

Vilniaus universitetas

Fizikos fakulteto

Lazerinių tyrimų centras

Pija Gadonaitė

**DIDELĖS GALIOS KELETO OPTINIŲ CIKLŲ
TRUMPABANGĖS IR SRITIES IMPULSŲ GENERAVIMAS
LGS KRISTALE**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentė

Pija Gadonaitė

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

Dr. Rimantas Budriūnas

Lazerinių tyrimų centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Turinys	1
Pavadinimų trumpinių sąrašas	2
Įvadas	3
1. Teorinis įvadas	4
1.1. Ultratrumpieji impulsai	4
1.2. Netiesinė optika	5
1.2.1. Kvadratinis netiesiškumas	5
1.2.2. Kubinis netiesiškumas	8
1.3. Šviesos dispersija	11
1.4. Nešlio gaubtinės fazė (CEP)	13
1.4.1. CEP matavimas f - $2f$ interferometro metodu	15
1.5. Ultratrumpųjų impulsų charakterizavimo metodai	16
1.5.1. Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodas	16
1.5.2. Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodas ..	18
2. Literatūros apžvalga	19
3. Eksperimentinė dalis	21
3.1. Eksperimento schema	21
3.2. Pasyvaus CEP užkrato ties ~ 1580 nm signalo generacijos tyrimo rezultatai	23
3.3. Plačiajuosčio signalo stiprinimo LGS kristale tyrimo rezultatai	29
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	36
Literatūros sąrašas	37
Santrauka	40
Summary	41

Pavadinimų trumpinių sąrašas

BBO – β -bario boratas (angl. β -Barium Borate)

CEP – nešlio fazė gaubtinės atžvilgiu (angl. carrier-envelope phase)

FROG – dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. Frequency – Resolved Optical Gating)

GDD – grupinio vėlinimo dispersija (angl. Group delay dispersion)

GVD – grupinio greičio dispersija (angl. Group velocity dispersion)

KGW – kalio gadolinio volframatų (angl. Potassium gadolinium tungstate)

LBO – ličio triboratas (angl. Lithium Triborate)

LGS – ličio galio sulfidas (angl. Lithium Gallium Sulfide)

NIR – artimoji infraraudonoji elektromagnetinių bangų spektro sritis (angl. Near Infrared)

OPA – parametrinis šviesos stiprinimas (angl. Optical Parametric Amplification)

RMS – kvadratinė vidutinė reikšmė (angl. Root mean square)

SFG – suminio dažnio generacija (angl. Sum Frequency generation)

SHG – antrosios harmonikos generacija (angl. Second Harmonic generation)

SPM – Fazės moduliavimas (angl. Self-phase-modulation)

TL – spektru ribotas impulsas (angl. Transform-limited)

TOD – trečios eilės (kubinė) dispersija (angl. Third-order dispersion)

WLG – baltos šviesos generacija (angl. White Light Generation)

YAG – itrio aliuminio granatas (angl. Yttrium Aluminium Garnet)

XFROG – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. Cross-correlation Frequency – Resolved Optical Gating)

Įvadas

Artimoji infraraudonoji spinduliuotė (NIR, $\sim 0,8\text{--}2,5\ \mu\text{m}$) plačiai taikoma lazerių fizikoje, biomedicinoje, spektroskopijoje ir mikroskopijoje [1-4]. Dėl mažesnės šviesos sklaidos ji užtikrina didesnę skvarbą biologiniuose audiniuose ir medžiagose. Tuo tarpu itin trumpi impulsai užtikrina didelį smailinį intensyvumą žadinant medžiagą su santykinai maža vidutine galia taip išvengiant šilumos sukeltos pažeidimo biologiniuose audiniuose atliekant daugiafotonę mikroskopiją [3]. Kelių optinių ciklų artimosios infraraudonosios srities spinduliuotės impulsai taikomi ir ekstremaliosios netiesinės optikos srityje, ypač stipraus lauko režime generuojant aukštąsias harmonikas bei atosekundinius impulsus [5]. Tačiau kelių optinių ciklų NIR spinduliuotės generavimą itin smarkiai riboja esamų netiesinių kristalų pralaidumas infraraudonojoje spektro srityje, plataus spektro fazinio sinchronizmo palaikymas stiprinimo metu bei kitos kristalų savybės. LGS (LiGaS_2) kristalas yra vienas iš potencialių netiesinių kristalų, leidžiančių realizuoti ultratrumpųjų impulsų generavimą NIR srityje dėl optinių savybių – itin plačios pralaidumo juostos ($0,3 - 11,5\ \mu\text{m}$), didelio efektinio netiesiškumo, mažo netiesinės sugerties koeficiento bei mažo netiesinio lūžio rodiklio [6]. Šios medžiagos savybės leidžia efektyviai generuoti ir stiprinti plataus spektro, didelės galios impulsus, kurių laikinė trukmė gali būti suspausta iki kelių optinių ciklų.

Šio darbo tikslas yra eksperimentiškai ištirti didelės galios keleto optinių ciklų artimosios infraraudonosios spinduliuotės impulsų generavimą LGS kristale, taikant keturių stiprinimo pakopų optinę sistemą bei ištirti generuojamų impulsų laikines, spektrines bei erdvines charakteristikas.

Darbo uždaviniai:

1. Sukurti ir surinkti užkrato impulso, apimančio $1300 - 1900\ \text{nm}$ spektrinį diapazoną ir centriniu bangos ilgiu ties $\sim 1580\ \text{nm}$, generavimo optinę schemą bei ištirti pagrindines generuojamo plataus spektro impulso charakteristikas.
2. Sukurti ir surinkti LGS kristale veikiančią plataus spektro parametrinę šviesos stiprintuvą bei ištirti pagrindines stiprinimo charakteristikas.
3. Suspausti LGS kristale sustiprinto impulsą iki kelių optinių ciklų bei ištirti laikines charakteristikas.

