

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.296>

<https://orcid.org/0000-0001-9663-3336>

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Paulius
MACKONIS

Didelės smailinės galios lazerio kūrimas
taikant kieto kūno, parametrinius ir pri-
verstinės Ramano sklaidos stiprintuvus

DAKTARO DISERTACIJA

Technologijos mokslai,
Medžiagų inžinerija (T 008)

VILNIUS 2022

Disertacija rengta 2017–2021 Fizinių ir technologijos mokslų centro Lazerinių technologijų skyriuje, Kieto kūno lazerių laboratorijoje. Mokslinius tyrimus rėmė Lietuvos mokslo taryba.

Mokslinis vadovas:

Dr. Aleksej M. Rodin (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – Prof dr. Aidas Matijošius (Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Nariai:

Dr. Skirmantas Ališauskas (Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

Prof. dr. Arkady Major (Manitobos universitetas, Kanada, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

Dr. Audrius Pugžlys (Vienos technikos universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

Dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2022 m. kovo mėn. 31 d. 16:30 val. FTMC Fizikos instituto salėje.

Adresas: Savanorių pr. 231, LT-02300 Vilnius, Lietuva

Tel. +370 5 264 8884; el. paštas: office@ftmc.lt

Disertaciją galima peržiūrėti Fizinių ir technologijos mokslų centro bei Vilniaus universiteto bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu: www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.296>

<https://orcid.org/0000-0001-9663-3336>

VILNIUS UNIVERSITY
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Paulius
MACKONIS

Development of a high peak power laser based on solid-state, parametric and stimulated Raman amplifiers

DOCTORAL DISSERTATION

Technological sciences,
Material engineering (T 008)

VILNIUS 2022

This dissertation was written between 2017 and 2021 at the Department of Laser Technologies of the Center for Physical Sciences and Technology in Solid-State Lasers laboratory. The research was supported by the Research Council of Lithuania.

Academic supervisor:

Dr. Aleksej M. Rodin (Center for Physical Sciences and Technology, Technological sciences, Material engineering, T 008).

Dissertation Defence Panel:

Chairman – Prof dr. Aidas Matijošius (Vilnius University, Technological sciences, Material engineering, T 008).

Members:

Dr. Skirmantas Ališauskas (Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Technological sciences, Material engineering, T 008),

Prof. dr. Arkady Major (University of Manitoba, Canada, Technological sciences, Material engineering, T 008),

Dr. Audrius Pugžlys (Vienna University of Technology, Technological sciences, Material engineering, T 008),

Dr. Kęstutis Regelskis (Center for Physical Sciences and Technology, Technological sciences, Material engineering, T 008).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 16:30 on 31th March 2022 in the hall of FTMC Institute of Physics.

Address: Savanorių Ave. 231, LT-02300 Vilnius, Lithuania

Tel. +370 5 264 8884; e-mail: office@ftmc.lt

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

TURINYS

PADĖKA	7
SANTRUMPOS	8
ĮVADAS	9
DISERTACIJOS TIKSLAS IR UŽDAVINIAI.....	11
MOKSLINIS TYRIMŲ NAUJUMAS.....	12
PRAKTINĖ NAUDA	12
GINAMIEJI TEIGINIAI	13
DISERTACIJOS STRUKTŪRA	14
APROBACIJA	15
1 LITERATŪROS APŽVALGA.....	20
1.1 TW eilės smailinės galios, keleto optinių ciklų OPCPA sistemų ap- žvalga.....	20
1.2 Vienetinių pikosekundžių ir sub–pikosekundžių impulsų trukmės di- delės energijos kaupinimo lazerių apžvalga	28
1.2.1 Yb:YAG medžiagos savybės	30
1.2.2 Skaiduliniai lazeriai	32
1.2.3 Plonojo disko lazeriai	34
1.2.4 Strypo, plokštelės ir monokristalinės skaidulos lazeriai	36
1.3 Superkontinuumo generacija vienetinių pikosekundžių trukmės im- pulsais	38
1.4 Priverstinė Ramano sklaida.....	45
2 DIDELĖS SMAILINĖS GALIOS HIBRIDINIS KAUPINIMO LAZERIS	51
2.1 Skaidulinis užkrato lazeris ir impulsų retintuvas.....	52
2.2 Dviejų pakopų čirpuotų impulsų Yb:YAG strypų stiprintuvas.....	54
2.3 Sustiprintų čirpuotų impulsų spūda.....	62
2.4 Vienetinių pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsų gaubtinės valdymas pakopiniame antrosios harmonikos generatoriuje	66
2.5 Apibendrinimas.....	69
3 PLATAUS SPEKTRO UŽKRATO FORMAVIMAS BALTOS ŠVIE- SOS KONTINUUMO GENERATORIUJE	72

3.1	Regimosios spektro srities kontinuumo generacija	73
3.2	Infraraudonosios spektro srities kontinuumo generacija	76
3.3	Apibendrinimas	79
4	ČIRPUOTŲ KONTINUUMO IMPULSŲ NEKOLINEARUS PARAMETRINIS STIPRINIMAS VIENETINIŲ PIKOSEKUNDŽIŲ TRUKMĖS IMPULSAIS	81
4.1	OPCPA kaupinimo impulsų gaubtinės bei užkrato trukmės optimizavimas plataus spektro stiprinimui	86
4.2	Sustiprintų čirpuotų impulsų spūda	92
4.3	Apibendrinimas	94
5	ČIRPUOTŲ KONTINUUMO IMPULSŲ STIPRINIMAS PRIVERSTINĖS RAMANO SKLAIDOS STIPRINTUVE	96
5.1	Kalio gadolinio volfromato Ramano aktyvioji terpė	99
5.2	Priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvo konfigūracijos pasirinkimas	101
5.3	Kontinuumo impulsų stiprinimas dvipakopiame priverstinės Ramano sklaidos stiprintuve	104
5.4	Apibendrinimas	108
	IŠVADOS	110
	SUMMARY	111
	Introduction	111
	The goal and main tasks of the thesis	113
	Scientific novelty	113
	Practical value	114
	Statemants to defend	114
	Scientific papers and author's contribution	115
	Outline of the results	116
	Hybrid high peak power pump laser	118
	Formation of a broadband seed in a WLC generator	122
	Noncollinear parametric amplification of continuum pulses with single-picosecond pump pulses	124
	Amplification of chirped continuum pulses in a stimulated Raman amplifier	128
	Conclusions	132
	LITERATŪROS SĄRAŠAS	134

PADĖKA

Visų pirma norėčiau padėkoti savo moksliniam vadovui dr. A. M. Rodin už doktorantūros metais perteiktas žinias, patirtį, mokslinių idėjų generavimą ir visokeriopą pagalbą ir rūpestį atliekant mokslinius tyrimus. Taip pat už prisiimtą administracinio darbo našumą laboratorijos veiklos išlaikymui, už išskirtines sąlygas doktorantui susikoncentruoti į mokslinį darbą.

Ačiū kolegoms A. Petrulėnui ir V. Girdauskui už produktyvų darbą kartu, bei jų visapusišką pagalbą rengiant šį disertacinį darbą.

Esu labai dėkingas dr. R. Danilevičiui už svarbius patarimus ir konsultacijas kuriant OPCPA sistemą, bei dr. A. Michailovui už diskusijas moksliniais klausimais.

Taip pat norėčiau padėkoti prof.habil.dr. G. Niaurai ir Spektroelektrochemijos laboratorijos grupei už atliktus spektrinius spontaninės Ramano sklaidos matavimus.

Ir, be abejo, esu labai dėkingas artimiesiems, ypač savo žmonai Urtei, už kantrybę ir palaikymą mano studijų metais.

Dalis šioje disertacijoje aprašytų darbų buvo remiama Lietuvos mokslo tarybos, vykdant projektą LAT-10/2016.

SANTRUMPOS

- APF – sustiprinta parametrinė fluorescencija (angl. *amplified parametric fluorescence*)
- BBO – beta-bario boratas, β -BaB₂O₄ (angl. *beta-barium borate*)
- CPA – čirpuotų impulsų stiprintuvas (angl. *Chirped Pulse Amplifier*)
- FWHM – pilnas plotis pusės aukštyje (angl. *full-width at half-maximum*)
- GDD – grupinio vėlinimo dispersija (angl. *group delay dispersion*)
- GVM – grupinių greičių nederinimas (angl. *group velocity mismatch*)
- YAG – itrio aliuminio granatas (angl. *yttrium aluminium garnet*, Y₃Al₅O₁₂)
- KGW – kalio gadolinio volframatas (angl. *potassium gadolinium tungstate*, KGd(WO₄)₂)
- NIR – artimoji infraraudonoji sritis (angl. *near infrared*, $\lambda = 0,75 - 1,4 \mu\text{m}$)
- NOPA – nekolinearus optinis parametrinis stiprintuvas (angl. *Noncollinear Optical Parametric Amplifier*)
- OPA – optinis parametrinis stiprintuvas (angl. *Optical Parametric Amplifier*)
- OPCPA – optinis parametrinis čirpuotu impulsų stiprintuvas (angl. *Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier*)
- SHG – antros harmonikos generacija (angl. *second harmonic generation*)
- SPM – fazės moduliavimasis (angl. *self-phase modulation*)
- SRA – priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvas (angl. *stimulated Raman amplifier*)
- SRS – priverstinė Ramano sklaida (angl. *stimulated Raman scattering*)
- SWIR – trumpabangė infraraudonoji sritis (angl. *short-wave infrared*, $\lambda = 1,4 - 3,0 \mu\text{m}$)
- TOD – trečios eilės dispersija (angl. *third order dispersion*)
- TSRCPA – nenuostoviosios priverstinės Ramano sklaidos čirpuotų impulsų stiprintuvas (angl. *transient stimulated Raman chirped-pulse amplifier*)
- WLC – baltos šviesos kontinuumas (angl. *white light continuum*)

ĮVADAS

Ultrasparčiųjų lazerių vystimą paskatino auganti jų paklausa biologijoje, medicinoje, mikroelektronikoje, molekulių ir medžiagų moksluose [1–3]. Jau devintajame praeito amžiaus dešimtmetyje tikra revoliucija prasidėjo pasirodžius pirmiesiems sinchronizuotų modų veikos Ti:safyro osciliatoriams, kurie greitai tapo ir dominuojančia ultrasparčiųjų lazerių technologija, šiandien leidžiančia generuoti net kelių femtosekundžių trukmės lazerio impulsus ties 800 nm centrinio bangos ilgiu [4,5]. Augant lazerinių šaltinių intensyvumui, tolimesnį tokių osciliatoriaus impulsų stiprinimą lazerinėje terpėje apribojo optinio pramušimo ir impulsų saviveikos reiškiniai. Naujas didelės energijos ultrasparčiųjų lazerių raidos etapas prasidėjo Morou pasiūlius čirpuotų impulsų stiprinimo (CPA) metodą [6]. Dėka CPA technologijos, leidžiančios realizuoti milžiniškus lazerinės spinduliuotės intensyvumus, gimė ir sparčiai progresavo naujos mokslinių tyrimų srytys, tokios kaip elementariųjų dalelių greitinimas intensyviame lazerinės spinduliuotės lauke [7], aukštųjų harmonikų ir pavienių atosekundinių impulsų [8,9] ar didelio intensyvumo THz spinduliuotės generacija [10]. Pastaraisiais dešimtmečiais buvo pristatyta daugybė Ti:safyro CPA sistemų patobulinimų, o šiuo metu tokios sistemos gali generuoti teravatų ar net petavatų smailinės galios impulsus [11–14]. Tačiau impulsų spektro siaurėjimas stiprinimo metu, apriboja pasiekiamą impulso trukmę paprastai iki >20 fs. Vienas iš būdų formuoti kelių optinių ciklų impulsus Ti:safyro CPA sistemose, tai papildomas impulso spektro plėtimas inertinių dujų pripildytuose tuščiaviduriuose šviesolaidžiuose (angl. *Hollow core fiber*), kur formuojami net 4 fs trukmės impulsai [15,16]. Tačiau tokiose sistemose pasiekiamą išvadinių impulsų energiją iki kelių mJ [16,17] paprastai jau riboja šviesolaidžio optiniai pažeidimai, esant dideliems energijos tankiams.

Dėl ypatingų savo savybių optinis paramentris stiprinimas (OPA) sulaukė didžiulio susidomėjimo kaip kita alternatyva keletu optinių ciklų impulsų generacijai [18]. Priešingai nei įprastuose kieto kūno stiprintuvuose, spinduliuotės stiprinimas nėra susijęs su lazerinės terpės užpildos apraža, todėl parametriniame kristale nėra kaupinimo sugerties, tuo pačiu ir termo-optinių reiškinų įtaka yra daug mažesnė. Tai leidžia užtikrinti gerą pastiprinto pluošto kokybę, be to parametriškai stiprinant impulsus, galima realizuoti net iki 10^{10} stiprinimą ne-

tiesiniame kristale [19]. Vienas svarbiausių OPA privalumų – galimybė stiprinti itin plataus spektro impulsus esant nekolinearai kaupinimo ir signalo pluoštų sanklotai (NOPA). Tokiu atveju, parametrinio stiprinimo juostos plotis, galintis siekti beveik vieną oktavą regimojoje sprekto srityje, viršija bet kokių žinomų kieto kūno stiprintuvų juostą. Pritaikius šį metodą buvo pademonstruotos rekordinės sub-4 fs pastiprintų impulsų trukmės [20, 21]. Panaudojus OPA/NOPA ir CPA technologijų privalumus 1992 m. pirmą kartą pristatytas optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimo (OPCPA) metodas [22], kuris iki šiol plačiai taikomas generuoti dešimčių milidžaulių energijos, keletu optinių ciklų, TW lygio smailinės galios impulsus [23–26]. Šiuo metu jau yra sistemų OPCPA pagrindu, kuriose pasiekama ir beveik PW smailinė galia, tiesa sustiprintų impulsų trukmės tokiais atvejais gerokai ilgesnės 30–45 fs [27, 28]. Neseniai buvo užsibrėžtas ilgalaikis tikslas sukurti sudėtingus lazerinius kompleksus [29–31], kur tikimasi generuoti rekordinius 10 PW smailinės galios, 30 fs ar netgi <20 fs trukmės impulsus. Taigi didelės energijos, ultratrumpųjų impulsų OPCPA sistemos turi nemažai pranašumų, o išvardiniais parametrais niekuom nenusileidžia, lyginant su klasikiniai Ti:safyro stiprintuvais.

Didelės smailinės galios OPCPA sistemų plataus spektro užkratui dažniausiai naudojamas Ti:safyro femtosekundinis osciliatorius [32] arba baltos šviesos kontinuumas (WLC) generuojamas femtosekundiniais impulsais iš regeneracinių (Ti:safyro, Yb:KGW) stiprintuvų [33, 34]. Tokiais atvejais, dėl mažos užkrato impulso energijos (nJ eilės), būtinas papildomas jų stiprinimas femtosekundiniame parametriniame stiprintuve, o galutinis impulsų stiprinimas realizuojamas OPCPA pakopose, kurių kaupinimui paprastai naudojami Nd³⁺ jonais legiruotos aktyvios terpės kieto kūno lazeriai [34]. Tokių sistemų standartinė realizacija reikalauja naudoti ne tik sudėtingą optinę ar elektroninę femtosekundinių ir pikosekundinių lazerių sinchronizaciją [35], bet ir būtina užtikrinti signalo plėtrą iki kelių dešimčių pikosekundžių trukmės. Kaupinimo lazeriai yra vieni svarbiausių dalių, kuri itin lemia visos OPCPA sistemos patikimumą ir veiką. Nuolat besivystančios Yb³⁺ jonais legiruotų, lazeriniais diodais kaupinamų CPA technologijos, atvėrė naujas galimybes generuoti didelės energijos vienetinių pikosekundžių ar sub-ps trukmės impulsus. Keletos pikosekundžių trukmės impulsų (1-2 ps) taikymas OPCPA sistemose suteikia nemažai privalumų: suspaprastintos parametriškai stiprinamo signalo plėtrospūdės grandinės, plataus spektro signalo formavimas kaupinant WLC genera-

torių tuo pačiu lazeriu kaip ir parametrinį stiprintuvą, taip užtikrinant užkrato ir kaupinimo impulsų sinchronizaciją [36], geresnis pastiprintų impulsų laikinis kontrastas [37], trumpesnių (~ 1 mm) kristalų panaudojimas ir platesnės parametrinio stiprinimo juostos realizacija [38]. Tačiau iki šiol yra pademonstruota vos pora TW eilės smailinės galios keletų optinių ciklų OPCPA sistemų, kaupinamų keletos pikosekundžių trukmės impulsais [39, 40], o ir jų kaupinimui naudojami net keli santykinai sudėtingi ir brangūs plonojo disko lazeriai. Todėl pastaruoju metu daug pastangų yra skiriama kompaktiškų, paprastesnių ir efektyvesnių didelės smailinės galios lazerių vystymui, siekiant ne tik gerinti jų išvadines charakteristikas, bet tuo pačiu plėsti jų pritaikymo sritis ir didinti jų prieinamumą.

Šiame darbe pateikti tyrimai yra skirti didelės smailinės galios lazerinės sistemos sukūrimui ir jos optimizavimui. Skaidulinių, kieto kūno lazerių ir OPCPA technologijų privalumai, leido užtikrinti femtosekundinio didelės energijos lazerio kompaktiškumą, stabilumą ir paprastumą. Sukurtas dviejų pakopų Yb:YAG CPA, pakopinis SHG ir WLC generatoriai ženkliai supaprastino keletos optinių ciklų didelės energijos OPCPA. Darbe pristatytas ir naujas nenuostoviosios priverstinės Ramano sklaidos čirpuotų impulsų stiprinimo (TSRCPA) metodas, įgalinantis itin efektyviai generuoti femtosekundinės trukmės didelės energijos impulsus.

DISERTACIJOS TIKSLAS IR UŽDAVINIAI

Šios disertacijos tikslas – ištirti kieto kūno, parametrinį bei priverstinės Ramano sklaidos čirpuotų impulsų stiprintuvus ir sukurti kompaktišką didelės smailinės galios modulinę lazerinę sistemą leidžiančią pikosekundinės ir femtosekundinės trukmės impulsų generavimą VIS–NIR bangos ilgių ruože.

Siekiant įgyvendinti disertacijos tikslą buvo iškelti ir sprendžiami šie uždaviniai:

1. Sukurti kompaktišką didelės energijos, vienetinių pikosekundžių trukmės OPCPA kaupinimo lazerį, sudarytą iš skaidulinio užkrato šaltinio, kelių pakopų Yb:YAG strypų CPA ir gardelinio impulsų spaustuvo.
2. Ištirti WLC generaciją kietakūnėje terpėje taikant pikosekundinį Yb:YAG lazerį. Nustatyti optimalias sąlygas plataus spektro WLC formavimui, siekiant trumpalaikio ir ilgalaikio impulso energijos, spektro gaubtinės ir skirstinio stabilumo.

3. Ištirti vienetinių pikosekundžių impulsų laikinės gaubtinės valdymą didelio keitimo efektyvumo pakopiniame antros harmonikos generatoriuje.
4. Panaudojant WLC užkratą ištirti vienetinių pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsų gaubtinės formos įtaką OPCPA energijos keitimo efektyvumui bei stiprinamos spektrinės juostos pločiui ir pademonstruoti keleto optinių ciklų trukmės, kelių milidžaulių energijos impulsų generaciją.
5. Ištirti WLC impulsų stiprinimą priverstinės Ramano sklaidos stiprintuve siekiant didžiausio energijos keitimo efektyvumo ir trumpiausios spektro ribotos sustiprintų Stokso impulsų trukmės.

MOKSLINIS TYRIMŲ NAUJUMAS

1. Eksperimentiškai realizuotas didelės energijos (>20 mJ) ir aukštos pluošto sklaidimo kokybės ($M^2 < 1,1$), ~ 1 ps trukmės impulsų generavimo būdas, panaudojant: skaidulinį užkrato lazerį, impulsų retintuvą, skaidulinį kaupinimo impulsų multipleksorių, dviejų pakopų dviejų lėkių Yb:YAG strypų stiprintuvą ir didelio efektyvumo gardelinį impulsų spaustuvą.
2. Pademonstruota stabilus WLC generacija vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais YAG kristale $\sim 0,5 - 2,4$ μm bangos ilgių ruože.
3. Ištirtas vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų gaubtinės valdymo metodas, kartu leidžiantis pasiekti 85% bendrą keitimo efektyvumą dvipakopiame antros harmonikos generatoriuje.
4. Parodyta, kad vienetinių pikosekundžių trukmės valdomos kaupinimo impulsų gaubtinės taikymas leidžia išplėsti OPCPA stiprinimo juostą ir to pagrindu sukurti kompaktišką keleto optinių ciklų sub-TW smailinės galios lazerį.
5. Plačiajuosčių WLC impulsų priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvas leidžia generuoti femtosekundinius Stokso impulsus, kurių smailinė galia viršija kaupinimo smailinę galią.

PRAKTINĖ NAUDA

Sukurta kompaktiška didelės smailinės galios modulinė lazerinė sistema galinti generuoti ultratrumpuosius impulsus plačiame VIS–NIR bangos ilgių ruo-

že. Visą sistemą sudaro penki pagrindiniai moduliai: hibridinis skaidulinis-kietakūnis Yb:YAG kaupinimo lazeris, pakopinis SHG ir WLC generatoriai, kelių pakopų OPCPA ir TSRCPA stiprintuvai. Darbe realizuoto Yb:YAG lazerio architektūra leidžia pasiekti ~ 1 ps trukmės, didelės energijos impulsus su išskirtine pluošto kokybe santykinai pigiomis priemonėmis. Šie technologiniai sprendimai 2018 m. buvo įdiegti UAB „Ekspla“ komercinių lazerių gamyboje. Pademonstruota, kad sub-TW klasės OPCPA sistemos kaupinimui ir WLC užkrato impulsų sužadimui vienetinių pikosekundžių trukmės lazerio panaudojimas, leidžia supaprastinti jos architektūrą. Toks sprendimas gali atverti naujas galimybes kompaktiškų keleto optinių ciklų, didelės energijos ir aukšto impulsų kontrasto lazerinių sistemų taikymui. WLC impulsų panaudojimas vietoj skirtuminio dažnio generacijos pakopos, leistų supaprastinti SWIR srities parametrinių stiprintuvų projektavimą. Dalis šiame darbe pateiktų rezultatų naudojami vystant mišrią OPCPA-TSRCPA lazerinę sistemą < 50 fs trukmės SWIR impulsų generacijai.

GINAMIEJI TEIGINIAI

1. Hibridinė skaidulinio-kietakūnio lazerio schema leidžia daugiau nei 3500 kartų stiprinti čirpuotus užkrato impulsus iki kelių dešimčių mJ energijos, dviejų pakopų dviejų lėkių mažo legiravimo laipsnio Yb:YAG strypų impulsinio kaupinimo stiprintuve išlaikant sustiprintos spinduliuotės pluošto kokybę ($M^2 < 1,1$) ir spektro plotį, pakankamą po spūdos formuoti ~ 1 ps trukmės impulsus.
2. Itin plataus VIS-SWIR bangos ilgių ruožo, išskirtinio energijos, spektro gaubtinės ir skirstinio stabilumo WLC gali būti žadinamas YAG kristale pikosekundinio Yb:YAG lazerio impulsais. Priklausomai nuo YAG kristalo ilgio, optimaliose sužadavimo sąlygose, didžiausias ilgabangio ($> 1,1 \mu\text{m}$) WLC spektro gaubtinės intensyvumas pasiskirsto normalios arba anomalios grupinių greičių dispersijos srityse.
3. Vienetinių pikosekundžių trukmės lazerio panaudojimas OPCPA kaupinimui ir WLC užkrato sužadimui leidžia eliminuoti aktyvios impulsų sinchronizacijos būtinumą ir pasiekti kelių mJ sustiprintų impulsų energiją santykinai paprastoje schemoje. Tuomet dvigubos viršūnės kaupinimo impulsų panaudojimas pirmose didelio stiprinimo OPCPA pakopose

leidžia sumažinti stiprinamo impulso spektro siaurėjimą, o Gauso kaupinimo impulsai užtikrina efektyvų energijos keitimą paskutinėje pakopoje, išlaikant sustiprintų impulsų spektro juostą, pakankamą juos spausti iki kelių optinių ciklų trukmės.

4. Nenuostovusis čirpuotų WLC impulsų stiprinimas priverstinės Ramano sklaidos stiprintuve leidžia formuoti Stokso impulsus, kurių spektrinė juosta iki ~ 10 kartų platesnė nei kaupinimo spinduliuotės. Tuo tarpu, dvipakopis TSRCPA užtikrina $>50\%$ keitimo efektyvumą, o sustiprintų Stokso impulsų spūda leidžia viršyti kaupinimo spinduliuotės smailinę galią.

DISERTACIJOS STRUKTŪRA

Disertacijos darbo medžiaga išdėstyta penkiuose skyriuose, po kurių seka rezultatų apibendrinimas.

Pirmasis skyrius yra skirtas apžvelgti TW smailinės galios OPCPA sistemų realizacijas, bei apibrėžti tokių sistemų privalumus ir trūkumus. Pristatomi pasaulio mokslinių grupių pasiekimai kuriant panašių išvadinių parametų sistemas. Aptariamos skaidulinių, plonojo disko, plokštelės, monokristalinės sklaidulos ir strypų Yb legiruotos aktyviosios terpės pikosekundiniu ir sub-pikosekundinių kaupinimo šaltinių privalumai ir trūkumai. Taip pat šiame skyriuje aprašomi WLC generacijos pikosekundiniais impulsais ypatumai ir priverstinės Ramano sklaidos pritaikymo iššūkiai generuojant didelės energijos femtosekundžių trukmės impulsus.

Antrajame skyriuje pristatoma hibridinio skaidulinio-kietakūnio lazerio schema ir jos optimizavimas, pateiktos energetinės, spektrinės, erdvinės ir laikinės charakteristikos. Aprašomas vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų, skirtų OPCPA kaupinimui, formavimas dvipakopiame antros harmonikos generatoriuje. Pateikti 515 nm bangos ilgio impulsų gaubtinės valdymo eksperimentinių tyrimų rezultatai.

Trečiasis disertacijos skyrius yra skirtas WLC YAG kristale generavimo eksperimentams, kaupinimui naudojant pikosekundinius Yb:YAG lazerio impulsus. Ieškoma optimalių WLC sužadavimo sąlygų plataus spektro užkratui skirto parametrinio ir priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvų tyrimams.

Ketvirtajame skyriuje pateikti WLC parametrinio stiprinimo eksperimenti-

nio tyrimo rezultatai, kaupinimui naudojant Yb:YAG lazerio pikosekundinius valdomos gaubtinės impulsus. Palyginamos OPCPA schemos išvadinės spektrinės, energetinės charakteristikos, kaupinimui naudojant skirtingos gaubtinės formos vienetinių pikosekundžių trukmės impulsus. Aprašomi sustiprintų impulsų spūdos eksperimentai.

Penktasis skyrius yra skirtas WLC impulsų stiprinimo, taikant priverstinę Ramano sklaidą tyrimams. Šiame skyriuje aprašomi esminiai skirtumai tarp kolinearios ir nekolinearios TSRCPA konfigūracijų, bei jo optimizavimas plačiajuosčiam signalo stiprinimui. Pateikiamos išvadininių sustiprintų Stokso impulsų spektrinės, energetinės ir erdvinės charakteristikos, kaupinimui naudojant pikosekundinius Yb:YAG lazerio impulsus. Pateikti eksperimentiniai sustiprintų Stokso impulsų spūdos rezultatai.

APROBACIJA

Publikacijų sąrašas

Publikacijos susijusios su disertacijos tema:

- S1. **P. Mackonis** and A. M. Rodin, Laser with 1.2 ps, 20 mJ pulses at 100 Hz based on CPA with a low doping level Yb:YAG rods for seeding and pumping of OPCPA, Optics Express **28** (2), 1261-1268 (2020).
- S2. **P. Mackonis** and A. M. Rodin, OPCPA investigation with control over the temporal shape of 1.2 ps pump pulses, Optics Express **28** (8), 12020-12027 (2020).
- S3. **P. Mackonis**, A. Petruenas, A. M. Rodin, V. Girdauskas and A. Michailovas, Two-stage transient stimulated Raman chirped-pulse amplification in KGd(WO₄)₂ with compression to 145 fs, Optics Letters **45** (24), 6627-6630 (2020).
- S4. **P. Mackonis**, A. Petruenas, A. M. Rodin and V. Girdauskas, VIS-to-NIR multiple output sub-TW class modular laser based on OPCPA and TSRCPA, Proc. of SPIE **11664**, 116640N (2021).
- S5. A. M. Rodin, **P. Mackonis** and A. Petruenas, Ultrafast NIR – SWIR lasers with transient stimulated Raman chirped pulse amplification for advanced LIDARs, Proc. of SPIE **11525**, 15251W (2020).

Kitos publikacijos:

- S6. A. Petruenas, **P. Mackonis**, A. M. Rodin and V. Girdauskas, IR-supercontinuum seeded efficient two-stage transient stimulated Raman amplification in KGW with pulse compression, Proc. of SPIE **11670**, 1167017 (2021).

- S7. A. Petruļenas, **P. Mackonis**, A. M. Rodin and V. Girdauskas, 1800–2400 nm OPCPA based on BiBO with signal-to-idler conversion by transient stimulated Raman chirped pulse amplification, *Proc. of SPIE* **11867**, 118670L (2021).

Pranešimai konferencijose

Pristatyti disertanto asmeniškai:

- K1. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, A. Rodin, E. Zopelis, Dviejų pakopų čirpuotų skaidulinio užkrato lazerio impulsų Yb:YAG stiprintuvas skirtas OPCPA kaupinimui, *42-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius, Lietuva (2017). (stendinis)
- K2. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, A.M. Rodin, Scalable pumping source for TW-class OPCPA based on Yb:YAG rods with 1 ps 20 mJ output pulses at 100 Hz, *61st International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings’2018“*, Vilnius, Lithuania (2018). (žodinis)
- K3. **P. Mackonis**, A. Rodin, A. Petruļenas, Cost-effective pumping source for 1 TW-class OPCPA, *High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions, Conference on High Intensity Lasers and High Field Phenomena „HiLASE-2018“*, Strasbourg, France (2018). (žodinis)
- K4. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A. M. Rodin, Observation of a stable supercontinuum from 1100 nm to 2400 nm in YAG pumped with 1.2 ps pulses for a cost-effective 1 TW-class OPCPA, *8th EPS-QEOD Europhoton Conference*, Barcelona, Spain (2018). (žodinis)
- K5. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A. M. Rodin, 1 TW-class OPCPA seeded and pumped with 1 ps pulses at 100 Hz from an amplifier-compressor based on Yb:YAG rods, *8th EPS-QEOD Europhoton Conference*, Barcelona, Spain (2018). (žodinis)
- K6. **P. Mackonis**, A. Rodin, The first 1 TW-class laser system is under development in FTMC to study the intense laser-matter interaction, *16th International Conference Advanced Properties and Processes in Optoelectronic Materials and Systems „Apropos 16“*, Vilnius, Lithuania (2018). (stendinis)
- K7. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A.M. Rodin, IR-side of multi-octave supercontinuum generation in YAG pumped by picosecond pulses, *62nd International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings’2019“*, Vilnius, Lithuania (2019). (žodinis)
- K8. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A.M. Rodin, Stable 1100-2400 nm supercontinuum in YAG with picosecond pumping for simplified OPCPA, *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, Munich, Germany (2019). (stendinis)
- K9. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A.M. Rodin, Shaping of picosecond pump pulses by SHG depletion for wide-bandwidth TW-class

- NOPCPA, *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, Munich, Germany (2019). (žodinis)
- K10. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, V. Girdauskas, Development and optimization of a compact TW-class laser with improved performance, *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)*, Vienna, Austria (2019). (žodinis)
- K11. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, V. Girdauskas, Plačiajuostis OPCPA su 1.2 ps trukmės kaupinimo impulsų gaubtinės valdymu, *43-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Kaunas, Lietuva (2019). (žodinis)
- K12. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, V. Girdauskas, Cost Efficient Layout for a 20 fs, 2 mJ Compact Laser Operating at 100 Hz, *14th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO PR 2020)*, Sydney, Australia (2020). (žodinis)
- K12. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A. Michailovas, Transient Stimulated Raman Amplification of the Supercontinuum in KGW with Pulse Compression, *14th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO PR 2020)*, Sydney, Australia (2020). (žodinis)
- K13. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A. M. Rodin, Laser system for pumping THz and coherent X-ray sources of secondary radiation, *17th International Conference Advanced Properties and Processes in Optoelectronic Materials and Systems „Apropos 17“*, Vilnius, Lithuania (2020). (stendinis)
- K14. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, V. Girdauskas, A. Michailovas, Transient stimulated Raman amplification of IR supercontinuum wing in KGW crystal, *International Conference on Laser Optics ICLO 2020*, St. Peterburg, Russia (2020). (žodinis)
- K15. **P. Mackonis**, A. M. Rodin, A. Petruļenas, Compact laser with 20 fs, 2.1 mJ pulses at 100 Hz repetition rate, *International Conference on Laser Optics ICLO 2020*, St. Peterburg, Russia (2020). (žodinis)
- K16. **P. Mackonis**, A. Petruļenas, A. M. Rodin, V. Girdauskas, VIS-to-NIR multiple output sub-TW class modular laser based on OPCPA and TSRC-PA, *SPIE Photonics West. LASE 2021*, online (2021). (žodinis)

Bendraautorius:

- K17. A. M. Rodin, A. Petruļenas, **P. Mackonis**, Modular architecture of affordable small footprint and low ownership cost 1 TW-class laser based on Yb:YAG CPA and OPCPA, *ICEL 2017 International Conference on Extreme Light*, Szeged, Hungary (2017).
- K18. A.M. Rodin, **P. Mackonis**, A. Petruļenas, Scalable to 60 mJ, 1.1 ps Output Pulses at 100 Hz from Cost-effective Yb: YAG CPA for 1 TW-class OPCPA, *International Conference on Laser Optics ICLO 2018*, St. Peterburg, Russia (2018).

- K19. A. M. Rodin, **P. Mackonis**, 1 TW-Class OPCPA Pumped with Fiber Laser Seeded Two-Cascaded Yb:YAG Rod Amplifier-Compressor, *CLEO Pacific Rim Conference 2018*, Honkong, China (2018).
- K20. A. Petrukenas, **P. Mackonis**, V. Girdauskas, A. M. Rodin, Wide-bandwidth NOPCPA pumped with “M”-shaped picosecond pulses, *62nd International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings’2019“*, Vilnius, Lithuania (2019).
- K21. A. M. Rodin, **P. Mackonis**, Designer kit for an affordable and compact 0.1–1 TW laser, *7th International Conference on Photonics „Photonica’2019“*, Belgrade, Serbia (2019).
- K22. A. M. Rodin, **P. Mackonis**, A. Petrukenas, Ultrafast NIR – SWIR lasers with transient stimulated Raman chirped pulse amplification for advanced LIDARs, *SPIE Future Sensing Technologies*, online (2020).
- K23. A. Petrukenas, **P. Mackonis**, A. M. Rodin, V. Girdauskas, Efficient Two-stage Transient Stimulated Raman Chirped Pulse Amplification in KGW with Compression to <160 fs, *Laser Congress 2020 (ASSL, LAC)*, online (2020).
- K24. V. Girdauskas, **P. Mackonis**, A. Petrukenas, A. M. Rodin, Towards 50 fs SWIR pulses by Transient Stimulated Raman chirped-pulse amplification with spectrum synthesis, *64th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences „Open Readings’2021“*, Vilnius, Lithuania (2021).
- K25. A. Petrukenas, **P. Mackonis**, A. M. Rodin, V. Girdauskas, IR – super-continuum seeded efficient two-stage transient stimulated Raman amplification in KGW with pulse compression, *SPIE Photonics West. LASE 2021*, online (2021).
- K26. A. Petrukenas, **P. Mackonis**, A. M. Rodin, V. Girdauskas, Spectrum synthesizer based on two-stage Transient Stimulated Raman Chirped-Pulse Amplification in KGW crystal, *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, online (2021).
- K27. A. M. Rodin, **P. Mackonis**, A. Petrukenas, Transient Stimulated Raman Chirped-Pulse Amplification (TSRCPA) as an Alternative or Complementary to OPCPA, *23rd Photonics North conference*, online (2021).

Autoriaus indėlis

Autorius atliko visus šiame darbe pateikiamus eksperimentinius tyrimus, lazerinių sistemų realizaciją ir gautų duomenų analizę. Dalyvavo formuluojant hipotezes ir išvadas, ruošiant publikacijas, pristatant pranešimus nacionalinėse ir tarptautinėse konferencijose. Autorius paruošė mokslinių publikacijų S1-S4 rankraščius.

Bendraautorių indėlis

Dr. A. M. Rodin vadovavo visam tiriamojo darbo procesui, siūlė idėjas, suformulavo konkrečias vykdomų darbų užduotis, konsultavo moksliniais klausimais, dalyvavo interpretuojant rezultatus bei svariai prisidėjo rengiant S1-S4 publikacijas. Kartu su A. Petrulėnu paruošė S5 publikacijos rankraštį.

A. Petrulėnas Svariai prisidėjo kuriant kaupinimo lazerį, atliekant OPCPA sistemos ir priverstinės Ramano sklaidos tyrimus. Dalininosi idėjomis, bei kartu dalyvavo realizuojant eksperimentines schemas. Prisidėjo ruošiant S3 ir S5 publikacijas.

V. Girdauskas Dalyvavo daugumoje OPCPA ir Ramano sklaidos stiprinimo tyrimų. Prisidėjo ruošiant S3 publikacijos rankraštį.

Dr. A. Michailovas prisidėjo ruošiant S3 publikaciją, dalyvavo diskusijose.

1 SKYRIUS

LITERATŪROS APŽVALGA

1.1 TW eilės smailinės galios, keleto optinių ciklų OPCPA sistemų apžvalga

Praėjus dvidešimt penkeriems metams nuo pirmojo lazerio sukūrimo [41], 1985 metais nobelio premijos laureatai G. Mourou ir D. Strickland pristatė čirpuotų impulsų stiprinimo metodą (CPA) [6], kuris stipriai paskatino tolimesnę ultratrumpųjų impulsų stiprintuvų raidą. Šis metodas yra gana paprastas – trumpas impulsas prieš stiprinimą yra išplečiamas laike, tuomet sustiprinamas lazeriniame stiprintuve ir po stiprinimo vėl suspaudžiamas iki artimos pradinei trukmės. Tokiu būdu dėl ilgos impulso trukmės smailinė galia lieka žemiau aktyviojo elemento ir kitų sistemos komponentų optinės pažaidos slenksčio, bei sumažinama impulsų saviveikos reiškinių įtaka. Taigi išvengus šių veiksnių, ribojusių stiprinamų impulsų energiją, CPA stiprintuvai tapo dominuojančia technologija, leidusia padidinti ultratrumpųjų impulsų energiją iki milidžaulių ar net kelių džaulių eilės.

Neilgai trukus, 1992 metais A. Dubietis, G. Jonušauskas ir A. Piskarskas pristatė optinį parametrinį čirpuotų impulsų stiprinimo metodą, apjungusį CPA ir parametrinių stiprintuvų (OPA) savybes, vadinamą OPCPA [22]. Šis metodas suteikė galimybes formuoti didelės energijos, keleto optinių ciklų impulsus (<10 fs), kurio pagrindiniai privalumai:

- Parametrinio stiprinimo metu šiluma nėra kaupiama netiesiniame kristale tol kol jis yra skaidrus visiems kaupinimo, pastiprintiems ir sukurtiems bangos ilgiams. Lazerinio stiprinimo atveju energijos skirtumas tarp kaupinimo ir signalo bangos ilgių yra sugeriamas optinių fononų, kaitinančių aktyviają terpę. OPA atveju signalo ir kaupinimo energijos skirtumas pašalinamas šalutinės bangos fotonų forma. Ši savybė leidžia sustiprinti didelės energijos plačiajuosčius impulsus ir su dideliu pasikartojimo dažniu, nereikalaujant sudėtingos aušinimo sistemos, bei išvengiant ženklių nepageidaujamų šiluminių efektų.

- Optinio parametrinio stiprinimo, nekolinearios sąveikos atveju (NOPA), juostos plotis gali siekti net iki 250 THz [21], kas atitinka beveik vieną oktavą matomoje spektro srityje. Ypač plati stiprinimo juosta leidžia sumažinti problemas, susijusias stiprinimo sąlygotu spektro siaurėjimu, todėl NOPA yra idealus pasirinkimas keletos optinių ciklų impulsų stiprinimui. Be to, skirtingai nei Ti:safyro lazeriniuose stiprintuvuose, OPA spektrinė juosta nėra griežtai fiksuota NIR bangos ilgių ruože ir gali būti derinama plačioje spektrinėje srityje. Taip pat galima naudoti sugeneruotą šalutinę bangą (kompensavus erdvinį čirpą), kaip užkrato signalą tokiuose bangos ilgiuose, kuriuos sunku pasiekti naudojant standartines lazerines terpes.
- Parametriškai stiprinant impulsus galima pasiekti net iki 10^{10} kartų stiprinimą vienos eigos metu [19]. Todėl OPA paprastai nereikia naudoti sudėtingų lazeriniuose stiprintuvuose įprastų daugialėkių sistemų. Tačiau labai didelį stiprinimą paprastai lydi ir sustiprinta parametrinė fluorescencija (angl. *amplified parametric fluorescence*, APF), todėl mažo signalo stiprinimas dažniausiai realizuojamas nuosekliai keliose pakopose. Tiesa, parametrinio stiprinimo metu sąveika yra momentinė, jokia spinduliuotė nėra generuojama už kaupinimo impulso ribų, vadinasi nėra ir impulsų laikinį kontrastą bloginančio sustiprinto savaiminio spinduliavimo, o sustiprintos parametrinės fluorescencijos lygis yra žemesnis.
- Netgi plačiajuosčio parametrinio stiprinimo metu galima pasiekti gerą keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumą, kuris siekia iki 20–25%. Didžiausias 31% keitimo efektyvumas buvo pasiektas OPCPA sistemos kaupinimui panaudojant kelių pikosekundžių trukmės impulsus [40].

Viena svarbiausių sąlygų keletos optinių ciklų OPCPA yra pakankamai platus stiprinamo signalo spektras. Ti:safyro ultratrumpųjų impulsų osciliatoriai yra vieninteliai lazeriniai šaltiniai galintys generuoti trumpesnius nei 10 fs impulsus [5] ir tenkinantys šį reikalavimą. Be to, siekiant, kad parametrinio stiprinimo metu kuo mažiau pakistų stiprinamo impulso spektro plotis, būtina kuo didesnė parametrinio kristalo stiprinimo juostos ir stiprinamo signalo spektro sanklota. Tačiau, pavyzdžiui, dažniausiai naudojamo pirmo tipo BBO kristalo stiprinimo juosta realizuojama 520 nm – 750 nm matomo spektro srityje, kaupinant Ti:safyro antros harmonikos spinduliuotės centriniu bangos ilgiu

(400 nm) [42], kai tuo tapu Ti:safyro oscilatoriaus išvadinių ultratrumpųjų impulsų spektras (650 nm – 1050 nm) tik iš dalies persikloja. Visgi plataus spektro Ti:safyro oscilatoriaus impulsus nekolinearios geometrijos BBO parametriniame stiprintuve optimaliau yra stiprinti kaupinant 515 nm – 532 nm centrinio bangos ilgio spinduliuote. Šias spektrines charakteristikas tenkina Nd³⁺ ir Yb³⁺ jonais legiruočių stiprintuvų antrosios harmonikos impulsai. Parametris stiprinimas yra momentinis procesas, todėl kaupinimo ir plataus spektro signalo impulsai turi atsklisti į netiesinį kristalą tuo pačiu laiko momentu, kitaip tariant, būtina ultratrumpųjų impulsų generatoriaus ir kaupinimo lazerio sinchronizacija. Tuo tarpu, daugumos TW eilės smailinės galios, keletu optinių ciklų OPCPA sistemose naudojamų ultratrumpųjų impulsų Ti:safyro generatorių ir pikosekundinių Nd:YAG kaupinimo lazerių aktyvios terpės ir atitinkamai stiprinamos spinduliuotės bangų ilgiai skiriasi, todėl naudojamos sudėtingos, didelio tikslumo reikalaujančios elektroninės lazerių sinchronizavimo sistemos [26, 32, 43].

Paprastesnis būdas – optinis OPCPA kaupinimo ir plataus spektro signalo generatoriaus impulsų sinchronizavimas panaudojus bendrą visos sistemos Ti:safyro oscilatorių. Tokiu atveju, Nd³⁺ jonais legiruočių stiprintuvų stiprinimo juostai tenka vos <1 pJ oscilatoriaus impulsų energijos dalis, kas sąlygoja didelę dalį sustiprintos savaiminės emisijos regeneracinio stiprintuvo išvadinės energijos, kuri ženkliai ne tik apriboja maksimalią išvadinę energiją, bet ir mažina spinduliuotės keitimo efektyvumą į antrąją harmoniką, reikalingą parametrinio stiprintuvo kaupinimui [44]. Taigi, norint iki galo realizuoti optinę Ti:safyro oscilatoriaus ir Nd³⁺ stiprintuvų sinchronizaciją, reikalingos papildomų stiprintuvų sistemos [45], užtikrinančios didesnę užkrato impulso energiją, tenkančią stiprintuvų stiprinimo juostai. Kitas būdas, panaudoti netiesinės optikos metodus tokius kaip skirtuminio dažnio generacija BBO [46] ir periodiškai orientuotuose ličio niobato kristaluose [47] ar spektro plėtimas aukšto slėgio inertinėmis dujomis pripildytame tuščiaviduriame šviesolaidyje [48]. 2005 m. pirmą kartą OPCPA sistemos kaupinimo (Nd:YAG lazerio) ir signalo impulsų visiška optinė sinchronizacija realizuota panaudojant Ti:safyro oscilatoriaus femtosekundinio impulso spektro kitimą fotoninių kristalų šviesolaidyje [49]. Dėl priverstinės Ramano sklaidos, susiformavusio solitoninio impulso centrinis bangos ilgis yra paslenkamas (angl. *Soliton Self-Frequency Shift*) [50] į Nd:YAG stiprinimo juostos bangos ilgių diapazoną. Neilgai trukus, buvo pademonst-

ruotos šiuo metodu optiškai sinchronizuotos Ti:safyro oscilatoriaus ir Nd:YAG kaupinimo stiprintuvų OPCPA sistemos, galinčios generuoti ir 10 TW [51] ar net 16 TW [25] smailinės galios, keleto optinių ciklų (<10 fs) impulsus. Tačiau tokių sistemų dažna problema, tai formuojamo solitoninio impulso energetiniai ir spektriniai nestabilumai, kuriuos sąlygoja, preciziškumo reikalaujantis oscilatoriaus pluošto suvedimas į santykinai mažo skersmens skaidulą. Dėl erdvinių įvedamo pluošto, ar termo–mechaninių sistemos nestabilumų, būtina užtikrinti laboratorijos patalpos temperatūros stabilumą ar net laikui bėgant reguliuoti spinduliuotės įvedimą į šviesolaidį.

Ti:safyro lazerio išvadinių impulsų spektrą praplėsti taip pat galima ir kontinuumo generatoriuje. Tokiu būdu sugeneruotas plačiajuostis signalas neturi sustiprintos savaiminės emisijos dalies, kuri sukuria laikiną pjedestalą parametriškai sustiprintame impulse. Šio metodo trūkumas yra tai, kad ties ~ 800 nm, kontinuumą generuojančios spinduliuotės bangos ilgiu, signalinio impulso spektras pasižymi staigiais intensyvumo svyravimais ir aukštesnių eilių fazės iškraipymais [52], komplikuojančiais tolimesnę pastiprintų impulsų spūdą. Siekiant išvengti šių problemų, pirmiausiai generuojamas baltos šviesos kontinuumas naudojant Ti:safyro lazerio spinduliuotę ir papildomoje parametrikos pakopoje sustiprinama $1.3\ \mu\text{m}$ bangos ilgio spinduliuotės dalis, kuri panaudojama vėl generuoti kontinuumą, gaunant glotnaus spektro ir tvarkingos fazės plačiajuostį impulsą ties 800 nm centriniu bangos ilgiu. Tuomet šis kontinuomo signalas parametriškai stiprinamas kaupinant Ti:safyro antros harmonikos spinduliuote [33].

