-infrared ultrafast sources, *J. Mod. Opt.* **59**(15), 1283–1302 (2012).
- [50] 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).
- [51] T. Balčiūnas, T. Flöry, A. Baltuška, T. Stanislauskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, G. Steinmeyer, Direct carrier-envelope phase control of an amplified laser system, *Opt. Lett.* **39**(6), 1669–1672 (2014).
- [52] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133901 (2002).
- [53] T. Stanislauskas, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, L. Karpavičius, A. Varanavičius, P. Mišeikis, D. Grigaitis, D. Mikalauskas, R. Karkockas, 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, *Lith. J. Phys.* **53**(1), 17–24 (2013).
- [54] G. Cerullo, A. Baltuška, O. Mücke, C. Vozzi, Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization, *Las. Photon. Rev.* **5**(3), 323–351 (2011).
- [55] B. E. Schmidt, A. D. Shiner, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, P. B. Corkum, D. M. Villeneuve, F. Légaré, CEP stable 1.6 cycle laser pulses at 1.8 μm ., *Opt. Express* **19**(7), 6858–6864 (2011).
- [56] A. Thai, M. Hemmer, P. Bates, O. Chalus, J. Biegert, Sub-250-mrad, passively carrier-envelope-phase-stable mid-infrared OPCPA source at high repetition rate, *Opt. Lett.* **36**(19), 3918–3920 (2011).
- [57] C. Vozzi, C. Manzoni, F. Calegari, E. Benedetti, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, Characterization of a high-energy self-phase-stabilized near-infrared parametric source, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(7), B112–B117 (2008).
- [58] C. Manzoni, M. Först, H. Ehrke, A. Cavalleri, Single-shot detection and direct control of carrier phase drift of midinfrared pulses, *Opt. Lett.* **35**(5), 757–759 (2010).

- [59] 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, *Opt. Lett.* **26**(18), 1436–1438 (2001).
- [60] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi, Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry, *J. Opt. Soc. Am.* **72**(1), 156–160 (1982).
- [61] C. Li, E. Moon, H. Mashiko, H. Wang, C. M. Nakamura, J. Tackett, Z. Chang, Mechanism of phase-energy coupling in f-to-2f interferometry, *Appl. Opt.* **48**(7), 1303–1307 (2009).
- [62] C. Marceau, G. Gingras, S. Thomas, Y. Kassimi, B. Witzel, Energy-phase coupling inside sapphire-based f-2f nonlinear interferometers from 800 to 1940nm, *Appl. Opt.* **53**(5), 898–901 (2014).
- [63] K. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, W. White, Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(11), 2206–2215 (1994).
- [64] G. Taft, A. Rundquist, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, K. W. DeLong, R. Trebino, I. P. Christov, Ultrashort optical waveform measurements using frequency-resolved optical gating, *Opt. Lett.* **20**(7), 743–745 (1995).
- [65] K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler, K. Wilson, Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections, *Opt. Lett.* **19**(24), 2152–2154 (1994).
- [66] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE J. Quant. Electron.* **29**(2), 571–579 (1993).
- [67] S. Linden, H. Giessen, J. Kuhl, XFROG — a new method for amplitude and phase characterization of weak ultrashort pulses, *Phys. Status Solidi B* **206**(1), 119–124 (1998).
- [68] S. Linden, J. Kuhl, H. Giessen, Amplitude and phase characterization of weak blue ultrashort pulses by downconversion, *Opt. Lett.* **24**(8), 569–571 (1999).
- [69] S. Linden, J. Kuhl, H. Giessen, *XFROG—Cross-correlation Frequency-resolved Optical Gating* (Springer US, Boston, MA, 2000), 313–322.
- [70] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, G. D. Enright, Harmonic generation in CO₂ laser target interaction, *Appl. Phys. Lett.* **31**(3), 172–174 (1977).
- [71] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, C. K. Rhodes, Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**(4), 595–601 (1987).

- [72] P. B. Corkum, Plasma perspective on strong field multiphoton ionization, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994–1997 (1993).
- [73] M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L’Huillier, P. B. Corkum, Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields, *Phys. Rev. A* **49**, 2117–2132 (1994).
- [74] J. L. Krause, K. J. Schafer, K. C. Kulander, High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime, *Phys. Rev. Lett.* **68**(24), 3535 (1992).
- [75] C. Lyngå, A. L’Huillier, C.-G. Wahlström, High-order harmonic generation in molecular gases, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**(14), 3293–3302 (1996).
- [76] A. Sanpera, P. Jönsson, J. B. Watson, K. Burnett, Harmonic generation beyond the saturation intensity in helium, *Phys. Rev. A* **51**, 3148–3153 (1995).
- [77] A. D. Shiner, C. Trallero-Herrero, N. Kajumba, H.-C. Bandulet, D. Comtois, F. Légaré, M. Giguère, J.-C. Kieffer, P. B. Corkum, D. M. Villeneuve, Wavelength scaling of high harmonic generation efficiency, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 073902 (2009).
- [78] C. 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).
- [79] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Generation of coherent soft X rays at 2.7 nm using high harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **79**(16), 2967 (1997).
- [80] T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugzlys, A. Baltuška, B. Shim, S. E. Schrauth, A. Gaeta, C. Hernández-García, L. Plaja, A. Becker, A. Jaron-Becker, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers, *Science* **336**(6086), 1287–1291 (2012).
- [81] T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H. J. Wörner, Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver, *Opt. Express* **25**(22), 27506–27518 (2017).
- [82] R. L. Sandberg, A. Paul, D. A. Raymondson, S. Hädrich, D. M. Gaudiosi, J. Holtsnider, R. I. Tobey, O. Cohen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, C. Song, J. Miao, Y. Liu, F. Salmassi, Lensless diffractive imaging using tabletop coherent high-harmonic soft-X-ray beams, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 098103 (2007).

- [83] D. Guénot, K. Klünder, C. L. Arnold, D. Kroon, J. M. Dahlström, M. Miranda, T. Fordell, M. Gisselbrecht, P. Johnsson, J. Mauritsson, E. Lindroth, A. Maquet, R. Taïeb, A. L’Huillier, A. S. Kheifets, Photoemission-time-delay measurements and calculations close to the $3s$ -ionization-cross-section minimum in Ar, *Phys. Rev. A* **85**, 053424 (2012).
- [84] C. La-O-Vorakiat, M. Siemens, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. Mathias, M. Aeschlimann, P. Grychtol, R. Adam, C. M. Schneider, J. M. Shaw, H. Nembach, T. J. Silva, Ultrafast demagnetization dynamics at the M edges of magnetic elements observed using a tabletop high-harmonic soft X-Ray source, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 257402 (2009).
- [85] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, F. Krausz, Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy, *Nature* **419**(6909), 803 (2002).
- [86] M. Meckel, D. Comtois, D. Zeidler, A. Staudte, D. Pavičić, H. C. Bandulet, H. Pépin, J. C. Kieffer, R. Dörner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, Laser-induced electron tunneling and diffraction, *Science* **320**(5882), 1478–1482 (2008).
- [87] C. I. Bлага, J. Xu, A. D. DiChiara, E. Sistrunk, K. Zhang, P. Agostini, T. A. Miller, L. F. DiMauro, C. Lin, Imaging ultrafast molecular dynamics with laser-induced electron diffraction, *Nature* **483**(7388), 194 (2012).
- [88] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, High power ultrafast lasers, *Rev. Sci. Instr.* **69**(3), 1207–1223 (1998).
- [89] K. Yamakawa, C. P. J. Barty, Ultrafast, ultrahigh-peak, and high-average power Ti:sapphire laser system and its applications, *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.* **6**(4), 658–675 (2000).
- [90] V. Chvykov, H. Cao, R. Nagymihaly, M. P. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, R. Glassock, L. Ehrentraut, M. Schnuerer, K. Osvay, High peak and average power Ti:sapphire thin disk amplifier with extraction during pumping, *Opt. Lett.* **41**(13), 3017–3020 (2016).
- [91] 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, *Opt. Express* **20**(10), 10870–10878 (2012).
- [92] V. Yakovlev, P. Dombi, G. Tempea, C. Lemell, J. Burgdörfer, T. Udem, A. Apolonski, Phase-stabilized 4-fs pulses at the full oscillator repetition rate for a photoemission experiment, *Appl. Phys. B* **76**(3), 329–332 (2003).
- [93] B. Borchers, S. Koke, A. Husakou, J. Herrmann, G. Steinmeyer, Carrier-envelope phase stabilization with sub-10 as residual timing jitter, *Opt. Lett.* **36**(21), 4146–4148 (2011).

- [94] J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz, L. Veisz, Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology, *Opt. Lett.* **36**(16), 3145–3147 (2011).
- [95] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, E. Schulz, M. Siegel, U. Morgner, Few-cycle oscillator pulse train with constant carrier-envelope phase and 65 as jitter, *Opt. Express* **17**(22), 20282–20290 (2009).
- [96] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamošauskas, D. Majus, A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, *Appl. Phys. B* **116**(2), 477–483 (2014).
- [97] P. Avizonis, F. Hopf, W. Bomberger, S. Jacobs, A. Tomita, K. Womack, Optical phase conjugation in a lithium formate crystal, *Appl. Phys. Lett.* **31**(7), 435–437 (1977).
- [98] M. Durand, A. Houard, K. Lim, A. Durécu, O. Vasseur, M. Richardson, Study of filamentation threshold in zinc selenide, *Opt. Express* **22**(5), 5852–5858 (2014).
- [99] F. Helbing, G. Steinmeyer, J. Stenger, H. Telle, U. Keller, Carrier-envelope-offset dynamics and stabilization of femtosecond pulses, *Appl. Phys. B* **74**(1), s35–s42 (2002).
- [100] D. Schimpf, J. Rothhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, D. Hanna, Theoretical analysis of the gain bandwidth for noncollinear parametric amplification of ultrafast pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **24** (2007).
- [101] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, F. Krausz, Femtosecond optical breakdown in dielectrics, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076–4079 (1998).
- [102] C. B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1784 (2001).
- [103] M. Bradler, P. Baum, E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses, *Appl. Phys. B* **97**(3), 561 (2009).
- [104] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media, *Lith. J. Phys.* **57**(3) (2017).
- [105] A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanaičius, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Manifestation of spatial chirp in femtosecond noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifier, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(12), 2902–2908 (2011).
- [106] A. Giree, M. Mero, G. Arisholm, M. J. J. Vrakking, F. J. Furch, Numerical study of spatiotemporal distortions in noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifiers, *Opt. Express* **25**(4), 3104–3121 (2017).

- [107] C. Zhou, T. Seki, T. Sukegawa, T. Kanai, J. Itatani, Y. Kobayashi, S. Watanabe, Large-scale, high-efficiency transmission grating for terawatt-class Ti:sapphire lasers at 1 kHz, *Appl. Phys. Express* **4**(7), 072701 (2011).
- [108] D. M. Gaudiosi, A. L. Lytle, P. Kohl, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. Backus, 11-W average power Ti:sapphire amplifier system using downchirped pulse amplification, *Opt. Lett.* **29**(22), 2665–2667 (2004).
- [109] I. H. Malitson, Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica, *J. Opt. Soc. Am.* **55**(10), 1205–1209 (1965).
- [110] G. Tamošauskas, G. Beresnevičius, D. Gadonas, A. Dubietis, Transmittance and phase matching of bbo crystal in the 3 – 5 μm range and its application for the characterization of mid-infrared laser pulses, *Opt. Mater. Express* **8**(6), 1410–1418 (2018).
- [111] S.-H. Kim, T. Yoko, S. Sakka, Linear and nonlinear optical properties of TeO_2 glass, *J. Amer. Ceram. Soc.* **76**(10), 2486–2490 (1993).
- [112] https://shop.schott.com/advanced_optics/Products/Optical-Glass/Optical-Glass/Dense-Flint/SF57/c/optical-glass/glass-SF57.
- [113] P. Tournois, New diffraction grating pair with very linear dispersion for laser pulse compression, *Electron. Lett.* **29**(16), 1414–1415 (1993).
- [114] J. Zheng, H. Zacharias, Design considerations for a compact grism stretcher for non-collinear optical parametric chirped-pulse amplification, *Appl. Phys. B* **96**(2), 445–452 (2009).
- [115] T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, L. Veisz, Dispersion control with reflection grisms of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave, *Opt. Express* **18**(26), 27900–27909 (2010).
- [116] P. Tournois, Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems, *Opt. Commun.* **140**(4-6), 245–249 (1997).
- [117] V. Loriot, G. Gitzinger, N. Forget, Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan, *Opt. Express* **21**(21), 24879–24893 (2013).
- [118] M. Miranda, C. L. Arnold, T. Fordell, F. Silva, B. Alonso, R. Weigand, A. L’Huillier, H. Crespo, Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique, *Opt. Express* **20**(17), 18732–18743 (2012).
- [119] K. A. Walowicz, I. Pastirk, V. V. Lozovoy, M. Dantus, Multiphoton intrapulse interference. 1. Control of multiphoton processes in condensed phases, *J. Phys. Chem. A* **106**(41), 9369–9373 (2002).

- [120] V. V. Lozovoy, I. Pastirk, M. Dantus, Multiphoton intrapulse interference. IV. Ultrashort laser pulse spectral phase characterization and compensation, *Opt. Lett.* **29**(7), 775–777 (2004).
- [121] A. Comin, R. Ciesielski, G. Piredda, K. Donkers, A. Hartschuh, Compression of ultrashort laser pulses via gated multiphoton intrapulse interference phase scans, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**(5), 1118–1125 (2014).
- [122] R. Trebino, *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [123] A. Levi, H. Stark, *Image Recovery: Theory and Applications* (Academic Press, San Diego, California, 1987), 277.
- [124] A. Baltuška, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, Second-harmonic generation frequency-resolved optical gating in the single-cycle regime, *IEE J. Quant. Electron.* **35**(4), 459–478 (1999).
- [125] M. Guardalben, J. Keegan, L. Waxer, V. Bagnoud, I. Begishev, J. Puth, J. Zuegel, Design of a highly stable, high-conversion-efficiency, optical parametric chirped-pulse amplification system with good beam quality, *Opt. Express* **11**(20), 2511–2524 (2003).
- [126] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, D. Kaplan, Self-referenced spectral interferometry, *Appl. Phys. B* **99**(1), 7–12 (2010).
- [127] A. Jullien, C. G. Durfee, A. Trisorio, L. Canova, J.-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, G. Chériaux, O. Albert, R. Lopez-Martens, Nonlinear spectral cleaning of few-cycle pulses via cross-polarized wave (XPW) generation, *Appl. Phys. B* **96**(2), 293–299 (2009).
- [128] C. Rödel, M. Heyer, M. Behmke, M. Kübel, O. Jäckel, W. Ziegler, D. Ehrhart, M. C. Kaluza, G. G. Paulus, High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude, *Appl. Phys. B* **103**(2), 295–302 (2011).
- [129] J. Moses, C. Manzoni, S.-W. Huang, G. Cerullo, F. X. Kärtner, Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA, *Opt. Express* **17**(7), 5540–5555 (2009).
- [130] N. Didenko, A. Konyashchenko, A. Lutsenko, S. Tenyakov, Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses, *Opt. Express* **16**(5), 3178–3190 (2008).
- [131] P. Hello, C. N. Man, Design of a low-loss off-axis beam expander, *Appl. Opt.* **35**(15), 2534–2536 (1996).
- [132] R. Alfano, S. Shapiro, Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584 (1970).
- [133] H. Liang, D. L. Weerawarne, P. Krogen, R. I. Grynko, C.-J. Lai, B. Shim, F. X. Kärtner, K.-H. Hong, Mid-infrared laser filaments in air at a kilohertz repetition rate, *Optica* **3**(7), 678–681 (2016).

- [134] A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.* **441**(2-4), 47–189 (2007).
- [135] Q. Xing, K. M. Yoo, R. R. Alfano, Conical emission by four-photon parametric generation by using femtosecond laser pulses, *Appl. Opt.* **32**(12), 2087–2089 (1993).
- [136] A. Dubietis, G. Tamošauskas, I. Diomin, A. Varanavičius, Self-guided propagation of femtosecond light pulses in water, *Opt. Lett.* **28**(14), 1269–1271 (2003).
- [137] A. Couairon, E. Gaižauskas, D. Faccio, A. Dubietis, P. Di Trapani, Nonlinear x-wave formation by femtosecond filamentation in kerr media, *Phys. Rev. E* **73**(1), 016608 (2006).
- [138] A. Brodeur, S. Chin, Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(4), 637–650 (1999).
- [139] F. Silva, D. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, J. Biegert, Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal, *Nat. Commun.* **3**, 807 (2012).
- [140] J. K. Ranka, R. W. Schirmer, A. L. Gaeta, Observation of pulse splitting in nonlinear dispersive media, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3783–3786 (1996).
- [141] M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, A. Mysyrowicz, Self-guided propagation of ultrashort laser pulses in the anomalous dispersion region of transparent solids: A new regime of filamentation, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 115003 (2013).
- [142] I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Filamentation and light bullet formation dynamics in solid-state dielectric media with weak, moderate and strong anomalous group velocity dispersion, *J. Opt.* **18**(2), 025502 (2015).
- [143] D. Faccio, P. Di Trapani, S. Minardi, A. Bramati, F. Bragheri, C. Liberale, V. Degiorgio, A. Dubietis, A. Matijosius, Far-field spectral characterization of conical emission and filamentation in kerr media, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(4), 862–869 (2005).
- [144] M. A. Porras, A. Dubietis, E. Kučinskas, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, D. Faccio, P. D. Trapani, From X- to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water, *Opt. Lett.* **30**(24), 3398–3400 (2005).
- [145] M. A. Porras, A. Dubietis, A. Matijošius, R. Piskarskas, F. Bragheri, A. Averchi, P. Di Trapani, Characterization of conical emission of light filaments in media with anomalous dispersion, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(3), 581–584 (2007).
- [146] W. Liu, O. Kosareva, I. Golubtsov, A. Iwasaki, A. Becker, V. Kandidov, S. Chin, Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H₂O, *Appl. Phys. B* **76**(3), 215–229 (2003).

- [147] R. I. Grynko, D. L. Weerawarne, X. Gao, H. Liang, H. J. Meyer, K.-H. Hong, A. L. Gaeta, B. Shim, Inhibition of multi-filamentation of high-power laser beams, *Opt. Lett.* **41**(17), 4064–4067 (2016).
- [148] V. P. Kandidov, S. A. Shlenov, O. G. Kosareva, Filamentation of high-power femtosecond laser radiation, *Quant. Electron.* **39**(3), 205 (2009).
- [149] C.-H. Lu, Y.-J. Tsou, H.-Y. Chen, B.-H. Chen, Y.-C. Cheng, S.-D. Yang, M.-C. Chen, C.-C. Hsu, A. H. Kung., Generation of intense supercontinuum in condensed media, *Optica* **1**(6), 400–406 (2014).
- [150] Y.-C. Cheng, C.-H. Lu, Y.-Y. Lin, A. H. Kung, Supercontinuum generation in a multi-plate medium, *Opt. Express* **24**(7), 7224–7231 (2016).
- [151] C.-H. Lu, T. Witting, A. Husakou, M. J. Vrakking, A. H. Kung, F. J. Furch, Sub-4 fs laser pulses at high average power and high repetition rate from an all-solid-state setup, *Opt. Express* **26**(7), 8941–8956 (2018).
- [152] F. Lu, P. Xia, Y. Matsumoto, T. Kanai, N. Ishii, J. Itatani, Generation of sub-two-cycle CEP-stable optical pulses at 3.5 μm from a KTA-based optical parametric amplifier with multiple-plate compression, *Opt. Lett.* **43**(11), 2720–2723 (2018).
- [153] C.-H. Lu, W.-H. Wu, S.-H. Kuo, J.-Y. Guo, M.-C. Chen, S.-D. Yang, A. H. Kung, Greater than 50 times compression of 1030 nm Yb:KGW laser pulses to single-cycle duration, *Opt. Express* **27**(11), 15638–15648 (2019).
- [154] M. Mero, F. Noack, F. Bach, V. Petrov, M. J. J. Vrakking, High-average-power, 50-fs parametric amplifier front-end at 1.55 μm , *Opt. Express* **23**(26), 33157–33163 (2015).
- [155] J. E. Rothenberg, Space–time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses, *Opt. Lett.* **17**(19), 1340–1342 (1992).
- [156] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses, *Opt. Lett.* **23**(7), 534–536 (1998).
- [157] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *J. Opt.* **17**(9), 094008 (2015).
- [158] A. Dormidonov, V. Kandidov, Interference model of femtosecond laser pulse conical emission in dispersive medium, *Laser Phys.* **19**(10), 1993 (2009).
- [159] 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, *Phys. Rev. A* **78**, 033825 (2008).

- [160] D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Appl. Opt.* **37**(3), 546–550 (1998).
- [161] A. Major, F. Yoshino, I. Nikolakakos, J. S. Aitchison, P. W. E. Smith, Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire, *Opt. Lett.* **29**(6), 602–604 (2004).
- [162] M. Kolesik, E. M. Wright, J. V. Moloney, Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media, *Opt. Express* **13**(26), 10729–10741 (2005).
- [163] E. R. Peck, K. Reeder, Dispersion of air, *J. Opt. Soc. Am.* **62**(8), 958–962 (1972).
- [164] S. Chekalin, A. Dokukina, A. Dormidonov, V. Kompanets, E. Smetanina, V. Kandidov, Light bullets from a femtosecond filament, *J. Phys. B: Atom., Molec., Opt. Phys.* **48**(9), 094008 (2015).
- [165] Y. Liu, P. He, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, X. Hou, Z. Wei, Compression solid super-continuum to 7.1 fs/0.68 mJ for driving high harmonic generation, in *High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions* (Optical Society of America, 2016), ET5A.6.
- [166] G. I. Stegeman, D. J. Hagan, L. Torner, $\chi^{(2)}$ cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons, *Opt. Quant. Electron.* **28**(12), 1691–1740 (1996).
- [167] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, E. W. V. Stryland, H. Vanherzeele, Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP, *Opt. Lett.* **17**(1), 28–30 (1992).
- [168] X. Liu, L. Qian, F. Wise, High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade $\chi(2):\chi(2)$ nonlinearity, *Opt. Lett.* **24**(23), 1777–1779 (1999).
- [169] B. B. Zhou, A. Chong, F. W. Wise, M. Bache, Ultrafast and octave-spanning optical nonlinearities from strongly phase-mismatched quadratic interactions, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 043902 (2012).
- [170] M. Bache, H. Guo, B. Zhou, Generating mid-IR octave-spanning supercontinua and few-cycle pulses with solitons in phase-mismatched quadratic nonlinear crystals, *Opt. Mater. Express* **3**(10), 1647–1657 (2013).
- [171] B. Zhou, H. Guo, M. Bache, Energetic mid-IR femtosecond pulse generation by self-defocusing soliton-induced dispersive waves in a bulk quadratic nonlinear crystal, *Opt. Express* **23**(5), 6924–6936 (2015).
- [172] Q. Jiang, P. A. Thomas, K. B. Hutton, R. C. C. Ward, Rb-doped potassium titanyl phosphate for periodic ferroelectric domain inversion, *J. Appl. Phys.* **92**(5), 2717–2723 (2002).

- [173] A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius, F. Laurell, C. Canalias, 5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion, *Opt. Mater. Express* **1**(2), 201–206 (2011).
- [174] M. Conforti, F. Baronio, C. De Angelis, Nonlinear envelope equation for broadband optical pulses in quadratic media, *Phys. Rev. A* **81**(5), 053841 (2010).
- [175] G. Kugel, F. Brehat, B. Wyncke, M. Fontana, G. Marnier, C. Carabatos-Nedelec, J. Mangin, The vibrational spectrum of a KTiOPO_4 single crystal studied by Raman and infrared reflectivity spectroscopy, *J. Phys. C - Solid State Phys.* **21**(32), 5565 (1988).
- [176] M. Bache, R. Schiek, Review of measurements of Kerr nonlinearities in lithium niobate: the role of the delayed Raman response, arXiv preprint arXiv:1211.1721 (2012).
- [177] X. Peng, K. Kim, M. Mielke, S. Jennings, G. Masor, D. Stohl, A. Chavez-Pirson, D. T. Nguyen, D. Rhonehouse, J. Zong, D. Churin, N. Peyghambarian, Monolithic fiber chirped pulse amplification system for millijoule femtosecond pulse generation at 1.55 μm , *Opt. Express* **22**(3), 2459–2464 (2014).
- [178] J. Moses, E. Alhammali, J. M. Eichenholz, F. W. Wise, Efficient high-energy femtosecond pulse compression in quadratic media with flattop beams, *Opt. Lett.* **32**(17), 2469–2471 (2007).
- [179] B. Golubovic, M. K. Reed, All-solid-state generation of 100-kHz tunable mid-infrared 50-fs pulses in type I and type II AgGaS_2 , *Opt. Lett.* **23**(22), 1760–1762 (1998).
- [180] F. Vidal, A. Tadjeddine, Sum-frequency generation spectroscopy of interfaces, *Rep. Prog. Phys.* **68**(5), 1095 (2005).
- [181] G. M. Greetham, P. M. Donaldson, C. Nation, I. V. Sazanovich, I. P. Clark, D. J. Shaw, A. W. Parker, M. Towrie, A 100 kHz time-resolved multiple-probe femtosecond to second infrared absorption spectrometer, *Appl. Spectrosc.* **70**(4), 645–653 (2016).
- [182] A. Sugiharto, C. M. Johnson, H. De Aguiar, L. Alloatti, S. Roke, Generation and application of high power femtosecond pulses in the vibrational fingerprint region, *Appl. Phys. B* **91**(2), 315–318 (2008).
- [183] P. Hamm, R. A. Kaindl, J. Stenger, Noise suppression in femtosecond mid-infrared light sources, *Opt. Lett.* **25**(24), 1798–1800 (2000).
- [184] G. M. Gale, G. Gallot, F. Hache, R. Sander, Generation of intense highly coherent femtosecond pulses in the mid infrared, *Opt. Lett.* **22**(16), 1253–1255 (1997).
- [185] A. Sell, A. Leitenstorfer, R. Huber, Phase-locked generation and field-resolved detection of widely tunable terahertz pulses with amplitudes exceeding 100 MV/cm, *Opt. Lett.* **33**(23), 2767–2769 (2008).

- [186] F. Junginger, A. Sell, O. Schubert, B. Mayer, D. Brida, M. Marangoni, G. Cerullo, A. Leitenstorfer, R. Huber, Single-cycle multiterahertz transients with peak fields above 10 MV/cm, *Opt. Lett.* **35**(15), 2645–2647 (2010).
- [187] B.-H. Chen, E. Wittmann, Y. Morimoto, P. Baum, E. Riedle, Octave-spanning single-cycle middle-infrared generation through optical parametric amplification in LiGaS₂, *Opt. Express* **27**(15), 21306–21318 (2019).
- [188] L. Gallais, D.-B. Douti, M. Commandré, G. Batavičiūtė, E. Pupka, M. Ščiuka, L. Smalakys, V. Sirutkaitis, A. Melninkaitis, Wavelength dependence of femtosecond laser-induced damage threshold of optical materials, *J. Appl. Phys.* **117**(22), 223103 (2015).
- [189] Y. Shamir, J. Rothhardt, S. Hädrich, S. Demmler, M. Tschernajew, J. Limpert, A. Tünnermann, High-average-power 2 μm few-cycle optical parametric chirped pulse amplifier at 100 kHz repetition rate, *Opt. Lett.* **40**(23), 5546–5549 (2015).
- [190] A. Marcinkevičiūtė, K. Michailovas, R. Butkus, Generation and parametric amplification of broadband chirped pulses in the near-infrared, *Opt. Commun.* **415**, 70 – 73 (2018).
- [191] X. Gu, G. Marcus, Y. Deng, T. Metzger, C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, A. Baltuska, R. Butkus, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, R. Kienberger, F. Krausz, Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740-μj pulses at 2.1-μm carrier wavelength, *Opt. Express* **17**, 62–69 (2009).
- [192] M. Gebhardt, C. Gaida, F. Stutzki, S. Hädrich, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, Impact of atmospheric molecular absorption on the temporal and spatial evolution of ultra-short optical pulses, *Opt. Express* **23**(11), 13776–13787 (2015).
- [193] M. Woerner, A. Seilmeier, W. Kaiser, Reshaping of infrared picosecond pulses after passage through atmospheric CO₂, *Opt. Lett.* **14**(12), 636–638 (1989).
- [194] L. Bergé, S. Mauger, S. Skupin, Multifilamentation of powerful optical pulses in silica, *Phys. Rev. A* **81**(1), 013817 (2010).
- [195] A. Schliesser, N. Picqué, T. W. Hänsch, Mid-infrared frequency combs, *Nat. Photon.* **6**(7), 440 (2012).
- [196] M. Buck, M. Himmelhaus, Vibrational spectroscopy of interfaces by infrared–visible sum frequency generation, *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac., Surf., Films* **19**(6), 2717–2736 (2001).

Trumpos žinios apie autorių

Vardas: Rimantas
Pavardė: Budriūnas
Gimimo data: 1990-05-14
Gimimo vieta: Vilnius, Lietuva
El. paštas: rimantas.budriunas@gmail.com

Išsilavinimas

2015 – 2020 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Lazerinių tyrimų centras
Fizikos doktorantūros studijos

2013 – 2015 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas
Lazerinė fizika ir optinės technologijos
Magistro kvalifikacinis laipsnis, Magna Cum Laude

2009 – 2013 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas
Fizika
Bakalauro kvalifikacinis laipsnis

2009 Vilniaus jėzuitų gimnacija
Vidurinis išsilavinimas

Darbo patirtis

2014–dabar Lazerių inžinierius-konstruktorius
Light Conversion, UAB

2014–dabar Jaunesnysis mokslo darbuotojas, inžinierius
Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centras

2013 – 2014 Inžinierius-stažuotojas
UAB Ekspla

2011 – 2013 Laborantas
Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Kvantinės elektronikos katedra

Curriculum vitae

First name: Rimantas
Last name: Budriūnas
Date of birth: 14th May 1990
Place of birth: Vilnius, Lithuania
E-mail address: rimantas.budriunas@gmail.com

Education

2015 – 2020 Vilnius University, Faculty of Physics, Laser Research Centre.
Physics PhD studies

2013 – 2015 Vilnius University, Faculty of Physics.
Laser Physics and Optical Technologies
Master's degree, Magna Cum Laude

2009 – 2013 Vilnius University, Faculty of Physics.
Physics
Bachelor's degree

2009 Vilnius Jesuit Gymnasium.
Secondary education

Work experience

2014–now R&D engineer
Light Conversion, UAB

2014–now Junior researcher, engineer
Vilnius University Laser Research Centre

2013 – 2014 Student engineer
UAB Ekspla

2011 – 2013 Lab assistant
Vilnius University Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics

Padėka

- Vadovui už kantrybę, supratingumą, pasitikėjimą ir suteiktą akademinę laisvę;
- „Light Conversion UAB“ už tai, kad studijuojant doktorantūroje neteko badauti arba emigruoti, o dar labiau - už galimybę mokslo tikslams naudotis didžiule priemonių, medžiagų ir kolegų patirties baze, taip pat už galimybę dalyvauti daugelyje mokslinių konferencijų nepatiriant universiteto biurokratijos keliamo galvos skausmo;
- SMART projekto komandai už gyvenimo LTC skaidrinimą aukštos kokybės blevyzgomis;
- Grupių „Katedra“, „Dear Madam“, „Last Stop The Moon“ „DMT“ kolektyvams bei visiems kitiems draugams, suteikusiems galimybę įprasminti doktorantūros nesuvalgytą laiką
- UAB „Ekspla“ už VU LTC parduotą lazerį, kuris atliko daugybę edukacinių funkcijų: parodė, kad skaičius klaidų, kurias galima padaryti viename prietaise, nebūtinai yra baigtinis; išmokė, kad negalima tikėtis, jog net „savi“ ką nors padarys gerai vien iš geros valios; galų gale, privertė palavinti kūrybiškumą klausimu „kaip parašyti disertaciją neturint pagrindinės priemonės, reikalingos pradiniam plane numatytiems uždaviniams spręsti“
- Dr. Akvilei Zabaliūtei-Karaliūnienei už disertacijos L^AT_EX šablono, ženkliai palengvinusį beprasmią raštininkystės vargą daugeliui doktorantų, tarp jų - ir man;
- Mylimai žmonai Atėnei už nuolatinį palaikymą disertacijos rašymo metu ir visais kitais gyvenimo atvejais.