1. Teorinis įvadas

1.1. Ultratrumpieji impulsai

Ultratrumpaisiais optiniais impulsais vadinami impulsai, kurių trukmė siekia nuo 100 ps iki femtosekundžių bei atosekundžių trukmių. Ultratrumpieji impulsai dažniausiai generuojami lazeriuose, veikiančiuose modų sinchronizacijos (angl. *mode-locking*) režimu. Šio režimo metu lazerio rezonatoriaus išilginės modos yra faziškai suderinamos, todėl laiko srityje generuojasi periodinė trumpų impulsų seka. Pasyvioji modų sinchronizacija gali būti realizuojama naudojant įsisotinantį sugėrikį arba Kero lęšio mechanizmą. Įsisotinant sugėrikis pasižymi intensyvumui priklausoma sugertimi, todėl didelio intensyvumo impulso dalys patiria mažesnius nuostolius nei mažo intensyvumo komponentės, kas lemia impulso trumpėjimą rezonatoriuje. Kero lęšio modų sinchronizacija grindžiama netiesiniu Kero efektu, kai terpės lūžio rodiklis priklauso nuo šviesos intensyvumo. Dėl šio efekto didelio intensyvumo spinduliuotė rezonatoriuje savaime fokusuojasi, tuo tarpu mažesnio intensyvumo komponentės patiria didesnius nuostolius. Tokiu būdu selektyviai stiprinami trumpi impulsai, leidžiantys pasiekti femtosekundinės ir net keleto optinių ciklų trukmės impulsų generaciją be papildomų sugeriančių elementų. Ypatingą reikšmę šiuolaikinėje netiesinėje optikoje turi keleto optinių ciklų trukmės impulsai, kurių trukmė tampa palyginama su elektromagnetinio lauko svyravimo periodu. Tokie impulsai pasižymi itin dideliu smailiniu intensyvumu bei plačiu spektriniu pločiu. Keleto optinių ciklų impulsų atveju impulso trukmė tampa artima vieno optinio ciklo trukmei, kuri apibrėžiama kaip:

$$\tau_0 = \frac{\lambda_0}{c} \quad (1)$$

kur λ_0 – centrinis bangos ilgis, c – šviesos greitis. Optinio ciklo trukmė nurodo laiko intervalą, kuris atitinka pilną elektrinio lauko svyravimo periodą. Ultratrumpųjų impulsų trukmė yra fundamentaliai apribota jo spektriniu pločiu. Remiantis Furjė transformacijos principais, siekiant generuoti trumpesnius impulsus reikia turėti itin platų impulso spektrą. Idealiu atveju, kai nėra fazinių iškraipymų, impulsas yra Furjė transformacijos ribotas (angl. *Fourier transform limited*, FTL). Praktikoje impulso trukmės ir spektro pločio sandauga (angl. *time–bandwidth product*) priklauso nuo impulso formos ir nusako, išmatuoto impulso skirtumą bei neatitikimą nuo FTL ribos. Siekiant generuoti keleto optinių ciklų impulsus, būtina ne tik išplėsti spektrą, bet ir tiksliai kompensuoti dispersiją bei valdyti fazines charakteristikas [5,7,8].

1.2. Netiesinė optika

Tiesinėje optikoje medžiagos atsakas į elektromagnetinę bangą laikomas proporcingu elektrinio lauko stipriui. Tokiu atveju medžiagos poliarizuotumas aprašomas tiesine priklausomybe:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (2)$$

kur $P(t)$ – medžiagos poliarizuotumas, $E(t)$ – elektrinio lauko stipris, ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$ – tiesinis optinis jautris. Tačiau esant dideliems spinduliuotės intensyvumams, būdingiems ultratrumpiesiems lazeriniams impulsams, medžiagos atsakas tampa netiesinis. Tokiu atveju poliarizuotumas nebėgi būti aprašomas vien tik pirmos eilės nariu, todėl skleidžiamas elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$P(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots] \quad (3)$$

kur $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ yra atitinkamai antrosios ir trečiosios eilės netiesiniai optiniai jautriai. Antrosios eilės netiesiniai procesai galimi tik terpėse, neturinčiose inversijos (centro) simetrijos, todėl jie realizuojami tik tam tikruose kristaluose, tarp kurių yra ir tiriamasis LGS (LiGaS_2) kristalas. Tuo tarpu trečiosios eilės netiesiniai reiškiniai pasireiškia visose medžiagose, nepriklausomai nuo jų simetrijos savybių. Netiesinis poliarizuotumas yra esminis mechanizmas, lemiantis tokius procesus kaip dažnio konversija, spektrinį išplitimą bei parametrinį stiprinimą, kurie yra būtini generuojant didelės galios, keleto optinių ciklų trukmės impulsus trumpabangėje ir vidurinėje infraraudonojoje srityje [5,8].

1.2.1. Kvadratinis netiesiškumas

Terpėje, neturinčioje centro simetrijos ($\chi^{(2)} \neq 0$), pasireiškia kvadratinis netiesiškumas, leidžiantis realizuoti tribanges (trijų bangų) sąveikas, tokias kaip antrosios harmonikos generaciją (SHG), suminio ir skirtuminio dažnio generaciją (SFG, DFG) bei optinį parametrinį stiprinimą (OPA). Vieno dažnio ω elektromagnetinei bangai sąveikaujant su medžiaga, antrosios eilės (kvadratinis) netiesinis poliarizuotumas gali būti išreiškiamas:

$$P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) \quad (4)$$

Išskaidžius elektrinį lauką į kompleksines amplitudes, gaunami skirtingų dažnių nariai, tarp kurių yra pastovus (nulinio dažnio) ir dvigubo dažnio komponentai. Dvigubo dažnio narys yra atsakingas už antrosios harmonikos generaciją, o nulinio dažnio narys lemia optinį lyginimą, kurio metu medžiagoje sukuriamas kvazistatinis elektrinis laukas. Bendresniu atveju, kai sąveikauja kelių dažnių komponentai, kvadratinė poliarizacija gali būti užrašyta kaip skirtingų dažnių suma:

$$P^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (5)$$

Tokiu atveju atsiranda įvairūs dažnių maišymo procesai, tačiau jų efektyvumas priklauso nuo fazinio suderinimo (fazinio sinchronizmo) sąlygų - kai bangų vektorių neatitikimas yra minimalus, energija efektyviai perduodama generuojančioms bangoms [5,8].