Vienas iš būdų siekiant išvengti įvardintų sunkumų ir supaprastinti didelės energijos, keleto optinių ciklų OPCPA sistemas, tai vietoje tradicinio Ti:safyro naudoti bendrą Yb^{3+} jonais legiruotą OPCPA sistemos oscilatorių. Tokiu atveju, didelė dalis išvadinių impulsų spektro persikloja su Nd:YAG stiprinimo juosta, taip santykinai nesunkiai realizuojant optinę lazerių sinchronizaciją [53]. Tiesa, femtosekundinių Yb^{3+} oscilatorių signalinių impulsų spektro plotis (paprastai 5–20 nm) nėra pakankamai platus, kad būtų galima realizuoti OPCPA sistemos keleto optinių ciklų išvadinių impulsų trukmę. Siekiant praplėsti Yb^{3+} jonais legiruotų lazerių impulsų spektrą, naudojamas papildomas WLC generatorius, o suformuoti impulsai toliau stiprinami femtosekundiniais impulsais kaupinamose parametrinio stiprinimo pakopose [54, 55]. 2014 metais Vilniuje pristatyta pirmoji TW klasės OPCPA sistema, panaudojant bendrą

visos sistemos Yb:KGW osciliatorių, kurio impulsas padalinamas spektriniu dalikliu suformuojant užkratą femtosekundiniam Yb:KGW ir didelės energijos pikosekundiniam Nd:YAG stiprintuvams [56]. Sistemą galima suskirstyti į dvi pagrindines dalis. Pirmoji – plataus spektro kontinuumo generatorius ir nekolinearus parametrinis stiprintuvas, kaupinami to paties Yb:KGW lazerio atitinkamai fundamentinės ir antros harmonikos spinduliuote [57]. Po stiprinimo impulsai išplečiami laike iki 50 ps trukmės ir suformuojamas 25 μ J energijos neigiamai čirpuotas (angl. *down-chirped*) impulsas. Antroji sistemos dalis – parametrinis stiprintuvas, kaupinamas didelės energijos Nd:YAG lazerio antros harmonikos 70 ps ir 100 ps trukmių atitinkamai Gauso ir plokščios viršūnės impulsais [58]. Naudojant akusto-optinį programuojamą dispersinį filtrą (angl. *acousto-optic programmable dispersive filter*, AOPDF) bei specialios konstrukcijos dielektrinius čirpuotus veidrodžius (angl. *chirped mirror*), 35 mJ energijos impulsai suspausti iki 8.9 fs trukmės, kas leido pasiekti išvadinę 3 TW smailinę galią. Taigi galima išskirti pagrindinius tokio OPCPA sistemos dizaino privalumus. Visų pirma, patikima, santykinai nesudėtinga kaupinimo ir užkrato lazerių optinė sinchronizacija. Antra, pradinio užkrato stiprinimas trumpais femtosekundiniais kaupinimo impulsais leidžia naudoti plonesnius netiesinius kristalus ir mažesnius kaupinimo pluoštus, kas sąlygoja platesnę stiprinamo spektro juostą [59] ir sumažintą APF lygį, proporcingą kaupinimo pluošto plotui [60]. Tiesa, galima išvelgti ir tam tikrų šios sistemos trūkumų. Kadangi išvadinius femtosekundinio parametrinio stiprintuvo impulsus reikia išplėsti beveik apie 10^3 kartų, todėl tenka naudoti papildomus laikinius plėtros įrenginius, pavyzdžiui, difrakcines gardeles ar jų junginius su prizmių pora, kas sumažina sistemos kompaktiškumą, padidina jos jautrumą aplinkos ir mechaniniams poveikiams. Bendra plėtros/spūdės įrenginių sistema tampa pakankamai komplikauta, taip pat lieka nekompensuota ketvirtos ir aukštesnių dispersijos eilių lemta fazinė moduliacija, todėl sistemai būtinas papildomas aktyviai derinamas elementas tiksliam fazinės moduliacijos valdymui [26, 51]. Tokiu atveju bendras plėstuvo optinis pralaidumas siekia vos 1–2%, o nuostolius tenka kompensuoti parametrinio stiprinimo pakopose. Galima būtų išskirti ir dar vieną trūkumą, tai sistemoje naudojamas išlydžio lempomis kaupinamas pikosekundinis Nd:YAG stiprintuvas [58]. Mažas lempinio kaupinimo efektyvumas, itin galingų maitinimo šaltinių poreikis apriboja sistemos impulsų pasikartojimo dažnį iki 10 Hz, taip pat kaupinimo lempas tenka regu-

liariai keisti naujomis, kas brangina ir tokių sistemų palaikymo kainą. 2017 metais, buvo pristatytas šios sistemos patobulinimas [34]. Esminiai sistemų skirtumai, tai pirmiausiai signalinio impulso formavimas pradėtas nuo pasyviai stabilizuotos gaubtinės fazės šalutinių impulsų generavimo ties 1500 nm bangos ilgiu [61]. Vėliau šiais impulsais sugeneruotas baltos šviesos kontinuumas sustiprinamas kaip ir prieš tai minėtame femtosekundiniame parametriniame stiprintuve. Antra, išlydžio lempomis kaupinamas Nd:YAG stiprintuvas pakeistas keturiais didelės vidutinės galios Nd:YAG strypų stiprintuvais su šoniniu diodiniu kaupinimu, kur kiekvienas leidžia pasiekti daugiau nei 120 mJ impulso energiją veikiant 1 kHz dažniu. Suvedus dviejų tokių lazerių impulsus į antros harmonikos kristalą pasiekama energija iki 150 mJ, tuo tarpu impulso trukmė yra apie 70 ps [62]. Nauji kaupinimo šaltiniai atverė galimybę sukurti analogų pasaulyje neturinčią beveik 54 W vidutinės ir 5.5 TW smailinės galios, <10 fs impulsų trukmės OPCPA sistemą (trumpiau vadinamą SYLOS), kuri jau yra instaliuota ir naujame atviros prieigos lazerinių tyrimų centre ELI-ALPS Vengrijos mieste Segede. Praeitais metais buvo pristatytas ir antrasis šios sistemos tobulinimo etapas, vadinamas SYLOS2, kurio tikslas buvo sutrumpinti išvadinių SYLOS sistemos impulsų trukmę iki artimos dviems optiniams ciklams, bet išlaikant tą pačią impulsų smailinę galią [23]. Tai buvo pasiekta stiprinant skirtingas plačiajuosčio signalo spektro dalis skirtingų orientacijų LBO ir BBO kristalų porose kiekvienoje nekolinearaus OPCPA pakopoje. Galiausiai 32 mJ energijos impulsai buvo suspausti iki 6,3 fs trukmės, atitinkančios 2,12 optinių ciklų, esant 891 nm centriniam bangos ilgiui. Taigi akivaizdu, kad pastaraisiais metais sparčiai vystomos didelės energijos kaupinimo šaltinių technologijos, atveria galimybes kurti naujas ir tobulinti jau esamas TW eilės smailinės galios, keleto optinių ciklų OPCPA sistemas.

Kita vystoma kryptis, tai didelės energijos, keleto optinių ciklų OPCPA sistemos, kurių kaupinimui naudojami vienetinių pikosekundžių trukmės impulsai. Ryškus tokių sistemų pranašumas, eile mažesnis signalo plėtros – spūdos faktorius suteikiantis galimybę supaprastinti parametriškai stiprinamo signalo plėtros – spūdos grandines [63]. Taip pat, trumpas kaupinimo impulsas, užtikrina geresnį laikinį impulsų kontrastą [37, 40], kai tuo tarpu Nd:YAG lazeriu kaupinamos sistemos gali turėti 10–30 ps ilgio pjedestalą prieš pagrindinį impulsą [25, 26]. 1–2 ps trukmės impulsų netiesinio kristalo tūrinis pažaidos slenkstis siekia $\sim 100 \text{ GW/cm}^2$ [38], todėl didesnio intensyvumo im-

pulsais galima kaupinti 1-2 mm storio kristalą, realizuojant itin didelio pločio parametrinio stiprinimo juostą, atitinkančią sub-10 fs trukmės impulsus, kaip ir femtosekundinių impulsų kaupinimo atveju. Tokių sistemų kaupinimui paprastai naudojami Yb:YAG kietakūniai CPA stiprintuvai, kurių technologijos vis dar intensyviai vystomos ir yra detaliau aptartos sekančiame poskyryje. Reikėtų paminėti, kad pradėdant šį disertacinį darbą, mūsų žiniomis, buvo paskelbta vos viena publikacija, išspausdinta 2016 metais, kurioje pristatoma beveik 1 TW smailinės galios, 1 kHz impulsų pasikartojimo daržniu veikianti OPCPA sistema, kaupinama vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais [39]. Kaip užkrato šaltinis parametriniam stiprintuvui ir diskiniams regeneraciniams Yb:YAG kaupinimo lazeriams [64], panaudotas Ti:safyro osciliatorius, taip užtikrinant pradinę optinę sistemos sinchronizaciją. Osciliatoriaus impulsai išplėčiami (teigiamai čirpuojami) laike panaudojant tik akusto-optinį programuojamą dispersinį filtrą, iki trukmės artimos 3 ps kaupinimo impulso. Toliau signalas parametriškai stiprinamas iki >12 mJ energijos ir spaudžiamas neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos (angl. *Group Delay Dispersion*, GDD) čirpuotų veidrodžių spaustuve iki 12 fs trukmės. Taigi signalo plėtros–spūdos realizacija gerokai paprastesnė, lyginant su prieš tai aptartomis OPCPA sistemomis, kaupinamomis ilgais pikosekundiniais impulsais. Šiuo metu ši lazerio koncepcija yra toliau vystoma, kuriant naują lazerinę sistemą Allegra [65] ir jau pradėta instaliuoti lazerinių tyrimų centre ELI-Beamlines, Čekijoje. Netolimoje ateityje planuojama šios sistemos kaupinimui panaudojus penkis diskinius Yb:YAG stiprintuvus, generuoti net >200 mJ energijos, 12 fs trukmės impulsus.

Jau disertacijoje iškeltų tikslų vykdymo metais (2020 m.), Vokietijos ir Šveicarijos mokslininkų grupė pristatė ir antrąją teravatų smailinės galios, keletu optinių ciklų OPCPA sistemą [40], kaupinamą 200 mJ energijos, 5 ps trukmės Yb:YAG diskinio lazerio [66] impulsais. Užkrato šaltinis šiuo atveju, kaip ir jau minėtoje SYLOS sistemoje, panaudotas Yb:KGW lazeris [61], užtikrinantis optiškai sinchronizuotus signalus parametriniam ir Yb:YAG diskiniam stiprintuvams. Dėka kelių ps trukmės kaupinimo impulsų buvo pademonstruotas išskirtinai didelis 30% energijos keitimo efektyvumas, generuojant 8.3 fs stabilios gaubtinės fazės, net 4.4 TW smailinės galios impulsus. Didelis laikinis sustiprinto impulso kontrastas (santykis su APF) ir trumpas (3 ps) nekoherentinis pjedestalas prieš pagrindinį impulsą, leido šį šaltinį sėkmingai išbandyti ir aukštųjų harmonikų generacijai. Tai tik patvirtina dideles perspektyvas būsimų

OPCPA sistemų, kaupinamų vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais.

Tiesa, parametrinis stiprinimas, kaupinimui naudojant vienetinių pikosekundžių impulsus, kelia pakankamai griežtus reikalavimus kaupinimo ir signalo impulsų sinchronizacijai. Net ir santykinai nedidelis, maždaug šimtų femtosekundžių kaupinimo ir signalo impulsų tirtėjimas (angl. *jitter*) vienas kito atžvilgiu, sukelia ne tik didelius sustiprintų impulsų energijos nestabilumus, bet ir pakeičia parametrinio stiprinimo sąlygotą impulso spektrą, to pasekoje kinta ir suspausto impulso trukmė. Dėja, bet įprasta pasyvi optinė impulsų sinchronizacija (naudojant bendrą sistemos osciliatorių), nekompensuoja greito tirtėjimo tarp impulsų. Daugeliu atvejų, kaupinimo impulso kelio ilgis stiprinimo metu regeneraciniame stiprintuve gali siekti ir kelis šimtus metrų. Daugybę lėkių pirmyn ir atgal, temperatūriniai pokyčiai, oro turbulencija ir vibracija sukelia reikšmingą sinchronizacijos nestabilumą. Todėl norint užtikrinti ilgalaikį ir stabilų OPCPA sistemos veikimą, tenka naudoti ir papildomas sudėtingas aktyvaus impulsų stabilizavimo schemas [67, 68].

2011 m. ir vėliau 2017 metais pedemonstruota, kad atitinkamai santykinai ilgais 830 fs ar 3 ps trukmės ilgio Yb:YAG stiprintuvų impulsais, YAG kristale galima formuoti stabilų plataus spektro signalą (WLC) ir kaupinant antros harmonikos spinduliuote stiprinti jį parametriniame stiprintuve, vėliau spaudžiant iki trukmės, artimos spektriškai ribotos [36, 69]. Tokiu būdu užtikrinama ne tik visiška signalo ir kaupinimo impulsų optinė sinchronizacija, bet ir nebėra būtinybės papildomų femtosekundinių kontinuumo generavimo ir parametrinio stiprinimo pakopų. Taigi būtų galima naudoti vieną lazerinį šaltinį, kuris užtikrintų patikimą plačiajuostį signalą ir leistų išnaudoti vienetinių pikosekundžių kaupinimo privalumus generuojant didelės energijos, keleto optinių ciklų impulsus. Tačiau, mūsų žiniomis, OPCPA sistemų, kuriose tokie plataus spektro kontinuumo impulsai būtų sustiprinti bent iki mJ eilės kolkas dar nėra pedemonstruota.

1.2 Vienetinių pikosekundžių ir sub–pikosekundžių impulsų trukmės didelės energijos kaupinimo lazerių apžvalga

Aptarėme privalumus, perspektyvas ir iššūkius naudoti vienetinių pikosekundžių trukmės impulsus keletu optinių ciklų, didelės energijos OPCPA sistemų kaupimui. Šios koncepcijos potencialas dar tikrai nėra išnaudotas, o šiuo metu jį labiausiai riboja tinkamų didelės energijos kaupinimo lazerių prieinamumas. Kad būtų užtikrintas patikimas OPCPA veikimas, kaupinimo lazeriams yra keliami tam tikri reikalavimai, kurie paprastai nėra tokie griežti įprastiems lazeriniams stiprintuvams. Parametrinio stiprinimo metu kaupinimo impulsas ne tik perduoda energiją signalo impulsui, bet taip pat tiesiogiai veikia jo spektrines ir erdvinės savybes. Net maži kaupinimo pluošto netobulumai sąlygoja sustiprinto pluošto degradaciją, kas ne tik riboja tolimesnį tokių impulsų pritaikymą, bet ir padidina sistemoje naudojamų elementų optinės pažaidos tikimybę. Kadangi fazinis sinchronizmas parametriniame kristale stipriai priklauso nuo įvedamos spinduliuotės kampo, būtina užtikrinti maksimalius signalo ir kaupinimo pluoštų krypties stabilumus (angl. *beam-pointing stability*). Na ir, žinoma, kaupinimo impulso energijos stabilumas, kuris tiesiogiai įtakoja sustiprinto impulso energijos fliuktuacijas.

Didžiojoje daugumoje didelės energijos ir vidutinės galios vienetinių pikosekundžių kaupinimo lazerių, veikiančių kambario temperatūroje, kaip aktyvioji terpė paprastai naudojamas Yb^{3+} jonais legituotas itrio aliuminio granatas (Yb:YAG). Dažną šios aktyviosios terpės pasirinkimą lemia keletas svarbių faktorių. Pirma, tai plačiai ištyrinėta, jau dešimtmečius žinoma medžiaga, kurios kristalai gali būti užauginami aukštos optinės kokybės ir yra komerciškai prieinami, kas yra pakankamai svarbu kuriant patikimą lazerinį šaltinį. Antra, tai parankios aktyviosios lazerinės terpės optinės savybės, kurios bus aptartos detaliau 1.2.1 skyriuje.

Žinoma, taip pat gali būti naudojamos ir kitos matricos legiruotos iterbio jonais, išnaudojant jų unikalias savybes. Čia trumpai paminėsime tik keletą iš jų. Kaip alternatyvą YAG kristalinei matricai, galima išskirti oksidus, tokius kaip Sc_2O_3 , Y_2O_3 arba Lu_2O_3 . Legiruoti iterbio jonais, jie pasižymi dideliu kvantiniu efektyvumu ($\sim 95\%$), dideliu šiluminiu laidumu ($\sim 11 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$),

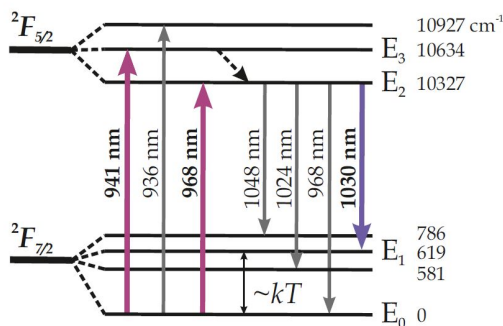
plačia spektrine juosta (11,6–14,4 nm) ir didesniu sugerties skerspjūviu nei Yb:YAG [70, 71]. Iš pirmo žvilgsnio, tai galėtų būti geras pasirinkimas, norint generuoti ar stiprinti sub-pikosekundius impulsus. Tačiau, dėl aukštos lydimosi temperatūros, viršijančios 2400 °C [72], jų auginimas yra pakankamai komplikotas, kas bent jau dabartiniu metu apriboja tokių kristalų matmenis ir optinę kokybę. Yb:CALGO, pakankamai naujas lazerinis kristalas, pasižymintis išskirtinėmis savybėmis, kaip itin platus ir plokščias emisijos spektras, tinkamas generuoti ir sub-100 fs trukmės [73], ar derinamo bangos ilgio impulsus ~90 nm pločio spektrinėje juostoje [74]. Tačiau kolkas šių kristalų auginimo technologija nėra gerai išvystyta, dėl to kristalai dažnai pasižymi dideliais sklaidos sąlygotais nuostoliais ir prasta optine kokybe. Kita vertus, didelės energijos impulsų stiprinimui, Yb:CALGO nėra labai patogus, nes stiprinimo maksimumas yra ties 1042 nm bangos ilgiu [75], kas stipriai apriboja paprastai naudojamų užkrato šaltinių pasirinkimą. Plačiajuostis stiprinimas (>20 nm), ties 1030 nm centriniu bangos ilgiu, gali būti realizuojamas ir iterbio jonais legiruotame kalcio fluoride (Yb:CaF₂) milidžaulių energijų diapazone. Tiesa, dėl didelio šilumos intensyvumo (~80 J/cm²) [76], kuris gerokai viršija optinių dangų, ar pačio kristalo pažaidos slenkstį, efektyvus spinduliuotės stiprinimas pasiekiamas tik sudėtingose daugialėkių [77, 78] ar regeneracinių [79] stiprintuvų schemose. Kadangi kalcio fluoridas yra santykinai minkšta medžiaga (palyginti, pavyzdžiui, su oksidais), sunku užtikrinti gerą kristalo ir jį aušinamo šilumokaičio sąsają, ko pasekoje netolygus šilumos pasiskirstymas sukuria dviejų lūžio efektą ir didelę depoliarizuotos spinduliuotės dalį [80]. Yb:LuAG turi labai panašias optines savybes kaip ir Yb:YAG. Jo sugerties juostos maksimumas, esantis ties 938 nm bangos ilgiu, skiriasi tik keliais nanometrais, todėl jo kaupinimui galima naudoti tuos pačius lazerinius diodus. Yb:LuAG pasižymi didesniu šiluminiu laidumu, todėl jis gali būti geras pasirinkimas, kuriant didelės vidutinės galios stiprintuvus [81]. Paskutinė grupė, tai volfromatai, tokie kaip KYW ar KGW. Legiruoti Yb joniais, kristalai turi plačią spektrinę juostą (~20 nm) ir trumpą lazerinio lygmens užpildos gyvavimo trukmę (300–400 ps). Pasiiekti dideles impulsų energijas, būtina daugialėkių ar regeneracinių stiprintuvų realizacija, kur pasireiškia ir ženklus stiprinimo sąlygotas spektro siaurėjimas [82, 83]. Tuo tarpu maksimalią, paprastai iki 1 mJ išvadinių impulsų energiją jau riboja nuostoliai dėl priverstinės Ramano sklaidos aktyviojoje terpėje. Volfromatai, dviašiai kristalai, todėl lūžio rodiklis, šiluminis laidumas

ir kitos optinės savybės priklauso nuo kristalo krypties. Netolygus šilumos, o tuo tarpu ir lūžio rodiklio pasiskirstymas lazerinėje terpėje, sąlygoja papildomą sustiprinto pluošto degradaciją, kurią reikia kompensuoti [84]. Taigi iterbiu legiruoti vofromatai yra dažnesnis pasirinkimas generuoti mažesnės energijos, 200–300 fs trukmės impulsus.

1.2.1 Yb:YAG medžiagos savybės

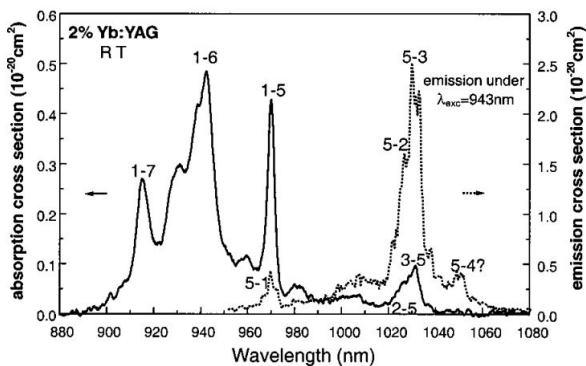
Iterbio jonais legiruota itrio aliuminio granato kristalinė matrica, kaip aktyvioji lazerinė terpė buvo žinoma jau senai. Tačiau ji nebuvo dažnai naudojama, nes matomoje spektro dalyje Yb:YAG neturi sugerties juostų, tinkamų užpildos apražai sukurti, kaupinimui naudojant išlydzio lempas. Atsiradus komerciškai prieinamiems didelės vidutinės galios, didelio skaisčio InGaAs lazeriniams diodams, kurių išvadinės spinduliuotės maksimumas yra ties ~ 940 nm, Yb:YAG tapo nauju standartu diodais kaupinamiems didelės vidutinės galios ir energijos kietojo kūno lazeriams. Palyginti su kita įprasta lazerine medžiaga, Nd:YAG, ji turi daug privalumų, sąlygotų energijos lygmenų struktūros, tuo pačiu išlaikant ir labai aukštą YAG gardelės šilumos laidumą.

YAG kristalinė matrica legiruojama trivalenčiais Yb jonais, $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, sudaro kvazitrilygmenę sistemą. Yb jonai yra labai panašaus dydžio kaip itris esantis matricos gardelėje, todėl jais galima legiruoti iki santykinai didelės 15% koncentracijos [85], be reikšmingų vidinių kristalo įtempimų ar defektų. Privalumas – didesnė Yb jonų koncentracija padidina kaupinimo spinduliuotės sugertį kristale. Tai viena svarbiausių savybių leidusių atsirasti plonojo disko lazeriams, kuriuose labai plonas Yb:YAG kristalas gali sukaupti didelį kiekį energijos nedideliame tūryje, tuo pačiu efektyviai aušindamasis. Yb:YAG energijos lygmenų diagrama, parodyta 1.1 paveiksle, yra gana paprasta ir susideda iš ${}^2F_{7/2}$ pagrindinio ir ${}^2F_{5/2}$ sužadinto lygmenų, kurie dėl Štarko efekto yra dar padalyti į kelis papildomus polygmenis.



1.1 pav. Yb:YAG aktyviosios terpės energijos lygmenų diagrama [86].

Lazerinis šuolis, vykstantis tarp lygmenų, pažymėtų kaip E_1 ir E_2 , atitinka emisijos liniją ties 1030 nm centriniu bangos ilgiu, tuo tarpu pagrindinis ir dažniausiai naudojamas kaupinimo bangos ilgis – 941 nm (energijos lygmuo E_3). Ties šiuo bangos ilgiu Yb:YAG turi 18 nm pločio sugerties juostą (1.2 pav.), kas palengvina kaupinimo diodų spektrinės juostos pločio ir bangos ilgio stabilizavimo reikalavimus. Kadangi kaupinimas ir stiprinimas vyksta tarp tų pačių lygmenų, bet tik tarp skirtingų polygmenų, tai mažas skirtumas tarp lazerio ir kaupinimo fotono energijos lemia labai aukštą 91,4% kvantinį efektyvumą. Tai reiškia, kad stiprinimo metu kristale tik nedidelė kaupinimo impulsų energijos dalis virsta šiluma.



1.2 pav. Yb:YAG (2% legiracijos) sugerties ir emisijos skerspjuviai kambario temperatūroje [86].

Kvantinį defektą galima sumažinti dar 34%, kaupinant į nulinio fonono liniją (angl. *zero phonon line*), pvz. tiesiai į lygmenį E_2 , atitinkantį 969 nm bangos ilgį (kambario temperatūroje). Tačiau ši sugerties linija yra tik 2,8 nm pločio,

tokiu atveju būtina naudoti stabilizuoto bangos ilgio kaupinimo diodus [87]. Šiame bangos ilgyje sugerties ir emisijos skerspjuviai yra labai panašūs (žr. 1.2 pav.). Todėl 969 nm bangos ilgio kaupinimas turi trūkumą – jis leidžia sužadinti tik apie 50% aktyvių jonų, nes šalia vyksta ir privestinis spinduliavimas skatinamas kaupinimo fotonų. Tai nėra didelė problema nuolatinės veikos ar didelio impulsų pasikartojimo lazeriams, kur kaupinimas nėra įsotintas, tačiau esant mažesniai pasikartojimo dažniui, sukaupta energija lazerinėje terpėje gali būti gerokai mažesnė.

Yb:YAG emisijos skerspjuvis kambario temperatūroje yra $2,1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ [88], daugiau kaip eile mažesnis nei, pavyzdžiui, Nd:YAG. Taigi ir efektyviam stiprinimui reikia gerokai didesnių kaupinimo intensyvumų. Tačiau mažesnis emisijos skerspjuvis gali būti laikomas didelės energijos stiprintuvų pranašumu, nes sumažina spontaniškos emisijos sąlygotus energijos nuostolius. Taigi galima išgauti ir daugiau energijos iš lazerinės terpės. Kitas svarbus Yb:YAG pranašumas yra ilgas fluorescencijos (viršutinio lazerinio lygmens) gyvavimo laikas – 0,95 ms, kuris yra daugiau nei 4 kartus ilgesnis nei Nd:YAG. Dėl šios savybės, norint sukaupiti tam tikrą energijos kiekį lazeriniame kristale, patogiau naudoti ilgesnius lazerinių diodų impulsus, nei naudojant aktyvias terpes su mažesniais fluorescencijos gyvavimo trukmėmis. Kambario temperatūroje, Yb:YAG emisijos linija, ties 1030 nm, yra apie 10 nm pločio. Tai leidžia generuoti arba sustiprinti pakankamai trumpus, $>200 \text{ fs}$ trukmės impulsus [89]. Stiprinimo metu didelės energijos impulsai pailgėja, dėl stiprinimo sąlygoto spektro siaurėjimo. Paprastai, iki dešimčių milidžaulių sustiprinti impulsai gali būti suspausti iki 1–2 ps. Keletas svarbių savybių pagerėja atšaldant kristala iki kriogeninių temperatūrų, kai Yb:YAG tampa beveik keturių lygmenų sistema. Emisijos skerspjuvis padidėja ~ 5 , o šilumos laidumas pagerėja 2,5–4 kartus, priklausomai nuo kristalo legiracijos laipsnio [90]. Tačiau emisijos linijos plotis, taigi ir stiprinimo dažnių juostos plotis, paprastai sumažėja iki $<1 \text{ nm}$, atitinkančio spektriškai ribotą impulsų trukmę $\sim 5 \text{ ps}$ [91].

1.2.2 Skaiduliniai lazeriai

Skaiduliniai lazeriai, palyginti su kietojo kūno sistemomis, turi daug privalumų kompaktiškumo, paprastumo, ilgalaikio stabilumo ir termo-optinių savybių atžvilgiu. Aktyvioji skaidulinio lazerio terpė – ilgas šviesolaidis, kurio šerdis legiruota retųjų žemių jonais, pavyzdžiui Yb^{3+} . Didelis paviršiaus plotas, leidžia

užtikrinti gerą aktyviosios terpės aušinimą ir pasiekti žymiai didesnius impulsų pasikartojimo dažnius nei kieto kūno stiprintuvuose. Norint užtikrinti gerą sustiprinto pluošto kokybę, dažniausiai naudojamos vienmodės skaidulos, kur lazerio spinduliuotė sklinda $\sim 10\ \mu\text{m}$ skersmens šerdimis. Tačiau ultratrumpųjų impulsų energijos didinimas vienmodžių skaidulų stiprinimo sistemose tampa sudėtingas uždavinys. Dėl spinduliuotės išlaikymo mažo skersmens šerdyje ir didelių sąveikos ilgių, skaidulose pasiekiami maksimali smailinė galia yra pirmiausiai apribojama netiesinių reiškinių tokių kaip priverstinės Brijueno ir Ramano sklaidos ar savaiminė fazės moduliacija [92]. CPA metodikos pritaikymas ir skaiduliniuose stiprintuvuose, ženkliai sumažina šią problemą, tačiau didinant impulsų trukmę, smailinė galia mažėja tik tiesiškai. Todėl papildomas būdas galėtų būti ir šerdies (tuo pačiu ir stiprinamo pluošto) didinimas.

Didelės vienmodės šerdies šviesolaidžių technologijų vystymas, šiuo metu leidžia sustiprinti impulsus skaiduliniuose stiprintuvuose jau ir iki milidžaulių eilės. Skaidulos šerdies didinimas yra pakankamai efektyvus ir praktiškai realizuojamas iki $\sim 100\ \mu\text{m}$ skersmens [93]. Nors tokio skersmens skaidulą jau galima būtų vadinti daugiamode, tačiau pritaikius įvairius aukštesnių modų slopinimo metodus, galima užtikrinti tik vienmodį spinduliuotės sklaidimą šerdimi [94]. Vienas perspektyviausių būdų, tai maždaug 1 m ilgio fotoninio kristalo skaidulos (angl. *photonic crystal fiber*, PCF) dizainas, kuriame šerdis yra apsupta tam tikros struktūros oro tarpais. Tokiame skaiduliniame stiprintuve buvo pademonstruotas 3 ns trukmės čirpuotų impulsų stiprinimas iki 2,2 mJ, esant 5 kHz pasikartojimo dažniui. Sustiprinti impulsai vėliau suspausti iki 480 fs trukmės [95]. Nors tai ir kolkas didžiausia pasiekta impulso energija pavieniame stiprintuve, tačiau dėl ilgos aktyvioji terpės ir didžiulio atstumo tarp gerdėlių, sudarančių impulsų spaustuvą, toks skaidulinis lazeris praranda didžiausius savo privalumus, tai kompaktiškumą ir stabilumą.

Visgi, iki šiol didžiausios sub-pikosekundinių impulsų energijos skaidulinių lazerių sistemose pademonstruotos taikant koherentinį pluoštų apjungimą (angl. *coherent beam combination*, CBC) ir padalintų impulsų stiprinimą (angl. *divided pulse amplification*, DPA) [96, 97]. 2016 metais, buvo pademonstruotas didžiulis DPA potencialas, padalinant užkrato impulsą į keturias vienodas replikas ir stiprinant jas aštuoniuose PCF stiprintuvuose, o sustiprintus impulsus vėliau apjungiant erdviškai. Taip pavyko sugeneruoti net 12 mJ, 700 W vidutinės galios ir 262 fs trukmės impulsus [96]. Vos po kelių metų jau pade-

monstruotas ir eletro-optiškai kontroliuojamas 8 impulsų replikų stiprinimas dvylikoje skaidulinių stiprintuvų. Po erdvėlaikinio koherentinio net 96 replikų apjungimo, pasiekta rekordinė 23 mJ impulsų energija [98]. Netolimoje ateityje tikimasi pasiekti ir 100 mJ impulsų energijas naudojant jau esamas skaidulinių lazerių technologijas. Tiesa, tokioms sistetoms su daugybe tiksliai sinchronizuotų stiprintuvų ir ilgomis PCF skaidulomis kol kas trūksta įprastiems skaiduliniams lazeriams būdingo patikimumo, stabilumo, paprastumo ir kompaktiškumo.

1.2.3 Plonojo disko lazeriai

Pirmąjį diskinį lazerį dar 1994 metais pristatė Štutgarto universiteto mokslininkai [99]. Nuo to laiko jų koncepcija nelabai ir pasikeitė. Pagrindinis skirtumas nuo įprastų strypo ar *slab* tipo lazerių yra stiprinimo terpės geometrija: lazerio kristalas yra plonas diskas, kurio storis paprastai 100–200 μm (jeigu tai Yb:YAG) yra žymiai mažesnis už lazerio pluošto dydį. Šis diskas pritvirtinamas prie vandeniui aušinamo šilumokaičio, kuris užtikrina greitą vienpusį šilumos pašalinimą. Be to, temperatūros gradientas dažniausiai yra statmenai disko paviršiaus, kas sąlygoja silpną kristale susiformavusį šiluminį lęšį ir mažus depolarizacijos nuostolius. Aušinamas galinis kristalo paviršius padengiamas dielektrine danga, atspindinčia stiprinamą ir kaupimino spinduliuotes. Vieno ar dviejų lėkių sistemoje, mažas disko storis (trumpas sąveikos ilgis) taip pat sąlygoja santykinai prastą kaupimino spinduliuotės sugertį. Todėl dažniausiai ši problema išsprendžiama naudojant parabolinių veidrodžių ir prizmininių retroreflektorių optines sistemas [100], leidžiančias realizuoti 8 ar 16 dvigubų kaupimino spinduliuotės lėkių per kristalą. Palyginti su didelės vidutinės galios skaiduliniiais lazeriais, plonojo disko lazeriai turi mažesnius reikalavimus kaupimino lazerinių diodų skaisčiui. Tačiau reikalingas kaupimino vidutinės galios tankis yra didesnis nei kai kurių strypo ar *slab* tipo lazeriams. Kita vertus, didelės energijos stiprintuvuose, norint užtikrinti efektyvų spinduliuotės stiprinimą, tenka naudoti ir sudėtingas, net keliasdešimtis kaupimino spinduliuotės lėkių realizuojančias optines schemas [101].

Didelės energijos stiprintuvuose, dėl mažo signalo stiprinimo ploname diske, paprastai yra naudojamos dvi koncepcijos, tai daugialėkiai arba regeneraciniai stiprintuvai. Plonojo disko daugialėkio stiprintuvo pagrindiniai komponentai yra pats plonasis diskas, su jau aptartomis kaupimino spinduliuotės optinėmis

sistemomis ir 40–80 plokščių veidrodžių masyvas, leidžiantis geometriškai daugialėkią stiprinamos spinduliuotės eigą, bei taip padidinti stiprinimą aktyviojoje terpėje viena ar dviem eilėmis. Tačiau tokios sistemos signalo stiprinimas visgi yra ribotas, o siekiant išlaikyti aukštą sustiprinto pluošto kokybę būtinas kruopštus ir tikslus daugybės optinių elementų derinimas.

Plonojo disko regeneraciniuose stiprintuvų koncepcija panaši, skirtumas tik tas, kad aktyvioji terpė patalpinama į rezonatorių, o ~ 100 spinduliuotės lekių per aktyviają terpę realizuojamas Pokelso nerveliu. Yb:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose, stiprinimo metu ženkliai mažėja stiprinamų impulsų spektrinės juostos plotis ir trukmė. Todėl ypač didelių energijų atveju, siekiant sumažinti netiesinių reiškinių įtaką, užkrato impulsai dažniausiai išplėčiami iki nanosekundžių trukmės, o rezonatoriaus dydis parenkamas pakankamai didelis, galintis siekti ir 5 metrus [64], taip užtikrinant kiek įmanomą didesnę pluoštą Pokelso narvelyje. Didelis impulsų plėtros-spūdos santykis (paprastai 10^3), reikalauja naudoti masyvius impulsų spaustuvus, kur atstumas tarp gardelių siekia ir keletą metrų. Taigi, dėl didelių atstumų, kuriuos sklinda spinduliuotė, tokie lazeriai yra pakankamai jautrūs aplinkos poveikiams. Todėl pakankamai svarbu yra užtikrinti spinduliuotės pluošto, aplinkos temperatūros ir oro srautų stabilumą lazeryje.

Visgi, plonojo disko regeneraciniai ir daugialėkiai stiprintuvai progresuoja ypač greitai. Šiandien dienai, tai viena perspektyviausių technologijų leidžiančių didinti ultrasparčiųjų lazerių impulsų energiją ir vidutinę galią. Pastaraisiais metais pademonstruota nemažai didelio impulsų pasikartojimo dažnio (≥ 1 kHz) Yb:YAG plonojo disko regeneracinių stiprintuvų galinčių pasiekti ir ~ 20 – 300 mJ impulsų energijas, o trukmėmis mažesnėmis nei 2 ps [64, 66, 102–105]. Dar išpūdingesnės impulsų energijos pademonstruotos minėtų regeneracinių stiprintuvų impulsus papildomai stiprinant daugialėkiuose stiprintuvuose, kur pasiekiamos 500 mJ (100 Hz) [106], 720 mJ (1 kHz) [107] ar panaudojus kriogeninį disko šaldymą, pademonstruota net 1.1 J (1 kHz) sustiprintų impulsų energija [108]. Nepaisant išpūdingų išvadinių parametrų, plonojo disko lazeriai turi ir tam tikrų esminių trūkumų kaip sistemos sudėtingumas ir kaina. Plonojo disko apdorojimas ir lazerinės spinduliuotės įvedimas į jį yra pakankamai sudėtingas. Norint pasiekti didelį efektyvumą, reikia, kad lazerinis impulsas sklistu lazerine terpe bent dešimtis kartų, o tam reikalingas didelis derinimo tikslumas, bei aplinkos sąlygų stabilumas, kas sukuria didelę

šio tipo lazerio kainą ir mažina jo panaudojimo galimybes.

1.2.4 Strypo, plokštelės ir monokristalinės skaidulos lazeriai

Strypo formos lazerio (stiprintuvo) aktyvioji terpė dažniausiai būna cilindro arba stačiakampio formos, paprastai kelių centimetrų ilgio. Tokio tipo lazeriuose kaupinimo pluoštas įvedamas pro strypo šoninius arba galinius paviršius. Atsiradus didelio skaisčio lazeriniams diodams, dažniausiai naudojama galinio kaupinimo konfigūracija, kur kaupinimo ir stiprinamoji spinduliuotės sklinda išilgai kristalo. Tokio kaupinimo būdo privalumai yra gera lazerio pluošto kokybė, pakankamai ilga kaupinimo ir užkrato spinduliuočių sąveika, didelis spinduliuotės stiprinimas ir aukštas efektyvumas. Esminė strypų lazerių savybė yra ta, kad išsklaidyta šiluma sukuria temperatūros gradientą kristale. Strypo centre pasikeičia lūžio rodiklis, kas įtakoja šiluminio lęšio, bei didelių mechaninių įtempimų atsiradimą, kuriems viršijus leistiną ribą, aktyvioji terpė pradeda irti. Dėl šių priežasčių didelės energijos Yb:YAG strypo stiprintuvai pasižymi gerokai mažesniu ≤ 10 Hz impulsų pasikartojimo dažniu. Tiesa tokios sistemos gerokai paprastesnės lyginant su plonojo disko stiprintuvais. Pavyzdžiui, aštuonių praėjimų per 3% legiravimo Yb:YAG strypą sistemose, naudojant impulsinį kaupinimą, užkrato impulsai sustiprinti iki 106 mJ [109] ir 200 mJ [110] energijos, atitinkamai prie 1 Hz ir 10 Hz impulsų pasikartojimo dažnių, išlaikant $\leq 0,9$ ps trukmę. Siekiant didesnio impulsų pasikartojimo dažnio, pasiekiančio 1 kHz, naudojama kriogeniniu būdu aušinama Yb:YAG stiprinimo terpė, impulsus keturių ir dviejų praėjimų dvipakopėje sistemoje sustiprinant iki 70 mJ [111], pasiekiant ir šimtų vatų išvadinės spinduliuotės vidutinę galią, tačiau minimali impulsų trukmė, šiuo atveju 6 ps. Kambario temperatūroje, kai impulsų pasikartojimo dažnis yra ≥ 10 kHz, naudojami ≤ 2 mm apertūros Yb:YAG strypai, leidžiantis impulsus sustiprinti iki 2,5 mJ [112] ar 3,5 mJ [113] energijos, išlaikant sustiprintų impulsų spektrą, pakankamą impulsus suspausti iki < 2 ps trukmės. Pagrindinis faktorius ribojantis lazerinių stiprintuvų išvadinę impulsų energiją yra kristalo ir kitų optinių sistemos elementų dielektrinių dangų pažaida.

Plokštelės formos nuo strypo lazerių, skiriasi tuo, kad aktyvioji terpė didelio ploto plokštelė, parastai ~ 1 mm storio (angl. *slab*). Vieni pažangiausių tokio tipo lazeriniai stiprintuvai (*InnoSlab*) buvo sukurti kompanijos „Amphos“. Tokiame dizaine, suformuotas linijinis kaupinimos spinduliuotės pluoštas

nukreipiamas išilgai aktyviosios terpės, tuo tarpu užkrato spinduliuotės pluoštas cilindriniais veidrodžiais nuosekliai didinamas ir nukreipiamas į aktyviąją terpę keletą kartų, bei išdėstomas taip, kad kiekvieno praėjimo metu sklinda vis kitu kristalo segmentu. Pluošto didinimas padeda subalansuoti pastovų intensyvumą per visą stiprinimo tūrį didėjant stirinamos spinduliuotės galiai. Beto, didelis aušinamo paviršiaus plotas ir mažas kaupiamos terpės tūris, panašiai kaip plonojo disko lazeriuose, leidžia efektyviai pašalinti kristale susidariusią šilumą. Taigi, Yb:YAG „Innoslab“ stiprintuvai leidžia pasiekti net 1 kW viršijančias sub-pikosekundinių impulsų vidutines galias [114]. Taip pat buvo pademonstruotos pakankamai didelės 20 mJ [69] ir 54 mJ [115] sustiprintų impulsų energijos, esant pasikartojimo dažniams ≥ 10 kHz, o sustiprintus impulsus suspaudžiant atitinkamai iki 830 fs ir 1,5 ps trukmės.

Monokristalinės skaidulos (angl. *single crystal fiber*, SCF) aktyvioji terpė, kurios pagrindą sudaro plonas, ~ 1 mm skersmens ir kelių dešimčių milimetrų ilgio monokristalinis strypas. Tai galima vadinti hibridine technologija tarp įprastų strypų ir skaidulinių lazerių. Komerciniuose SCF stiprintuvų moduluose (*Taranis*, „Fibercryst“), kaupinimo spinduliuotės pluoštas fokusuojamas į kristalą, o dėl visiško vidaus atspindžio nukreipiamas sklįsti toliau ir vėl keletą kartų (priklausomai nuo kaupinimo diodo skaisčio) fokusuotis stiprinimo terpėje. Taip užtikrinant pakankamai homogenišką kaupinimo spinduliuotės sklaidimą per visą kristalo tūrį, tuo tarpu stiprinamoji spinduliuotė kristalu sklinda laisva eiga. Kadangi SCF moduluose paprastai naudojami nedidelio legiracijos laipsnio (1–2%) Yb:YAG kristalai, o didelis paviršiaus plotas leidžia efektyviai jį aušinti, kaupinimui galima naudoti iki 600 W vidutinės galios spinduliuotę [116]. Taigi ši technologija puikiai tinka didelės vidutinės galios sub-pikosekundinių impulsų stiprinimui. Pastaraisiais metais buvo pademonstruota trijų SCF pakopų stiprintuvų sistemos, kuriose pavyko pasiekti ir 100 W vidutinės galios impulsus [117,118], kai impulsų pasikartojimo dažnis siekia atitinkamai 250 kHz ir net 20 MHz. Visgi nepaisant palyginus paprasto SCF stiprintuvų konstrukcijos, efektyvaus aktyviosios terpės aušinimo, energijos didinimas tokiose sistemos bent jau kolkas yra ribotas iki kelių milidžaulių [119–121], dėl kristalo optinių dangų pažaidos.

1.1 lentelė. Didelės energijos Yb:YAG ir Yb:stiklo (skaidulinių) lazerių kambario temperatūroje išvadinių parametrų apžvalga. (* – impulsai nespausti, skliaustuose spektriškai ribota išvadinio impulso trukmė)

Technologija	E [mJ]	τ [ps]	f [kHz]	M^2	Metai	Nuor.
Skaid. (PCF)	2,2	0,48	5	1,7	2011	[95]
Skaid. (PCF+CBC)	12	0,26	55,9	1,1	2016	[96]
Skaid. (PCF+CBC)	23	0,23	25	–	2019	[98]
Disk. (reg.)	25	1,6	3	1,1	2009	[102]
Disk. (reg.)	45	500*(1,1)	1	–	2014	[103]
Disk. (reg.)	20	1	5	1,1	2016	[104]
Disk. (reg.)	69	1,2	1	1,1	2016	[64]
Disk. (reg.)	200	1,8	0,1	1,1	2016	[105]
Disk. (reg.+daugial.)	500	2	0,1	–	2016	[106]
Disk. (reg.+daugial.)	200	1,1	5	1,1	2017	[66]
Disk. (reg.+daugial.)	720	0,92	1	2,1	2020	[107]
Strypas	200	0,9	0.01	–	2011	[110]
Strypas	100	0,73	0.001	–	2017	[109]
Strypas	3,5	120*(0.9)	10	1,1	2017	[113]
Strypas	2,5	2,8*(1,2)	11,5	–	2018	[112]
<i>Innoslab</i>	20	0,8	12,5	1,3	2011	[69]
<i>Innoslab</i>	54	1,5	10,5	1,1	2017	[115]
SCF	1	0,6	10	1,1	2013	[121]
SCF (CBC)	3	0,7	6	1,2	2014	[119]
SCF	2	6	12,5	1,1	2016	[120]

1.3 Superkontinuumo generacija vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais

Superkontinuumas – tai erdviškai ir laikiškai koherentinė, labai plataus spektro spinduliuotė, kuri gali būti naudojama kaip užkrato signalas didelės energijos OPCPA sistemose. Fizikinį kontinuumo generavimo skaidriose terpėse principą galima suprasti pagal femtosekundinės šviesos gijos modelį. Jis yra universalus intensyvių femtosekundžių trukmės lazerio impulsų netiesinio sklidimo ir spektrinio plitimo kietose medžiagose, skysčiuose ir dujose mechanizmas. Femtosekundinės šviesos gijos atsiradimą sąlygoja savifokusacijos, savaiminės fazės moduliacijos, daugiafotonės sugerties ir jonizacijos sukeltos laisvųjų elektronų plazmos balansas su pluošto difrakcija ir grupinių greičių dispersija. Tai dinaminė struktūra su intensyvia šerdimi, kuri gali skliti dideliais atstumais,

daug didesniais už tipinį difrakcinį ilgį, išlaikydama siaurą pluošto dydį be jokio išorinio palaikančiojo mechanizmo. Pradinė impulsinio pluošto transformacija (šviesos gijos formavimasis) vyksta dėl netiesinės lūžio rodiklio priklausomybės nuo intensyvumo:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.1)$$

kur, n_0 – tiesinis lūžio rodiklis, n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, I – spinduliuotės intensyvumas. Indukuotas lūžio rodiklio pokytis yra proporcingas pluošto intensyvumo skirstiniui plokštumoje, statmenoje sklidimo kryptčiai, todėl terpė veikia kaip glaudžiamas lęšis (Gauso skirstinio atveju) – optinis Kero efektas. Savifokusacijos slenkstis apibrėžiamas pluošto kritine galia, kuriai esant fokusavimosi reiškinys tiksliai atsveria pluošto difrakcinę skėstį:

$$P_{kr} = \frac{0,367\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}, \quad (1.2)$$

kur λ – žadinančios spinduliuotės bangos ilgis. Jeigu viršijama P_{kr} , kolimuotas įvadinis Gauso skirstinio pluoštas kolapsuos į tašką ir fokusuosis atstumu vadinamu netiesiniu židinio nuotoliu:

$$z_{sf} = \frac{2n_0 w_0^2}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{(P/P_{kr}) - 1}}, \quad (1.3)$$

kur w_0 – Gauso pluošto spindulys.

Šviesos impulso fazės moduliavimosi reiškinys (angl. *self-phase modulation*, SPM) yra šviesos pluošto fokusavimosi laikinis analogas. Ultratrumpajam impulsui sklindant optine terpe, jo laikinis profilis indukuoja fazės kitimą

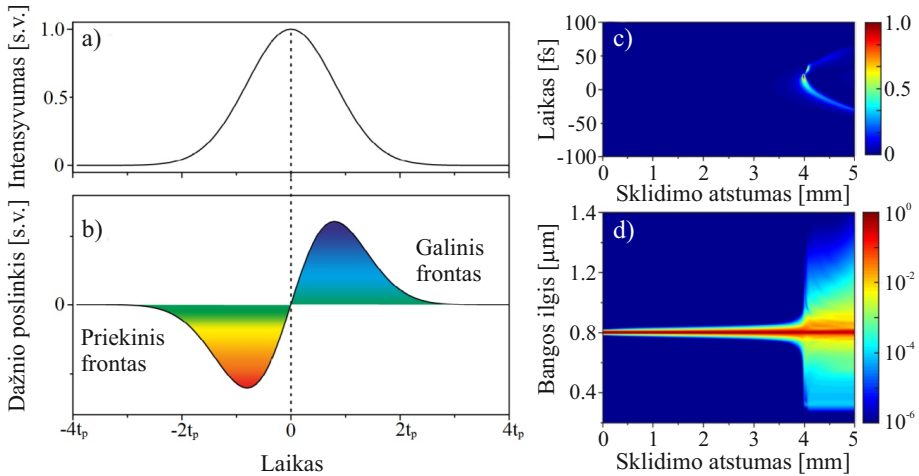
$$\varphi_{NL}(t) = -n_2 I(t) \omega_0 z / c, \quad (1.4)$$

kur ω_0 – pradinis impulso dažnis, c – šviesos greitis, $I(t)$ – impulso intensyvumas ir z – sklidimo atstumas. Taigi laikinės fazės pokytis yra kaupiamasis efektas sklidimo kryptties atžvilgiu ir priklauso nuo terpės ilgio z . Kadangi dažnis išreiškiamas kaip laikinės fazės išvestinė $\delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\varphi_{NL}(t)$, todėl jos moduliacija lems ir impulso dažnio moduliaciją (spektro plitimą)

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t). \quad (1.5)$$

Normaliosios grupinių greičių dispersijos atveju, sklindant impulsui prie-

kinis jo frontas ($-t$) įgauna neigiamą dažnio poslinkį ir tampa raudonesnis, o galinis frontas ($+t$), įgaudamas teigiamą dažnio poslinkį, tampa mėlynėsnis (1.3 pav. a) ir b) dalys). Toks šviesos impulsas yra vadinamas faziškai moduliutu – čirpuotu impulsu. Taigi faziškai moduliuto impulso spektras nešančiojo dažnio atžvilgiu tolygiai plinta į abi puses – raudonąją ir mėlynąją. Tačiau impulso spektre gali atsirasti osciliacijų, nes fazės pokytis yra simetrisinis laiko atžvilgiu ir atkartoja impulso laikinę gaubtinę. Tokiu atveju kiekvienam dažnio pokyčio kreivės taškui egzistuoja kitas taškas, kuris indukuoja tą patį dažnį, tik skirtingos fazės. Taigi dvi to paties dažnio bangos interferuoja, o rezultatas priklauso nuo to, ar fazių skirtumas tenkina maksimumo ar minimumo sąlygą. Tačiau realiu atveju superkontinuumo spektras retai kada plinta simetriškai į abi puses. Spektro formos asimetriją lemia nevienodas impulso frontų statėjimas.



1.3 pav. a) Gausinis impulsas ir b) jo dažnio moduliacija, kur t_p – impulso trukmė. Skaitmeniškai modeliuotos safyro kristale sklindančių 100 fs trukmės ir 800 nm centrinio bangos ilgio lazerio impulsų c) laikinės ir d) spektrinės dinamikos normalios dispersijos atveju [122].

Savifokusacija yra labai dinamiškas procesas, nes pluoštui fokusuojantis auga ir jo intensyvumas. Tačiau realiu atveju, pluošto kolapsą netiesiniame židinyje stabdo daugiafotonė sugertis ir jonizacija, atitinkamai sukuriama impulso energijos nuostoliai ir generuojama laisvųjų elektronų plazma, kuri toliau defokusuoja pluoštą. Bendras šių procesų veikimas kietakūnėse terpėse gali apriboti impulso intensyvumą iki dešimčių TW/cm^2 atsižvelgiant tik į pusiau-

svyrą tarp savifokusacijos ir defokusacijos laisvųjų elektronų plazmoje. Tačiau plazmos defokusavimas ir sugertis jau tampa svarbūs, kai įvadinių impulsų intensyvumas siekia kelis TW/cm^2 , nes impulsai dar prieš netiesinį židinių gerokai sutrumpėja. Tinkamai parinkus įvadinės spinduliuotės energiją ir fokusavimo sąlygas, griūtinė jonizacija nevyksta, todėl plazmos tankis neviršija kritinės vertės (10^{21}cm^{-3}) ir išvengiama optinio medžiagos pažeidimo.

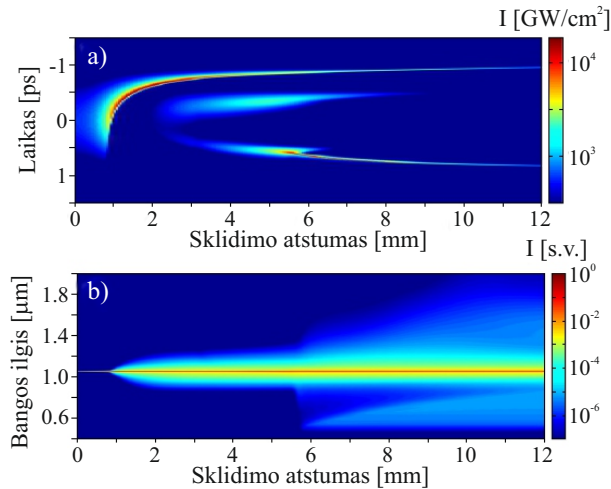
Be impulso intensyvumo ribojimo, chromatinė dispersija yra ne mažiau svarbus veiksnys, lemiantis kontinuumo spektro plitimą ir formą. Netiesinių efektų ir chromatinės dispersijos sąveika lemia impulsų erdvėlaikinį fokusavimą ir savąjį statėjimą (angl. *self-steepening*), o grupinių greičių dispersijos ženklas iš esmės apibrėžia besiformuojančios femtosekundinės šviesos gijos laikinę dinamiką. Dielektrinių terpių normalios grupinių greičių dispersijos srityje impulsų skilimas yra efektas, lemiantis savifokusacijos dinamiką ir spektro plitimą ties netiesiniu židiniu ir už jo ribų. Savaiminė fazės moduliacija išplėčia impulso spektrą ir sukuria netiesinę dažnio moduliaciją, kurios metu priekinėje ir galinėje impulso dalyse susidaro atitinkamai raudonesni ir mėlynesni dažnio komponentai. Tuo tarpu, impulso skilimas netiesiniame židinyje sukuria du subimpulsus su paslinktais nešančiaisiais dažniais. Dėl šios priežasties subimpulsai juda priešingomis kryptimis įvadinio impulso atžvilgiu (1.3 pav. c) dalis). Po impulso skilimo iš karto seka staigus spektro plitimas (1.3 pav. d) dalis), kurį sukelia savasis impulso statėjimas. Pastarąjį efektą sąlygoja lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo, atitinkamai impulso gaubtinės viršūnė sklinda mažesniu grupiniu greičiu ir užbėga ant impulso galo.