Publikacijų kopijos

Publikacijų sąrašas ir nuorodos į publikacijas

- I 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**(1), 1865 (2014).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1364/OE.22.001865> (atvira prieiga)
- II R. Budriūnas, T. Stanislauskas, A. Varanavičius, „Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system“, *Journal of Optics* **17**, 094008 (2015).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1088/2040-8978/17/9/094008>
- III T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, V. Tamulienė, 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), 1-8 (2016).
Nuoroda: <https://doi.org/10.3952/physics.v56i1.3271> (atvira prieiga)
- IV R. Danilevičius, A. Zaukevičius, R. Budriūnas, A. Michailovas, N. Rusteika, „Femtosecond wavelength-tunable OPCPA system based on picosecond fiber laser seed and picosecond DPSS laser pump“, *Optics Express* **24**(15), 17532 (2016).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1364/OE.24.017532> (atvira prieiga)
- V R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius, „53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate“, *Optics Express* **25**(5), 5797 (2017).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1364/OE.25.005797>
- VI R. Budriūnas, D. Kučinskas, A. Varanavičius, „High-energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable femtosecond IR pulses“, *Applied Physics B* **123**, 212 (2017).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1007/s00340-017-6785-9>
- VII A.-L. Viotti, R. Lindberg, A. Žukauskas, R. Budriūnas, D. Kučinskas, T. Stanislauskas, F. Laurell, V. Pašiškevičius, „Supercontinuum generation and soliton self-compression in $\chi(2)$ -structured KTiOPO₄“, *Optica* **5**(6), 711 (2018).
Nuoroda: <https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000711> (atvira prieiga)

I PUBLIKACIJA

Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers

T. Stanislauskas, **R. Budriūnas**, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas,
A. Varanavičius

Optics Express **22**(1), 1865 (2014)

Perspausdinta su The Optical Society leidimu.
© The Optical Society.

Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers

Tomas Stanislaukas,^{1,*} Rimantas Budriūnas,¹ Roman Antipenkov,¹
Audrius Zaukevičius,^{2,4} Jonas Adamonis,^{1,2} Andrejus Michailovas,^{2,4}
Linās Giniūnas,³ Romualdas Danielius,³ Algis Piskarskas,¹ Arūnas
Varanavičius¹

¹ Department of Quantum Electronics, Vilnius University, Sauletekio Ave. 9, bldg. 3, 10222
Vilnius, Lithuania

² Ekspla Ltd., Savanoriu ave. 231, 02300 Vilnius, Lithuania

³ Light Conversion Ltd., Keramiku str. 2b, 10223 Vilnius, Lithuania

⁴ Institute of Physics, Center for Physical Sciences and Technology, Savanoriu ave. 231,
LT-02300, Vilnius, Lithuania

*tomas.stanislaukas@ff.stud.vu.lt

Abstract: We present a compact TW-class OPCPA system operating at 800 nm. Broadband seed pulses are generated and pre-amplified to 25 μ J in a white light continuum seeded femtosecond NOPA. Amplification of the seed pulses to 35 mJ at a repetition rate of 10 Hz and compression to 9 fs is demonstrated.

© 2014 Optical Society of America

OCIS codes: (190.4360) Nonlinear optics, devices; (190.4970) Parametric oscillators and amplifiers; (190.7110) Ultrafast nonlinear optics; (320.7080) Ultrafast devices;

References and links

1. A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* **88**, 437–440 (1992).
2. S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. Eikema, "Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification," *Opt. Express* **13**, 4903–8 (2005).
3. D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, "Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **34**, 2459–61 (2009).
4. S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, and S. Watanabe, "5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz," *Opt. Express* **16**, 14341–14352 (2008).
5. S. Witte and K. S. E. Eikema, "Ultrafast Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **18**, 296–307 (2012).
6. J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz, and L. Veisz, "Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology," *Opt. Lett.* **36**, 3145–3147 (2011).
7. A. M. Siddiqui, G. Cirri, D. Brida, F. X. Kärtner, and G. Cerullo, "Generation of <7 fs pulses at 800 nm from a blue-pumped optical parametric amplifier at degeneracy," *Opt. Lett.* **34**, 3592–3594 (2009).
8. C. Schrieber, S. Lochbrunner, P. Krok, and 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," *Opt. Lett.* **33**, 192–194 (2008).
9. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, and A. P. Piskarskas, "Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems," *Opt. Express* **19**, 3519–3524 (2011).
10. M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze, and U. Morgner, "Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μ J," *Opt. Express* **18**, 1191–1196 (2010).
11. J. Fülöp, Z. Major, B. Horváth, F. Tavella, A. Baltuška, and F. Krausz, "Shaping of picosecond pulses for pumping optical parametric amplification," *Appl. Phys. B* **87**, 79–84 (2007).

12. C. Homann and E. Riedle, "Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier," *Laser Photon. Rev.* **7**, 580–588 (2013).
13. C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. Zheltikov, and F. Krausz, "Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA," *Opt. Express* **13**, 6550–6557 (2005).
14. O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and N. Forget, "Scalable Yb-MOPA-driven carrier-envelope phase-stable few-cycle parametric amplifier at 1.5 μm ," *Opt. Lett.* **34**, 118–120 (2009).
15. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, and A. Varanavičius, "High-energy Nd : YAG-amplification system for OPCPA pumping," *Quantum Electron.* **42**, 567–574 (2012).
16. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. Piskarskas, A. Varanavičius, and A. Zaukevičius, "Formation of flat-top picosecond pump pulses for OPCPA systems by cascade second harmonic generation," *Lith. J. Phys.* **52**, 193–202 (2012).
17. J. Zheng and H. Zacharias, "Design considerations for a compact grism stretcher for non-collinear optical parametric chirped-pulse amplification," *Appl. Phys. B* **96**, 445–452 (2009).
18. V. Lorient, G. Gitzinger, and N. Forget, "Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan," *Opt. Express* **21**, 24879–24893 (2013).
19. D. Kane and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating," *IEEE J. Quant. Electron.* **29**, 571–579 (1993).
20. T. Balčiūnas, O. D. Mücke, P. Mišeikis, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, L. Giniūnas, R. Danielius, R. Holzwarth, and A. Baltuška, "Carrier envelope phase stabilization of a Yb:KGW laser amplifier," *Opt. Lett.* **36**, 3242–3244 (2011).
21. T. Stanislauskas, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, L. Karpavičius, A. Varanavičius, P. Mišeikis, D. Grigaitis, D. Mikalauskas, R. Karkockas, V. Sinkevičius, L. Giniūnas, R. Danielius, T. Balčiūnas, A. Pugžlys, A. Baltuška, and B. Schmidt, "Carrier-envelope phase control of Yb:KGW laser and parametric amplifiers," *Lith. J. Phys.* **53**, 17–24 (2013).

1. Introduction

Optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) [1] is a well established method to produce high-energy, sub-10 fs pulses. Generation of multimillijoule sub-10 fs pulses around 800 nm has already been demonstrated in OPCPA systems pumped by picosecond Nd:YAG [2, 3] and Ti:sapphire lasers [4]. In the majority of works devoted to the development of few-cycle OPCPA systems, the main source of the broadband seed for the parametric amplification in vicinity of 800 nm was the output of a broadband mode-locked Ti:sapphire oscillator [5]. In this case the output of picosecond parametric amplifiers often exhibits a substantial uncompressible amplified parametric fluorescence (APF) background due to small seed energy. The scaling of the seed energy by employment of the Ti:sapphire amplifier in combination with the noble gas-filled hollow core fiber [3] has led to a significant improvement in the output pulse contrast reducing APF caused background level down to 10^{-10} [6]. However, this technique does not eliminate temporal pedestal consisting of amplified spontaneous emission (ASE) coming from the Ti:sapphire frontend that is amplified within temporal window of OPCPA pump. A source of broadband and ASE-free seed pulses around 800 nm is a white light continuum (WLC) generated in a bulk materials by femtosecond pulses of OPAs operated at longer wavelengths [7] or ytterbium-doped laser systems, which automatically provides the possibility to perform seed generation and amplification in a femtosecond non-collinear optical parametric amplifier (NOPA) [8–10]. Employment of femtosecond pump pulses in the initial OPCPA stages is advantageous, since thinner crystals and narrower pump beams can be used, implying an increased amplification bandwidth [11] and a reduced level of APF which is proportional to the pump beam area [12]. It is also important to point out that the recompressed APF resides within the time window defined by the duration of the femtosecond pump pulse, since the contribution of APF arising in the subsequent picosecond amplifications stages is practically negligible.

Nd:YAG lasers are front-rank sources of picosecond pump pulses for high energy OPCPA systems. However, if they are used in the systems based on Ti:sapphire front-ends, the synchronization between the seed and pump pulses becomes cumbersome and is realized by generation

of an optical soliton at 1064 nm in a photonic crystal fiber [13] or implementation of an additional phase-locked oscillator [2]. When a femtosecond Yb laser is used for broadband seed generation, all-optical synchronization is straightforward because of a partial overlap of the Yb and Nd:YAG spectral lines [14].

Here we present a sub-10 fs TW-class OPCPA system operating at 10 Hz repetition rate and consisting of multiple parametric amplification stages driven by femtosecond ytterbium and picosecond neodymium pump sources. WLC seeded femtosecond NOPA provides 25 μ J energy in a broadband seed pulses. Amplification of these pulses up to 35 mJ in Nd:YAG laser pumped OPCPA and pulse compression down to 9 fs is demonstrated.

2. The OPCPA setup

The setup of our OPCPA system is outlined schematically in Fig. 1. The system can be conceptually divided into a non-collinear optical parametric pre-amplifier of white light continuum, pumped by femtosecond pulses (fs NOPA), and a high energy picosecond parametric amplifier.

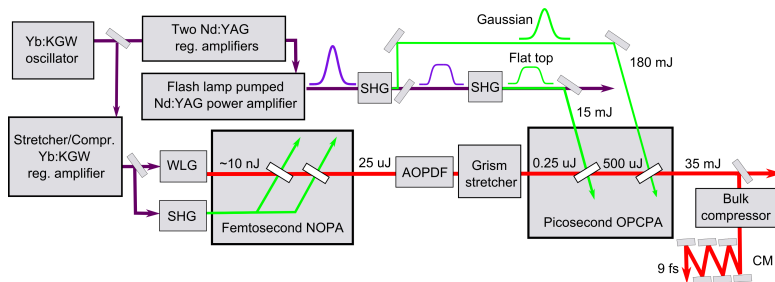


Fig. 1. Layout of the OPCPA system. WLG, white light continuum generation; SHG, second harmonic generation; AOPDF, acoustooptic programmable dispersive filter; CM, chirped mirrors.

The front end is based on a solid-state Kerr lens mode-locked Yb:KGW oscillator, which delivers 7 nJ, 80 fs pulses at 1030 nm. Most of the oscillator output is sent through a transmission grating stretcher and then used to seed an Yb:KGW regenerative amplifier (Light Conversion Ltd.), delivering up to 1 mJ pulses at 1 kHz. Also, using a polarizing spectrum splitter, a fraction of the oscillator pulse energy (12 pJ within 0.6 nm bandwidth at 1064 nm) is delivered to a Nd:YAG regenerative amplifier. Thus, by seeding the two amplifiers from one master oscillator, we realize an all-optical synchronization of the seed and pump pulses.

The fs pre-amplifier used in our current setup differs somewhat from the previously reported by our group [9]. The compressor of the Yb:KGW regenerative amplifier is detuned slightly to deliver down-chirped pulses of ~ 450 fs at full width half-maximum (FWHM). A few percent of the amplifier output are compressed in a 4 cm ZnSe rod and focused into a 4 mm sapphire plate to generate a smooth white light continuum (see Fig. 2(a)). The main portion of the amplifier pulse was frequency doubled in a 0.7 mm thick BBO crystal and then used to pump the two stages of the fs NOPA. Using chirped pump pulses in the fs NOPA allows us to match the durations of the seed and the pump without any dispersion management of the white light continuum, thus minimizing the losses and making the system simpler and more compact. Parametric amplification is carried out in Type-I BBO crystals at a non-collinearity angle $\alpha \approx 2.5^\circ$ and phase matching angle $\theta \approx 24.6^\circ$. In order to minimize the parametric superfluorescence, the first femtosecond NOPA stage is operated in a low-gain regime, keeping the pump inten-

sity ~ 3 times below the saturation level. The continuum pulses are amplified from ~ 10 nJ to $0.6 \mu\text{J}$ by using $15 \mu\text{J}$ pump pulses. The seed and pump beams were both focused to a spot size FWHM of $\sim 140 \mu\text{m}$ onto 2.5 mm BBO crystal. The second stage (1.8 mm BBO long, beam diameter 1 mm) are pumped by pulses of $300 \mu\text{J}$ and increases the signal energy up to $25 \mu\text{J}$, while the spectrum (see Fig. 2(a)) corresponds to a Fourier-limited pulse duration of ~ 6.7 fs. The amplified seed pulses are sent to a compact stretcher (discussed in more detail in Section 3) and then to the picosecond amplification stages.

Pump pulses for ps parametric amplifiers was produced by Nd:YAG amplification system (EKSPILA Ltd.) comprising of regenerative and linear amplification stages (for details see [15]). A two-stage cascaded second harmonic (SH) generation scheme was used for conversion of 380 mJ of the fundamental Nd:YAG harmonic (FH) pulse into two SH pulses with different temporal shapes. After the first SHG crystal (DKDP type I, 10 mm long), SH pulses with a nearly Gaussian envelope (70 ps FWHM) were generated with 50% efficiency. In the second SHG stage (DKDP type I, 20 mm long) the remainder of the FH pulse was used for generation of a flat-top SH pulse [16]. In this paper we present for the first time the application of this technique in the OPCPA system providing an efficient use of the pump and a favorable conditions for mitigation of the spectral gain narrowing in the high-gain stages of the OPCPA. The shapes of picosecond pump pulses measured by the cross-correlation technique using femtosecond pulses from the Yb:KGW laser as a probe are presented in Fig. 2(b,c).

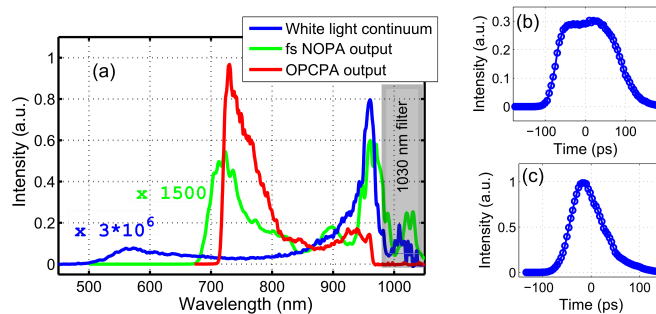


Fig. 2. (a) White light continuum (blue curve) and the spectra after amplification in fs NOPA (green curve) and in OPCPA (red curve). Temporal profiles of the pump pulses used in the first (b) and the second (c) picosecond OPCPA stages.

Both picosecond OPCPA stages are based on 5 mm long BBO crystals. The first stage, pumped with 15 mJ, 100 ps flat-top pulses focused to a spot of 0.8 mm diameter (FWHM), amplifies the seed pulses to 0.5 mJ. Next, the signal beam is expanded to a diameter of 8 mm (FWHM) to match main pump beam and amplified to 35 mJ in the second OPCPA stage. This stage is operated at low gain and strong saturation to avoid narrowing the signal spectrum. A typical OPCPA output spectrum is shown in Fig. 2(a) (red curve). Wavelengths above 970 nm have undesirable spectral phase modulation, caused by a filter inserted after the WLC generator to block the 1030 nm pump pulses. Therefore, these wavelengths are intentionally filtered out in the grisms. The asymmetry of the spectrum results from the slight asymmetry of the pump pulse in the last OPCPA stage and from the dispersion of the stretcher, since in our case, the shorter wavelengths are more dispersed in time as compared to longer ones, and thus interact with more pump energy per unit spectral interval.

In order to inspect the level of amplified superfluorescence, we have measured the OPCPA

output energy while the white light continuum was blocked. We found that this energy is mostly determined by the pump intensity in the first amplification stage of the fs NOPA and was lower than $10 \mu\text{J}$ ($<0.03\%$ of the amplified signal energy) under normal operating conditions.

Although the initial profile of the signal beam is nearly Gaussian, the signal adopts the top-hat shape of the pump beam due to the saturation in the last OPCPA stage. The profiles of the pump and amplified signal beams in the last OPCPA stage are shown in Fig. 3(a, b). The beam profiles at various parts of the signal spectrum were determined by inserting narrow-band filters into the beam path (see Fig. 3(c)). Although some variations in the beam profiles are visible, no evident spatial chirp was detected. The focusability of the output beam was evaluated by measuring its intensity distribution in the focal plane of a $f=1 \text{ m}$ concave mirror. The focused beam is close to Gaussian and does not exhibit any significant ring structures (see Fig. 3(d)). The spot size is only ~ 1.2 times larger than that calculated for an ideal 3rd-order super-Gaussian beam under equivalent conditions.

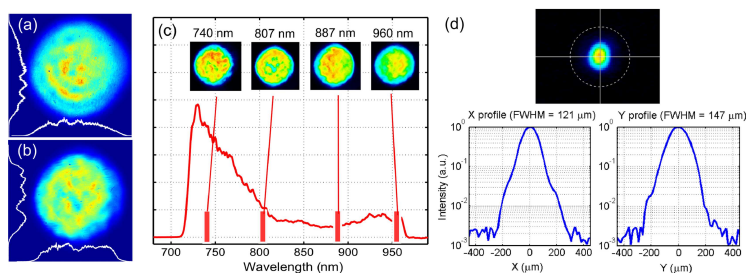


Fig. 3. Beam profiles of the pump (a) and amplified signal (b) at the last amplification stage. (c) Beam profile at various parts of the spectrum. (d) Signal beam shape (log scale) in the waist when focused by a concave mirror ($f=1 \text{ m}$).

3. Pulse stretching and compression

In our system, we employ the down-chirped pulse amplification technique. The stretching module consists of an acousto-optic programmable dispersive filter (AOPDF) with a 45 mm-long TeO_2 crystal (Dazzler, Fastlite), followed by a home-built grism stretcher for flexible dispersion control [17]. The stretcher is composed of SF-10 prisms with an apex angle of 19 degrees and reflective gratings with a groove density of 300 grooves/mm. At the exit of the stretcher, the seed pulses have a duration of $\sim 50 \text{ ps}$. The achievable duration of the stretched seed pulses was limited by the aperture of our gratings. However, it would be desirable to stretch the seed pulses more in order to match the $\sim 100 \text{ ps}$ flat-top pump pulses better.

The compressor consists of several rods of H-ZF52A glass (SF-57 equivalent), adding up to a total length of 420 mm, and a 100 mm of fused silica (FS). The final stage of the compression is performed by 6 bounces from the chirped mirrors (Optida Ltd.) with a group delay dispersion (GDD) of approximately $+50 \text{ fs}^2/\text{bounce}$. Due to the small aperture of the H-ZF57A glass rods available in our laboratory, the OPCPA output was attenuated to $50 \mu\text{J}$ before being sent to the compressor, thus avoiding nonlinear propagation effects.

The compressed pulses were characterized simultaneously by chirpscan [18], utilizing the AOPDF in the stretcher, and Frequency Resolved Optical Gating (FROG) [19]. The apparatus we have used allowed us to perform SHG FROG and chirpscan measurements in the same optical setup, thus it is meaningful to compare the results obtained by these two methods. The

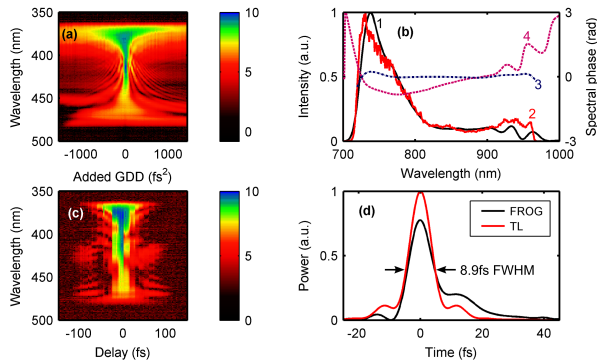


Fig. 4. Characterization of the compressed pulse: (a) Chirpscan trace. (b) Pulse spectra as retrieved by FROG (1) and measured independently (2). Spectral phases as retrieved from chirp scan (3) and FROG (4) measurements. (c) FROG trace. (d) Temporal pulse shape as measured by FROG and a transform-limited pulse (TL) with the same spectrum.

chirpscan trace of the compressed pulse is shown in Fig. 4(a). The trace exhibits good left-to-right symmetry, which is a strong indication of a nearly transform-limited pulse, thus even using the stationary phase approximation one should get a reasonable estimate of the spectral phase, shown in Fig. 4(b) (curve no. 3). Applying this phase to the measured OPCPA output spectrum yields a pulse that is virtually indistinguishable from the transform-limited one. The FROG trace was measured without altering dispersion settings of the system and the corresponding FROG inversion results are shown in Fig. 4(b)-4(d). The FROG retrieval error was 1.8% on a 128×128 grid. Although the FROG measurement shows a certain amount of residual chirp, the measured pulse duration still differs by less than 9% from the transform limit and $\sim 60\%$ of the pulse energy is delivered within a ± 5 fs temporal window.

4. Conclusions

In conclusion, we have developed a table-top OPCPA system pumped by fs Yb:KGW and ps Nd:YAG lasers. Employing a femtosecond Yb:KGW laser driven WLC generator and NOPA stages, a compact grism and an AOPDF based pulse stretcher and a flat-top picosecond pump pulses, we have obtained high spatio-temporal quality output pulses with the energy of up to 35 mJ. The fraction of the APF energy was measured to be smaller than 3×10^{-4} . Attenuated output pulses were compressed down to 8.9 fs. Equipped with compressor optics of appropriate aperture, the system would be capable of producing pulses with peak powers exceeding 3 TW. The footprint of the whole setup is 4×1.5 m. Together with recent results regarding stabilization of carrier-envelope phase of the Yb:KGW laser systems [20,21] this continuum-seeded OPCPA system appears to be a promising source for high-field science applications.

Acknowledgments

This work was partially funded by Lithuanian Agency for Science, Innovation and Technology (Grant No. 31V-29), the European Community's social foundation (grant agreement No. VPI-3.1-SMM-08-K-01-004/KS-120000-1756) and EU Seventh Framework Programme (grant agreement No. 284464)

II PUBLIKACIJA

Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system

R. Budriūnas, T. Stanislauskas, A. Varanavičius

Journal of Optics **17**, 094008 (2015)

Perspausdinta su IOP Publishing leidimu. Visos teisės saugomos.
© IOP Publishing

Invited Article

Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system

Rimantas Budriūnas¹, Tomas Stanislauskas^{1,2} and Arūnas Varanavičius¹¹Department of Quantum Electronics, Vilnius University, Saulėtekio Ave. 9, bldg. 3, 10222 Vilnius, Lithuania²Light Conversion Ltd., Keramiku str. 2b, 10223 Vilnius, LithuaniaE-mail: arunas.varanavicius@ff.vu.lt

Received 20 March 2015, revised 10 July 2015

Accepted for publication 10 July 2015

Published 3 September 2015



Abstract

We report the recent results on development of a CEP-stable 1 kHz repetition rate TW-class OPCPA system driven by femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG pump sources. Seed pulses with spectra spanning over an octave are produced in a continuum generator pumped by CEP-stable pulses from a difference frequency generator operated at 1.3–1.6 μm . After amplification in NOPA, pulses with energy up to 70 μJ and spectra supporting durations of 5 fs are obtained. Sub-70 mrad CEP jitter at the output of system frontend is demonstrated.

Keywords: OPCPA, ultrafast lasers, passive CEP stabilization

1. Introduction

In recent years, optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA), first presented in 1992 [1], has matured as a powerful tool for generating few-cycle high-intensity pulses and is becoming a competitive alternative to Ti:Sapphire-based laser systems as sources of few cycle TW peak power pulses [2–5] for various applications in strong-field and attosecond science research. Few cycle pulse generation by a number of OPCPA systems with central wavelengths covering spectral range from the visible to the mid-IR has been reported (a comprehensive review of these works is presented in [6]). Additional opportunities for extension of amplification bandwidth arise from the possibility to build amplification chain using different color pumps [7, 8] or employing crystals with complementary amplification bands [9]. High resistance to optical damage, lack of energy storage in the amplification material and low parasitic absorption in nonlinear crystals has allowed for scaling of few-cycle OPCPAs up to 16 TW peak power [10] and 22 W of average power [11] in table-top setups and development of the OPCPA system delivering few cycle pulses with PW peak power at repetition rate of 10 Hz is under way [12]. At present, one of the well marked trends in this field is the development of few cycle OPCPA systems capable to provide TW peak powers and high average power

simultaneously [9]. To date, the best reported achievement in this direction is a Ti:Sapphire laser pumped OPCPA system producing 5 fs pulses with 2.7 mJ energy at 1 kHz repetition rate [13].

OPCPA technology also has an advantage over chirped pulse amplification based Ti:Sapphire systems in terms of output pulse contrast that is a crucial parameter for strong-field experiments. OPCPA allows for significant reduction of background intensity outside the temporal window of pump pulse. On the other hand, pulse contrast achievable by parametric amplifiers is limited by amplified parametric fluorescence (APF). It has been shown that the amount of this incompressible noise can be minimized by careful design of the first amplification stage [14], enhancement of seed pulse energy [10] and optimization of the ratio of pump and seed pulse durations [15].

Carrier envelope phase (CEP) control is another essential prerequisite for a number of the few cycle laser applications in strong-field research, in particular for experiments on generation of isolated attosecond pulses. Nowadays, both active and passive CEP stabilization is well established technique providing CEP control of different types of laser systems. However, only a few CEP stable few cycle OPCPA systems producing CEP-stable pulses with energies exceeding 1 mJ have been reported [16, 17].

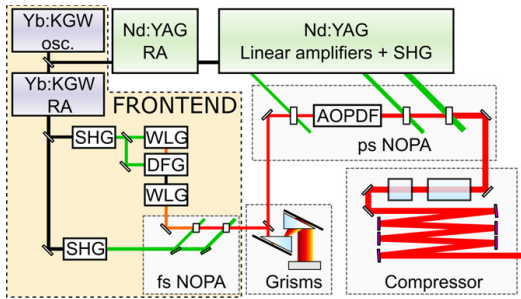


Figure 1. Principal layout of the OPCPA setup.

In this paper we present the design principles and recent achievements on development of CEP-stable OPCPA system that is based on tandem femtosecond and picosecond noncollinear parametric amplifiers seeded by passively stabilized broadband pulses from continuum generator. The main part of presented results concerns the characteristics of the frontend that to a large extent defines the parameters of pulses at the output of the OPCPA system which upon completion is expected to deliver sub-10 fs, 8–9 mJ pulses at 1 kHz repetition rate.

2. OPCPA system design

The general layout of the TW-class OPCPA that is under development in Laser Research Center of Vilnius University is presented in figure 1. The frontend consists of continuum generators and noncollinear parametric amplification stages driven by femtosecond Yb:KGW master oscillator-power amplifier system (Pharos, Light Conversion Ltd). It produces passively CEP-stabilized broadband seed pulses with tens of microjoules of energy. A detailed description of the frontend is presented in sections 3 and 4.

The three-stage power amplifier, in combination with pulse stretching/compression setups, is designed to produce multi-mJ few-cycle pulses. High energy picosecond pump pulses are produced by a 1 kHz repetition rate, all-diode-pumped Nd:YAG amplifier system (Ekspla, Ltd). This system, that is currently approaching completion, will provide 40 mJ pulses at 532 nm with Gaussian temporal shape and super-Gaussian spatial profile for the pumping of final low gain, high energy OPCPA stage. The high gain pre-amplification stages will be pumped by flat-top pulses shaped using a cascaded second harmonic generation technique [18]. Regarding pulse stretching and compression, we employ the down-chirped pulse amplification scheme, where pulses are negatively chirped prior to amplification and compressed in bulk glasses after being amplified. The main rationale for this decision is the potentially higher throughput of properly AR-coated glasses, as compared to a diffraction grating compressor. In our setup, most of the stretching is performed by a grism pair because of the good match of the dispersion shapes of glasses and grisms [19]. An acousto-optic programmable dispersive filter (Dazzler, Fastlite Inc.) is inserted after the first picosecond amplification stage for fine dispersion

control. Amplified pulses will be compressed in bulk glasses down to about 400 fs, and finally compressed to minimum duration by positive dispersion chirped mirrors.

This brief description reflects several conceptual ideas that we have adopted in our OPCPA system design. The spectrum of the mode-locked Yb:KGW oscillator pulses overlaps well with the spectral amplification bands of Yb:KGW and Nd:YAG amplifiers. Therefore, all-optical synchronization of our system is straightforward and reliable. The choice of sequential femtosecond and picosecond multistage non-collinearity angle (NOPA) setup combines the advantages of short pulse implementation (thinner crystals, broader parametric amplification bandwidths) with potentially higher energies from picosecond NOPA. This approach provides a lot of flexibility in signal spectrum shaping as slightly different part of the pulse spectrum may be amplified in each stage, allows for distribution of overall gain and spatial signal filtering between stages. The flat-top shaped picosecond NOPA pump pulses permit using a seed-to-pump pulse duration ratio close to unity, which is known to aid in suppressing APF, while simultaneously maximizing energy conversion efficiency without loss of bandwidth. The femtosecond frontend produces passively CEP stabilized broadband seed pulses and also serves for improvement of output pulse contrast. In our system configuration, APF is the only source of background noise. At the OPCPA system output it resides within the time window defined by the duration of the femtosecond pump pulse, since the contribution of APF arising in picosecond NOPA seeded by microjoule level pulses is practically negligible [20]. All things considered, we can reasonably expect intensity contrast on the order of 10^{10} on the picosecond scale without using additional measures for temporal pulse cleaning.

3. CEP-stable pulse generation

CEP stability is a key parameter for strong-field laser drivers. Previously, we have achieved good CEP control of a femtosecond OPA by stabilizing the carrier-envelope offset frequency of the Yb:KGW oscillator [21]. While this is an established method for CEP control, it requires complex electronics and generating a continuum from the Yb:KGW oscillator pulse in a photonic crystal fiber, which we found to be too inconvenient for everyday use. We realized that we could get better and more reproducible results using the passive stabilization method proposed by Baltuška *et al* [22]. Passively CEP stabilized pulses are produced by difference frequency generation (DFG) when the difference frequency is generated between two pulses with the same CEP. In practice, this can be achieved either by generating the difference frequency between different spectral components of a broadband pulse (intrapulse DFG) or by mixing two replicas of the same pulse after broadening the spectrum of one replica (interpulse DFG) [23]. Passive CEP stabilization is most widely used in the IR (for example, [24]), but schemes using DFG pulses to produce seed for a visible/NIR parametric amplifiers have also been reported [23].

Our DFG setup is depicted schematically in figure 2. The setup is pumped by 515 nm, 70 μ J pulses. A fraction of the

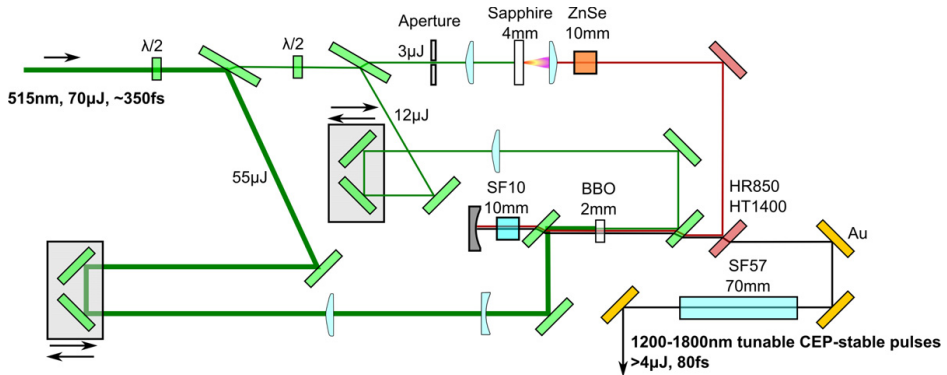


Figure 2. Principal layout of the DFG setup.

pump beam energy (3, 0.8 μJ after aperture) is focused into a sapphire plate to generate a continuum, whose long-wave wing is amplified in a 2 mm BBO crystal by another part (13 μJ) of the incoming beam, simultaneously generating a CEP-stable idler pulse with ≈ 200 nJ energy. Careful optimization of the continuum generation conditions (numerical aperture and the position of the sapphire with respect to the focus) was required to produce enough seed energy in the 850–900 nm range, which is necessary to achieve the desired idler wavelength of 1.3–1.4 μm . Furthermore, the continuum pulse had to be chirped to match the duration of the somewhat chirped pump pulses (discussed in more detail in the following section). This is achieved by transmitting the continuum through a 10 mm ZnSe window before DFG. Amplification is performed in collinear geometry to avoid angular dispersion of the idler. The idler pulses are sent back to the BBO crystal to be further amplified to >4 μJ by the remaining part of the pump beam energy. In order to keep the shape of amplified idler pulses as clean as possible, it was necessary to temporally separate the collinearly propagating idler and signal after the first pass of the BBO crystal. For this purpose, a 10 mm SF10 glass window (double-passed) is inserted into the beam path between the first and second passes of the crystal. The quadratic term in the spectral phase of the idler pulse is essentially opposite to that of the signal pulse, therefore, positive dispersion is required to compress the idler. For this, a 10 cm long rod of SF57 glass was chosen. After propagating through the glass, idler pulses are compressed almost exactly to the transform-limited duration of 80 fs, as verified by FROG measurements. It is sufficient to compensate only the 2nd order phase, as higher order dispersion is insignificant for 80 fs pulses. The long glass rod also serves to temporally separate the idler from any residual pump or signal pulses prior to continuum generation and amplification stages.