Reiškiniai aprašomi antrosios eilės netiesiniu jautriu $\chi^{(2)}$ yra vadinami parametriniais optiniais procesais. Tai yra netiesinės optikos reiškiniai, vykstantys per virtualius energijos lygmenis, kuomet elektromagnetinių bangų sąveikos metu energija tarp jų yra perskirstoma, tačiau pati terpė išlieka nesužadinta. Po sąveikos medžiagos atomai ar jonai grįžta į pradinę kvantinę būseną, todėl šie procesai vyksta be energijos nuostolių ir pasižymi itin greita dinamika. Parametrinė generacija gali būti laikoma atvirkštiniu antrosios harmonikos generacijos atveju. Jei antrosios harmonikos generacijoje dalyvauja du fotonai su tuo pačiu dažniu ir yra sujungiami į vieną aukštesnio dažnio fotoną, tai parametrinėje generacijoje vienas aukšto dažnio kaupinimo fotonas skyla į du mažesnio dažnio fotonus – signalinę ir šalutinę bangas. Šio proceso metu turi būti tenkinami energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai, kurie atitinkamai apibrėžia dažnių ir bangos vektorių ryšius tarp sąveikaujančių bangų.

$$\omega_s + \omega_i = \omega_p \quad (6)$$

$$k_s + k_i = k_p \quad (7)$$

Šios sąlygos yra būtinos, kad sąveika tarp bangų būtų efektyvi. Jeigu į netiesinį kristalą siunčiama tik kaupinimo banga, tuomet signalinė ir šalutinė bangos gali atsirasti spontaniškai dėl kvantinių svyravimų ar silpnos fluorescencijos vykstančios terpėje. Toks procesas vadinamas savaimine parametrine generacija. Esant dideliui stiprinimui, šis reiškinys gali pereiti į parametrinės superfluorescencijos režimą, kuriame generuojama didelės energijos spinduliuotė. Tačiau toks generacijos būdas pasižymi prastu stabilumu, didele kampine sklaida

ir nevaldomu spektru, todėl praktikoje dažniausiai naudojamas išorinis užkrato signalas, pavyzdžiui, superkontinuumas, kuris dėl plataus spektro leidžia pasirinkti ir stiprinti norimą bangos ilgių ruožą.

Optinis parametrinis stiprinimas yra procesas, kurio metu silpnas signalinis impulsas yra stiprinamas sąveikaujant su stipria kaupinimo banga netiesiniame kristale. Šio proceso efektyvumas priklauso nuo fazinio sinchronizmo sąlygų išpildymo:

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \quad (8)$$

Fazinis sinchronizmas realizuojamas tuomet, kai bangų vektorių neatitikimas yra lygus nuliui, t.y. kai visos sąveikaujančios bangos sklinda taip, jog jų fazinis santykis išlieka pastovus viso sąveikos ilgio metu. Tokiu atveju energijos perdavimas iš kaupinimo bangos į signalinę ir šalutinę bangas yra efektyviausias. Kadangi medžiagose lūžio rodiklis priklauso nuo dažnio, skirtingų bangos ilgių bangos sklinda skirtingais faziniais greičiais, todėl fazinio sinchronizmo sąlyga negali būti išpildyta izotropinėse terpėse. Ši problema sprendžiama naudojant anizotropinius, dvejopo lūžio kristalus, kuriuose skirtingos poliarizacijos bangos patiria skirtingus lūžio rodiklius. Paprastoji banga pasižymi krypties nepriklausomu lūžio rodikliu, tuo tarpu nepaprastosios bangos lūžio rodiklis priklauso nuo sklidimo krypties kristalo optinės ašies atžvilgiu. Tinkamai parinkus sklidimo kampą, galima suderinti skirtingų bangų fazinius greičius ir taip pasiekti fazinį sinchronizmą. Dvejopo lūžio kristalai gali būti vienašiai arba dviašiai. Vienašiuose kristaluose egzistuoja viena optinė ašis, o dviašiuose – sudėtingesnė optinė struktūra (dvi optinės ašys), leidžianti lanksčiau valdyti fazinio sinchronizmo sąlygas. Tokie kristalai, kaip LGS - dviašiai, yra ypač tinkami plačiajuosčiams parametriniams procesams, nes leidžia optimizuoti sąveiką ne tik pagal sklidimo kampą, bet ir pagal papildomus geometrinius parametrus. Priklausomai nuo sąveikaujančių bangų poliarizacijų, skiriami skirtingi parametrinės sąveikos tipai, kurie lemia tiek fazinio sinchronizmo sąlygas, tiek stiprinimo spektrines savybes. Svarbus aspektas nagrinėjant parametrinį stiprinimą yra stiprinimo spektrinio pločio ribojimas. Jis tiesiogiai susijęs su fazinio sinchronizmo sąlygų išpildymu skirtingiems dažniams. Net ir nedidelis fazinis neatitikimas mažina stiprinimo efektyvumą, todėl spektrinis plotis priklauso nuo kristalo ilgio, netiesinio jautrio bei kaupinimo intensyvumo. Spektrinis plotis apibūdinamas naudojant fazinio išsiderinimo išraišką, kuri aprašoma:

$$\Delta k = \alpha \phi^2 - b \Delta \omega \quad (9)$$

kur $a = \frac{k_s k_p}{2k_i}$, $b = \frac{dk_s}{d\omega_s} \big|_{\omega_s=\omega_{s0}} - \frac{dk_i}{d\omega_i} \big|_{\omega_i=\omega_{i0}}$, θ – kampas tarp signalinės ir kaupinimo bangų, $\Delta\omega = \omega_s - \omega_{s0} = \omega_{i0} - \omega_i$.