Padalyti subimpulsai patiria gana skirtingus savuosius statėjimus, todėl jų trukmės, amplitudės ir dažnio moduliacijos mastas smarkiai skiriasi. Priekinio subimpulso priekinio fronto statėjimas yra mažesnis, nes ilgųjų bangų ruožas yra arčiau terpės nulinės dispersijos bangos ilgio. Atitinkamai spektro plitimas į raudonąją pusę yra gana nedidelis. Priešingai, galinio subimpulso galinis frontas yra labai status, todėl spektro plitimas į mėlynąją pusę yra gėkorai ryškesnis.

Kaip jau buvo aptarta 1.1 skyriuje, plėtojant vienetinių pikosekundžių impulsais kaupinamas OPCA sistemas, superkontinuumo generacija pikosekundžių trukmės impulsais sulaukė didelio susidomėjimo kaip galimas tokių sistemų užkrato signalas. Visgi, norint pasiekti tokios trukmės impulsų savifokusacijos slenkstį (kritinę galią P_{kr}), reikia didesnės energijos (lyginant su femtosekun-

džių trukmės impulsais). Tuo tarpu, pikosekundinių impulsų atveju, pagrindinis laisvųjų elektronų generacijos šaltinis – griūtinė jonizacija. Todėl kritinis plazmos tankis dažnu atveju užauga tiek, kad išsivysto optinis terpės pažeidimas anksčiau nei superkontinuumo generacija. Dėl šių priežasčių pikosekundiniais impulsais žadinti superkontinuumą kietakūnėse medžiagose išvengiant optinio terpės pažeidimo yra daug sunkiau nei femtosekundinių impulsų atveju. Todėl dažniausiai naudojamos terpės, turinčios aukštą pažeidimo slenkstį ir didelį netiesinį lūžio rodiklį, kaip pavyzdžiui safyras arba itrio aliuminio granatas.

Visgi superkontinuumo generacija vienetinių pikosekundžių impulsais vis dar nėra triviali ir šaltiniuose randamos skirtingai aprašomos vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų laikinės ir spektrinės dinamikos.



1.4 pav. Skaitmeniškai modeliuotas 1,3 ps, 1055 nm ir 8,8 μJ impulso sklidimas YAG kristale [123]. a) Laikinė impulso evoliucija ir b) spektro plitimas.

2015 metais J. Galinis su grupe, pakankamai aštraus fokusavimo ($f = +45$ mm lęšis) sąlygomis, skaitmeniškai sumodeliavo superkontinuumo generaciją 1,3 ps trukmės ir 1055 nm centrinio bangos ilgio impulsais itrio aliuminio granato kristale [123]. Autorių teigimu, pikosekundžių trukmės impulsų fokusavimasis sąlygoja griūtinės jonizacijos atsiradimą, kuri sukuria žymų plazmos tankį medžiagoje bei atsveria fokusavimosi reiškinį ir sugeria galinę impulso dalį. Tuo metu impulsas patiria staigų sutrumpėjimą iki dešimčių femtosekundžių ir suformuoja priekinį subimpulsą (pirmaįjį), kuris toliau generuoja plazmą (1.4 pav. a) dalis). Toliau plazma defokusuoja ir sugeria galinį impulso kraštą,

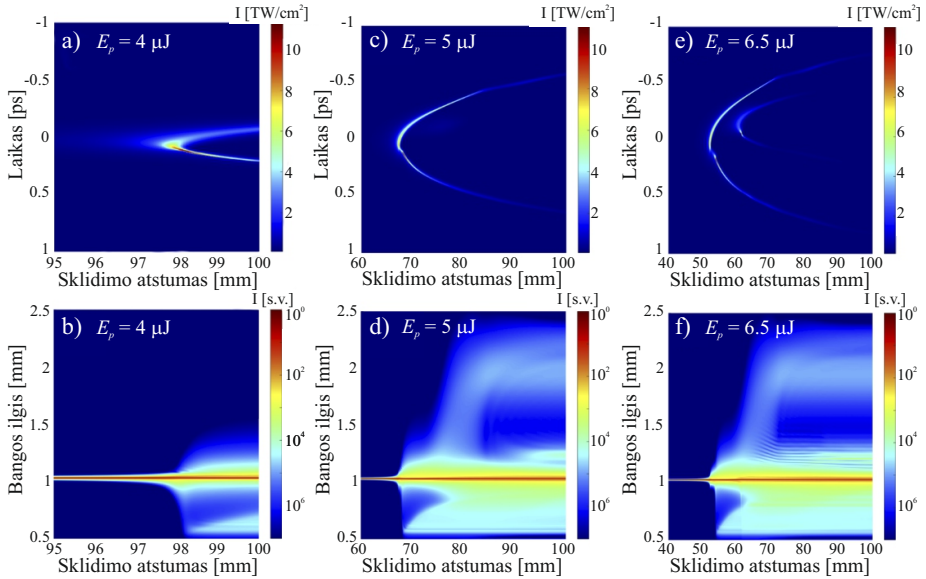
sparčiai didindama impulso intensyvumą. Įdomu tai, kad nepaisant ryškaus impulso sutrumpėjimo, šiame sklidimo etape stebimas tik nedidelis spektro plitimas aplink žadinantį bangos ilgį (1.4 pav. b) dalis). Kai tik pirmojo subimpulso intensyvumas pradeda mažėti, plazmos generavimas taip pat sumažėja, jis suskyla į antrą ir trečią subimpulsus. Jų sklidimo dinamika skiriasi: antrasis subimpulsas (vidurinis) niekada neįgauna pakankamo intensyvumo sukelti akivaizdaus spektro plitimo; priešingai, trečiasis subimpulsas (galinis) vėl fokusuojasi, o netiesiniame židinyje skyla į dar ketvirtą (priekinį) ir penktą (galinį) subimpulsus. Šis impulso skilimas sąlygoja žymų spektro plitimą į mėlynąją pusę. Tuo tarpu, ketvirtojo subimpulso intensyvumas greitai mažėja, o ryškų spektro plitimą į raudonąją pusę pagrinde lemia tik pirmasis subimpulsas, kuris palaipsniui spaudžiasi.

Tais pačiais metais, ta pati mokslininkų grupė švelnesnio fokusavimo ($f = +225$ mm lęšis) sąlygomis eksperimentiškai pademonstravo superkontinuumo generavimą spektrinėse 460 nm – 1,4 μ m, ir 410 nm – 1,3 μ m srityse atitinkamai 15 mm ilgio YAG ir safyro kristaluose. WLC žadinimui panaudojo 1,1 ps trukmės, 1055 nm bangos ilgio lazerio impulsus. Tiesa, sugeneruotos kontinuumo spinduliuotės stabilumas buvo du kartus blogesnis nei kaupinimo lazerio, o dėl daugelio pasikartojančių impulsų poveikio pasireiškė ilgalaikė medžiagos savybių modifikacija, iškraipiusi šviesos gijos intensyvumo skirstinį ir WLC spektro gaubtinę [124].

Jau 2017 metais buvo pademonstruota, kad 13 cm ilgio YAG kristale, žadinant 1030 nm centrinio bangos ilgio ir pakankamai ilgais, 3 ps trukmės impulsais, galima generuoti ypač stabilų superkontinuumą 500 nm – 950 nm spektrinėje srityje, kurio energinis stabilumas 3 kartus geresnis nei kaupinimo šaltinio [36]. Beto, pademonstruota galimybė jį stiprinti optiniame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve ir spausti iki ~ 12 fs trukmės. 2020 metais tie patys mokslininkai skaitmeniškai sumodeliavo ir eksperimentiškai patvirtino stabilaus WLC generaciją vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais 130 mm ilgio YAG kristale švelnaus fokusavimo ($f = +400$ mm lęšis) sąlygomis [125]. Autorių teigimu, yra du pagrindiniai procesai, įtakojantys superkontinuumo stabilumą. Pirma, terpės jonizacijos savybės (priklausančios nuo draustinių energijų tarpo) užtikrina, kad kristale pasiekiamas maksimalus intensyvumas mažai kinta nuo įvadinės impulso energijos. Antra, chromatinė dispersija, pluošto difrakcinė skėstis ir plazmos defokusavimas sumažina maksimalų impulso intensyvumą

po netiesinio židinio, Tai apriboja šviesos gijos ilgį, atitinkamai ir atstumą, per kurį savaiminė fazės moduliacija išplėčia impulso spektrą.

Šiuo atveju, dar prieš susiformuojant šviesos gijai, panašiai kaip femtosekundinių impulsų atveju, dėl bendro SPM, ssavifokusacijos ir chromatinės dispersijos poveikio pradinis impulsas suskyla į du atskirus subimpulsus, kurie atitinkamai sąlygoja spektro plitimą į raudonąją ir mėlynąją sritis.



1.5 pav. 1,5 ps trukmės, 1030 nm centrinio bangos ilgio impulso laikinė (viršutinė eilė) ir spektrinė (apatinė eilė) evoliucija šviesos gijos formavimosi metu 130 mm ilgio YAG kristale esant trimis skirtingoms kaupinimo impulso energijoms [125]. Kaupinimo spinduliuotė fokusuojama 3 cm gylyje nuo priekinio kristalo paviršiaus.

Autoriai išskyrė tris WLC stabilumo sritis. Kai kaupinimo impulso energija yra pakankama (WLC generacijos slenkstis), netiesinis židiny susiformuoja dar prieš galinį kristalo kraštą, maksimalaus intensyvumo užtenka, kad spektras reikšmingai išplistų (1.5 pav. a) ir b) dalys). Tačiau šiuo atveju, net ir maži kaupinimo impulso energijos svyravimai sąlygoja didelius išvadinės WLC spinduliuotės nestabilumus, nes gija yra nutraukiama galinėje kristalo pusėje. Kai energija yra didesnė, netiesinis židiny susiformuoja kristale anksčiau, o abiejų subimpulsų intensyvumas tampa per mažas spektro plitimui, dar prieš šviesos gijai pasiekiant kristalo kraštą (1.5 pav. c) ir d) dalys). Tokiu atveju WLC generacija yra stabiliausia. Galiausiai, kai kaupinimo impulso energija yra pa-

kankamai didelė, šviesos gija persifokusuoja kristale ir įvyksta antrasis impulso skilimas laike (1.5 pav. e)). Subimpulsų interferencija sąlygoja WLC spektro moduliacijų atsiradimą (1.5 pav. f) dalis) ir ženklų stabilumo pablogėjimą.

Taigi, tinkamai parinkus spinduliuotės fokusavimo sąlygas, žadinančiojo impulso trukmę bei energiją, optimalų kristalo ilgį, galima sėkmingai generuoti plataus spektro stabilią superkontinuumo spinduliuotę YAG kristale ir vienietinių pikosekundžių trukmės impulsais.

1.4 Priverstinė Ramano sklaida

Fokusuojant saulės šviesą į įvairias skystas terpes, savaiminės Ramano sklaidos efektą pirmą kartą dar 1928 metais pastebėjo C. V. Raman ir K. S. Krishnan [126]. Ramano sklaida laikoma netampria šviesos fotonų sklaida medžiagoje, kurios metu, poslinkiu ω_R (Ramano poslinkiu) pakinta šviesos dažnis. Sklaidos metu „sugeriamas“ ω_p dažnio kvantas ir išspinduliuojamas $\omega_s = \omega_p - \omega_R$ (Stokso) arba $\omega_s = \omega_p + \omega_R$ (Antistokso) dažnio kvantas. „Sugertis“ vyksta molekulei ar gardelei pereinant iš nesužadintos elektroninės būsenos virpesinio lygmens į virtualųjį lygmenį, kurio gyvavimo trukmė vos < 1 ns, o išsklaidyta spinduliuotė labai silpna. Kadangi lygmenų užpilda įprastu atveju labai maža, savaiminės Ramano sklaidos spektre dominuoja Stokso spinduliuotė.

Jau atsiradus pirmiesiems lazeriams, 1962 metais E. J. Woodbury mokslinė grupė pastebėjo, kad kai žadinančios spinduliuotės intensyvumas yra didelis ir pakankamas pasiekti netiesiniams efektams reikalingą slenkstį medžiagoje spontaninės Ramano sklaidos spinduliuotės lauke, gali susidaryti sąlygos priverstiniam spinduliavimui – priverstinei Ramano sklaidai (angl. *stimulated Raman scattering*, SRS). Paprastai tariant, sugeneruotų Stokso fotonų skaičius pradeda didėti netiesiškai nuo žadinančios spinduliuotės intensyvumo, vyksta panušus procesas į lazerinį stiprinimą. Taigi priverstinė Ramano sklaida yra koherentinė ir kryptinga, dažniausiai gaunama virpesinių šiuolių metu, kurie yra intensyvūs savaiminėje Ramano sklaidoje. Stokso spinduliuotei pasiekus pakankamą intensyvumą, stebimas aukštesnių eilių Stokso ir Antistokso dažnio poslinkius atitinkančių spinduliuočių žadinimas.

Kvantmechaninis Ramano sklaidos aprašymas apibrėžia Stokso fotonų generacijos greitį, kuris nurodo koks Ramano sklaidos procesas dominuoja [127]:

$$\frac{dn_s}{dt} = N \left(\frac{\delta\alpha}{\delta q} \right)^2 \frac{4\pi^3}{\mu_p \mu_s^2 m c} I_p \sum_{k_s} \frac{\omega_s}{\omega_R} (e_p e_s) [1 + n_s + n_R] \delta(\omega_s - \omega_p + \omega_R), \quad (1.6)$$

kur $N = N_0/V$ – Ramano aktyvių molekulių arba fononų skaičius vienetiniame tūryje, $\left(\frac{\delta\alpha}{\delta q}\right)^2$ – poliarizuojamumo tenzorius normaliosios modos dalis, μ_p ir μ_s – Ramano terpės lūžio rodikliai atitinkamai kaupinimo ir Stokso spinduliuočių bangos ilgiams, m – redukuota molekulės arba atomo masė, c – šviesos greitis, $I_p = E_p/\tau_p S$ – kaupinimo spinduliuotės intensyvumas (E_p, τ_p, S – kaupinimo impulso energija, trukmė ir pluošto plotas), e_p ir e_s – vienetiniai kaupinimo ir Stokso spinduliuočių poliarizacijos vektoriai, n_R ir n_s – atitinkamai fononų arba molekulių ir Stokso fotonų koncentracijos. Pagal (1.6) lygtį Stokso spinduliuotės generacijos greitį lemia trys nariai. Pirmasis narys (vienetas laužtiniuose skliaustuose) apibrėžia savaiminę Ramano sklaidą. Jis apibūdina lazerio šviesos sklaidą prasidedančią nuo kvantinių svyravimų (triukšmų), kai Stokso fotonų koncentracija nykstamai maža, $n_s \ll 1$. Antrasis narys (proporcingas n_s) – priverstinę Ramano sklaidą, kai $n_s > 1$. Trečiasis narys, tai parametrinis ryšys tarp Stokso bangos ir medžiagos sužadavimo, kuris proporcingas n_R , tačiau dažniausiai tai yra nykstamai mažas dydis ir yra neįskaitomas.

Taigi, kai n_s ir n_R yra $\ll 1$ ir dominuoja savaiminė Ramano sklaida, Stokso spinduliuotės galia $P_S = \hbar\omega_s (dn_s/dt)$ išsklaidyta kampu $\Delta\Omega$ bus proporcinga žadinančios spinduliuotės intensyvumui [127]:

$$P_S = NV \left(\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right) I_p \Delta\Omega, \quad (1.7)$$

kur integruotas sklaidos skerspjūvis $\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}$ gali būti apskaičiuojamas:

$$\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} = \frac{\omega_s^4 \mu_s}{c^4 \mu_p} \frac{\hbar}{2m\omega_R} \left(\frac{\delta\alpha}{\delta q} \right)^2. \quad (1.8)$$

Kai $n_s \ll 1$ ir $n_s \ll n_R$, tai dominuojantis procesas bus priverstinė Ramano sklaida. Vienai Stokso modai, su banginiu vektoriumi k_s , (1.6) lygtyje sumavimas pagal k_s tuomet praleidžiamas ir Stokso fotonų generacijos greitis diskretiniams energijos lygmenims įvedant spektrinį lygmenų pasiskirstymą $\rho(\omega)$ apibendrinamas:

$$\frac{dn(k_s)}{dt} = N \left(\frac{\delta\alpha}{\delta q} \right)^2 \frac{4\pi^3\omega_s}{\mu_p\mu_s^2 m\omega_{RC}} (1 + n(k_s)) I_p \rho(\omega_s - \omega_p + \omega_R), \quad (1.9)$$

Kai žadinančios spinduliuotės kaupinimo spektras yra siauras, Stokso modos spektrinio tankio pasiskirstymas aprašomas Lorencio funkcija:

$$\rho(\omega_s - \omega_p + \omega_R) = \frac{\Gamma/\pi}{(\omega_s - \omega_p + \omega_R)^2 + \Gamma^2}, \quad (1.10)$$

kur Γ – Ramano linijos pusplotis (HWHM lygyje), kuris atvirkščiai proporcingas vibracinio lygmens relaksacijos trukmei T_2 :

$$\Gamma = \frac{1}{T_2}, \quad (1.11)$$

Taigi iš (1.6) ir (1.10) lygčių nesunku pastebėti, kad Stokso fotonų skaičiaus augimas priklauso nuo dažnio ω_s ir Ramano linijos pločio Γ . Kai $n(k_s) \sim 1$, Stokso fotonų skaičius didėja netiesiškai priklausomai nuo žadinančios spinduliuotės intensyvumo I_p . Pasiekus didelę Stokso fotonų koncentraciją ($n(k_s) \gg 1$), fotonų skaičiaus augimas bus ekponentinis

$$n_s = C \exp(g_R I_p L), \quad (1.12)$$

kur C – konstanta, o g_R – Ramano stiprinimo koeficientas, aprašomas

$$g_R = \frac{8\pi c^2 N}{\hbar\mu_s^2\omega_s^3\Gamma} \left(\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \right). \quad (1.13)$$

Taigi Ramano stiprinimo koeficientas yra atvirkščiai proporcingas Ramano linijos puspločiui ir proporcingas integruotam sklaidos skerspjūviui. Galima pastebėti, kad Ramano stiprinimo koeficientas tiesiškai didėja, didėjant Stokso poslinkiui, kai integruotas sklaidos skerspjūvis ketvirtuoju laipsniu. Akivaizdu, kad didinant žadinančios spinduliuotės bangos ilgį Ramano stiprinimas ženkliai sumažėja.

Priverstinė Ramano sklaida aukšto slėgio dujose, dar septintajame – aštuntajame praeito amžiaus dešimtmečiuose tapo vienu efektyviausiu (>60% keitimas) būdų keisti nanosekundinių lazerio impulsų bangos ilgį [128], bei tuo metu atvėrė naujas galimybes kurti plačiame spektriniame ruože (0,7–7 μm) diskretiškai derinamo bangos ilgio lazerius [129]. Galimybė generuoti ultrat-

rumpuosius lazerio impulsus (ps–fs eilės) atvėrė naują SRS tyrimų sritį, kur žadinimo impulso trukmė yra panaši ar mažesnė už Ramano aktyviosios terpės vibracinio lygmens relaksacijos trukmę (T_2). Toks režimas buvo pavadintas nenuostoviuoju (angl. *transient regime*).

Bendru atveju, priverstinė Ramano sklaida yra eksponentinis Stokso spinduliuotės stiprinimo procesas

$$I_S(L) = I_S(0) \exp(G), \quad (1.14)$$

kur G – Ramano stiprinimo prieaugis, dar vadinamas bendru stiprinimo koeficientu, $I_S(L)$ ir $I_S(0)$ – atitinkamai sustiprintos ir pradinės Stokso spinduliuotės intensyvumai. Svarbu pažymėti, kad eksponentinis stiprinamos Stokso spinduliuotės intensyvumo augimas išliks tik mažo signalo atveju, o vėliau pradės sotintis dėl kaupinimo impulso nuskurdinimo.

Kai režimas yra nuostovusis (angl. *steady-state regime*), Ramano stiprinimo prieaugis yra tiesiškai proporcingas terpės ilgiui, kaupinimo intensyvumui ir Ramano stiprinimo koeficientui

$$G_{ss} = g_R I_p L. \quad (1.15)$$

Visgi, kai G_{ss} pakankamai didelis, gali įvykti perėjimas iš nuostoviojo režimo i nenuostovųjį, net jei ir kaupinimo impulsų trukmė τ_p yra didesnė nei T_2 :

$$1 \ll G_{ss} = \begin{cases} \tau_p > G_{ss} T_2 & \text{– nuostovusis režimas} \\ \tau_p < G_{ss} T_2 & \text{– nenuostovusis režimas} \end{cases} \quad (1.16)$$

Stiprios sąveikos atveju, nenuostoviajame režime stiprinimo prieaugis priklauso tiek nuo bendro stiprinimo koeficiento (nuostoviojo režimo), tiek nuo kaupinimo ir vibracinio lygmens relaksacijos trukmių [130]:

$$G_T = \sqrt{4G_{ss} \frac{\tau_p}{T_2}}, \quad (1.17)$$

kur $T_2 = 1/\pi c \Delta\omega_R$, $\Delta\omega_R$ – savaiminės Ramano sklaidos spektro plotis. Tai gi nenuostoviajame režime eksponentinis stiprinimas nebeprklauso nuo kaupinimo impulso trukmės ir spektro gaubtinės pločio, jis tampa proporcingas sklaidos skerspjūvio ir kaupinimo impulso energijos kvadratinei šakniai [131].

Nenuostovijame režime, SRS sužadavimo slenkstis yra didesnis [132], bei mažesnis keitimo efektyvumas [133], nei nuostovijame režime. Kita vertus, šis režimas pasižymi įdomiomis savybėmis. Pirmą – Stokso impulso spektro platinėjimas iki keliolikos kartų, kurį sąlygoja netiesinis fazės moduliavimas [134]. Antra – Stokso impulso trumpėjimas, sąlygotas žadinančiojo (kaupinimo) impulso galinio fronto statėjimo [135]. Tuo tarpu, ypač trumpų impulsų atveju, kartu su SRS konkuruoja, bei gali tapti dominuojantys ir kiti netiesiniai efektai kaip daugiafotonė sugertis, pluošto fokusavimas ar fazės moduliavimas [136, 137].

Siekiant išvengti ultratrumpųjų impulsų saviveikos reiškinių ir padidinti SRS efektyvumą iki 20–30%, 1994 metais C. Jordan pristatė idėją SRS žadinti čirpuotais femtosekundiniais kaupinimo impulsais [138]. Tyrime įrodyta, kad sugeneruoti Stokso impulsai atkartoja kaupinimo impulso fazinę moduliaciją, kuri gali būti kompensuota impulsų spaustuve. Tačiau tokio metodo reikšmingas trūkumas, kad dėl spektro siaurėjimo sklaidos metu suspaustas Stokso impulsas paprastai 2–3 kartus ilgesnis nei pradinis kaupinimo impulsas [139]. Tiesa, spektro siaurėjimą galima sumažinti aktyviąją Ramano terpę kaupinant dviem čirpuotais impulsais, atskirtais laiko tarpu mažesniu nei terpės vibracinio lygmens relaksacijos trukmė [140]. Taikant dvigubų impulsų kaupinimą pavyko pademonstruoti <100 fs trukmės Stokso impulsų generaciją aukšto slėgio dujose [141] ir kristaluose [142] pasiekiant ~20% keitimo efektyvumą.

Kadangi SRS procesas prasideda iš kvantinio triukšmo svyravimų, sunku tuo pačiu metu optimizuoti keitimo efektyvumą, pluošto kokybę ir Stokso impulso energijos stabilumą. Sprendimas galėtų būti, panaudoti tinkamo bangos ilgio spinduliuotę (atitinkančią Stokso bangos ilgį) kaip užkratą Ramano aktyviojoje terpėje, kitaip tariant sudaryti sąlygas priverstinės Ramano sklaidos stiprinimui (angl. *stimulated Raman amplification*, SRA). Toks metodas turi kelis privalumus. Tai iki kelių kartų išaugęs keitimo efektyvumas, geresnis skirstinio ir impulso energijos stabilumas [143]. Paprastai tokiose sistemose naudojami du būdai: SRS generatoriaus–stiprintuvo schema arba superkontinuumo spinduliuotės stiprinimas Ramano terpėje. Nenuostovijame režime, naudojant generatoriaus–stiprintuvo schemas, buvo pasiektas 47% energijos keitimo efektyvumas vandenilio dujose kaupinant 1 ps trukmės impulsais [144]. Taip pat buvo pastebėta, kad stiprinant Stokso impulsus yra svarbu tinkamai parinkti užlaikymą tarp kaupinimo ir Stokso (užkrato) impulsų, kas leidžia ženkliai

padidinti keitimo efektyvumą. Norint pasiekti didžiausią stiprinimą, impulsai Ramano aktyviają terpę turi pasiekti skirtingais laiko momentais priklausomai nuo medžiagos dispersijos ir kaupinimo impulso trukmės. Jei dispersijos neįskaitome, ar ji yra labai maža, kaupinimo ir užkrato impulsai sklinda tuo pačiu grupiniu greičiu, todėl efektyvus jų sąveikos ilgis nekinta. Terpėje, normalios dispersijos srityje užkrato impulsas sklinda greičiau nei kaupinimo impulsas, o efektyviausias stiprinimas vyksta galiniame kaupinimo impulso fronte. Todėl užlaikant užkrato impulsą kaupinimo ažvilgiu, skatinama efektyvesnė sąveika impulsams sklindant aktyviaja terpė. Anomalios dispersijos srityje, situacija atitinkamai bus priešinga.

Siekiant išvengti šviesos saviveikos reiškinių kaupinant 150 fs trukmės impulsais, įdomų sprendimą pasiūlė V. A. Orlovich. Pirmiausiai Ramano sklaida pirmoje pakopoje žadinama Beselio skirstinio pluoštu KGW kristale ($T_2 \sim 1$ ps), kuri toliau stiprinama SRA (taip pat KGW kristale) pakopoje pasiekiant 50% efektyvumą, bei 1,5 karto Stokso impulso spektro gaubtinės plitimą [145]. Plataus spektro kontinuumo spinduliuotės stiprinimas tiek dujinėse tiek kristalinėse Ramano terpėse taip pat parodė nemažą potencialą. V. Krylov 1996 m. kaupinimui panaudojęs 200 fs trukmės, 390 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, vandenilio dujose pastiprino kontinuumo impulsus, bei pastebėjo, kad užkratui panaudojus plataus spektro impulsus, SRA pasižymi platesne stiprinimo juosta [143] nei anksčiau minėti Stokso bangos stiprintuvai. Didžiausias stiprinimo juostos plitimas Ramano aktyviojoje terpėje, užkratui panaunaudojant WLC impulsus, pademonstruotas 2012 metais kaupinant KGW kristalą 150 fs trukmės ir 790 nm centrinio bangos ilgio impulsais [146]. Tiesa, autorių teigimu SRA proceso metu yra sužadinamos net kelios Ramano linijos, kas sąlygoja 5 kartus platesnę stiprinimo juostą lyginant su kaupinimo spinduliuote. Visgi nepaisant pademonstruotų privalumų, kol kas čirpuotų WLC impulsų stiprinimas taikant nenuostoviąją priverstinę Ramano sklaidą, nėra pakankamai ištirtas, o tokių sustiprintų impulsų spūda išvis iki šiol nėra pademonstruota.

2 SKYRIUS

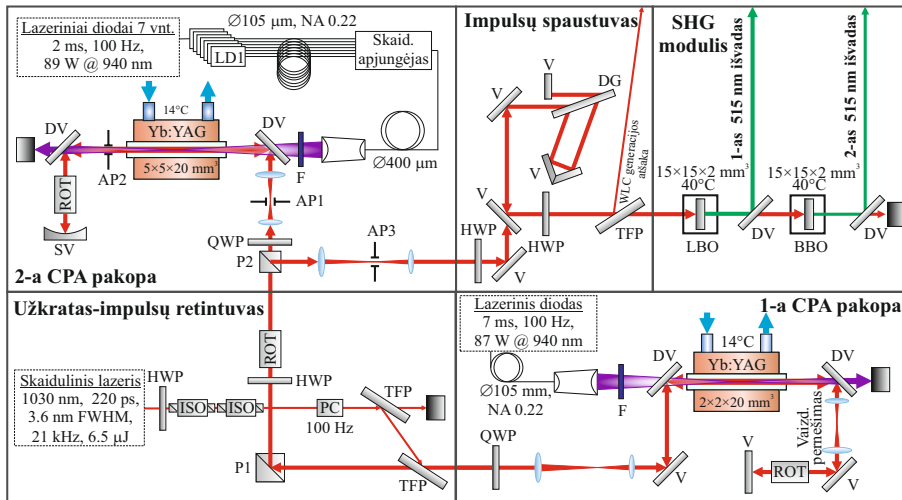
DIDELĖS SMAILINĖS GALIOS HIBRIDINIS KAUPINIMO LAZERIS

Skyriuje pateikta medžiaga publikuota S1 ir S2

Kaip jau buvo aptarta 1.2 skyriuje, yra keletas galimų technologinių sprendimų kurti Yb:YAG lazerinius stiprintuvus, galinčius generuoti didelės energijos vienetinių pikosekundžių trukmės impulsus. Tačiau kaupinimo šaltinis turi tenkinti tam tikrą charakteristikų rinkinį, norint jį efektyviai pritaikyti sub-TW smailinės galios, keleto optinių ciklų OPCPA sistemos kaupinimui. Taigi prieš projektuojant kaupinimo šaltinį, buvo suformuluoti tam tikri siektini išvardiniai Yb:YAG lazerio parametrai:

- Impulso energija >20 mJ.
- Impulso trukmė <3 ps.
- Pluošto kokybė $M^2 < 1,3$.
- Impulsų pasikartojimo dažnis ≥ 100 Hz.
- Energijos stabilumas (standartinis nuokrypis), $\sigma < \pm 1\%$.
- Antros harmonikos keitimo efektyvumas $>60\%$.
- Valdoma antros harmonikos impulso gaubtinė.

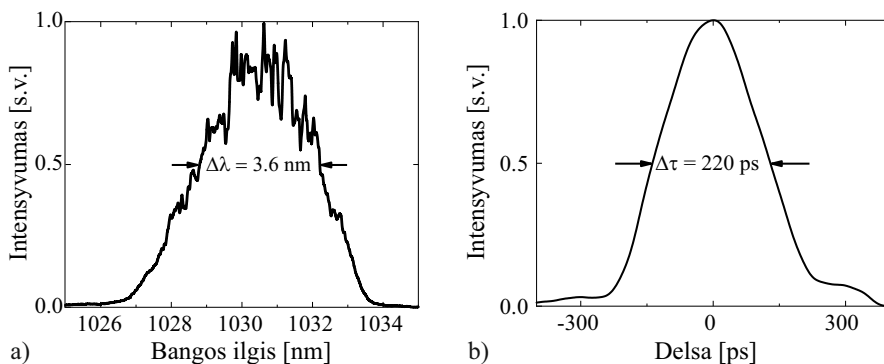
Kadangi, šio disertacinio darbo vienas iš pagrindinių tikslų yra sukurti kompaktišką ir patikimą didelės smailinės galios OPCPA kaupinimo šaltinį – hibridinę lazerio schema, išnaudojant kompaktiško skaidulinio užkrato ir santykinai paprastų strypų stiprintuvų privalumus vienoje sistemoje, yra optimalus sprendimas. Taigi kaupinimo lazerį sudaro 5 pagrindiniai moduliai: skaidulinis užkrato šaltinis su impulsų retintuvu, dvi dviejų lėkių Yb:YAG strypų CPA pakopos, gardelinis impulsų spaustuvas ir pakopinis antros harmonikos generatorius. Principinė optinė schema pateikta 2.1 paveiksle. Visa penkių modulių schema laisvai telpa ant vieno $1 \times 1,5$ m² dydžio optinio stalo.



2.1 pav. Hibridinio OPCPA kaupinio lazerio principinė schema. ROT – Faradėjaus rotatoriai, ISO – Faradėjaus izoliatoriai, PC – Pokelso narvelis, P1 ir P2 – poliarizaciniai kūbai, TFP – plonaslauksnis poliarizatorius, $\lambda/4$ ir $\lambda/2$ – ketvirčio ir pusės bangos ilgio fazinės plokštelės, DV – spektro daliklis, V – aukšto atspindžio koeficiento veidrodžiai, SV – sferinis veidrodis, F – interferenciniai filtrai, AP – apertūros, DG – difrakcinė gardelė.

2.1 Skaidulinis užkrato lazeris ir impulsų retintuvas

Pasyvios modų synchronizacijos skaidulinis užkrato lazeris [147], 21 kHz impulsų pasikartojimo dažniu generuoja 6,5 μJ energijos, 3,6 nm (FWHM) spektrinės juostos pločio ir 1030,5 nm centrinio bangos ilgio (2.2 paveikslu a) dalis) faziškai moduluotus impulsus.



2.2 pav. Skaidulinio užkrato lazerio a) emisijos spektras ir b) impulso laikinė gaubtinė, išmatuota su 20 GHz dažnių juostos osciloskopu (Tektronix DPO7200 4C) ir 8 ps laikinės skyros fotoimtuvu (Picometrix D-8ir-FC).

Iki 220 ps (FWHM) trukmės (2.2 paveikslo b) dalis) impulsai išplėčiami naudojant užkrato lazeryje integruotą čirpuotą skaidulinę Brego gardelę (angl. *chirped fiber Bragg grating*, CFBG), su grupinių greičių dispersija (GVD) $\beta_2 = -33,7 \text{ ps}^2$. CFBG pritvirtinta ant kaitinimo ir stabilizacijos termoelektrinio elemento, palaikančio pastovų temperatūros gradientą gardelėje.

Skaidulinio lazerio impulsus toliau buvo numatyta stiprinti Yb:YAG strypų stiprintuvuose, kur didelė kaupinimo spinduliuotės vidutinė galia sąlygoja termo-optinių reiškinių atsiradimą aktyviojoje lazerinėje terpėje. Dėl sugeriamos kaupinimo spinduliuotės sukulto šilumos generavimo, temperatūra strypo centre yra didesnė nei jo šonuose, todėl atsiranda temperatūros gradiento ir įtempių sukelti lūžio rodiklio pokyčiai. Taigi susidaręs temperatūros gradientas indukuoja optinius pluošto iškraipymus (sferines aberacijas), bei įtempimų sąlygotą dvejopą lūžimą, kurio vertės atitinkamai strypo centre ir šonuose skiriasi. Todėl poliarizuotas pluoštas, sklisdamas strypu, yra dalinai depoliarizuojamas, bei optiškai iškraipomas. Kita vertus, dėl mechaninių įtempių, sąlygotų didelio šilumos kiekio lazeriniame elemente, strypas gali visiškai suirti. Todėl, siekiant sumažinti šių reiškinių poveikį, buvo nuspręsta Yb:YAG strypus kaupinti impulsinėje veikoje, parinkus kaupinimo impulso trukmę, artimą Yb:YAG lazerinio lygmens gyvavimo trukmei ($\sim 1 \text{ ms}$), bei sumažinti darbinį kaupinimo ir atitinkamai užkrato lazerio impulsų pasikartojimo dažnį iki 100 Hz.

Taigi, užkrato impulsai buvo atrinkti (retinami) naudojant vieno lėkio Pokkelso narvelį (angl. *Pockels cell*, PC), sudarytą iš dviejų lygiagrečiai sujungtų $4 \times 4 \times 20 \text{ mm}^3$ dydžio BBO kristalų ir plonasluoksnį poliarizatorių (TFP), užtikrinant didesnę nei 30 dB užkrato impulsų kontrastą. Pokkelso narvelio (2,4 kV valdymo įtampa) veika sinchronizuojama su skaidulinio užkrato impulsais panaudojant impulsų vėlinimo generatorių. Tiesa, buvo išbandyta ir dviejų lėkių Pokkelso narvelio schema, kur užkrato impulsas atgal grąžinamas plokščiuoju veidrodžiu. Tačiau tokiu atveju atsiranda nepageidaujama rezonatoriaus spinduliuotė, suformuoto impulsų retintuvo ir pirmos Yb:YAG stiprintuvo pakopos grįžtamaisiais veidrodžiais. Todėl šios konfigūracijos buvo atsisakyta. Siekiant kuo patikimiau apsaugoti skaidulinį užkrato lazerį nuo iš Yb:YAG stiprintuvo grįžtančios sustiprintos ir depoliarizuotos spinduliuotės, panaudoti du Faradėjaus izoliatoriai (ISO). Aukštos kokybės ($M^2 \sim 1$), gausinis užkrato pluoštas nukreipiamas į pirmąją dviejų lėkių Yb:YAG stiprintuvo pakopą.

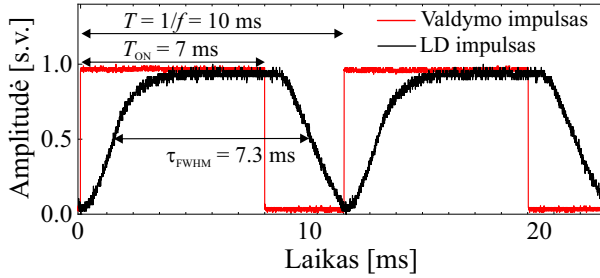
2.2 Dviejų pakopų čirpuotų impulsų Yb:YAG strypų stiprintuvas

Pirmoje dviejų lėkių CPA pakopoje naudojamas $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ dydžio strypo formos ir 2% legiravimo laipsnio Yb:YAG kristalas. Legiravimo laipsnio ir kristalo matmenų pasirinkimą lėmė Yb:YAG stiprinimo modulių, lyginamojo tyrimo [113] rezultatai. Tyrimai parodė, kad sumažinus legiravimo laipsnį, nuo 5% iki 2%, o kristalo ilgį padidinus nuo 5 mm iki 20 mm, dėl geresnio šilumos nuvedimo galima pasiekti geresnį užkrato stiprinimą, bei atitinkamai didesnę išvadinę galią ir pastiprinto pluošto kokybę. Tačiau panaudojus dar ilgesnį – 40 mm ir mažesnio legiravimo laipsnio (1%) strypą, dėl lazerinio diodo skėsties pablogėja užkrato ir kaupinimo pluoštų sanklota, o nuskurdinto kaupinimo dalyse padidėja savaiminė stiprinamos spinduliuotės sugertis. Šiuo atveju net ir bangolaidinis kaupinimo pluošto sklidimas cilindriniam SCF nekompensuoja stiprinamų impulsų sugerties nuostolių [148]. Galiausiai susikaupia nepageidautinas B-integralas.

Yb:YAG strypas patalpinamas į varinį šilumokaitį, aušinamą 14°C temperatūros vandeniui. Toliau mažinant aušinimo temperatūrą, įprastomis laboratorijos drėgnumo sąlygomis ant kristalo paviršiaus jau buvo stebimas kondensato susidarymas. Tarpas tarp kristalo ir šilumokaičio užpildytas maždaug 0,1 mm storio indžio sluoksniu. Kad būtų užtikrintas geresnis šiluminis kontaktas, kristalas laikiklyje buvo kaitinamas krosnyje iki indžio išsilydymo užtikrinant tolygų jo pasiskirstymą tarpelyje.

Pirmoje stiprintuvo pakopoje buvo tikimasi stiprinti impulsus iki $>2 \text{ mJ}$ išvadinės energijos, todėl Keplerio teleskopu buvo suformuotas 0,6 mm skersmens ($1/e^2$ lygmenyje) įvadinis užkrato pluoštas. Tokiu būdu sustiprintų impulsų energijos tankis optinių elementų paviršiuje buvo ribojamas iki $\sim 1,6 \text{ J/cm}^2$. Atsižvelgiant į anksčiau atliktus tyrimus [113], Yb:YAG kristalo kaupinimui pasirinktas didelio skaisčio InGaAs „n-LIGHT“ lazerinis diodas su išvadine $105 \mu\text{m}$ skersmens skaidula ($\text{NA} = 0,22$), kurio spinduliuotės centrinis bangos ilgis yra $\sim 940 \text{ nm}$ ir spektro plotis 4,2 nm (FWHM). Didžiausia išmatuota diodo vidutinė galia siekė 125 W. Kadangi diodo spektras priklauso nuo temperatūros (bangos ilgio temperatūrinis koeficientas $-0,34 \text{ nm}/^\circ\text{C}$), jis pritvirtinamas prie vandeniui aušinamo šilumokaičio, leidžiančio palaikyti stabilų centrinį ban-

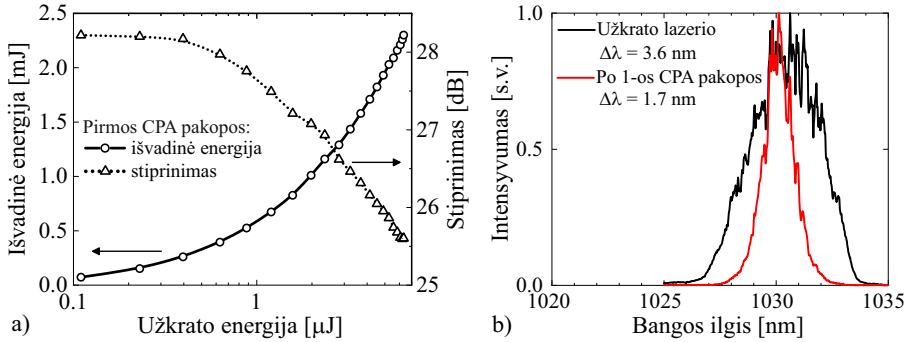
gos ilgį ~ 940 nm. Lazerinio diodo skaidula prijungta prie kolimatoriaus, kuriuo kaupinimo spinduliuotė nukreipiama išilgai (ta pačia kryptimi) sklindančios užkrato spinduliuotės, o stačiakampio erdvinio skirstinio (sąsmaukoje) 0,56 mm skersmens pluoštas atvaizduojamas ~ 5 mm gylyje nuo priekinio kristalo paviršiaus.



2.3 pav. Pirmos Yb:YAG stiprintuvo pakopos lazerinio kaupinimo diodą (LD) valdančių impulsų oscilograma (raudona) ir išmatuota lazerinio diodo spinduliuotės impulsų gaubtinė (juoda). T – impulsų periodas, T_{ON} – valdančių impulsų trukmė, f – impulsų pasikartojimo dažnis, τ_{FWHM} – lazerinio diodo veikos trukmė FWHM lygyje.

Lazerinio diodo darbinis ciklas (angl. *duty cycle*) buvo valdomas impulsais iš vėlinimo generatoriaus. Trumpinant kaupinimo impulsus, siekiant išlaikyti centrinį ~ 940 nm emisijos bangos ilgį (diodo bangos ilgio – srovės koeficientas 0,86 nm/A), reikėjo didinti naudojamo lazerinio diodo temperatūrą. Todėl jo darbinis ciklas buvo sumažintas iki minimalaus ir, šiuo atveju, optimalaus 70% (diodo temperatūra $< 37^\circ\text{C}$) esant 100 Hz impulsų pasikartojimo dažniui (2.3 pav.). Kaupinimo impulso $\sim 7,3$ ms (FWHM lygyje) trukmė ir jo forma buvo sąlygota dviejų nuosekliai sujungtų, lazerinio diodo maitinimo šaltinių (Delta Elektronika SM 15-100). Atitinkamai vidutinė kaupinimo spinduliuotės galia sumažėjo iki 87 W, kas atitiko 35 kW/cm^2 vidutinės galios tankį kaupinimo pluošto sąsmaukoje. Sugeriamo kaupinimo spinduliuotė indukuoja šiluminį lęšį, kurio židinio nuotolis yra $\sim 5,5$ cm atsumu nuo galinio kristalo paviršiaus. Jis kompensuojamas parenkant atstumą tarp lęšių teleskope, kuriuo sustiprintas pluoštas iš kristalo priekinio paviršiaus atvaizduojamas (du kartus padidintas) ant plokščiojo veidrodžio, gražinančio spinduliuotę atgal į stiprintuvą. Tokiu atveju, nuslopinama pluošto skirstinio moduliacija, sąlygota šiluminių efektų Yb:YAG strype pirmojo lėkio metu, kas leidžia išlaikyti sustiprinto pluošto kokybę ir slopinti jo sklidimo krypties fluktuacijas. Taigi pirmoje dviejų lė-

kių stiprintuvo pakopoje pavyko pasiekti pakankamai didelį 28 dB mažo signalo stiprinimą, o 6.5 μJ čirpuoti užkrato impulsai maksimaliai sustiprinti iki 2,35 mJ energijos (2.4 a) paveikslas).



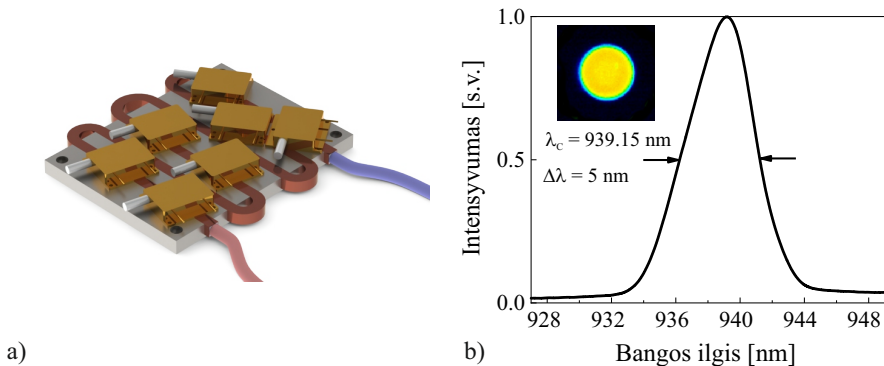
2.4 pav. a) Pirmos Yb:YAG stiprintuvo pakopos išvadinės impulsų energijos (ištininė linija) ir stiprinimo (punktyrinė linija) priklausomybė nuo užkrato impulso energijos. b) Užkrato lazerio impulsų spektras (juoda) ir impulsų spektras po pirmos dviejų lėkių stiprintuvo pakopos (raudona).

Tiesa, dėl kristale susidariusių termo-optinių įtempimų, stiprinamos spinduliuotės depoliarizacija, visgi yra neišvengiama. Jos kompensavimui pasirinkome Faradėjaus rotatorių (ROT) kartu su ketvirčio bangos ilgio fazine plokštele [149]. Esant maksimaliai išvadinėi energijai, po dviejų lėkių Yb:YAG stiprintuve, vis dėl to išmatuoti 5,5% depoliarizacijos nuostoliai (po kompensavimo ir realizuoto vaizdo pernešimo). Reikšmingas >350 kartų pirmos pakopos stiprinimas ir ribotas Yb:YAG stiprinimo juostos plotis, sąlygojo sustiprintų impulsų spektro pločio susiaurėjimą iki 1,7 nm (2.4 paveikslas b) dalis) ir trukmės sumažėjimą iki 110 ps (FWHM). Pirmoje pakopoje sustiprinti impulsai, atskiriami plonasluoksniu poliarizatoriumi (TFP) ir toliau poliarizaciniu kūbu (P1) nukreipiami į antrąją stiprinimo pakopą.

Yb:YAG stiprintuvo pakopų atskyrimui naudojamas Faradėjaus izoliatorius leido nuslopinti ASE (angl. *amplified spontaneous emission*) ir likutinę depoliarizuotą spinduliuotę. Jį sudaro Faradėjau rotatorius (ROT), poliarizacinis kūbas (P1) ir pusės bangos ilgio fazinė plokštelė (HWP) (žr. 2.1 paveikslą) [150]. Papildomai, nepageidaujamos spinduliuotės įtaka mažinama apertūra (AP1), įstatyta Keplerio teleskope, formuojančiame antros pakopos įvadinį pluoštą. Ši pakopa buvo numatyta stiprinti iki kelių dešimčių mJ išvadinės energijos impulsus, o sustiprintų impulsų energijos tankis optinių elementų paviršiuje

taip pat ribojamas iki 2 J/cm^2 , todėl įvadinės spinduliuotės pluoštas padidini-
mas iki 1,45 mm skersmens ($1/e^2$ lygmenyje). Kadangi antroje CPA pakopoje
naudojamas to paties 2% legiravimo, bet didesnės apertūros Yb:YAG strypas
($5 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$), siekiant išvengti liekamųjų kristalo įtempių, susijusių su neho-
mogenišku indžio kietėjimu santykinai didelio ploto Yb:YAG kristalo šoniniame
paviršiuje, jis variniame šilumokaityje tvirtinamas naudojant silikatinis klijus,
kurie ir santykinai mažiau (lyginant su indžiu) riboja strypo šiluminį plėtimąsi.

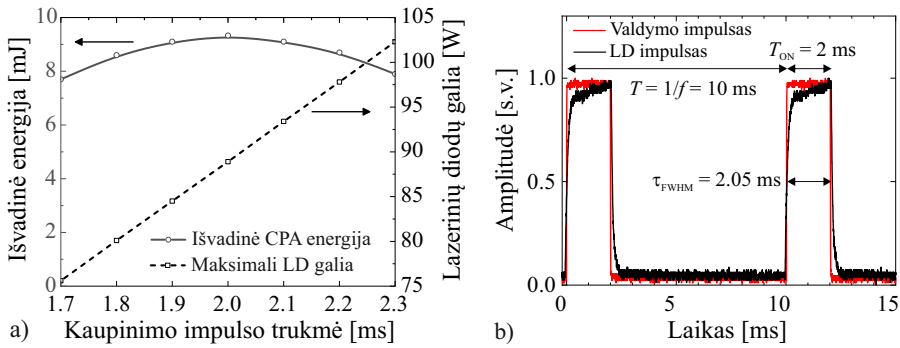
Antros pakopos stiprintuvo strypo kaupinimui naudojami septyni „n-
LIGHT“ 70 W maksimalios vidutinės galios (nuolatinėje veikoje) ir 940 nm
centrinio bangos ilgio lazeriniai diodai su išvadine $105 \mu\text{m}$ skersmens skaidu-
la ($\text{NA} = 0,22$). Diodai apjungti, ant vandeniui aušinamo šilumokaičio sumon-
tuotu, „Lightcomm“ pluoštų apjungėju, į $400 \mu\text{m}$ skersmens skaidulą, išlaikant
daugiau nei 95% bendros diodų vidutinės galios. Atsižvelgus į kiekvieno atski-
ro diodo emisijos spektro centrinių bangos ilgį ir parinkus tinkamą jų išdėstymą
ant savadarbio vandeniui aušinamo šilumokaičio, suformuotas integralinis viso
diodų masyvo tik 5 nm (FWHM) pločio kaupinimo spinduliuotės spektras (2.5
paveikslas).



2.5 pav. a) Septynių kaupinimo diodų masyvo išdėstymas ant vandeniui aušina-
mo šilumokaičio nuosekliai temperatūros gradientui. b) Integralinis lazerinių
diodų masyvo emisijos spektras. Intarpas–kaupinimo spinduliuotės pluošto
skirstinys sąsmaukoje.