4. Broadband seed generation and femtosecond NOPA

Several Yb:KGW laser-based broadband NOPAs operating in vicinity of 800 nm range have been described in the literature

[25, 26]. In these works, as well as in our previous work [27], the spectra of the amplifiers were limited to 950–980 nm on the long-wave side due to complicated spectral phase in the vicinity of the continuum pump wavelength (1030 nm). In the present setup we have removed this limitation by pumping the continuum with DFG pulses at wavelengths significantly shifted to the IR (1.3–1.4 μm), allowing for compressible pulse amplification over the full bandwidth of the BBO-based NOPA.

For seeding an OPCPA, it is desirable that the continuum has no significant peaks or drops of spectral power density (PSD). We investigated the changes of the spectral shape of the continuum while the pump wavelength was varied over the tuning range. Spectra of continua generated with different pump wavelengths are shown in figure 3. For each measurement, pump energy and focusing conditions were adjusted to produce the optimum spectral shape. It can be noted that generally smooth continua are produced with idler pulses at wavelengths up to 1.45 μm , while tuning the idler to wavelengths above 1.45 μm results in a spectrum with an isolated peak around 600 nm and a deep, broad spectral intensity dip between 800 and 1000 nm, none of which are useful for OPCPA seeding. This shape of the continuum is reproduced when the idler is tuned to even longer wavelengths (not pictured). For regular operation, idler wavelengths 1.3–1.4 μm are chosen as setting the idler wavelength to 1.2 μm may bring the continuum pump wavelength too close to the NOPA amplification band.

To gain insight about the factors influencing the CEP stability of our system, we measured the phase-energy coupling coefficient (PECC) in the continuum generator pumped by idler pulses. The measurement was performed by observing $f - 2f$ interference while the energy of the idler pulses was modulated by rotating a variable neutral density filter. To decouple from any other possible CEP noise sources, we used a stepper motor to rotate the filter in a sinusoidal manner at ≈ 2 Hz and used spectral filtering to isolate the CEP variation resulting from energy modulation. Our measured PECC values agree well with those recently reported by Marceau *et al* [28]. Similar to Marceau, we noticed no variation of the

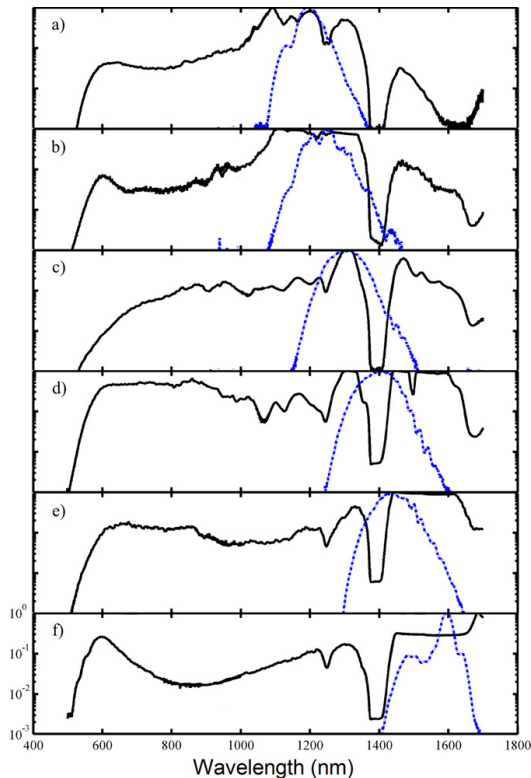


Figure 3. Spectra of continua generated with different pump wavelengths. (a) 1200 nm (b) 1242 nm (c) 1304 nm (d) 1400 nm (e) 1442 nm (f) 1581 nm. Black, solid curves: continua; blue, dashed curves: pump pulse spectra. The low-intensity region around 1400 nm originates from absorption in the fiber used to couple light into the spectrometer.

coefficient with wavelength in the 1.2–1.4 μm range and measured a phase shift of approximately 400 mrad per 1% energy change. However, we found significant variation of the coefficient while the sapphire was translated along the beam propagation direction (figure 4(a)). If the focus occurs before the sapphire entrance, the beam is already diverging when it reaches the sapphire and the filament only starts near the end surface of the sapphire plate, as diffraction and self-focusing are nearly balanced. We noticed that this produces a brighter, more energetic continuum, compared to other geometries. However, due to the extremely large PECC, this continuum is unusable when CEP stability is required. The PECC reaches a minimum approximately when the focal point is on the surface of the sapphire plate, and stabilizes at a slightly higher value as the focus is moved deeper inside the sapphire. The continuum produced with the focal point on the surface is not bright, therefore during regular operation of the front end, the focal point is set to be well inside the sapphire. Measuring CEP stability of the continuum by $f - 2f$ interferometry, we investigated how the amplitude of short-term CEP noise depends on various parameters of the parametric

amplifiers. The essential parameter for controlling CEP noise was determined to be the energy of the 515 nm pulses used to generate continuum in the DFG. The variation of short-term CEP noise with 515 nm continuum pump energy is shown in figure 4(b). It can be seen that the best stability of both CEP and DFG pulse energy is achieved near the onset of the generation of the second filament.

The layout of the two-stage femtosecond NOPA is presented in figure 5. An iris aperture is used to select only the central part of white light with a nearly uniform spectral distribution over the beam cross-section. Beam diameter of the continuum is reduced and slightly focused close to amplification crystal by the telescope of two spherical mirrors $R = +100$ and $R = +20$ mm. Noncollinear parametric amplification is carried out in Type-I 2 mm long BBO crystals pumped by second harmonic of the Yb:KGW laser. A waveplate and a polarizer are used to split the pump at 515 nm into two beams. 20 μJ of energy is focused to 350 μm resulting relatively low ≈ 110 GW cm^{-2} peak intensity for first stage. This reduces the gain, but also suppresses amplification of parasitic parametric fluorescence and enhances the contrast at the output of the system. In the first amplification stage the continuum pulses are amplified from ≈ 10 to 1.5 μJ . The second stage, pumped by 400 μJ pulses, increases the signal energy up to 70 μJ . In this stage the pump is set for higher intensity (≈ 160 GW cm^{-2}) to saturate the amplifier and increase energy stability of the output signal. The measured output pulse energy stability was 0.3%, close to the pump laser energy stability of 0.1%.

The two-stage NOPA allows a degree of control over the spectral shape of the amplified pulses. An interesting possibility is the amplification of an octave-spanning spectrum, which is achieved by adjusting the noncollinearity and phase matching angles in both stages to increase the gain at edges of the seed spectrum (figure 6(a)), green), albeit with a lower amplification efficiency (amplified pulse energy 20 μJ). The Fourier limit of this spectrum is < 3.5 fs FWHM, which corresponds to a nearly single cycle pulse centered at ≈ 1 μm . At present we are unaware of a convenient spectral phase control method for pulses of such bandwidth in this spectral range, but we believe this may become available in the future. It must be noted that the spectrum corresponds to a transform-limited pulse with significant sidelobes; however, it would be straightforward to smoothen the spectrum in additional amplification stages which would anyway be required before using the pulse in experiments.

Regular configuration of the NOPA (non-collinearity angle $\alpha \approx 2.5^\circ$, phase matching angle $\theta \approx 24.6^\circ$) gives a narrower but smoother spectrum (figure 6(a), blue) with most of the energy contained within the band of conventional 532 nm pumped, BBO based OPCPA and a transform limit still below 5 fs. We point out that the octave-spanning spectrum could be successfully amplified in picosecond amplification stages pumped at 532 nm due to a bend in the BBO phase matching curve.

Spatial distribution of the spectral components was investigated by scanning a fiber through the beam in the plane of phase-matching and noncollinearity. The spatially resolved spectrum is shown in figure 6(b). The deviation of the line

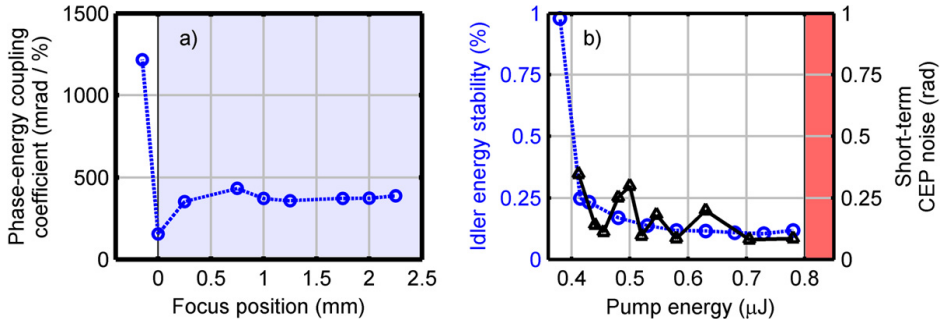


Figure 4. (a) Variation of phase-energy coupling coefficient with the relative position of the focus and the sapphire. Shaded area corresponds to the focus occurring inside the sapphire plate. PECC values were measured with $\lambda_{\text{pump}} = 1.3 \mu\text{m}$, $E_{\text{pulse}} = 1.9 \mu\text{J}$, $f/\# = 25$; (b) dependence of idler energy stability (blue, circles) and short-term CEP noise (black, triangles) on the energy used to pump the continuum at 515 nm. Shaded area represents onset of multiple filamentation.

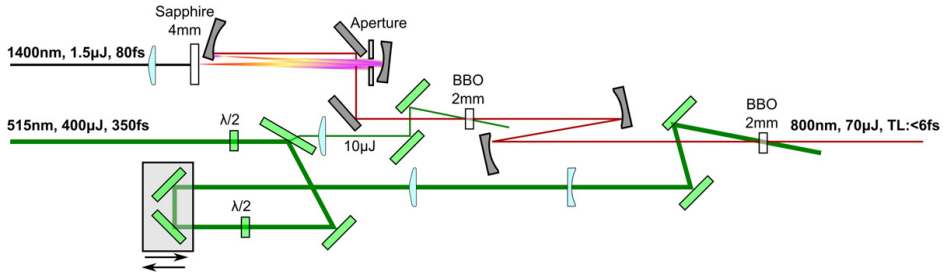


Figure 5. Two-stage NOPA setup.

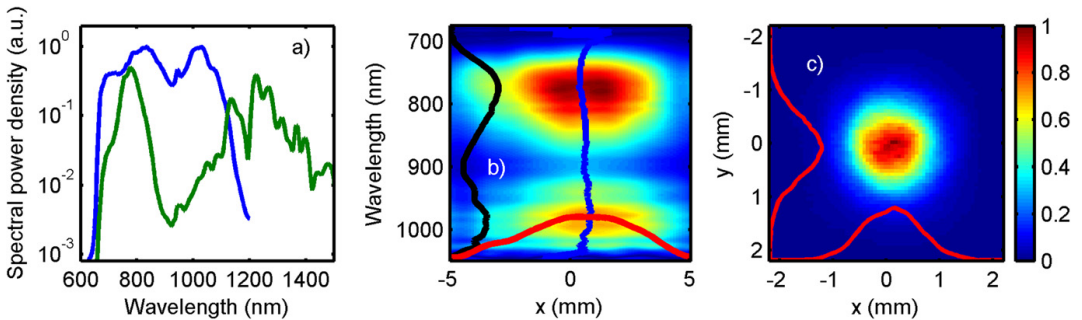


Figure 6. (a) NOPA spectra: typical (blue), octave-spanning (green); the seed spectrum is shown in figure 3(d) (b) spatially resolved spectrum. Blue: gravity centers for each wavelength; red: integral beam profile; black: integral spectrum (c) near-field output beam profile.

going through the centers of gravity for each wavelength (blue curve) is no more than a few percent of the diameter of the integral beam (red curve). The spectra were measured 3.5 m after the last amplification crystal. The output beam is quite similar to Gaussian and (figure 6(c)) has an ellipticity ratio of 0.91.

CEP stability of the OPCPA front-end was tested by $f - 2f$ interferometry. During the measurements, unaveraged, single-shot spectra were acquired at a rate of >50 Hz. Additional spectral broadening was not needed as the required second harmonic signal was produced from the seed

spectrum. The results are given in figure 7. Within a measurement interval of 2 min, CEP noise was below 68 mrad. By using a feedback loop consisting of a pair of wedges controlled by a stepper motor to compensate for slow drift, CEP noise was limited to 117 mrad for periods over 22 min. The PSD of the residual CEP noise is almost uniform, indicating efficient operation of the feedback loop. The only clearly discernable feature in the noise PSD is a peak at ≈ 24 Hz, most likely corresponding to the response rate of our feedback loop. However, the peak only contributes a tiny fraction of the total phase noise.

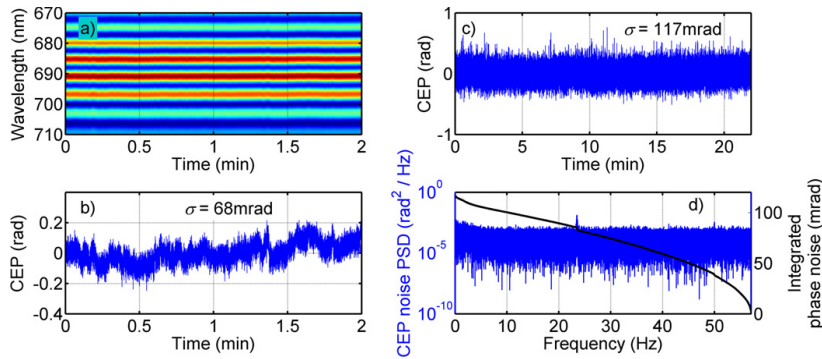


Figure 7. (a) $f - 2f$ interferogram measured without active CEP stabilization; (b) CEP values retrieved from the interferogram in (a); (c) CEP measurement taken with slow feedback loop turned on; (d) CEP noise power spectral density and integrated phase noise.

5. Conclusion

In conclusion, we have presented the design of a passively CEP-stabilized, high contrast, few cycle OPCPA system based on Yb:KGW and Nd:YAG lasers and experimental results regarding the development of the frontend of our OPCPA system. We demonstrate a seed spectrum spanning over an octave, control of the NOPA amplification band, including the possibility to produce amplified octave-spanning output, and excellent CEP stability of 68 mrad over 2 min. As the development of the pump laser progresses, the system will be extended to a TW-class, 1 kHz repetition rate machine. It is worth noting that this general OPCPA system design has been approved as the base for the laser system in SYLOS beamline of the ELI-ALPS facility.

Acknowledgments

This work was partially funded by Research Council of Lithuania (Grant No. MIP-055/2014), the European Community's social foundation (grant agreement No.VP1 3.1-ŠMM-08-K-01-004/KS-120000-1756) and EU Seventh Framework Programme (grant agreement No. 284464).

References

- [1] Dubietis A, Jonušauskas G and Piskarskas A 1992 *Opt. Commun.* **88** 437–40
- [2] Bohman S, Suda A, Kanai T, Yamaguchi S and Midorikawa K 2010 *Opt. Lett.* **35** 1887–9
- [3] Chen S, Jarnac A, Houard A, Liu Y, Arnold C, Zhou B, Forestier B, Prade B and Mysyrowicz A 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 1009–12
- [4] Auguste T, Fourcade Dutin C, Dubrouil A, Gobert O, Hort O, Mével E, Petit S, Constant E and Descamps D 2013 *Appl. Phys. B* **111** 75–87
- [5] Böhle F *et al* 2014 *Laser Phys. Lett.* **11** 095401
- [6] Vaupel A, Bodnar N, Webb B, Shah L and Richardson M 2014 *Opt. Eng.* **53** 051507
- [7] Harth A, Schultze M, Lang T, Binhammer T, Rausch S and Morgner U 2012 *Opt. Express* **20** 3076–81
- [8] Herrmann D, Homann C, Tautz R, Scharrer M, Russell P S, Krausz F, Veisz L and Riedle E 2010 *Opt. Express* **18** 18752–62
- [9] Fattahi H *et al* 2014 *Optica* **1** 45–63
- [10] Herrmann D, Veisz L, Tautz R, Tavella F, Schmid K, Pervak V and Krausz F 2009 *Opt. Lett.* **34** 2459–61
- [11] Rothhardt J, Demmler S, Hädrich S, Limpert J and Tünnermann A 2012 *Opt. Express* **20** 10870–8
- [12] Skrobol C, Ahmad I, Klingebiel S, Wandt C, Trushin S, Major Z, Krausz F and Karsch S 2012 *Opt. Express* **20** 4619–29
- [13] Adachi S, Ishii N, Kanai T, Kosuge A, Itatani J, Kobayashi Y, Yoshitomi D, Torizuka K and Watanabe S 2008 *Opt. Express* **16** 14341–52
- [14] Homann C and Riedle E 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 580–8
- [15] Manzoni C, Moses J, Kärtner F X and Cerullo G 2011 *Opt. Express* **19** 8357–66
- [16] Adachi S, Ishii N, Kobayashi Y, Nomura Y, Itatani J, Kanai T and Watanabe S 2010 *Japan. J. Appl. Phys.* **49** 032703
- [17] Deng Y *et al* 2012 *Opt. Lett.* **37** 4973–5
- [18] Adamonis J, Antipenkov R, Kolenda J, Michailovas A, Piskarskas A, Varanavičius A and Zaukevičius A 2012 *Lith. J. Phys.* **52** 193–202
- [19] Zheng J and Zacharias H 2009 *Appl. Phys. B* **96** 445–52
- [20] Mikhailova J M, Buck A, Borot A, Schmid K, Sears C, Tsakiris G D, Krausz F and Veisz L 2011 *Opt. Lett.* **36** 3145–7
- [21] Stanislauskas T *et al* 2013 *Lith. J. Phys.* **53** 17–24
- [22] Baltuška A, Fuji T and Kobayashi T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 133901
- [23] Cerullo G, Baltuška A, Mücke O D and Vozzi C 2011 *Laser Photonics Rev.* **5** 323–51
- [24] Cirmi G, Manzoni C, Brida D, de Silvestri S and Cerullo G 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 62–69
- [25] Antipenkov R, Varanavičius A, Zaukevičius A and Piskarskas A P 2011 *Opt. Express* **19** 3519–24
- [26] Liebel M, Schnedermann C and Kukura P 2014 *Opt. Lett.* **39** 4112–5
- [27] Stanislauskas T, Budriūnas R, Antipenkov R, Zaukevičius A, Adamonis J, Michailovas A, Giniūnas L, Danielius R, Piskarskas A and Varanavičius A 2014 *Opt. Express* **22** 1865–70
- [28] Marceau C, Gingras G, Thomas S, Kassimi Y and Witzel B 2014 *Appl. Opt.* **53** 898–901

III PUBLIKACIJA

Analysis of parametric
fluorescence amplified in a
noncollinear optical parametric
amplifier pumped by the second
harmonic of a femtosecond
Yb:KGW laser

T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, V. Tamulienė, **R. Budriūnas**, A.
Varanavičius

Lithuanian Journal of Physics **56**(1), 1-8 (2016)

ANALYSIS OF PARAMETRIC FLUORESCENCE AMPLIFIED IN A NONCOLLINEAR OPTICAL PARAMETRIC AMPLIFIER PUMPED BY THE SECOND HARMONIC OF A FEMTOSECOND Yb:KGW LASER

T. Stanislauskas, I. Balčiūnas, V. Tamuliene*, R. Budriūnas, and A. Varanavičius

Department of Quantum Electronics, Vilnius University, Saulėtekio 10, LT-10223 Vilnius, Lithuania

E-mail: tomas.stanislauskas@ff.vu.lt

Received 29 September 2015, revised 18 November 2015; accepted 25 March 2016

We present the results of theoretical and experimental investigation of amplified parametric fluorescence (APF) produced in a high-gain BBO-based femtosecond noncollinear optical parametric amplifier (OPA) pumped at 515 nm. Differences of APF levels in Poynting vector walk-off-compensating and tangential phase-matching amplification geometries are examined. APF suppression due to the presence of a seed pulse in the OPA is measured and is found to be around 6 times in typical OPA operating conditions when pump-to-signal conversion efficiency is 11.5%.

Keywords: parametric fluorescence, optical parametric amplifier, contrast

PACS: 42.65.Yj, 42.65.Re

1. Introduction

Optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) [1] is a well-established method to produce high-energy, few-cycle pulses. This technique allows one to reach a gain of more than 10^6 in a single pass of a few millimetre long crystal. However, this gain is attainable only by using high pump intensities in the amplifier crystal, which in turn increases the probability of efficient parasitic generation and amplification of optical parametric fluorescence. Consequently, amplified parametric fluorescence (APF) degrades signal stability and reduces extractable signal energy due to transfer of pump energy to the incoherent pedestal [2]. This lowers the compressed pulse contrast (ratio of the intensities of the amplified pulse and incoherent background), which is a major concern in high-field experiments. APF is only produced within the temporal window defined by the pump pulse, therefore it is proposed that using a short pump pulse in the first amplification stage, in which typically high gain is required, can increase pulse contrast at the OPCPA output [3]. The short-pulse preamplification approach was demonstrated in an OPCPA system driven by femtosecond ytterbium and picosecond neodymium pump sources [4].

APF is a result of parametric amplification of quantum noise due to two-photon emission from a virtual level excited by the intense pump field and stimulated by the signal and idler field zero-point fluctuations [5, 6]. For a long time APF was successfully used as a seed source for tunable optical parametric amplifiers (OPAs) pumped by picosecond pulses [7, 8]. However, the output of OPAs of this type exhibits high shot-to-shot pulse energy fluctuations, typically far exceeding those of the pump laser, possibly with individual shots entirely missing from the pulse train. From these high fluctuations one might infer that in the case of tight pump focusing, APF originates from a relatively low number of quantum noise photons, which, however, can be amplified to significant energies due to the high gain in parametric amplification systems. So far, works discussing the origin and amount of APF in OPA and OPCPA systems have not been numerous [9–14]. Efficient broad-band parametric amplification in the BBO crystal can be achieved by directing the signal beam at the so-called magic angle to the pump beam, which is about 2.5° (inside the crystal) in the case of 515 nm pump. However, due to crystal birefringence the direction of the pump Poynting vector differs from that of the pump wave vector and the degree of spatial overlap between pump, signal, and idler beams depends on the orientation of the nonlinear crystal. In one orientation, the Poynting vector walk-off leads to better spatial overlap of pump and signal beams (see Fig. 1(a)); this

* formerly Viktorija Pyragaitė

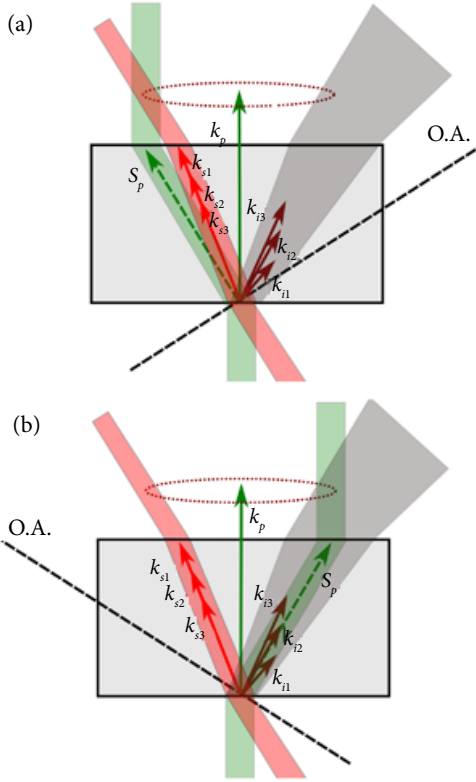


Fig. 1. Relative positions of the waves in Type I BBO crystal-based NOPA. (a) Poynting vector walk-off compensation geometry (PVWC), (b) tangential phase-matching geometry (TPM). k_p , k_s , and k_i are wavevectors of pump, signal and idler waves, respectively. S_p is the pump beam Poynting vector. Signal and idler waves are indicated by sets of wavevectors representing different spectral components of broadband pulses. O. A. is the optical axis of the crystal. The dotted circles indicate the APF cone. The angles between the vectors are exaggerated for clarity.

geometry is called Poynting vector walk-off compensation geometry (PVWC) [15]. In the case of the other orientation of the optical axis (see Fig. 1(b)) – tangential phase-matching geometry (TPM) – the pump beam propagates very close to that of the angular dispersed idler beam. Both geometries are commonly used in noncollinear optical parametric amplifiers and allow for similar pump-to-signal conversion efficiencies. However, the spatial and spectral parameters of the amplified signal differ appreciably due to specific spatio-temporal pulse shaping dynamics and different parasitic frequency mixing processes in PVWC and TPM geometries. The PVWC geometry offers a much

better near-field profile of the signal beam, however, the signal is accompanied by the parasitic second harmonic generation affecting the shape of the amplified spectrum [16]. On the other hand, numerical simulations have confirmed that undesirable spectral phase modulation of the signal pulse occurs in the TPM geometry [17]. Differences are more pronounced when narrow beams and short pulses are used in parametric amplifiers. As the contrast of an OPCPA system output is usually defined by the first amplification stage [13], the common practice is to design these first stages to operate with minimum beam sizes in order to enhance the ratio of seed and quantum noise photons in the amplification channel. Different spatio-temporal parametric amplification conditions in PVWC and TPM amplification configurations may also lead to different APF levels at the output of OPA. However, to the best of our knowledge, this issue has not yet been examined.

In this work we investigate the properties of APF produced in a high-gain BBO-based femtosecond noncollinear optical parametric amplifier (NOPA) pumped at 515 nm and examine the differences of APF levels in two different amplification geometries.

2. Theoretical modelling

2.1. Governing equations

The computer simulations of noncollinear parametric amplification were performed using nonlinear coupling equations that in the Fourier domain can be expressed as

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} S_1 + (k^2(\omega_1) - k_x^2 - k_y^2) S_1 &= -\mu_0 \omega_1^2 \hat{P}_1, \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} S_2 + (k^2(\omega_2) - k_x^2 - k_y^2) S_2 &= -\mu_0 \omega_2^2 \hat{P}_2, \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} S_3 + (k^2(\omega_3, k_x, k_y) - k_x^2 - k_y^2) S_3 &= -\mu_0 \omega_3^2 \hat{P}_3, \end{aligned} \quad (1)$$

where $j = 1, 2, 3$ stands for signal, idler and pump waves, respectively. $S_j(\omega_j, k_x, k_y)$ are the Fourier transforms of electric fields $A_j(t, x, y)$. k is a wave number and k_x, k_y are the projections of the wave vector. We consider the Cartesian coordinates (x, y, z) . Time and cyclic frequency are denoted by t and ω , respectively. μ_0 is the vacuum permeability and \hat{P}_j is the Fourier transform of a nonlinear polarization.

We investigated the nonlinear Type I interaction in the BBO crystal. The signal and idler waves are ordinary and their wave numbers depend only on cyclic frequency ω . The wave number of the pump wave

depends also on the propagation direction (projections k_x and k_y).

From Eq. (1) it follows that

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} S_1 &= ik_{z1} S_1 - \frac{\mu_0 \omega_1^2}{2ik_{z1}} \hat{P}_1, \\ \frac{\partial}{\partial z} S_2 &= ik_{z2} S_2 - \frac{\mu_0 \omega_2^2}{2ik_{z2}} \hat{P}_2, \\ \frac{\partial}{\partial z} S_3 &= ik_{z3} S_3 - \frac{\mu_0 \omega_3^2}{2ik_{z3}} \hat{P}_3, \end{aligned} \quad (2)$$

where $k_{z1,2} = \sqrt{k(\omega_{1,2})^2 - k_x^2 - k_y^2}$ and

$$k_{z3} = \sqrt{k(\omega_3, k_x, k_y)^2 - k_x^2 - k_y^2}.$$

Equation (2) was solved by a Fourier split-step method. The linear part was solved in the Fourier domain:

$$S_j(z + h_z) = S_j(z) \exp(ik_{zj} h_z - ih_z(\omega_j - \omega_{j0})/u_3), \quad (3)$$

where h_z is the longitudinal step. The second term in the brackets was subtracted in order to reduce the time walk-off. We set $u_3 = c/1.65$, where c is the speed of light. The nonlinear part was solved for the fields A_j which were found by the use of the inverse Fourier transform of S_j . The simplifications were performed applying the paraxial approximation for the wave packets: the factors $\mu_0 \omega_j^2 / (2ik_{zj})$ in the nonlinear terms were substituted by their values at $\omega_j = \omega_{j0}$, $k_x = k_y = 0$, where ω_{j0} is the central frequency of the j th wave. $k_x = k_y = 0$, $k_{zj} = k_{zj0}$.

In order to describe quantum noise fluctuations we added the Langevin noise terms η_j . First, we note that $A_j = B_j \exp(ik_{zj} z)$. The nonlinear and noise part of the equations was solved for amplitudes B_j as follows:

$$\begin{aligned} B_1(z + h_z) &= B_1(z) + h_z \left[-\Gamma B_1(z) \right. \\ &\quad \left. + \sigma_1 B_2^*(z) B_3(z) \exp(i\Delta kz) + \zeta_1 \sqrt{2\Gamma/h_z} \right], \\ B_2(z + h_z) &= B_2(z) + h_z \left[-\Gamma B_2(z) \right. \\ &\quad \left. + \sigma_2 B_1^*(z) B_3(z) \exp(i\Delta kz) + \zeta_2 \sqrt{2\Gamma/h_z} \right], \\ B_3(z + h_z) &= B_3(z) + h_z \left[-\Gamma B_3(z) \right. \\ &\quad \left. - \sigma_3 B_1^*(z) B_2(z) \exp(-i\Delta kz) + \zeta_3 \sqrt{2\Gamma/h_z} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Here $\Delta k = k_{z30} - k_{z20} - k_{z10}$ is the phase mismatch. We note that the Langevin noise term η_j is δ -correlated:

$$\begin{aligned} \langle \eta_j(t, x, y, z) \eta_j^*(t', x', y', z') \rangle \\ = \eta_0 \delta(x-x') \delta(y-y') \delta(t-t') \delta(z-z'). \end{aligned} \quad (5)$$

η_0 is the strength of noise. In Eq. (4) $\xi_j = \xi_j(x, y, t)$ is the normal random numbers with the variance η_0 . Γ describes the linear absorption. In the BBO crystal, $\Gamma = 0.01 \text{ cm}^{-1}$. Nonlinear coupling coefficients are described by

$$\sigma_j = \frac{\omega_{zj0}^2 d^{\text{eff}}}{c^2 2k_{zj0}}, \quad (6)$$

where d^{eff} is the effective nonlinear susceptibility.

Equations (2) were simulated for Gaussian pulses with the following boundary conditions at $z = 0$:

$$\begin{aligned} A_1 &= a_{10} \exp\left(-4(1+i\gamma) \frac{t^2}{\tau^2} - \frac{x^2 + y^2}{\rho_1^2}\right) \exp(\pm ik_{x10} x) \\ &\quad + \zeta_{10}, \\ A_2 &= \zeta_{20}, \\ A_3 &= a_{30} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2} - \frac{x^2 + y^2}{\rho_3^2}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Here τ and ρ are the pulse duration and beam radius, respectively. k_{x10} is the x projection of the input signal beam wavevector. The sign ‘+’ before it corresponds to PVWC amplification configuration, i. e. the pump walk-off towards the seed beam direction (see Fig. 1(a)). Sign ‘-’ corresponds to TPM geometry (see Fig. 1(b)). a_{10} and a_{30} are the amplitudes of signal and pump pulsed beams, respectively. γ is the chirp parameter. $\xi_{1,20} = \xi_{1,20}(x, y, t)$ is the input noise. Computer simulations were performed using the wavelength, beam size, pulse duration and pulse energy values corresponding to those used in the experiment. However, Gaussian pulse and beam shapes were assumed and no attempt was made to replicate the experimental conditions exactly. As we can see from Eq. (7), the input signal wave is a chirped pulse. The pump wavelength was set to $\lambda_{30} = 515 \text{ nm}$. We assume the noncollinearity angle for the signal beam to be $\alpha_{10} = 2.56^\circ$ which was calculated by the use of Selmeier equations from [18]. The phase matching angle is $\theta_3 = 24.5^\circ$ and the central signal wavelength is $\lambda_{10} = 795 \text{ nm}$. The signal pulse chirp parameter is $\gamma = 7.5$. ρ_1 and ρ_3 are 250 and 110 μm at FWHM, respectively. The pulse duration τ corresponds to 200 fs at FWHM. The crystal length is 2.5 mm and the input seed energy is 1 nJ. We also involved into consideration the nonlinear interaction length $L_{nj} = 1/(\alpha_{30} \sigma_j)$. For the 2 μJ pump energy (85 GW/cm² intensity) we obtain $L_{n3} = 130 \mu\text{m}$. d^{eff} was taken from [19].

For evaluation of the input noise intensity we use the formula from Ref. [11]

$$I_{\text{noise}} = \frac{\hbar\omega^3 n^3}{8\pi^3 c^2} \Delta\Omega\Delta\omega, \quad (8)$$

where \hbar is the Planck constant and n is the refractive index. $\Delta\omega$ is the detected spectral width and $\Delta\Omega$ is the solid angle of the emitted radiation. In the formula we have omitted an additional factor of 2 since we calculate signal and idler noises separately. For the wavelength window from 650 nm to 950 nm and the solid angle calculated from the divergence angle of the pump we obtain $I_{\text{noise}} = 2180 \text{ W/m}^2$ that for the pulse duration of 200 fs corresponds to only 20 photons. We have to magnify the obtained values by $N_\theta^2 = 1.7 \times 10^3$ since we consider the angular spectrum of the input signal noise with the divergence angle 2.5° which is N_θ times larger than the divergence angle of the pump beam.