Vykstant optiniam parametriniam stiprinimui sustiprintos bangos spektro plotis apibrėžiamas išraiška:

$$\Delta\omega_{psf} = \frac{2}{|b|} \sqrt{\frac{2g}{L} \ln 2} \quad (10)$$

kur $g \sim d_{eff} \sqrt{I_p}$ – stiprinimo koeficientas, o I_p – kaupinimo bangos ilgio intensyvumas, L – terpės ilgis. Taigi, stiprinamo impulso spektro plotis priklauso nuo terpės ilgio ir stiprinimo koeficiento. Esant trumpai terpei bei dideliame stiprinime galima realizuoti itin plataus spektro impulsų stiprinimą. Be to, stiprinamo impulso dažnių juosta taip pat priklauso ir nuo grupinių greičių skirtumo tarp signalinės bei šalutinės bangų, todėl esant arti išsigimusio režimo, stiprinimo dažnių juosta smarkiai išplinta. Femtosekundinių impulsų atveju svarbu atsižvelgti ir į grupinių greičių nederinimą. Kadangi skirtingo bangos ilgio impulsai sklinda skirtingais grupiniais greičiais, tarp jų atsiranda laiko poslinkis, kuris riboja efektyvų sąveikos ilgį. Kuo didesnis grupinio greičio nederinimas, tuo siauresnė tampa efektyvaus stiprinimo juosta. Generuojant itin trumpus, keleto optinių ciklų trukmės impulsus, būtina užtikrinti kuo platesnį stiprinimo spektrą. Tai pasiekama optimizuojant ne tik kristalo ilgį ir kaupinimo intensyvumą, bet ir taikant nekolonarią sąveiką, kuri leidžia geriau suderinti grupinius greičius tarp sąveikaujančių bangų. Tokiu būdu galima reikšmingai išplėsti stiprinimo juostą, kuri yra būtina sąlyga siekiant generuoti didelės galios, itin trumpos trukmės impulsus [5,8].

1.2.2. Kubinis netiesiškumas

Terpėse, turinčiose centro simetriją ($\chi^{(2)} = 0$) arba esant itin dideliame impulso intensyvumui, pradeda dominuoti aukštesni poliarizuotumo eilės nariai, ir tokiu atveju medžiagos atsakas aprašomas trečiosios eilės netiesiniu jautriu:

$$P(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(\omega) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (11)$$

Šios išraiškos pirmasis narys aprašo trečios harmonikos generaciją, o antrasis lemia lūžio rodiklio priklausomybę nuo spinduliuotės intensyvumo. Šis efektas yra vadinamas optinio Kero efektu ir aprašomas formule:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (12)$$

kur n_0 yra tiesinis lūžio rodiklis, n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, o I – spinduliuotės intensyvumas. Dėl nuo krentančios spinduliuotės intensyvumo priklausančio lūžio rodiklio pokyčio atsiranda įvairūs šviesos saviveikos reiškiniai. Šie procesai yra tiesiogiai susiję su spektro išplitimu, kuris būtinas generuojant keleto optinių ciklų trukmės impulsus. Pavyzdžiui, savaiminė fazės moduliacija leidžia išplėsti impulso spektrą, o vėliau, tinkamai kompensavus impulso dispersiją, impulsas gali būti suspaustas iki artimos spektriškai ribotos trukmės [5,8].

Netiesinės optikos reiškiniai medžiagose atsirandantys dėl netiesinio lūžio rodiklio vadinami šviesos saviveikos reiškiniais: savaiminis fokusavimasis, fazės moduliavimasis (SPM), šviesos gijų (filamentų) formavimasis, baltos šviesos kontinuumo generacija (WLG), keturbangis maišymasis bei kiti procesai. Superkontinuumo (WLG) generacija – tai netiesinis optinis reiškinys, kurio metu siauro spektro, didelio intensyvumo ultratrumpasis lazerinis impulsas, sklindantis netiesinėje terpėje, transformuojamas į plataus spektro spinduliuotę. Šis procesas yra esminis optinio parametrinio stiprinimo sistemose, kuriose superkontinuumo spinduliuotė yra naudojama kaip plataus spektro užkrato signalas, leidžiantis generuoti ir stiprinti trumpabangės bei vidurinės infraraudonosios srities impulsus. Pagrindinis mechanizmas, inicijuojantis spektro plėtimąsi, yra fazės moduliavimasis (angl. *self-phase modulation*, SPM), pasireiškiantis dėl trečiosios eilės netiesinio medžiagos poliarizuotumo atsako. Impulsui sklindant per medžiagą, ji įgyja fazę ϕ :

$$\phi = \omega_0 t - kz = \omega t - n \frac{\omega_0}{c} z \quad (13)$$

kur ω_0 – bangos dažnis, t – laikas, k – bangos skaičius, z – atstumas, kurį nusklinda pluoštas medžiagoje, n – lūžio rodiklis, c – šviesos greitis. Tačiau sklindant intensyvaus impulso laukui terpėje, lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo intensyvumo (formulė (12)), o šio proceso metu atsiranda ir papildomas impulso fazės pokytis:

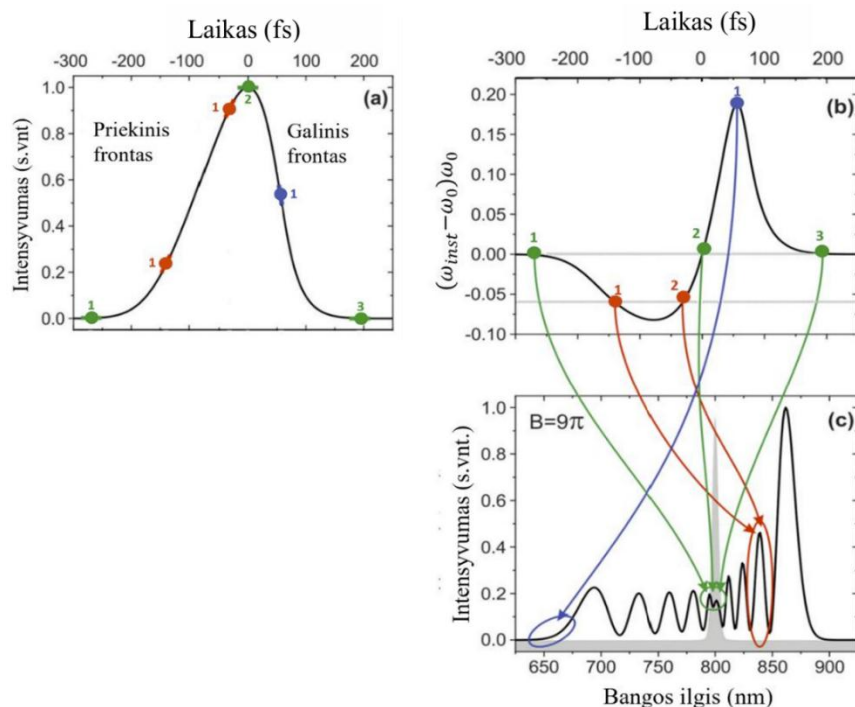
$$\delta\phi = \frac{\delta\phi}{\delta n} \delta n = -n_2 I \frac{\omega_0}{c} z \quad (14)$$