Diodų masyvo skaidula prijungiama prie kolimatoriaus, kuriuo $\sim 5 \text{ mm}$ gyly-
je nuo įvadinio kristalo paviršiaus, suformuojamas 1,4 mm skersmens (sąsmau-
koje) kaupinimo spinduliuotės pluoštas (intarpas 2.5 b) paveiksle). Optimali
2 ms kaupinimo impulso trukmė, nustatyta eksperimentiškai, išmatavus signa-
lo stiprinimo, po pirmojo lėkio antros pakopos stiprintuve, priklausomybę nuo

kaupinimo impulso trukmės (2.6 paveikslo a) dalis).

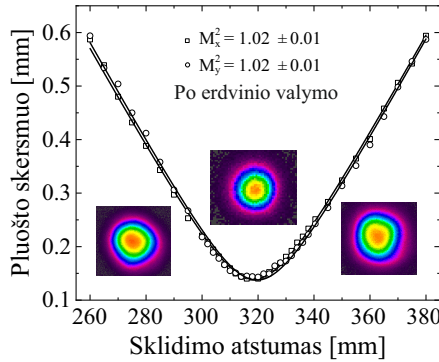


2.6 pav. a) Antros stiprintuvo pakopos pirmojo lėkio išvadinės energijos (išsisi-
nė) ir bendros lazerinių diodų (LD) vidutinės galios (punktyrinė) priklausomybė
nuo kaupinimo impulso trukmės, esant 100 Hz impulsų pasikartojimo dažniui.
b) Antros stiprintuvo pakopos lazerinį kaupinimo diodą valdančių impulsų osci-
lograma (raudona) ir išmatuota lazerinio diodo spinduliuotės impulsų gaubtinė
(juoda). T – impulsų periodas, T_{ON} – valdančių impulsų trukmė, f – impulsų
pasikartojimo dažnis, τ_{FWHM} – lazerinio diodo impulsų veikos trukmė FWHM
lygyje.

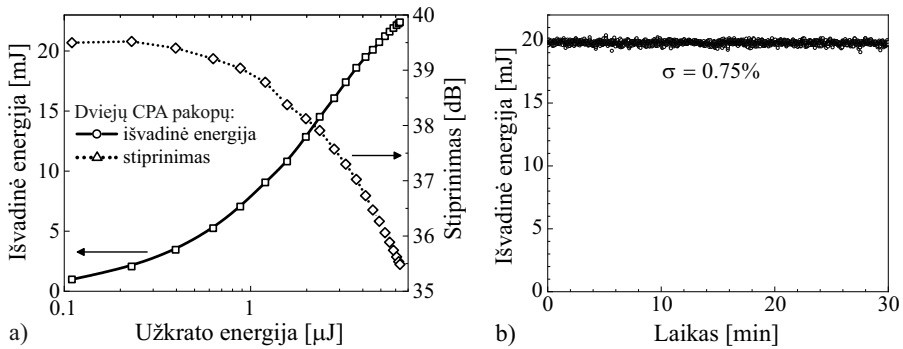
Šiuo atveju artimas stačiakampio formai ir ~ 2 ms trukmės valdantis impul-
sas atitiko 20% diodų darbinį ciklą, panaudojant Delta Elektronika SM120-
25 D maitinimo šaltinį prie 100 Hz impulsų pasikartojimo dažnio (2.6 b) pav.).
Išmatuota maksimali 89 W vidutinė kaupinimo spinduliuotės galia, kas pluošto
sąsmaukoje atitiko daugiau nei keturis kartus mažesnę ($5,8 \text{ kW/cm}^2$) viduti-
nės galios tankį, lyginant su pirmąja stiprintuvo pakopa. Atitinkamai antro-
je stiprintuvo pakopoje indukuotas 30 cm židinio nuotolio šiluminis lęšis buvo
kompensuojamas parenkant atstumą tarp Yb:YAG strypo ir įgaubto, 800 mm
kreivumo spindulio grįžtamojo sferinio veidrodžio (SV). Tiesa, šiluminio lęšio
kompensavimas taip pat buvo realizuojamas ir vaizdo pernešimu (dviejų lę-
šių ir plokščiojo veidrodžio schema), kaip ir pirmoje CPA pakopoje. Tačiau,
šiuo atveju, optinės schemas ilgis (apsrėstas ilgo šiluminio lęšio židinio nuotolio
antroje stiprintuvo pakopoje) padidėja daugiau nei 1,5 m, lyginant su schema
naudojant sferinį veidrodį.

Nehomogeniškas kaupinimo spinduliuotės skirstinys išilgai strypo ir tem-
peratūrų skirtumas strypo centre ir jo šonuose, sąlygoja stiprinamo pluošto
sferines aberacijas, kurios pirmiausiai erdviškai, su nereikšmingais energijos
nuostoliais, nuslopinašamos antros pakopos šiluminio lęšio židinio nuotolyje (AP2

apertūra). Nepaisant to, išlaikyti $M^2 < 1,4$, dviejų lėkių stiprintuvo išvadinio pluošto kokybės nepavyko, todėl papildomas erdvinis pluošto valymas realizuotas ir Keplerio teleskope (AP3 apertūra), formuojančio stiprintuvo išvadinį pluoštą. Apertūros (AP3) skersmuo buvo parenkamas taip, kad erdvinio valymo metu, išvadinės impulsų energijos nuostoliai neviršytų 5%. Taigi pritaikius šią metodiką, su santykinai nedideliais energijos nuostoliais, buvo užtikrinta beveik difrakciškai ribota ($M^2 \sim 1$) Yb:YAG dviejų pakopų dviejų lėkių stiprintuvo išvadinio pluošto kokybė (2.7 paveikslas).



2.7 pav. Yb:YAG dviejų pakopų dviejų lėkių stiprintuvo išvadinio pluošto skersmens priklausomybės nuo sklidimo atstumo po erdvinio pluošto valymo. Intarpai – pluošto intensyvumo skirstiniai įvairiuose sklidimo atstumuose.

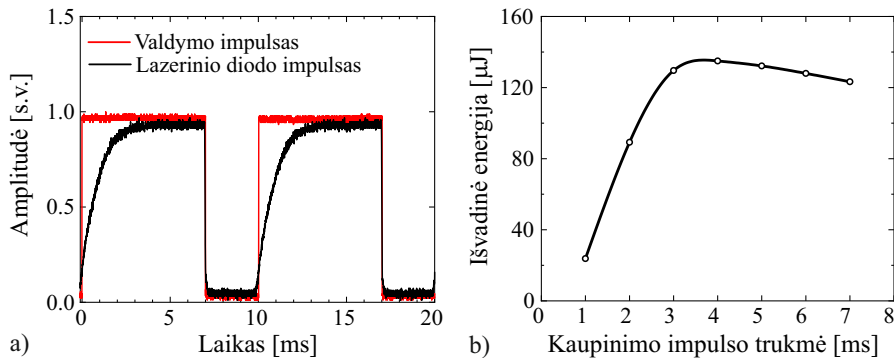


2.8 pav. a) Dviejų pakopų Yb:YAG stiprintuvo išvadinės impulsų energijos (iš-tisinė linija) ir stiprinimo (punktyrinė linija) priklausomybė nuo užkrato impuls-so energijos. b) Išvadinės dviejų pakopų Yb:YAG stiprintuvo impulsų energijos stabilumo (standartinio nuoktypio σ) matavimas.

Po dviejų Yb:YAG stiprintuvo pakopų išmatuotas 40 dB mažo signalo stiprinimas, o čirpuoti skaidulinio užkrato lazerio impulsai buvo pastiprinti daugiau

nei 3500 kartų, pasiekiant išvadinę 23 mJ impulsų energiją (2.8 a) paveikslas). Tuo tarpu, kaupinimo spinduliuotės vidutinės galios apribojimas impulsinėje veikoje leido užtikrinti antroje stiprintuvo pakopoje nereikšmingus, tik 2,5% depoliarizacijos nuostolius. Netgi nepaisant, kad lazeris veikė be apsauginio korpuso dulkių filtravimo sistemos sukurtuose oro srautuose, pademonstruotas $\pm 0,75\%$ (standartinis nuokrypis) energijos stabilumas 30 minučių trukmės matavimo metu (žr. 2.8 pav. b)). Kadangi antros pakopos stiprinimas nėra didelis (~ 10 kartų), palyginus su pirmąja pakopa (~ 360 kartų), tai išvadinio stiprintuvo impulso spektras antroje pakopoje papildomai nežymiai susiaurėja iki 1,6 nm (FWHM) pločio, o trukmė mažėja iki 95 ps. Visgi toks spektro plotis yra pakankamas tolimesnei impulsų spūdai iki ~ 1 ps trukmės.

Tiesa, vis dar yra galimi tam tikri dvipakopio Yb:YAG stiprintuvo patobulinimai, ypač didinant išvadinę impulsų energiją ar impulsų pasikartojimo dažnį. Pirminiai tyrimai parodė, pakeitus kaupinimo diodą ir maitinimo šaltinį (Delta Elektronika SM 100-15) į 115 W vidutinės galios (nuolatinėje veikoje) tūrine Brego gardele stabilizuoto spektro lazerinį diodą, kartu su maitinimo šaltiniu (Delta Elektronika SM 120-25 D P106 su įmontuota didelės spartos valdymo plokšte), užtikrinančiu kaupinimo impulso gaubtinę, artimą stačiakampio formai (2.9 a) pav.), galima sumažinti kaupinimo impulsų trukmę pirmoje stiprintuvo pakopoje iki optimalios ~ 3 ms trukmės (2.9 b) pav.).



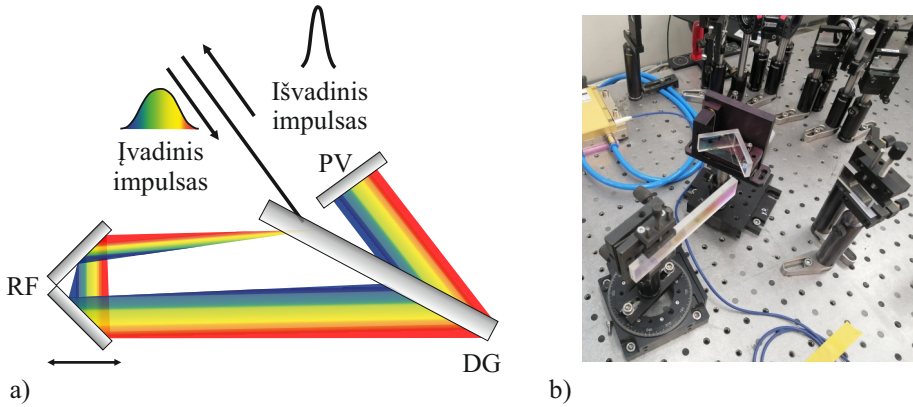
2.9 pav. a) Lazerinį kaupinimo diodą valdančių impulsų oscilograma (raudona) ir išmatuota spektro stabilizuoto lazerinio diodo spinduliuotės impulso gaubtinė (juoda). b) Pirmos stiprintuvo pakopos pirmojo lėkio išvadinės energijos priklausomybė nuo kaupinimo impulso trukmės, esant 100 Hz impulsų pasikartojimo dažniui. Kaupinimui naudojamas 115 W vidutinės galios (nuolatinėje veikoje) lazerinis diodas (n-LIGHT) kartu su Delta Elektronika SM 120-25 DP106 maitinimo šaltiniu.

Toks efektyvus impulsinis kaupinimas (impulsas artimas stačiakampiui), esant 100 Hz impulsų pasikartojimo dažniui, ženkliai sumažina terminius efektus Yb:YAG strype, bei leidžia pasiekti beveik du kartus didesnę pirmos pakopos pirmojo lėkio stiprinimą, su vos 35 W vidutinės galios kaupinimo spinduliuote. Kita vertus, 70 W išvadinės galios lazerinius diodus, naudojamus antros pakopos kaupinimui, galima pakeisti šiuo metu jau plačiai prieinamais lazeriniais diodais, kurių spinduliuotės galia viršija ir 130 W. Taip pat, galima apjungti ir iki 19 atskirų diodų į vieną bendrą kaupinimo modulį, taip antros pakopos kaupinimo spinduliuotės galią padidinant dar kelis kartus. Išmatuotas naudotų Yb:YAG kristalo (tiekiąs: „Altechna“) skaidrinančių dangų lazerio indukuotas pažaidos slenkstis (angl. *Laser Induced Damage Threshold*, LIDT) yra 2,2 karto mažesnis nei pavyzdžiui dangų ant „Castech“ įmonės kristalų. Taigi, kelis kartus padidinti išvadinių stiprintuvo impulsų energiją galima net ir nekeičiant stiprinamo ir kaupinimo spinduliuočių pluošto matmenų. Kita vertus, šiuo atveju mūsų naudojamo $5 \times 5 \text{ mm}^2$ Yb:YAG strypo apertūra atrodo kiek per didelė, kai stiprinamo pluošto skersmuo 1,45 mm ($1/e^2$ lygyje). Strypo apertūros sumažinimas bent jau iki $\sim 4 \times 4 \text{ mm}^2$ dydžio galimai leistų efektyviau nuvesti šilumą, susikaupiančią lazeriniame strype. Tačiau gerokai padidinus kaupinimo spinduliuotės galią, daug sunkiau išlaikyti sustiprinto pluošto kokybę, kurią sunku visapusiškai įvertinti ir numatyti be papildomų tyrimų, nes ženkliai padidėja depoliarizuotos spinduliuotės dalis ir sustiprinto pluošto sferinės aberacijos. Vis dėlto ankstesniuose eksperimentuose [113], kuriuose buvo naudojama 140 W kaupinimo spinduliuotė, t.y. 1,6 karto didesnė nei šio stiprintuvo antrojoje CPA pakopoje, buvo išlaikyta pakankamai aukšta sustiprinto pluošto kokybė, $M^2 < 1,2$. Taigi, mūsų pirminiais įvertinimais, energijos didinimas bent iki 40 mJ galimas ir be reikšmingo pluošto kokybės pablogėjimo. Tačiau būtina kruopščiai izoliuoti stiprinimo pakopas, pavyzdžiui, naudojant Pokelso narvelį. Taipogi depoliarizacijos slopinimui šiuo metu naudojamus standartinius TGG (terbio galio granatas) kristalo Faradėjaus rotatorius, svarbu pakeisti, pavyzdžiui, KTF (kalio terbio fluorida) kristalo Faradėjaus rotatoriais, turinčiais daugiau nei 10 kartų mažesnę netiesinį lūžio rodiklį (n_2) [151]. Be to, užtikrinus stačiakampius kaupinimo impulsus, bei sumažinus jų trukmę iki ~ 2 ms pirmoje stiprintuvo pakopoje, būtų galima padidinti pasikartojimo dažnį iki 200–300 Hz, tačiau jau nedidinant išvadinių impulsų energijos.

2.3 Sustiprintų čirpuotų impulsų spūda

Sustiprintų impulsų fazinės moduliacijos kompensacijai – jų spūdai iki vienetinių pikosekundžių trukmės, gali būti naudojami kelių tipų impulsų spaustuvi. Vienas iš jų, tai čirpuota tūrinė Brego gardelė (angl. *chirped volume Bragg grating*, CVBG). CVBG – tai atspindinčioji gardelė, holografiškai įrašyta šviesai jautraus (angl. *photo-thermo refractive*, PTR) stiklo tūryje su palaipsniui kintančiu lūžio rodiklio moduliacijos periodu spinduliuotės sklidimo kryptimi [152]. Svarbiausi jos privalumai yra kompaktiškumas (tipinis tūris yra kelių cm^3), atsparumas smūgiams ir vibracijoms, lengvas reguliavimas, nepriklausomybė nuo poliarizacijos, bei galimybė užtikrinti didelę dispersiją. Kita vertus, pačioje CVBG praktiškai neįmanoma tiksliai derinti grupinių vėlinimo dispersijos (angl. *group delay dispersion*, GDD), o tai gali lemti ribotą impulso spūdą tais atvejais, kai jis papildomai čirpuojasi (neįskaitant impulsų plėstuvo) dėl medžiagos dispersijos osciliatoriuje arba stiprintuve. Todėl medžiagos dispersija turi būti iš anksto pakankamai tiksliai numatyta dar prieš parenkant CVBG, kitu atveju, kartu su CVBG tenka naudoti papildomą, nedidelį, reguliuojamą GDD spaustuvą, kuris atitinkamai įneša sistemoje ir papildomus energijos nuostolius. Kadangi impulso spūda vyksta stiklo tūryje, dėl didelės smailinės impulsų galios, jų energija paprastai iki kelių mJ yra ribojama netiesinių efektų spaustuve, kurie lemia prastą suspausto impulso kokybę (kontrastą), bei ženklų pluošto degradaciją [153, 154]. Todėl CVBG tinkamas pasirinkimas CPA lazerinėms sistemoms, kurioms svarbus yra kompaktiškumas ir stabilumas, tačiau su santykinai nedidelėmis impulsų energijomis [155].

Kitas, labiau parankus būdas didelės smailinės galios impulsų spūdai, tai naudoti Treacy – tipo dviejų difrakcinių gardelių (DG) spaustuvą [156]. Tiesa toks spaustuvas pasižymi sudėtingesniu derinimu ir yra jautresnis aplinkos poveikiams lyginant su CVBG. Tačiau nepaisant to, dėl galimų didelių DG matmenų, tai išlieka vienas dažniausių ir vienas efektyviausių (energijos nuostoliai $<10\%$) metodų didelės energijos (netgi $>100\text{ mJ}$) vienetinių pikosekundžių impulsų spūdai [64]. Siekiant išlaikyti mūsų sistemos kompaktiškumą, pasirinkome vienos gardelės (pralaidumo tipo) – keturių praėjimų spaustuvo konfigūraciją, kurios principinė schema pateikta 2.10 paveikslo a) dalyje.



2.10 pav. a) Principinė 4 lėkių difrakcinės gardelės impulsų spaustuvo schema ir b) jo realizacija kaupinimo lazerio optinėje schemeje. DG – pralaidumo tipo difrakcinė gardelė, PV – atspindintis plokščias veidrodis, RF – stumdomas retroreflektorius.

Tokios konfigūracijos pagrindiniai privalumai, tai dvigubai sumažintas spinduliuotės kelias spaustuve, bei paprastesnis jo derinimas lyginant su dviejų difrakcinių gardelių schema. Vienas svarbiausių Treacy spaustuvo privalumų, kad keičiant optinį spinduliuotės kelio ilgį L , reguliuojant atstumą tarp gardelės ir retroreflektoriaus, galima nesunkiai keisti/derinti ir spaustuvo dispersijos parametrus, kurie aprašomi [157]:

$$GDD = -\frac{Nm^2\lambda^3L}{2\pi c^2d^2}, \left[1 - \left(-m\frac{\lambda}{d} - \sin(\theta_i) \right)^2 \right]^{-3/2}, \quad (2.1)$$

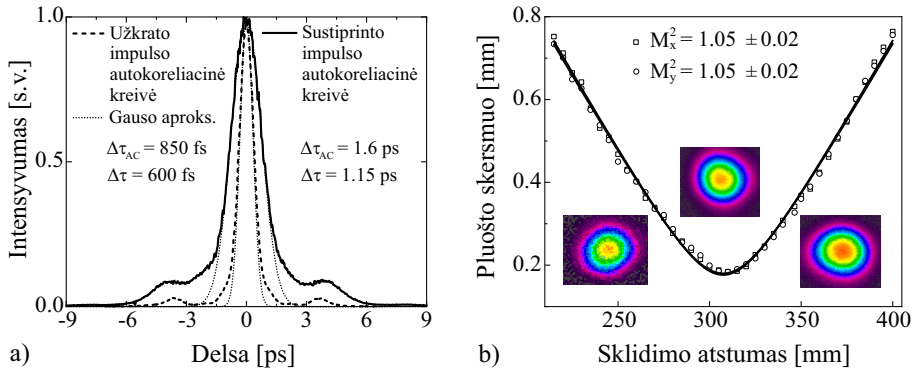
$$TOD = -\frac{3\lambda}{2\pi c} GDD \frac{1 + \frac{\lambda}{d} \sin(\theta_i) - \sin^2(\theta_i)}{1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin(\theta_i) \right)^2}, \quad (2.2)$$

$$\theta_L = \arcsin \left(\frac{\lambda}{2d} \right), \quad (2.3)$$

$$\theta_D = \arcsin \left(\sin(\theta_i) + m\frac{\lambda}{d} \right), \quad (2.4)$$

kur GDD ir TOD atitinkamai antros ir trečios eilės dispersijos vertės, m – difrakcijos eilė, N – lėkių skaičius, λ – centrinis impulso bangos ilgis, d^{-1} – difrakcinės gardelės rėžių tankis, L – spaustuvo ilgis, θ_i , θ_L ir θ_D atitinkamai spinduliuotės kritimo, Littrow ir difrakcijos kampai. Siekiant išvengti pluošto aberacijų spaustuve, bei užtikrinti maksimalų difrakcijos efektyvumą, gardelė yra tiksliai išstatoma Littrow kampu θ_L – tokiu atveju spinduliuotės kritimo kam-

pas (θ_i) atitinka pirmos eilės ($m = -1$) difrakcijos kampą θ_D . Kad kompresoriaus ilgis būtų pakankamai mažas, gardelės režių tankis turi būti kiek įmanoma didesnis. Iš lygties 2.4 galime apskaičiuoti teorinę maksimalią 1940 režių/mm ribą centriniam 1030 nm bangos ilgiui, kai vis dar egzistuoja 1-oji difrakcijos eilė, tačiau tokiu atveju θ_D yra artimas 90° . Todėl pasirinkome komerciškai prieinamą maksimalaus 1842 režių/mm, $72 \times 13 \times 6$ mm³ dydžio (Gitterwerk GmbH) pralaidumo gardelę su atitinkamai $71,5^\circ$ Littrow kampu, 1030 nm centriniam spinduliuotės bangos ilgiui ir difrakcijos efektyvumu $>97\%$ (bendras spaustuvo efektyvumas $>91\%$). Siekiant išvengti didelės impulsų smailinės galios salygotų netiesinių efektų, tokių kaip savaiminė impulso fazės moduliacija ar Kero lęšio susidarymas gardelėje, sustiprintų impulsų pluošto skersmuo prieš impulsų spaustuvą buvo padidintas iki ~ 6 mm ($1/e^2$ lygyje). Pradinis optinio spinduliuotės kelio ilgis spaustuve buvo parinktas taip, kad būtų kompensuojama CFBG plėstuvo (Teraxion HPSR-1030-18F[1842L-82-(33,75)]-0P2-0R) įnešama dispersija skaiduliniame lazeryje. Reguluojant atstumą tarp retroreflektoriaus ir gardelės, sukompensuota papildoma (likutinė) medžiagos dispersija sukaupta spinduliuotei sklindant optiniais elementais dviejų pakopų Yb:YAG stiprintuve. Visas impulsų spaustuvai iš tiesų labai kompaktiškas, užima tik nedidelį 15×30 cm² plotą sistemoje (2.10 paveikslas b) dalis).



2.11 pav. a) Suspaustų skaidulinio užkrato lazerio (punktyrinė linija) ir Yb:YAG CPA sustiprintų (ištisinė linija) impulsų autokoreliacinės kreivės aproksimuotos Gauso funkcijomis. b) Suspausto impulso pluošto skersmens priklausomybės nuo sklidimo atstumo, esant maksimaliai išvadinei energijai. Įtarpai – pluošto intensyvumo skirstiniai įvairiuose sklidimo atstumuose.

Optimizavus spaustuvą, impulsai išmatuoti antros harmonikos autokoreliatoriumi (APE PulseCheck-50), o gauta kreivė aproksimuota Gauso funkcija

(2.11 a) paveikslas). Esant maksimaliai impulsų energijai dvipakopio Yb:YAG CPA išėjime, nustatyta 1,15 ps (FWHM) suspastų impulsų trukmė, artima spektro ribotai impulso trukmei $\tau_{TL} = 1,04$ ps. Apskaičiuotas 75% autokoreliacinės kreivės kontrastas (santykis tarp plotų po autokoreliacine kreive ir Gauso funkcija). Matomą pjedestalą autokoreliacinėje kreivėje (± 6 ps režiuose) gali sąlygoti sukaupiti faziniai iškraipymai dėl netiesiškumo sistemos optiniuose elementuose ar likutinė nesukompensuota aukštesnės eilės dispersija. Esant maksimaliai išvadinei impulsų energijai, apskaičiuotas bendras sukauptas B-integralas, apibūdinantis sukaupimą netiesinį fazės pokytį, stiprinant impulsus dvipakopiame Yb:YAG stiprintuve, bei vėliau juos spaudžiant gardeliniam spaustuve, pasiekia vertę lygią 1,8. Mūsų skaičiavimai parodė, kad pagrindiniai netiesinės fazės šaltiniai yra Yb:YAG strypas ir Faradėjaus rotatorius antroje stiprintuvo pakopoje (atitinkamai 35% ir 29% visos B-integralo vertės), kur pasiekiamas didžiausias impulso energija. Tačiau mažinant energiją stiprintuve, ženklų pokyčių suspausto impulso autokoreliacinėse kreivėse nepastebėjome. Visgi, ryškus pjedestalas autokoreliacinės kreivės šonuose, gali būti sąlygotas vienmodžiam skaiduliniam lazeryje sukauptos netiesinės fazės ir likutinės nekompensuotos aukštesnės eilės dispersijos tarp čirpuotos skaidulinės Brego gardelės plėstuvo ir gardelinio spaustuvo. Pjedestalas yra matomas ir skaidulinio lazerio suspausto impulso autokoreliacinėje kreivėje (87% autokoreliacinės kreivės kontrastas), pateiktoje 2.11 paveikslo b dalyje punktyrine linija. Suspausto impulso pluošto kokybė išlieka beveik nepakitęs, pluošto sklaidimo parametras $M^2 = 1,05$ (2.11 b) pav.). Išmatuota maksimali suspaustų impulsų energija 20 mJ, kurios nedidelė dalis ($< 0,1$ mJ) buvo toliau nukreipama kontinuumo generacijai YAG kristale (detaliau 3 skyriuje) naudojant atenuatorių, sudarytą iš pusės bangos ilgio fazinės plokštelės ir plonasluoksnio poliarizatoriaus. Likusi energija buvo panaudota spinduliuotės dažnio dvigubimui dvipakopiame antros harmonikos generatoriuje.

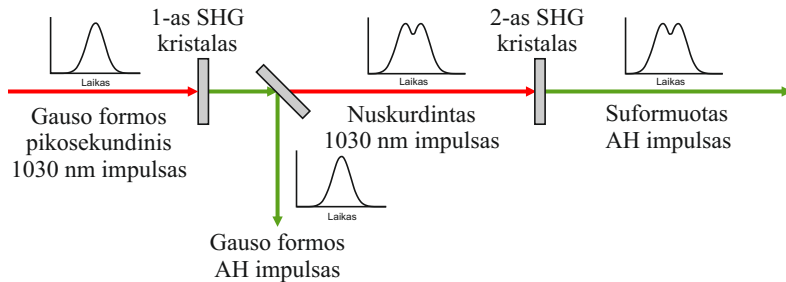
2.4 Vienetinių pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsų gaubtinės valdymas pakopiniame antrosios harmonikos generatoriuje

Parametrinio stiprinimo efektyvumas, sustiprinto impulso trukmė bei kontrastas yra glaudžiai susiję su kaupinimo impulso gaubtinės forma [158], bei jo ir faziškai moduluoto signalinio (užkrato) impulso trukmės santykiu (τ_P/τ_S) [159]. Paprastai, kaupinimui naudojant Gauso profilį atitinkantį impulsą, kurio trukmė santykinai ilgesnė (2-3 kartus) už užkrato impulso, galima realizuoti platesnį sustiprinto signalo spektrą, atitinkamai ir mažesnę suspausto impulso trukmę. Tačiau, tokiu atveju, mažėja parametrinio stiprinimo efektyvumas, o laiko intervaluose, kuriuose nėra kaupinimo ir signalo impulso gaubtinių sanklotos, generuojamas parametrinės fluorescencijos fonas, kuris sąlygoja suspausto impulso laikinio kontrasto blogėjimą. Tuo tarpu, kai τ_s/τ_p artėja prie vieneto, didėja ir stiprinimo efektyvumas, tačiau ryškėja stiprinimo sąlygotas spektro susiaurėjimas, kurio mastas priklauso nuo stiprinimo koeficiento, atitinkamai dėl to gaunama ilgesnė suspausto impulso trukmė. Taigi buvo įrodyta, kad OPCPA sistemos kaupinimui naudojant impulsus, kurių laikinis profilis yra artimas stačiakampio formai, o jų plotis artimas signalinio impulso pločiui, užtikrinamas vienodas visų spektrinių komponentų stiprinimas, todėl išvengiama spektrinio stiprinimo susiaurėjimo, bei padidėja kaupinimo į signalą keitimo efektyvumas [160, 161].

Tačiau, vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų gaubtinės valdymas yra mažai ištirtas. Spektrinių impulso komponentų amplitudės valdymas, pavyzdžiui, ultraspračiosios optoelektronikos metodais [160] yra pakankamai sudėtingas dėl nepakankamos optoelektroninių prietaisų laikinės skyros, o siauras impulso spektras riboja erdvinį šviesos moduliatorių [162] ar akustooptinių dispersinių filtrų [163] panaudojimą. Vienas turbūt praktiškiausių ir nesudėtingai realizuojamų metodų formuoti kaupinimo impulsus, tai pakopinis antros harmonikos generavimas, kuris jau buvo pademonstruotas formuojant 100 ps trukmės impulsus [58], bei sėkmingai pritaikytas teravatų smailinės galios OPCPA sistemose [34, 56]. Tiesa, mūsų žiniomis, iki šio disertacinio darbo pradžios, vinetinių pikosekundžių trukmės impulsų, skirtų keletu optinių ciklų OPCPA kaupinimui, formavimo dar nebuvo pademonstruota. Pirmasis darbas, kur pa-

kopinis SHG generatorius pritaikytas vienetinių pikosekundžių (~ 2 ps) trukmės impulsų suplokštintos gaubtinės formavimui, pasiekiant bendrą 70% SHG keitimo efektyvumą, publikuotas tik praeitais metais [164]. Todėl pasirinkome šį metodą kaip optimaliausią, siekdami kuo efektyviau išnaudoti Yb:YAG OPCPA kaupinimo lazerio spinduliuotės energiją, bei valdyti vienetinių pikosekundžių trukmės antros harmonikos impulso gaubtinės formą.

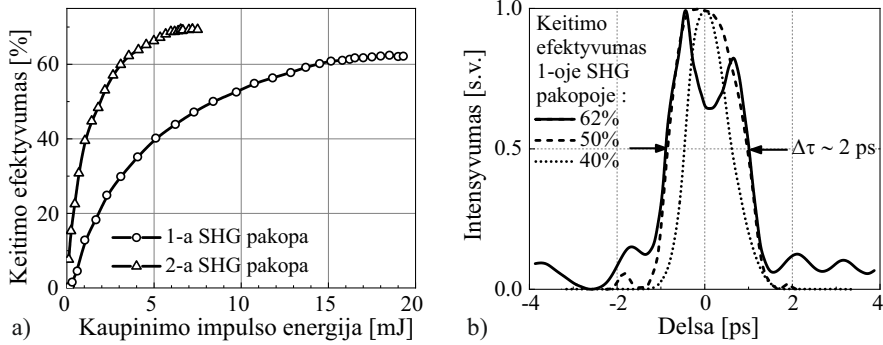
Šis metodas gana paprastas – fundamentinė spinduliuotė antros harmonikos generatoriuje patiria erdvinius ir laikinius impulso pokyčius. Pagrindinio bangos ilgio (kaupinimo) impulso gaubtinės kitimas priklauso nuo jų pradinės impulso formos bei keitimo efektyvumo. Jei antros harmonikos generacijai naudojami Gauso formos impulsai, tai didelio keitimo atveju ($>50\%$) nuskurdintos fundamentinės spinduliuotės impulso laikinė gaubtinė plokštėja arba transformuojama į dvigubos smailės impulsą. Atitinkamai tokiais nuskurdintais impulsais kupinant antrą dažnio dvigubinimo pakopą, sugeneruoti antrosios harmonikos impulsai atkartoja nuskurdintos fundamentinės spinduliuotės impulso gaubtinės formą [58] (2.12 paveikslas).



2.12 pav. Impulsų gaubtinės valdymui skirta pakopinio SHG schema.

Taigi, šiame darbe, pirmoje SHG pakopoje buvo naudojamas ličio triborato (LBO, I-tipo, $\theta = 90^\circ$, $\phi = 13.1^\circ$) kristalas, kurio matmenys $15 \times 15 \times 2$ mm³. Stipraus nuskurdinimo atveju pirmoje SHG pakopoje, fundamentinės spinduliuotės impulsas pailgėja beveik du 2 kartus [58], todėl siekiant didelio energijos keitimo efektyvumo, parankiau naudoti didesnio netiesiškumo kristalą. Taigi antrajai pakopai pasirinktas beta bario borato (BBO, I-tipo, $\theta = 23,4^\circ$, $\phi = 90^\circ$) $15 \times 15 \times 2$ mm³ dydžio kristalas. Optimalūs kristalų ilgiai, bei fazinio sinchronizmo kampai parinkti naudojant SNLO programinę įrangą [165]. Tiesa, didelio impulsų pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose, parankiau būtų naudoti LBO kristalą, dėl geresnio šiluminio laidumo, tačiau mūsų atveju, kai impul-

sų pasikartojimo dažnis nėra didelis (100 Hz), spinduliuotės sąlygotų šiluminių efektų įtaka yra nereikšminga. Abu kristalai buvo patalpinti į 40°C temperatūros krosneles, siekiant palaikyti stabilią fazinio sinchronizmo sąlygą, taip išvengiant galimų energijos ir atitinkamai jų gaubtinės fluktuacijų dėl temperatūros svyravimų laboratorijoje.

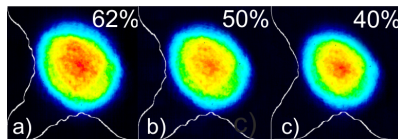


2.13 pav. a) Pakopinio SHG energijos keitimo efektyvumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos. b) Antros pakopos 515 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotės impulso laikinės gaubtinės, esat 40, 50 ir 62% keitimo efektyvumui pirmoje SHG pakopoje.

Pirmoje SHG pakopoje pasiektas pakankamai didelis 62% keitimo efektyvumas (2.13 paveikslo a) dalis), kai kaupinimo impulso smailinės galios tankis siekė 94 GW/cm². Tiesa, mažesnį efektyvumą, nei didžiausios pasiektos vertės (~70%) panašiose lazerinėse sistemose [104], pagrinde sąlygoja prastesnis fundamentinės spinduliuotės impulso kontrastas, aptartas 2.3 skyriuje. Nepaisant to, soties režime išmatuota didžiausia 12,4 mJ, 515 nm centrinio bangos ilgio impulso energija. Fundamentinės ir antros harmonikos spinduliuotės atskiriamos dichroiniu veidrodžiu, o prieš antrąją pakopą nuskurdintos fundamentinės spinduliuotės pluošto skersmuo sumažinamas, bet išlaikant smailinės galios tankį <100 GW/cm². Soties režime pasiektas 70% antros pakopos keitimo efektyvumas (2.13 a) pav.), bei išmatuota didžiausia 4,7 mJ antros harmonikos impulso energija. Taigi panaudojant pakopinį SHG generatorių pademonstruotas iki šiol rekordiškai didelis bendras ~85% fundamentinės spinduliuotės keitimo į antrąją harmoniką efektyvumas.

Priklausomai nuo pirmos pakopos keitimo efektyvumo, tuo pačiu metu moduluojama ir antros pakopos antrosios harmonikos impulso gaubtinės forma, kuri buvo išmatuota kroskoreliacijos metodu su ~150 fs skiriamąja geba, bei

pateikta 2.13 paveikslo b dalyje. Matome, kad pakopiniame generatoriuje galime suformuoti Gauso, plokščios viršūnės, ar esant maksimaliam efektyvumui pirmoje pakopoje, ir dvigubos viršūnės impulsą. Tiesa, kadangi 1030 nm bangos ilgio impulsas turi tam tikrą laikinį pjedestalą, didelio nuskurdinimo atveju jis matomai išryškėja ir antros harmonikos impulse. Tuo tarpu, valdant impulso gaubtinės profilį buvo mažinama pirmos pakopos įvadinė fundamentinės spinduliuotės impulso energija, todėl Gauso ir plokščios viršūnės impulsų formavimo metu pasiekta maksimalios 1,7 mJ Gauso ir 2,5 mJ plokščios viršūnės impulsų energijos. Žinoma, kad vykstant fundamentinės spinduliuotės nuskurdinimui antrosios harmonikos generacijos metu turėtų kisti ne tik laikinė impulso gaubtinė, bet ir pluošto skirstinys [58]. Tačiau išmatavus antros pakopos išvadinės 515 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotės artimojo lauko skirstinius nepastebėta ryškių pokyčių (2.14 paveikslas). Matavimams naudota CMOS kamera (DataRay *WinCamD-LCM*) vaizdą integruoja milisekundžių trukme, todėl tikro (erdvėlaikinio) pikosekundinio impulso erdvinio profilio stebėti nepavyko.



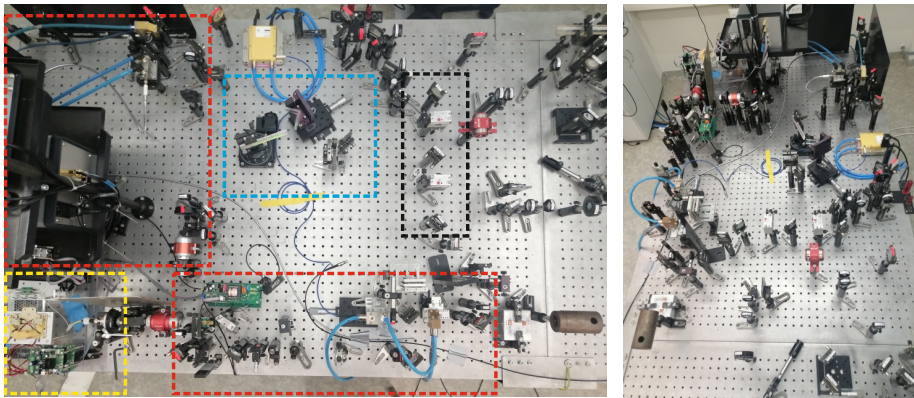
2.14 pav. Pakopinio SHG antros pakopos išvadinės spinduliuotės artimojo lauko skirstiniai, kai energijos keitimo efektyvumas pirmoje pakopoje: a) 40%, b) 50% ir c) 62%.

Tiesa, siekiant sumažinti Kero efekto sąlygota spinduliuotės pluošto savaiminį fokusavimąsi sklidimo ore metu, kaupinimo (antros harmonikos) impulsų energija buvo apribota atitinkamai iki 10 mJ pirmoje ir 4,2 mJ antroje SHG generatoriaus pakopoje. Tuo pačiu tikslu SHG pakopos buvo išdėstytos kiek įmanoma arčiau OPCPA pakopų, o pluošto formavimo teleskopų kolimacija nežymiai išderinta. Visgi, ateityje tobulinat kaupinimo lazerį, antros harmonikos spinduliuotės sklidimo kelyje planuojama integruoti vakuumines kiuvetes, bei neberiboti išvadinės impulsų energijos.

2.5 Apibendrinimas

Atlikti tyrimai parodė, kad hibridinėje skaidulinio-kristalinio lazerio schemoje galima stiprinti faziškai moduluotus skaidulinio užkrato lazerio impulsus

iki >20 mJ su energijos stabilumu $\pm 0,75\%$ (standartinis nuokrypis), pasiekiant >3500 kartų stiprinimo koeficientą dviejų pakopų dviejų lėkių 2% legiravimo laipsnio Yb:YAG strypų stiprintuve. Impulsinis kaupinimas lazeriniais diodais, esant 100 Hz pasikartojimo dažniui, leido nuslopinti termooptinius efektus Yb:YAG kristaluose, o erdvinis pluošto valymas užtikrino išskirtinę sustiprintų impulsų pluošto kokybę ($M^2 < 1,1$). Didelio režių tankio ir 90% efektyvumo difrakcinės gardelės spaustuve, faziškai moduluoti impulsai suspausti iki 1,15 ps, artimos spektro ribotos trukmės. Tuo tarpu pakopinis SHG su bendru 85% keitimo efektyvumu, leido formuoti skirtingos gaubtinės vienetinių pikosekundžių kaupinimo impulsus, skirtus plačiajuosčio, didelės energijos OPA kaupimui. Realizuota, visa penkių modulių kaupinimo lazerio schema telpa ant vieno $1 \times 1,5$ m² dydžio optinio stalo (2.15 paveikslas).



2.15 pav. Realizuotas kaupinimo lazerio maketas bei pagrindinės jo dalys (apibrėžtos): skaidulinis užkrato lazeris (geltona), dvi dviejų lėkių Yb:YAG CPA pakopos (raudona), gardelinis impulsų spaustuvas (mėlyna) ir pakopinis SHG generatorius (juoda).

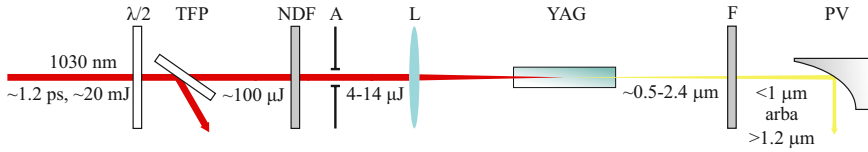
Lyginant su didelės energijos Yb:YAG lazeriais, veikiančiais kambario temperatūroje (1.2 skyrius, 1.1 lentelė), pristatytas lazerio dizainas leidžia generuoti taip pat kelių dešimčių mJ energijos, vienetinių pikosekundžių trukmės, aukštos pluošto kokybės impulsus ženkliai paprastesnėje schemoje, nei pavyzdžiui regeneraciniuose plonojo disko [64, 102–104] ar InnoSlab lazeriniuose stiprintuvuose [69, 115]. Šiuo atveju, išvadiniais impulsų parametrais sukurtas dvipakopis Yb:YAG strypų CPA beveik nenusileidžia minėtoms sistemoms. Žinoma, esminis lazerio trūkumas, tai eile mažesnis impulsų pasikartojimo dažnis (100 Hz), tačiau, mūsų žiniomis, pademonstruota >20 mJ impulsų energija yra

didžiausia, kurią iki šiol yra pavykę pasiekti Yb:YAG strypų stiprintuvuose veikiančiuose ≥ 100 Hz. Beto, fundamentinės spinduliuotės dažnio dvigubinimas pakopiniame SHG suteikia kaupinimo lazeriui unikalumo visų pirma dėl itin aukšto harmonikos keitimo efektyvumo, bei galimybės valdyti vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų laikinę gaubtinę, kas suteikia tam tikrus privalumus kuriant keletą optinių ciklų TW-klasės OPCPA sistemas (detaliau 4.2 skyriuje).

3 SKYRIUS

PLATAUS SPEKTRO UŽKRATO FORMAVIMAS BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERATORIUJE

Kuriant optinius parametrinius ar priverstinės Ramano sklaidos čirpuotų impulsų stiprintuvus, pakankamai svarbus uždavinys yra suformuoti stabilų plataus spektro užkrato impulsą. Vienas iš būdų, tai baltos šviesos kontinuumo generacija kietakūnėje terpėje. Tiesa, kontinuumo generacijos procesas yra jautrus jį žadinančios spinduliuotės parametrams, o vienetinių pikosekundžių kaupinimo impulsų atveju, medžiagos optinė pažeidžia gali atsirasti anksčiau nei pati kontinuumo generacija. Todėl, visų pirma, buvo nuspręsta kontinuumo generacijai naudoti YAG kristalą, kuris turi vieną didžiausių $\sim 7,5 \text{ J/cm}^2$ optinės pažeidimo slenkstį [166] ir pakankamai didelį $6,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ netiesinį lūžio rodiklį [167]. Plačiajuosčio kontinuumo impulsus planuojama toliau stiprinti dvejose skirtingose spektro srityse: $< 1 \mu\text{m}$ – optiniame parametriniame ir $> 1 \mu\text{m}$ – priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvuose. Todėl buvo iškeltas tyrimo tikslas rasti optimalias spinduliuotės fokusavimo sąlygas, impulso energiją ir kristalo ilgį trumpabangės (regimosios) ir ilgabangės (infraraudonosios) spektrinės srities žadinimui naudojant jau 2 skyriuje aprašytą kaupinimo lazerį, generuojantį 1,15 ps trukmės, 1030 nm centrinio bangos ilgio impulsus. Kristalų ilgių (15 ir 130 mm) pasirinkimą WLC generacijos tyrimams iš esmės lėmė dvi priežastys. Pirmoji – tikslas išlaikyti minimalų plačiajuosčio impulso dispersinį plitimą medžiagoje. Antra – nebuvo aišku ar 15 mm kristalo ilgis bus pakankamas susiformuoti stabiliai šviesos gijai, tuo pačiu, ar pavyks užtikrinti ilgalaikį impulso spektro gaubtinės ir energijos stabilumą [124]. Todėl pasirinktas ir gerokai ilgesnis kristalas. Šiuo atveju keičiant žadinančios spinduliuotės fokusavimo sąlygas, bei kristalo padėtį būtų galima gerokai paprasčiau optimizuoti terpės ilgį, kuriame formuojasi stabili šviesos gija [36], o tuo pačiu tikėtis ir gerokai didesnio spektro plitimo į ilgabangę spektro sritį [123]. Principinė baltos šviesos kontinuumo generacijos schema pateikta 3.1 paveiksle.

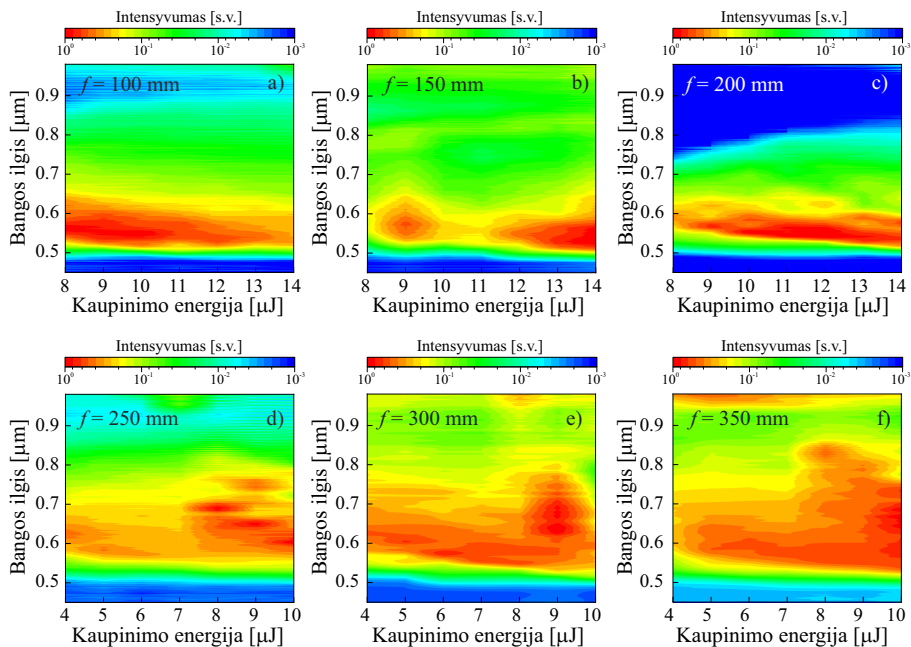


3.1 pav. Principinė baltos šviesos kontinuumo generacijos schema. $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, TFP – plonasluoksnis poliarizatorius, NDF – neutralaus optinio tankio filtras, A – apertūra, L – fokusuojantis lęšis, YAG – itrio aliumino granato kristalas, F – spektrinis filtras, PV – parabolinis veidrodis.

Tiksliam reikiamos energijos derinimui naudojamas slopintuvas (atenuatorius), susidedantis iš pusės bangos ilgio fazinės plokštelės ($\lambda/2$), plonasluoksnio poliarizatoriaus (TFP) ir neutralaus optinio tankio filtro (NDF). Kaupinimo spinduliuotės pluoštas apribojamas 5,8 mm skersmens apertūra (AP) ir fokusuojamas į kristalus skirtingų židinio nuotolių lęšiais, o impulso energijos parenkamos taip, kad kontinuumo generacija būtų stabili laike ir turėtų tolygų intensyvumo skirstinį. 4–14 μJ žadinimo energijų intervalas (priklausomai nuo kristalo ilgio) parinktas atsižvelgiant į kontinuumo generacijos ir optinės kristalų pažaidos slenksčius. WLC pluoštas kolimuojamas paraboliniu veidrodžiu (*MPD127165-90-P01*, Thorlabs), o 1030 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliuotė spektriškai nufiltruojama ilgabangėje ir trumpabangėje kontinuumo srityse atitinkamai *FESH1000* ir *FELH1200* (Thorlabs) spektriniais filtrais. Superkontinuumo spektrų matavimai atlikti naudojant Avantes AvaSpec-ULS3648 (432–980 nm spektrinė sritis) bei OceanOptics NIRQuest512-2.5 (900–2400 nm spektrinė sritis) spektrometrus. Kontinuumo pluošto skirstinių matavimams buvo naudojamos DataRay WinCamD-LCM (matricos jautrumo sritis: 190–1100 nm) CMOS ir Ophir Xeva XC-130 (matricos jautrumo sritis: 900–1700 nm) pluošto profilometrai.

3.1 Regimosios spektro srities kontinuumo generacija

Tyrimo metu nustatytos 8 ir 4 μJ slenkstinės kaupinimo impulso energijos, kurias viršijus stebimas staigus kontinuumo regimosios spektro srities plitimas, atitinkamai 15 ir 130 mm ilgio YAG kristaluose. Fokusuojamos spinduliuotės pluošto sąsmauka formuojama 2 (trumpame) ir 40 mm (ilgame) gylyje nuo priekinių YAG kristalų paviršių. Didžiausias spektro plitimas trumpame YAG kristale buvo stebėtas fokusuojant 150 mm židinio nuotolio lęšiu (3.2 paveikslo b dalis).

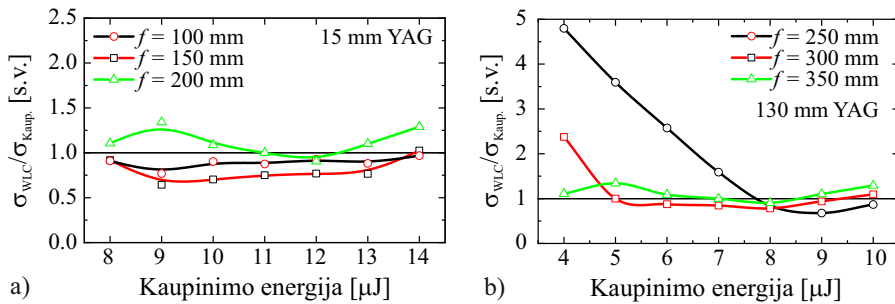


3.2 pav. Regimosios srities kontinuumo spektro gaubtinės intensyvumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama skirtingo židinio nuotolio lęšiais į a-c) 15 mm ir d-f) 130 mm ilgio YAG kristalus.