2.2. Results of numerical simulations

First, we have performed the modelling of parametric fluorescence amplification, i. e. the case when no seed is present at the OPA input. The angular spectrum of the APF signal beam is presented in Fig. 2. It was integrated over all frequency components. As we can see, the left side of the APF ring is brighter than the right one, though the pump walk-off for this case is on the opposite side with reference to the cone axis, i. e. corresponds to the situation depicted in Fig. 1(b). This non-intuitive result can be explained by the fact that in this case the propagation direction of the idler beam nearly coincides with the pump beam. The propagation angle of the idler is larger than that of the signal, so it can better follow the pump beam during its walk-off.

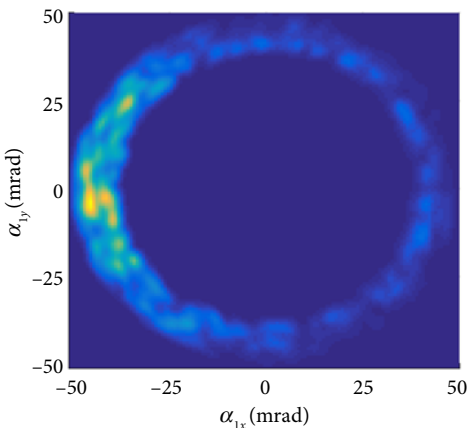


Fig. 2. Angular spectrum of APF. Pump intensity 170 GW/cm^2 .

In order to evaluate the amplified signal energy contrast with reference to APF we have repeated calculations of angular output radiation distribution in the presence of seed. The seed is directed into the crystal at the internal non-collinearity angle $\alpha_{10} = 2.56^\circ \approx 45 \text{ mrad}$. PVWC and TPM configurations were examined simply by taking positive or negative α_{10} values, i. e. choosing $+k_{x10}$ or $-k_{x10}$ in Eq. (7). The light energy variation on the cone obtained by scanning it with a rectangular spatial aperture with a size of 18 mrad is depicted in Fig. 3. The red curve (1) which shows the APF angular distribution when seed is absent (see Fig. 2) indicates that APF intensity on the right and left sides of the cone (see the points at 0 and 180 deg angles) differs by about one order of magnitude (more than 10 times).

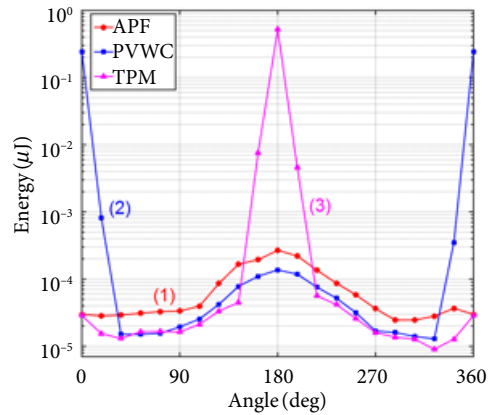


Fig. 3. Angular intensity distribution on the cone. Red (online) line 1 is APF energy when seed is blocked. Signal amplification in PVWC and TPM configurations is presented by blue (online) 2 and magenta (online) 3 lines, respectively. Pump intensity 170 GW/cm^2 .

When the seed is amplified in TPM geometry (the point on the magenta line at 180 deg), the amplified signal magnitude is higher than the APF level of an unseeded OPA (the point on the red line at 180 deg) by more than three orders of magnitude. The contrast ratio in the case of amplification in PVWC geometry is definitely higher, as the amplified pulse energy is smaller by ~ 1.2 times but the APF level is lower by an order of magnitude (see points at 0 deg on the blue and red line, respectively) as compared to the case of amplification in the TPM configuration. We point out that introducing the seed results in lowering of light intensity on the cone both for PVWC and TPM geometries. This

APF gain suppression is caused by pump depletion due to energy transfer to the signal and leads to overall APF levels lower by several times when the OPA is seeded, as compared to APF levels in an unseeded OPA.

The data on signal and APF amplification in PVWC and TPM geometries at various pump intensities are presented in Fig. 4. One can see that the PVWC configuration provides a notably higher ratio of the amplified signal energy with respect to the energy of APF in the amplification channel.

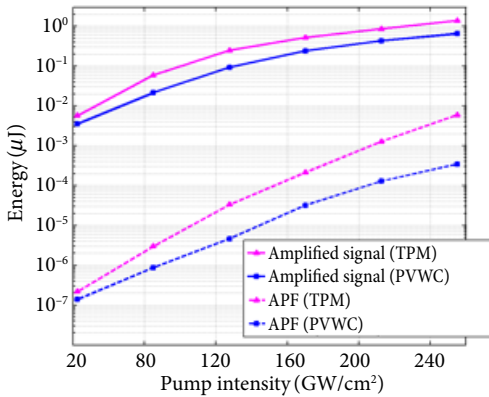


Fig. 4. Energies of the amplified signal (solid lines) and APF (dashed lines) for different pump intensities.

3. Experiment

In our setup a Yb:KGW diode-pumped solid state laser system (PHAROS, *Light Conversion, Ltd.*) generating 200 fs pulses at 1030 nm at a repetition rate of 1 kHz was used. A small part of the pulse energy ($\sim 1 \mu\text{J}$) was split off and focused into a 4 mm sapphire plate to generate a white-light continuum (WLC) seed. A wave-plate-polarizer attenuator was used to finely tune the pump energy for optimum WLC generation, which led to the WLC spectrum being highly stable on both shot-to-shot and day-to-day timescales. The larger part of the pulse energy was frequency doubled in a 0.7 mm BBO crystal, producing pump pulses for the NOPA. Parametric amplification was carried out in a 2.5 mm type-I BBO crystal into which the pump beam was focused to a spot size of $110 \mu\text{m}$ at FWHM. The size of the seed beam was $250 \mu\text{m}$ at FWHM. The phase matching angle of the crystal and the noncollinearity angle were fine-tuned for efficient signal amplification in the 670–950 nm spectral range. In our setup the continuum seed pulse with an energy content of $\sim 5 \text{ nJ}$

in the 670–950 nm spectral band could be amplified up to $0.6 \mu\text{J}$ at a pump intensity level of 170 GW/cm^2 with a conversion efficiency of 11.5%. Parasitic SHG at a wavelength of 435 nm was observed in the case of PVWC configuration. This results in a hole in the amplified spectrum at $\sim 870 \text{ nm}$.

When the seed is blocked, the cone of APF is clearly observed at high pump intensity levels. The half-angle of the cone centered on the pump beam is set to $\sim 4.1^\circ$ ($\approx 71 \text{ mrad}$) by tuning the phase matching angle of the crystal. Since the refractive index of the BBO crystal is ~ 1.66 at 800 nm, this corresponds to an internal signal-pump noncollinearity angle of $\sim 2.5^\circ$ that is called the magic angle and provides the broadest spectral amplification band. An image of APF spatial distribution acquired with a beam profiling camera (WinCamD, *DataRay Inc*) is presented in Fig. 5(a). To avoid saturation of the detector, the pump beam had to be blocked with an appropriate dielectric mirror. Additionally, several calibrated neutral density filters were

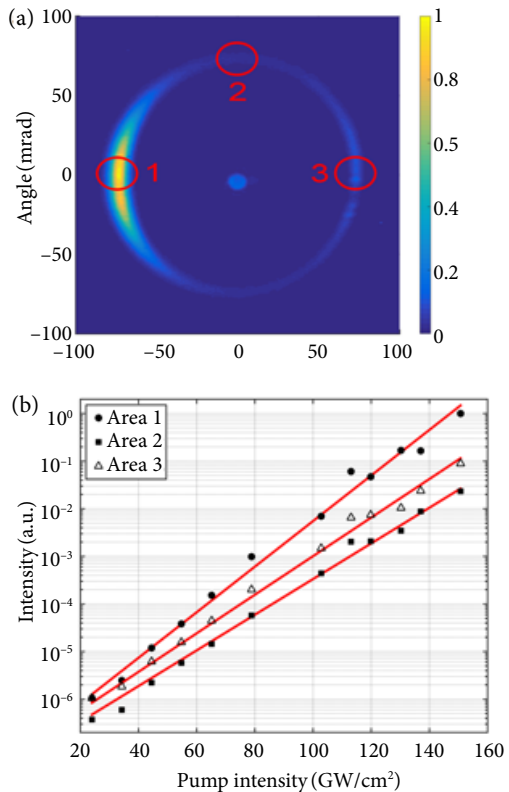


Fig. 5. An image of the SF cone at the output of NOPA (a) and the APF amplitude on different spatial zones of the cone (b) marked by (red online) circles in (a).

used for measuring the superfluorescence at different levels of pumping. The difference between the APF amplitudes on the right and left sides of the cone arises due to varying the pump beam spatial overlap with an amplified signal or idler waves of parametric fluorescence. In this case the orientation of the optical axis corresponds to that which is shown in Fig. 1(b).

We have measured the dependence of APF on pump intensity at different angles on the cone (1, 2, 3 marked in Fig. 5(a)). The results presented in Fig. 5(b) show, as expected, the exponential APF intensity dependence on pump intensity for all three measured directions on the cone.

The amount of APF in the amplification channel measured by blocking the seed is the worst case assessment of the amplified pulse energy contrast. The presence of the seed at the input of OPA suppresses APF since even a small depletion of the pump pulse due to energy transfer to the injected signal reduces the amplification of parametric fluorescence [13]. To the best of our knowledge, the amount of APF suppression has so far only been measured in a single work [14] by creating a narrow spectral hole in the seed spectrum using an acousto-optic pulse shaper. In contrast, we have examined the APF suppression by measuring the APF intensity at the point on the APF cone that was away from the signal amplification channel, i. e. the 2nd zone in Fig. 1(a). The light was collected by a 400 μm diameter fiber and measured using a compact spectrometer (AvaSpec 3648, *Avantes*). Spectra acquired with the seed blocked and unblocked at different pump intensity levels were integrated in the wavelength region of our interest (670–950 nm). The obtained results are presented in Fig. 6(a). APF suppression up to 6 times was measured when pump-to-signal energy conversion reached 11.5% at a pump intensity of 170 GW/cm^2 (see Fig. 6(b)). These results are close to the APF suppression ratio obtained by computer simulations (see Fig. 3).

The results of theoretical treatment presented in Section 2 show that the level of APF in PVWC and TPM non-collinear parametric amplification geometries differs considerably. In order to verify this finding experimentally we have measured the energies of both the amplified signal and APF (by blocking the seed) for the both amplification geometries. In our experimental conditions the APF at low pump intensities is very weak and cannot be measured directly by our standard power meter. In order to evaluate APF energies we blocked the seed and measured the spectra of APF propagating in the signal amplification channel. The energies of APF were calculated by taking spectra integrals over a range of 670–950 nm and scaling it by a factor, which was found by comparing energy values

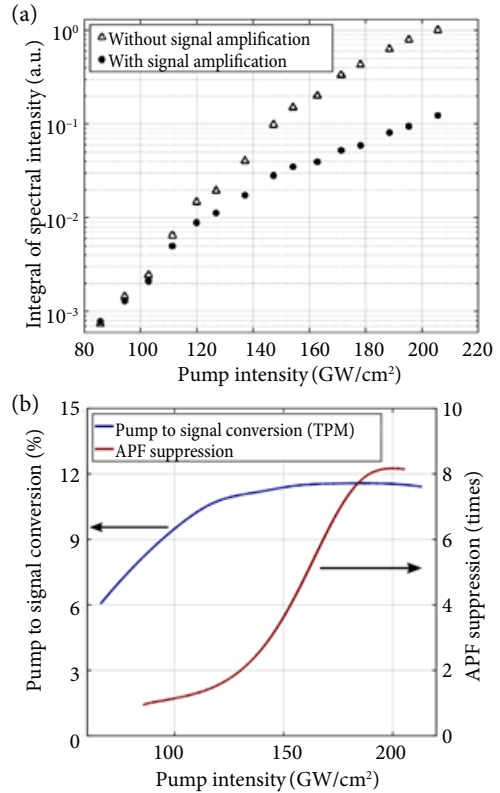


Fig. 6. APF amplitude with and without signal amplification (a); APF suppression and pump to signal conversion efficiency dependence on pump intensity (b).

measured with a spectrometer and a power meter at high pump intensity levels above 160 GW/cm^2 .

The obtained data are presented in Fig. 7 and show that one obtains a bit higher amplified signal energy in the TPM geometry. However, the APF energy level for different interaction geometries differs significantly and the APF energy content at the OPA output is less than 0.1% even in the strong amplification saturation regime in the PVWC configuration. When accounting for the APF suppression effect one can expect several times lower values of parametric fluorescence. The dashed lines in Fig. 7 show the expected levels of APF calculated by applying the suppression factor derived from the data presented in Fig. 6(a). The amplified pulse contrast steadily drops with increasing pump intensity: seed amplification saturates, while the steadily rising contribution of APF from the temporal areas where the level of seed is low leads to a monotonous increase of an incoherent

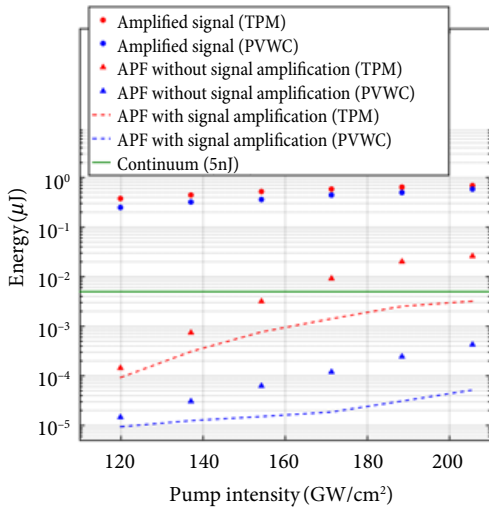


Fig. 7. Energies of the amplified signal and APF pulses for different amplification geometries and pump intensities.

background. Therefore, looking for the best trade-off between the high output energy and the low APF level, we consider the pump level of 140–170 GW/cm^2 to be optimum. We also note that for pump levels above 180 GW/cm^2 we observed undesirable modulations in the amplified pulse spectrum and the spatial profile caused by nonlinear self-action processes in the BBO crystal. The results of numerical modelling (see Section 2) show higher absolute values of the ratio of the amplified signal and APF as compared to the same ratios measured in the experiment. This can be explained by the fact that the computer simulations were performed for ideal wave packets with both spatial and temporal Gaussian profiles, while the characteristics of real pulses in the experiment were different to some extent. Nevertheless, the numerical and experimental results agree well qualitatively. It is seen that in the case of noncollinear parametric amplification of low intensity seed pulses the PVWC geometry has a considerable advantage over the TPM configuration in terms of a notably higher amplified pulse contrast.

4. Conclusions

We have investigated the properties of APF produced in a femtosecond NOPA that will serve as a front end in a TW-class OPCA system [20] and examined the two possible geometric configurations of broadband noncollinear parametric amplification in the BBO crystal

pumped by 515 nm pulses. The presented experimental and numerical results reveal that PVWC amplification geometry provides APF levels that are lower by an order of magnitude as compared to amplification in TPM geometry. Furthermore, we have used an original method to determine the level of APF suppression due to pump depletion by the signal and found it to be slightly smaller than 1 order of magnitude in typical OPA operating conditions. We believe that these findings are relevant for the optimization of OPCA system designs for higher output pulse contrast.

Acknowledgements

This work was partially funded by the Research Council of Lithuania (Grant No. MIP-055/2014) and the EU 7th Framework Programme (Grant Agreement No. 284464).

References

- [1] A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
- [2] J. Moses, C. Manzoni, S.-W. Huang, G. Cerullo, and F.X. Kärtner, Temporal optimization of ultra-broadband high-energy OPCA, *Opt. Express* **17**, 5540 (2009).
- [3] J. Fülöp, Z. Major, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, T. Clausnitzer, E. Kley, A. Tünnermann, V. Pervak, A. Apolonski, J. Osterhoff, R. Hörlein, F. Krausz, and S. Karsch, Short-pulse optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of high-power few-cycle pulses, *New J. Phys.* **9**, 438 (2007).
- [4] T. Stanislauskas, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas, and A. Varanavičius, Table top TW-class OPCA system driven by tandem femtosecond Yb: KGW and picosecond Nd: YAG lasers, *Opt. Express* **22**, 1865 (2014).
- [5] S. Harris, M. Oshman, and R. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 732 (1967).
- [6] G.D. Boyd and D.A. Kleinman, Parametric interaction of focused Gaussian light beams, *J. Appl. Phys.* **39**(8), 3597–3639 (1968).
- [7] A. Laubereau, L. Greiter, and W. Kaiser, Intense tunable picosecond pulses in the infrared, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 87 (1974).
- [8] R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis, G. Banfi, P. Di Trapani, and R. Righini, Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2222 (1993).

- [9] R. Glauber and F. Haake, The initiation of superfluorescence, *Phys. Lett. A* **68**, 29 (1978).
- [10] C. Manzoni, J. Moses, F.X. Kärtner, and G. Cerullo, Excess quantum noise in optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Express* **19**, 8357 (2011).
- [11] C. Homann and E. Riedle, Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier, *Laser Photon. Rev.* **7**, 580 (2013).
- [12] J. Chwedeńczuk and W. Wasilewski, Intensity of parametric fluorescence pumped by ultrashort pulses, *Phys. Rev. A* **78**, 063823 (2008).
- [13] F. Tavella, A. Marcinkevičius, and F. Krausz, Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system, *New J. Phys.* **8**, 219 (2006).
- [14] X. Gu, G. Marcus, Y. Deng, T. Metzger, C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, A. Baltuska, R. Butkus, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, R. Kienberger, and F. Krausz, Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740- μ J pulses at 2.1- μ m carrier wavelength, *Opt. Express* **17**, 62 (2009).
- [15] A.L. Oien, I.T. McKinnie, P. Jain, N.A. Russell, D.M. Warrington, and L.A. Gloster, Efficient, low-threshold collinear and noncollinear β -barium borate optical parametric oscillators, *Opt. Lett.* **22**, 859 (1997).
- [16] J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Joher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann, and J. Zuegel, Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers, *Opt. Express* **19**, 16797 (2011).
- [17] T. Lang, A. Harth, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Schultze, and U. Morgner, Impact of temporal, spatial and cascaded effects on the pulse formation in ultrabroadband parametric amplifiers, *Opt. Express* **21**, 949 (2013).
- [18] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, and D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Vol. 64 (Springer, 2013).
- [19] A.V. Smith, *SNLO Nonlinear Optics Code* (Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, 2004) p. 1423.
- [20] R. Budriūnas, T. Stanislaukas, and A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *J. Optics* **17**, 094008 (2015).

NEKOLINEARUS OPTINIO PARAMETRINIO STIPRINTUVO KAUPINAMO ANTRA FEMTOSEKUNDINIO Yb:KGW LAZERIO HARMONIKA PARAMETRINĖS FLUORESCENSIJOS TYRIMAS

T. Stanislaukas, I. Balčiūnas, V. Tamulienė, R. Budriūnas, A. Varanavičius

Vilniaus universiteto Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra, Vilnius, Lietuva

Santrauka

Pristatomas tyrimas, skirtas surasti optimalias nekolinearaus optinio parametrinio stiprinimo sąlygas BBO kristale kaupinant femtosekundine 515 nm bangos ilgio spinduliuote, pagrindinį dėmesį skiriant toms sąlygoms, kurios leistų pasiekti geresnį stiprinimo signalinio impulso kontrastą. Pasitelkus teorinį modeliavimą ir eksperimento rezultatus nustatyta, kad nepageidaujamos

sustiprintos parametrinės fluorescencijos (SPF) lygis gerokai skiriasi atsižvelgiant į pasirinktą vieną iš dviejų galimų stiprinimo geometrijų. Be to, nauju metodu palyginus SPF intensyvumą vykstant užkrato stiprinimui ir be jo, nustatyta, kad kaupinimo nuskurdinimo atveju SPF lygis sumažėja 6 ir daugiau kartų, kai keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumas pasiekia 11,5 %.

IV PUBLIKACIJA

Femtosecond wavelength-tunable OPCPA system based on picosecond fiber laser seed and picosecond DPSS laser pump

R. Danilevičius, A. Zaukevičius, **R. Budriūnas**, A. Michailovas, N.
Rusteika

Optics Express **24**(15), 17532 (2016)

Perspausdinta su The Optical Society leidimu.
© The Optical Society.

Femtosecond wavelength-tunable OPCPA system based on picosecond fiber laser seed and picosecond DPSS laser pump

R. DANILEVIČIUS,^{1,2,*} A. ZAUKEVIČIUS,¹ R. BUDRIŪNAS,³ A. MICHAILOVAS,^{1,2} AND N. RUSTEIKA^{1,2}

¹*Ekspla Ltd., Savanoriu ave. 237, LT-02300 Vilnius, Lithuania*

²*Department of Laser Technology, Center for Physical Sciences & Technology, Savanoriu ave. 231, LT-02300, Vilnius, Lithuania*

³*Department of Quantum Electronics, Vilnius University, Sauletekio ave. 9, LT-10222 Vilnius, Lithuania*

**r.danilevicius@ekspla.com*

Abstract: We present a compact and stable femtosecond wavelength-tunable optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) system. A novel OPCPA front-end was constructed using a multi-channel picosecond all-in-fiber source for seeding DPSS pump laser and white light supercontinuum generation. Broadband chirped pulses were parametrically amplified up to 1 mJ energy and compressed to less than 40 fs duration. Pulse wavelength tunability in the range from 680 nm to 930 nm was experimentally demonstrated.

© 2016 Optical Society of America

OCIS codes: (140.7090) Ultrafast lasers; (060.2320) Fiber optics amplifiers and oscillators; (190.4970) Parametric oscillators and amplifiers; (190.7110) Ultrafast nonlinear optics.

References and links

1. G. Cerullo and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1–18 (2003).
2. R. Berera, R. van Grondelle, and J. T. M. Kennis, "Ultrafast transient absorption spectroscopy: principles and application to photosynthetic systems," *Photosynth. Res.* **101**(2-3), 105–118 (2009).
3. Y.-Z. Ma, J. Stenger, J. Zimmermann, S. M. Bachilo, R. E. Smalley, R. B. Weisman, and G. R. Fleming, "Ultrafast carrier dynamics in single-walled carbon nanotubes probed by femtosecond spectroscopy," *J. Chem. Phys.* **120**(7), 3368–3373 (2004).
4. T. C. Kippeny, M. J. Bowers, A. D. Dukes 3rd, J. R. McBride, R. L. Orndorff, M. D. Garrett, and S. J. Rosenthal, "Effects of surface passivation on the exciton dynamics of CdSe nanocrystals as observed by ultrafast fluorescence upconversion spectroscopy," *J. Chem. Phys.* **128**(8), 084713 (2008).
5. N. Pontius, P. S. Bechthold, M. Neeb, and W. Eberhardt, "Ultrafast hot-electron dynamics observed in Pt(-)(3) using time-resolved photoelectron spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.* **84**(6), 1132–1135 (2000).
6. I. V. Hertel and W. Radloff, "Ultrafast dynamics in isolated molecules and molecular clusters," *Rep. Prog. Phys.* **69**(6), 1897–2003 (2006).
7. T. Balciunas, A. Melnikaitis, G. Tamosauskas, and V. Sirutkaitis, "Time-resolved off-axis digital holography for characterization of ultrafast phenomena in water," *Opt. Lett.* **33**(1), 58–60 (2008).
8. D. Pestov, M. Zhi, Z. E. Sariyanni, N. G. Kalugin, A. Kolomenskii, R. Murawski, Y. V. Rostovtsev, V. A. Sautenkov, A. V. Sokolov, and M. O. Scully, "Femtosecond CARS of methanol-water mixtures," *J. Raman Spectrosc.* **37**(1-3), 392–396 (2006).
9. S. Witte and K. S. E. Eikema, "Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18**(1), 296–307 (2012).
10. A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, "Trends in chirped pulse optical parametric amplification," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**(2), 163–172 (2006).
11. K. Midorikawa, "High-order harmonic generation and attosecond science," *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**(9R), 090001 (2011).
12. T. M. Jeong, T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, C. H. Nam, and J. Lee, "Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses," *Pacific Rim Conf. Lasers Electro-Optics, CLEO – Tech. Dig.* **20**, 25–32 (2013).
13. N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicius, R. Danielius, and A. Piskarskas, "Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses," *Opt. Lett.* **30**(5), 567–569 (2005).
14. A. M. Siddiqui, G. Cirmi, D. Brida, F. X. Kärtner, and G. Cerullo, "Generation of <7 fs pulses at 800 nm from a blue-pumped optical parametric amplifier at degeneracy," *Opt. Lett.* **34**(22), 3592–3594 (2009).
15. T. Stanislaukas, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R.

- Danielius, A. Piskarskas, and A. Varanavičius, "Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers," *Opt. Express* **22**(2), 1865–1870 (2014).
16. H. Fattahi, C. Y. Teisset, O. Pronin, A. Sugita, R. Graf, V. Pervak, X. Gu, T. Metzger, Z. Major, F. Krausz, and A. Apolonski, "Pump-seed synchronization for MHz repetition rate, high-power optical parametric chirped pulse amplification," *Opt. Express* **20**(9), 9833–9840 (2012).
 17. J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz, and L. Veisz, "Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology," *Opt. Lett.* **36**(16), 3145–3147 (2011).
 18. R. Riedel, M. Schulz, M. J. Prandolini, A. Hage, H. Höppner, T. Gottschall, J. Limpert, M. Drescher, and F. Tavella, "Long-term stabilization of high power optical parametric chirped-pulse amplifiers," *Opt. Express* **21**(23), 28987–28999 (2013).
 19. O. Pronin, M. Seidel, F. Lücking, J. Brons, E. Fedulova, M. Trubetskov, V. Pervak, A. Apolonski, T. Udem, and F. Krausz, "High-power multi-megahertz source of waveform-stabilized few-cycle light," *Nat. Commun.* **6**, 6988 (2015).
 20. S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. Eikema, "Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification," *Opt. Express* **13**(13), 4903–4908 (2005).
 21. V. Lorient, G. Gitzinger, and N. Forget, "Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan," *Opt. Express* **21**(21), 24879–24893 (2013).
 22. E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* **5**(9), 454–458 (1969).
 23. J. Moses, C. Manzoni, S.-W. Huang, G. Cerullo, and F. X. Kärtner, "Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA," *Opt. Express* **17**(7), 5540–5555 (2009).
 24. G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, and L. F. Dimauro, "Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification," *Opt. Lett.* **21**(6), 414–416 (1996).
 25. O. Eduardo, "Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression," *IEEE J. Quantum Electron.* **2**, 1385–1387 (1987).
 26. D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating," *IEEE J. Quantum Electron.* **29**(2), 571–579 (1993).

1. Introduction

Femtosecond wavelength-tunable optical parametric amplification (OPA) systems are indispensable for ultrafast science applications such as time-resolved pump-probe experiments (transient absorption, fluorescence up-conversion, time-resolved photoelectron spectroscopy, time-resolved mass spectrometry), femtosecond digital holography and CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy) [1–8]. Incorporation of optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) technique [9,10] leads to extremely high peak intensity of light which is required by modern laser-matter interaction applications, e.g. HHG (High-Order Harmonic Generation) and attosecond science [11]. A seed source for such system is commonly a Ti:Sapphire femtosecond oscillator [12,13]. Alternatively, white light supercontinuum (WLC) generated by the femtosecond pulses from the regenerative amplifier (Ti:Sapphire, Yb:KGW) can be used as a seed [14,15]. In both cases seed pulses have energy in nJ range and need to be preamplified in femtosecond OPA stage before the amplification in OPCPA stage, where pulses are stretched, parametrically amplified using long picosecond pulses as a pump and finally compressed to femtosecond duration. Picosecond Nd³⁺ doped DPSS (Diode Pumped Solid State) lasers are usually used as a pump.

Conventional approach requires to use a complex femtosecond CPA laser system and optical or electronic synchronization of the femtosecond and picosecond laser systems, which typically operate at different wavelengths [16]. Furthermore, in many strong field applications it is important to have very high temporal contrast in picosecond to nanosecond time scales of the generated femtosecond pulses [10,17]. If pulses from regenerative amplifiers are used in all parametric amplification stages, achievable pulse contrast is limited or requires sophisticated techniques for contrast improvement [17]. During the past few years novel schemes were proposed to overcome the mentioned shortcomings. A passive seed and pump pulse synchronization was experimentally demonstrated by R. Riedel et al. [18] performing the generation of WLC pulses with a small fraction of light from a pump laser based on Yb:glass fiber amplifier. A few-cycle seed formation using a femtosecond Kerr-lens mode-locked thin-disk Yb:YAG oscillator and implementing a two-stage external pulse broadening and compression technique was realized by O. Pronin et al. [19].

In this work, we developed a compact femtosecond wavelength-tunable OPCPA system with a novel front-end, which uses a spectrally broadened picosecond fiber oscillator for seeding picosecond DPSS regenerative amplifier and WLC generation. This approach eliminates the need of seed and pump pulse synchronization therefore greatly simplifying the system and does not require generation of femtosecond pulses for the regenerative preamplifier potentially increasing temporal contrast of final pulses.

2. Experimental setup and results

The principle scheme of our femtosecond wavelength-tunable OPCPA system is presented in Fig. 1. The experimental setup consisted of OPCPA front-end based on white light supercontinuum generation and parametric amplification by femtosecond pulses and picosecond OPCPA amplifier. Picosecond DPSS Nd:YVO₄ laser was used as a pump.

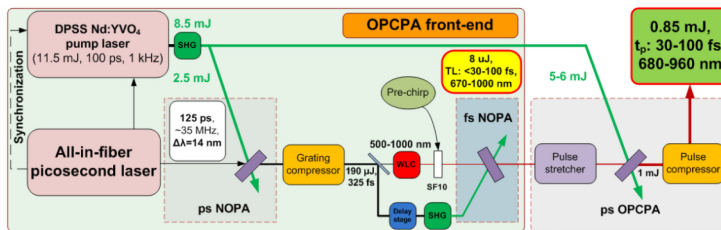


Fig. 1. Principal experimental scheme of the femtosecond wavelength-tunable OPCPA system. Multiple channel all-in-fiber picosecond laser was used to seed DPSS pump laser and a non-collinear optical parametric amplifier (ps NOPA) in order to form pulses for white light supercontinuum (WLC) generation. WLC pulses were preamplified in femtosecond NOPA (fs NOPA) performing wavelength tuning, then stretched to picosecond duration, amplified in one stage OPCPA amplifier and recompressed.

The seed source of the OPCPA front-end and the pump laser was all-in-fiber picosecond laser (Fig. 2) which consisted of three main parts: the picosecond oscillator, the seed formation chain for the regenerative amplifier (RA) and the seed formation chain for non-collinear parametric amplifier (ps NOPA).

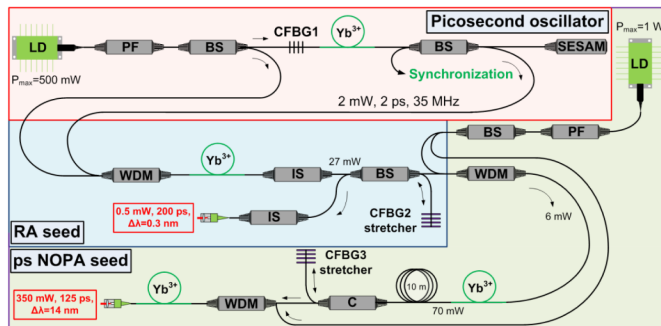


Fig. 2. Principle scheme of picosecond all-in-fiber laser. Passively mode-locked fiber oscillator generated 2 ps pulses which were divided into two branches. In one branch narrowband and chirped pulses were formed in order to seed the DPSS regenerative amplifier. The other branch was used for broadband (~14 nm) pulses formation which were later amplified parametrically, compressed to femtosecond duration and then used to generate WLC.

A passively mode-locked fiber oscillator generated 2 ps transform-limited pulses at 1064.15 nm central wavelength. Pulse duration and the central wavelength of the oscillator were determined by reflectivity spectral profile of chirped fiber Bragg grating (CFBG1). Stable single-pulse mode-locking regime at 35 MHz repetition rate was achieved using semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) as the end mirror of the resonator.

An Yb^{3+} doped polarization maintaining single-mode fiber was used as a gain medium which was pumped with a 976 nm laser diode (LD) through the CFBG1. Fiber oscillator had 2 output ports realized by the 70/30 beamsplitter (BS) which was fusion spliced inside the resonator. Photodetector connected to one port of the beamsplitter was used to synchronize fiber laser with a regenerative amplifier. Average output power from the fiber oscillator was 2 mW.