Bangos dažnis išreiškiamas kaip laikinės fazės išvestinė, todėl esant fazės moduliavimosi procesui atitinkamai atsiranda ir dažnio moduliacija:

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad (15)$$

$$\delta\omega(z, t) = \frac{\partial(\delta\phi)}{\partial t} = -\frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{\partial I}{\partial t} z \quad (16)$$

(16) formulėje aprašomos dažnio pokyčio rezultatas pavaizduotas 1(b) pav.



1 pav. Fazės moduliavimasis (SPM) dėl Kero efekto. (a) pradinis impulsas, (b) normalizuotas momentinis kampinio dažnio poslinkis, (c) SPM išplėstas spektras [9].

Toks impulsas vadinamas faziškai moduluotu (čirpuotu) impulsu – priekinis impulso frontas įgauna neigiamą dažnio poslinkį, o galinis – teigiamą. Impulso spektro plėtimasis reikšmingai priklauso nuo pradinės impulso laikinės formos. Dėl fazės moduliavimosi skirtingos impulso dalys generuoja skirtingas spektrines komponentes: priekinė impulso dalis (kur intensyvumas didėja) yra susijusi su žemesnių dažnių, t. y. raudonosios srities, komponentėmis, tuo tarpu galinė dalis (kur intensyvumas mažėja) lemia aukštesnių dažnių, arba mėlynosios srities, komponentų atsiradimą. Spektro plitimo simetriškumą lemia įvairūs veiksniai - medžiagos savybės, netiesinės terpės atsakas ir šviesos impulso trukmė [9]. Tačiau superkontinuumo generacijos procesui paaiškinti neužtenka tik fazės moduliavimosi. Lygiagrečiai pasireiškia ir kiti netiesiniai procesai, kaip kryžminės fazės moduliacija (XPM), keturbangis maišymasis bei priverstinė Ramano sklaida. Esant tam tikroms sąlygoms, ypač anomalios dispersijos srityje, gali susiformuoti solitonai, kurių dinamika taip pat prisideda prie spektro plitimo. Svarbu pažymėti, kad Kero efektas veikia ne tik impulso laikinę struktūrą, bet ir jo erdvines

charakteristikas. Superkontinuumo generacijoje svarbų vaidmenį atlieka ir savaiminis fokusavimasis, kuris pasireiškia, kai spinduliuotės galia viršija kritinę galią:

$$P_{cr} = \frac{\pi d^2}{4} I = \frac{(0.61)^2 \pi \lambda^2}{8 n_0 n_2} \approx \frac{\lambda^2}{8 n_0 n_2} \quad (17)$$

P_{cr} nurodo kritinės galios vertę iki kurios fokusavimasis dar atsveria difrakcinę skėstį, d – pluošto diametras, I – intensyvumas, λ – bangos ilgis, n_0 – tiesinis ir n_2 – netiesinis lūžio rodikliai. Šis reiškinys atsiranda tada, kai didelio intensyvumo impulsai sklinda per netiesinę terpę ir dėl Kero efekto atsiranda didesnis fazinis vėlinimas pluošto centre (kur intensyvumas yra didžiausias) ir silpnesnis vėlinimas pluošto kraštuose – fazinis bangos frontas pasikeičia taip, kad pluoštas fokusuojasi, o medžiaga tampa lęšiška terpė. Kietose terpėse, tokiose kaip kristalai, superkontinuumo generacija įvyksta per trumpą sąveikos ilgį, be ilgos filamentacijos. Tokiu atveju svarbūs tampa erdvėlaikiniai efektai, ypač lemiantys impulso fronto statėjimą, kuris nulemia staigesnį impulso galinės dalies pokytį ir sąlygoja stipresnį spektro plėtimąsi į mėlynąją pusę. Visi šie procesai ir prisideda prie WLG [5,8].

1.3. Šviesos dispersija

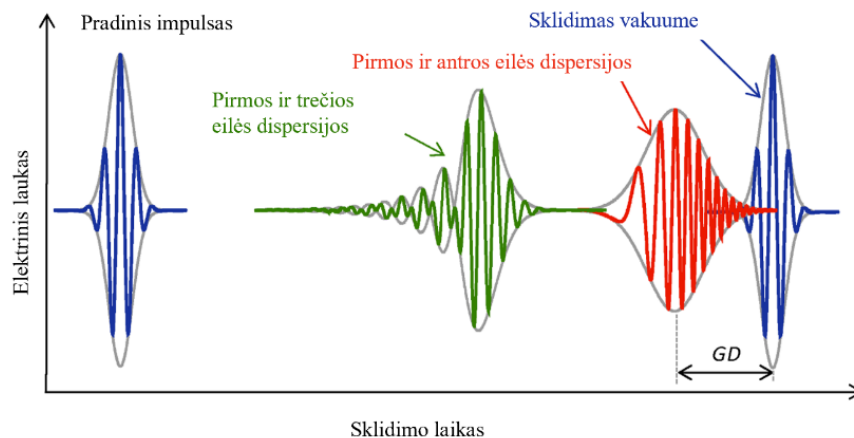
Ultratrumpiems impulsams sklindant dispersinėje terpėje, skirtingos impulso spektrinės komponentės sklinda skirtingais faziniais ir grupiniais greičiais, todėl impulso spektrinė fazė pakinta, o kartu išsikraipo ir impulso laikinę gaubtinę. Priklausomai nuo pradinio impulso trukmės, spektro pločio bei terpės dispersinių savybių, impulso trukmė gali plisti (dispersinis plitimas) arba būti suspaudžiama, priklausomai nuo dispersijos ženklo. Impulso spektrinės fazės analizė patogiai atliekama ją išreiškiant Teiloro eilute aplink centrinį dažnį ω_0 [8]:

$$\phi(\omega) \approx \phi(\omega_0) + \frac{1}{1!} \frac{d\phi}{d\omega} \bigg|_{\omega = \omega_0} \Omega + \frac{1}{2!} \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \bigg|_{\omega = \omega_0} \Omega^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \bigg|_{\omega = \omega_0} \Omega^3 + \dots \quad (18)$$

kur $\Omega = \omega - \omega_0$, ω_0 – centrinis dažnis. Šioje fazės skleidimo išraiškoje galima išskirti pagrindinius dispersijos narius:

1. Pirmasis narys yra konstanta, nusakanti bendrą fazės poslinkį, kuris fizikinės įtakos impulso formai neturi.

2. Antrasis narys atitinka pirmos eilės išvestinę pagal dažnį ir aprašo grupinį vėlinimą (GVD, angl. *group delay*) t. y. bendrą impulso atvykimo laiką. Šie du nariai neveikia nei impulso gaubtinės, nei jo formos.
3. Trečiasis narys, susietas su antrąja išvestine pagal dažnį, aprašo grupinio vėlinimo dispersiją (GDD, angl. *group delay dispersion*). Tai yra pagrindinis tiesinės dispersijos parametras, atsakingas už impulso plitimą laike, nes skirtingo bangos ilgio komponentės sklinda skirtingais grupiniais greičiais. GDD matuojama s^2 ir lemia kvadratinę fazės priklausomybę, kuri sukelia impulso išplitimą.
4. Ketvirtasis narys aprašo trečios eilės dispersiją (TOD, angl. *third-order dispersion*), kuri tampa svarbi plačiajuosčiams impulsams, ypač kelių optinių ciklų srityje. TOD lemia asimetrinius impulso laikinio profilio iškraipymus.



2 pav. Pluošto laikiniai pokyčiai, atsiradę dėl pirmų trijų eilių dispersijų [10].

Dispersija gali būti skirstoma į normaliąją ir anomaliją. Normaliosios dispersijos atveju trumpesnio bangos ilgio (mėlynosios) komponentės sklinda lėčiau nei ilgesnio bangos ilgio (raudonosios), tuo tarpu anomaliosios dispersijos srityje situacija yra atvirkštinė. Tarp šių režimų egzistuoja nulinės dispersijos bangos ilgis (angl. *zero-dispersion wavelength*), kuriame GVD keičia ženklą. Šis parametras yra būdingas kiekvienai medžiagai; pavyzdžiui, lydytam kvarcui jis yra apie 1300 nm. Impulsų suspaudimas priklauso nuo to, ar naudojama normali ar anomali dispersija, nes nuo to parenkamos atitinkamos dispersijos kompensavimo schemas. Be laikinės dispersijos, svarbų vaidmenį atlieka ir kampinė (erdvinė) dispersija, kuri atsiranda, kai skirtingo bangos ilgio komponentės sklinda skirtingomis kryptimis. Ji dažnai pasireiškia naudojant dispersinius optinius elementus, tokius kaip prizmės ar gardelės. Prizmėse dėl bangos ilgio priklausomo lūžio rodiklio skirtingos spektrinės komponentės išsiskaido erdvėje,

todėl spinduliuotė įgyja kampinį spektrinį išsisklaidymą. Netinkamai sujustiravus prizmės kompresorių (pavyzdžiui, nesant minimalaus nuokrypio kampo sąlygai), gali atsirasti papildoma kampinė dispersija, kuri lemia erdvinio pluošto profilio deformacijas, asimetriją bei astigmatizmą. Nors dviejų praėjimų kompresoriai dažniausiai leidžia efektyviai kompensuoti tiesinę GDD, dalis kampinės dispersijos bei aukštesnių eilių erdvinio iškraipymų gali likti nekompensuoti, ypač plačiajuosčiuose ir didelės galios sistemose [5,8,10].

1.4. Nešlio gaubtinės fazė (CEP)

Nešlio gaubtinės fazė (angl. *carrier-envelope phase*, CEP) apibūdina fazinį poslinkį tarp ultratrumpo impulso gaubtinės maksimumo ir po ja esančių nešlio elektrinio lauko osciliacijų. Kitaip tariant, tai yra fazės skirtumas tarp impulso maksimalaus intensyvumo momento ir momentinio elektrinio lauko fazės. Ilgesniems impulsams CEP neturi tiesioginės įtakos stebimoms intensyvumo charakteristikoms, tačiau ultratrumpųjų, kelių ciklų impulsų atveju ji tampa esminiu parametru, kadangi net ir nedideli fazės pokyčiai lemia reikšmingus elektrinio lauko formos skirtumus. Šie svyravimai tampa ypatingai aktualūs stipraus lauko fizikoje, atosekundinių impulsų generacijoje bei aukštųjų harmonikų generacijos (HHG) procesuose. Tokiose sistemose net ir identiškos intensyvumo gaubtinės gali turėti skirtingą momentinę elektrinio lauko formą, priklausomai nuo CEP vertės, todėl eksperimentų rezultatai tampa jautrūs šiam faziniam parametru. Idealiu atveju CEP turėtų būti ne tik kontroliuojama, bet ir stabilizuota tarp nuoseklių lazerio šūvių. Priešingu atveju kiekvienas impulsas turės atsitiktinį fazinį poslinkį, dėl kurio stipraus lauko procesai tampa nekontroliuojami arba reikalauja vidurkinimo per daugelį šūvių. CEP stabilizacija yra esminė sąlyga tiksliams daugiašūviams matavimams ir atkuriamiems stipraus lauko eksperimentams [11–13]. Matematiškai CEP gali būti interpretuojama kaip absoliutus fazės narys impulsų elektrinio lauko išraiškoje. Impulso fazės skleidimas dažniausiai aprašomas Teiloro plėtinio, kuriame CEP atitinka pastovios fazės terminą. Tačiau fizikinę reikšmę ji įgyja tik tuomet, kai impulso trukmė tampa palyginama su optinio ciklo trukme, nes tada elektrinio lauko maksimumas nebesutampa su gaubtinės maksimumu. Netiesiniuose optiniuose procesuose CEP elgsena priklauso nuo sąveikos tipo ir fazinio sinchronizmo sąlygų. Fazės moduliavimosi (SPM) ir dispersijos procesuose CEP paprastai nėra absoliučiai išsaugoma, tačiau gali būti pernešama, priklausomai nuo sistemos simetrijos ir sąveikos pobūdžio. Superkontinuumo (WLG) generacijos atveju svarbu pažymėti, kad CEP nėra visiškai „atsitiktinė“ arba visiškai „išsaugota“ – jos elgsena priklauso nuo generacijos mechanizmo. Kai superkontinuumas formuojamas stabiliose, kontroliuojamose sąlygose, pvz., dominuojant SPM reiškiniui, CEP