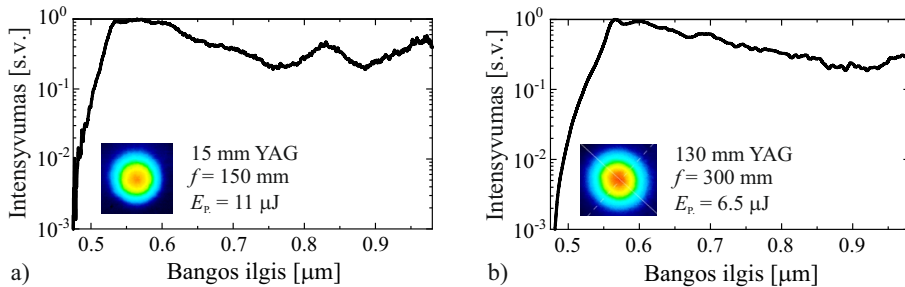
Spektro ribinį, trumpabangį kraštą ties ~ 480 nm bangos ilgiu, sąlygoja itrio aliuminio granato draustinės energijos juostos tarpas, chromatinė dispersija ir dvifotonė sugertis [168], o ilgabangį ties 980 nm jau apribojo spektrų matavimams naudoto spektrometro matricos jautrumo sritis. Tuo tarpu, $f = 200$ mm lęšio atveju (3.2 paveikslas c dalis), fokusavimas yra per švelnus, kad šviesos gijos netiesinio sklidimo atstumo kristale pakaktų spektrui dėl savaiminės fazės moduliacijos išplisti iki žadinančiojo bangos ilgio [169].

130 mm ilgio YAG kristale kontinuumo generacija realizuota kaupinimo spinduliuotės fokusavimui naudojant ilgesnio židinio nuotolio lęšius ($f = 250, 300$ ir 350 mm). Pakankamai platus spektro plitimas buvo stebėtas visose tirtose fokusavimo sąlygose (3.2 d-f) pav.). Tiesa, kai kaupinimo impulso energija viršija $8 \mu\text{J}$, stebimos ir kontinuumo spektro gaubtinės moduliacijos. Šiuo atveju, impulso energija ir kristalo ilgis yra pakankami įvykti dar vienam šviesos gijos fokusacijos-defokusacijos ciklui kristale, kuris sąlygoja antrąjį laikinį impulso skilimą bei dviejų susiformavusių subimpulsų spektrinių komponentių interferenciją [169].

Taip pat buvo siekiama nustatyti, kuriose fokusavimo sąlygose generuojamo kontinuumo impulso energijos stabilumas būtų mažiausiai jautrus žadinančios spinduliuotės impulso energijos fliktuacijoms, t.y. ieškoma plačiausio stabilumo „slėnio“. Todėl keičiant kaupinimo impulso energiją buvo registruojamas osciloskope atvaizduoto kontinuumo impulso ploto (po gaubtine) stabilumas (standartinis nuokrypis, σ_{WLC}) ir palyginamas su kaupinimo impulso energijos stabilumu ($\sigma_{Kaup.}$). Matavimams naudotas fotodiodas (*DET10A Si*, Thorlabs) ir 300 MHz dažnių juostos osciloskopas (*DPO3034*, Tektronix). Santykinio ($\sigma_{WLC}/\sigma_{Kaup.}$) regimosios srities kontinuumo impulso energijos stabilumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos pateiktos 3.3 paveiksle.



3.3 pav. Santykinio ($\sigma_{WLC}/\sigma_{Kaup.}$) regimosios srities kontinuumo impulso energijos stabilumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama skirtingo židinio nuotolio lęšiais į a) 15 mm ir b) 130 mm ilgio YAG kristalus.



3.4 pav. Regimosios srities kontinuomo spinduliuotės spektro gaubtinės ir kolinuoto pluošto skirstiniai optimaliose žadinimo sąlygose a) 15 mm ir b) 130 mm ilgio YAG kristaluose.

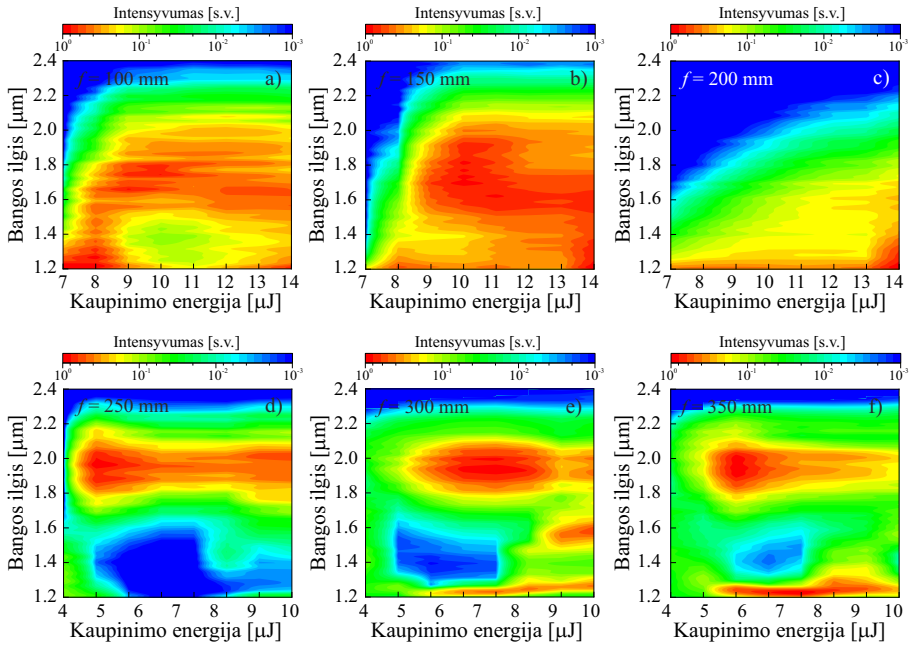
Taigi trumpame YAG kristale geriausias ir beveik nekintantis 9–13 μJ energijų intervale, regimosios srities kontinuomo spinduliuotės impulso stabilumas, nustatytas fokusuojant 150 mm židinio nuotolio lęšiu. Tuo tarpu, žadinančiąją

spinduliuotę fokusuojant $f = 200$ mm lęšiu, šviesos gija yra nutraukiama galinia-
me kristalo paviršiuje dar prieš stabilaus galinio subimpulso susiformavimą, kas
sąlygoja akivaizdžiai didesnes WLC impulso fliktuacijas [125]. Ilgame YAG
kristale plačiausią generuoto kontinuumo impulso stabilumo slėnį $\sim 5\text{--}9$ μJ ener-
gijų intervale pavyko užtikrinti fokusavimui naudojant 300 mm židinio nuotolio
lęšį (3.3 paveiklo b dalis – raudona kreivė). Akivaizdu, kad tinkamai parin-
kus fokusavimo sąlygas, bei kaupinimo energiją galima užtikrinti plačiajuosčio
(480–980 nm) WLC impulso generavimą 15 ar 130 mm ilgio YAG kristaluose
(3.4 pav.), kurio stabilumas atitinkamai 1,4 ir 1,2 karto gali viršyti kaupinimo
šaltinio stabilumą. Abiejų ilgių YAG kristaluose generuojamos spinduliuotės
erdviniai skirstiniai yra simetriški ir artimi Gauso profiliui (intarpai 3.4 pav.).

Taigi optimaliose WLC generavimo sąlygose, kaupinimo impulsų energijos
svyravimai sąlygoja tik šviesos gijos padėties nestabilumus kristale, o tuo tar-
pu intensyvumo ribojimas (dėl daugiafotonės sugerties) ir chromatinė dispersija
palaiko pastovų gijos ilgį ir intensyvumą plačiame energijų intervale [125]. Tai
sąlygoja kontinuumo spektro gaubtinės, impulso energijos bei erdvinio skirsti-
nio stabilumą. Tokios sąlygos užtikrina ir kasdienį kontinuumo spinduliuotės
parametrų atsikartojamumą, esant nedideliems žadinančios spinduliuotės im-
pulsu trukmės ar energijos pasikeitimams.

3.2 Infraraudonosios spektro srities kontinuomo generacija

Kitaip nei regimosios srities superkontinuomo atveju (3.1 skyrius), infraraudo-
noji kontinuomo spektro dalis plinta nuo žadinančiojo bangos ilgio link ilgesnių-
jų bangos ilgių. Kaupinimo spinduliuotę fokusuojant 100 mm židinio nuotolio
lęšiu į 15 mm ilgio YAG kristalą kontinuomo spinduliuotės spektro ilgabangis
kraštas išplito iki $\sim 2,4$ μm bangos ilgio (3.5 paveikslo a dalis). Beveik visame
kaupinimo impulso energijų intervale, taip pat aiškiai matoma, kad didžiausias
spektro gaubtinės intensyvumas pasiskirstęs anomalios grupinių greičių disper-
sijos spektrinėje srityje (nulinės dispersijos bangos ilgis – 1,6 μm [167]).



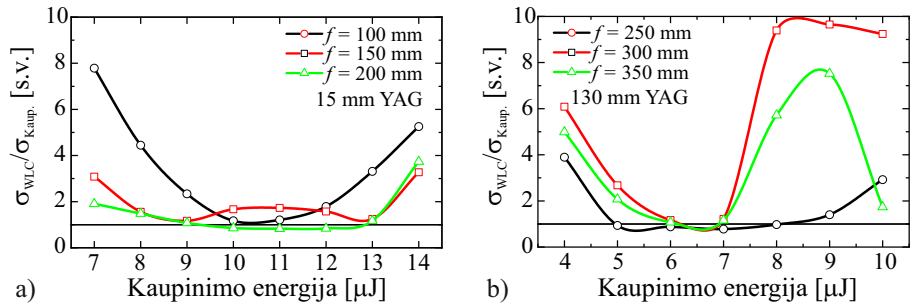
3.5 pav. Infraraudonosios srities kontinuumo spektro gaubtinės intensyvumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama skirtingo židinio nuotolio lęšiais į a-c) 15 mm ir d-f) 130 mm ilgio YAG kristalus.

Didinat fokusuojančio lęšio židinio nuotolį spektro intensyvumas šioje srityje mažėja (3.5 paveikslas b ir c dalis), o švelniausio fokusavimo atveju ($f = 200$ mm) kontinuumo spektras išlaiko pakankamai glotnią gaubtinę visame energijų intervale. Tiesa, didinant kaupinimo impulso energiją, atitinkamai kontinuumo spektro ilgabangis kraštas nuo $\sim 1,6 \mu\text{m}$ slenkasi į $> 2 \mu\text{m}$ bangos ilgių sritį (3.5 paveikslas c dalis).

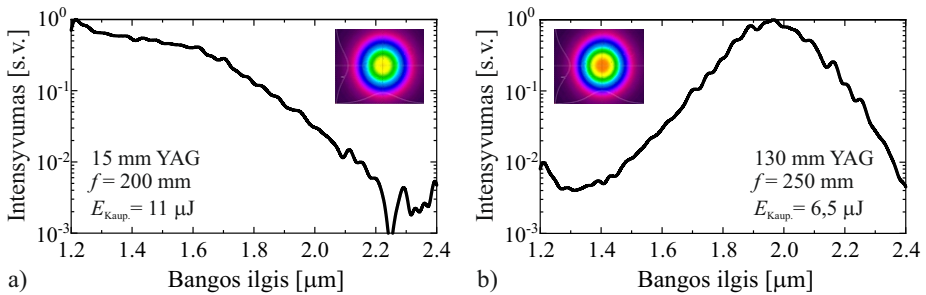
130 mm ilgio YAG kristale kaupinimo spinduliuotės fokusavimui naudojant 250 mm židinio nuotolio lęšį, vos viršijus slenkstinę WLC generacijos energiją, spektras greitai išplinta ir sukuriama nauji spektriniai komponentai ties centrinio $2 \mu\text{m}$ bangos ilgiu, tik anomalios grupinių greičių dispersijos srityje tarp $1,6 \mu\text{m}$ ir $2,4 \mu\text{m}$ (3.5 paveikslas d dalis). Spektro gaubtinės forma išlieka pastovi visame energijų intervale. Tuo tarpu, žadinančiąją spinduliuotę fokusuojant didesnio nuotolio lęšiais, spektre ($< 1,6 \mu\text{m}$) pradeda ryškėti reikšmingos moduliacijos, kurių mastas ir intensyvumas auga didinant kaupinimo impulso energiją (3.5 paveikslas e ir f dalis). Viršijus $8 \mu\text{J}$ energiją stebimi ir kontinuomo spinduliuotės pluošto erdviniai iškraipymai, bei staigus impulso stabilumo

blogėjimas (3.6 paveikslo b dalis, žalia ir raudona kreivės) sąlygotas dar vienos šviesos gijos susidarymo kristale.

Infraraudonosios spektrinės srities kontinuumo impulso stabilumo matavimai (Thorlabs *DET10C/M InGaAs* fotodiodas ir Tektronix *DPO3034* osciloskopas) parodė, kad plačiausios stabilumo sritys pasiekiamos fokusuojant kaupinimo spinduliuotę į 15 ir 130 mm ilgio YAG kristalus, atitinkamai 200 ir 250 mm židinio nuotolio lęšiais (3.6 paveikslas). Energijų intervaluose 9–13 μJ (trumpame YAG kirstale) ir 5–8 μJ (ilgame YAG kirstale) sugeneruoto WLC impulso stabilumas $\sim 1,2$ kartus viršija kaupinimo šaltinio stabilumą.



3.6 pav. Santykinio ($\sigma_{WLC}/\sigma_{Kaupt}$) infraraudonosios srities kontinuumo impulso energijos stabilumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama skirtingo židinio nuotolio lęšiais į a) 15 mm ir b) 130 mm ilgio YAG kristalus.



3.7 pav. Infraraudonosios srities kontinuumo spinduliuotės spektro gaubtinės (logaritmėje skalėje) ir kolimuoto pluošto skirstiniai optimaliose žadinimo sąlygose a) 15 mm ir b) 130 mm ilgio YAG kristaluose.

Taigi atlikti tyrimai parodė, kad optimaliose kaupinimo spinduliuotės fokusavimo sąlygose, stabilų, vienos šviesos gijos infraraudonosios spektro srities kontinuumą galima generuoti tiek trumpame (15 mm), tiek ilgame (130 mm) YAG kristaluose. Tiesa, trumpame kristale generuojamo WLC spektro inten-

syvumas tolygiai mažėja nuo žadinančio bangos ilgio link ilgabangio krašto ir ties $\sim 2,1 \mu\text{m}$ siekia 1% (3.7 paveikslo a dalis). Tuo tarpu ilgame kristale generuojamo kontinuumo spektras išplinta $\sim 1,5\text{--}2,4 \mu\text{m}$ (virš 10^{-2} intensyvumo lygio) spektrinėje srityje (3.7 paveikslo b dalis). Tokį skirtingą spektrų plitimą galimai sąlygoja skirtingas priekinio subimpulso, atsakingo už WLC spektro plitimą į ilgabangę sritį, netiesinio sklidimo atstumas, bei jo laikinės transformacijos dėl anomalios grupinių greičių dispersijos [123]. Abiejų ilgių YAG kristaluose generuojamos spinduliuotės erdviniai skirstiniai yra simetriški ir artimi Gauso profiliui (intarpai 3.7 paveiksle).

3.3 Apibendrinimas

Tyrimai parodė, kad panaudojus pikosekundinio Yb:YAG lazerio 1030 nm bangos ilgio spinduliuotę, itin plataus spektrinio ruožo (0,48–2,4 μm) kontinuumas gali būti generuojamas 15 ir 130 mm ilgio YAG kristaluose. Optimaliose sužadavimo sąlygose (3.1 lentelė) sugeneruoto WLC impulsų energijos stabilumai 1,2–1,4 kartus viršija kaupinimo šaltinio stabilumus. Ilgalaikių kontinuumo generavimo tyrimų metu, nepastebėta jokių optinių pažeidimų kristalo tūryje ar paviršiuje, o spinduliuotės spektro gaubtinė ir erdvinis skirstinys laike nekito.

3.1 lentelė. Apibendrintos optimalios kaupinimo spinduliuotės fokusavimo sąlygos regimosios ir infraraudonosios spektro srities kontinuumo generacijai 15 ir 130 mm YAG kristaluose. f – kaupinimo spinduliuotę fokusuojančio lęšio židinio nuotolis, d – kaupinimo pluošto skersmuo sąsmaukoje (išmatuotas ore, $1/e^2$ lygyje), NA skaitinės apertūros parametras ($d/2f$), E_S ir $E_{\text{Kaup.}}$ – atitinkamai slenkstinė ir optimali kaupinimo impulso energija, L – kaupinimo pluošto sąsmaukos atstumas nuo YAG kristalo priekinio paviršiaus.

Regimosios spektro srities kontinuumo generacija						
YAG ilgis [mm]	f [mm]	d [μm]	NA	E_S	$E_{\text{Kaup.}}$ [μJ]	L [mm]
15	150	70	0,01	8	11	2
130	300	150	0,005	4	6,5	40

Infraraudonosios spektro srities kontinuumo generacija						
YAG ilgis [mm]	f [mm]	d [μm]	NA	E_S	$E_{\text{Kaup.}}$ [μJ]	L [mm]
15	200	100	0,0075	8	11	2
130	250	130	0,006	4	6,5	40

Taigi, kitaip nei kitų mokslinių grupių tyrimuose [124], pademonstravome, kad tinkamai parinkus vienietinių pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsų

fokusavimo sąlygas, ilgalaikiu stabilumu pasižyminčią kontinuumo spinduliuotę galima sugeneruoti ir pakankamai trumpame YAG kristale. Tai suteikia nemažą privalumą, lyginant su WLC generacija sąlyginai ilgame kristale, kai ši spinduliuotė toliau naudojama kaip užkratas optiniame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve. Kadangi regimosios srities WLC spektro gaubtinė (optimaliose sąlygose) mažai skiriasi, šiuo atveju, naudojant 15 mm ar 130 mm ilgio YAG kristalą, vadinasi galima parinkti optimalų kristalo ilgį, atitinkamai ir medžiagos įnešamą dispersijos kiekį. Tokiu būdu galima optimizuoti užkrato ir vienetinių pikosekundžių kaupinimo impulsų trukmių santykį OPCPA sistemoje be papildomų plėtros/spūdės schemų. Kita vertus, pademonstruoti rezultatai, kad YAG kristale galima realizuoti ryškų WLC spektro plitimą ir link SWIR bangos iki $2,4\ \mu\text{m}$, galėtų būti lengvai pritaikomi pasyvios optinės sinchronizacijos, 1800–2400 nm spektrinėje srityje veikiančioms keletu optinių ciklų, didelės energijos OPCPA sistemoms kurti [170].

Atsižvelgus į tolimesnius šio disertacinio darbo tikslus, regimojo ir infraraudono bangos ilgių ruožo kontinuumas buvo naudojamas kaip užkrato šaltinis atitinkamai optiniame parametriniame čirpuotų impulsų (detaliau 4.2 skyriuje) ir priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvuose (detaliau 5 skyriuje). Todėl apibendrinant rezultatus, šiame darbe plataus spektro užkrato formavimui buvo nuspręsta toliau naudoti 15 mm ilgio YAG kristalą, dėl mažesnio dispersinio plitimo medžiagoje (regimojoje spektro srityje), bei didesnio spektro gaubtinės intensyvumo arti $\sim 1,2\ \mu\text{m}$ bangos ilgio.

4 SKYRIUS

ČIRPUOTŲ KONTINUUMO IMPULSŲ NEKOLINEARUS PARAMETRINIS STIPRINIMAS VIENETINIŲ PIKOSEKUNDŽIŲ TRUKMĖS IMPULSAIS

Skyriuje pateikta medžiaga publikuota S2

Optinio parametrinio stiprinimo proceso metu netiesiškai sąveikauja trijų dažnių spinduliuotė. Stiprus, kaupinimu vadinamos, ω_p dažnio spinduliuotės laukas indukuoja netiesinį medžiagos atsaką – poliarizuotumą. Jo dėka necentrosimetriniame kristale, gali būti išspinduliuojami du mažesnio dažnio fotonai: ω_s dažnio signalinis ir ω_i dažnio skirtuminis, kuris dar vadinamas šalutiniu. Tam, kad visame terpės ilgyje sugeneruoti naujo dažnio fotonai tarpusavyje interferuotų konstruktyviai, būtina tenkinti fazinio sinchronizmo sąlyga $\Delta k = 0$ [171]:

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = \frac{n_p \omega_p}{c} - \frac{n_s \omega_s}{c} - \frac{n_i \omega_i}{c} = 0, \quad (4.1)$$

kur $k_{p,s,i}$ – sąveikaujančių spinduliuočių banginiai vektoriai, $n_{p,s,i}$ terpės lūžio rodikliai, atitinkamo spinduliuotės dažnio fotonui, c šviesos greitis vakuume. Didėjant fazinio nederinimo parametrai Δk mažėja ir parametrinės sąveikos efektyvumas. Realiuose kristaluose situacijų, kaip vienas kito atžvilgiu juda visi trys impulsai, gali būti įvairių ir priklauso nuo bangos ilgių, sąveikos tipo ar konkretaus kristalo dispersinių savybių. Taigi, $\Delta k = 0$ atveju, jei signalinės bangos dažnis padidės iki $\omega_s + \Delta\omega$, tai šalutinės bangos dažnis sumažės iki $\omega_i - \Delta\omega$. Atsiradęs bangų vektorių nederinimas bus apskaičiuojamas kaip

$$\Delta k \cong \left(\frac{1}{v_i} - \frac{1}{v_s} \right) \Delta\omega, \quad (4.2)$$

čia v_i ir v_s šalutinės ir signalo bangos grupiniai greičiai. Tuomet parametrinio stiprinimo juostos pustplotį galima įvertinti [171]:

$$\Delta\nu \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{g}{L}} \left| \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i} \right|^{-1}, \quad (4.3)$$

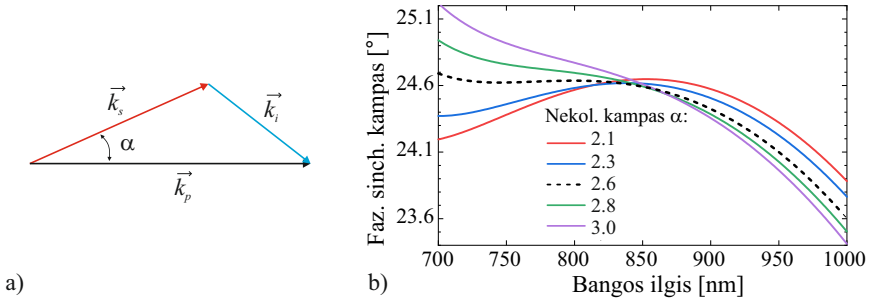
kur $g \sim d_{eff} \sqrt{I_p}$ parametrinio stiprinimo koeficientas, I_p – kaupinimo bangos

intensyvumas, L – netiesinio kristalo ilgis. Taigi grupinių greičių nederinimas (GVM) tarp signalinės ir šalutinės bangų ribos parametriškai stiprinamų dažnių juostos plotį ir efektyvios sąveikos ilgį. Netiesinio kristalo ilgis ir kaupinimo intensyvumas turi užtikrinti efektyvų stiprinimą, bet tuo pačiu išvengiant terpės optinio pramušimo ar nepageidaujamų saviveikos reiškinių. Todėl dažnu atveju stiprinamų dažnių juostos pločio nebeužtenka impulsams, trumpesniems nei 30 fs.

Siekiant išplėsti spektrinę signalo stiprinimo juostą, reikia rasti sąlygas, kuomet bent vienas fazinio nederinimo priklausomybės nuo signalo dažnio narys yra artimas nuliui. Plačiausios parametrinio stiprinimo juostos paprastai yra realizuojamos I tipo sąveikos atveju nekolineariai bangų sąveikai (4.1 pav. a dalis). Šiuo atveju yra kompensuojamas grupinių greičių nederinimas tarp kaupinimo, signalo ir šalutinės bangų. Kaupinimo k_p ir signalo k_s spinduliuotės kristale sukertant nedideliu nekolinearumo kampų α , kitaip dar vadinamu magiškuoju kampų (angl. *magic angle*), kuris žinant kristalo dispersijos dėsnį, gali būti apskaičiuotas [171]:

$$\alpha = \arcsin \left(\frac{1 - \frac{v_s^2}{v_i^2}}{1 + \frac{2v_s n_s \lambda_i}{v_i n_i \lambda_s} + \frac{n_s^2 \lambda_i^2}{n_i^2 \lambda_s^2}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.4)$$

kur $v_{s,i}$ atitinkamai signalinio ir šalutinio impulsų grupiniai greičiai.



4.1 pav. a) Vektorinis nekolinearios bangų parametrinės sąveikos modelis. b) Fazinio sinchronizmo kreivės, esant skirtingiems nekolinearumo kampams α tarp signalo ir kaupinimo pluoštų BBO kristale, kaupinant 515 nm centrinio bangos ilgio spinduliuote.

Norint realizuoti efektyvias tribanges sąveikas, bei generuoti didelės energijos ultratrumpuosius impulsus, vienas svarbiausių uždavinių yra kaip pasirinkti tinkamą netiesinį (kvadratinio netiesiškumo) kristalą, tačiau vienareikšmišką atsakymą iš karto rasti nėra lengva. Lazerinio šaltinio parametrai (galia,

bangos ilgis, impulso trukmė ir intensyvumas) neretai iš anksto užduoda tam tikrus reikalavimus. Šiuo metu yra sintezuojama/auginama daugybė netiesinių kristalų, todėl jų pasirinkimo įvairovė yra pakankamai didelė. Dažniausiai naudojami niobatų, fosfatų, bei boratų klasių kristalai (4.1 lentelė).

4.1 lentelė. Dažniausiai naudojamų netiesinių kristalų parametrai: d_{ij} – aukščiausią vertę turintis matricinis elementas, skaidrumo sritis ir I_{th} – paviršiaus optinio pramušimo slenkstinis intensyvumas 10 ns trukmės impulsams matomoje spektro srityje [172].

Kristalas	d_{ij} [pm/V]	Skaidrumo sritis [μm]	I_{th} [GW/cm ²]
KH ₂ PO ₄ (KDP)	0,4	0,176–1,4	1
NH ₄ H ₂ PO ₄ (ADP)	0,55	0,184–1,3	0,4
KTiOPO ₄ (KTP)	16,6	0,35–4,5	0,08
β -BaB ₂ O ₄ (BBO)	2,3	0,189–3,5	1,3
BiB ₃ O ₆ (BiBO)	3,2	0,286–2,6	0,6
LiB ₃ O ₅ (LBO)	0,67	0,155–3,2	1
LiNbO ₃ (LN)	25,2	0,4–5,5	0,05
KTiOAsO ₄ (KTA)	16,2	0,35–5,2	1
AgGaSe ₂ (AGSe)	41,4	0,71–19	0,02

Vienas pagrindinių kriterijų renkantis netiesinį kristalą – jo optinė kokybė. Visgi, dauguma netiesinių kristalų yra higroskopiški (neatsparūs drėgmei). Kai kurie yra nestabilūs mechanškai, dėl to jų kokybė laikui bėgant degraduoja. Idealus netiesinis kristalas turėtų būti skaidrus visame naudojamu bangos ilgių ruože, turėti aukštą optinio pramušimo slenkstinį intensyvumą, didelį kvadratinį ir mažą kubinį netiesiškumą. Žinoma, idealus netiesinis kristalo neegzistuoja, todėl kartais naudojamas kristalo „vertingumo“ parametras [173]:

$$FM = \frac{d_{eff}}{\sqrt{\lambda_s \lambda_i n_p n_s n_i}}, \quad (4.5)$$

kur d_{eff} – efektinis netiesinis dielektrinis jautris, λ_i ir λ_s – atitinkamai šalutinės bangos ir signalo bangos ilgiai, n_p , n_i ir n_s – atitinkamai lūžio rodikliai kaupinimo, šalutinės bangos ir signalo spinduliuočių bangos ilgiams. Tačiau šis parametras neįskaito trumpiems šviesos impulsams svarbaus GVM parametro. Kuriant plačiajuosčius optinius parametrinius stiprintuvus, vienas pagrindinių ir dažniausiai naudojamų netiesinių kristalų yra BBO, kuris apjungia daugelį gerų savybių. Didelis efektinis netiesiškumas, geros mechaninės bei optinės savybės, aukštas pramušimo slenkstis ir viena svarbiausių, realizuojamas fazinis sinchronizmas plačiame bangos ilgių ruože. Visa tai lėmė, kad būtent

BBO pasirinkome naudoti ir šiame darbe. Žinoma, kitos dažnai pasitaikančios netiesinių kristalų alternatyvos tai ličio triboratas (LBO) ar bismuto triboratas (BiBO). Visgi, LBO lyginant su BBO pasižymi panašia stiprinamo spektro juosta, tačiau daugiau nei du kartus mažesniu netiesiškumu, todėl efektyviam parametriniam signalo stiprinimui yra reikalingas didesnis kaupinimo spinduliuotės intensyvumas, kas sąlygoja ir didesnę riziką pažeisti kristalą. Tuo tarpu BiBO pasižymi apie 1,5 karto didesniu netiesiškumu negu BBO, tačiau jo fazinio sinchronizmo ribojama spektro juosta yra siauresnė.

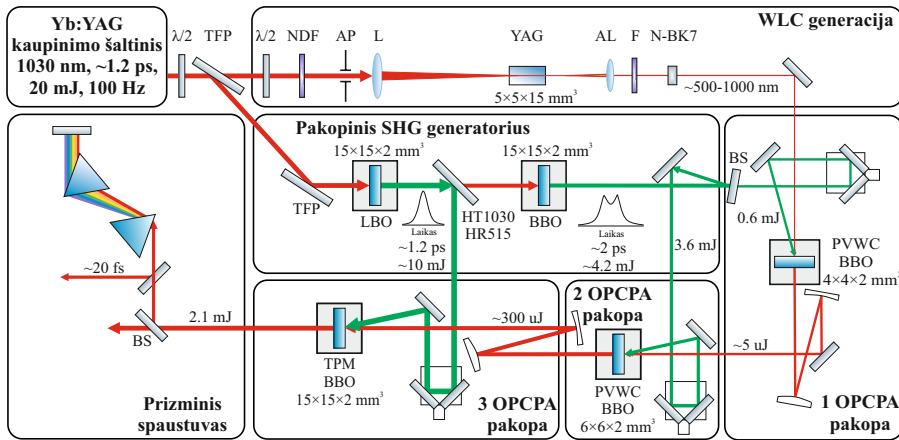
Šiame darbe naudojamų BBO kristalų parametrai nekolineariai trijų bangų parametrinei sąveikai apskaičiuoti naudojant SNLO programą [165]. 4.1 paveikslo b dalyje pateikiamos šia programa apskaičiuotos fazinio sinchronizmo kreivės, I tipo sąveikos atveju, šiame darbe naudotai BBO netiesinei terpei. Fazinio sinchronizmo $\theta = 24,6^\circ$ ir nekolinearumo $\alpha = 2,6^\circ$ kampai parinkti atsižvelgus į 515 nm kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį, siekiant plačiausio pastiprinto signalo spektro 700–1000 nm bangos ilgių srityje.

Kitas svarbus reiškinys, kuris vyksta netiesiniuose kristaluose, yra dvejojo lūžio sukeltas optinio pluošto nunešimas, kurio reikšmė išauga, ypač pirmose parametrinio stiprintuvo pakopose kur naudojami mažo skersmens optiniai pluoštai. Nepaprastosios bangos, kuri mūsų atveju yra kaupinimas, spinduliuotės banginio vektoriaus k_p kryptis nesutampa su Pointingo vektoriaus kryptimi, kuria yra pernešama spinduliuotės energija. Kampas tarp šių vektorių vadinamas nunešimo kampu (angl. *walk-off angle*). Apskaičiavus šį nesutapimo kampą BBO kristale 515 nm kaupinimo bangos ilgio spinduliuotei, gaunamas $\rho = 3,4^\circ$ kampas, kas yra daugiau nei α kampas tarp kaupinimo ir signalo bangų. Taigi priklausomai nuo kristalo optinės ašies orientacijos, net ir esant toms pačioms fazinio sinchronizmo sąlygoms, galimos dvi pagrindinės konfigūracijos.

Pimoje konfigūracijoje signalo bangos kryptis kristale yra artimesne kaupinimo bangos Pointingo vektoriui, todėl pluoštų atsiskyrimas dėl nekolinearumo kampo yra iš dalies kompensuojamas, tai vadinama Pointingo vektoriaus nunešimą kompensuojanti konfigūracija (angl. *Poynting vector walk-off compensation geometry*, PVWC) [174]. Šią kristalų konfigūracija naudojome pirmoje ir antroje OPCPA pakopose, kad sklisdama signalo spinduliuotė BBO kristalu nebūtų paveikta erdvinio pluošto nunešimo. Tiesa, šioje konfigūracijoje, kampas tarp signalo ir kaupinimo spinduliuotės lygus $\theta + \alpha$ kaip tik sutampa su faziniu sinchronizmu signalo spinduliuotės antrajai harmonikai bangos ilgiams virš

860 nm, kas sąlygoja mažesnį naudingo signalo stiprinimą bei nepageidaujamą sustiprinto impulso spektro moduliaciją.

Kita geometrija, kai kaupinimo pluoštas, dėl dvejojo lūžio yra nunešamas į priešingą pusę, t.y. link šalutinės bangos, vadinama tangentiniu faziniu synchronizmu (angl. *tangential phasematching*, TPM). Šiuo atveju, signalo bangos kryptis yra artimesne kristalo optinei ašiai, todėl nevyksta nepageidaujama antrosios harmonikos generacija. Šią geometriją naudojome trečioje OPCPA pakopoje, kur siekiama maksimaliai sustiprinti signalo impulsą.



4.2 pav. Tripakopės OPCPA sistemos principinė schema: $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, TFP – plonasluoksnis poliarizatorius, NDF – neutralaus optinio tankio filtras, AP – apertūra, L – lęšis, AL – achromatinis lęšis, F – spektrinis filtras, N-BK7 – BK7 stiklo terpė, BS – pluošto dalikliai, HT1030/HR515 – dichroinis veidrodis, PVWC ir TPM – atitinkamai Pointingo vektoriaus nunešimą kompensuojanti ir tangentinio fazinio synchronizmo konfigūracijos.

Eksperimentiniai plačiajuosčių WLC impulsų parametrinio stiprinimo ir spūdos tyrimai buvo atliekami naudojant schemą, pateiktą 4.2 paveiksle. Trys parametrinio stiprinimo pakopos realizuotos 2 mm ilgio BBO kristaluose. OPCPA kaupimui ir užkrato signalo generacijai naudotas 2 skyriuje aprašytas pikosekundinis Yb:YAG lazeris. Maža dalis energijos atskirta plataus spektro kontinuumo generacijai 15 mm ilgio YAG kristale (detaliau 3.1 skyriuje). Siekiant nustatyti optimalų užkrato ir kaupinimo impulsų trukmių santykį, WLC impulsai išplėčiami laike panaudojus skirtingo storio N-BK7 stiklo dispersinę terpę. Siekiant išvengti chromatinių aberacijų bei papildomos medžiagos įnešamos dispersijos, užkrato spinduliuotės pluoštas (po kolimavimo achroma-

tiniu lęšiu (Thorlabs *AC127-030-B-ML*) formuojamas tik sferiniais sidabriniais veidrodžiais. OPCPA kaupinimui reikalinga 515 nm bangos ilgio spinduliuotė buvo generuojama pakopiniame antrosios harmonikos generatoriuje, kuris plačiau aprašytas 2.4 skyriuje. Pirmos SHG pakopos 10 mJ energijos ir laikinio Gauso profilio impulsai aukšto atspindžio koeficiento dichroiniu veidrodžiu (HT1030/HR515) nukreipiami į trečiąją OPCPA pakopą. Valdomo laikinio profilio ir 4,2 mJ maksimalios energijos antros harmonikos impulsai (antros SHG pakopos) pluošto dalikliu (schemoje BS) 1:6 santykiu padalinami atitinkamai pirmos ir antros OPCPA pakopų kaupinimui.

4.1 OPCPA kaupinimo impulsų trukmės bei užkrato trukmės optimizavimas plataus spektro stiprinimui

Didinant signalo ir kaupinimo impulsų trukmių santykį (τ_s/τ_p), parametrinės sąveikos metu energijos keitimo efektyvumas didėja, tačiau siaurėja sustiprinto impulso spektras. Todėl turi egzistuoti optimalus trukmių santykis, leidžiantis pasiekti didžiausią sustiprintų ir laike suspaustų impulsų smailinę galią. Kita vertus, taip pat svarbu, įsitikinti, kad pradinis WLC impulsas nėra per ilgas, kitu atveju praktiškai bus panaikinama galimybė stiprinti visą signalo spektrą. Deja, dėl labai mažos kontinuumo impulso energijos ir nepakankamo turimų impulso trukmės matavimo prietaisų jautrumo tiesiogiai išmatuoti jo trukmės negalėjome. Tiesa optimalų τ_s/τ_p santykį rasti galima, kaip kriterijų įsivedus energijos keitimo efektyvumo ir sustiprinto impulso spektro pločio sandaugos (arba spektro ribojamos trukmės santykio) parametą [161]. Kadangi ultratrumpasis impulsas, sklisdamas atstumu L skaidrioje terpėje, kurios lūžio rodiklis $n(\omega)$, įgyja spektrinę fazę [175]:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) L, \quad (4.6)$$

atitinkamai antroji ir trečioji $\phi(\omega)$ išvestinės apibrėžia dispersinės terpės įneštą grupinio vėlinimo dispersijos (angl. *group delay dispersion*, GDD) ir trečios eilės dispersijos (angl. *third order dispersion*, TOD) koeficientus, kurie išreikšti bangos ilgio vienetais apskaičiuojami [175]:

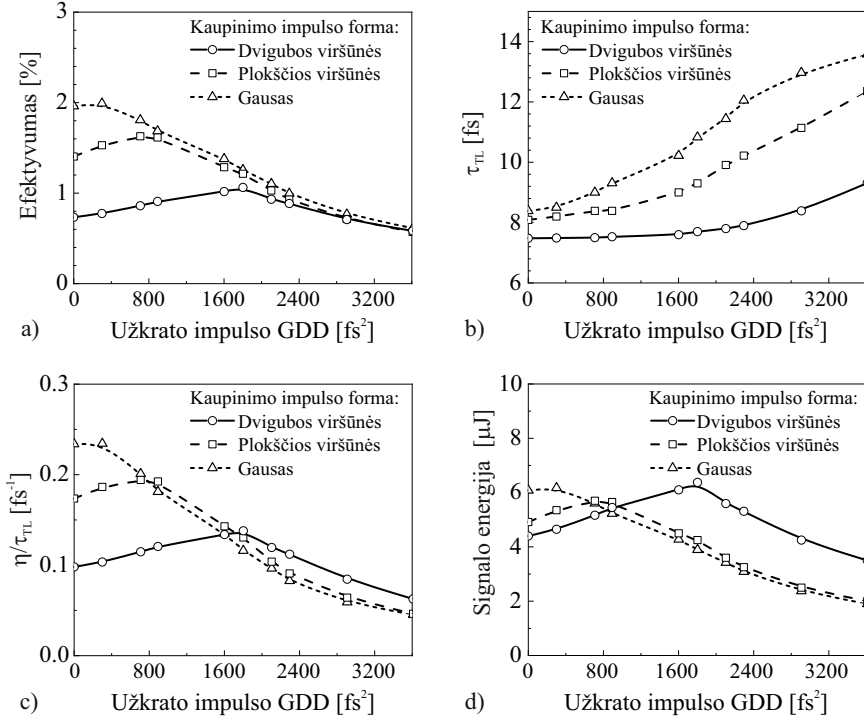
$$GDD = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (4.7)$$

$$TOD = -\frac{\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right). \quad (4.8)$$

Todėl pradinis uždavinys buvo ištirti pirmos OPCPA pakopos stiprinamos spektrinės juostos pločio ir parametrinio stiprinimo efektyvumo priklausomybes nuo įnešamos GDD vertės WLC impulsui sklindant skirtingo ilgio N-BK7 stiklu. Taip pat buvo siekiama nustatyti optimalų stiklo ilgį (L) kaupinimui naudojant skirtingo laikinio profilio impulsus. Atsižvelgus į 2.4 skyriuje aprašytus tyrimus, jų forma buvo valdoma keičiant įvadinės fundamentinės spinduliuotės impulso energiją ($\lambda/2$ fazine plokštele ir plonaslukuksniu poliarizatoriumi) taip, kad pirmos SHG pakopoje būtų užtikrintas 40, 50 ar 62% keitimo efektyvumas atitinkamai Gauso, plokščios arba dvigubos viršūnės impulsų suformavimui. Pirmoje stiprinimo pakopoje, kur signalo stiprinimas yra didžiausias, pasirinktas beveik $\sim 1,5$ karto mažesnis kaupinimo spinduliuotės intensyvumas ($\sim 45 \text{ GW/cm}^2$), nei būtinas pasiekti stiprinimo sotį. Toks režimas pasirinktas siekiant nuslopinti APF lygį [176].

Išmatuotos pirmos OPCPA pakopos energijos keitimo (kaupinimo į signalą) efektyvumo priklausomybės nuo papildomos užkrato GDD vertės kaupinimui naudojant skirtingos laikinės formos impulsus pateiktos 4.3 paveikslo a dalyje. Matoma, kad maksimaliam efektyvumui pasiekti, WLC impulsą reikia papildomai išplėsti laike visų kaupinimo impulsų formų atveju. Taip pat, kaip parodė atlikti tyrimai (2.4 skyrius), formuojant kaupinimo impulsus plokščios ar dvigubos viršūnės kaupinimo impulsus SHG generatoriuje, keičiasi ne tik jų forma, bet ir trukmė, kuri pailgėja iki ~ 2 ps. Todėl, norint pasiekti maksimalų keitimo efektyvumą reikia ilginti WLC impulsus papildomai įnešant grupinio vėlinimo dispersijos nuo ~ 300 (Gauso formos impulsui) iki 900 ir 1800 fs^2 atitinkamai plokščios ir dvigubos viršūnės impulsams. Tuo tarpu, akivaizdžiai didžiausias optimalus τ_s/τ_p santykis realizuojamas kaupinimui naudojant dvigubos viršūnės impulsus [161]. Kadangi WLC impulsas yra faziškai moduluotas, todėl didinant jo sanklotą (įnešant papildomos GDD) su kaupinimo impulsu ryškėja stiprinimo sąlygotas spektro siaurėjimas (spektro ribotos trukmės didėjimas), kuris aiškiai stebimas kaupinimui naudojant Gauso formos impulsus (4.3 paveikslo b) dalis). Tuo tarpu, užkrato impulsą stiprinant plokščios ar dvigubos viršūnės impulsais galima padidinti stiprinimo dažnių juostos plotį. Kaip ir buvo galima tikėtis, didžiausias stiprinimo juostos plotis pirmoje OPCPA pakopoje pasiekiamas su dvigubos viršūnės kaupinimo impulsais dėl

geresnio spektrinių komponentų stiprinimo priekiniame ir galiniame užkrato impulso kraštuose [161]. Šiuo atveju užkrato signalui net ir pridėjus papildomos $\sim 3000 \text{ fs}^2$ grupinio vėlinimo dispersijos, spektro ribojama sustiprinto signalo impulso $\sim 7,5 \text{ fs}$ trukmė padidėja tik $\sim 1 \text{ fs}$.



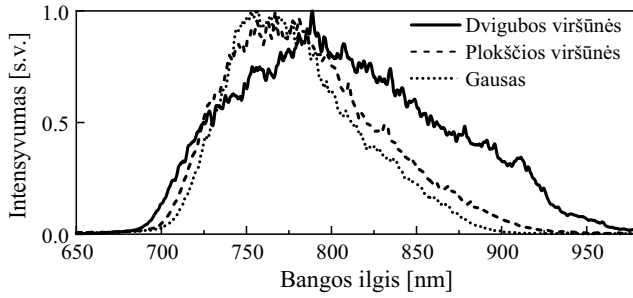
4.3 pav. Pirmos OPCPA pakopos a) keitimo efektyvumo, b) sustiprinto spektro ribojamos impulso trukmės, c) η/τ_{TL} parametro ir d) sustiprinto impulso energijos priklausomybės nuo papildomos užkrato GDD (apskaičiuotos 790 nm centriniam bangos ilgiui N-BK7 stikle), kaupinant maksimalios energijos Gauso, plokščios arba dvigubos viršūnės impulsais.

Optimalaus užkrato grupinio vėlinimo dispersijos įvertinimui suskaičiuotas stiprinimo efektyvumo ir sustiprinto spektro ribojamos impulso trukmės santykio parametras. Jo priklausomybės nuo įnešamos GDD kontinuumo impulse, esant skirtingos formos parametrinio stiprintuvo kaupinimo impulsams, pateiktos 4.3 paveikslo c dalyje. Taigi nustatytos optimalios GDD vertės atitiko 6,6, 20 ir 40 mm N-BK7 stiklo ilgį atitinkamai Gauso, plokščios ir dvigubos viršūnės kaupinimo impulsams. Visgi optimalaus užkrato impulso GDD atveju, didžiausios η/τ_{TL} parametro vertės nustatytos kaupinimui naudojant Gauso formos impulsus, kas iš dalies prieštarauja teoriniams skaičiavimams aprašytais

J. Moses publikacijoje [161]. Autorių teigimų, kaupinimui naudojant dvigubos viršūnės impulsus šis parametras gali būti ~ 2 kartus didesnis nei Gauso impulsų atveju. Tokį skirtumą šiame darbe iš esmės lėmė skirtingas kaupinimo spinduliuotės intensyvumas (priklausomai nuo suformuoto impulso formos) sąlygotas ribotų maksimalių impulso energijų ir trukmių, bei ribotas šių paramet-rų valdymas dvipakopiame SHG generatoriuje. Nepriklausomai nuo kaupinimo impulso formos, pirmoje OPCPA pakopoje galima pasiekti $\sim 6 \mu\text{J}$ sustiprinto impulso energiją (4.3 paveikslo d) dalis). Visgi, atsižvelgus į tai, kad trečios OPCPA pakopos kaupinimui toliau naudosisime $\sim 1,2$ ps trukmės Gauso formos impulsus, o siekiant neprarasti stiprinamos spektrinės juostos pločio, buvo pasirinkta WLC impulso plėtimui naudoti $\sim 900 \text{ fs}^2$ grupinio vėlinimo dispersijos (ties 790 nm centriniu bangos ilgiu), kas atitinka 20 mm ilgio N-BK7 stiklo ter-pę. Toliau, sustiprinti $5 \mu\text{J}$ energijos impulsai nukreipiami į antros OPCPA pakopos $6 \times 6 \times 2 \text{ mm}^3$ matmenų BBO kristalą.

Antroje stiprinimo pakopoje naudojamas 65 GW/cm^2 kaupinimo spindu-liuotės intensyvumas, kuris buvo pakankamas užtikrinti signalo stiprinimo sotį, esant maksimaliai $3,6 \text{ mJ}$ dvigubos viršūnės kaupinimo impulso energijai. Pa-siektas 60 kartų signalo stiprinimas ir 8,2% kaupinimo į signalą keitimo efektyvumas. Signalo energija atitinkamai padidinta iki $\sim 300 \mu\text{J}$. Tuo tarpu, kai kristalas kaupinamas Gauso ar plokščios viršūnės impulsais, signalo impulsai stiprinami atitinkamai iki 260 ir $320 \mu\text{J}$ energijos su 15 ir 13% efektyvumu.

Kadangi abeiose parametrinio stiprinimo pakopose vienu metu kaupinama vienodos formos impulsais, tai pirmoje OPCPA pakopoje stiprinamo signalo spektro gaubtinės forma yra atkartojama ir antroje pakopoje. Skirtingų formų kaupinimo impulsais sustiprinto signalo spektrai pateikti 4.4 paveiksle. Mato-ma, kad Gausinio skirstinio bei plokščios viršūnės impulsais kaupinant OPCPA pakopas, spektro gaubtinės yra beveik identiškos, tačiau dvigubos viršūnės im-pulsų atveju – signalo spektras yra ženkliai platesnis ir tolygesnis. Kadangi antros pakopos stiprinimo koeficientas vis dar yra pakankamai didelis (~ 60 kartų), stebimas stiprinimo ir kaupinimo impulso formos sąlygotas spektrų su-siaurėjimas, o atlikus jų Furje transformacijas, nustatytos τ_{TL} trukmės (FWHM lygyje): 11 fs Gauso formos, 9,7 fs plokščios ir 8,1 fs dvigubos viršūnės kaupi-nimo impulsams. Apibendrintas antros OPCPA stiprintuvo pakopos išvadinių impulsų parametrų palyginimas, kaupinimui naudojant skirtingos formos im-pulsus pateiktas 4.1 lentelėje.



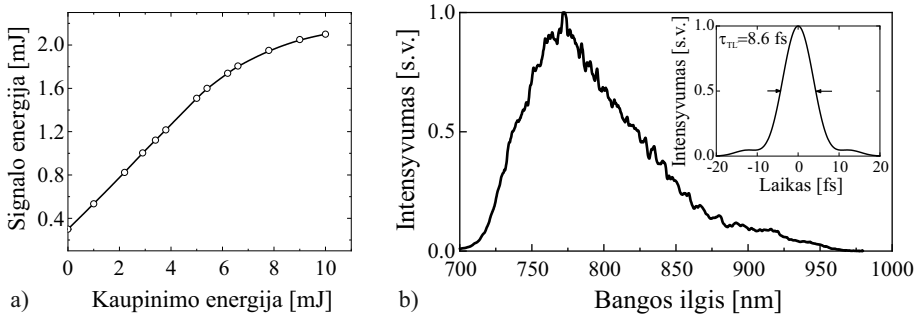
4.4 pav. Sustiprinto signalo spektrinės gaubtinės po dviejų OPCPA pakopų, kaupinant Gauso, plokščios ir dvigubos viršūnės impulsais.

4.2 lentelė. Antros OPCPA stiprintuvo pakopos išvadinių impulsų parametrų palyginimas, kaupinimui naudojant skirtingos formos impulsus. τ_p ir E_p – atitinkamai kaupinimo impulso trukmė (FWHM lygyje) ir energija, E_s – sustiprinto signalo impulso energija, η – kaupinimo į signalą energijos keitimo efektyvumas, τ_{TL} – sustiprinto impulso spektro pločio ribojama impulso trukmė (FWHM lygyje).

Kaupinimo impulso forma	τ_p [ps]	E_p [mJ]	E_s [mJ]	η [%]	τ_{TL} [fs]
Gausas	1,2	1,7	0,26	15	11
Plokščios viršūnės	1,8	2,5	0,32	13	9,7
Dvigubos viršūnės	2	3,6	0,3	8,2	8,1

Tyrimai parodė, pirmose didelio stiprinimo pakopose valdant vienetinių pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsų laikinę formą, galima išlaikyti ženkliai platesnį parametrinio stiprinimo juostos plotį. Nors geresni keitimo efektyvumai (šiuo atveju, sąlygoti eksperimento sąlygų) buvo pasiekti kaupinimui naudojant Gauso arba plokščios viršūnės impulsus, tačiau dėl didelių fundamentinės spinduliuotės nuostolių pakopiniame SHG generatoriuje bendra didžiausia sistemos kaupinimo impulso energija sumažėja nuo 14,2 mJ atitinkamai iki 7,6 mJ ir 4,1 mJ formuojant plokščios viršūnės ar Gauso formos impulsus. Taigi toliau, 300 μ J energijos signalo impulsai, stiprinti dvigubos viršūnės kaupinimo impulsais, nukreipiami į trečios parametrinio stiprinimo pakopos 15×15×2 mm³ dydžio BBO kristalą.

Kadangi trečios OPCPA pakopos stiprinimo koeficientas ženkliai mažesnis, signalo stiprinimo sotį pasiekti pakako 50 GW/cm² kaupinimo spinduliuotės intensyvumo. Panaudojus visą 10 mJ kaupinimo energiją, signalo impulsų energija parametrinio stiprintuvo išvade siekė 2,1 mJ (žiūr. a) 4.5 pav.), o sustiprintų impulsų spektras pateiktas 4.5 paveikslo b dalyje.