Ultrafast pulses from the oscillator were amplified in Yb^{3+} doped fiber amplifier to 25 mW and then divided into two branches by 50/50 splitter. In the first branch pulses were stretched to ~200 ps duration by a narrowband CFBG2 while back-reflected to 50/50 splitter to RA seed output port (Fig. 3(a)). A resistive heater element was used to tune the central wavelength of CFBG2 in order to match the seed spectrum to the gain maximum of the RA (Fig. 3(a)). Stretched pulses then were amplified in Nd:YVO₄ regenerative amplifier and a single pass Nd:YVO₄ booster operated at 1 kHz repetition rate to 11.5 mJ energy. The spectral bandwidth and the duration of the amplified chirped pulse was approximately half that of the input pulse due to gain narrowing effect in RA. The resulting duration of the amplified OPCPA pump pulses was 98 ps as spectral narrowing of chirped pulses results in pulse shortening (Fig. 3(b)).

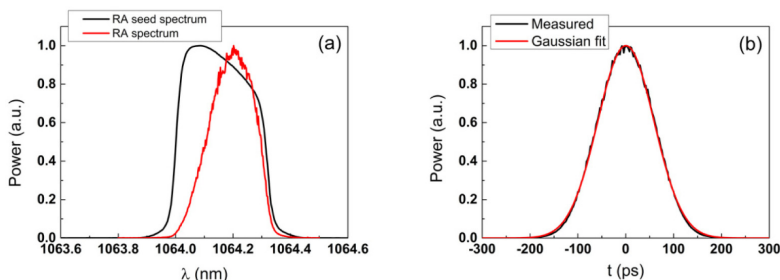


Fig. 3. (a) Spectrum of the regenerative Nd:YVO₄ amplifier seed pulse: red line corresponds to measured RA output spectrum; (b) Autocorrelation trace of the regenerative amplifier output pulses. The retrieved pulse duration was 98 ps at FWHM when fitted with Gaussian function.

The second branch of the fiber laser was used as a seed for generation of WLC. At the beginning, pulses were amplified to 2 nJ energy in Yb^{3+} doped fiber amplifier (Fig. 2). After the amplification pulse spectrum due to self-phase modulation (SPM) was broadened to ~14 nm in a single-mode polarization-maintaining fiber (Fig. 4(a)). Then, pulses were stretched to 125 ps by a broadband CFBG3. The CFBG3 was designed in such a way that cumulative second and third order dispersion of the CFBG3 and of the nonlinear fiber was compensated by the grating compressor to achieve shorter pulse duration and better contrast. After CFBG3 stretcher pulses were amplified in another fiber amplifier to 350 mW (10 nJ pulse energy) and directed to a non-collinear optical parametric amplifier (NOPA).

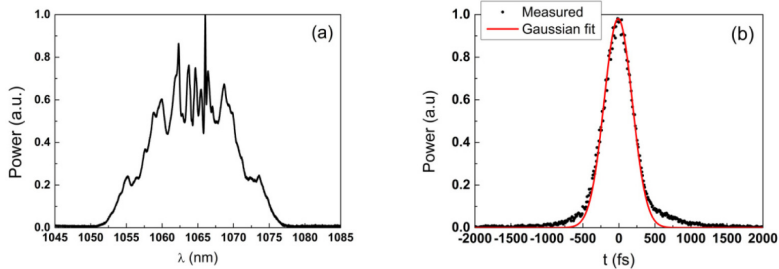


Fig. 4. (a) Spectrum of the NOPA seed pulses; (b) Autocorrelation trace of the compressed pulses used to generate WLC. The retrieved compressed pulse duration was 325 fs at FWHM when fitted with Gaussian function.

Pulses from DPSS laser were frequency doubled with 74% conversion efficiency (8.5 mJ@532 nm) in 6 mm length LBO crystal. Then the second harmonic pulses were split to two parts – the first was used as NOPA pump. 7 mm type I BBO picosecond NOPA crystal (phase matching angle $\theta \approx 23^\circ$) was pumped by 2.5 mJ at 532 nm wavelength and produced 190 μ J amplified signal pulse energy. The parametric amplification factor was $1.9 \cdot 10^4$ with 7.6% pump energy conversion to signal wave. The pulse-to-pulse energy stability of the amplified signal measuring every pulse during 15 s period was $\sim 0.6\%$ rms which was comparable to the pump pulse stability which demonstrates that the parametric amplifier was working close to saturation regime. The ratio of the signal and pump pulse duration was set to ~ 1.25 aiming to achieve high amplification efficiency and to apodize the oscillatory spectrum structure (Fig. 4(a)) caused by SPM in fiber and improve compressed pulse contrast. After first NOPA stage, pulses were compressed down to 325 fs duration (Fig. 4(b)) in a diffraction grating compressor. 1600 grooves/mm transmission diffraction gratings working in Littrow configuration were used. The efficiency of the compressor was 63%.

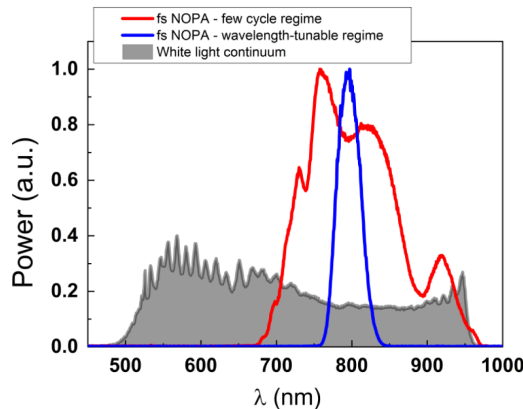


Fig. 5. White light continuum generated in 5 mm Sapphire plate (grey curve), femtosecond NOPA output in a few cycle regime (red curve) and wavelength-tunable regime (blue curve). In order to remove 1064 nm radiation longer wavelengths (>960 nm) were filtered using short-pass filter.

A small part ($\sim 1 \mu\text{J}$) of the parametrically amplified and compressed pulses was focused on a 5 mm sapphire plate to generate WLC (Fig. 5, gray shaded area). Focusing conditions and pulse energy were chosen to produce smooth and stable WLC. The remaining energy ($115 \mu\text{J}$) was frequency doubled in a 2.5 mm thick BBO crystal with a $\sim 57\%$ efficiency ($65 \mu\text{J}@532 \text{ nm}$) and later used as a pump for femtosecond NOPA. Parametric amplification was realized in a 1.2 mm thick BBO crystal (type I) at a phase matching angle $\theta = 24^\circ$ and a non-collinearity angle $\alpha \approx 2.4^\circ$ in order to reach the broadest amplification bandwidth [9,20]. The spot size of the pump beam in the crystal was adjusted to achieve the highest intensity but avoiding significant generation of the parametric fluorescence.

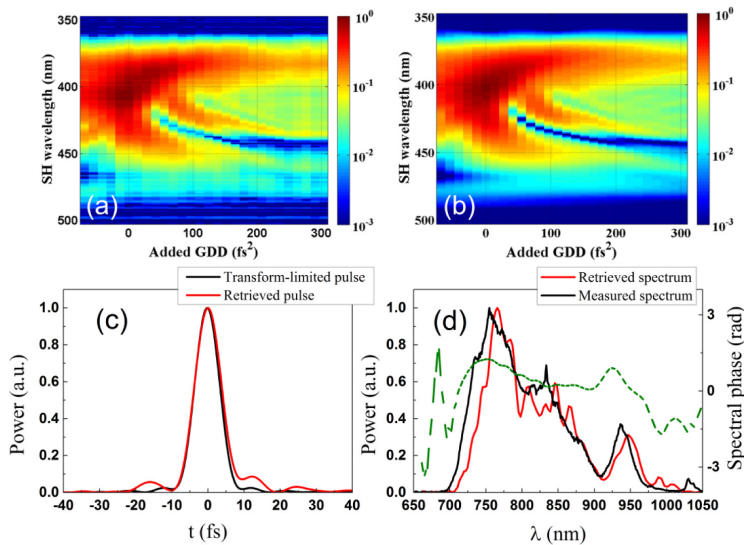


Fig. 6. The results of pulse characterization after a non-collinear parametric amplification of a broadband supercontinuum seed and dispersion compensation with a prism compressor. The measurement was realized using chirpscan method: (a) experimentally measured chirpscan trace; (b) numerically retrieved chirpscan trace; (c) retrieved pulse envelope compared with transform-limited pulse; (d) measured and retrieved pulse spectra and retrieved spectral phase (dashed green trace).

The broadband supercontinuum spanning from 700 to 1050 nm (Fig. 6(d)) was amplified up to $2.5 \mu\text{J}$. In order to achieve shortest possible pulse duration from the femtosecond NOPA, we had to compensate the material dispersion of the system. Although only reflective optics were used after the WLC generation, pulses experienced temporal broadening passing through the sapphire plate and BBO crystal. We used a fused silica prism compressor and a pair of N-BK7 glass wedges for the fine tuning of the dispersion in the system. The chirpscan method [21] was used to characterize output pulses. Chirpscan diagrams and retrieved pulse envelope (red curve) are shown in Fig. 6. Obtained pulse duration at FWHM was 8.5 fs compared to 7.9 fs transform-limited pulse duration corresponding to the measured spectrum (Fig. 6(d)).

The next aim of this experimental work was to realize a wavelength-tunable OPCPA. In order to achieve this, WLC pulses were stretched to $\sim 1.2 \text{ ps}$ in 10 mm thickness SF10 glass block. Wavelength tuning was performed by varying the delay between the pump and the chirped signal pulses in the femtosecond NOPA stage. Close to 300 fs duration pump pulse

was slicing stretched WLC pulses during amplification in NOPA crystal and limiting their bandwidth. Pre-chirped WLC was amplified up to 8 μJ energy and spectrum of the pulses corresponded to ~ 30 fs transform-limited pulse duration (Fig. 5, blue curve). The tuning range of NOPA output pulses was 670-1000 nm, and was limited by the amplification bandwidth of BBO crystal at phase matching conditions described before.

For further amplification in the OPCPA stage, pulses were stretched to the duration of 40 ps by diffraction grating stretcher in Treacy configuration [22]. We used 1500 grooves/mm density diffraction gratings. The efficiency of the stretcher was $\sim 85\%$. Stretched pulse duration was chosen in order to optimize efficiency and bandwidth of the amplifier [23]. BBO crystal (type I) with the length of 7 mm was used for the OPCPA amplifier. Pulses were amplified up to 1 mJ energy by using 5 mJ 100 ps frequency doubled pump pulses from DPSS laser. Amplified pulse-to-pulse energy stability was 0.5% rms measuring every pulse during 15 s period. Offner-type compressor [24] with $\sim 85\%$ efficiency was used to recompress pulses after the amplification. The compressor consisted of one 1500 grooves/mm diffraction grating and two spherical concentric silver coated mirrors. The first mirror was concave (ROC = 500 mm) and the second was convex (ROC = -250 mm). When beam incidence angle to the diffraction grating of Offner compressor is equal to the one of Treacy stretcher, this stretcher-compressor tandem is self-compensating for all orders of dispersion [24,25].

The output spectra from the OPCPA at different central wavelengths are shown in Fig. 7(a). For each central wavelength the distance between the diffraction grating and the concave mirror in Offner-type compressor was optimized to achieve the shortest pulse duration. The pulses were characterized using multiple-shot SHG FROG autocorrelator. Mechanical construction of our experimental setup limited the pulse duration and contrast achieved throughout the full range of wavelength tuning (Fig. 7(b)).

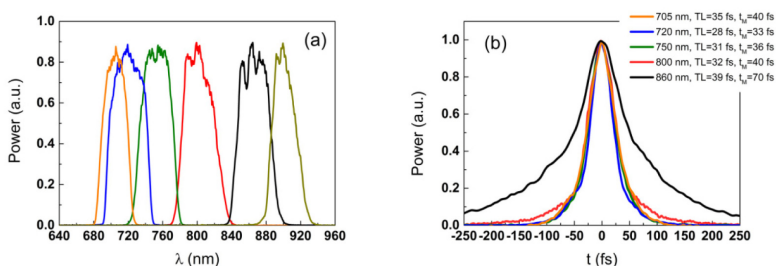


Fig. 7. (a) Pulse spectra at the OPCPA system output when performing wavelength tuning; (b) experimentally measured autocorrelation traces of the compressed pulses at different central wavelengths. The pulse duration was calculated at FWHM assuming Gaussian deconvolution parameter (~ 1.41). The legend shows the measured pulse duration (t_m) compared with transform limit calculated from the pulse spectrum.

There was no possibility to properly align and equalize the critical geometric parameters of pulse stretcher and compressor performing the wavelength tuning at the same time. Such misalignment caused pulse phase distortions due to the third order residual dispersion which can be clearly seen from the autocorrelation trace at 860 nm (Fig. 7(b)) where the measured pulse duration was nearly twice longer than the transform limit and had characteristic pedestal indicating uncompensated third order dispersion. The stretcher-compressor scheme will be optimized in near future and should lead to compressed pulse duration of less than 40 fs in the whole tuning range.

In this experiment the alignment of pulse stretcher and compressor was optimized to achieve shortest pulse duration in the central wavelength range of 705-800 nm. The measured

pulse durations in this range were less than 40 fs and close to the transform limit calculated from the pulse spectra (28-35 fs). We performed retrieval calculations of the pulse envelope using FROG algorithm [26] for the measurement at 750 nm central wavelength (Fig. 8). The FROG retrieval error was 0.38% on a 256×256 grid. The pulse duration calculated from the autocorrelation trace and FROG retrieval were identical and equal to 36 fs. As it can be seen from the Fig. 8, small amount of residual phase was still present after the optimization of the compressor which resulted in an asymmetrical tail at the trailing edge of the pulse.

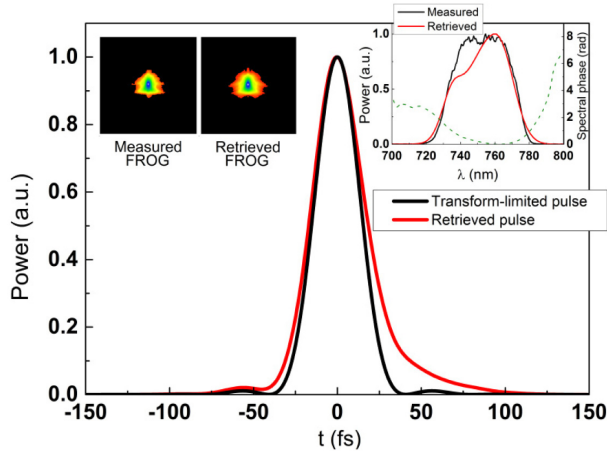


Fig. 8. Envelope of the compressed pulse retrieved from SHG FROG measurement at $\lambda_0 = 750$ nm compared with transform-limited pulse calculated from the measured spectrum. Inset - measured pulse spectrum compared with retrieved spectrum and retrieved spectral phase (dashed green trace).

In order to characterize the beam quality at the output of the system, we measured the beam radius versus the distance from the beam waist. At low amplified pulse energy (<0.3 mJ) the beam quality parameter M^2 was 1.21 (Fig. 9(a)). At the highest achievable pulse energy the beam quality got worse ($M^2 = 1.52$) (Fig. 9(b)) likely due to parametric back-conversion at the peak of Gaussian beam in the BBO crystal.

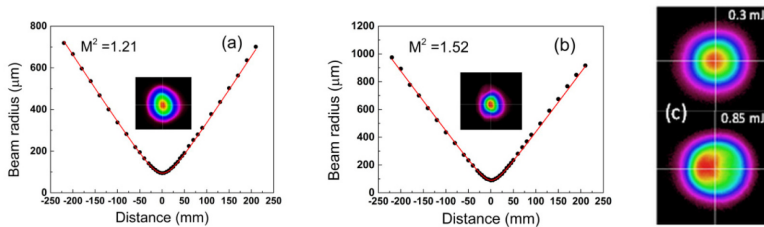


Fig. 9. 4σ beam radius at the system output versus distance from the waist location measured (a) at low output pulse energy (<0.3 mJ) and (b) at the highest achievable pulse energy at the system output (0.85 mJ); (c) beam profiles at the plane of OPCPA crystal at 0.3 mJ and 0.85 mJ amplified pulse energies.

This effect was verified by measuring amplified signal beam profile at the plane of BBO crystal perpendicular to propagation axis using 4-f imaging lens system (Fig. 9(c)). At the maximum pump intensity the peak of the beam profile shifted from the beam center due to parametric back-conversion and walk-off.

3. Conclusions

We have developed a compact femtosecond tunable OPCPA system with a picosecond all-in-fiber seed laser and a picosecond DPSS pump laser. Pulses from fiber laser were spectrally broadened in optical fiber, parametrically amplified, compressed to femtosecond duration and then used to generate white light supercontinuum signal which was amplified in a femtosecond broadband non-collinear optical parametric amplifier and compressed down to 8.5 fs. This corresponded to 3 optical cycles and nearly transform-limited pulse duration.

After OPCPA amplifier and compressor we obtained high spatio-temporal quality pulses with energy up to 0.85 mJ and pulse duration down to 40 fs. In this case the wavelength tunability in the spectral range of 680-930 nm was experimentally demonstrated.

This concept opens a path for the development of compact femtosecond high energy tunable hybrid laser systems, incorporating advantages of fiber and solid-state laser technologies, which may be adopted in a variety of ultrafast laser applications.

Funding

Research Council of Lithuania (LAT-10/2016).

V PUBLIKACIJA

53 W average power
CEP-stabilized OPCPA system
delivering 5.5 TW few cycle
pulses at 1 kHz repetition rate

R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius

Optics Express **25**(5), 5797 (2017)

Perspausdinta su The Optical Society leidimu.

© The Optical Society.

53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate

RIMANTAS BUDRIŪNAS,^{1,2} TOMAS STANISLAUSKAS,^{1,2} JONAS ADAMONIS,³ AIDAS ALEKNAVIČIUS,³ GEDIMINAS VEITAS,² DARIUS GADONAS,² STANISLOVAS BALICKAS,³ ANDREJUS MICHAILOVAS,^{3,4} AND ARŪNAS VARANAČIUS¹

¹Vilnius University Laser Research Center, Saulėtekio Ave. 10, LT-10222 Vilnius, Lithuania

²Light Conversion Ltd., 2b Keramikų str., LT-10223 Vilnius, Lithuania

³Ekspla UAB, 237 Savanorių Ave., LT-02300, Vilnius, Lithuania

⁴Institute of Physics, Center for Physical Sciences and Technology, 231 Savanorių Ave., LT-02300, Vilnius, Lithuania

*rimantas.budriunas@lightcon.com

Abstract: We present a high peak and average power optical parametric chirped pulse amplification system driven by diode-pumped Yb:KGW and Nd:YAG lasers running at 1 kHz repetition rate. The advanced architecture of the system allows us to achieve >53 W average power combined with 5.5 TW peak power, along with sub-220 mrad CEP stability and sub-9 fs pulse duration at a center wavelength around 880 nm. Broadband, background-free, passively CEP stabilized seed pulses are produced in a series of cascaded optical parametric amplifiers pumped by the Yb:KGW laser, while a diode-pumped Nd:YAG laser system provides multi-mJ pump pulses for power amplification stages. Excellent stability of output parameters over 16 hours of continuous operation is demonstrated.

© 2017 Optical Society of America

OCIS codes: (190.4970) Parametric oscillators and amplifiers; (230.4320) Nonlinear optical devices; (140.3280) Laser amplifiers; (140.3480) Lasers, diode-pumped; (320.7090) Ultrafast lasers.

References and links

1. A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* **88**(4-6), 437–440 (1992)
2. H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, A. Alismail, L. Vámos, A. Schwarz, O. Pronin, J. Brons, X. T. Geng, G. Arisholm, M. Ciappina, V. S. Yakovlev, D.-E. Kim, A. M. Azezer, N. Karpowicz, D. Sutter, Z. Major, T. Metzger, and F. Krausz, "Third-generation femtosecond technology," *Optica* **1**(1), 45–63 (2014)
3. B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, "Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum," *Opt. Lett.* **28**(20), 1987–1989 (2003)
4. F. Silva, M. Miranda, B. Alonso, J. Rauschenberger, V. Pervak, and H. Crespo, "Simultaneous compression, characterization and phase stabilization of GW-level 1.4 cycle VIS-NIR femtosecond pulses using a single dispersion-scan setup," *Opt. Express* **22**(9), 10181–10191 (2014)
5. S. Hädrich, M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Rothhardt, R. Klas, T. Gottschall, T. Eidam, A. Drozdy, P. Jójárt, Z. Várallyay, E. Cormier, K. Osvay, A. Tünnemann, and J. Limpert, "Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power," *Opt. Lett.* **41**(18), 4332–4335 (2016)
6. F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens, and T. Nagy, "Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers," *Laser Phys. Lett.* **11**(9), 095401 (2014)
7. S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, and K. Midorikawa "Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression," *Opt. Lett.* **35**(11), 1887–1889 (2010)
8. B. Langdon, J. Garlick, X. Ren, D. J. Wilson, A. M. Summers, S. Zigo, M. F. Kling, S. Lei, C. G. Elles, E. Wells, E. D. Poliakoff, K. D. Carnes, V. Kumarappan, I. Ben-Itzhak, and C. A. Trallero-Herrero, "Carrier-envelope-phase stabilized terawatt class laser at 1 kHz with a wavelength tunable option," *Opt. Express* **23**(4), 4563–4572 (2015)
9. T. Stanislauskas, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas, and A. Varanavičius, "Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond

- Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers,” *Opt. Express* **22**(2), 1865–1870 (2014)
10. S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. E. Eikema, “A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification,” *Opt. Express* **14**(18), 8168–8177 (2006)
 11. D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, “Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification,” *Opt. Lett.* **34**(16), 2459–2461 (2009)
 12. J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate,” *Opt. Express* **20**(10), 10870–10878 (2012)
 13. L. E. Zapata, H. Lin, A.-L. Calendron, H. Cankaya, M. Hemmer, F. Reichert, W. R. Huang, E. Granados, K.-H. Hong, and F. X. Kärtner, “Cryogenic Yb:YAG composite-thin-disk for high energy and average power amplifiers,” *Opt. Lett.* **40**(11), 2610–2613 (2015)
 14. M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestae, M. Plötner, J. Limpert, and A. Tünnermann, “1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser,” *Opt. Lett.* **41**(15), 3439–3442 (2016)
 15. K. Michailovas, A. Baltuška, A. Pugžlys, V. Smilgevičius, A. Michailovas, A. Zaukevičius, R. Danilevičius, S. Frankinas, and N. Rusteika, “Combined Yb/Nd driver for optical parametric chirped pulse amplifiers,” *Opt. Express* **24**(19), 22261–22271 (2016)
 16. H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang, J. Brons, O. Pronin, T. Buberl, L. Vámos, G. Arisholm, A. M. Azeer, and F. Krausz, “High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier,” *Opt. Lett.* **41**(6), 1126–1129 (2016)
 17. L. E. Zapata, F. Reichert, M. Hemmer, and F. X. Kärtner, “250 W average power, 100 kHz repetition rate cryogenic Yb:YAG amplifier for OPCPA pumping,” *Opt. Lett.* **41**(3), 492–495 (2016)
 18. M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schmitzler, P. Russbueltd, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella, “Yb:YAG Innoslab amplifier: efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification,” *Opt. Lett.* **36**(13), 2456–2458 (2011)
 19. F. Batysta, R. Antipenkov, J. Novák, J. T. Green, J. A. Naylor, J. Horáček, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, T. Mazanec, B. Himmel, P. Bakule, and B. Rus, “Broadband OPCPA system with 11 mJ output at 1 kHz, compressible to 12 fs,” *Opt. Express* **24**(16), 17843–17848 (2016)
 20. C. Homann and E. Riedle, “Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier,” *Las. Phot. Rev* **7**(4), 580–588 (2013)
 21. C. Manzoni, J. Moses, F. X. Kärtner, and G. Cerullo, “Excess quantum noise in optical parametric chirped-pulse amplification,” *Opt. Express* **19**(9), 8357–8366 (2011)
 22. J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz, and L. Veisz, “Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology,” *Opt. Lett.* **36**(16), 3145–3147 (2011)
 23. S. Adachi, N. Ishii, Y. Kobayashi, Y. Nomura, J. Itatani, T. Kanai, and S. Watanabe, “Carrier-envelope phase control of few-cycle parametric chirped-pulse amplifier,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**(3), 032703 (2010)
 24. Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, T. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Takunori, T. Kobayashi, G. Marcus, F. Krausz, R. Kienberger, and N. Karpowicz, “Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm ,” *Opt. Lett.* **37**(23), 4973–4975 (2012)
 25. R. Budriūnas, T. Stanislauskas, and A. Varanavičius, “Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system,” *J. Opt.* **17**(9), 094008-1–094008-8 (2015)
 26. A. Baltuška, T. Fuji, and T. Kobayashi, “Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers,” *Phys. Rev. Lett.* **88**(13), 1333901–1333905 (2002)
 27. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, and A. Zaukevičius, “Formation of flat top picosecond pump pulses for OPCPA systems by cascade second harmonic generation,” *Lith. J. Phys.* **52**(3), 193–202 (2012)
 28. J. Adamonis, A. Aleknavičius, K. Michailovas, S. Balickas, V. Petrauskienė, T. Gertus, and A. Michailovas, “Implementation of a SVWP-based laser beam shaping technique for generation of 100-mJ-level picosecond pulses,” *Appl. Opt.* **55**(28), 8007–8015 (2016)
 29. T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, and L. Veisz, “Dispersion control with reflection gratings of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave,” *Opt. Express* **18**(26), 27900–27909 (2010)
 30. V. Lorient, G. Gitzinger, and N. Forget, “Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan,” *Opt. Express* **21**(21), 24879–24893 (2013)

1. Introduction

Optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA), first demonstrated in 1992 [1], is becoming the standard technique for producing few cycle, high intensity pulses for attosecond science and high field experiments [2]. So far, the dominant technology for generation of intense pulses with durations down to the near-single-cycle regime has been nonlinear pulse

compression in gas-filled capillaries [3, 4]. Although scaling of this approach to 216 W of average power has been demonstrated [5], the output energy from hollow fiber compressors is limited to a few mJ [6, 7] due to limited aperture of the capillaries. On the other hand, multimillijoule, CEP stabilized pulses with TW-level peak powers can be produced by advanced Ti:sapphire systems, but the pulse duration is on the order of 25 fs [8]. OPCPA schemes based on BBO crystals pumped by the second harmonic of lasers operating at 1 μm have been demonstrated to be capable of reaching TW peak power in low repetition rate flashlamp pumped systems [9–11], and produce few cycle pulses with much lower pulse energies, but at average power up to 22 W, when pumped by fiber-based lasers [12]. The recent massive improvements in the quality and availability of diode-pumped, high average power solid-state lasers [2, 13–19], providing multimillijoule pulses for OPCPA pumping at ≥ 1 kHz repetition rates allows boosting the average powers of few cycle TW-scale OPCPA system to the range of tens of watts.

Alongside peak and average power, pulse temporal contrast is an extremely important parameter that must be controlled in strong field experiments. In terms of output pulse contrast, OPCPA is advantageous to traditional chirped pulse amplification systems because of the instantaneous nature of the process, which limits amplification to the temporal window defined by the pump pulse. However, it has been noted in the literature that if the OPCPA seed pulse is contaminated by amplified spontaneous emission (ASE), the ASE background is amplified along with the signal within the temporal window of the pump pulse [11]. Furthermore, the contrast of OPCPA output is always degraded by amplified parametric fluorescence (APF). Although APF is inevitable in a parametric amplifier, its level can be reduced by careful design of high-gain amplification stages [20], optimizing seed and pump pulse durations [21], using higher energy seed pulses, and employing nonlinear pulse cleaning techniques [11, 22]. Carrier envelope phase (CEP) control is another essential prerequisite for a number of the few cycle laser applications in strong-field research, in particular for experiments on generation of isolated attosecond pulses. Nowadays, both active and passive CEP stabilization are well established techniques providing CEP control in different types of laser systems. However, only a few CEP stable few cycle OPCPA systems producing CEP-stable pulses with energies exceeding 1 mJ have been reported [23, 24].

In this paper we present an OPCPA system consisting of femtosecond and picosecond noncollinear parametric amplifiers seeded by passively stabilized broadband pulses from a continuum generator. The system delivers sub-3-cycle, 53.8 mJ pulses, centered at 880 nm. Using a diode-pumped Nd:YAG laser system as the pump source allows us to produce these pulses at 1 kHz repetition rate, corresponding to >53 W average power. We show how several improvements to the well-known OPCPA scheme based on BBO crystals pumped at 532 nm allow us to combine the few-cycle pulse duration and multi-TW peak power with passive, sub-220 mrad CEP noise, high temporal contrast, and excellent long-term stability. To the best of our knowledge, the system described here delivers the highest average power currently achieved among CEP-stabilized, few-cycle, TW-class laser systems.

2. OPCPA setup

The layout of the OPCPA setup is presented in Fig. 1. The system consists of a front-end based on a commercial industrial-grade femtosecond Yb:KGW laser (Pharos, Light Conversion Ltd.), a specially designed diode-pumped Nd:YAG picosecond pump laser (Ekspla UAB), and 4 picosecond OPCPA stages, preceded by a seed pulse stretcher (grism pair + acousto-optic programmable dispersive filter) and followed by a compressor (bulk glasses and positive GDD chirped mirrors).

The design of the femtosecond front-end is based on our previous setup described in detail in [25]. Passively CEP stabilized pulses [26] at 1.5 μm are produced by generating the difference frequency between frequency doubled Yb:KGW laser pulses and the long-wave wing of a

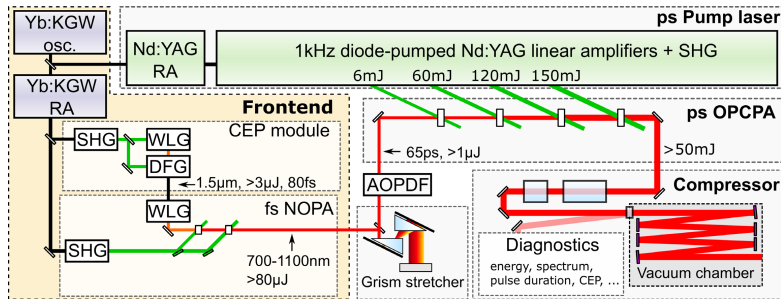


Fig. 1. Schematic drawing of the OPCPA system. Osc.: oscillator; RA: regenerative amplifier; SHG: second harmonic generator; WLG: white light generator; NOPA: noncollinear optical parametric amplifier; OPCPA: optical parametric chirped pulse amplifier; AOPDF: acousto-optic programmable dispersive filter

continuum produced by the second harmonic of Yb:KGW laser pulses. The difference frequency (DF) pulses are focused into a sapphire plate to generate a CEP stabilized continuum, whose short-wave wing is amplified in two noncollinear optical parametric amplification (NOPA) stages pumped by the major part of the Yb:KGW regenerative amplifier (RA) output energy. All three-wave mixing stages are realized in BBO crystals. Although a broader gain bandwidth can be achieved with BBO crystals pumped at 515 nm, the fs NOPA is optimized to maximize energy transfer to the 700 nm – 1100 nm range, compatible with the picosecond amplification stages pumped at 532 nm. The front-end output energy is 80 μ J. Short-term CEP noise of the front-end was measured to be below 100 mrad.

Figure 2 shows a simplified schematic drawing of the picosecond pump laser (PPL), which is based on Nd:YAG active material. The PPL is seeded by the Yb:KGW master oscillator, which enables straightforward pump-seed synchronization for the OPCPA. The oscillator is optimized to provide ≈ 50 pJ energy within the amplification band of Nd:YAG. This is sufficient to reliably seed the first Nd:YAG-based regenerative amplifier (RA1), in which the oscillator pulses are amplified to ≈ 100 μ J and stretched to 95 ps. Output of RA1 is split in equal parts to seed three more regenerative amplifiers (RA2-RA4), each producing 1.8 mJ pulses.

RA2 output pulses are directed to a pulse envelope shaper based on cascaded second harmonic generation [27]. The shaped pulses are amplified to 10 mJ in a diode pumped power amplifier, and frequency doubled in a 12 mm type I LBO crystal (SH1), providing 6 mJ at 532 nm. The SH1 pulse features an intensity plateau, extending over 100 ps. The flattened temporal pulse profile, measured with a streak camera (C5680, Hamamatsu Photonics) is shown in Fig. 3(a). Meanwhile, the beam profile remains nearly Gaussian, as shown in Fig. 3(b). The pulse shaper is operated at $\approx 50\%$ pump depletion, as our research has indicated that around this value the pulse shape is the most robust against minor variations of input parameters. All nonlinear crystals in the pump laser are held in temperature-controlled ovens to maintain stable phase matching and prevent crystal degradation due to moisture condensation.