gali būti iš dalies koreliuota su pradiniu kaupinimo impulsu, ypač artimo lauko sąveikos režimuose. Tačiau ilgesnėse terpėse, kuriuose stipriai pasireiškia įvairūs netiesiniai procesai, CEP stabilumas mažėja, o jos reikšmė tampa mažiau apibrėžta. Keturbangių maišymo (FWM) procesuose galioja energijos ir fazės tvermės sąlygos. Dažnių sąryšis aprašomas:

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 \quad (19)$$

Fazinis ryšys atitinkamai gali būti išreikštas kaip:

$$\phi_4 = \phi_1 + \phi_2 - \phi_3 + \frac{\pi}{2} \quad (20)$$

Šis papildomas pastovus fazinis narys priklauso nuo konkrečios sąveikos konvencijos ir netiesinės poliarizacijos fazinės struktūros. Iš šio ryšio matyti, kad naujai sugeneruotos bangos fazė yra tiesiogiai susijusi su įėjimo bangų fazėmis, tačiau nebūtinai perneša jų absoliučią CEP reikšmę – svarbi yra santykinė fazinė koherencija tarp bangų. Optinio parametrinio stiprinimo metu sąveikaujančios trys bangos – kaupinimo (P), signalinė (S) ir šalutinė (I) – yra susietos tiek dažnių, tiek fazių srityje:

$$\omega_P = \omega_S + \omega_I \quad (21)$$

Fazinis ryšys gali būti užrašytas kaip:

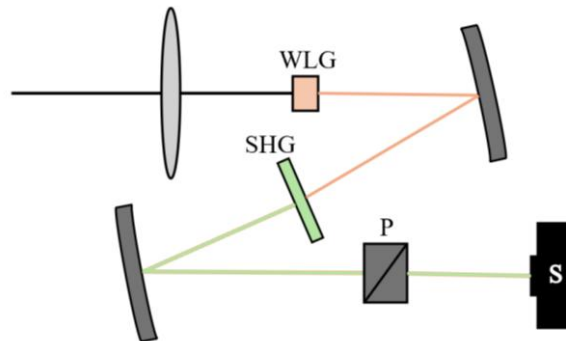
$$\phi_I = \phi_P - \phi_S + \frac{\pi}{2} \quad (22)$$

Ši priklausomybė parodo, kad šalutinės bangos fazė yra nustatoma santykinai pagal kaupinimo ir signalinės bangų fazes. Todėl OPA sistemoje svarbiausias parametras nėra absoliuti CEP vertė, o fazių skirtumas tarp sąveikaujančių bangų. Jeigu signalinė ir kaupinimo bangos yra faziškai stabilios, t. y. turi pastovų CEP santykį, tuomet ir pastiprinta bei generuota bangos išlaiko determinuotą fazinę struktūrą. Tačiau jei signalas generuojamas iš kvantinio triukšmo (pvz., OPG režime), CEP tampa atsitiktinė ir kiekviename šūvyje kinta. Optiniuose parametriniuose stiprintuvuose CEP stabilizacija užtikrinama naudojant išorinį užkrato signalą, t. y. superkontinuumą, sugeneruotą iš to paties kaupinimo impulso, taikant netiesinius optikos procesus. Tokiu atveju tarp kaupinimo impulso ir užkrato signalo egzistuoja stipri fazinė koreliacija, leidžianti išlaikyti stabilų CEP santykį stiprinimo proceso metu. Tokiu metodu realizuojamas vadinamasis CEP „pernešimas“ per parametrinį stiprinimą, kai pastiprintas

signalas paveldi fazinę struktūrą iš užkrato impulso, o ne iš kvantinio triukšmo. Tokiu būdu OPA sistemoje galima pasiekti efektyvų fazės stabilumą be aktyvios CEP grįžtamosios kontrolės, su sąlyga, kad užkrato šaltinis yra faziškai stabilus kaupinimo atžvilgiu [14-16].

1.4.1. CEP matavimas f - $2f$ interferometro metodu

CEP stabilumo matavimo metodas pavaizduotas 3 paveikslėlyje. Matavimo metu impulsas su gaubtinės fazės ϕ yra fokusuojamas į netiesinę terpę, kurioje generuojamas baltos šviesos kontinuumas.



3 pav. f - $2f$ interferometro principinė schema. L – lęšis, WLG – baltos šviesos generacijos kristalas, V – fokusuojantys veidrodžiai, SHG – antros harmonikos generacijos kristalas, P – poliarizatorius, S – spektrometras.

Svarbu pabrėžti, jog sugeneruotas kontinuumas būtų ne trumpesnis nei vienos oktavos ilgis, kad po kontinuumo spektru tilptų tiek pirmą, tiek antrą harmonikų bangos ilgius. Iš teorinės dalies matoma, kad kontinuumo gaubtinės fazė yra $\phi + \pi/2$. Toliau sugeneruotas kontinuumas yra fokusuojamas į kristalą, kuriame generuojama antroji harmonika. Abu impulsai, t. y. fundamentinis kontinuumas bei jo antroji harmonika, nukreipiami į poliarizatorių (siekiant suvienodinti abiejų impulsų poliarizaciją) ir galiausiai įvedami į spektrometrą, kuriame stebima spektrų interferencija. Iš gautos laikinės interferogramos dažnių erdvėje, kurią sudaro periodiškai moduluotas spektras, galima nustatyti moduliacijų gylį bei fazių skirtumą, t. y. CEP kitimą laike. Gautas interferogramos intensyvumas $I(\omega)$ yra aprašomas formule, kurioje yra kosinuso narys:

$$I(\omega) \propto I_F(\omega) + I_{SH}(\omega) + 2[I_F(\omega)I_{SH}(\omega)]^{1/2} \cos[\omega\tau_d + \theta_0 + (\pi/2)] \quad (23)$$

čia I_F - pirmos harmonikos intensyvumas, I_{SH} - antros harmonikos intensyvumas, θ_0 - ieškoma pradinė CEP fazė, τ_d - antros harmonikos impulso vėlinimas pradinio impulso atžvilgiu.