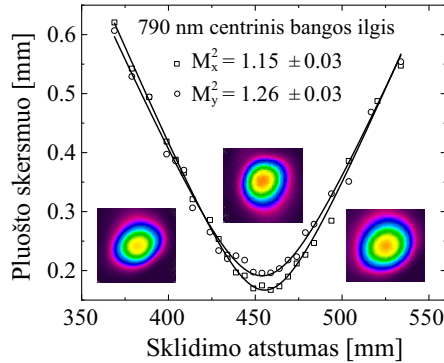
4.5 pav. a) Sustiprinto signalo impulso energijos priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos trečioje OPCPA pakopoje. b) Sustiprinto signalo spektras po trijų OPCPA pakopų ir intarpas – jo Furje transformacija, $\tau_{TL} = 8,6$ fs (FWHM). Išvadinė impulso energija lygi 2,1 mJ.

Atlikus impulso spektro Furje transformaciją, įvertinta ribinė šių impulsų trukmė. Skaičiavimai rodo, kad šiame darbe sukurto parametrinio stiprintuvo išvadiniai impulsai gali būti suspausti iki trukmių, mažesnių nei 10 fs (4.5 paveikslo b) dalies intarpas). Tiesa, impulsų spektre yra matoma gana ryški asimetrija, pasireiškianti didesniu trumpabangių spektro komponentų intensyvumu. Tokiai spektro formai įtakos galėjo turėti BBO kristalo fazinio sinchronizmo juosta (4.1 paveikslo b) dalis). Spektro asimetriškumas lemia laikinėje impulso gaubtinėje atsirandančius „sparnus“, tačiau šių „sparnų“ maksimali intensyvumo vertė impulso smailės atžvilgiu yra apie 5%.

Optiniame parametriniame stiprintuve sustiprintos spinduliuotės praktiniams taikymams ypač svarbus pluošto fokusuojamumas – sklidimo faktorius M^2 (pluošto kokybės parametras). Nedidelė sustiprinto signalo energijos dalis buvo nukreipta į spinduliuotės sklidimo analizatorių Ophir *BeamSquared-SP920*. Pluošto kokybės parametras M^2 yra apskaičiuojamas atsižvelgiant į spinduliuotės bangos ilgį, todėl matavimams buvo panaudotas ir 790 nm centrinio bangos ilgio, 15 nm (FWHM) pralaidumo juostos pločio filtras, siekiant išvengti matavimo netikslumų, sąlygotų pluošto fokusavimui naudojamo lęšio chromatinių aberacijų.

Parametriškai stiprinamo pluošto kokybei, bei sklidimo faktoriui didžiausią įtaką daro kaupinimo pluoštas. Nors šiame darbe buvo naudojamas pakopinis antros harmonikos generatorius, kuriame moduluojamas laikinis bei erdvinis kaupinimo impulso skirstinys, tačiau be Furje 4-f vaizdo pernešimo (šiuose tyrimuose nebuvo naudotas) pluoštas moduliaciją praranda. Sustiprinto signalo

(po trijų stiprinimo pakopų) erdvinis profilis yra artimas Gauso skirstiniui, bei išlaiko aukštą pluošto kokybę, tačiau igauna nežymų eliptiškumą.

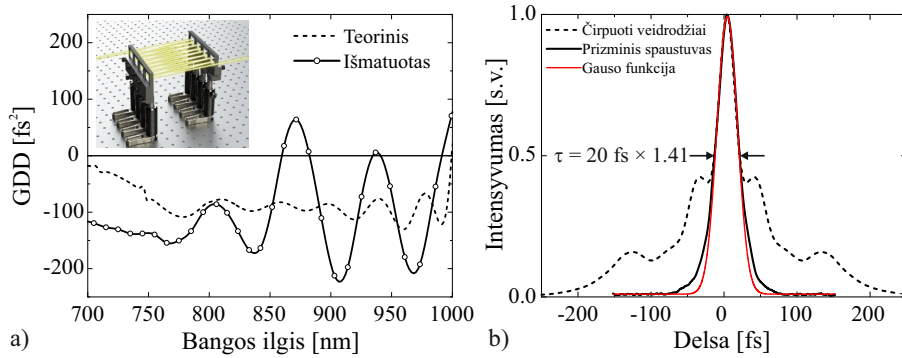


4.6 pav. Trijose OPCPA pakopose sustiprinto signalo pluošto skersmens priklausomybės nuo sklidimo atstumo, esant maksimaliai išvadinei impulso energijai. Intarpai – pluošto intensyvumo skirstiniai įvairiuose sklidimo atstumuose.

Išmatuotas pluošto sklidimo faktorius $M_x^2 = 1,15 \pm 0,03$ ir $M_y^2 = 1,26 \pm 0,03$, atitinkamai skersinėje ir išilginėje koordinatėse (4.6 paveikslas). Nustatytas eliptiškumo parametras $\varepsilon = 0,85$ (pluošto sąsmaukoje), pagrinde sąlygotas erdvinio pluošto nunešimo trečioje TPM konfigūracijos OPCPA pakopoje.

4.2 Sustiprintų čirpuotų impulsų spūda

Siekiant tinkamai pasirinkti optinį spūdos įrenginį (ir jo parametrus) pirmiausiai skaitmeniškai įsivertinome visame OPCPA stiprintuve signalo impulso sukauptos antros (GDD) ir trečios eilės dispersijos (TOD) koeficientų vertes (antroji ir trečioji impulso įgytos spektrinės fazės išvestinės). Spinduliuotės optinis kelio ilgis buvo skaičiuojamas įskaitant YAG kristalą, WLC pluoštą kolimuojantį achromatinį lęšį, spektrinį filtrą, N-BK7 stiklą ir tris BBO kristalus. Apskaičiuotos 2630 fs^2 ir 1750 fs^3 atitinkamai GDD ir TOD koeficientų vertės. Taigi sustiprinto impulso fazinės moduliacijos kompensavimui buvo nuspręsta panaudoti neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos čirpuotų veidrodžių (angl. *chirped mirror*, CM) sistemą (intarpas 4.7a) pav.), kurių kiekvieno GDD parametras būtų apie -100 fs^2 , 700–1000 nm spektrinėje srityje (4.7 paveikslo a) dalis, punktyrinė linija). CM dangų teorinius skaičiavimus, bei jų garinimą atliko optinių dangų laboratorijos (Fizinių ir technologijos mokslų centras) mokslininkai.



4.7 pav. Teorinio (punkttyrinė linija) ir išmatuoto (išsistinė linija) čirpuotų veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos koeficiento spektrai. Intarpas – eksperimentinė CM impulsų spaustuvo schema. b) Čirpuotų veidrodžių (punkttyrinė linija) ir prizminiame spaustuve (išsistinė linija) suspausto signalinio impulso autokoreliacinės kreivės. Raudona linija – Gauso funkcijos aproksimacija.

Ribinė, sustiprintų 2,1 mJ energijos impulsų spūda pasiekta po 26-ių spinduliuotės aptspindžių CM spaustuve, o išmatuota impulsų autokoreliacinė kreivė (APE *PulseCheck-50*) pateikta 4.7 paveikslo b dalyje punkttyrine linija. Tiesa, didžiulius „sparnus“ autokoreliacinėje kreivėje sąlygojo GDD spektro oscilacijos (4.7 paveikslo a) dalis, išsistinė linija), atsiradusios dėl optinių sluoksnių storio paklaidų dangų dengimo metu. Reikėtų paminėti, kad išmatuotus GDD spektrus gavome gerokai vėliau nei pačius čirpuotus veidrodžius. Visgi aki-vaizdu, kad norint pasiekti aukštesnę suspaustų impulsų kokybę, yra būtinas detalesnis CM charakteristikų optimizavimas ir parinkimas.

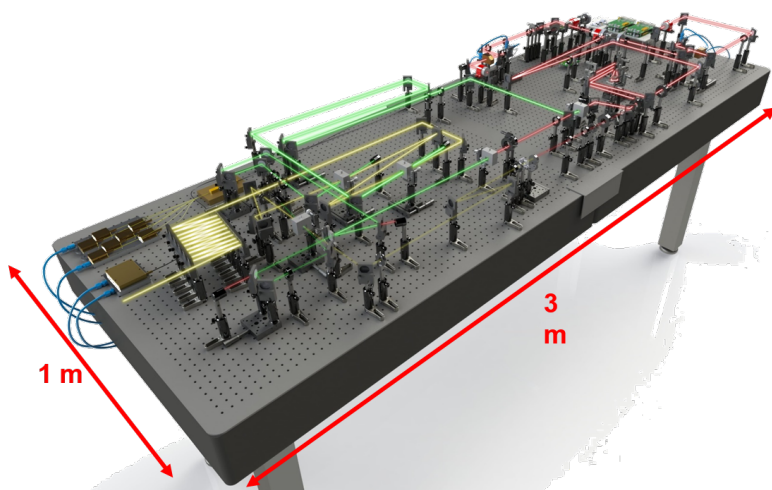
Parametriškai sustiprintų teigiamai čirpuotų impulsų spūdą atlikome ir lydyto kvarco (FS) prizmių (68,7° viršūnės kampas) spaustuve. Tiesa, dėl tyri-me naudotų FS prizmių ribotos apertūros, siekiant išvengti terpėje vykstančio pluošto fokusavimosi ir kitų netiesinių efektų, spūdos eksperimente buvo naudo-jama tik ~4% visos signalo impulso energijos. Ribinei impulso spūdai pasiekti, nustatytas optimalus 1,55 m atstumas tarp prizmių viršūnių, o signalinis impulsas suspaustas iki 20 fs (FWHM lygyje) trukmės apskaičiuotos aproksimuojant impulso autokoreliacinę kreivę (4.7 paveikslo b) dalis, išsistinė linija). Šiuo at-veju, suspaustas impulsas pasižymi ženkliai geresniu laikiniu kontrastu (88% autokoreliacinės kreivės kontrastas).

Visgi pasiekti impulsų spūdą iki trukmės artimos 10 fs, nėra lengvas už-davinys, kadangi reikalauja kompensuoti ne tik antros, bet ir aukštesnių eilių dispersiją. Naudojant pasyvas spūdos konfigūracijas to padaryti dažniausiai

nepavyksta. Čirpuoti veidrodžiai kompensuoja tik antros eilės dispersiją, tuo tarpu, prizminiame spaustuve kompensuojamas apibrėžtas antros ir trečios dispersijų santykis, o likutinė būtent trečios ir aukštesnių eilių dispersija impulsų spūdą riboja paprastai iki ~ 20 fs trukmės [177]. Todėl papildomai reikia naudoti aktyvaus fazės gaubtinės valdymo prietaisus, tokius kaip erdvinis šviesos modulatorius [178] skystųjų kristalų pagrindu, arba akusto-optinis programuojamas dispersinis filtras (AOPDF) [179].

4.3 Apibendrinimas

Tyrimai parodė, kad daugiapakopiniame optiniame parametriniame stiprintuve plataus spektro WLC impulsus, generuotus $\sim 1,2$ ps trukmės Yb:YAG lazerio impulsais, galima sėkmingai stiprinti iki kelių mJ energijos. To paties lazerio antros harmonikos, dvigubos viršūnės kaupinimo impulsų panaudojimas pirmose didelio stiprinimo NOPCPA pakopose leidžia ženkliai sumažinti stiprinamo impulso spektro siaurėjimą, o Gauso kaupinimo impulsai užtikrina efektyvų energijos keitimą paskutinėje pakopoje. Tuo tarpu, pakopinis antros harmonikos generatorius leidžia ne tik formuoti kaupinimo impulsų gaubtinę, bet užtikrina efektyvų Yb:YAG lazerio fundamentinės spinduliuotės panaudojimą OPCPA stiprintuvo kaupinimui. Remiantis šiuo tyrimu, buvo sukurta lazerinė sistema, generuojanti 2,1 mJ energijos impulsus, kurių spektro plotis pakankamas juos spausti iki trukmių mažesnių nei 10 fs. Panaudojus prizminį impulsų spaustuvą pademonstruota 20 fs sustiprintų impulsų trukmė. Pagal sukurta schemą, priklausomai nuo Yb:YAG kaupinimo lazeryje naudojamų lazerinių diodų skaičiaus, bei optimizavus plačiajuosčių impulsų spūdą, didžiausią išvaadinę OPCPA sistemos smailinę galią galima būtų padidinti iki $\sim 0,5$ TW. Tiesa, tokiu atveju norint išvengti netiesinių efektų kaupinimo impulsams sklindant ore, pluošto 4-f vaizdo pernešimo schemose būtina naudoti vakuuminės celes. Be to, tyrime aprašyto parametrinio stiprintuvo kaupinimui galima naudoti ir kitus komercinius lazerius, užtikrinančius panašų kaupinimo intensyvumą ir impulsų trukmę. Realizuota visa lazerio schema telpa ant 1×3 m² dydžio optinio stalo (4.8 paveikslas).



4.8 pav. Realizuota sub-TW klasės lazerio eksperimentinė schema.

Mūsų žiniomis, tai pirmas kartas, kai plataus spektro kontinuumo impulsai, generuoti tuo pačiu pikosekundiniu kaupinimo lazeriu, optiniame parametriame čirpuotų impulsų stiprintuve buvo sustiprinti iki milidžaulių energijos. Žinoma, bent jau kol kas pasiekama maksimalia smaile galia yra sunku lygintis su esamomis pakankamai sudėtingomis 1, 4,4 ar 5,5 TW [34, 39, 40] keleto optinių ciklų sistemomis. Tačiau pademonstruotas būdas panaudoti vieną lazerinį šaltinį, kuris užtikrina patikimą plačiajuostį užkrato signalą ir leidžia išnaudoti vienetinių pikosekundžių kaupinimo privalumus generuojant didelės energijos, keleto optinių ciklų impulsus. Be to, tokiu būdu užtikrinama ne tik visiška signalo ir kaupinimo impulsų optinė sinchronizacija, bet ir nebėra būtinybės papildomų femtosekundinių kontinuumo generavimo ir parametrinio stiprinimo pakopų [34] ar papildomų aktyvaus impulsų stabilizavimo schemų [39, 40], kas leidžia žekliai supaprastinti panašių lazerių architektūrą. To pagrindu galima kurti kompaktiškas keleto optinių ciklų sub-TW smailinės galios OPCPA sistemas, kurios gali būti sėkmingai taikomos kaip didelio laikinio kontrasto užkrato lazeriai PW smailinės galios sistemoms [180], elektringųjų dalelių greitinimui lazerinėje plazmoje [181] ar koherentinės Rentgeno (vandeniui skaidrioje srityje) spinduliuotės generacijai [182].

5 SKYRIUS

ČIRPUOTŲ KONTINUUMO IMPULSŲ STIPRINIMAS PRIVERSTINĖS RAMANO SKLAIDOS STIPRINTUVE

Skyriuje pateikta medžiaga publikuota S3

Pastaraisiais metais, netiesinis femtosekundinių lazerio impulsų keitimas, kuriu didinamas pradinės lazerio spinduliuotės bangos ilgis, plačiai naudojamas siekiant generuoti atosekundžių eilės impulsus panaudojus aukštųjų harmonikų generaciją (angl. *high harmonic generation*, HHG) ar intensyvią THz spinduliuotę. Tokie antrinės spinduliuotės šaltiniai turi didžiulį potencialą medicinos, spektroskopijos, medžiagotyros ir fundamentinių mokslų srityse, tiriant ypač trumpus fizikinius, cheminius ir biologinius procesus [183, 184]. Tuo tarpu, HHG eilė (kvanto energija) ir ultratrumpųjų THz impulsų generacijos efektyvumas ženkliai auga didėjant lazerio spinduliuotės bangos ilgiui [185, 186]. Kalbant apie HHG, nors kvanto energija ir didėja $\sim \lambda^2$, tačiau harmonikų generacijos efektyvumas mažėja λ^{-5} – λ^{-5} , todėl kiekvienai tikslinei spektrinei sričiai yra optimalus bangos ilgis. Pavyzdžiui srityje, kurioje vanduo yra skaidrus (280–350 eV) kaupinimo impulso bangos ilgis (žadinantysis) turėtų būti maždaug ties 1,2 μm [187].

Kita vertus, pastaraisiais metais femtosekundiniai lazeriai ypač paplito netiesinės optinės mikroskopijos srityse, tokiose kaip daugiafotonė, antros ar trečios harmonikos generacijos mikroskopijos, kas pavyzdžiui leidžia vizualizuoti giliųjų biologinių audinių vaizdą su submikronine optine skiriamąja geba [188]. Tačiau netiesinės mikroskopijos galimybės labai priklauso nuo to, ar yra tinkamų ultratrumpųjų impulsų lazerinių šaltinių, kurie efektyviai sužadintų netiesinius procesus audinyje dar prieš atsirandant pažeidimams. Biologiniuose audiniuose regimosios spektro srities spinduliuotė yra stipriai išsklaidoma, o ilgesnių bangos ilgių srityje pasireiškia ženkli vandens sugertis [189]. Todėl optimalus lazerio spinduliuotės centrinis bangos ilgis turėtų būti 1100–1300 nm diapazone, kuriame skvarbos gylis yra didžiausias [190].

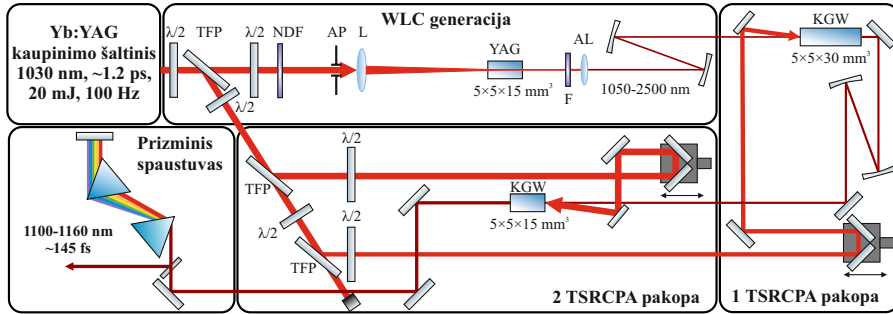
Visgi, įprastos lazerinės terpės, kurių pagrindą sudaro Ti, Yb, Nd, Cr, Er ir Tm jonai, gali generuoti itin trumpus impulsus, tačiau tik tam tikro bangos

ilgio: atitinkamai 800 nm, 1030 nm, 1064 nm, 1350 nm, 1500 nm ar 2000 nm. Iki šiol vienintelis perspektyvus sprendimas, leidžiantis tam tikrą lazerio spinduliuotės bangos ilgio derinimą, tai yra dažnio mažinimas optinio parametrinio stiprinimo metu necentrosimetriniuose kristaluose (t.y. antros eilės netiesiniai kristalai, pasižymintys $\chi^{(2)}$) [177, 191]. Nors paprastai femtosekundinėse OPA sistemose energijos keitimo efektyvumas iš kaupinimo į mažesnio dažnio spinduliuotę gali siekti iki 10% (signalas arba šalutinė banga), šis metodas turi keletą trūkumų. Pavyzdžiui, naudojant OPA, BBO arba KTA netiesinių kristalų pagrindu ir kaupinamą Yb jonais legiruotą lazeriu, generuojančiu 1,03 μm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, galima realizuoti dažnio derinimą artimojoje infraraudonojoje spektro srityje generuojant signalinę bangą 1,35–2,06 μm ar šalutinę bangą 2,06–4,5 μm diapazonuose. Tačiau tiesiogiai 1,03–1,35 μm spektrinio „tarp“ užpildyti negalima. To neleidžia padaryti griežtai apibrėžtos ribos dėl naudojamų netiesinių kristalų skaidrumo srities, fazinio sinchronizmo sąlygos ir laikinio impulsų suderinamumo, reikalingo efektyviai perduoti energiją iš kaupinimo į signalą/šalutinę bangą. Visgi, naudojant OPA spektrinę sritį nuo 1,03 μm iki 1,35 μm galima pasiekti padvigubinus generuojamų šalutinės bangos impulsų dažnį (generuojant antrąją harmoniką), tačiau visa tai vyksta bendro efektyvumo sąskaita. Taigi spinduliuotės dažnio mažinimas tampa iš ties ilgu, neefektyviu pakopiniu procesu.

Viena iš alternatyvų ultratrumpųjų, didelės energijos impulsų dažnio keitimui kaupinimo lazerio bangos ilgio aplinkoje yra priverstinė Ramano sklaida (SRS). Šis metodas turi tam tikrų privalumų: erdvinis pluošto valymas SRS keitimo metu, impulsų spūda [192, 193] ir didelis keitimo efektyvumas, galintis siekti iki 50-60% plačiame spektriniame diapazone. SRS nereikalauja fazinio sinchronizmo sąlygos, todėl sugeneruotos SRS spinduliuotės dažnių juosta ir jos plotį paprastai apsprendžia tik kaupinimo spinduliuotės spektro plotis, aktyviosios Ramano terpės Stokso poslinkis ir optinių fononų relaksacijos laikas. Tačiau šis metodas susiduria su tam tikrais sunkumais, ypač priverstinę Ramano sklaidą žadinant femtosekundžių ar vienetinių pikosekundžių trukmės impulsais (detalesiau 1.4 skyriuje).

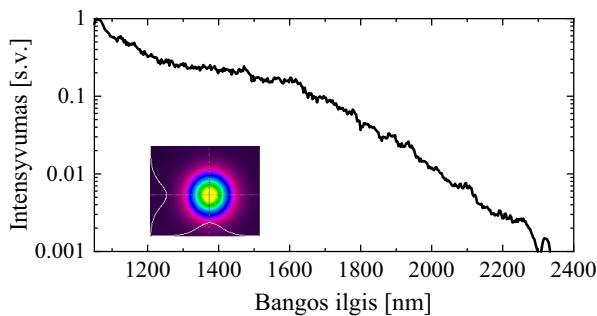
Atsižvelgiant į tai, šiame tyrime buvo siekiama iširti nenuostoviosios priverstinės Ramano sklaidos čirpuotų impulsų stiprinimą (angl. *transient stimulated Raman chirped pulse amplification*, TSRCPA), bei nustatyti optimalias sąlygas efektyviam plačios spektrinės gaubtinės pirmos eilės Stokso spindu-

liuotės žadinimui. Taip pat pirmą kartą pademonstruota ribinė tokių impulsų spūda. Principinė TSRCPA stiprintuvo schema pateikta 5.1 paveiksle.



5.1 pav. Principinė TSRCPA stiprintuvo schema: $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio fazinės plokštelės, TFP – plonasluoksniai poliarizatoriai, NDF – neutralaus optinio tankio filtras, AP – apertūra, L – lęšis, AL – achromatinis lęšis, F – spektrinis filtras.

TSRCPA stiprintuvo kaupinimui ir užkrato signalo generacijai naudotas 2 skyriuje aprašytas Yb:YAG lazeris generuojantis $\sim 1,2$ ps trukmės (spektriškai ribotus) ir 20 mJ energijos impulsus. Maža dalis energijos ($\sim 100 \mu\text{J}$) atskirta NIR spektrinės srities kontinuumo generacijai 15 mm ilgio YAG kristale (detalesiau 3.1 skyriuje). Sugeneruoto WLC (5.2 paveikslas) pluoštas kolimuojamas achromatinium lęšiu (Thorlabs *AC127-030-C-ML*), o siekiant pašalinti 1030 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliotę, spektras filtruojamas interferenciniu filtru (Thorlabs *FELH1050*).



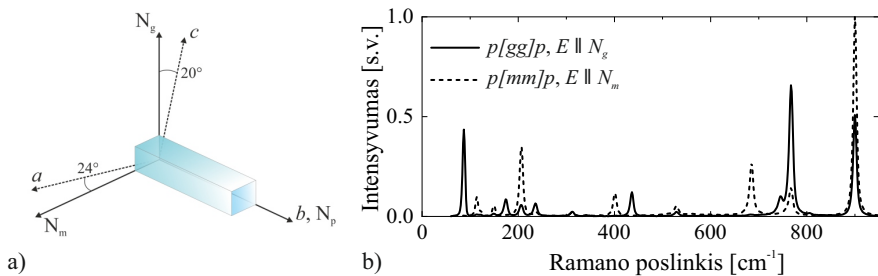
5.2 pav. 15 mm ilgio YAG kristale sugeneruoto WLC spektro gaubtinė, naudojama TSRCPA stiprintuve. Spektro trumpabangis (< 1050 nm) kraštas filtruojamas interferenciniu filtru. Intarpas – kolimuoto WLC pluošto skirstinys.

Sidabru dengtais sferiniais veidrodžiais pluoštas toliau formuojamas ir nukreipiamas į pirmąją stiprintuvo pakopą. Iki 3 mJ energijos, 1030 nm centrinio

bangos ilgio impulsai buvo naudojami dviejų TSRCPA pakopų kaupinimui, kurių pagrindą sudaro b -ašies pjūvimo 30 ir 15 mm ilgio kalio gadolinio volframoto (KGW) kristalai, atitinkamai pirmojoje ir antrojoje pakopose. Užkrato ir kaupinimo pluoštai KGW kristaluose suvedami nedideliu kampu, o naudojant optines vėlinimo linijas užtikrinama impulsų laikinė sanklota. Užlaikymas tarp impulsų parinktas atsižvelgiant į didžiausią stiprinimą esant optimalioms kaupinimo impulsų energijoms. Siekiant sužadinti skirtingas virpesines Ramano modas KGW kristale, kaupinimo ir užkrato spinduliuotės buvo orientuotos sklisti išilgai kristalo N_p optinės ašies, o jų poliarizacijos buvo valdomos pusės bangos ilgio ($\lambda/2$) fazinėmis plokštelėmis taip, kad elektrinio lauko vektoriai \mathbf{E} būtų lygiagretūs kristalo N_g arba N_m ašims (detaliau apie kristalo ašis 5.1 skyriuje). Kelių (vienu metu) virpesinių Ramano modų žadinimui spinduliuočių poliarizacijos nustatomos 28° kampu N_m ašies atžvilgiu ($\mathbf{E} \angle N_m$). Po dviejų stiprinimo pakopų Stokso impulsų fazinė moduliacija kompensuojama SF5 stiklo prizmių pora, kurių viršūnės kampas yra 59° .

5.1 Kalio gadolinio volframoto Ramano aktyvioji terpė

Kalio gadolinio volframatas – $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGW), tai viena perspektyviausių kieto kūno Ramano sklaidos aktyviųjų terpių, pasižyminti geru šiluminium laidumu ($2,5\text{--}3,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$), dideliu Ramano stiprinimo koeficientu ($3,3\text{--}4,4 \text{ cm/GW}$, ties 1064 nm bangos ilgiu nenuostoviojoje veikoje), bei yra skaidri plačioje $0,35\text{--}5,5 \mu\text{m}$ bangos ilgių srityje [194].



5.3 pav. a) Optinių ir kristalografinių ašių padėties kalio gadolinio volframoto kristale [195]. b) Spontaninės Ramano sklaidos spektrai KGW kristale $p[gg]p$ (ištininė linija) ir $p[mm]p$ (punktinė linija) žadinimo–registravimo konfigūracijose.

KGW yra optiškai anizotropinis kristalas, kurio kristalografinė b ašis su-

tampa su optine N_p ašimi, kai tuo tarpu N_m ir N_g sudaro 14° ir 20° kampus atitinkamai su a ir c ašimis (5.3 paveikslas a) dalis). Anizotropinis kalio gadolinio volframatas pasižymi dideliu trečiosios eilės netiesiniu jautriu ir turi keletą intensyvių spontaninės Ramano sklaidos virpesinių modų, kurių žadinimas priklauso nuo kaupinimo spinduliuotės krypties ir poliarizacijos orientacijos kristalo optinių ašių atžvilgiu. Intensyviausios virpesinės modos atitinka 767 cm^{-1} (N_g) ir 901 cm^{-1} (N_m) Ramano poslinkius (5.3 paveikslas b) dalis), kurių linijų plotis yra atitinkamai $7,8$ ir $5,9\text{ cm}^{-1}$ (FWHM). Dėl trumpos kelių pikosekundžių Ramano modų vibracinių lygmenų relaksacijos trukmės T_2 (nuo $1,6$ iki $5,6$ ps remiantis [195, 196] publikacijų duomenimis) KGW kristalas yra optimalus pasirinkimas vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų bangos ilgio keitimui taikant priverstinę Ramano sklaidą. Taip pat buvo įrodyta, kad būtent nenuostovaus režimo atveju, (kaupinant femtosekundiniais impulsais) KGW kristale generuojamų Stokso impulsų spektro plotis gali ir keletą kartų viršyti pradinį kaupinimo impulsų spektro plotį [146, 197].

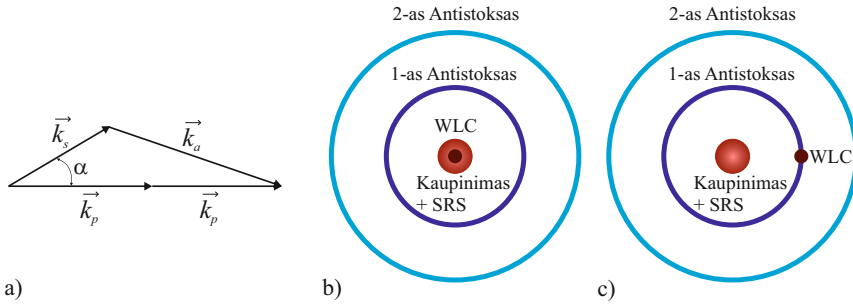
Ramano sklaidos stiprinimo metu, dėl skirtingų kaupinimo ir Stokso spinduliuočių bangos ilgių, normalios dispersijos srityje Stokso banga kristale sklinda greičiau už kaupinimo bangą. Todėl, šiuo atveju, svarbu užtikrinti, kad KGW kristalo ilgis nevirsytų grupinių greičių nederinimo (angl. *group velocity mismatch*, GVM) ilgio:

$$L_{GVM} = \frac{\tau_p}{\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}}}, \quad (5.1)$$

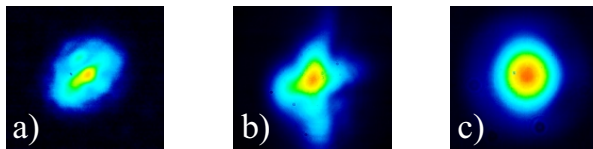
kur τ_p – kaupinimo impulso trukmė, v_{g1} ir v_{g2} atitinkamai kaupinimo ir 767 cm^{-1} arba 901 cm^{-1} dažnio poslinkių Stokso impulsų grupiniai greičiai. Apskaičiuoti 44 mm ir 38 mm grupinių greičių nederinimo ilgiai atitinkamai 767 cm^{-1} ir 901 cm^{-1} poslinkių Stokso spinduliuotėms, žadinant 1030 nm centrinio bangos ilgio, $\sim 1,2\text{ ps}$ trukmės impulsais. Taigi, parinkus KGW kristalų ilgius, trumpesnius nei apskaičiuotos L_{GVM} vertės, galima tikėtis efektyvaus Stokso bangos stiprinimo visame terpės ilgyje, neatsižvelgiant į kitus optinius procesus kaip aukštesnių eilių Stokso ar Antistokso komponentų žadinimas, impulsų saviveikos ar nuskurdinimo reiškiniai.

5.2 Priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvo konfigūracijos pasirinkimas

Šiame tyrime, pradininiame stiprintuvo optimizavimo etape išbandėme kolinearą ir nekolinearą TSRCPA konfigūracijas. Pirmu atveju, užkrato (WLC) ir kaupinimo spinduliuočių pluoštai sutapatinami erdvėje, užtikrinant jų sanklotą visame KGW kristalo ilgyje išilgai N_p optinės ašies. Atitinkamai kristalo išvade (po stiprinimo) taip pat stebima šių pluoštų sanklota (5.4 paveikslo b) dalis, raudonas ir juodas apskritimai), kurie spektriškai atskiriami panaudojus dichroinį veidrodį. Antru atveju, kai WLC ir kaupinimo spinduliuočių sąveika vyksta nekolinearai, išilgai kristalo optinės ašies sklinda tik užkrato spinduliuotė, todėl kristalo išvade pluoštai atsiskiria erdviškai (5.4 paveikslo c) dalis).



5.4 pav. a) Vektorinis keturbangio dažnių maišymo modelis Stokso (\vec{k}_s), Antistokso (\vec{k}_a) ir kaupinimo (\vec{k}_p) bangoms nekolinearios sąveikos atveju [198]. Principinė išvadinių pluoštų struktūra priverstinės Ramano sklaidos stiprintuve b) kolinearios ir c) nekolinearios spinduliuočių (kaupinimo ir WLC) sąveikos atvejais.



5.5 pav. Pirmoje TSRCPA stiprintuvo pakopoje sustiprinto Stokso impulso pluoštai a) kolinearioje, b) nekolinearioje konfigūracijose ir c) – nekolinearioje konfigūracijoje po erdvinio pluošto valymo.

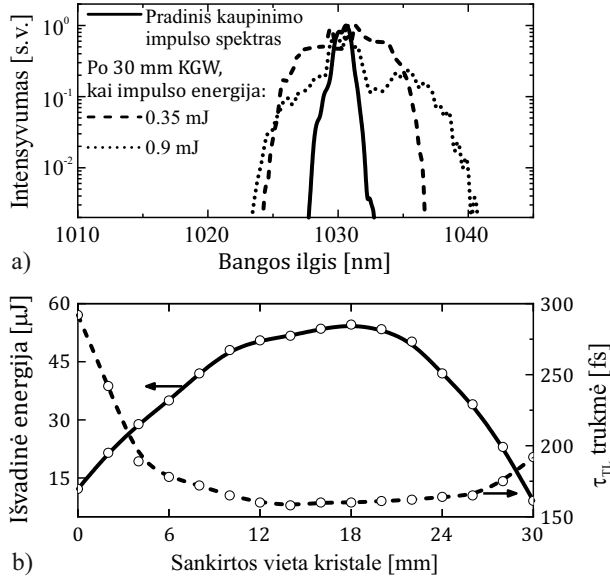
Didinant kaupinimo impulso energiją, pasiekus tam tikrą slenkstinę kaupinimo impulso energiją žadinami aukštesniu eilių Stokso komponentai, kurie

išlaiko užkrato bangos kryptingumą, tačiau net ir esant žemiau antros eilės Stokso generacijos slenksčio, abiem atvejais stebimi sustiprinto užkrato pluošto erdviniai iškraipymai (5.5 paveikslo a) ir b) dalys). Kolinearioje konfigūracijoje, pluošto išdarymus sąlygoja kaupinimo spinduliuotės žadinama pašalinė (nepageidaujama) priverstinė Ramano sklaida, kurios spektriniai komponentai sutampa su pastiprinto užkrato impulsu, todėl jų spektriškai atskirti negalime. Šiuo atveju, kadangi kaupinimui naudojame spektriškai ribotus impulsus, generuojamas parazitinis SRS impulsas nėra faziškai moduluotas [138], priešingai nei čirpuotas WLC užkrato impulsas. Taigi pašalinė spinduliuotė ne tik iškraipo sustiprintą Stokso pluoštą, bet ir gali trukdyti tolesniam impulso suspaudimui.

Tuo tarpu nekolinearios konfigūracijos atveju SRS ir kaupinimo spinduliuotės sklinda kartu ir yra erdviškai atskirtos nuo sustiprinto signalo. Tačiau sustiprintą užkrato pluoštą sudaro aiškiai apibrėžta centrinė pluošto dalis ir periferinė sritis matoma 5.5 paveikslo b dalyje. Šią dalį pagrįde sudaro anti-Stokso spinduliuotės spektriniai komponentai [197], dėl keturbangio dažnių maišymo fazinio sinchronizmo sąlygos sklindantys kūgio paviršiumi (5.4 paveikslo b) ir c) dalys) priklausomai nuo kampo tarp užkrato ir kaupinimo spinduliuočių. Tokios struktūros Stokso impulso pluoštas sėkmingai erdviškai valomas ir atkuriamas Gauso skirstinys (5.5 paveikslo c) dalis). Erdvinio valymo schemeje prarandama iki 30% sustiprinto impulso energijos, tačiau antroje stiprinimo pakopoje dėl homogeniškesnės pluoštų sanklotos ir geresnio signalo stiprinimo, šie energijos nuostoliai yra kompensuojami.

Tyrimas taip pat parodė, kad nekolinearios konfigūracijos atveju, sustiprintų Stokso impulsų spektrų plotis ir išvadinė energija priklauso nuo WLC ir kaupinimo pluoštų erdvinės sanklotos vietos išilgai KGW kristalo. Kaupinimo impulsams sklindant KGW kristalu, dėl impulsų fazės moduliavimosi reiškinio (angl. *self-phase modulation*, SPM) jų spektras yra praturtinamas naujais dažnio komponentais, o didinant įvadinę šių impulsų energiją stebimas ryškus spektrinės juostos plėtėjimas (5.6 paveikslo a) dalis). Plačiausias sustiprintų Stokso impulsų spektro plotis ir atitinkamai mažiausia spektro ribota impulso trukmė (τ_{TL}) nustatyta, kai pluoštų persiklojimas vyksta maždaug 30 mm ilgio KGW kristalo centre (5.6 paveikslo b) dalis, punktyrinė linija). Kaupinimo impulsui sklindant išilgai kristalo, įgyjamas SPM yra pakankamai didelis, kad paveiktų Stokso impulso juostos plotį. Taip pat, kai impulsai sąveikauja

kristalo viduryje, sustiprintas Stokso impulsas pasiekia didžiausią energiją (5.6 paveikslas b) dalis, ištininė linija), todėl spektro plitimą galima pradeda sąlygoti ne tik kaupinimo, bet ir pačio Stokso impulso fazės moduliavimosi reiškinys. Matavimai atlikti $E \parallel N_m$ geometrijoje, kaupiniant 0,9 mJ energijos impulsais.



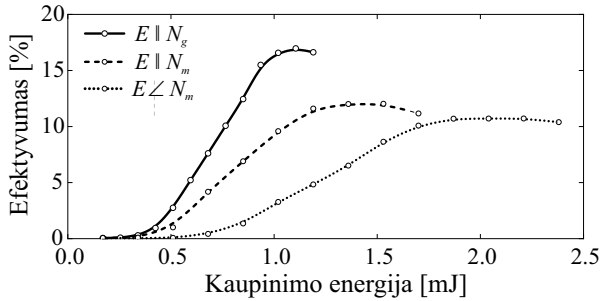
5.6 pav. a) Kaupinimo impulso spektrai: pradinio (ištininė linija) ir po sklidimo 30 mm ilgio KGW kristalu, esant skirtingoms kaupinimo impulso energijoms (punktyrinės linijos). b) Sustiprinto Stokso impulso energijos (ištininė linija) ir spektro ribotos trukmės (punktyrinė linija), priklausomybės nuo kaupinimo (0,9 mJ impulso energija) ir WLC pluoštų sankirtos vietos 30 mm KGW kristale (nuo priekinio paviršiaus) nekolinearioje TSRCPA konfigūracijoje. τ_{TL} trukmės apskaičiuotos atliekant išvadinio sustiprinto impulso spektro Furje transformaciją.

Tuo tarpu, kai kaupinimo ir užkrato pluoštai persikloja arti kristalo įvadinio paviršiaus, SPM įtaka kaupinimo impulsų spektro pločiui vis dar yra nepakankama, kad sąlygotų ženklų stiprinimo juostos praplatėjimą. Todėl, šiuo atveju, Stokso impulsų spektrinės juostos plotis yra siauresnis. Kristalo gale (20–30 mm gylyje), nors kaupinimo spektras yra maksimaliai išplitęs, efektyvų pluoštų sanklotos ilgį pradeda riboti galinis kristalo paviršius, todėl stebimas staigus sustiprinto Stokso impulso energijos sumažėjimas kas sąlygoja ir silpnesnį Stokso impulso SPM reiškinį, bei mažesnį spektro plotį. Taip pat verta paminėti, kad didinant nekolinearumo kampą, dėl kaupinimo elektrinio lauko vektoriaus nesutapimo su kristalo optine ašimi, mažėja stiprintuvo keiti-

mo efektyvumas, todėl nustatytas mažiausias eksperimentiškai įmanomas (šiuo atveju optimalus) $\sim 2^\circ$ kampams tarp kaupinimo ir užkrato spinduliuočių.

5.3 Kontinuumo impulsų stiprinimas dvipakopiame priverstinės Ramano sklaidos stiprintuve

Efektyvus WLC impulso stiprinimo pradžia (tiesinė keitimo efektyvumo kreivės dalis) pirmoje TSRPCA pakopoje buvo stebėtas esant 0,4 mJ kaupinimo impulso energijai, atitinkančiai 7,8 GW/cm² spinduliuotės smailinės galios tankį, tiek N_m , tiek N_g ašis atitinkančių Stokso modų sužadavimo atvejais (5.7 paveikslas). Mišrios SRS virpesinių modų žadinimo konfigūracijoje ($\mathbf{E} \angle N_m$), bendra kaupinimo impulso energija pasiskirsto tarp dviejų pagrindinių Stokso poslinkių, todėl efektyviam SRS stiprinimui pasiekti reikėjo beveik dvigubai didesnės 0,7 mJ (13,6 GW/cm²) kaupinimo impulso energijos.



5.7 pav. a) Pirmos TSRPCA stiprintuvo pakopos kaupinimo į signalą keitimo efektyvumo priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos $\mathbf{E} \parallel N_g$, $\mathbf{E} \parallel N_m$ ir $\mathbf{E} \angle N_m$ konfigūracijose.

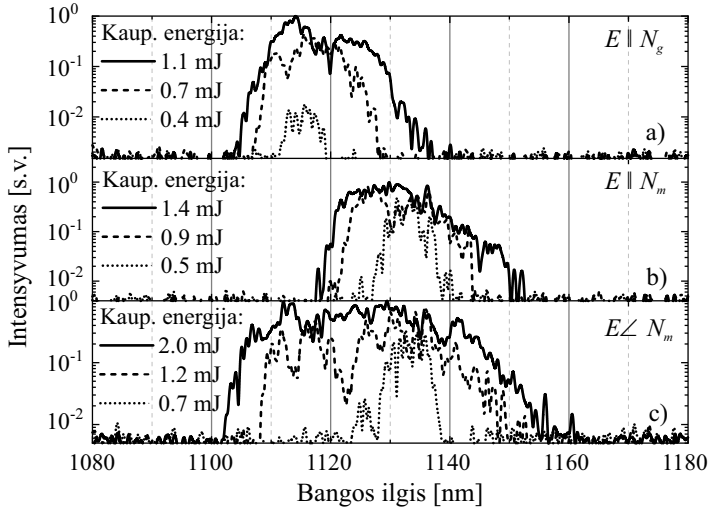
Toliau didinant kaupinimo impulso energiją, efektyvumo augimas išlaiko tiesinę priklausomybę visais atvejais. Tačiau pasiekus tam tikrą slenkstinę energiją, pasiekama kaupinimo į signalą keitimo efektyvumo sotis, kurią iš esmės lemia du procesai. Tai pirmosios eilės Stokso impulso energija tampa pakankama, kad būtų pasiektas antros eilės Stokso generacijos slenkstis. Taip pat, didinant kaupinimo impulso energiją ženkliai išauga fazinės savimoduliacijos įtaką ir jos konkurencija su priverstinės Ramano sklaidos procesu. Galiausiai, gali būti paisiekiamas kaupinimo spinduliuotės intensyvumas, pakankamas ir WLC generacijai pačiame KGW kristale.

Priklausomai nuo KGW kristalo orientacijos (ar kaupinimo konfigūraci-

jos), keitimo efektyvumo soti pasiekama esant skirtingoms kaupinimo impulso energijoms. Kaupinant optimalia 1,1 mJ (21 GW/cm²) impulso energija, didžiausias 17% keitimo efektyvumas į pirmos eilės Stokso spinduliuotę buvo stebimas žadinant N_g optinės ašies virpesinę modą, atitinkančią 767 cm⁻¹ Ramano poslinkį. Tuo tarpu $\mathbf{E} \parallel N_m$ ir $\mathbf{E} \perp N_m$ žadinimo konfigūracijoje, dėl mažesnių SRS stiprinimo koeficientų, keitimo efektyvumo sotį pasiekti reikėjo didesnių, atitinkamai 1,4 mJ ir 2 mJ kaupinimo impulsų energijų. Dėl to optimalus kaupinimo spinduliuotės intensyvumas padidėjo iki 29 GW/cm² – 39 GW/cm², o keitimo efektyvumas sumažėjo atitinkamai iki 12% ir 11%. Taip pat verta paminėti, kad optimalus užlaikymas tarp kaupinimo ir užkrato impulsų skiriasi didinant kaupinimo impulso energiją [144]. Todėl optimalus impulsų užlaikymas buvo parenkamas, esant optimaliai (efektyvumo soties) kaupinimo impulso energijai. Tiesa eksperimentiškai nepavyko nustatyti tikslios kaupinimo impulso gaubtinės vietos, kurioje vyksta efektyvus priverstinės Ramano sklaidos stiprinimas, tačiau remiantis literatūra, galima manyti, kad efektyviausia impulsų sąveika vyksta kaupinimo impulso galiniame fronte [135].

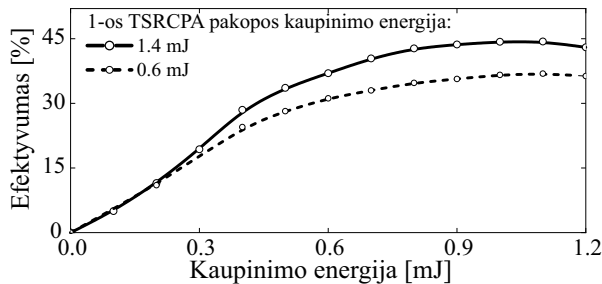
Pirmoje TSRCPA pakopoje sustiprintų impulsų spektrai su 1118 nm, 1135 nm ir 1127 nm centriniais bangos ilgiais stebimi atitinkamai $\mathbf{E} \parallel N_g$, $\mathbf{E} \parallel N_m$ ir $\mathbf{E} \perp N_m$ kaupinimo orientacijose (5.8 paveikslas). Matyti, kad spektrų plotis gerokai didesnis (nei 1,6 nm spektro pločio kaupinimo impulsai) net ties generacijos slenkščiu, kas būdinga nenuostoviam SRA režimui. Kadangi fazinės savimoduliacijos įtaka, priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, todėl akivaizdu, kad TSRCPA juostos ir išvadinių Stokso impulsų spektro plotis atitinkamai priklauso nuo kaupinimo impulso energijos. Toliau didinant kaupinimo impulso energiją, dėl SPM poveikio stebimas dar didesnis Stokso spektro gaubtinės išplitimas. Esant optimalioms kaupinimo sąlygoms, sustiprinto impulso ~16 nm (FWHM) spektrinės juostos plotis ($\mathbf{E} \parallel N_g$ ir $\mathbf{E} \parallel N_m$ konfigūracijų atveju) yra maždaug 10 kartų didesnis už pradinių kaupinimo impulsų. Atlikus išmatuotų spektrų Furje transformaciją, nustatyta ~120 fs spektro ribota impulsų trukmė. Tuo tarpu $\mathbf{E} \perp N_m$ konfigūracijoje, ties slenkstine kaupinimo impulso energija, pirmiausiai stiprinama ilgabangė spektro dalis atitinkanti 901 cm⁻¹ Stokso poslinkį (5.8 paveikslas c) dalis). Trumpabangė dalis (767 cm⁻¹ Stokso poslinkis) pradeda ryškėti tik toliau didinant kaupinimo impulso energiją. Galiausiai, pasiekus keitimo efektyvumo sotį, stebimas Ramano linijų persidengimas, o šiuo atveju ~25 nm (FWHM) sustiprintų impulsų spektro juostos plotis atitinka

80 fs spektro ribotą impulso trukmę.



5.8 pav. Išvadinių pirmos TSRCPA pakopos sustiprintų impulsų spektrų gaubtinės ir jų kitimas priklausomai nuo kaupinimo energijos esant skirtingoms kaupinimo orientacijoms: a) $\mathbf{E} \parallel N_g$, b) $\mathbf{E} \parallel N_m$ ir c) $\mathbf{E} \perp N_m$.

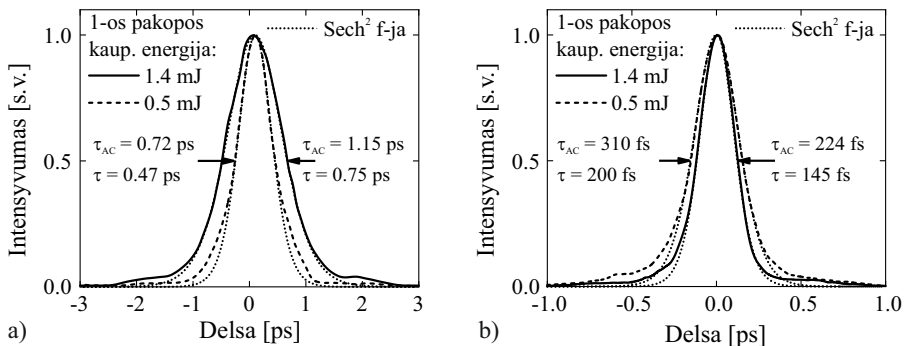
Tiesa, kaip parodė tyrimai, trumpabangė ir ilgabangė spektro dalys, atitinkančios skirtingus Stokso poslinkius, turi statmenas, spektriškai selektyvias poliarizacijas, lygiagrečias KGW kristalo N_g ir N_m optinėms ašims. Suspausti tokių platų spektrą turinčius Stokso impulsus nėra paprasta, tačiau įmanoma naudojant papildomą stiprintuvo pakopą, kurioje kristalas būtų pasuktas 90 laipsnių kampu, kad kiekviena poliarizacija apimtų papildomą spektro diapazoną. Deja, bet papildomo KGW kristalo neturėjome, todėl šios konfigūracijos tolesniuose tyrimuose nenaudojome.



5.9 pav. Antros TSRCPA stiprintuvo pakopos kaupinimo į signalą keitimo efektyvumo (neiškaičius pirmos pakopos išvadinių impulsų energijos) priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos $\mathbf{E} \parallel N_m$ konfigūracijoje, esant optimaliai ir žemesnei kaupinimo impulso energijai pirmoje stiprintuvo pakopoje.

Antroje TSRCPA pakopoje (N_m KGW kristalo orientacija) efektyvumo sritis pasiekama esant tokiam pačiam 29 GW/cm^2 kaupinimo spinduliuotės intensyvumui kaip ir pirmoje pakopoje. Atėmus įvadinio Stokso impulso energiją, nustatytas maksimalus 45% antros pakopos keitimo efektyvumas (5.9 paveikslas, ištininė linija). Esant optimaliai 1,1 mJ kaupinimo impulso energijai, Stokso impulsai sustiprinti iki $\sim 0,6 \text{ mJ}$ energijos, kas atitiko $\sim 55\%$ kaupinimo į signalą keitimo efektyvumą. Tuo tarpu, sumažinus kaupinimo impulso energiją pirmoje TSRCPA pakopoje, keitimo efektyvumas sumažėjo iki 37% (5.9 paveikslas, punktyrinė linija). Akivaizdu, kad antros TSRCPA pakopos efektyvumas ženkliai priklauso nuo įvadinių Stokso impulsų energijos iš pirmos pakopos. Šioje pakopoje ryškių Stokso impulso spektro pokyčių nepastebėta, kadangi kaupinimo impulsas (dėl didelio keitimo efektyvumo) yra pakankamai stipriai nuskurdinamas, o KGW kristalo ilgis dvigubai trumpesnis nei pirmoje pakopoje. Todėl impulsų SPM įtaka nėra tokia ryški. Maksimalų keitimo efektyvumą ir sustiprintų impulsų energiją pagrinde riboja antros eilės Stokso spinduliuotės generacija. To galima išvengti antroje stiprintuvo pakopoje naudojant dar trumpesnę KGW kristalą, tačiau galimai prarandant sustiprintų Stokso impulsų spektro juostos plotį.