Gaussian output beams from the other two regenerative power amplifiers are converted to super-Gaussian beams using spatially variable beam shapers [28], and directed to two identical power amplifier chains. The amplifier chains are comprised of five quasi-continuous-wave diode side-pumped laser modules (Northrop Grumman Ltd) with 76 mm long Nd:YAG laser rods. The PPL amplifier chains are described in detail in [28]. Outputs from first amplifier chain are collinearly combined in an LBO crystal for type II second harmonic generation, providing Beam

3 with 120mJ pulse energy (see Fig. 2). The length of the SH crystal was chosen to maintain the temporal shape of the residual fundamental beam similar to that of Beam 1. This residual beam is frequency doubled once more, providing Beam 2 with an energy of 60 mJ and a flattened temporal shape. Meanwhile, outputs from the second amplifier chain are combined in a type II LBO crystal for non-collinear second harmonic generation, providing Beam 4 with 150 mJ of energy. The noncollinear configuration simplifies the separation of the second harmonic from the fundamental, avoiding the use of dichroic optics in the highest energy beam. Beams 2, 3 and 4 possess super-Gaussian (roughly 12th order) spatial profiles (see Fig. 3(c)). The combined power of the 532 nm outputs exceeds 300 W, while energy noise amounts to $\approx 0.5\%$ RMS in all channels. The configuration of the picosecond pump laser with four different output channels is well suited for OPCPA pumping, because the temporally flattened pulses in the first two output channels help to maintain a broad signal spectrum in the high-gain OPCPA stages, while the super-Gaussian spatial profiles of beams 2-4 ensure efficient energy extraction in the low gain, power amplifier-type OPCPA stages.

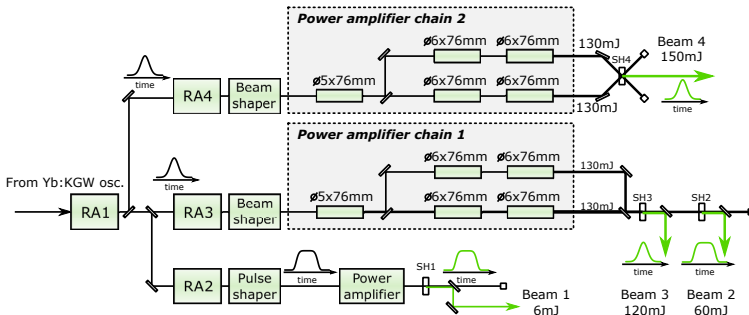


Fig. 2. Simplified schematic drawing of the picosecond pump laser. RA1 ... RA4: regenerative amplifiers; SH1 ... SH4: second harmonic crystals

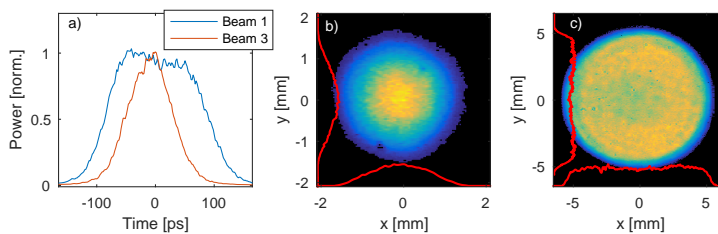


Fig. 3. Parameters of the picosecond pump laser. (a) Temporal profiles of Beam 1 and Beam 3; (b) spatial profile of Beam 1; (c) spatial profile of Beam 3

The seed pulses are stretched to ≈ 65 ps in a negative dispersion grism stretcher [29]. An acousto-optical programmable dispersive filter (AOPDF; Dazzler, Fastlite) is used for fine control of the spectral phase and compensation of slow CEP drift. After the stretcher and AOPDF, slightly more than $1 \mu\text{J}$ of energy remains for seeding the first picosecond OPCPA stage. Type I phase matching and internal noncollinearity angle $\approx 2.1^\circ$ are chosen for the

four BBO-based parametric amplification stages pumped by the picosecond Nd:YAG laser. Due to the long duration of the Nd:YAG laser pulses and the correspondingly high seed pulse stretching factor, the OPCPA system is not very sensitive to pump-seed timing jitter, and the synchronization provided by seeding the seed and pump arms of the system from one master oscillator is sufficient to avoid timing jitter-related effects. However, a slow feedback loop, operating on a motorized delay line, had to be implemented to compensate for slow thermal drifts of oscillator and regenerative amplifier cavity lengths, which introduce a pump-seed delay drift on the scale of a few picoseconds per hour. At the output of the final amplification stage, signal energies up to 67 mJ are measured, and bandwidth sufficient for < 9 fs pulses is maintained. The pump beams for all picosecond stages are relay imaged from the pump laser, ensuring excellent long-term stability and uniform beam profiles. The parameters of the picosecond amplification stages are summarized in Table 1.

Table 1. Parameters of the picosecond amplification stages

Stage	E_{pump} [mJ]	I_{pump} [GW/cm ²]	E_{signal} [mJ]	$\sigma(E_{signal})$ [%]	$l_{crystal}$ [mm]	η_{p-s} [%]
Seed	-	-	0.001	0.2	-	-
1	5	6	0.22	2.2	6	3.98
2	54	4	7.5	0.9	6	13.5
3	102	3	33.8	0.8	4	25.7
4	138	3	67.5	0.75	2.5	24.6
4*			53.7	0.5	4	14.4

The energy conversion efficiency in the first two stages is low due to the long flat-top pump pulse duration. Furthermore, the first stage is deliberately kept unsaturated to minimize parametric fluorescence. The power amplifier stages are strongly saturated and show pump-to-signal conversion $\eta_{p-s} \approx 25\%$. 2.5 mm and 4 mm crystals were tested for the final amplification stage. Due to the high seed energy, gain saturation is easily reached even with the modest pump intensity $I_p \approx 3$ GW/cm² and relatively thin 2.5 mm crystal. With the 4 mm crystal, the efficiency is substantially degraded due to strong back-conversion. However, this improves the energy stability $\sigma(E_{signal})$, which may be a desirable trade-off in some cases. The stability values given in the table are the standard deviation (STD) of pulse energies sampled over 2 seconds (2000 shots). It is notable that even though there is strong back-conversion of energy from the signal to the pump with the longer crystal, the beam profiles obtained in the two cases were very similar. We attribute this to the highly uniform top-hat profiles of both signal and pump beams.

The amplified signal beam is expanded to 70 mm diameter ($1/e^2$ level), reflected from a deformable mirror (ILAO Star, Imagine Optic SA) and sent to a bulk glass compressor, where the pulse is shortened to ≈ 500 fs. The compressor consists of, in total, 350 mm of SF-57 and 100 mm of fused silica, all with a clear aperture 100 mm. Final compression to transform-limited < 9 fs duration is performed with 8 positively chirped mirrors (Ultrafast Innovations) placed in a vacuum chamber. When paired with the AOPDF, a single chirped mirror design produced sufficiently good results, eliminating the need to use matched chirped mirror pairs. The total throughput of the components after the final amplifier is $\approx 80\%$, which yields an output of 53.8 mJ, corresponding to 5.5 TW peak power. Due to limited availability, we had to use several FS windows to reach the required total length. This limits the efficiency of the compressor quite severely; we estimate that replacing the numerous windows with a single FS block could improve the transmission to 88%.

A reflection from an uncoated FS window before the vacuum chamber is sent to an array of diagnostics, including measurements of pulse energy, duration, beam profile, CEP, pointing

stability, and wavefront. The diagnostics path includes an identical set of chirped mirrors to equalize GDD oscillations in the two beams. The energy available for diagnostics is ≈ 1.5 mJ, which allows us to generate the continuum required for CEP measurement simply in ambient air.

3. OPCPA output parameters and long-term performance

3.1. Long-term stability of the femtosecond front-end

The reliability of the front-end is a crucial factor because most of the optimization work cannot be performed during downtime of the front-end. Although passive CEP stabilization eliminates the typically problematic step of CEP-stabilizing the laser oscillator, the passive CEP stabilization module is still quite sensitive to input beam drift because of the tight focusing required for producing and amplifying the long-wave wing of the 515 nm-pumped continuum. Therefore, care was taken to minimize the physical dimensions of the CEP stabilization module to make it mountable directly on the Yb:KGW laser assembly. As can be seen in Fig. 4, this approach enables us to run the CEP stabilization module for more than a week without any adjustments. We note that the signal beam of the DFG stage was used for this measurement; however, it is well known that the energy of the DFG signal beam is directly related to the energy of the idler beam. A two-point beam stabilization system after the fs NOPA ensures a constant seed beam path through the stretcher, minimizing change of dispersion through days of operation, even though the front-end and the stretcher are on different optical tables.

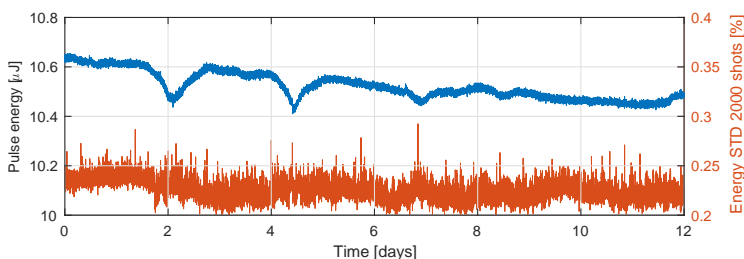


Fig. 4. Passively CEP stabilized seed pulse generator output energy and energy stability measured over a period of 12 days

3.2. OPCPA output characteristics

An overview of the output parameters of our system is given in Fig. 5. Although most of the measurements discussed here were performed in the diagnostics beam, care was taken to check that they correspond well to the parameters of the main beam.

Figure 5(a) shows a temporal pulse profile measured with a self-referenced spectral interferometry (SRSI) device (Wizzler USP, Fastlite), and the corresponding pulse spectrum. The envelope is virtually indistinguishable from the transform limited one. Roughly 3-cycle pulse durations were also confirmed with other pulse characterization methods (chirpscan [30] and autocorrelation). We note that achieving this <8 fs pulse duration typically requires careful optimization of the all parameters of the picosecond parametric amplification stages. As shown later, the typical pulse duration achieved without special effort is <9 fs. The spectrum produced by the femtosecond frontend is also shown for comparison in Fig. 5(b).

An exceptional feature of our system is the high output pulse contrast. A contrast measurement, performed with a high dynamic range third order autocorrelator (Tundra, Ultrafast

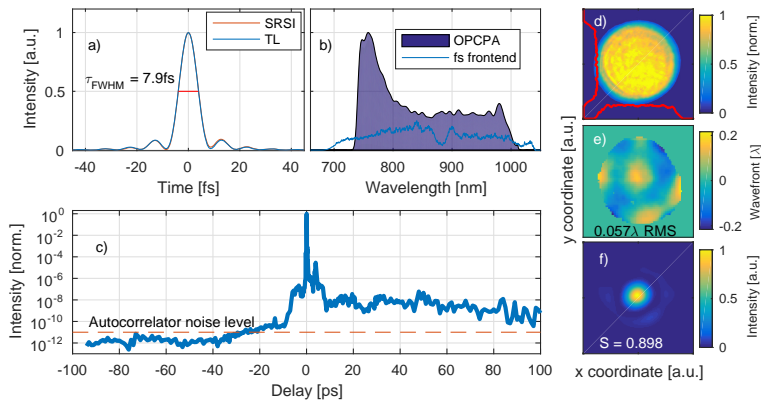


Fig. 5. Characterization of OPCPA output: (a) Measured pulse envelope (SRSI) and theoretical transform-limited pulse envelope (TL) (b) Final output spectrum compared with the fs front-end spectrum (not to scale) (c) Third-order autocorrelation (d) Near-field beam profile (e) Residual wavefront (f) Focal spot calculated using the beam profile and wavefront

Innovations), is given in Fig. 5(c). The measured pre-pulse contrast in the < -20 ps delay range is higher than 10^{11} , limited by the dynamic range of the autocorrelator. Several factors allow for such contrast. First, the seed pulse in our system is derived from a white light continuum (WLC) pumped at $1.5 \mu\text{m}$. We use strong spectral filtering of the $1.5 \mu\text{m}$ pulse to remove any parasitic radiation before WLC generation. Although this does not attenuate parametric fluorescence at the DF wavelength, any noise at this wavelength is well outside the transmission band of the stretcher. Therefore, the continuum pulse is background-free. Although some parametric fluorescence is generated in the femtosecond preamplifier, it is contained within a ≈ 250 fs temporal window defined by the Yb:KGW laser pulse duration, and therefore does not degrade the temporal contrast on the picosecond timescale. Meanwhile, the seed energy reaching the first picosecond stage is $> 1 \mu\text{J}$, which is orders of magnitude higher than the energy available from Ti:sapphire oscillators, commonly used to seed OPCPA systems. Also favorable is the tendency of Nd:YAG amplifiers to form a steep leading pulse edge, enabling us to delay the pump pulses in a way that maximizes the pre-pulse contrast without losing output energy nor bandwidth. We emphasize that this contrast is achieved without nonlinear pulse cleaning after the amplification stages. We also note that, although the autocorrelator is specially adapted for broadband pulses, the acceptance bandwidth of the nonlinear crystals used in the autocorrelator is still too narrow for our system. Therefore, the intensity of the main peak is underestimated, and the actual contrast values could be still higher by a factor of ≈ 4 .

An output beam profile, measured after the bulk compressor, is given in Fig. 5(d). As in the pump beam, intensity modulation in the flat-top area of the beam is on the order of several percent. The focusability of the OPCPA beam is evaluated by computing the far-field beam profile from the beam intensity distribution and wavefront data measured with a Shack-Hartmann sensor (HASO3-128, Imagine Optic SA). Although a Strehl ratio ≈ 0.9 was measured directly after the final ps amplification stage (before beam expansion and pulse compression), a deformable mirror was required to maintain good output focusability due to imperfections of the magnifying telescope and compressor glasses. With the deformable mirror, residual RMS

wavefront error of $< \lambda/17$ and Strehl ratio $S = 0.89$ are achieved (Figs. 5(e) and 5(f)). The faint ring around the main peak in Fig. 5(f) is a consequence of the top-hat beam profile. The beam was also investigated for spatial chirp and angular dispersion, but no significant amounts of either were found. Detailed measurements of the complete space-and-time dependent electric field using the TERMITES method are planned in the near future.

3.3. Long-term OPCPA stability

To demonstrate the long-term stability of our system, we log the key output parameters during a 16-hour run. The measurements are shown in Fig. 6. The displayed parameters are: pulse energy E and its stability $\sigma(E^{(2000)})$ (STD of 2000 shots), pulse duration τ_{FWHM} , $f - 2f$ interferogram, and CEP stability evaluated from the interferogram. The CEP stability graph in Fig. 6(d) shows the STD of CEP values measured over a 10 minute temporal window. CEP is calculated from spectra measured at 1 kHz. No averaging was performed. The mean values and standard deviations of the experimental parameters are also indicated in the figure.

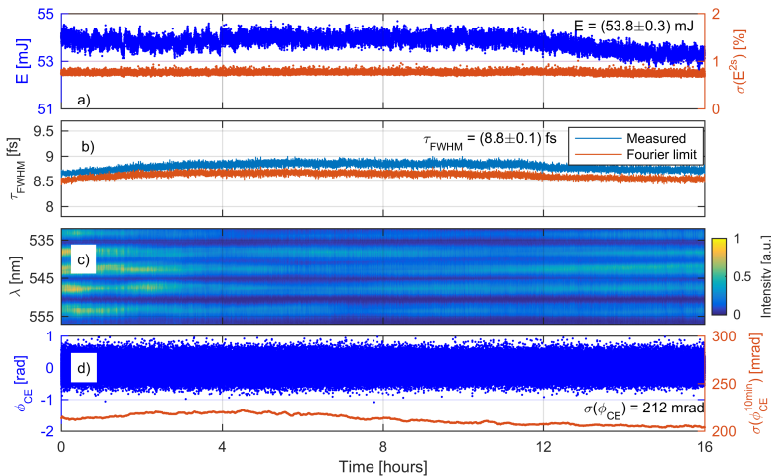


Fig. 6. OPCPA output parameters measured during a 16-hour test run. (a) Pulse energy E and STD of 2000 shots (b) Pulse duration τ_{FWHM} (c) $f - 2f$ interferogram (d) CEP values retrieved from the interferogram and CEP standard deviation over 10 minutes

Overall, 53.8 mJ pulse energy, sub-9 fs pulse duration, and sub-220 mrad CEP jitter was maintained throughout the test. The stability values are among the best demonstrated for laser systems of comparable peak and average power [8, 19]. We note that automated feedback loops had to be set up to correct slow drifts of CEP, output beam direction and OPCPA seed-pump delay.

4. Conclusion and outlook

We have demonstrated an OPCPA system delivering sub-9 fs, 53.8 mJ near-IR pulses at a repetition rate of 1 kHz, corresponding to >53 W average and 5.5 TW peak power. The advanced design of the system enables us to also achieve excellent temporal contrast and maintain <220 mrad CEP stability through multiple hours of operation. To the best of our knowledge,

our system produces the highest average power among CEP-stabilized, multi-TW, few-cycle OPCPA systems reported in the literature.

In the near future, an upgrade is planned, which is expected to enable generation of 6 fs pulses by adding LBO-based OPCPA stages to extend the spectrum to the long-wave side. The upgraded laser system will be installed at the ELI-ALPS laser facility in Szeged, Hungary.

Funding

Lietuvos Mokslo Taryba (MIP-055/2014); Seventh Framework Programme (284464).

VI PUBLIKACIJA

High-energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable femtosecond IR pulses

R. Budriūnas, D. Kučinskas, A. Varanavičius

Applied Physics B **123**, 212 (2017)

Priimta publikuoti straipsnio versija perspausdinta su Springer Nature
leidimu.

© Springer Nature

High-energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable femtosecond IR pulses

Rimantas Budriūnas¹, Dainius Kučinskas¹, Arūnas Varanavičius¹

Vilnius University Laser Research Center, 10 Saulėtekio av., LT-10223, Vilnius, Lithuania

Received: date / Revised version: date

Abstract We report the generation of octave-spanning supercontinuum pulses in an arrangement of thin transparent plates pumped by 60 fs infrared pulses tunable from 1.2 μm to 1.75 μm . We demonstrate that the multiple plate technique allows scaling up the energy of the continuum to the level of hundreds of μJ , while avoiding optical damage and beam breakup due to multiple filamentation. We investigate the spatial and temporal structure of the continuum by performing XFROG and frequency-resolved angular spectra measurements and confirm that the continuum wave packet is well-behaved in time and space and possesses an estimated spectral energy density in excess of 10 nJ/nm throughout the range, which exceeds that of continua generated in bulk solids by more than two orders of magnitude. Finally, we demonstrate for the first time that the carrier-envelope phase stability of the multi-plate continuum is comparable to that of a continuum generated in a bulk medium.

1 Introduction

Ever since the first observation in 1970 [1], supercontinuum generation has attracted significant research interest both due to its wide applicability and the richness of the physical processes involved [2,3]. Generation of broadband and coherent radiation with smooth, multi-octave-spanning spectra by ultrashort pulse filamentation in bulk solids pumped by variety of femtosecond and picosecond pulse sources has been demonstrated [4–8]. High shot-to-shot continuum waveform reproducibility when pumped with CEP-stabilized pulses [5,9] makes the bulk continuum generators a valuable phase-locked seed source for few-cycle optical parametric chirped-pulse amplifiers (OPCPAs) operating in the near- and mid-IR spectral range.

Although much effort has been directed to understanding and control of the continuum generation in bulk media, it was evident that spatially and temporally

coherent continua could only be generated with input pulse peak powers on the order of several critical powers for self-focusing, P_{cr} . For femtosecond pulses, this means that the input pulse energy is in the μJ level, as above such energies the spatio-temporal coherence of the generated continuum is lost due to multiple pulse splitting and/or modulational instability [3,10]. Furthermore, because of the relatively low efficiency of the process, continuum pulse energies are on the order of nanojoules once residual pump radiation is filtered out [4]. Recently, a novel method for continuum generation was demonstrated [11,12]. The method involves using several properly separated thin transparent plates instead of one continuous block of material to generate the continuum. In this configuration the pulse spectrum broadens sequentially in each plate and acquires nonlinear phase sufficient for self-focusing. However, the locations of nonlinear foci, where the pulse intensity becomes extremely high, are outside the solid medium and therefore the coherence of the supercontinuum can be maintained at pulse energies several hundred times higher as compared to the case of traditional continuum generation in bulk solids. The generation of $> 70 \mu\text{J}$ pulses with an octave-spanning spectrum and good spatial mode quality in thin silica plates pumped by Ti:sapphire laser pulses with peak power exceeding $2800 P_{cr}$ for fused silica has been reported [11]. So far, the longest pump wavelength considered for multi-plate spectral broadening in the literature has been 1030 nm [13].

In this article, we explore the properties of continua generated by pumping an array of thin transparent plates with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier, tuned from 1.2 μm to 1.75 μm , with pulse powers approaching $1000 P_{cr}$ for fused silica. We demonstrate that this technique allows generation of coherent continua smoothly covering up to two octaves with several hundreds of μJ of energy. We evaluate the temporal properties of the continuum pulse using XFROG and analyze the far field spectral-angular distributions. Furthermore, we evaluate the robustness of the continuum

against changes of parameters of the input pulse and the generation setup. Finally, we compare, for the first time, the carrier-envelope phase stability of the multiple plate continuum to that of a continuum generated in a bulk medium.

2 Spectral broadening in multiple thin plates

The experimental setup that we used to investigate multiple plate continuum generation with IR wavelengths is shown schematically in fig. 1. The IR pump pulses are obtained from a commercial optical parametric amplifier (HE Topas, Light Conversion) pumped by a Ti:Sapphire laser system (Legend Elite HE, Coherent). The tuning range of the signal wave of the parametric source is 1100 nm to 1600 nm. To access even longer wavelengths in our experiments, we also use the idler wave at 1700 nm. Throughout the tuning range, the pulses were found to have near-Gaussian temporal profiles with nearly transform-limited durations ≈ 60 fs and energies on the order of 1 mJ. Pulse energy was controlled by means of 6 thin fused silica plates inserted into the beam to induce reflection losses. The silica plates are distributed in two holders, which allow rotating the plate sets to tune the reflectivity and, therefore, the transmitted energy. Continuum is generated by focusing the input beam into a set of thin fused silica and sapphire plates. Most experiments presented in this paper use energy around 350 μ J, which is just below the energy required for a 1200 nm, 60 fs pulse to critically self-focus in air. We tested sets of plates of 100, 200, and 500 μ m thickness, out of which only the 200 μ m plates were found to be suitable for multiple continuum generation with our chosen pulse energy. The 100 μ m plates provided very limited spectral broadening, while attempts to use the 500 μ m plates consistently resulted in the beam bursting into multiple filaments. The distance between the plates has to be adjusted depending on the exact input parameters, but is typically on the order of a few centimeters for the conditions considered here. The input beam diameter on the focusing mirror was typically about 8 mm, and the focal length was about 1 m. The input intensity on the first plate was estimated to be on the order of $10 \text{ TW} \cdot \text{cm}^{-2}$. At low input energy, the transmittance of the plate setup was around 94%, with the 6% losses attributable mostly to imperfections of the polarization state of the input beam. In all cases, saturation of spectral broadening and the generation of the short-wave plateau could be achieved without a detectable change in transmittance. If the input energy was increased still further after the short-wave wing of the continuum had fully developed, up to 5% ionization losses could be measured before optical damage to the plates occurred, although such over-pumping typically resulted in continua with complex spatial and temporal structures, which are beyond the scope of this paper.

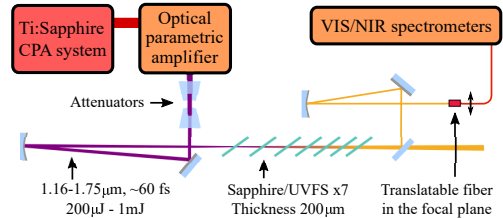


Fig. 1 Experimental setup for continuum generation in multiple thin plates and characterization of its spectral-angular distribution

Fig. 2 shows the variation of far field on-axis spectra with plate number for different pump wavelengths. With the addition of each plate, the pulse spectrum is incrementally broadened due to nonlinear self-action processes. The positions of the plates are chosen by compromising between maximum spectral width after each plate and avoiding both optical damage to the plates and chaotic multiple pulse splitting or beam breakup, which are most obviously manifested in strong periodic modulations of the spectrum or the beam profile. For all wavelengths, the spectral broadening seems to follow the pattern of incremental bandwidth increase in the first few plates, followed by a rapid spectral expansion to the anti-Stokes side and the formation of a broad blue-shifted spectral plateau, and finalized with the appearance of a peak on the short-wave side. This allows us to infer that the dominant spectral broadening mechanisms in the first few plates are spatiotemporal self-focusing and self-phase modulation [12]. With all pump wavelengths, either the 4th or the 5th plate provides a sudden, explosive boost to the high-frequency content of the wavepacket. This is due to sequential pulse reshaping caused by nonlinear phase accumulation at every pass through the plate leading to pulse self-steepening and shock front formation at the rear pulse front [14–16]. After the self-steepening stage, adding extra plates up to 7 has a considerably smaller effect. Adding still more plates (not shown) has no additional effect on the spectrum.

In general, the shape of the final spectrum is quite consistent throughout the range of pump wavelengths. The blue-shifted plateaus, ending with a broad peak in the visible and a sharp cut-off, are reminiscent of continua generated in bulk solid media. The cut-off frequency varies little with pump wavelength. However, for all wavelengths, the exact wavelength of the blue-shifted peak could be fine-tuned in the range of approximately 650 nm to 800 nm by adjusting the plate positions and/or the pump energy (not shown).

Due to limited availability, we had to use a mix of sapphire and fused silica plates to achieve saturation of the continuum. However, we note that optical properties such as zero dispersion wavelength, general strength of dispersion and nonlinear optical index of these materials

are quite similar in the wavelength range of interest. We also stress that tests with different permutations of the plates produced only very minor changes in the output spectrum or optimal spacing of the plates, and therefore we consider the sapphire and fused silica plates to be close to equivalent for the purposes of this experiment.

All the results shown in fig. 2 were obtained with pump energies in the narrow range of 320 μJ to 350 μJ . Although determining the scaling laws of multi-plate continuum generators is beyond the scope of this paper, we note that we have obtained very similar continua with both lower and higher pump energies. Our preliminary results indicate that, if the plate thickness is kept the same, lower pump energies require smaller plate separations and tighter focusing to achieve the same amount of spectral broadening and conversion efficiency. For example, with 100 μJ pulses at 1200 nm focused with a mirror $f = 250$ mm, the average plate separation was ≈ 4 mm. Although this was the minimum plate separation achievable with our opto-mechanical setup, it is conceivable that even smaller pump energies could be used with specially designed plate holders. On the other hand, the maximum usable pulse energy is limited by critical self-focusing in air. With appropriate plate separations (≈ 7 cm), we were able to generate a continuum with a spectrum very similar to that shown in fig. 2e) with up to ≈ 820 μJ pulses at 1700 nm. As could be expected, filamentation between the plates occurred when even higher pulse energies were used. Filamentation between the plates started at lower pulse energies with shorter driving wavelengths, approximately in accordance with the λ^2 scaling of critical power for self focusing, for example, at 600 μJ and 500 μJ for pulses centered at 1500 nm and 1400 nm, respectively.

3 Frequency-resolved angular spectra

It is widely known that self-focusing pulses undergo significant spatiotemporal transformations, leading to spectral inhomogeneity across the beam [3]. In the case of a spectrally inhomogeneous beam, measuring a simple scattered light spectrum may not provide sufficient information for evaluating the properties of spectrally broadened radiation. Therefore, we characterize the continuum by measuring the frequency-resolved angular spectrum. In our setup, the frequency-resolved angular spectrum is measured by scanning an optical fiber (core diameter 400 μm), mounted on a motorized translation stage, across the focal plane of an $f = 250$ mm spherical mirror located about 40 cm after the last plate. The spot size in the focal plane was typically around 4 mm. The lateral positions in the focal plane x were converted to angles θ using the simple relation $\theta = x/f$ because the angles are small.

The measured angular spectra are shown in fig. 3 a) through e), annotated with pump wavelengths and

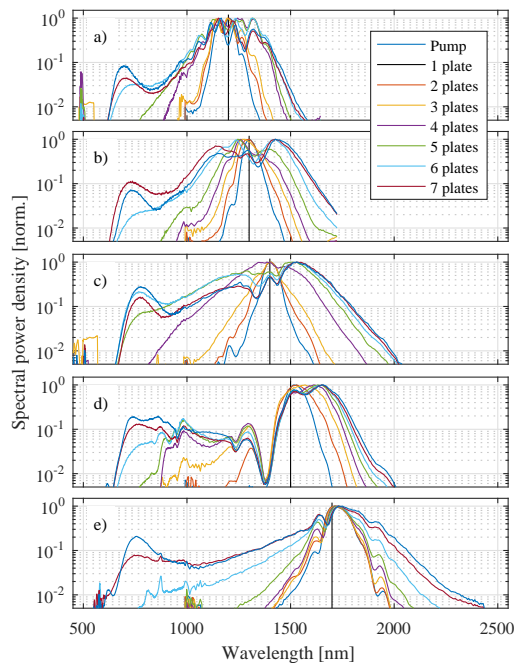


Fig. 2 Normalized spectral power densities of the multi-plate continuum at different pump wavelengths: a) 1200 nm, 320 μJ ; b) 1300 nm, 350 μJ ; c) 1400 nm, 350 μJ ; d) 1500 nm, 350 μJ ; e) 1700 nm, 350 μJ . Solid vertical lines indicate the pump wavelengths; colors indicate different numbers of plates

pulse energies. Several features of the angular spectra are worth discussing. First, the highest divergence and strongest ring structures are always observed around the pump wavelength, as noted in [13]. Second, the wavelengths near the short-wave cut-off exhibit higher divergence than the wavelengths between the cut-off and the pump, in some cases even forking out to produce only conical emission and no spectral intensity on the axis (for example, around 700 nm in spectra c) and d)). Although the exact angles and wavelengths are different, this tendency is qualitatively similar to the results obtained from the effective three wave mixing or interference models for filaments in condensed media pumped by IR wavelengths [17, 18]. Finally, for all pump wavelengths, the near-axial angular components contain the major part of the energy. For example, the fraction of the energy contained within ± 3 mrad is $65 \pm 7\%$, while $80 \pm 5\%$ are contained in ± 4 mrad. Therefore, spatial filtering in the Fourier plane could be used to obtain a nearly spectrally homogeneous, single-mode beam with tolerable energy losses.

The side panels of fig. 3 a) through e) show the integrated beam profiles of the continua and the pump beams (without the plates). Comparing the continuum

beams and the pump beam leads to the conclusion that the multi-plate continuum generation process reshapes and cleans the spatial mode, as is also the case for continuum generation in other kinds of media [3].

Fig. 3f) shows spectra integrated over an angle of ± 3 mrad. The absolute spectral energy densities in fig. 3f) are estimated by equating the total integral of the frequency-resolved angular spectra to the measured pulse energy. It can be seen that the spectral energy density of the visible part of the spectrum consistently exceeds 10 nJ/nm, which is about two to three orders of magnitude higher than the values reported for continua produced in bulk media [4]. This leads us to estimate that the energy of the visible part of the pulse spectrum is on the order of a few μ J, which we have cross-verified to be true by dispersing the beam with a prism and measuring the power of the visible part. The separated wavelength components around 500 nm, seen in fig. 3c) and d), are already present in the pump beam before the plates, and are irrelevant to the continuum generation.

4 Characterization of the continuum pulses

For temporal characterization of the continuum, we choose the SFG-XFROG method [19]. The probe pulse required for XFROG is obtained by inserting a thin fused silica window with a small wedge angle ($< 1^\circ$) into the pump beam before the focusing mirror and taking the first reflection. Either the reflected beam itself or its second harmonic is used as the probe, with the choice dictated by the requirement to keep the SFG-XFROG signal in the range of the visible spectrometer. The probe pulses are characterized by SHG-FROG. The sum-frequency XFROG signal is generated by overlapping the axial part of the continuum beam with the probe beam in a $10 \mu\text{m}$ BBO crystal.

Typical XFROG measurement results for continua pumped at 1300 , 1500 and 1700 nm are shown in fig. 4. In all cases, the FROG retrieval error was smaller than 0.6% . The measurements show smooth spectra with smooth spectral phases, except for some modulations in both spectral phase and intensity around the pump wavelength, as is also the case for continuum generation in bulk materials [4].

To analyze the continuum pulses better, one must consider the distance the pulses had to travel in air between the last plate and the nonlinear crystal used for measurement. In our experiment, this distance was 2.2 m, which is non-negligible for such broadband pulses. Therefore, we calculate the spectral phase shifts for the spectral components of the pulses using the dispersion relation from [20] and subtract them from the spectral phases measured by XFROG. Figures 4d)-f) show the spectrograms calculated for unprocessed XFROG measurements, while 4g)-i) show the spectrograms calculated for pulses with air dispersion subtracted. The pro-

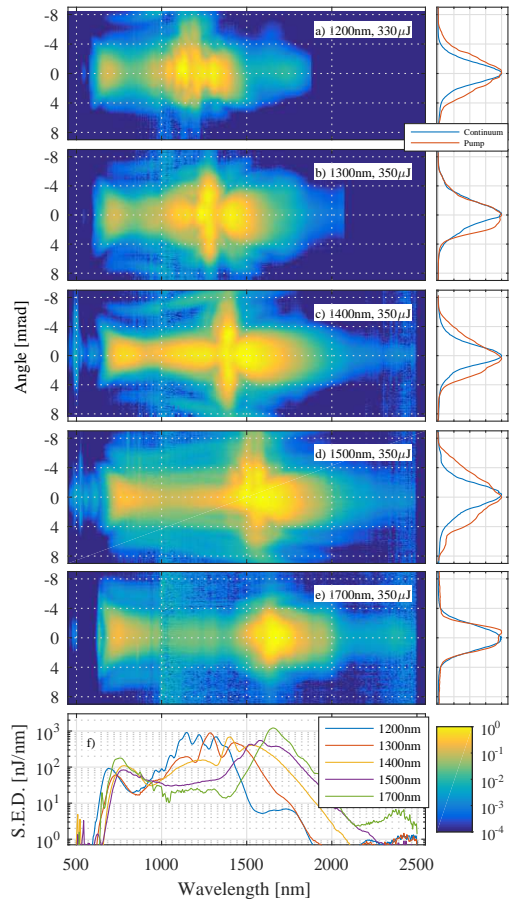


Fig. 3 a) through e) spectral-angular distributions of continua generated in multiple thin plates with different pump wavelengths; f) spectral energy densities integrated within ± 3 mrad. The side panels show the integrated beam profiles of the continua, compared to the pump beam far-field profiles

cessed and unprocessed temporal pulse profiles are compared in Fig. 4j)-l).

It is evident in all three measurements that during continuum generation the pump pulse is split into two subpulses, even though the splitting is not fully complete in the case of 1300 nm. Spectral components with frequencies lower than the pump are concentrated preferentially in the leading sub-pulse, while higher frequencies are contained in the trailing sub-pulse. Both subpulses are considerably shorter than the pump pulses: after accounting for the dispersion of air, the durations of the leading pulses are ≈ 15 fs, while the trailing spikes appear to be as short as ≈ 5 - 6 fs. The rear fronts of the leading pulses are much steeper than those on the front;

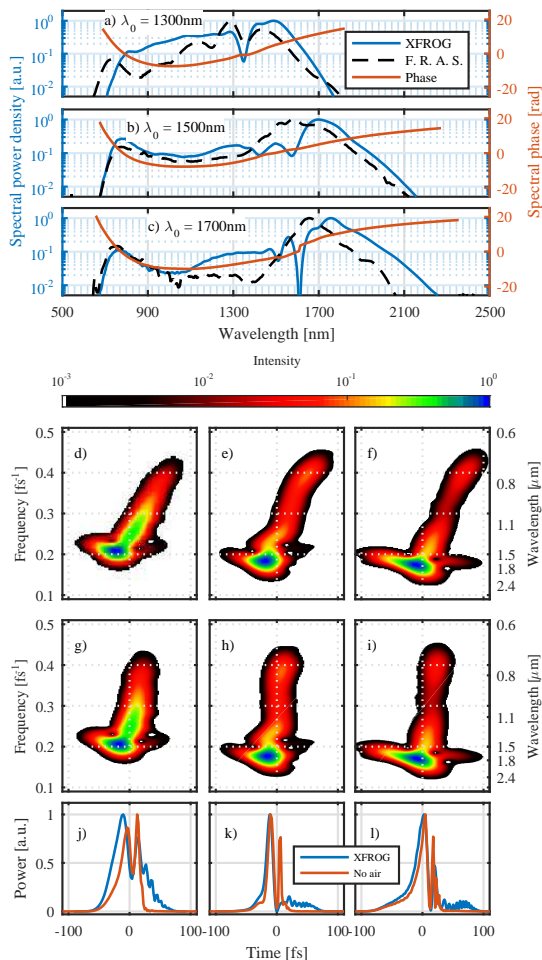


Fig. 4 XFROG results for continua pumped at three different wavelengths. a)-c) retrieved spectra and spectral phases; spectra from fig. 3f) are also shown for comparison; d)-f) spectrograms calculated for the measured pulses; g)-i) spectrograms calculated taking into account the dispersion of air; j)-l) measured and calculated temporal pulse profiles (see text)

this confirms that self-steepening plays a significant role in the multi-plate continuum generation process.

By measuring the spectrally broadened pulses after different numbers of plates (not shown), we have noticed that the character and multiplicity of pulse splitting depends quite sensitively on the plate separations. Therefore, we tried to optimize the plate separations in such a way that the continuum would be delivered in a single pulse. However, we did not manage to find such a set of plate positions, and it seems that, at least with our ex-

Table 1 Compressibility of the subpulses

Pump wavelength	1300 nm	1500 nm	1700 nm
ν_{split} (fs ⁻¹)	0.22	0.22	0.19
λ_L , nm	1484	1700	1793
W_L	52.2%	71.8%	74.5%
τ_L , fs (n_{cycles})	23 (4.6)	14 (2.5)	29.3 (4.9)
S_L	0.93	0.94	0.63
τ_{LQ} , fs (n_{cycles})	21.7 (4.4)	13.9 (2.5)	21.9 (3.6)
S_{LQ}	0.99	0.95	0.87
τ_{Ltl} , fs (n_{cycles})	21.7 (4.4)	13.6 (2.4)	19.9 (3.3)
λ_T , nm	1088	975	1144
W_T	47.8%	28.2%	25.5%
τ_T , fs (n_{cycles})	11.7 (3.2)	4.9(1.5)	11.0 (2.9)
S_T	0.43	0.71	0.3
τ_{TQ} , fs (n_{cycles})	5.3 (1.4)	4.2 (1.3)	3.3 (0.9)
S_{TQ}	0.95	0.91	0.96
τ_{Ttl} , fs (n_{cycles})	5.1 (1.4)	4.1 (1.3)	3.3 (0.9)

perimental conditions, at least one pulse splitting event is unavoidable if broad spectra are to be achieved.

If one assumes that the multi-plate setup is placed in vacuum and that an ideal dispersionless dichroic mirror is available, the continuum could be split to two beams, each delivering nearly transform-limited few-cycle pulses. The potential leading and trailing subpulse parameters after such an idealized spectral splitting are summarized in table 1. The table has two sections: one for the leading pulse and one for the trailing pulse. For all pump wavelengths, the splitting frequencies that maximize the quality of both pulses have been chosen. For each leading or trailing pulse option, these parameters have been computed: central wavelength λ_L or λ_T , pulse duration after spectral splitting τ_L and τ_T , pulse duration achievable with purely quadratic phase compensation τ_{LQ} , τ_{TQ} , and transform-limited pulse durations τ_{Ltl} and τ_{Ttl} . Furthermore, the corresponding Strehl ratios (ratio of peak power achieved without compression or with purely quadratic compression as compared to perfect compression) S_L , S_T , S_{LQ} , and S_{TQ} have also been computed. For convenience, the possible pulse durations are expressed in both femtoseconds and optical cycles. Also indicated is the frequency at which the spectrum would have to be split ν_{split} , as well as the relative part of the energy W_L and W_T , contained in the leading and trailing subpulses, respectively. We emphasize that the energy fractions should be interpreted taking into account the fact that the pulse shapes were measured for the spectrally homogeneous central part of the beam, which, as shown in the previous section, contains approximately 65% of the total pulse energy.

Although the spectral phase shown in fig. 4a)-c) is not strongly modulated, it still appears difficult to compensate for all the spectrum at once without specialized optics or active pulse shapers. However, the spectral phases of the two subpulses appear to be mostly

quadratic when taken independently. Table 1 confirms that the trailing subpulse can be compressed to near-single cycle durations with excellent pulse quality using only quadratic phase compensation. Furthermore, while the idealized dispersionless spectral splitter is unrealistic, an ultrabroadband chirped mirror providing the required quadratic dispersion $\approx -12 \text{ fs}^2$ and a reflectance range adequate for the trailing subpulse is certainly feasible.

Overall, the main temporal features revealed in the spectrograms - a two-pulse structure with a negatively chirped relatively narrowband red-shifted pulse and a shorter trailing pulse carrying most of the bandwidth - are consistent in the three XFROG measurements presented here. The orderly spectral phases indicate that the multi-plate continuum can be a useful seed source for optical parametric amplifiers, while for certain experiments, the self-compressed subpulses could be used on their own.

5 Robustness and stability of the continuum

The high spectral energy density of the multi-plate continuum makes it an attractive light source for different applications. However, if the multi-plate continuum is to be used as part of a larger experimental setup, it is vital to know the range of input parameters that can be used to produce an approximately constant continuum spectrum. Furthermore, for many applications, such as OPCPA seeding and attosecond pulse generation, shot-to-shot variations of pulse energy and carrier-envelope phase are extremely important. Therefore, we investigate these parameters in the sections below. Unless otherwise noted in the text, the measurements were performed at $1.4 \mu\text{m}$ pump wavelength and an initial pump energy of $350 \mu\text{J}$. Initially, the plate assembly was placed so that the first plate was located about 5 mm behind the focus of the pump beam. The optimum distances d_{ij} between adjacent plates number i and j were found to be as follows: $d_{12} \approx 35 \text{ mm}$, $d_{23} \approx 30 \text{ mm}$, $d_{34} \approx d_{45} \approx d_{56} \approx 35 \text{ mm}$ and $d_{67} \approx 45 \text{ mm}$.

5.1 Sensitivity to variation of input pulse energy

We evaluate the sensitivity of the continuum to the input pulse energy by recording spectra at different input pulse energies, selected by rotating the attenuator plates before the focusing mirror. The results are shown in fig. 5. In the given measurement configuration, there was no continuum generation observed at energies lower than $300 \mu\text{J}$, while energies above $390 \mu\text{J}$ resulted in spectra with modulated blue-shifted plateaus, typically indicative of pulse splitting. However, the plates were not damaged up to $500 \mu\text{J}$.

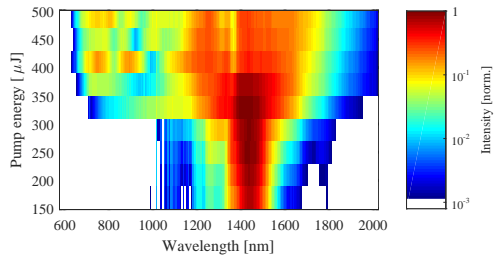


Fig. 5 Series of axial multi-plate continuum spectra recorded at different input pulse energies

Overall, it is seen that smooth continua are generated with pump energies between $300 \mu\text{J}$ and $390 \mu\text{J}$. Therefore, we conclude that the multiple plate continuum can tolerate pump energy variations well above the level of day-to-day drifts of contemporary high-quality femtosecond laser systems.

5.2 Sensitivity to focus position

For this experiment, the plates were mounted on a breadboard so that the whole set of plates could be translated together along the beam propagation direction. We have verified that the plates could be moved around the focal plane in a range of roughly $\pm 15 \text{ cm}$ (that is, both before the focus and behind the focus) without significant changes of the output spectrum, while the Rayleigh range z_R of the input beam was estimated to be around 7 cm . For a Gaussian beam, a translation of $\approx 2z_R$ corresponds to a roughly 5-fold decrease of input intensity. It is interesting to compare this result to the tolerance for change of input pulse energy and see that the input intensity can be varied much more than the input energy without severely affecting the output.

5.3 Shot-to-shot energy stability

Shot-to-shot energy stability is a key parameter for many possible applications of continuum radiation. However, the total integrated energy noise of the continuum may not be a representative indicator of shot-to-shot stability. Therefore, we instead investigate shot-to-shot energy stability of the continuum by filtering it with different interference filters and measuring the energy stability for each spectral region separately. A Si photodiode was used as the detector for wavelengths below $1 \mu\text{m}$, while an InGaAs photodiode was used for longer wavelengths.

Energy stability measurements of a continuum pumped by $350 \mu\text{J}$ pulses centered at $1.4 \mu\text{m}$ are given in fig. 6. The measured stability of the pump radiation is shown as a solid line. It can be seen that the relative energy noise is $\leq 1.5\%$ for all wavelengths. It is also important

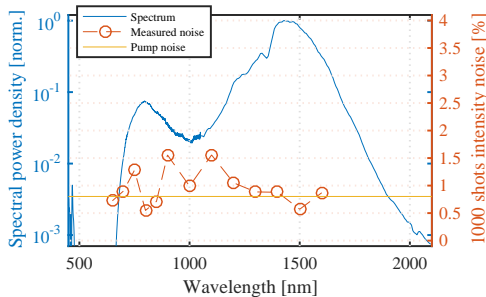


Fig. 6 Evaluation of shot-to-shot energy stability of multi-plate continuum pumped at 1400 nm

to note that at certain wavelengths the intensity noise is considerably lower than that of the pump radiation. This effect is related to the threshold-and-saturation nature of the continuum generation process and is well known in the case of continuum generation in continuous solid media [4,21].

5.4 Sensitivity to change of pump wavelength

We have experimentally verified that we could maintain approximately the same level of spectral broadening with any wavelength in the tuning range of the signal wave (1.1 μm to 1.6 μm) without moving the plates, the only necessary adjustment being a slight rotation of the attenuator plates to compensate for the varying optical parametric amplifier output energies at different wavelengths.

5.5 Sensitivity to plate spacing

An important condition for practical setups utilizing the multi-plate continuum is the sensitivity of the generation process to exact distances between the plates, because the device could become extremely impracticable if all the plates needed very precise positioning. While performing the experiments, we noticed a particular pattern of the response of the continuum to movement of individual plates (meaning, once a starting configuration is decided upon, all other plates are held fixed on the table, while one is translated manually). As discussed previously, the largest part of the spectrum is generated in one or two plates (typically one or two of plates 4/5/6). Essentially, only these plates have to be placed precisely, while the others can be moved considerably without affecting the spectrum. In our experiments, the first plate could typically be moved several centimeters with barely any noticeable changes to the output spectrum; plates 2-4 can also usually be moved up to 1 cm. In the case of shorter driving wavelengths, the movement of the first plate is limited by optical damage. However,

if the pump wavelength was tuned to 1.75 μm , we could move the first plate up to almost 10 cm with no risk of optical damage and almost no change in the spectrum, even with pulse energies approaching 800 μJ . In many different configurations, plates 2 to 4 could also be moved individually by up to 1 cm without significantly affecting the output spectrum. The positions of plates in which self-steepening is significant had to be adjusted with millimeter precision to produce the best output stability and largest spectral broadening. It is worth pointing out that although the exact positions of the first few plates are not critical, continuum generation stops if any of the plates is removed.

5.6 Carrier-envelope phase stability

It has already been shown that the multiple plate continuum can be used to drive high harmonic generation [22]. For this and other strong-field applications, it is imperative that the method does not significantly degrade the carrier-envelope phase (CEP) stability of the input pulses. However, CEP stability of the multiple plate continuum has not yet been explored in the literature.

To evaluate the CEP stability of the multiple plate continuum, we switch to the passively CEP-stabilized idler wave of the parametric amplifier, and tune the wavelength to 1.75 μm . $f - 2f$ interferometry is used to determine the change of the CEP value over time [23]. We used a two $f - 2f$ interferometer setup, where we simultaneously measure the CEP of the pulses in the XFROG probe arm separately by generating white light in bulk fused silica and compare the results with an $f - 2f$ measurement of the multi-plate continuum. As the multi-plate continuum spans more than one octave, the measurement is easily performed by simply inserting a second harmonic crystal and a polarizer into the beam and observing the interference fringes with a spectrometer. The results of co-temporal CEP measurements are shown in fig. 7. The $f - 2f$ interferograms are composed of single-shot spectra, measured at a rate of ≈ 55 Hz.

Fig. 7c) shows the relatively large CEP drift measured by the two $f - 2f$ interferometers. The origin of the CEP drift was not examined in detail, as the setup was generally not adequately isolated from disturbances for CEP-sensitive measurements. However, the important result is that the multi-plate continuum reproduces the CEP drift almost identically to the bulk continuum, which indicates that, with a suitably stable pump source and controlled environment, the multi-plate continuum could be used to produce ultrabroadband pulses with stable CEP. On the other hand, the large drift makes it difficult to compare the short-term CEP noise, therefore we examine the noise power spectra of the two CEP measurements (fig. 7d)). Comparing the noise spectra reveals that the level of high frequency CEP noise is very similar, indicating that the multi-plate continuum generator could in principle be used in any CEP sensitive

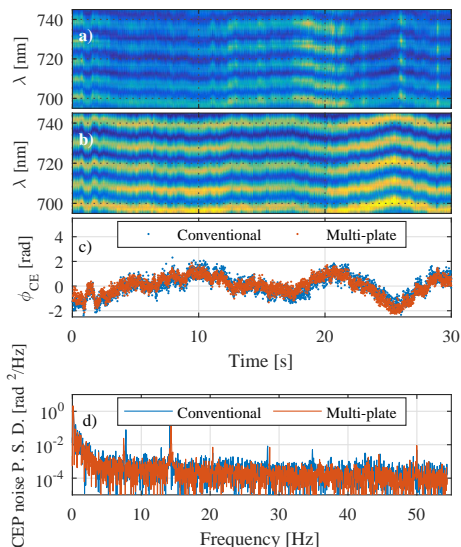


Fig. 7 Parallel CEP measurement of the pump and high-energy continuum pulses. a) conventional $f - 2f$ interferogram of the pump pulses b) $f - 2f$ interferogram of the continuum c) Changes of the carrier-envelope phase ϕ_{CE} , as extracted from the interferograms d) Power spectral density of the CEP noise

experimental setup instead of a bulk continuum generator with no penalty on CEP stability.

6 Conclusion and outlook

In conclusion, we have demonstrated generation of spatially and temporally coherent continua spanning nearly two octaves with spectral energy densities exceeding $10\text{ nJ}/\text{nm}$ by pumping an array of thin transparent plates with 60 fs, hundreds-of- μJ level infrared pulses. Compared to continua produced by filamentation in continuous solid media, the spectral energy density of the multi-plate continuum is higher by two to three orders of magnitude, while a lot of the other features of these two types of continua are remarkably similar. The continuum pulses exhibit strongly self-compressed features, which could be separated from the rest of the pulse by spectral filtering, allowing direct production of few-cycle pulses.

Our research has shown that the multiplate continuum generator has considerable tolerance for changing input parameters, and is comparable in shot-to-shot energy stability to other types of continua. Finally, we have determined that the CEP stability of the multi-plate continuum is comparable to that of the typical bulk continuum. All these results indicate that in some cases, the multiplate continuum could be an interesting alternative to other continuum generation techniques, for example,

when the spectral energy density provided by the continuum generated in bulk material would be inadequate, or if a hollow fiber is not available.

In the future, we hope to explore the scalability of the multi-plate approach to different regimes of input pulse energy and duration in more detail, as well as the applicability of the multi-plate continuum to various applications, such as OPA seeding.

7 Acknowledgement

This work was partially funded by Research Council of Lithuania (Grant No. MIP-055/2014) and EU Seventh Framework Programme (grant agreement No. 284464).

References

1. RR Alfano and SL Shapiro. Emission in the region 4000 to 7000 \AA via four-photon coupling in glass. *Physical Review Letters*, 24(11):584, 1970.
2. Robert R Alfano et al. The supercontinuum laser source. 1989.
3. Arnaud Couairon and Andr e Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics reports*, 441(2):47–189, 2007.
4. M Bradler, P Baum, and E Riedle. Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μJ pump pulses. *Applied Physics B*, 97(3):561–574, 2009.
5. F Silva, DR Austin, A Thai, M Baudisch, M Hemmer, D Faccio, A Couairon, and J Biegert. Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal. *Nature communications*, 3:807, 2012.
6. Julius Darginavičius, Donatas Majus, Vytautas Jukna, Nail Garejev, Gintaras Valiulis, Arnaud Couairon, and Audrius Dubietis. Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm . *Optics express*, 21(21):25210–25220, 2013.
7. Houkun Liang, Peter Kroger, Ross Grynko, Ondrej Novak, Chun-Lin Chang, Gregory J Stein, Darshana Weerawarne, Bonggu Shim, Franz X Kärtner, and Kyung-Han Hong. Three-octave-spanning supercontinuum generation and sub-two-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics. *Optics letters*, 40(6):1069–1072, 2015.
8. AA Lanin, AA Voronin, EA Stepanov, AB Fedotov, and AM Zheltikov. Multioctave, 3–18 μm sub-two-cycle supercontinua from self-compressing, self-focusing soliton transients in a solid. *Optics letters*, 40(6):974–977, 2015.
9. I Gražulevičiūtė, R Šuminas, G Tamošauskas, A Couairon, and A Dubietis. Carrier-envelope phase-stable spatiotemporal light bullets. *Optics letters*, 40(16):3719–3722, 2015.
10. L Berg e, S Mauger, and S Skupin. Multifilamentation of powerful optical pulses in silica. *Physical Review A*, 81(1):013817, 2010.
11. Chih-Hsuan Lu, Yu-Jung Tsou, Hong-Yu Chen, Bo-Han Chen, Yu-Chen Cheng, Shang-Da Yang, Ming-Chang Chen, Chia-Chen Hsu, and A. H. Kung. Generation of intense supercontinuum in condensed media. *Optica*, 1(6):400–406, Dec 2014.

12. Yu-Chen Cheng, Chih-Hsuan Lu, Yuan-Yao Lin, and A. H. Kung. Supercontinuum generation in a multi-plate medium. *Opt. Express*, 24(7):7224–7231, Apr 2016.
13. Marcus Seidel, Gunnar Arisholm, Jonathan Brons, Vladimir Pervak, and Oleg Pronin. All solid-state spectral broadening: an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses. *Opt. Express*, 24(9):9412–9428, May 2016.
14. Joshua E Rothenberg. Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses. *Optics Letters*, 17(19):1340–1342, 1992.
15. Jinendra K Ranka and Alexander L Gaeta. Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses. *Optics Letters*, 23(7):534–536, 1998.
16. SA Frolov, VI Trunov, VE Leshchenko, and EV Pstryakov. Multi-octave supercontinuum generation with ir radiation filamentation in transparent solid-state media. *Applied Physics B*, 122(5):1–7, 2016.
17. Miroslav Kolesik, Ewan M Wright, and Jerome V Moloney. Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media. *Optics Express*, 13(26):10729–10741, 2005.
18. AE Dormidonov and VP Kandidov. Interference model of femtosecond laser pulse conical emission in dispersive medium. *Laser Physics*, 19(10):1993–2001, 2009.
19. Rick Trebino. *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*. Springer Science & Business Media, 2012.
20. Edson R Peck and Kaye Reeder. Dispersion of air. *JOSA*, 62(8):958–962, 1972.
21. SV Chekalin, AE Dokukina, AE Dormidonov, VO Kompanets, EO Smetanina, and VP Kandidov. Light bullets from a femtosecond filament. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(9):094008, 2015.
22. C. H. Lu, Y. J. Tsou, H. Y. Chen, B. H. Chen, Y. C. Cheng, P. C. Huang, S. D. Yang, M. C. Chen, C. C. Hsu, and A. H. Kung. Generation of intense supercontinuum in condensed media. In *2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, page CF31. Optical Society of America, 2015.
23. Masayuki Kakehata, Hideyuki Takada, Yohei Kobayashi, Kenji Torizuka, Yoshihiko Fujihira, Tetsuya Homma, and Hideo Takahashi. Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry. *Optics Letters*, 26(18):1436–1438, 2001.

VII PUBLIKACIJA

Supercontinuum generation and soliton self-compression in $\chi(2)$ -structured KTiOPO_4

A.-L. Viotti, R. Lindberg, A. Žukauskas, **R. Budriūnas**, D.
Kučinskas, T. Stanislauskas, F. Laurell, V. Pašiškevičius

Optica **5**(6), 711 (2018)

Perspausdinta su The Optical Society leidimu.
© The Optical Society.



Supercontinuum generation and soliton self-compression in $\chi^{(2)}$ -structured KTiOPO₄

ANNE-LISE VIOTTI,^{1,*} ROBERT LINDBERG,¹ ANDRIUS ZUKAUSKAS,¹ RIMANTAS BUDRIUNAS,^{2,3} DAINIUS KUCINSKAS,^{2,3} TOMAS STANISLAUSKAS,³ FREDRIK LAURELL,¹ AND VALDAS PASISKEVICIUS¹

¹Department of Applied Physics, Royal Institute of Technology, Roslagstullsbacken 21, 10691 Stockholm, Sweden

²Vilnius University Laser Research Center, 10 Saulėtekio Ave., LT-10222 Vilnius, Lithuania

³Light Conversion Ltd., 2B Keramiku St., LT-10223 Vilnius, Lithuania

*Corresponding author: alviotti@kth.se

Received 31 January 2018; revised 25 April 2018; accepted 30 April 2018 (Doc. ID 321180); published 29 May 2018

Ultrafast sources in the mid-IR are indispensable research tools for spectroscopic and medical applications and can also potentially be used to generate attosecond pulses. We investigated a route to directly achieve self-compressed supercontinuum pulses with an octave-exceeding spectrum extending into the mid-IR by employing self-defocusing nonlinearities obtained through cascaded $\chi^{(2)}$ interactions in domain-structured ferroelectrics. A model was developed based on a single-wave nonlinear envelope equation that accounts for cascaded $\chi^{(2)}$ nonlinearities, the native Kerr response from the third-order nonlinear polarization, and the delayed Raman response. Experimental validation of the model was carried out by using an in-house fabricated, periodically poled, Rb-doped KTiOPO₄ crystal with a period of 36 μm . A supercontinuum spectrum spanning from 1.1 to 2.7 μm was achieved, as well as self-compression down to 18.6 fs, from a 128 fs pump pulse at 1.52 μm . Using the actual pump pulse and sample parameters, excellent agreement was reached between the model and the experimental results, thus proving the validity of the model. As periodically poled KTiOPO₄ can be obtained with large apertures, this approach is energy scalable and hence promising for future development in the field. © 2018 Optical Society of America under the terms of the OSA Open Access Publishing Agreement

OCIS codes: (190.0190) Nonlinear optics; (320.6629) Supercontinuum generation.

<https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000711>

1. INTRODUCTION

Generating octave-spanning supercontinua in the mid-IR is highly desirable for seeding optical parametric amplifiers (OPAs), for carrier-envelope phase stabilization, and for broadband spectroscopic applications [1–4]. However, exploiting self-phase modulation (SPM) in large-bandgap dielectric materials is difficult at longer wavelengths, as the nonlinear phase is inversely proportional to the pump wavelength. This typically requires operation well above the critical power for self-focusing, thus diminishing the stability as well as the reliability. For example, broad supercontinuum generation has been reported in yttrium aluminum garnet through a filamentation process [5], using a peak pump power exceeding the critical power by three times. Alternatively, materials with a large Kerr coefficient could be employed, but such media will be associated with lower bandgap energy [6] and, therefore, a lower optical damage threshold.

On the other hand, $\chi^{(2)}$ -structured ferroelectric materials such as lithium niobate [LiNbO₃ (LN)] and KTiOPO₄ (KTP) can be used to enhance the third-order interactions. In particular, the Kerr nonlinearity can be tailored to be substantially larger than the natural Kerr coefficient present in bulk crystals. Moreover,

domain structuring allows us to design the sign of the effective Kerr nonlinearity, $n_{\text{eff}}^{\text{K}}$, resulting from cascaded $\chi^{(2)}$ interactions. This cannot be done in the non-ferroelectric dielectrics commonly used for supercontinuum generation. This technique has been exploited for optical parametric chirped pulse amplification designs based on poled crystals and proven to generate high-intensity mid-IR pulses [7].

A single-wave nonlinear envelope equation [8] is the most appropriate numerical tool for investigating ultra-broadband cascaded processes. This was used by Bache *et al.* [1,9] to study solitons generated through $\chi^{(2)}$ -cascaded processes, giving rise to Cherenkov radiation when subjected to nonlinear compression. In a similar manner, Conforti *et al.* also used a single-wave nonlinear envelope equation to study ultrafast pulses in lithium tantalate [LiTaO₃ (LT)] and LN [10]. Their model was further developed for beta barium borate [BaB₂O₄ (BBO)] in [11], where the propagation equations accounted for both second- and third-order nonlinearities. Phillips *et al.* developed a similar model for waveguides incorporating both second- and third-order nonlinearities, as well as the Raman response [12]. It was applied to periodically poled reverse-proton-exchanged LN waveguides and could verify the octave-spanning spectra previously obtained

by Langrock *et al.* [13]. Broadband optical parametric generation was reported in periodically poled MgO-doped stoichiometric LT with a spectrum extending from 1.1 to 3.5 μm [14]. Furthermore, a numerical model using a single-wave envelope equation showed good agreement with the experimental results in MgO-doped LT [15] and in bulk LN [16].

In this work, we investigate femtosecond supercontinuum generation in $\chi^{(2)}$ -structured ferroelectrics theoretically and experimentally by employing cascaded second-order interactions to achieve a negative Kerr nonlinearity and self-compression in the normal group velocity dispersion (GVD) regime. The extension of supercontinuum generation into the anomalous GVD region was achieved by proper choice of spatial structuring of the $\chi^{(2)}$ nonlinearity. A numerical model based on a single-wave nonlinear envelope equation was developed, fully including second- and third-order responses in the structure.

The model was applied to KTP, as this material provides a number of favorable properties such as wide transparency, high damage threshold, high $\chi^{(2)}$ nonlinearity, and the ability to tailor the nonlinearity spatially via periodic poling [17,18]. The delayed nonlinear response due to Raman scattering has been included in the model and was necessary for achieving good agreement between the numerical predictions and the experimental results. Octave-spanning supercontinuum generation and optimal nonlinear optical pulse compression were obtained through proper choice of the poling period of the KTP crystal and the pump wavelength. Specifically, the model shows that the broadest supercontinuum is obtained by choosing the quasi-phase-matching (QPM) period for phase-matched second-harmonic generation (SHG) at 2 μm , close to the zero GVD point, and pumping the structure with a femtosecond pulse in the region of 1.5–1.6 μm . Thereby the pump pulse would first experience the negative Kerr nonlinearity and self-compression, due to normal GVD, leading to spectral broadening until 2 μm is reached. Further broadening beyond 2 μm and self-compression are achieved through the positive cascaded Kerr nonlinearity under anomalous GVD conditions.

Based on the modeling results, an 11 mm long periodically poled, Rb-doped KTP (PPRKTP) sample (with a period of 36 μm) was fabricated. It was pumped by 128 fs long pulses at 1.52 μm , which led to a supercontinuum extending from 1.1 to 2.7 μm . The supercontinuum was self-compressed to a pulse length of 18.6 fs. The theoretical calculations using the measured pump pulse as an input are in good agreement with the experimental results.

The paper is arranged as follows: In Section 2, the numerical model is introduced, while Section 3 theoretically investigates supercontinuum generation in periodically poled KTP (PPKTP). The Section 4 is dedicated to the experimental realization of supercontinuum generation in PPRKTP. The results of the measurements are presented, as well as a comparison with numerical calculations. Finally, the conclusions are presented in Section 5.

2. NUMERICAL MODEL FOR CASCADED SUPERCONTINUUM GENERATION

Numerical models for optical nonlinear interactions usually involve nonlinear coupled equations [19] that are to be solved for the different frequency domains relevant to the studied process. However, these models are inconvenient for ultra-broadband

optical pulses due to the overlap of the different frequency bands. Instead, we use a single-wave nonlinear envelope equation, which is based on a total-field version of the nonlinear Schrödinger equation [10] that implicitly takes all possible $\chi^{(2)}$ interactions into account.

Besides the second-order response, we have included cubic nonlinearities and the delayed $\chi^{(3)}$ Raman response due to high peak intensities and a broad spectrum. The usual redshift resulting from the Raman response will lead to an extended supercontinuum spectrum toward the mid-IR. Following Agrawal's derivation for third-order nonlinear effects [20], we expressed the single-wave nonlinear envelope equation as

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial Z} + (iD - \alpha)A &= -i\frac{\chi^{(2)}\omega_0^2}{4\beta_0 c^2} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t'}\right) \left[A^2 e^{i\omega_0 t' - i(\beta_0 - \beta_1 \omega_0)Z} \right. \\ &\quad \left. + 2|A|^2 e^{-i\omega_0 t' + i(\beta_0 - \beta_1 \omega_0)Z} \right] \\ &\quad + i\gamma(\omega_0) \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t'}\right) A \int_{-\infty}^{+\infty} R(t) |A(Z, t' - t)|^2 dt, \end{aligned} \quad (1)$$

where β_0 and β_1 refer, respectively, to the wave vector and its first derivative evaluated at the reference frequency ω_0 , c is the speed of light in vacuum, and Z is the propagation direction. Finally, $\chi^{(2)}$ describes the magnitude and spatial modulation of the second-order nonlinearity, $\gamma(\omega_0)$ is the third-order nonlinear parameter, and $R(t)$ is the nonlinear response function associated with the Raman effect.

The equation above describes the propagation of the complex envelope A (in units of volts per meter) defined through an analytic continuation of the real electric field of the optical pulse. It is expressed in a copropagating coordinate frame (Z, t') corresponding to a reference frequency ω_0 . The time t' in this coordinate frame is given by $t' = t - \beta_1 z$. In the context of this study, it is convenient to define ω_0 to coincide with the central frequency of the pump. The complex envelope $A(t', Z)$ is defined by applying a standard procedure [10] used for analytical signals, namely, by Fourier transforming the real time-dependent electric field and suppressing the negative frequency components. The imaginary part of the envelope is then obtained using a Hilbert transform. A final Fourier transform gives the time-dependent analytic signal. Such an analytical envelope fully describes the real electric field and has some advantages in the sense that only positive frequencies appear in the simulation results and causality is automatically taken into account by the Hilbert transform.