Kadangi signalo impulsas sklinda YAG ir KGW kristaluose, kurie pasižymi didele antros ir trečios eilės dispersija, sustiprinti impulsai bus čirpuoti ir ilgesni nei spektriškai ribotas impulsas. Išmatavus jų autokoreliacines kreives po dviejų stiprintuvo pakopų ($\mathbf{E} \parallel N_m$ konfigūracijoje), esant optimalioms kaupinimo impulso energijoms, nustatytas (aproksimuojant Gauso funkcija) 750 fs (FWHM) sustiprinto impulso plotis (5.10 pav. a) dalis, ištininė linija).



5.10 pav. a) Sustiprintų impulsų autokoreliacinės kreivės a) po dviejų TSRCPA stiprintuvo pakopų ir b) po impulsų spaustuvo esant skirtingoms kaupinimo impulso energijoms pirmoje stiprintuvo pakopoje.

Tuo tarpu sumažinus pirmos stiprintuvo pakopos kaupinimo impulso energiją, sustiprintų impulsų trukmė atitinkamai sumažėja iki ~ 470 fs (FWHM). Tai rodo, kad SPM suteikia impulsams papildomą teigiamą čirpą. Panaši elgsena buvo stebima ir N_g konfigūracijos atveju.

Kaip ir buvo galima tikėtis, SPM įtaka signalo spektrui pirmoje stiprintuvo pakopoje tampa svarbi ir tolimesnei sustiprintų čirpuotų Stokso impulsų spūdai. Prizminiame spaustuve, maksimaliai kompensavus impulsų fazinę moduliaciją ($\sim 1,4$ m atstumas tarp prizmių viršūnių), 1135 nm centrinio bangos ilgio Stokso impulsai suspausti iki 145 fs (FWHM) trukmės, nustatytos aproksimuojant išmatuotą autokoreliacinę kreivę (*APE PulseCheck-50*) sech^2 funkcija (5.10 pav. b) dalis, ištisinė linija). Tai yra maždaug 8,3 karto mažesnė trukmė lyginant su $\sim 1,2$ ps kaupinimo impulsu. Tuo tarpu sumažinus kaupinimo impulso energiją pirmoje TSRCPA pakopoje, impulsai maksimaliai suspausti pavyko tik iki 200 fs (FWHM) trukmės (5.10 pav. b) dalis, punktyrinė linija).

5.4 Apibendrinimas

Tyrimai parodė, kad plačiajuostis čirpuotų WLC impulsų stiprinimas gali būti sėkmingai realizuotas taikant nenuostoviąją priverstinę Ramano sklaidą. Vienetinių pikosekundžių trukmės kaupinimo ir sustiprintų Stokso impulsų savaiminė fazės moduliacija, leidžia ženkliai praplėsti TSRCPA spektrinės juostos plotį, o nekolineari stiprintuvo konfigūracija nesudėtingai pašalinti nepageidaujama SRS spinduliuotę. Tyrime pademonstruotas NIR srities WLC impulsų stiprinimas skirtingose KGW kristalo orientacijose, žadinant SRS virpesines modas atitinkančias 901 cm^{-1} ir 767 cm^{-1} Stokso poslinkius. Optimaliose kaupinimo sąlygose pirmoje TSRCPA pakopoje buvo pasiektas sustiprintų impulsų ~ 16 nm (FWHM) spektro plotis, kuris maždaug 10 kartų viršija pradinių kaupinimo impulsų spektro plotį. Tuo tarpu, antroji TSRCPA pakopa užtikrino 55% kaupinimo į signalą keitimo efektyvumą su 0,6 mJ išvadinių impulsų energija be jokių reikšmingų stiprinamo spektro pokyčių. Dviejų pakopų TSRCPA stiprintuve sustiprintas Stokso impulsas yra spūdas. Panaudojus prizminį impulsų spaustuvą, pademonstruota arti spektriškai ribotos 145 fs sustiprintų, 1135 nm centrinio bangos ilgio Stokso impulsų trukmė, kuri yra daugiau nei 8 kartus trumpesnė nei kaupinimui naudoto Yb:YAG lazerio $\sim 1,2$ ps impulsų trukmė. Mūsų žiniomis, tai pirmas kartas, kai čirpuotų WLC impulsų stipri-

nimas taikant priverstinę Ramano sklaidą ir tolimesnę jų spūdą, leido ženkliai padidinti femtosekundinių Stokso impulsų smailinę galią lyginant su pradine kaupinimo spinduliuote. Tyrimai taip pat parodė, kad kartu žadinant gretimas KGW kristalo Stokso komponentes, sustiprintų impulsų spektro plotis gali būti pakankamas tolimesnei impulsų spūdai iki trukmių mažesnių nei 100 fs, tačiau vis dar reikalauja detalesnių tyrimų. Visa tai rodo, kad TSRCPA metodas turi nemažai potencialo kuriant intensyvius femtosekundinių lazerio impulsų šaltinius su dažnio keitimu, o pademonstruotas metodo efektyvumas atskleidžia ir jo privalumus, lyginant su optiniu parametriniu stiprinimu, kai bangos ilgio derinimas atliekamas kaupinimo lazerio bangos ilgio aplinkoje. Žinoma šią koncepciją galima vystyti toliau link SWIR bangos ilgių diapazono, naudojant Ramano terpes su didesniais Stokso bangos poslinkiais, kaip pavyzdžiui dirbtinis deimantas.

IŠVADOS

1. Dviejų pakopų dviejų lėkių ir 2% legiravimo laipsnio Yb:YAG strypų impulsinio kaupinimo stiprintuve, čirpuotus skaidulinio užkrato impulsus galima stiprinti iki >20 mJ energijos išlaikant išskirtinę pluošto kokybę ($M^2 < 1,1$), o išvadinius impulsus galima suspausti iki artimos spektro ribotai, 1,15 ps trukmės.
2. Pademonstruotas vienetinių pikosekundžių trukmės impulsų gaubtinės valdymo metodas, kartu užtikrinantis ir 85% bendrą keitimo efektyvumą pakopiniame antros harmonikos generatoriuje. Valdomos gaubtinės antros harmonikos Yb:YAG lazerio impulsai gali būti taikomi plačiajuosčio didelės energijos OPCPA kaupinimui.
3. Panaudojus pikosekundinio Yb:YAG lazerio spinduliuotę, 15 ar 130 mm ilgio YAG kristaluose įmanoma generuoti $\sim 0,5 - 2,4$ μm spektrinio ruožo baltos šviesos kontinuumą, kurio impulsų energijos stabilumas 1,2–1,4 kartus viršija kaupinimo šaltinio stabilumą.
4. Nustatyta, kad vienetinių pikosekundžių trukmės dvigubos viršūnės kaupinimo impulsų panaudojimas pirmose OPCPA pakopose leidžia sumažinti stiprinamos spinduliuotės spektro siaurėjimą, o Gauso impulsai užtikrina efektyvų energijos keitimą paskutinėje pakopoje. To pagrindu sukurta lazerinė sistema, generuojanti 2,1 mJ energijos impulsus, kurių spektro plotis pakankamas juos spausti iki mažesnės nei 10 fs trukmės.
5. Nenuostoviosios priverstinės Ramano sklaidos stiprintuvas KGW kristalo pagrindu, leidžia palaikyti sustiprintų WLC impulsų spektrinę juostą ~ 10 kartų platesnę, nei pradinių $\sim 1,2$ ps trukmės kaupinimo impulsų. Tuo tarpu, dvipakopė TSRCPA leidžia pasiekti 55% keitimo efektyvumą, o suspaustų išvadinių femtosekundinių Stokso impulsų smailinė galia didesnė nei kaupinimo spinduliuotės.

SUMMARY

Introduction

The development of ultrafast lasers is driven by the growing demand from a wide range of applications in biology, medicine, microelectronics, molecular and materials sciences [1–3]. With the advent of passively mode-locked Ti:sapphire (TiS) oscillators in the 1980s, they have become the dominant technology for ultrashort lasers, now delivering laser pulses as short as a few femtoseconds at a center wavelength of 800 nm [4, 5]. As the intensity of the laser sources increased, further amplification of the pulses was limited by optical damage and nonlinear effects in the laser medium. The chirped pulse amplification (CPA) proposed by G. Mourou [6] opened a new stage in the development of high-energy ultrashort lasers. CPA technologies have sparked new areas of research, such as acceleration of elementary particles in the field of intense laser radiation [7], generation of high-order harmonics and isolated attosecond pulses [8, 9] or high-intensity THz radiation [10]. Despite improvements in TiS CPA laser systems that allowed TW or even PW peak power pulses [11–14], gain narrowing limits the pulse width to >20 fs. One way to reach a few-cycle TW output is post-compression to 4 fs using self-phase modulation (SPM) in hollow-core fibers, but in this case the pulse energy is limited to a few mJ due to optical fiber damage at high energy densities [16, 17].

Optical parametric amplification (OPA) has attracted great interest as an alternative for generating few-cycle pulses [18]. In this case, unlike conventional solid-state amplifiers, gain is not related with "real" transitions in the laser medium, so the influence of thermo-optical phenomena is much lower. This allows a good beam quality with a gain of up to 10^{10} in a nonlinear crystal [19]. An important advantage of OPA is the ability to amplify extremely wide spectrum pulses in non-collinear (NOPA) geometry, up to one octave in the visible spectrum, which exceeds the bandwidth of any known solid-state amplifier. This method has demonstrated a record sub-4 fs amplified pulse width [20, 21]. Taking advantage of the OPA/NOPA and CPA methods, Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA) was introduced in 1992 [22], which is widely used to generate TW-level, tens of millijoules, few-cycle pulses [23–26]. OPCPA-based systems are now available even at the sub-PW level, albeit with

a pulse with of 30–45 fs [27, 28]. A long-term goal was set – to develop complex laser systems [29–31] to achieve 10 PW at a pulse width of 30 fs or even <20 fs. Thus, high-energy few-cycle OPCPA systems have significant advantages and are not inferior in terms of output parameters to conventional TiS amplifiers.

Femtosecond oscillator based on TiS [32] or white light continuum (WLC) generated by femtosecond pulses from regenerative (TiS, Yb:KGW) amplifiers [33, 34], is most often used as a broadband seed source for high peak power OPCPA systems. In such cases, due to the low pulse energy of the seed source \sim nJ, additional amplification is required in a femtosecond parametric amplifier. The final amplification is usually carried out in OPCPA stages, pumped by Nd³⁺ ions doped solid-state lasers [34]. The standard implementation of such systems requires not only complex optical or electronic synchronization between femtosecond and picosecond lasers [35], but also requires signal stretching up to tens of picoseconds. Pump lasers are one of the key blocks for the reliability and performance of the OPCPA system.

The development of diode-pumped Yb-doped CPA has opened up new possibilities for generating high-energy picosecond or sub-ps pulses. The use of a pulse width of 1–2 ps in OPCPA systems has several advantages: simplified signal stretching and compression, the use of the same laser for generating WLC seed pulses and for pumping the OPA, which ensures synchronization between the seed and pump pulses [36], improved temporal contrast of amplified pulses [37], the use of shorter (\sim 1 mm) OPA crystals, and a wider parametric bandwidth [38]. However, so far only a couple of TW-class few-cycle OPCPA systems have been demonstrated, pumped by pulses of several picoseconds [39, 40] from complex and expensive thin-disk lasers. Recent endeavors have focused on the development of compact, simple and affordable high peak power lasers with a view to expanding their use.

The current investigation focuses on the development and optimization of high peak power laser. The advantages of fiber, solid-state lasers and OPCPA have made it possible to create a fairly compact, stable and simple high-energy femtosecond laser system. The developed two-stage Yb:YAG CPA with cascade SHG and WLC has greatly simplified the high-energy few-cycle OPCPA. The thesis also presents a new method of transient stimulated Raman chirped pulse amplification (TSRCPA) for efficient generation of high-energy femtosecond pulses.

The goal and main tasks of the thesis

The goal of this thesis is to investigate solid-state, parametric, and stimulated Raman scattering amplifiers of chirped pulses and, on their basis, to develop a compact high peak power modular laser system capable of generating picosecond and femtosecond pulses in the VIS-NIR wavelength range. To achieve this goal, specific tasks were set:

1. To develop a compact high-energy source of single-picosecond pump pulses for OPCPA, consisting of a fiber seed source, a two-stage CPA based on Yb:YAG rods and a grating pulse compressor.
2. Investigate the excitation of WLC in solid-state media using a picosecond Yb:YAG laser. Determine the optimal conditions for a broadband WLC to achieve short- and long-term stability in energy, spectral envelope and spatial profile.
3. Investigate the control of the temporal shape of single-picoseconds pump pulses in a cascade second harmonic converter with the limiting conversion efficiency.
4. Investigate the effect of the temporal shape of single-picosecond pump pulses on OPCPA energy conversion efficiency and amplified pulse bandwidth using a WLC seed, and demonstrate the generation of few-cycle pulses with energies of several millijoules.
5. Investigate the amplification of WLC pulses in a stimulated Raman amplifier to achieve the highest energy conversion efficiency and the shortest transform-limited amplified Stokes pulses.

Scientific novelty

1. A method for generating ~ 1 ps high-energy (>20 mJ) pulses with excellent beam quality ($M^2 < 1.1$) has been implemented using a fiber seed source, a pulse picker, a fiber pump beam combiner, a two-stage double-pass Yb:YAG rod amplifier and high-efficiency grating pulse compressor.
2. A highly stable WLC, excited in a YAG crystal by single-picosecond pulses and covering the wavelength range of $0.5\text{--}2.4$ μm , is demonstrated.

3. A method was studied for controlling the temporal shape of single-picosecond pump pulses, which also ensures an overall conversion efficiency of 85% in a cascade second harmonic converter.
4. It is shown that the use of single-picosecond pump pulses of a controlled temporal shape provides an expansion of the OPCPA bandwidth and this has led to the development of a fairly compact few-cycle sub-TW laser.
5. Stimulated Raman amplification of wideband WLC pulses provides femtosecond Stokes pulses with a peak power exceeding the incident pump.

Practical value

A compact high peak power modular laser system was developed, capable of generating ultrashort pulses in a wide VIS-NIR wavelength range. This system is composed of five modules: a hybrid fiber-solid state Yb:YAG pump laser, cascade SHG and WLC, multi-stage OPCPA and TSRCPA. A simple cost-effective Yb:YAG laser delivers ~ 1 ps high-energy pulses with exceptional beam quality. In 2018, these techniques were implemented in laser production at Ekspla Ltd. In addition, it has been demonstrated that the use of a picosecond laser for both pumping and excitation a WLC can simplify the OPCPA architecture. This solution may open up new opportunities for the application of compact few-cycle high-energy laser systems. The use of WLC pulses eliminates the difference frequency generation, simplifying the design of the parametric amplifier in the SWIR spectral range. The presented results are used in the future to develop a hybrid laser system based on OPCPA and TSRCPA for generating < 50 fs SWIR pulses.

Statements to defend

1. The hybrid fiber-solid state laser layout ensures over 3500-fold amplification of chirped seed pulses up to tens of mJ in a two-stage, double-pass pulse-pumped amplifier based on Yb:YAG rods with a low doping level, while maintaining the amplified beam quality ($M^2 < 1.1$) and spectral bandwidth sufficient to obtain ~ 1 ps pulses after compression.
2. The WLC with an extremely wide VIS-SWIR spectral range, exceptional stability of energy, spectral envelope and spatial profile can be excited

in a YAG crystal by single-picosecond Yb:YAG laser pulses. Depending on the length of the YAG crystal, under optimal excitation conditions, the highest intensity of the long wavelength ($>1.1\ \mu\text{m}$) WLC spectrum envelope is distributed in regions of normal or anomalous group velocity dispersion.

3. The use of a single-picosecond laser for both OPCPA pumping and WLC seed excitation eliminates pulse synchronization and provides amplification up to several mJ in a simple scheme. The use of double-peak pump pulses maintains a wide spectral bandwidth of the amplified pulses in the first high-gain OPCPA stages, while Gaussian pump pulses provide efficient energy extraction in the last stage, supporting the spectral bandwidth sufficient for compression to several optical cycles.
4. The transient amplification of chirped WLC pulses in a stimulated Raman amplifier provides a spectral bandwidth of Stokes pulses up to 10 times wider than the pump radiation. Then the two-stage TSRCPA provides a conversion efficiency $>50\%$, while the compression of the amplified Stokes pulses allows the peak pump power to be exceeded.

Scientific papers and author's contribution

Publications related to the topic of the thesis:

- S1. **P. Mackonis** and A. M. Rodin, Laser with 1.2 ps, 20 mJ pulses at 100 Hz based on CPA with a low doping level Yb:YAG rods for seeding and pumping of OPCPA, *Optics Express* **28** (2), 1261-1268 (2020).
- S2. **P. Mackonis** and A. M. Rodin, OPCPA investigation with control over the temporal shape of 1.2 ps pump pulses, *Optics Express* **28** (8), 12020-12027 (2020).
- S3. **P. Mackonis**, A. Petruenas, A. M. Rodin, V. Girdauskas and A. Michailovas, Two-stage transient stimulated Raman chirped-pulse amplification in $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ with compression to 145 fs, *Optics Letters* **45** (24), 6627-6630 (2020).
- S4. **P. Mackonis**, A. Petruenas, A. M. Rodin and V. Girdauskas, VIS-to-NIR multiple output sub-TW class modular laser based on OPCPA and TSRCPA, *Proc. of SPIE* **11664**, 116640N (2021).
- S5. A. M. Rodin, **P. Mackonis** and A. Petruenas, Ultrafast NIR – SWIR lasers with transient stimulated Raman chirped pulse amplification for advanced LIDARS, *Proc. of SPIE* **11525**, 15251W (2020).

The author carried out all the investigations presented, the development of laser systems, the analysis of the data obtained, participated in the formulation of hypotheses and conclusions, as well as the preparation of scientific publications and reports. The author prepared manuscripts for S1-S4, and the results were presented at 27 conferences, of which 16 were reported in person. All research was carried out in the Solid State Laser laboratory of the Center for Physical Sciences and Technology.

Co-author's contribution

Dr. A. M. Rodin led the entire study, put forward ideas, formulated specific tasks, participated in the interpretation of the results, made a significant contribution to papers S1-S4 and, together with A. Petruenas prepared S5. **A. Petruėnas** made a great contribution to the development of the pump laser, OPCPA and TSRCPA, shared ideas and participated in the implementation of experimental schemes, participated in the preparation of publication S3. **V. Girdauskas** participated in OPCPA, TSRCPA studies and contributed to paper S3. **Dr. A. Michailovas** participated in some of the discussions and contributed to paper S3.

Outline of the thesis

Chapter 1. Literature overview

The first section analyzes OPCPA systems based on NOPA that provide sufficient gain bandwidth to deliver few-cycle pulses with a TW level of peak power [23–26]. Recent advances in the reliability and availability of high-energy diode-pumped solid-state lasers (DPSSL) have raised the average power of a few-cycle TW-level OPCPA systems to tens of watts [34, 39]. Meanwhile, the use of short pulses (from a few ps to sub-ps) for pumping OPCPA reveals a number of advantages in terms of a wider gain bandwidth [59], improved temporal contrast [37], and simplified stretchers and compressors [39]. Moreover, recent developments have shown the possibility of using the same single-picosecond pump laser for WLC generation as a seed for OPCPA, which greatly simplifies the laser configuration, eliminating the need for synchronization between

the seed and pump laser [36, 69]. However, despite vigorous research, OPCPA systems with a single-picosecond laser used for both pumping and WLC excitation, providing few-cycle output pulses, amplified to at least mJ levels have not yet been demonstrated.

The second section describes the advantages, drawbacks, and potential limitations of Yb-doped DPSSL with fiber, thin-discs, slab, single-crystal fiber (SCF), and rod configurations for high-energy, sub-ps and picosecond pulse generation. Fiber amplifiers [95, 96] are unrivaled in terms of stability, reliability and beam quality, but cannot achieve high peak power due to nonlinear effects. An alternative approach could be single crystal fiber (SCF), but the output pulse energy in a SCF with an aperture of about 1 mm is limited to a few mJ [119, 120] due to AR-coatings damage. Recent advances in thin-disk, slab or rod Yb:YAG lasers have begun to meet the criteria for OPCPA pump sources and promise to change the current state of high-energy, few-cycle systems. Despite the impressive pulse energy from tens to hundreds of mJ [104, 106] and average power up to kW level [165], thin disk or slab lasers have a number of significant drawbacks. Implementation complexity, high manufacturing costs and alignment difficulties hinder the wider use of such schemes. Rod amplifiers operating at room temperature and delivering pulses of up to hundreds of mJ [109, 110] are much simpler than thin-disk or slab amplifiers, but have a lower pulse repetition rate due to poor heat dissipation. Active research is still underway to develop a CPA based on Yb:YAG rods for lasers generating ps and sub-ps pulses with energies of tens of mJ at a moderate repetition rate.

The third section outlines the principles of excitation a stable WLC with the single-picosecond pulses, essential to seed OPCPA, and summarizes ongoing research in this area. With picosecond pump pulses at a wavelength of $\sim 1 \mu\text{m}$ in a 1.5 cm YAG crystal, the WLC energy fluctuations were almost twice as high as the pump fluctuations [124]. It was recently found that, for 3 ps exciting pulses in a 13 cm-long YAG crystal, the WLC energy stability in the spectral range of 500–950 nm [36] is twice as good as pumping. Active research continues on VIS-SWIR WLC excitation in solid-state media using single-picosecond pulses to determine optimal conditions for short and long-term stability of energy, spectral envelope and spatial profile.

The last section is devoted to the challenges and prospects of using stimulated Raman scattering to provide high-energy femtosecond pulses. Despite

active research in ps [140, 142] and fs [145, 146] pump pulse time domains, the energy losses inevitable for SRS-conversion have not yet been compensated for by significant compression, if only to maintain the initial peak pump power and even more to surpass it.

Chapter 2. Hybrid high peak power pump laser

Material related to this chapter was published in S1 and S2

The second chapter presents the results of Yb:YAG CPA investigations, which led to the development of a hybrid fiber-solid state pump laser for OPCPA, delivering high-energy ~ 1 ps pulses with high output beam quality. The pulse shape control in a high-efficiency cascade second harmonic converter has also been described. The laser is assembled on 1×1.5 m² optical board and consists of five main modules: a fiber seed source with a pulse picker, a two-stage double-pass CPA, a grating pulse compressor and a cascade second harmonic converter (Fig. S.1.).

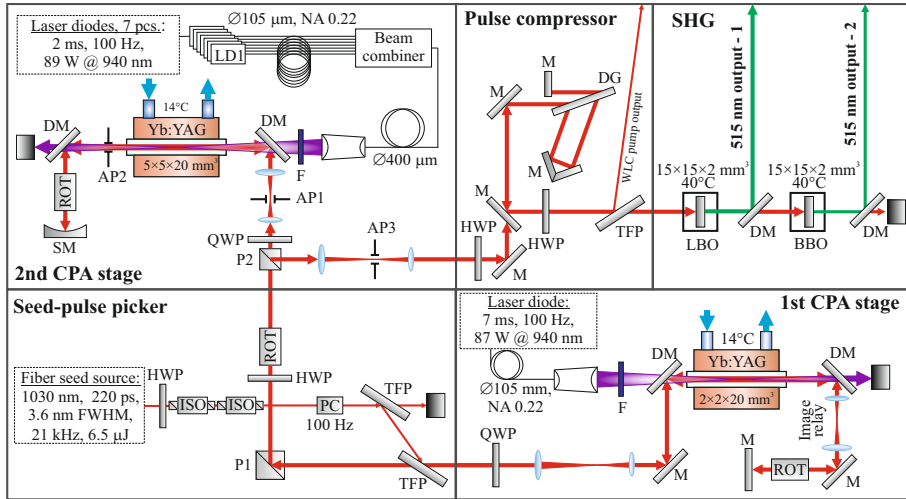


Fig. S.1 Layout of OPCPA pump laser: ROT – Faraday rotators, ISO – Faraday isolators, PC – Pockels cell, P1 and P2 – polarization cubes, TFP – thin film polarizers, HWP and QWP – half-wave and quarter-wave retardation plates, DM – dichroic mirrors, M – high reflectivity mirror, SM – spherical mirror, F – interference filter, AP – aperture, DG – diffraction grating.

Temporally stretched to 0.22 ns (FWHM) pulses of 3.6 nm (FWHM) spectrum width at a center wavelength of 1030 nm with an energy of 6.5 μJ were

selected using a Pockels cell from the passively mode-locked fiber seed laser operating at 21 kHz. Faraday isolators (ISO) were used to protect the seed source from backward radiation. A collimated Gaussian beam 0.6 mm in diameter ($1/e^2$) was directed into the first CPA stage based on $2 \times 2 \times 20 \text{ mm}^3$ Yb:YAG rod with a 2% doping level. The fiber-coupled laser diode delivers $\sim 7.3 \text{ ms}$ (FWHM) pump pulses at 940 nm with an average power of 87 W at a repetition rate of 100 Hz . The laser diode beam was imaged by a collimator to a diameter of 0.56 mm in Yb:YAG. The induced thermal lens was compensated by adjusting the distance between the lenses in the relay telescope. A Faraday rotator (ROT) combined with a quarter-wave plate (QWP) was used to suppress induced depolarization. The energy density on the surface of the optical elements was maintained below 1.6 J/cm^2 . In the first stage of the Yb:YAG CPA, a double-pass small signal gain of 28 dB was achieved (Fig. S.2 a). Amplified pulses with an output energy of 2.35 mJ (Fig. S.2 a) at a repetition rate of 100 Hz , a pulse width of $\sim 110 \text{ ps}$ (FWHM) and a spectral width of 1.7 nm (FWHM) were directed to the second CPA stage.

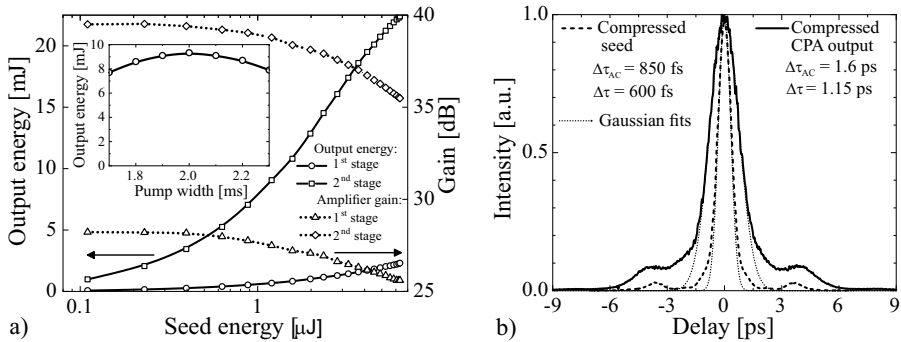


Fig. S.2 a) The output energy (solid) and gain (dotted) versus seed energy after the first and second CPA stages. Inset – the output energy after the first pass of the second CPA stage versus the pump pulse width. b) Autocorrelation trace of compressed seed (dashed) and compressed CPA output (solid) pulses with Gaussian fits (dotted).

Separation of the CPA stages was performed with a Faraday isolator (HWP, ROT, P2) suppressing ASE and residual depolarized radiation. The input beam expanded to $\sim 1.45 \text{ mm}$ ($1/e^2$) for a second CPA stage based on a Yb:YAG rod with the same 2% doping level, but a larger cross section of $5 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$. This rod was pumped by the combined output of seven fiber-coupled laser diodes providing $\sim 2 \text{ ms}$ pulses (FWHM) at 940 nm with a total average power of 89 W

at a repetition rate of 100 Hz. The output beam of the beam combiner was imaged by a collimator up to 1.4 mm in diameter in a laser rod. The energy density on the surface of the optical elements was maintained below 2 J/cm^2 . The optimal pump pulse with (Fig. S.2 a, inset) at the second CPA stage was found experimentally as a compromise between population inversion and gain deterioration due to heating. The induced thermal lens was compensated by adjusting the distance between the concave spherical mirror (SM) and the laser rod, although relay imaging could also be implemented here. Spatial filtering with AP2 and AP3 apertures suppressed spherical aberrations with negligible energy loss. An overall small signal gain of 40 dB was achieved after two CPA stages. The seed chirped pulses were amplified more than 3500 times with an output pulse energy of 23 mJ (Fig. S.2 a). Limiting the average pump power in the pulsed regime, coupled with depolarization compensation, resulted in negligible losses at maximum output energy in the second CPA stage. The stability of the output energy StDev 0.75% was observed during 30 min of laser operation without a protective casing in air flows typical for a clean room environment.

Amplified pulses with a duration of ~ 90 ps, excellent beam quality $M^2 \sim 1.02$, and a spectral width of 1.6 nm were compressed in a folded 4-pass compressor based on a transmission grating of 1842 grooves/mm with an overall efficiency of more than 90%. After fine-tuning the dispersion in the compressor to match the CFBG stretcher in the seed source, the pulses were compressed to 1.15 ps (Fig. S.2 b, solid line), close to the calculated transform-limited value of 1.04 ps. At the maximum output pulse energy, the total B-integral accumulated by the amplified pulses reached 1.8. Estimates have shown that the main sources of the nonlinear phase are the Yb:YAG rod and the Faraday rotator in the second CPA stage. The wings on the sides of the autocorrelation trace and the mismatch between the measured and transform-limited pulses can be attributed to the accumulated nonlinear phase in the fiber laser and an uncompensated higher order dispersion. The pedestal is also visible on the autocorrelation trace of the compressed seed (Fig. S.2 b, dashed line). The beam quality after the compressor almost unchanged ($M^2 = 1.05$), and the energy was ~ 20 mJ. A small part of the compressed pulse (< 0.1 mJ) was deflected to excite WLC in the YAG crystal for OPCPA seed. The remaining energy was used for frequency doubling in two successive cascades based on $15 \times 15 \times 2 \text{ mm}^3$

LBO and BBO crystals. The first SHG cascade ensured the frequency converted pulses with a Gaussian temporal profile of ~ 1.2 ps (FWHM) with an efficiency of 62% (Fig. S.3 a, circles). The heavily depleted fundamental pulses were reused in the second SHG cascade, providing a two-peak temporal profile (Fig. S.3 b, solid line) with a pulse width of ~ 2 ps at a conversion efficiency of 70% (Fig. 3 a, triangles). As a result, a record overall conversion efficiency of 85% was achieved in two output beams: 12 mJ (Gaussian) and 5 mJ (two-peak) for OCPA pumping.

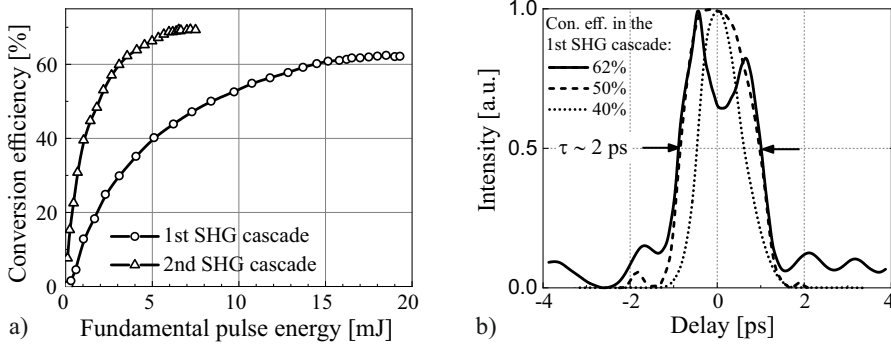


Fig. S.3 a) SHG conversion efficiency in the 1st (circles) and 2nd (triangles) SHG cascades. b) The temporal profiles of the SH pulse after the 2nd cascade with the conversion efficiency in the 1st cascade of 62% (solid), 50% (dashed) and 40% (dotted).

Investigations have also shown that the temporal shape of the second harmonic pulse strongly depends on the conversion efficiency in the first SHG cascade. Less depletion of the fundamental pulse leads to pulses at the second harmonic wavelength with a flat-top or near-Gaussian profile (Fig. S.3 b, dashed and dotted lines), but with lower output energy due to a decrease in conversion efficiency in the first SHG cascade. However, in order to reduce the effect of Kerr self-focusing during propagation in air, the energy at 515 nm had to be reduced to 10 mJ and 4.2 mJ, respectively. For the same purpose, the SHG cascades were placed close to the OCPA stages, and the beamforming telescopes were slightly out of tune. The use of vacuum cells would make it possible to use all the energy of the pump source. In addition, there remain opportunities for scaling the output energy up to several tens of mJ, for example, by combining a larger number of pump laser diodes in the second CPA stage or using more powerful ones, as well as increasing the pulse repetition rate to 200–300 Hz with a decrease in the pump pulse duration at the first stage. This demonstrates progress in achieving high output energies of single-picosecond

pulses with excellent beam quality delivered by a robust and reasonably compact CPA based on widely available Yb:YAG rods.

Chapter 3. Formation of a broadband seed in a WLC generator

The third chapter describes experiments on the generation of a single-filament WLC in YAG crystals using picosecond Yb:YAG laser pulses. Subsequently, these broadband seed pulses were amplified in a parametric amplifier for the visible-NIR range at $<1\ \mu\text{m}$ and in a stimulated Raman amplifier for the NIR range at $>1\ \mu\text{m}$. As a result, the optimal focusing conditions, input pulse energies and crystal lengths were determined for exciting a stable WLC in these two spectral ranges. Of particular interest were the focusing conditions when the WLC energy stability would be least susceptible to fluctuations in the exciting pulse energy, i.e., finding the widest “stability valleys”. Studies have shown that an extremely wide WLC bandwidth of $\sim 0.48\text{--}2.4\ \mu\text{m}$ can be excited in 15 and 130 mm YAG crystals by $\sim 1.2\ \text{ps}$ laser pulses at a wavelength of 1030 nm. Under optimal conditions (Tab. S.1), the WLC energy stability is 1.2–1.4 times for the short-wavelength and ~ 1.2 times for the long-wavelength one exceeds the pump source stability.

Table S.1 Optimal focusing conditions for stable WLC generation in the visible and IR spectral range: f – the focal length of the lens focusing the pump radiation, d – waist diameter of the pump beam (measured in air at $1/e^2$ level), NA – numerical aperture ($d/2f$), E_{th} and E_{P} – the threshold and optimal pump pulse energies, L – the distance from the front surface of the YAG crystal to the pump beam waist.

Continuum generation in the visible spectral range						
YAG length [mm]	f [mm]	d [μm]	NA	E_{th}	E_{P} [μJ]	L [mm]
15	150	70	0,01	8	11	2
130	300	150	0,005	4	6,5	40

Continuum generation in the IR spectral range						
YAG length [mm]	f [mm]	d [μm]	NA	E_{th}	E_{P} [μJ]	L [mm]
15	200	100	0,0075	8	11	2
130	250	130	0,006	4	6,5	40

The spatial profile of the emerging WLC from both YAG crystals was close to Gaussian (insets to Fig. S.4). These conditions also ensured daily repeatabili-

ty of the WLC parameters even with small changes in the pulse width or energy of the excitation pulse. Long-term observations did not reveal any optical damage to the YAG crystal, and the spectral envelope and spatial distribution of the WLC remained unchanged.

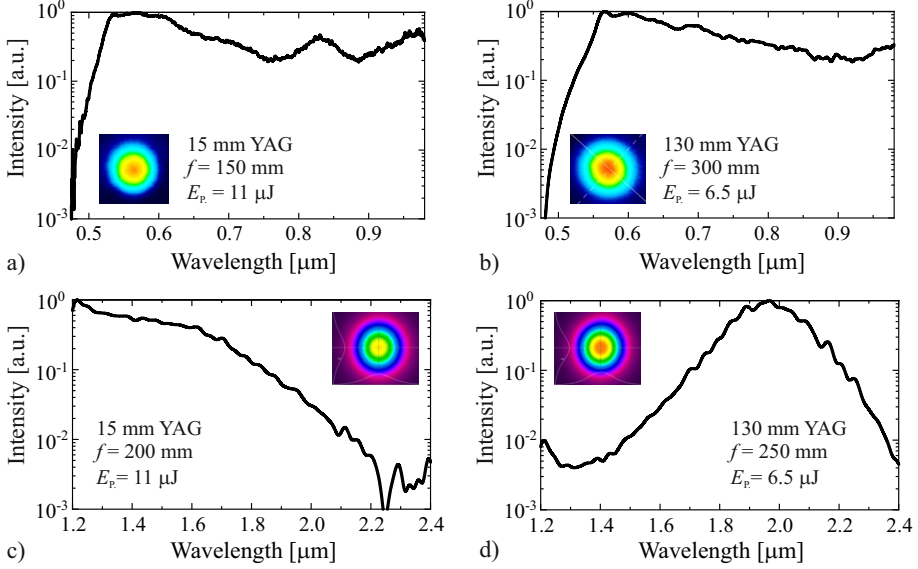


Fig. S.4 Spectra of short- and long-wavelength WLC wings under optimal excitation conditions in YAG crystals a-b) 15 mm long and c-d) 130 mm long . The insets show the corresponding beam profiles.

While the short-wavelength WLC was very similar in both crystals, the IR-wing was highly dependent on their length. Since the leading sub-pulse is responsible for the long-wavelength WLC spectrum, there are differences in nonlinear propagation and its temporal transformation in the wavelength range of anomalous group velocity dispersion. The intensity of the long-wavelength WLC in the short crystal fell steadily from the excitation wavelength to $\sim 1\%$ at 2.1 μm (Fig. S.4c). In contrast, the WLC spectrum from a long YAG at an intensity level $>10^{-2}$ extends to 1.5–2.4 μm (Fig. S.4d). Subsequently, visible and NIR WLCs were used to seed OPCPA and TSRCPA, respectively. Based on the broadband WLC excitation analysis, it was decided to use a short YAG crystal due to the lower material dispersion in the visible spectral range, as well as the higher intensity near 1.2 μm .

Chapter 4. Noncollinear parametric amplification of continuum pulses by single-picosecond pump pulses

Material related to this chapter was published in S2

This chapter describes experimental results on parametric amplification of a WLC seed using temporally shaped single-picosecond pulses from a Yb:YAG pumping source and compression of the amplified pulses. The sub-TW class OPCPA (Fig. S.5) was assembled on a $1 \times 3 \text{ m}^2$ breadboard. The WLC pulses were amplified in three sequential OPCPA stages: OPA 1, OPA 2 and OPA 3 based on 2 mm long BBO crystals (Type I, non-collinearity angle $\alpha \sim 2.6^\circ$ and phase-matching angle $\theta \sim 24.6^\circ$). The OPA 1 and OPA 2 stages were phase-matched in a Poynting vector walk-off compensation providing better OPCPA efficiency for small beams, while the OPA 3 used a tangential phase-matching configuration that is less prone to parasitic second harmonics generation from the signal and idler.

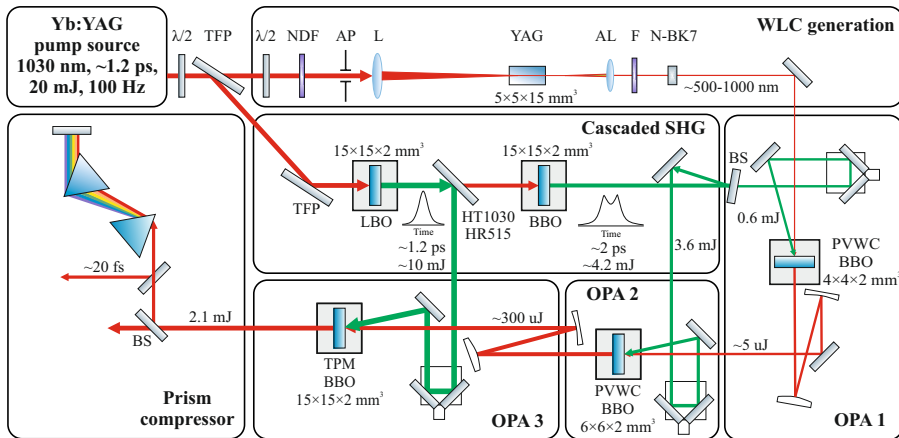


Fig. S.5 Layout of three-stage OPCPA: $\lambda/2$ – half-wave retardation plate, TFP – thin film polarizer, NDF – neutral density filter, AP – aperture, L – lens, AL – achromatic lens, F – spectral filter, N-BK7 – BK7 glass, BS – beam splitters, HT1030/HR515 – dichroic mirrors, PVWC and TPM – poynting vector walk-off compensating and tangential phase matching configurations, respectively.

To minimize parametric superfluorescence, OPA 1 operated at a limited pump intensity of $\sim 45 \text{ GW/cm}^2$, which is approximately 1.5 times below the saturation level. The pump intensity for OPA 2 has already been increased to a saturation level of $\sim 65 \text{ GW/cm}^2$. Fused silica prisms with an apex angle of

68.7°, spaced 1.55 m apart, were used to demonstrate the capabilities of amplified pulse compression. To compare the spectral narrowing of OPCPA with different temporal shape of pump pulse, the output energy from the Yb:YAG pumping source was reduced to ensure 40% and 50% conversion efficiencies in the first SHG cascade. The spectra obtained by pumping the first two OPCPA stages with Gaussian (dotted line), flat-top (dashed line) and dual-peak (solid line) pulses are shown in Fig.S.6. By controlling the temporal shape of the single-picosecond pump pulses in the first two high-gain stages, a much wider amplified pulse bandwidth could be maintained. When pumped with Gaussian and flat-top pulses, the spectral bandwidth of the amplified pulses is narrowed due to the gain degradation at the pulse wings, resulting in a calculated transform-limited pulse width of 11 fs and 9.7 fs, respectively. As expected, the best bandwidth was achieved with dual-peak pump pulses due to the higher gain for spectral components at the leading and trailing edges of the seed.

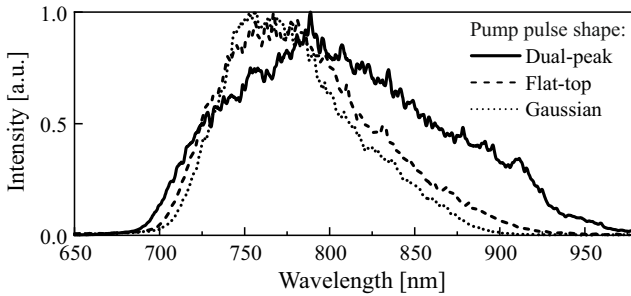


Fig. S.6 Spectra of amplified pulses after two OPCPA stages with dual-peak (solid), flat-top (dashed) and Gaussian (dotted) pump pulses.

The ratio between the seed and pump pulse width was estimated by stretching the signal as it passed through the N-BK7 glass plates to the OPCPA stages. Direct measurement of the WLC pulse width has been difficult due to the low energy. Thus, the optimal glass plate thickness of 20 mm was experimentally found by optimizing the efficiency-bandwidth product $\eta\Delta\nu$ (η/τ_{TL}) after the OPA 1, pumped with Gaussian pulses. Further stretching of the signal was limited due by the use of ~ 1.2 ps pump pulses in the OPA 3. This, in turn, leads to a decrease in the pump-to-signal conversion efficiency when using a flat-top and especially dual-peak pump pulses. However, in order to improve the OPA 2 conversion efficiency, it is desirable to stretch the signal to match ~ 2 ps dual-peak pump pulses. The OPA 2 performance at various shapes of pump pulse is summarized in Table S.2.

Table S.2 The OPA 2 performance at various shapes of pump pulse: τ_p and E_p – pulse width (FWHM) and energy of the pump pulse, respectively, E_s – energy of amplified pulse, η – pump-to-signal conversion efficiency, τ_{TL} – transform-limited pulse width (FWHM), estimated from the amplified signal spectrum.

Pump pulse shape	τ_p [ps]	E_p [mJ]	E_s [mJ]	η [%]	τ_{TL} [fs]
Gaussian	1.2	1.7	0.26	15	11
Flat-top	1.8	2.5	0.32	13	9.7
Two-peak	2	3.6	0.3	8.2	8.1

The OPA 3 was pumped using Gaussian pulses with an energy of 10 mJ from the first SHG cascade. Due to the high energy of the input signal and a significantly lower gain compared to the previous stage, a pump intensity of ~ 50 GW/cm² was sufficient to reach saturation. Then the pump-to-signal conversion efficiency increased to $\sim 20\%$, the pulse energy reached ~ 2.1 mJ with a spectrum (Fig. S.7a) corresponding to a transform-limited pulse width of 8.6 fs (Fig. S.7a – inset). Thus, a two-cascade SHG layout is suitable for pumping a multistage OPCPA, since control of the temporal shape of pump pulses in the first high-gain stages allows maintaining a wide spectral bandwidth, and Gaussian pump pulses in the third low-gain stage ensure efficient energy extraction. The energy of amplified pulses achieved after three OPCPA stages using dual-peak pump pulses is obviously higher than using Gaussian or flat-top pulses due to the large losses of the fundamental radiation in the SHG converter for the last two cases, since the overall available pump energy decreases from 14.2 mJ to 7.6 and 4.1 mJ, respectively.

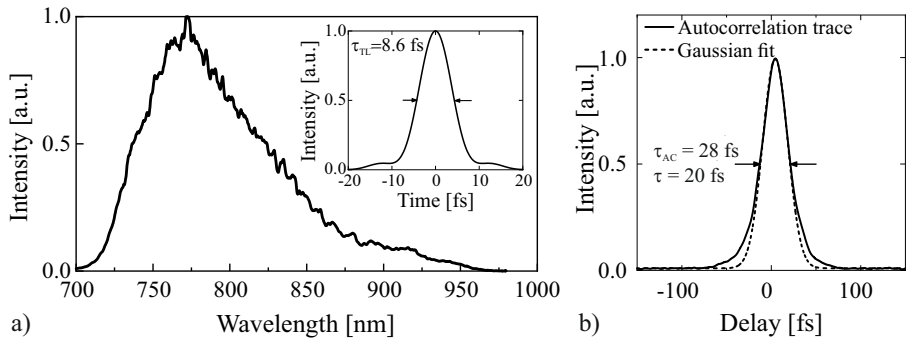


Fig. S.7 a) The spectrum of amplified pulses after three OPCPA stages, inset – its Furje transform of $\tau_{TL} = 8.6$ fs. b) Autocorrelation trace of compressed pulses (solid) with a Gaussian fit (dashed).

The experimentally achieved compressed pulse width $\tau = 20$ fs assuming a Gaussian profile (Fig. S.7b) was limited by higher order residual dispersion, mainly due to the WLC dispersion in the YAG crystal. Ultimately this can be compensated for by active spectral phase control using a spatial light modulator or an acousto-optic programmable dispersive filter (AOPDF). The average beam quality of the amplified pulses was $M^2 \sim 1.2$ at a central wavelength of 790 nm.

This research led to the development of a laser system (Fig. S.8) with an output pulse energy of 2.1 mJ and a spectral bandwidth sufficient for compression down to less than 10 fs. Depending on the number of laser diodes in the Yb:YAG pump source and the optimization of the broadband pulse compression, the peak power is further scalable to ~ 0.5 TW. True, in order to avoid Kerr self-focusing of the pump beam, vacuum cells are needed. Finally, other commercially available lasers with similar energy and pulse width can be used as the OPCPA pump source.

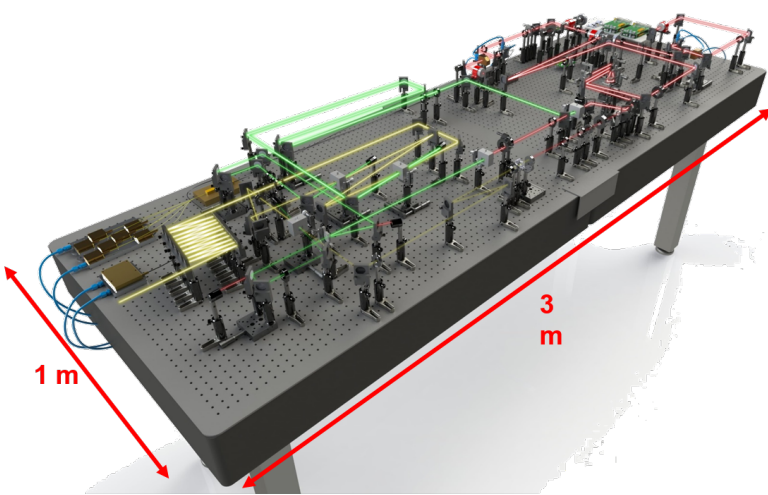


Fig. S.8 The developed sub-TW class laser source.

Chapter 5. Amplification of chirped continuum pulses in a stimulated Raman amplifier

Material related to this chapter was published in S3

The last chapter presents the results of an experimental study of transient stimulated Raman chirped pulse amplification (TSRCPA) followed by compression of the amplified Stokes pulses. Differences between collinear and non-collinear TSRCPA configurations with broadband WLC seed are identified. Pulses from a Yb:YAG laser with energies up to ~ 3 mJ passed through optical delay lines and attenuators (Fig. S.9) were used to pump a two-stage TSRCPA based on N_p -cut KGW crystals 30 mm and 15 mm long. The pump pulse was slightly delayed relative to the seed for maximum gain. The pump and seed polarizations were oriented to propagate the beam along the N_p axis, so that stimulated Raman amplification was achieved with an electric field vector \mathbf{E} parallel to the N_g or N_m crystal axes with Stokes shifts of 767 cm^{-1} and 901 cm^{-1} , respectively. For mixed polarizations, the crystal orientation was chosen so that the pump and seed polarizations were at 28° with respect to the N_m axis ($\mathbf{E} \angle N_m$) to generate adjacent Raman lines of equal intensities.

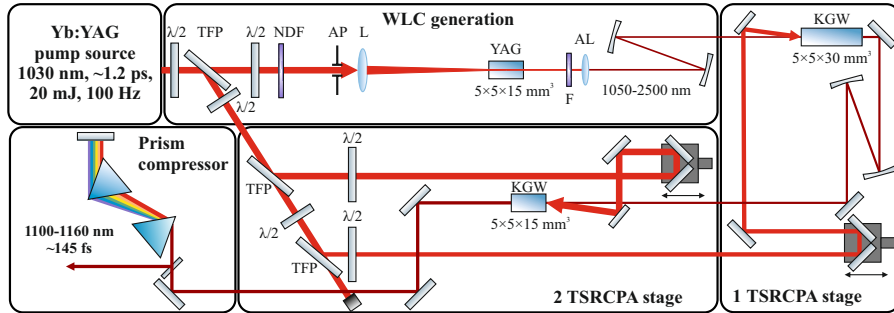


Fig. S.9 Layout of a two-stage TSRCPA in a noncollinear configuration: $\lambda/2$ – half-wave retardation plate, TFP – thin film polarizer, NDF – neutral density filter, AP – aperture, L – lens, AL – achromatic lens, F – spectral filter.

In the noncollinear configuration (Fig. S.9), the seed and pump pulses were combined at a small angle. In both cases, even below the second-order Stokes generation threshold, the amplified beam was distorted (Fig. S.10a-b). However, in the collinear configuration, the amplified Stokes beam could not be spatially separated from the coincident SRS radiation with the same spectral

components as the amplified signal. Then, with transform-limited pump pulses, the parasitic SRS pulse has a frequency-independent spectral phase, in contrast to the amplified chirped signal. Thus, parasitic radiation not only distorts the amplified Stokes beam, but can also hinder further pulse compression. Meanwhile, in the noncollinear case, the SRS and pump beams propagate in the same direction and are spatially separated from the amplified seed. Although in this case the amplified Stokes consisted of a center and a peripheral area (Fig. S.10b) with conical anti-Stokes components in accordance with the angle between the seed and pump, the aperture allowed the separation of the central Gaussian spot with a 30% energy loss (Fig. S.10c). The bandwidth and output energy of amplified pulses in a noncollinear configuration strongly depended on the location of the spatial overlap of seed and pump pulses along the KGW crystal. The widest spectrum and the highest amplified Stokes energy were observed when the interacting pulses overlap in the middle of the 30 mm KGW crystal. As the pump pulses propagated in the KGW crystal, the spectrum was enriched with new frequency components due to self-phase modulation (SPM), and with increasing pump energy, a significant broadening of the TSRCPA spectrum was also observed. Moreover, when the pulses interact in the middle of the crystal, where the Stokes pulse reaches its maximum energy, the SPM of the amplified pulse imparts additional spectral broadening. Although an increase in the noncollinearity angle did not significantly affect the gain bandwidth, the greater mismatch between the direction of the pump electric field vector and the axis of the KGW crystal led to a slight decrease in conversion efficiency. As a result, the minimum non-collinearity angle of $\sim 2^\circ$ was determined to be optimal.