The left-hand side of Eq. (1) contains the time-domain linear response function related to the dispersion D and the absorption α . However, those quantities are more commonly described as functions of frequency, and are thus more easily evaluated in the frequency domain. As such, they take on the following form:

$$\text{FT}[iD - \alpha] = i(k(\omega) - \beta_0 - \beta_1(\omega - \omega_0)) - \alpha(\omega), \quad (2)$$

where FT denotes the Fourier transform and $k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}$ is the wave vector, with n being the refractive index. All dispersion orders are automatically accounted for in the model, as the explicit dispersion relation is implemented in Eq. (2) over a wavelength range of 0.4–5 μm by employing the temperature-dependent Sellmeier equation [21]. The absorption spectrum for KTP, $\alpha(\omega)$, has been taken from the measurements in Ref. [22].

The right-hand side of Eq. (1) represents the nonlinear polarization. The first term describes the field envelope evolution due to the $\chi^{(2)}$ nonlinearity. In the case of periodically poled materials, $\chi^{(2)}$ is implemented as a square-wave function with an alternating sign,

$$\chi^{(2)} = d_{33} \text{sign} \left(\cos \left(\frac{2\pi Z}{\Lambda} \right) \right), \quad (3)$$

where d_{33} is the highest nonlinear coefficient in KTP, corresponding to an input polarization parallel to the c axis of the crystal, and Λ is the poling period for first-order QPM. In the visible part of the spectrum, as well as in the near- and mid-IR up to 3.5 μm , $\chi^{(2)}$ is essentially dispersion-free. Thus, an instantaneous $\chi^{(2)}$ response was assumed in this work.

In the second term of the right-hand side of Eq. (1), the third-order nonlinear parameter $\gamma(\omega_0)$ is given by

$$\gamma(\omega_0) = \frac{1}{2} \omega_0 n(\omega_0) \epsilon_0 n_2^{\text{nat}}, \quad (4)$$

where n_2^{nat} (in units of $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) is the native Kerr nonlinearity for the material considered and ϵ_0 is the vacuum permittivity.

$R(t)$ is the nonlinear response function related to the delayed third-order nonlinearities and the instantaneous Kerr. It can be expressed as a sum of Raman resonance modes,

$$R(t) = (1 - f_{RT})\delta(t) + \sum_{j=1}^N f_{Rj} \frac{\tau_{1j}^2 + \tau_{2j}^2}{\tau_{1j}\tau_{2j}} H(t) e^{-\frac{t}{\tau_{1j}}} \sin \left(\frac{t}{\tau_{1j}} \right), \quad (5)$$

where δ is the Dirac function and H is the Heaviside step function. N is the total number of Raman modes taken into account. The factors f_{Rj} are defined by the oscillator strengths for the considered resonances [23,24] and verify $f_{RT} = \sum_{j=1}^N f_{Rj}$, where f_{RT} represents the total fractional contribution of the Raman response with respect to the nonlinear polarization. τ_{2j} are the decay parameters used to fit the Raman gain spectrum with a Lorentzian profile, and τ_{1j} are related to the period of the phonon vibrations. In our configuration, the pump is propagating along the a -axis of the crystals and is polarized along its c axis. Thus, we are interested in the A1 vibration symmetry, i.e., the $X(ZZ)X$ Raman scattering configuration. Indeed, KTP has two strong Raman modes, with resonances at 8 and 21 THz, which are the ones we consider in the calculations [25,26]. The different parameters used for the simulations are listed in Table 1.

To solve Eq. (1), we employed a fourth-order Runge–Kutta scheme, expressed in the interaction picture in [27,28], which is a more accurate version of the split-step Fourier method [27]. This method allows for separate evaluations of the dispersion terms in the Fourier domain and the nonlinear terms in the time domain.

Table 1. Parameters Used for the Simulations of Raman Delayed Response Including Two Resonances for KTP from [23,24]

Material	τ_{11} (fs)	τ_{12} (fs)	f_{R1}	τ_{21} (ps)	τ_{22} (ps)	f_{R2}	f_{RT}
KTP	20	7.6	0.13	7.4	1.2	0.37	0.5

3. SUPERCONTINUUM GENERATION IN PERIODICALLY POLED KTP

As mentioned in the introduction, to obtain the broadest supercontinua in the mid-IR range, we need to start with a positive GVD and a large enough negative Kerr effect that the combination of both eventually leads to soliton self-compression and associated spectral broadening. Therefore, the input wavelength should be close to, but shorter than, the zero GVD wavelength.

Below we present simulation results for a 100 fs long Gaussian transform-limited input pulse at 1.58 μm . The peak intensity of the pulse at the entrance of the crystal was set to 15 GW/cm^2 . This is substantially lower than the optical damage threshold for KTP (600–800 GW/cm^2 for 100 fs pulses [29,30]). The pump pulses, polarized parallel to the crystal c axis, are propagated through the 10 mm long crystal along the a axis, in order to exploit the highest nonlinearity, $d_{33}^{\text{KTP}} = 16.9 \text{ pm}/\text{V}$ [31], in KTP.

By periodic poling, the cascaded n_2^{casc} nonlinearity (in units of $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) can be designed based on the phase mismatch Δk [32]:

$$n_2^{\text{casc}} = \frac{2\omega_p d_{33}^2}{n_{\omega_p}^2 n_{2\omega_p}^2 c^2 \epsilon_0 \Delta k} (\sin c(\Delta k L) - 1), \quad (6)$$

where n_{ω_p} and $n_{2\omega_p}$ are the refractive indices of the material at the pump frequency ω_p and its second harmonic $2\omega_p$, respectively. L is the propagation length. The total effective Kerr nonlinearity can be expressed as $n_2^{\text{eff}} = n_2^{\text{nat}} + n_2^{\text{casc}}$. The phase mismatch Δk is given by

$$\Delta k = k(2\omega_p) - 2k(\omega_p) - K_g, \quad (7)$$

where K_g is the grating wave vector, defined by $K_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$, and ω_p is the pump frequency. The grating period was chosen to phase match SHG close to zero GVD to ensure a large phase mismatch at the pump wavelength.

The effective Kerr coefficient was calculated with Eq. (6) and is found to be negative at the input pulse wavelength in KTP: $n_2^{\text{casc}} = -1.65 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$, almost one order of magnitude larger than the natural Kerr coefficient in the corresponding crystal (native Kerr nonlinearity in KTP: $n_2^{\text{nat}} = 2.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ [33]).

The group index and GVD curves are shown in Fig. 1(a). Zero GVD is located at 1.8 μm for KTP. A pump wavelength close to 1.58 μm , where the GVD is positive, is selected for the supercontinuum generation in KTP. The QPM period designed, $\Lambda = 36 \mu\text{m}$, provides phase-matched SHG for 2 μm radiation. It gives a pronounced n_2^{casc} resonance, as seen in Fig. 1(c), and at this wavelength, n_2^{casc} changes sign as well. Similarly, the sign of the GVD is reversed too [Fig. 1(a)]. Different grating periods can be used as long as they correspond to phase matching close to the zero GVD point. Namely, poling periods between 32 and 40 μm will lead to similar supercontinuum generation and pulse compression.

The pump propagating in the negative Kerr and positive GVD environment experiences spectral broadening until it extends through the zero GVD point. Due to resonances in n_2^{casc} , the cascaded four-wave mixing (FWM) process will be efficient at that point and transfer energy from the short-wavelength supercontinuum part to longer wavelengths while reversing the remnant chirp in the process. Here the Kerr nonlinearity is positive, while the GVD is negative. These conditions are suitable for solitary pulse compression and further spectral broadening.

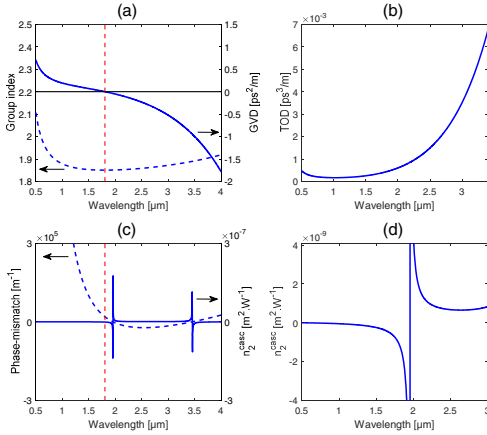


Fig. 1. (a) Group index for *c* polarization (dashed line) and group velocity dispersion (solid line) as a function of the wavelength for KTP. The horizontal black solid line represents zero GVD. (b) KTP third-order dispersion (TOD). (c) Phase mismatch (dashed line) and n_2^{calc} spectrum for KTP (solid line); the vertical dotted red line in (a) and (b) highlights the zero GVD wavelength. (d) Zoomed-in plot of the n_2^{calc} spectrum for the region of interest.

For the pump conditions stated in the beginning of this section, the optimum compression was obtained for a 10 mm long PPKTP crystal. The spectral and temporal evolution is presented in Fig. 2. The fractional response of the Raman effect relative to the Kerr response, $f_{RT} = 0.5$, was selected because it subsequently was found to produce the best match with the experiments. This is in accordance with previous observations for ferroelectric materials, where the relative fractional response of the Raman effect with respect to Kerr is quite large [34].

The spectral pump pulse evolution can be seen in Fig. 2(a). As soon as the pump is launched into the crystal, the

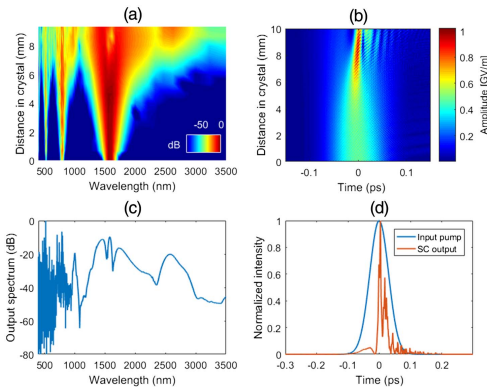


Fig. 2. (a) Calculated spectral evolution along the 10 mm PPKTP crystal, (b) calculated temporal evolution of the femtosecond pulse, (c) output supercontinuum spectrum after the 10 mm long PPKTP crystal, (d) temporal comparison of input pump pulse and output supercontinuum pulse for $f_{RT} = 0.5$.

non-phase-matched SHG and sum-frequency mixing (SFM) are generated at 790 and 526 nm, respectively, due to the high peak intensity and the high nonlinearity of the material. It can be seen in Fig. 2(a) that the SH amplitude at 790 nm is periodically modulated, which is the result of the periodic cycling of the SHG and SFM processes, i.e., cascading, which gives rise to the effective Kerr nonlinearity. This is accompanied by self-compression in the temporal domain, as highlighted in Fig. 2(b).

The pump spectrum broadens purely through SPM up to around 6 mm within the sample. Once the broadened spectrum of the pump pulse reaches zero GVD, where SHG phase matching is fulfilled, the corresponding IR component around 1 μm is generated. This happens after about 7 mm of propagation within the crystal. The leaking spectral components at longer wavelengths, above zero GVD, take part in a phase-matched cascaded FWM process, transferring power from the spectral region of the pump to the mid-IR around 2.5 μm to 3 μm. The increasing third-order dispersion (TOD) in the mid-IR [see Fig. 1(b)] shapes this wave into an Airy-type wave packet that propagates with compression of the central peak and deceleration in the reference frame and leads to the formation of trailing sub-pulses, as can be seen in Fig. 2(b). The parabolic trajectory is a characteristic of Airy-type solitons [35]. On the other hand, the weak remnants of the non-phase-matched visible emission at 0.79 and 0.53 μm, as well as the phase-matched radiation at 1 μm, are walking away rapidly from the forming soliton pulse due to the large group velocity difference from the soliton pulse. The temporal periodic modulation along the crystal length in Fig. 2(b) originates from the SHG and back-conversion phenomenon, i.e., from the cascading processes.

Figure 2(c) shows that the generated IR spectrum at the exit of the crystal extends from 1.2 to 3 μm. The temporal width of the main peak of the output pulse is 8 fs [full width at half-maximum (FWHM)], as can be seen in Fig. 2(d).

4. EXPERIMENTAL VALIDATION OF THE SUPERCONTINUUM GENERATION IN PPRKTP

For the experimental realization, we used PPRKTP. This material was chosen because it has all the favorable properties of KTP: high nonlinearities, wide transparency, and strong resistance to gray tracking [36,37], while its low ionic conductivity makes it easier to fabricate structures with high quality using the electric-field poling technique [37–39]. Several samples, with different grating lengths and poling periods, were fabricated in-house. In the following, we present experiments with a 1 mm thick PPRKTP crystal with a 36 μm QPM period and a grating length of 11 mm, which provided the broadest spectrum and the shortest pulses. The setup consisted of an OPA (Orpheus F, Light Conversion) pumped by an ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate (Yb:KGW) femtosecond laser system operating at 50 kHz (Pharos, Light Conversion). The OPA generated 128 fs long pulses centered at 1.52 μm. The OPA beam was split into two parts using a wave plate and a polarizer. The larger part of the energy (4 μJ) was used as the pump for supercontinuum generation in the PPRKTP crystal, while the remaining part (1 μJ) served as the probe pulse for sum-frequency generation cross-correlation frequency-resolved optical gating (SFG-XFROG) measurements.

A pump beam with a radius of approximately 1.5 mm was loosely focused into the PPRKTP crystal by a lens with a focal length of 200 mm. The crystal was placed at a distance of

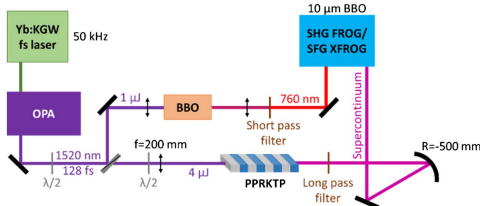


Fig. 3. Schematic of the SHG-FROG/SFG-XFROG setup.

approximately 25 mm in front of the focal point so that the self-defocusing in PPRKTP was, to some extent, counteracted by the convergence of the beam. A wave plate was used to adjust the polarization before the lens, in order to match the pump polarization to the *c* axis of the crystal and take advantage of the largest nonlinear coefficient available in PPRKTP, d_{33} . The pump intensity at the entrance of the crystal was estimated to be 13 GW/cm². With these experimental parameters, a soliton order of 7 was estimated [20]. The supercontinuum beam exiting the crystal was collimated with a metallic spherical mirror with radius of curvature $R = -500$ mm to avoid chromatic aberration.

The SFG-XFROG method was employed to characterize the supercontinuum pulses [40,41]. The setup is illustrated in Fig. 3. The deflected pump beam was frequency doubled in a 1.5 mm BBO crystal and filtered to remove the fundamental. It was then used as the probe to get the SFG-XFROG signal in the visible range. The supercontinuum and probe pulses were overlapping in a 10 μ m thin BBO crystal to generate the sum-frequency signal. The SHG frequency-resolved optical grating (SHG-FROG)/SFG-XFROG device was built in a way that allows us to use the same setup to also characterize the probe pulses via SHG-FROG (Fig. 4), ensuring the compatibility of the characterized probe pulses and the XFROG measurement.

The pump characteristics were retrieved via SHG-FROG and are presented in Fig. 4. They are used as inputs in the numerical model.

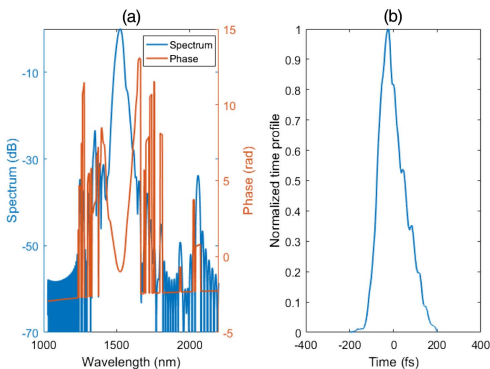


Fig. 4. (a) SHG-FROG retrieved spectrum and spectral phase of the pump beam centered at 1.52 μ m, (b) the temporal profile of the input pump pulse. The FWHM is 128 fs. The FROG error was calculated to be 0.48%.

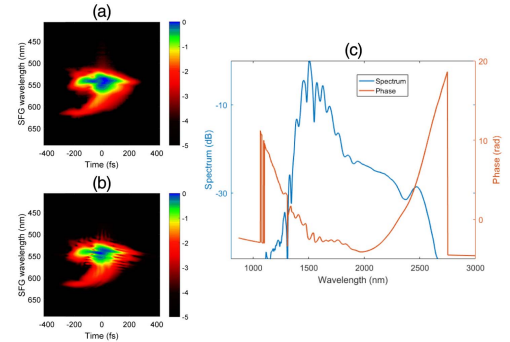


Fig. 5. (a) Measured SFG-XFROG trace and (b) retrieved SFG-XFROG trace of the supercontinuum pulse. The time axes are reversed, and the color bars represent the normalized spectrogram amplitude in log scale. (c) Retrieved spectrum and spectral phase of the supercontinuum pulse. A long-pass filter cuts away wavelengths shorter than 1.1 μ m.

The measured and retrieved SFG-XFROG traces, with a retrieval error of 3%, are presented in Figs. 5(a) and 5(b), respectively. In these figures, the time axes are reversed. The SFG-XFROG traces reveal that at zero delay, the generated spectrum is indeed very broad (note that an SFG wavelength of 600 nm here would correspond to a signal wavelength of 2.85 μ m). The weak components at longer wavelengths are trailing the main peak, being split into a dispersive wave by TOD. Here we do not observe intensity modulation on the trailing side of the pulse, characteristic of an Airy soliton, which was obtained under somewhat different and ideal excitation conditions in the simulations in Fig. 2. The corresponding supercontinuum spectrum extends from 1.1 to 2.7 μ m, as shown in Fig. 5(c). It also reveals that the spectral phase is quite smooth, with a predominant contribution of the quadratic phase for wavelengths beyond 2 μ m. This means that the supercontinuum pulse can be further compressed in the mid-IR range, using suitable dispersion compensation.

Figure 6 shows the results from the numerical calculations and summarizes the spectral and temporal evolutions of the supercontinuum pulse along the crystal grating using the spectrum and the phase of the input pulse taken from the experimental data in Fig. 4. Note that the input pulse is chirped and, apart from the central peak, the spectrum contains additional spectral components coming from the OPA. As expected from the theoretical results in the previous section, the pump spectrum first broadens, while the non-phase-matched SHG and SFM are generated in the visible range. After approximately 9 mm propagation within the crystal, the spectrum reaches 2 μ m and the quasi-phase-matched 1 μ m wavelength starts to appear, while the supercontinuum keeps expanding toward mid-IR wavelengths. Additional spectral components initially present on the short- and long-wavelength sides of the pump are gradually amplified during propagation. Figure 6(b) highlights the nonlinear compression process, which also matches the experimental pulse duration very well. Indeed, simulations show that under the conditions of the experiment, the Airy soliton is not formed, in agreement with the observations from the experimental SFG-XFROG traces.

The experimental results and the simulations adapted to the real pump pulse match rather well and confirm the

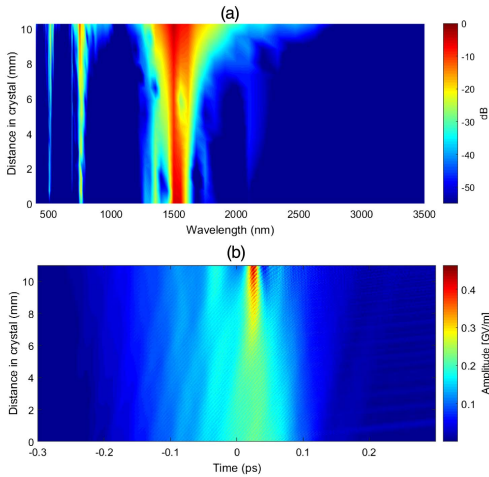


Fig. 6. (a) Calculated spectral distribution and (b) the calculated temporal evolution of the pump pulse along the 11 mm long PPRKTP crystal. The Raman coefficient f_{RT} was set to 0.5.

above-mentioned broadening and self-compression mechanisms. Figure 7 shows a comparison between the experimental and calculated temporal shape [Fig. 7(a)] and spectrum [Fig. 7(b)] of the supercontinuum pulse. The self-compressed experimental supercontinuum pulse was 18.6 fs long (FWHM), while the transform limit would correspond to a 13 fs long pulse. The spectral extent of the simulated supercontinuum was studied for different values of the fractional contribution of the Raman response, f_{RT} . The best agreement in terms of the output spectral shape, extent, and temporal width was obtained for $f_{RT} = 0.5$ and is presented in Fig. 7 in blue curves along with the experimental data. The numerical calculations in this case showed pulses with a FWHM of 11.4 fs at the end of the crystal [Fig. 7(a)].

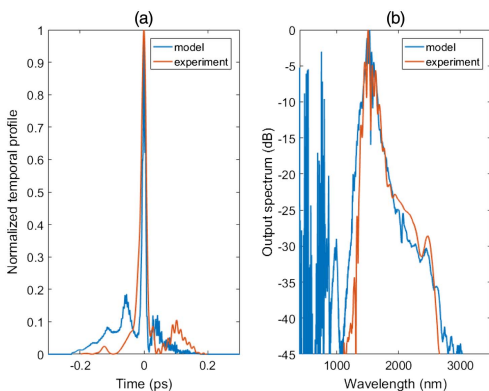


Fig. 7. Comparison of (a) output temporal profiles and (b) output supercontinuum spectra for both the numerical model (blue solid curves) and the experimental results (orange solid curves). The experimentally obtained spectrum starts above 1 μm because a long-pass filter was used in the SFG-XFROG setup, cutting away shorter wavelengths.

5. CONCLUSION

A single-wave nonlinear envelope equation was developed to investigate the propagation of ultra-broadband optical pulses in $\chi^{(2)}$ -modulated non-centrosymmetric media. It was applied to PPRKTP in order to study its performance in supercontinuum generation and pulse self-compression in the mid-IR range. To get a good fit with experiments, the two strongest Raman modes were used in the calculations with the Raman contribution $f_{RT} = 0.5$. Proper design of the domain grating was implemented to obtain a strong negative Kerr nonlinearity, which led to drastic spectral broadening in the normal dispersion regime, where the pump was initially launched. The model shows a potential for obtaining an octave-exceeding spectrum extending to 3 μm while providing a reasonably clean output temporal profile. At the same time, this leads to self-compression of 100 fs Gaussian pump pulses down to 8 fs (FWHM) in PPKTP. Previous experimental results with periodically poled LN waveguides showed a supercontinuum extending up to 3 μm , but with a large dip in magnitude around 2.5 μm [13]. Moreover, utilizing structured bulk samples instead of waveguides would be beneficial, as one can utilize large beam sizes and thereby obtain higher energy without risking catastrophic material damage.

Experimental validation of the model was performed using an OPA generating 128 fs pulses centered at 1.52 μm and an 11 mm long PPRKTP crystal. A broad supercontinuum spectrum extending from 1.1 to 2.7 μm was generated, and an associated nonlinear self-compression was observed, as predicted from the numerical model. Pulses as short as 18.6 fs were measured using a SFG-XFROG setup. The retrieved spectral phase proved to be quite smooth in the mid-IR range.

Consequently, this supercontinuum pulse could be considered for further experimental work, for instance, as a seed for optical parametric chirped pulse amplifiers. Moreover, this approach is energy scalable for periodically poled ferroelectrics thanks to large-aperture samples [39,42,43]. In addition, our numerical model and experimental setup could be applied to other periodically poled ferroelectrics. Particularly promising is the KTP isomorph KTiOAsO_4 , which presents a flatter GVD profile and a broader transmission window in the mid-IR, features that are of interest for octave-spanning supercontinuum generation. Finally, the model is designed such that different poling structures can be investigated. In particular, future work should focus on apodized, aperiodically poled structures [44–47].

Funding. Vetenskapsrådet (VR); Linnaeus Center ADOPT; Knut och Alice Wallenbergs Stiftelse (2016.0104); European Regional Development Fund (ERDF) (01.2.2-LMT-K-718).

REFERENCES

1. M. Bache, O. Bang, B. B. Zhou, J. Moses, and F. W. Wise, "Optical Cherenkov radiation in ultrafast cascaded second-harmonic generation," *Phys. Rev. A* **82**, 063806 (2010).
2. T. Hansel, W. Köhler, A. Assion, J. Bethge, and E. Büttner, "NIR and MIR tunable 130 fs supercontinuum-seeded OPA with 25 nJ pulse energy and 5 MHz repetition rate," in *Conference on Lasers and Electro-Optics—International Quantum Electronics Conference* (Optical Society of America, 2013), paper CFIE_9_2.
3. A. Klenner, F. Emaury, C. Schriber, A. Diebold, C. J. Saraceno, S. Schilt, U. Keller, and T. Südmeyer, "Phase-stabilization of the carrier-envelope-offset frequency of a SESAM modelocked thin disk laser," *Opt. Express* **21**, 24770–24780 (2013).

4. C. F. Kaminski, R. S. Watt, A. D. Elder, J. H. Frank, and J. Hult, "Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy," *Appl. Phys. B* **92**, 367–378 (2008).
5. F. Silva, D. R. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, and J. Biegert, "Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal," *Nat. Commun.* **3**, 807 (2012).
6. M. Sheik-Bahae, "Nonlinear optics of bound electrons in solids," in *Nonlinear Optical Materials*, J. V. Moloney, ed. (Springer, 1998), pp. 205–224.
7. B. W. Mayer, C. R. Phillips, L. Gallmann, and U. Keller, "Mid-infrared pulse generation via achromatic quasi-phase-matched OPCPA," *Opt. Express* **22**, 20798–20808 (2014).
8. T. Brabec and F. Krausz, "Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime," *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282–3285 (1997).
9. M. Bache, J. Moses, and F. W. Wise, "Scaling laws for soliton pulse compression by cascaded quadratic nonlinearities," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2752–2762 (2007).
10. M. Conforti, F. Baronio, and C. De Angelis, "Nonlinear envelope equation for broadband optical pulses in quadratic media," *Phys. Rev. A* **81**, 053841 (2010).
11. M. Conforti and F. Baronio, "Extreme high-intensity and ultra-broadband interactions in anisotropic β -BaB₂O₄ crystals," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 1041–1047 (2013).
12. C. R. Phillips, C. Langrock, J. S. Pelc, M. M. Fejer, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Supercontinuum generation in quasi-phase-matched waveguides," *Opt. Express* **19**, 18754–18773 (2011).
13. C. Langrock, M. M. Fejer, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Generation of octave-spanning spectra inside reverse-proton-exchanged periodically poled lithium niobate waveguides," *Opt. Lett.* **32**, 2478–2480 (2007).
14. M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo, "Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃," *Opt. Express* **19**, 4121–4128 (2011).
15. M. Levenius, M. Conforti, F. Baronio, V. Pasiskevicius, F. Laurell, C. De Angelis, and K. Gallo, "Multistep quadratic cascading in broadband optical parametric generation," *Opt. Lett.* **37**, 1727–1729 (2012).
16. B. Zhou, H. Guo, and M. Bache, "Energetic mid-IR femtosecond pulse generation by self-defocusing soliton-induced dispersive waves in a bulk quadratic nonlinear crystal," *Opt. Express* **23**, 6924–6936 (2015).
17. J. D. Bierlein and H. Vanherzeele, "Potassium titanyl phosphate: properties and new applications," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 622–633 (1989).
18. H. Karlsson and F. Laurell, "Electric field poling of flux grown KTiOPO₄," *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3474–3476 (1997).
19. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic, 2008).
20. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic, 2007), Chap. 2.
21. K. Fradkin, A. Arie, A. Skliar, and G. Rosenman, "Tunable mid-infrared source by difference frequency generation in bulk periodically poled KTiOPO₄," *Appl. Phys. Lett.* **74**, 914–916 (1999).
22. G. Hansson, H. Karlsson, S. Wang, and F. Laurell, "Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds," *Appl. Opt.* **39**, 5058–5069 (2000).
23. H. Jang, A.-L. Viotti, G. Strömqvist, A. Zukauskas, C. Canalias, and V. Pasiskevicius, "Counter-propagating parametric interaction with phonon-polaritons in periodically poled KTiOPO₄," *Opt. Express* **25**, 2677–2686 (2017).
24. G. E. Kugel, F. Bréhat, B. Wyncke, M. D. Fontana, G. Marnier, C. Carabatos-Nedelec, and J. Mangin, "The vibrational spectrum of KTiOPO₄ single crystal studied by Raman and infrared reflectivity spectroscopy," *J. Phys. C* **21**, 5565–5583 (1988).
25. V. Pasiskevicius, C. Canalias, and F. Laurell, "Highly efficient stimulated Raman scattering of picosecond pulses in KTiOPO₄," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 041110 (2006).
26. H. P. Li, C. H. Kam, Y. L. Lam, and W. Ji, "Femtosecond Z-scan measurements of nonlinear refraction in nonlinear optical crystals," *Opt. Mater.* **15**, 237–242 (2001).
27. J. Hult, "A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers," *J. Lightwave Technol.* **25**, 3770–3775 (2007).
28. R. Lindberg, P. Zeil, M. Malmström, F. Laurell, and V. Pasiskevicius, "Accurate modeling of high-repetition rate ultrashort pulse amplification in optical fibers," *Sci. Rep.* **6**, 34742 (2016).
29. S. Cussat-Blanc, A. Ivanov, D. Lupinski, and E. Freysz, "KTiOPO₄, KTiOAsO₄ and KNbO₃ crystals for mid-infrared femtosecond optical parametric amplifiers: analysis and comparison," *Appl. Phys. B* **70**, S247–S252 (2000).
30. F. Bach, M. Mero, V. Pasiskevicius, A. Zukauskas, and V. Petrov, "High repetition rate, femtosecond and picosecond laser induced damage thresholds of Rb:KTiOPO₄ at 1.03 μ m," *Opt. Mater. Express* **7**, 744–750 (2017).
31. H. Vanherzeele and J. D. Bierlein, "Magnitude of the nonlinear-optical coefficients of KTiOPO₄," *Opt. Lett.* **17**, 982–984 (1992).
32. R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, E. W. Van Stryland, and H. Vanherzeele, "Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP," *Opt. Lett.* **17**, 28–30 (1992).
33. M. Sheik-Bahae and M. Ebrahimzadeh, "Measurements of nonlinear refraction in the second-order materials KTiOPO₄, KNbO₃, -BaB₂O₄, and LiB₃O₅," *Opt. Commun.* **142**, 294–298 (1997).
34. M. Bache and R. Schiek, "Review of measurements of Kerr nonlinearities in lithium niobate: the role of the delayed Raman response," arXiv:1211.1721v1 (2012).
35. M. V. Berry and N. L. Balazs, "Nonspreading wave packets," *Am. J. Phys.* **47**, 264–267 (1979).
36. A. Zukauskas, V. Pasiskevicius, and C. Canalias, "Second-harmonic generation in periodically poled bulk Rb-doped KTiOPO₄ below 400 nm at high peak-intensities," *Opt. Express* **21**, 1395–1403 (2013).
37. Q. Jiang, P. A. Thomas, K. B. Hutton, and R. C. C. Ward, "Rb-doped potassium titanyl phosphate for periodic ferroelectric domain inversion," *J. Appl. Phys.* **92**, 2717–2723 (2002).
38. S. Wang, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, "High-efficiency frequency converters with periodically-poled Rb-doped KTiOPO₄," *Opt. Mater.* **30**, 594–599 (2007).
39. A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and C. Canalias, "5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion," *Opt. Mater. Express* **1**, 201–206 (2011).
40. R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: the Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer, 2012).
41. R. Budrionas, D. Kucinskas, and A. Varanavicius, "High-energy continuum generation in an array of thin plates pumped by tunable femtosecond IR pulses," *Appl. Phys. B* **123**, 212 (2017).
42. H. Ishizuki and T. Taira, "High-energy quasi-phase-matched optical parametric oscillation in a periodically poled MgO:LiNbO₃ device with a 5 mm \times 5 mm aperture," *Opt. Lett.* **30**, 2918–2920 (2005).
43. H. Ishizuki and T. Taira, "Mg-doped congruent LiTaO₃ crystal for large-aperture quasi-phase matching device," *Opt. Express* **16**, 16963–16970 (2008).
44. H. Suchowski, V. Prabhudesai, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg, "Robust adiabatic sum frequency conversion," *Opt. Express* **17**, 12731–12740 (2009).
45. H. Suchowski, B. D. Bruner, A. Ganany-Padowicz, I. Juwiler, A. Arie, and Y. Silberberg, "Adiabatic frequency conversion of ultrafast pulses," *Appl. Phys. B* **105**, 697–702 (2011).
46. C. Heese, C. R. Phillips, L. Gallmann, M. M. Fejer, and U. Keller, "Role of apodization in optical parametric amplifiers based on aperiodic quasi-phase-matching gratings," *Opt. Express* **20**, 18066–18071 (2012).
47. C. R. Phillips, C. Langrock, D. Chang, Y. W. Lin, L. Gallmann, and M. M. Fejer, "Apodization of chirped quasi-phase-matching devices," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 1551–1568 (2013).

Vilniaus universiteto leidykla
Saulėtekio al. 9, LT-10222 Vilnius
El. p. info@leidykla.vu.lt,
www.leidykla.vu.lt
Tiražas 13 egz.