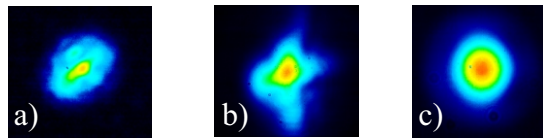


Fig. S.10 Amplified beam profiles for a) collinear and b) noncollinear cases before and c) after spatial cleaning.

The conversion efficiency in the first TSRCPA stage reached saturation at different pump energies depending on the orientation of the KGW crystal. At an optimal pump pulse energy of 1.1 mJ (21 GW/cm^2), the highest conversion efficiency to the first Stokes of 17% was observed for the crystal orientation

corresponding to a Raman shift of 767 cm^{-1} . Due to the lower Raman gain, higher pump energies of 1.4 mJ for $\mathbf{E} \parallel N_m$ and 2 mJ for $\mathbf{E} \angle N_m$ were required to achieve saturation. This led to an increase in the optimal pump intensities to $29\text{ GW/cm}^2 - 39\text{ GW/cm}^2$ and a deterioration in the conversion efficiency to 12% and 11%, respectively.

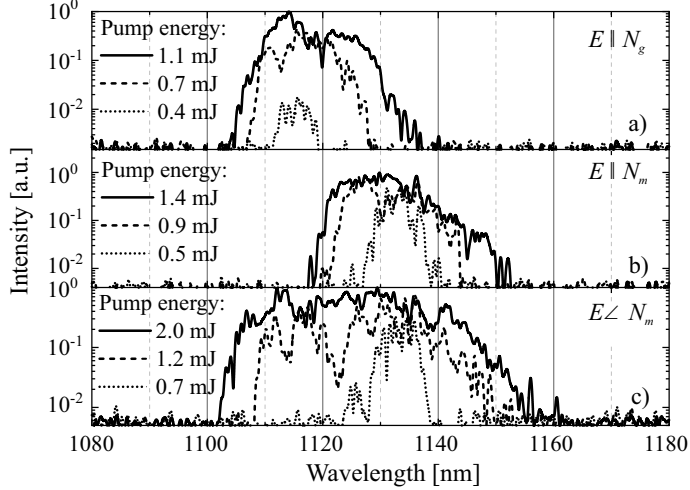


Fig. S.11 Spectra after the first TSRCPA stage with pump polarizations a) $\mathbf{E} \parallel N_g$, b) $\mathbf{E} \parallel N_m$ and c) $\mathbf{E} \angle N_m$ at different pump energies.

The center spectrum wavelengths of amplified pulses after the first TSRCPA stage at 1118 nm, 1135 nm, and 1127 nm were observed for pump polarizations $\mathbf{E} \parallel N_g$, $\mathbf{E} \parallel N_m$, and $\mathbf{E} \angle N_m$ (Fig. S.11), respectively. These spectra are significantly broadened, which is typical for transient SRA and with increasing pump energy, even greater spectral broadening was observed due to SPM. Under optimal pumping conditions, the amplified pulse bandwidth $\sim 16\text{ nm}$ (FWHM) was ~ 10 times that of the pump (Fig. S.11a, b—solid lines), sufficient for a transform-limited pulse width of $\sim 120\text{ fs}$. Meanwhile, in the $\mathbf{E} \angle N_m$ configuration, upon saturation of the conversion efficiency, an overlap of the Raman lines with a spectral bandwidth of $\sim 25\text{ nm}$ (FWHM) corresponding to a transform-limited pulse width of 80 fs was observed (Fig. S.11c—solid line). True, the short- and long-wavelength parts of the spectrum corresponding to different Raman shifts had orthogonal polarizations parallel to crystal axis N_g or N_m , respectively. Compressing such a wide spectrum is not straightforward, but it is possible with an additional TSRCPA stage, in which the crystal is rotated 90° to expand each polarization to a complementary spectral range. However,

due to the lack of an additional crystal, this configuration was not used. In the second TSRCPA stage with $\mathbf{E} \parallel N_m$ and an optimal pump energy of 1.1 mJ (29 GW/cm²), an output energy of ~ 0.6 mJ was achieved with a conversion efficiency of 55%. A decrease in the pump energy in the first TSRCPA stage led to a decrease in the conversion efficiency in the second one. Due to the strong depletion of the pump pulse, no significant spectral broadening of the amplified pulses was observed. Upon exceeding the saturation level, further scaling of the output was mainly limited to the second-order Stokes generation.

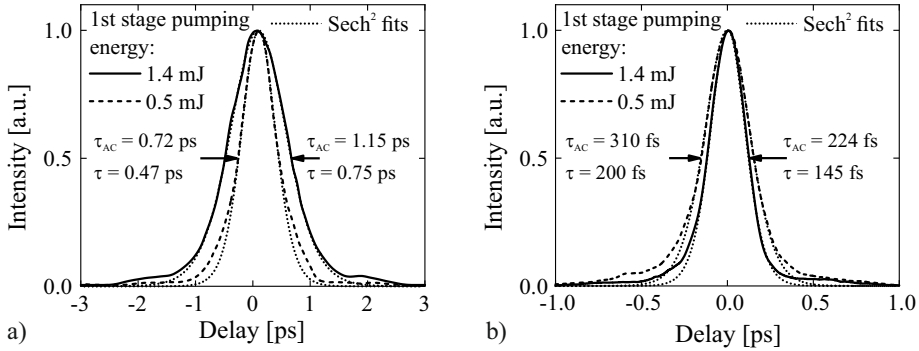


Fig.S.12 Autocorrelation traces of Stokes pulses after a) two-stage TSRCPA and b) compression at different pump energies.

Due to the residual positive dispersion accumulated in YAG and KGW crystals, the amplified pulse width was ~ 470 fs (FWHM) after two stages for N_m crystal orientation at lower pump energies (Fig.S.12a –dashed line) and increased up to ~ 750 fs (Fig.S.12a –solid line) at a higher pump energy, due to additional chirp induced by SPM. A similar behavior was observed for N_g crystal orientation. The effect of SPM on the signal spectrum in the first TSRCPA stage is especially important for the compression of amplified Stokes. The amplified pulses at a central wavelength of 1135 nm were compressed to 145 fs (FWHM), which is more than 8 times shorter than the pump pulses (Fig.S.12b –solid line). Meanwhile, a decrease in the pump energy at the first TSRCPA stage led to longer pulses of ~ 200 fs after compression (Fig.S.12b-dashed line).

As far as we know, stimulated Raman amplification of chirped WLC pulses with their compression made it possible for the first time to obtain femtosecond Stokes pulses with a peak power above pumping. Although the excitation of adjacent Stokes in the KGW crystal provides a spectral bandwidth suffi-

ent for compression to less than 100 fs, this still requires more detailed study. Nevertheless, the TSRCPA concept holds great promise for the development of femtosecond laser sources, especially those extended to the SWIR range by using diamond for larger Stokes shift.

Conclusions

1. A two-stage, double-pass, pulsed-pumped amplifier based on Yb:YAG rods with 2% doping allows amplification of chirped fiber seed pulses to an energy of >20 mJ, while maintaining an excellent output beam quality of $M^2 < 1.1$ and compression to a nearly transform-limited 1.15 ps pulse.
2. A method for controlling the envelope of single-picosecond pump pulses is demonstrated, which also provides an overall efficiency of 85% in a cascade second harmonic converter. The controlled envelope second harmonic pulses from a Yb:YAG laser can be used to pump broadband high-energy OPCPA.
3. Picosecond Yb:YAG laser pulses made it possible to obtain a supercontinuum in the spectral range of $\sim 0.5 - 2.4$ μm in YAG crystals 15 or 130 mm long with an energy stability 1.2–1.4 times higher than the pump source.
4. The use of dual-peak single-picosecond pump pulses in the first OPCPA stages reduces spectral narrowing, while Gaussian pulses provide efficient energy conversion in the last stage. This made it possible to develop a laser system with an output pulse energy of 2.1 mJ and a spectral width sufficient for their compression to less than 10 fs.
5. Transient stimulated Raman amplifier based on KGW crystal supports the spectral bandwidth of the amplified WLC pulses 10 times higher than the incident ~ 1.2 ps pump pulses. Thus, the two-stage TSRCPA achieves a conversion efficiency of 55% with the peak power of compressed femtosecond Stokes pulses exceeding the pump radiation.

APIE AUTORIŲ

Paulius Mackonis gimė 1992 metais spalio 2 d. Vilniuje ir 2011 metais baigė Vilniaus Žemynos gimnaziją. 2015 metai baigė Moderniųjų technologijų fizikos ir vadybos studijų programą Vilniaus universiteto Fizikos fakultete. 2017 metais baigė Optoelektronikos medžiagos ir technologijos studijų programą ir įgyjo medžiagų technologijų magistro laipsnį. 2014-2017 metais dirbo inžinieriumi Fizinių ir technologijos mokslų centre, puslaidininkių optikos laboratorijoje. Nuo 2017 metų autorius pradėjo doktorantūros studijas Fizinių ir technologijos mokslų centre, kieto kūno lazerių laboratorijoje.

ABOUT THE AUTHOR

Paulius Mackonis was born on 2 October 1992 in Vilnius and graduated from Vilnius Zemynos gymnasium in 2011. In 2015 he graduated from the Physics and Management of Modern Technologies programme at the Faculty of Physics, Vilnius University. In 2017, he graduated from the Optoelectronic Materials and Technology study programme with a Master's degree in Materials Technology. From 2014 to 2017 he worked as an engineer at the Centre for Physical and Technological Sciences, Semiconductor Optics Laboratory. In 2017, the author started his PhD studies at the Centre of Physical and Technological Sciences, Solid-State Lasers Laboratory.

LITERATŪROS SARAŠAS

- [1] E. Gagnon, P. Ranitovic, X. M. Tong, C. L. Cocke, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn and A. S. Sandhu, Soft X-ray-driven femtosecond molecular dynamics, *Science* **317**(5843), 1374–1378 (2007).
- [2] H. J. Wörner, J. B. Bertrand, D. V. Kartashov, P. B. Corkum and D. M. Villeneuve, Following a chemical reaction using high-harmonic interferometry, *Nature* **466**(7306), 604–607 (2010).
- [3] K. Sugioka and Y. Cheng, Ultrafast lasers – reliable tools for advanced materials processing, *Light: Sci. Appl.* **3**(4), e149 (2014).
- [4] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kartner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Schouer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko and B. Luther-Davies, Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.* **26**(6), 373–375 (2001).
- [5] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz and U. Kleineberg, Single-Cycle Nonlinear Optics, *Science* **320**(5883), 1614–1617 (2008).
- [6] D. Strickland and G. Morou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56**(3), 219–221 (1985).
- [7] G. Morou, T. Tajima and S. V. Bulanov, Optics in the relativistic regime, *Rev. Mod. Phys.* **72**(2), 545–591 (2006).
- [8] K. Krausz and M. Ivanov, Attosecond physics, *Rev. Mod. Phys.* **81**(1), 163–190 (2009).
- [9] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum and F. Krausz, X-ray pulses approaching the attosecond frontier, *Science* **291**(5510), 1923–1927 (2001).
- [10] M. M. Nazarov, A. V. Mitrofanov, P. M. Solyankin, Z. Ch. Margushev, M. V. Chashin, A. P. Shkurinov, D. A. Sidorov-Biryukov and V. Ya. Panchenko, High-intensity THz pulse generation by TW laser radiation in ionized gas and nonlinear crystals, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1556**, 012008 (2020).
- [11] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, and H. Takuma, 100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate, *Opt. Lett.* **23**(18), 1468–1470 (1998).
- [12] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong, and J. Lee, Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser, *Opt. Express* **20**(10), 10807–10815 (2012).
- [13] A. A. Eilanlou, Y. Nabekawa, K. L. Ishikawa, H. Takahashi, and K. Midorikawa, Direct amplification of terawatt sub-10-fs pulses in a CPA system of Ti:sapphire laser, *Opt. Express* **16**(17), 13431–13438 (2008).
- [14] M. Kalashnikov, H. Cao, K. Osvay, and V. Chvykov, Polarization-encoded chirped pulse amplification in Ti:sapphire: a way toward few-cycle petawatt lasers, *Opt. Lett.* **41**(1), 25–28 (2016).
- [15] A. L. Cavalieri, E. Goulielmakis, B. Horvath, W. Helml, M. Schultze, M. Fieß, V. Pervak, L. Veisz, V. S. Yakovlev, M. Uiberacker, A. Apolonski, F. Krausz and R. Kienberger, Intense 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their

- use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua, *New J. Phys.* **9**, 242 (2007).
- [16] 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).
- [17] 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).
- [18] G. Cerullo and S. De Silvetri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1–18 (2003).
- [19] I. Musgrave, W. Shaikh, M. Galimberti, A. Boyle, C. Hernandez-Gomez, K. Lancaster and R. Heathcote, Picosecond optical parametric chirped pulse amplifier as a preamplifier to generate high-energy seed pulses for contrast enhancement, *Appl. Opt.* **49**(33), 6558–6562 (2010).
- [20] A. Baltuška, T. Fuji and T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27**(5), 306–308 (2002).
- [21] A. Baltuška and T. Kobayashi, Adaptive shaping of two-cycle visible pulses using a flexible mirror, *Appl. Phys. B* **75**(4), 427–443 (2002).
- [22] 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), 437–440 (1992).
- [23] S. Tohl, T. Stanislauskas, I. Balciūnas, R. Budriūnas, J. Adamonis, R. Danilevičius, K. Viskontas, D. Lengvinas, G. Veitas, D. Gadonas, A. Varanavičius, J. Csontos, T. Somoskoi, L. Tohl, A. Borzsonyi and K. Osvay, SYLOS lasers – the frontier of few-cycle, multi-TW, kHz lasers for ultrafast applications at extreme light infrastructure attosecond light pulse source, *J. Phys. Photonics* **2**(4), 045003 (2020).
- [24] D. E. Rivas, A. Borot, D. E. Cardenas, G. Marcus, X. Gu, D. Herrmann, J. Xu, J. Tan, D. Korman, G. Ma, W. Dallari, G. D. Tsakiris, I. B. Földes, S.-w. Chou, M. Weidman, B. Bergues, T. Wittmann, H. Schröder, P. Tzallas, D. Charalambidis, O. Razskazovskaya, V. Pervak, F. Krausz and L. Veisz, Next generation driver for attosecond and laser-plasma physics, *Sci. Rep.* **7**(5224), 1–8 (2017).
- [25] 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).
- [26] S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. 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).
- [27] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal’shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, I. V. Yakovlev, S. G. Garanin, S. A. Sukharev, N. N. Rukavishnikov, A. V. Charukhchev, R. R. Gerke, and V. E. Yashiny, 200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **14**(1), 446–454 (2006).

- [28] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals, *Laser. Phys. Lett.* **4**(6), 421–427 (2007).
- [29] F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, O. Chalus, A. Pellegrina, G. Matras, C. Radier, G. Rey, S. Ricaud, S. Herriot, P. Jouglu, M. Charbonneau, P. A. Duvochelle, and C. Simon-Boisson, Latest results of 10 petawatt laser beamline for ELI nuclear physics infrastructure, *Proc. SPIE* **9726**, 972613–427 (2016).
- [30] C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov, R. J. Clarke, A. M. Dunne, M. Galimberti, S. Hancock, R. Heathcote, P. Holligan, A. Lyachev, P. Matousek, I. O. Musgrave, D. Neely, P. A. Norreys, I. Ross, Y. Tang, T. B. Winstone, B. E. Wyborn and J. Collier, The Vulcan 10 PW project, *J. Phys. Conf. Ser.* **244**(3), 032006 (2010).
- [31] D. N. Papadopoulos, J. P. Zou, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Georges, F. Druon, G. Mennerat, P. Ramirez, L. Martin, A. Fréneaux, A. Beluze, N. Lebas, P. Monot, F. Mathieu, and P. Audeber, The Apollon 10 PW laser: experimental and theoretical investigation of the temporal characteristics, *High Power Laser Sci. Eng.* **4**, e34 (2016).
- [32] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuška, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevičius, R. Danielius, and A. Piskarskas, Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses, *Opt. Lett.* **30**(5), 567–569 (2005).
- [33] A. M. Siddiqui, G. Girmi, D. Brida, F. X. Kärtner and G. Cerullo, Generation of <7 fs pulses at 800 nm from blue-pumped optical parametric amplifier at degeneracy, *Opt. Lett.* **34**(22), 3592–3594 (2009).
- [34] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas and A. Varanavičius, 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate, *Opt. Express* **25**(5), 5797–5806 (2017).
- [35] S. Prinz, M. Häfner, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, K. Michel, R. Kienberger and T. Metzger, Active pump-seed-pulse synchronization for OPCPA with sub-2-fs residual timing jitter, *Opt. Express* **22**(25), 31050–31056 (2014).
- [36] L. Indra, F. Batysta, P. Hříbek, J. Novák, Z. Hubka, J. T. Green, R. Antipenkov, R. Boge, J. A. Naylon, P. Bakule, and B. Rus, Picosecond pulse generated supercontinuum as a stable seed for OPCPA, *Opt. Lett.* **42**(4), 843–846 (2017).
- [37] A. Kessel, V. E. Leshchenko, O. Jahn, M. Krüger, A. Münzer, A. Schwarz, V. Pervak, M. Trubetskov, S. A. Trushin, F. Krausz, Z. Major and S. Karsch, Relativistic few-cycle pulses with high contrast from picosecond-pumped OPCPA, *Optica* **5**(4), 434–442 (2018).
- [38] A. Vaupel, N. Bodnar, B. Webb, L. Shah and M. C. Richardson, Concepts, performance review, and prospects of table-top, few-cycle optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Engineering* **53**(5), 051507 (2013).
- [39] F. Batysta, R. Antipenkov, J. Novák, J. T. Green, J. A. Naylon, 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).
- [40] M. Kretschmar, J. Tuemmler, B. Schütte, A. Hoffmann, B. Senfftleben, M. Mero, M. Sauppe, D. Rupp, M. J. J. Vrakking, I. Will and T. Nagy, Thin-disk

- laser-pumped OPCPA system delivering 4.4 TW few-cycle pulses, *Opt. Express* **28**(23), 34574–34585 (2020).
- [41] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature* **187**(4736), 493–494 (1960).
- [42] 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**(19), 14341–14352 (2008).
- [43] S. Witte, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst and K. S. E. Eikema, Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **13**(13), 4903–4908 (2005).
- [44] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge and S. Watanabe, 1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz, *Opt. Lett.* **32**(7), 2487–2489 (2007).
- [45] M. Hemmer, A. Vaupel, M. Wohlmuth, M. Richardson, OPCPA pump laser based on a regenerative amplifier with volume Bragg grating spectral filtering, *Appl. Phys. B* **106**(3), 599–603 (2012).
- [46] H. Zeng, J. Wu, H. Xu and K. Wu, Generation of accurately synchronized pump source for optical parametric chirped pulse amplification, *Appl. Phys. B* **79**(7), 837–839 (2004).
- [47] K. Hong, S. Huang, J. Moses, X. Fu, C. Lai, G. Cirmi, A. Sell, E. Granados, P. Keathley and F. Kärtner, High-energy, phase-stable, ultrabroadband kHz OPCPA at 2.1 μm pumped by a picosecond cryogenic Yb:YAG laser, *Opt. Express* **19**(16), 15538–15548 (2011).
- [48] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipocs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania and F. Krausz, Compression of high-energy laser pulses below 5 fs, *Opt. Lett.* **22**(8), 522–524 (1997).
- [49] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov and F. Krausz, Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA, *Opt. Express* **13**(17), 6550–6557 (2005).
- [50] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift, *Opt. Lett.* **11**(10), 659–661 (1986).
- [51] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius and F. Krausz, Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier, *Opt. Lett.* **32**(15), 2227–2229 (2007).
- [52] G. Cerullo, M. Nisoli and S. De Silvestri, Generation of 11 fs pulses tunable across the visible by optical parametric amplification, *Appl. Phys. Lett.* **71**(25), 3616–3618 (1997).
- [53] A. Fernández, L. Zhu, A. J. Verhoef, D. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, A. Baltuška, K. H. Liao, ChH. Liu, A. Galvanauskas, S. Kane, R. Holzwarth and F. O. Ilday, Broadly tunable carrier envelope phase stable optical parametric amplifier pumped by a monolithic ytterbium fiber amplifier, *Opt. Lett.* **34**(18), 2799–2801 (2009).
- [54] A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer and U. Morgner, Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator, *Opt. Lett.* **31**(1), 125–127 (2006).
- [55] C. Schriefer, 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**(2), 192–19 (2008).

- [56] 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).
- [57] 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**(4), 3519–3524 (2011).
- [58] 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**(3), 193–202 (2012).
- [59] 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**(1), 79–84 (2007).
- [60] C. Homann and E. Riedle, Direct measurement of the effective input noise power of an optical parametric amplifier, *Laser Photon. Rev.* **7**(4), 580–588 (2013).
- [61] R. Budriūnas, T. Stanislauskas and A. Varanavičius, Passively CEP-stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *J. Opt.* **17**(9), 94008–94013 (2015).
- [62] 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).
- [63] D. Gaudiosi, A. Lytle, P. Kohl, M. Murnane, H. Kapteyn and S. Backus, 11-W average power Ti:sapphire amplifier system using down chirped pulse amplification, *Opt. Lett.* **29**(22), 2665–2667 (2004).
- [64] J. Novák, J. T. Green, T. Metzger, T. Mazanec, B. Himmel, M. Horáček, R. Boge, R. Antipenkov, F. Batysta, J. A. Naylor, P. Bakule and B. Rus, Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm, *Opt. Express* **24**(6), 5728–5733 (2016).
- [65] R. Antipenkov, F. Batysta, R. Boge, E. Erdman, M. Greco, J. T. Green, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, L. Indra, K. Majer, T. Mazanec, P. Mazurek, J. Naylor, J. Novák, V. Šobr, A. Špacek, P. Strkula, M. Torun, B. Tykalewicz, P. Bakule and B. Rus, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, *Proc. SPIE* **11034**, 110340M (2019).
- [66] T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H. G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter and F. Krausz, 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system, *Opt. Lett.* **42**(7), 1381–1384 (2017).
- [67] A. Schwarz, M. Ueffing, Y. Deng, X. Gu, H. Fattahi, T. Metzger, M. Ossiander, F. Krausz and R. Kienberger, Active stabilization for optically synchronized optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **20**(5), 5557–5565 (2012).
- [68] F. Batysta, R. Antipenkov, J. T. Green, J. A. Naylor, J. Novák, T. Mazanec, P. Hřfbek, C. Zervos, P. Bakule and B. Rus, Pulse synchronization system for picosecond pulse-pumped OPCPA with femtosecond-level relative timing jitter, *Opt. Express* **22**(24), 30281–30286 (2014).

- [69] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbuedt, 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).
- [70] K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J. Romero, S. Kutovoi, J. Speiser and A. Giesen, Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers, *J. Cryst. Growth* **275**(1-2), 135–140 (2005).
- [71] R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann and G. Huber, Broadly tunable high-power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser with 80% slope efficiency, *Opt. Express* **15**(11), 7075–7082 (2007).
- [72] V. Peters, A. Bolz, K. Petermann and G. Huber, Growth of high-melting sesquioxides by the heat exchanger method, *J. Cryst. Growth* **237-239**(11), 879–883 (2002).
- [73] W. Wang, H. Wu, C. Liu, B. Sun and H. Liang, Multigigawatt 50 fs Yb:CALGO regenerative amplifier system with 11 W average power and mid-infrared generation, *Photonics Res.* **9**(8), 1439–1445 (2021).
- [74] K. Beil, B. Deppe and C. Kränkel, Yb:CaGdAlO₄ thin-disk laser with 70% slope efficiency and 90 nm wavelength tuning range, *Opt. Lett.* **36**(11), 1966–1968 (2013).
- [75] A. L. Calendron, Dual-crystal Yb:CALGO high power laser and regenerative amplifier, *Opt. Express* **21**(22), 26174–26181 (2013).
- [76] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy and R. Moncorgé, Yb:CaF₂ – a new old laser crystal, *Appl. Phys. B* **97**(2), 327–338 (2009).
- [77] E. Kaksis, G. Almási, J. A. Fülöp, A. Pugžlys, A. Baltuška and G. Andriukaitis, 110-mJ 225-fs cryogenically cooled Yb:CaF₂ multipass amplifier, *Opt. Express* **24**(25), 28915–28922 (2016).
- [78] D. N. Papadopoulos, F. Friebe, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges and F. P. Druon, High Repetition Rate Yb:CaF₂ 2 Multipass Amplifiers Operating in the 100-mJ Range, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**(1), 464–474 (2014).
- [79] F. Druon, K. Genevrier, P. Georges and D. N. Papadopoulos, Comparison of multi-pass and regenerative strategies for energetic high-gain amplifiers based on Yb:CaF₂, *Opt. Lett.* **45**(16), 4408–4411 (2020).
- [80] I. Snetkov, A. Vyatkin, O. Palashov and E. Khazanov, Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF₂ crystals with [111] orientation, *Opt. Express* **20**(12), 13357–13367 (2012).
- [81] K. Beil, S. T. Fredrich-Thornton, F. Tellkamp, R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann and G. Huber, Thermal and laser properties of Yb:LuAG for kW thin disk lasers, *Opt. Express* **18**(20), 20712–20722 (2010).
- [82] D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, L. P. Ramirez, P. Georges and F. Druon, Broadband high-energy diode-pumped Yb:KYW multipass amplifier, *Opt. Lett.* **36**(19), 3816–3818 (2011).
- [83] A. L. Calendron, H. Çankaya and F. X. Kärtner, High-energy kHz Yb:KYW dual-crystal regenerative amplifier, *Opt. Express* **22**, 20 (2014).

- [84] D. Stučinskas, R. Antipenkov and A. Varanavičius, Thermal lensing in high-power diode pumped Yb:KGW laser, *Lith. J. Phys.* **50**(2), 191–199 (2010).
- [85] P. Yanga, P. Deng and Z. Yina, Concentration quenching in Yb:YAG, *J. Lumin.* **97**, 51–54 (2002).
- [86] A. Yoshikawa, G. Boulon, L. Laversenne, H. Canibano, K. Lebbou, A. Collobet, Y. Guyot and T. Fukuda, Growth and spectroscopic analysis of Yb³⁺-doped Y₃Al₅O₁₂ fiber single crystals, *J. Appl. Phys.* **94**(9), 5479–5488 (2003).
- [87] V. Jambunathan, L. Horackova, P. Navratil, A. Lucianetti and T. Mocek, Cryogenic Yb:YAG Laser Pumped by VBG-Stabilized Narrowband Laser Diode at 969 nm, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**(12), 1328–1331 (2016).
- [88] S. Chenais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois and P. Georges, On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials, *Prog. Quantum Electron.* **30**(4), 89–153 (2006).
- [89] O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M.-C. Amann, A. Apolonski, V. L. Kalashnikov and F. Krausz, High-power Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator in the positive dispersion regime, *Opt. Lett.* **37**(17), 3543–3545 (2012).
- [90] D. C. Brown, J. M. Singley, K. Kowalewski, J. Guelzow and Victoria Vitali, High sustained average power cw and ultrafast Yb:YAG near-diffraction-limited cryogenic solid-state laser, *Opt. Express* **18**(24), 24770–24792 (2010).
- [91] A. H. Curtis, B. A. Reagan, K. A. Wernsing, F. J. Furch, B. M. Luther and J. J. Rocca, Demonstration of a compact 100 Hz, 0.1 J, diode-pumped picosecond laser, *Opt. Lett.* **36**(11), 2164–2166 (2011).
- [92] J. Limpert, F. Roser, D. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, C. Misas and A. Tünnermann, High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser Systems: Challenges, Design, and Experiment, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**(1), 159–169 (2009).
- [93] W. Zhao, X. Hu and Y. Wang, Femtosecond-pulse fiber based amplification techniques and their applications, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**(5), 512–524 (2014).
- [94] F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems, *Optica* **1**(4), 233–242 (2014).
- [95] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power, *Opt. Express* **19**(1), 255–260 (2011).
- [96] M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Limpert and A. Tünnermann, 12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition, *Opt. Lett.* **41**(14), 3343–3346 (2016).
- [97] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breitkopf, J. Limpert and A. Tünnermann, Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy, *Opt. Express* **19**(24), 24280–24285 (2011).
- [98] H. Stark, J. Buldt, M. Müller, A. Klenke, A. Tünnermann and J. Limpert, 23 mJ high-power fiber CPA system using electro-optically controlled divided-pulse amplification, *Opt. Express* **44**(22), 5529–5532 (2019).
- [99] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower, Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers, *Appl. Phys. B.* **58**, 365–372 (1994).

- [100] S. Erhard, M. Karszewski, C. Stewen, A. Giesen, K. Contag and A. Voss, Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers, in *Advanced Solid State Lasers* **34**, 78–84 (2000).
- [101] K. Schuhmann, T. W. Hänsch, K. Kirch, A. Knecht, F. Kottmann, F. Nez, R. Pohl, D. Taqqu and A. Antognini, Thin-disk laser pump schemes for large number of passes and moderate pump source quality, *Appl. Opt.* **52**(32), 9400–9408 (2015).
- [102] T. Metzger, A. Schwarz, C. Y. Teisset, D. Sutter, A. Killi, R. Kienberger and F. Krausz, High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification, *Opt. Lett.* **34**(14), 2123–2125 (2009).
- [103] M. Chyla, T. Miura, M. Smrz, H. Jelinkova, A. Endo and T. Mocek, Optimization of beam quality and optical-to-optical efficiency of Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier by pulsed pumping, *Opt. Lett.* **39**(6), 1441–1444 (2014).
- [104] H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang, J. Brons, O. Pronin, T. Buberl, L. Vámos, G. Arisholm, A. M. Azzeer and F. Krausz, High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier, *Opt. Lett.* **41**(6), 1126–1129 (2016).
- [105] R. Jung, J. Tümmeler and I. Will, Thin-disk ring amplifier for high pulse energy, *Opt. Express* **24**(2), 883–887 (2016).
- [106] R. Jung, J. Tümmeler, T. Nubbemeyer and I. Will, Thin-disk ring amplifier for high pulse energy, *Opt. Express* **24**(5), 4375–4381 (2016).
- [107] C. Herkommer, P. Krötz, R. Jung, S. Klingebiel, C. Wandt, R. Bessing, P. Walch, T. Produit, K. Michel, D. Bauer, R. Kienberger and T. Metzger, Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research, *Opt. Express* **28**(20), 30164–30173 (2020).
- [108] Y. Wang, H. Chi, C. Baumgarten, K. Dehne, A. R. Meadows, A. Davenport, G. Murray, B. A. Reagan, C. S. Menoni and J. J. Rocca, 1.1 J Yb:YAG picosecond laser at 1 kHz repetition rate, *Opt. Lett.* **45**(24), 6615–6618 (2020).
- [109] G. Figueira, J. Alves, J. M. Dias, M. Fajardo, N. Gomes, V. Hariton, T. Imran, C. P. Joaõ, J. Koliyadu, S. Künzel, N. C. Lopes, H. Pires, F. Ruaõ and G. Williams, Ultrashort pulse capability at the L2I high intensity laser facility, *High Power Laser Sci. Eng.* **5**, 1–5 (2017).
- [110] S. Klingebiel, C. Wandt, C. Skrobol, I. Ahmad, S. A. Trushin, Z. Major, F. Krausz and S. Karsch, High energy picosecond Yb:YAG CPA system at 10 Hz repetition rate for pumping optical parametric amplifiers, *Opt. Express* **19**(6), 5357–5363 (2011).
- [111] C. Chang, P. Krogen, K. Hong, L. Zapata, J. Moses, A. Calendron, H. Liang, C. Lai, G. Stein, P. Keathley, G. Laurent and F. Kärtner, High-energy, kHz, picosecond hybrid Yb-doped chirped-pulse amplifier, *Opt. Express* **23**(8), 10132–10144 (2015).
- [112] I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov and K. Ueda, Thin-rod Yb:YAG amplifiers for high average and peak power lasers, *Opt. Lett.* **43**(16), 3941–3944 (2018).
- [113] A. M. Rodin and E. Zopelis, Comparison of Yb:YAG single crystal fiber with larger aperture CPA pumped at 940nm and 969 nm, *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)* 1–5 (2017).

- [114] P. Russbuedt, T. Mans, J. Weitenberg, H. Hoffmann and R. Poprawe, Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier, *Opt. Lett.* **35**(24), 4169–4171 (2010).
- [115] B. Schmidt, A. Hage, T. Mans, F. Légaré and H. Wörner, Highly stable, 54mJ Yb-InnoSlab laser platform at 0.5 kW average power, *Opt. Express* **25**(15), 17549–17555 (2017).
- [116] X. Délen, S. Piehler, J. Didierjean, N. Aubry, A. Voss, M. A. Ahmed, T. Graf, F. Balembois and P. Georges, 250 W single-crystal fiber Yb:YAG laser, *Opt. Lett.* **37**(14), 2898–2900 (2012).
- [117] J. Yang, J.W. Kim, E.G. Sall, B. Lee, B. Jeong, S. Park, C. Kim, V. E. Yashin and G .H. Kim, Femtosecond laser system based on thin rod active Yb :YAG elements with high average output power and pulse energy, *Quantum Electron.* **51**(10), 873–877 (2012).
- [118] F. Lesparre, J. T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, M. Eckerle, T. Graf, M. A. Ahmed, F. Druon, F. Balembois and P. Georges, High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization, *Opt. Lett.* **40**(11), 2517–2520 (2015).
- [119] M. Kienel, M. Müller, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert and A. Tünnermann, Coherent beam combination of Yb:YAG single-crystal rod amplifiers, *Opt. Lett.* **39**(11), 3278–3281 (2014).
- [120] F. Lesparre, J. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, F. Druon, F. Balembois and P. Georges, Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using the divided pulse amplification technique, *Opt. Lett.* **41**(7), 1628–1631 (2016).
- [121] X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois and P. Georges, Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources, *Opt. Lett.* **38**(2), 109–111 (2013).
- [122] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media, *Lith. J. Phys.* **57**(3), 113–157 (2017).
- [123] J. Galinis, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, E. Keblytė, V. Jukna and A. Dubietis, Filamentation and supercontinuum generation in solid-state dielectric media with picosecond laser pulses, *Phys. Rev. A* **92**(3), 033857 (2015).
- [124] I. Gražulevičiūtė, M. Skeivytė, E. Keblytė, J. Galinis, G. Tamošauskas and A. Dubietis, Supercontinuum generation in YAG and sapphire with picosecond laser pulses, *Lith. J. Phys.* **55**(2), 110–116 (2015).
- [125] A. Špaček, L. Indra, F. Batysta, P. Hřfbek, J. T. Green, J. Novák, R. Antipenkov, P. Bakule and B. Rus, Stability mechanism of picosecond supercontinuum in YAG, *Opt. Express* **28**(14), 20205–20214 (2020).
- [126] C. V. Raman and K. S. Krishnan, A new type of secondary radiation, *Nature* **121**(3048), 501–502 (1928).
- [127] A. Penzkofer, A. Laubereau and W. Kaiser, High intensity Raman interactions, *Prog. Quantum Electron.* **6**(2), 55–140 (1979).
- [128] D. von der Linde, M. Maier and W. Kaiser, Quantitative investigations of the stimulated Raman effect using subnanosecond light pulses, *Phys. Rev.* **178**(1), 11–17 (1969).
- [129] W. Hartig and W. Schmidt, A broadly tunable IR waveguide Raman laser pumped by a dye laser, *Appl. Phys.* **18**(3), 235–241 (1979).

- [130] T. T. Basiev, P. G. Zverev, A. Ya. Karasik, V. V. Osiko, A. A. Sobol' and D. S. Chunaev, Picosecond Stimulated Raman Scattering in Crystals, *J. Exp. Theor* **99**(5), 1073–1082 (2004).
- [131] R. L. Carman, M. E. Mack, F. Shimizu and N. Bloembergen, Forward picosecond Stokes pulse generation in transient stimulated Raman scattering, *Phys. Rev. Lett.* **23**(23), 1327–1329 (1969).
- [132] G. Hilfer and C. R. Menyuk, Stimulated Raman scattering in the transient limit, *Opt. Soc. B* **7**(5), 739–749 (1990).
- [133] V. Krylov, O. Ollikainen, U. P. Wild, A. Rebane, V. G. Bespalov and D. I. Staselko, Femtosecond stimulated Raman scattering in pressurized gases in the ultraviolet and visible spectral ranges, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(12), 2910–2916 (1998).
- [134] Y. Uesugi, Y. Mizutani, S. G. Kruglik, A. G. Shvedko, V. A. Orlovich and T. Kitagawa, Characterization of stimulated Raman scattering of hydrogen and methane gases as a light source for picosecond time-resolved Raman spectroscopy, *J. Raman Spectrosc.* **31**(4), 339–348 (2000).
- [135] G. I. Kachen and W. H. Lowdermilk, Self-induced gain and loss modulation in coherent, transient Raman pulse propagation, *Phys. Rev. A* **14**(4), 1472–1474 (1976).
- [136] V. Krylov, A. Rebane, O. Ollikainen, D. Erni, U. P. Wild, V. Bespalov and D. Staselko, Stimulated Raman scattering in hydrogen by frequency-doubled amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses, *Opt. Lett.* **21**(6), 381–383 (1996).
- [137] L. L. Losev, J. Song, J. F. Xia, D. Strickland and V. V. Brukhanov, Multifrequency parametric infrared Raman generation in $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ crystal with biharmonic ultrashort-pulse pumping, *Opt. Lett.* **27**(23), 2100–2102 (2002).
- [138] C. Jordan, K. A. Stankov, G. Marowsky and E. J. Canto-Said, Efficient compression of femtosecond pulses by stimulated Raman scattering, *Appl. Phys. B* **59**, 471–473 (1994).
- [139] N. Zhavoronkov, F. Noack, V. Petrov, V. P. Kalosha and J. Herrmann, Chirped-pulse stimulated Raman scattering in barium nitrate with subsequent recompression, *Opt. Lett.* **26**(1), 47–49 (2001).
- [140] A. V. Konyashchenko, L. L. Losev and S. Yu. Tenyakov, Raman frequency shifter for laser pulses shorter than 100 fs, *Opt. Express* **15**(19), 11855–11859 (2007).
- [141] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, P. V. Kostyukov, L. L. Losev, V. S. Pazyuk, S. Yu. Tenyakov, V. Ya. Molchanov, S. I. Chizhikov and K. B. Yushkov, 40-fs hydrogen Raman laser, *Quantum Electron.* **45**(12), 1101–1104 (2015).
- [142] A. V. Konyashchenko, L. L. Losev and S. Y. Tenyakov, Generation of sub-100-fs Stokes pulses upon SRS in a barium nitrate crystal, *Quantum Electron.* **40**(8), 700–703 (2010).
- [143] V. Krylov, A. Rebane, D. Erni, O. Ollikainen, U. P. Wild, V. Bespalov and D. Staselko, Stimulated Raman amplification of femtosecond pulses in hydrogen gas, *Opt. Lett.* **21**(24), 2005–2007 (1996).
- [144] A. I. Vodchits, A. G. Shvedko, V. A. Orlovich, V. P. Kozich and W. Werncke, Stimulated Raman amplification of ultrashort seed pulses in compressed methane, *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **22**(2), 453–458 (2005).
- [145] V. A. Orlovich, Y. I. Malakhov, Y. M. Popov, D. N. Busko, M. B. Danailov, A. A. Demidovich, P. A. Apanasevich and R.V. Chulkov, Raman conversion of femtosecond laser pulses in crystals, *Laser Phys. Lett.* **9**(11), 770–774 (2012).

- [146] O. Buganov, A. Grabtchikov, Y. Malakhov, Y. Popov, V. Orlovich and S. Tikhomirov, Features of Raman amplification in KGW and barium nitrate crystals at excitation by femtosecond pulses, *Laser Phys. Lett.* **9**(11), 786–789 (2012).
- [147] T. Bartulevičius, L. Veselis, K. Madeikis, A. Michailovas and N. Rusteika, Compact femtosecond 10 μ J pulse energy fiber laser with a CFBG stretcher and CVBG compressor, *Opt. Fiber Technol.* **45**, 77–80 (2018).
- [148] I. Kuznetsov, I. Mukhin, O. Palashov and K. Ueda, Thin-tapered-rod Yb:YAG laser amplifier, *Opt. Lett.* **41**(22), 5361–5364 (2016).
- [149] J. Lee, H. Kim, K. Um, J. Park and H. Kong, Compensation of polarization distortion of a laser beam in a four-pass Nd:glass amplifier by using a Faraday rotator, *Advanced Solid State Lasers* HP6 (1996).
- [150] E. Khazanov, N. Andreev, A. Babin, A. r Kiselev, O. Palashov and D. H. Reitze, Suppression of self-induced depolarization of high-power laser radiation in glass-based Faraday isolators, *J Opt Soc Am B.* **17**(1), 99–102 (2000).
- [151] Z. Hubka, R. Antipenkov, R. Boge, A. Špaček, J. Novák, M. Horáček, P. Mazurek, K. Majer, B. Tykalewicz, M. Torun, J. T. Green, J. A. Naylon, P. Bakule, B. Rus, Optimization of pump lasers for high-energy OPCPA system, *Proc. SPIE* **11777**, 117770F (2021).
- [152] L. B. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua and A. Glebov, Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses, *Opt. Eng.* **53**(5), 051514 (2014).
- [153] W. Zhu, H. He, J. Yu, Q. Lin, X. Guo, C. Zhou and S. Raun, A Yb:YAG dual-crystal regenerative amplifier, *Opt. Commun.* **499**, 127268 (2021).
- [154] D. Štěpánková, J. Mužík, O. Novák, L. Roškot, V. Smirnov, L. Glebov, M. Jelínek, M. Smrž, A. Lucianetti, and T. Mocek, Experimental study on compression of 216-W laser pulses below 2 ps at 1030 nm with chirped volume Bragg grating, *Appl. Opt.* **59**(26), 7938–7944 (2020).
- [155] L. Veselis, T. Bartulevičius, K. Madeikis, A. Michailovas and N. Rusteika, Compact 20 W femtosecond laser system based on fiber laser seeder, Yb:YAG rod amplifier and chirped volume Bragg grating compressor, *Opt. Express* **26**(24), 31873–31879 (2018).
- [156] E. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE J. Quan. Elec.* **5**(9), 454–458 (1969).
- [157] O. E. Martinez, J. P. Gordon and R. L. Fork, Negative group-velocity dispersion using refraction, *J. Opt. Soc. Am. A.* **1**(10), 1003–1006 (1984).
- [158] V. Pyragaitė, A. Stabinis, R. Butkus, R. Antipenkov and A. Varanavičius, Parametric amplification of chirped optical pulses under pump depletion, *Opt. Commun.* **283**(6), 1444–151 (2010).
- [159] J. Moses, C. Manzoni, S.W. Huang, G. Cerullo and F.X. Kaertner, Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA, *Opt. Express* **17**, 5540–5555 (2009).
- [160] L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth and J. D. Zuegel, High-conversion-efficiency optical parametric chirped pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses, *Opt. Lett.* **28**(14), 1245–1247 (2003).
- [161] J. Moses and S. Huang, Conformal profile theory for performance scaling of ultrabroadband optical parametric chirped pulse amplification, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(4), 812–830 (2011).

- [162] A. M. Weiner, Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators, *Rev. Sci. Instrum.* **71**(5), 1929–1960 (2000).
- [163] T. Balčiūnas, G. Y. Fan, G. Andriukaitis, A. Pugžlys and A. Baltuška, High-power top-hat pulses from a Yb master oscillator power amplifier for efficient optical parametric amplifier pumping, *Opt. Lett.* **37**(13), 2547–2549 (2012).
- [164] S. Hrisafov, J. Pupeikis, P.-A. Chevreuril, F. Brunner, C. R. Phillips, L. Gallmann and U. Keller, High-power few-cycle near-infrared OPCPA for soft X-ray generation at 100 kHz, *Opt. Express* **28**(26), 40145–40154 (2020).
- [165] A. V. Smith, How to select nonlinear crystals and model their performance using SNLO software, *Proc. SPIE* **3928**, 62–69 (2000).
- [166] S. Xu, J. Qiu, T. Jia, C. Li, H. Sun and Z. Xu, Femtosecond laser ablation of crystals SiO₂ and YAG, *Opt. Commun.* **274**(1), 163–166 (2007).
- [167] A. L. Calendron, H. Cankaya, G. Cirimi and F. X. Kärtner, White-light generation with sub-ps pulses, *Opt. Express* **23**(11), 13866–13879 (2015).
- [168] M. Kolesik, G. Katona, J.V. Moloney and E.M. Wright, Physical Factors Limiting the Spectral Extent and Band Gap Dependence of Supercontinuum Generation, *Phys. Rev. Lett.* **91**(4), 043905–1–043905–4 (2003).
- [169] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamošauskas, D. Majus and A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, *Appl. Phys. B* **116**(2), 477–483 (2013).
- [170] A. Petrušenas, P. Mackonis, A. M. Rodin and V. Girdauskas, 1800–2400 nm OPCPA based on BiBO with signal-to-idler conversion by transient stimulated Raman chirped pulse amplification, *Proc. of SPIE* **11867**, 118670L (2021).
- [171] G. M. Gale, M. Cavallari and F. Hache, Femtosecond visible optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(2), 702–714 (1998).
- [172] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear optical crystals. A complete survey* (Springer New York, 2005).
- [173] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2011).
- [174] J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Jocher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann and J.D. Zuegel, Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers, *Opt. Express* **19**(18), 16797–16808 (2011).
- [175] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*, volume 1 (Springer New York, 2012).
- [176] C. Manzoni, J. Moses, F. Kärtner and G. Cerullo, Excess quantum noise in optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Express* **19**(9), 8357–8366 (2011).
- [177] C. Manzoni and G. Cerullo, Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers, *J. Opt.* **18**(10), 103501 (2016).
- [178] A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel and J. R. Wullert, Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multi-element liquid-crystal phase modulator, *Opt. Lett.* **15**(6), 326–328 (1990).
- [179] P. Tournois, Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems, *Opt. Commun.* **140**(4), 245–249 (1997).

- [180] Q. Xiao, X. Pan, Y. Jiang, J. Wang, L. Du, J. Guo, D. Huang, X. Lu, Z. Cui, S. Yang, H. Wei, X. Wang, Z. Xiao, G. Li, X. Wang, X. Ouyang, W. Fan, X. Li and . Zhu, High-contrast OPCPA front end in high-power petawatt laser facility based on the ps-OPCPA seed system, *Opt. Express* **29**(11), 15980–15994 (2021).
- [181] D. Papp, N. Hafz and C. Kamperidis, Self-induced ionization injection LWFA and generation of sub-fs electron bunches with few-cycle sub-TW laser pulses, *Laser Part. Beams* **37**(2), 165–170 (2019).
- [182] P.-A. Chevreauil, F. Brunner, S. Hrisafov, J. Pupeikis, C. R. Phillips, U. Keller, and L. Gallmann, Water-window high harmonic generation with 0.8- μm and 2.2- μm OPCPAs at 100 kHz, *Opt. Express* **29**(21), 32996–33008 (2021).
- [183] P. Hamm, M. Meuwly, S. L. Johnson, P. Beaud and U. Staub, Perspective: THz-driven nuclear dynamics from solids to molecules, *Struct. Dyn.* **4**(6), 061601 (2017).
- [184] P. M. Krausz and H. J. Wörner, Perspectives of attosecond spectroscopy for the understanding of fundamental electron correlations, *Angew. Chem. Int. Ed.* **57**(19), 5228–5247 (2018).
- [185] M. C. Chen, P. Arpin, T. Popmintchev, M. Gerrity, B. Zhang, M. Seaberg, D. Popmintchev, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, Bright, Coherent, Ultrafast Soft X-Ray Harmonics Spanning the Water Window from a Tabletop Light Source, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 173901 (2010).
- [186] M. Clerici, M. Peccianti, B. E. Schmidt, L. Caspani, M. Shalaby, M. Giguere, A. Lotti, A. Couairon, F. Legare, T. Ozaki, D. Faccio and R. Morandotti, Wavelength Scaling of Terahertz Generation by Gas Ionization, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 253901 (2013).
- [187] Y. Pertot, C. Schmidt, M. Matthews and A. Chauvet, Time-resolved x-ray absorption spectroscopy with a water window high-harmonic source, *Science* **355**(6322), 264–267 (2017).
- [188] J. Huang, L. Guo, J. Wang, T. Li, H. Lee, P. Chiu, L. Peng and T. Liu, Fiber-based 1150-nm femtosecond laser source for the minimally invasive harmonic generation microscopy, *J. Biomed. Opt.* **22**(3), 036008 (2017).
- [189] R. R. Anderson and J. A. Parrish, The optics of human skin, *J. Invest. Dermatol* **77**(1), 13–19 (1981).
- [190] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, F. W. Wise, C. B. Schaffer and C. Xu, *In vivo* three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain, *Nat. Photon.* **7**(3), 205–209 (2013).
- [191] A. Ciriolo, M. Negro, M. Devetta and E. Cinquanta, Optical parametric amplification techniques for the generation of high-energy few-optical-cycles IR pulses for strong field applications, *Appl. Sci* **7**(3), 265 (2017).
- [192] A. McKay, O. Kitzler and R. P. Mildren, Simultaneous brightness enhancement and wavelength conversion to the eye-safe region in a high-power diamond Raman laser, *Laser Photon. Rev.* **8**(3), L37–L41 (2014).
- [193] R. Frey, A. de Martino and F. Pradère, High-efficiency pulse compression with intracavity Raman oscillators, *Opt. Lett.* **8**(8), 437–439 (1983).
- [194] J. Jakutis-Neto, J. Lin, N. U. Wetter and H. Pask, Continuous-wave Watt-level Nd:YLF/KGW Raman laser operating at near-IR, yellow and lime-green wavelengths, *Opt. Express* **20**(9), 9841–9850 (2012).

- [195] I. V. Mochalov, Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Nd}^{+3}$ -(KGW:Nd), *Opt. Eng.* **36**(6), 1660–1669 (1997).
- [196] A. A. Kaminskii, H. J. Eichler, K. Ueda, N. V. Klassen, B. S. Redkin, L. E. Li, J. Findeisen, D. Jaque, J. Garcia-Sole, J. Fernandez and R. Balda, Properties of Nd^{3+} -doped and undoped tetragonal PbWO_4 , $\text{NaY}(\text{WO}_4)_2$, CaWO_4 , and undoped monoclinic ZnWO_4 and CdWO_4 as laser-active and stimulated raman scattering-active crystals, *Appl. Opt.* **38**(21), 4533–4547 (1999).
- [197] A. S. Grabtchikov, R. V. Chulkov, V. A. Orlovich, M. Schmitt, R. Maksimenko and W. Kiefer, Observation of Raman conversion for 70-fs pulses in $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ crystal in the regime of impulsive stimulated Raman scattering, *Opt. Lett.* **28**(11), 926–926 (2003).
- [198] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (AP, 2008), 3rd edition.

Vilniaus universiteto leidykla
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius
El. p. info@leidykla.vu.lt, www.leidykla.vu.lt
Tiražas 20 egz.