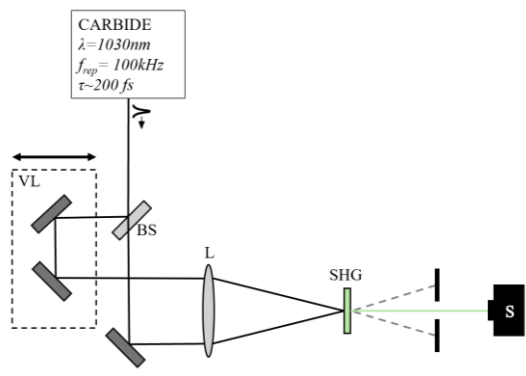
Duomenys apdorojami kompiuterine įranga, atliekama Furje transformacija ir apskaičiuojama fazės standartinio nuokrypio vertė. Gaunamos vertės gali siekti net ~ 100 mrad stabilumą registruojant kelių valandų eigoje [15].

1.5. Ultratrumpųjų impulsų charakterizavimo metodai

Ultratrumpųjų šviesos impulsų, kurių trukmė siekia femtosekundžių ar net atosekundžių sritį, charakterizavimas yra vienas iš sudėtingiausių eksperimentinės optikos uždavinių. Tiesioginis elektrinio lauko matavimas laiko srityje yra techniškai neįmanomas, kadangi neužtenka detektorių laikinės skyros užregistruoti itin trumpiems procesams, o pažangiausi optoelektroniniai detektoriai yra apriboti iki keliasdešimt pikosekundžių. Dėl šios priežasties ultratrumpųjų impulsų charakterizavimas grindžiamas netiesioginiais metodais, paremtais netiesine optika ir koreliacijos principais. Tokiuose metoduose matuojamas ne pats elektrinis laukas, o iš jo generuojamas antrinis signalas, kuris priklauso nuo impulso savybių. Paprasčiausias impulso trukmės nustatymo metodas yra autokoreliacinė funkcija. Tačiau siekiant išmatuoti ne tik impulso trukmę, bet ir fazę, reikia taikyti sudėtingesnius metodus - dažninės skyros optinės sklendės (ang. k. - *frequency resolved optical gating*, FROG) metodą arba kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodą (ang. k. - *cross-correlation frequency resolved optical gating*, XFROG). Vienodo intensyvumo impulso spektrai gali turėti skirtingas fazinės bei laikinės charakteristikos impulsus, todėl pilnam impulso charakterizavimui reikia žinoti laikinę, spektrinę bei fazinę impulso dedamąsias. Siekiant įvertinti impulso laiko-dažnio neapibrėžtumą bei nustatyti mažiausią galimą impulso trukmės ir pločio sandaugos dydį, neišvengiamai reikia įvertinti impulso spektrinę fazę, lemiančią tolimesnę impulso spūdą iki kelių optinių ciklų [19].

1.5.1. Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodas

Vienas iš būdų matuoti ultratrumpus femtosekundinius impulsus yra taikant FROG metodą. Principinė matavimo schema pavaizduota 4 pav.



4 pav. SHG FROG matavimo principinė schema. BS – pluošto daliklis, VL – vėlinimo linija, L – lęšis, SHG – antros harmonikos generacijos kristalas, S – spektrometras.

Optinė SHG–FROG schema fundamentaliai panaši į šviesos impulsų charakterizavimą remiantis autokoreliacinę funkcija, tačiau su vienu esminiu pakeitimu – signalas užregistruojamas ne detektoriumi, o spektrometru. Matuojamas impulsas yra padalinamas į dvi dalis, kurio viena šaka yra pavėlinama laike, naudojant vėlinimo liniją. Tuomet šie du impulsai yra sukertami netiesiniame kristale, ir keičiant vėlinimą tarp dviejų impulsų yra generuojama signalo antroji harmonika, kuri užregistruojama spektrometru. Gautas signalas yra vadinamas spektrograma, kuri SHG–FROG atveju matematiškai aprašoma išraiška:

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (24)$$

Šioje išraiškoje $E(t)$ yra tiriamo impulso kompleksinis elektrinis laukas, o τ – laiko vėlinimas tarp dviejų impulso kopijų. Sandauga $E(t)E(t - \tau)$ aprašo netiesinio proceso metu generuojamą signalą laiko srityje (šiuo atveju – antros harmonikos generaciją), Furjė transformacija leidžia analizuoti dažnių sritį, t. y. gauti signalo spektrą kiekvienam vėlinimui, o išraiškos modulio kvadratas atitinka eksperimentiškai matuojamą intensyvumą. Išmatavus spektrogramą $I(\omega, t)$, tuomet reikia atstatyti impulso laikinę charakteristiką (su laikine faze) ir spektrinę charakteristiką (su spektrine faze). Spektrogramų analizės algoritmas spėja pradinio tiriamojo impulso formą ir tuomet iteracijų būdu daromos projekcijos, todėl atstatymo metodas vadinamas apibendrintu projekcijų algoritmu. Iš pradinio impulso lauko spėjimo yra sugeneruojamas netiesinio proceso metu gautas laikinis signalas. Tuomet atliekama šio signalo lauko Furjė transformacija pagal laiką – verčiame į dažnių erdvę. Normuojama sugeneruotus spektrus prie skirtingų vėlinimų ir atliekama šio koreguoto signalo lauko atvirkštinė Furjė transformacija pagal dažnį, vėl grįžtama į laikinę erdvę. Tuomet vėl generuojama kita iteracija ir tai kartojama, kol pasiekiami apibrėžta paklaida. Rekonstrukcijos metu ieškoma tokio

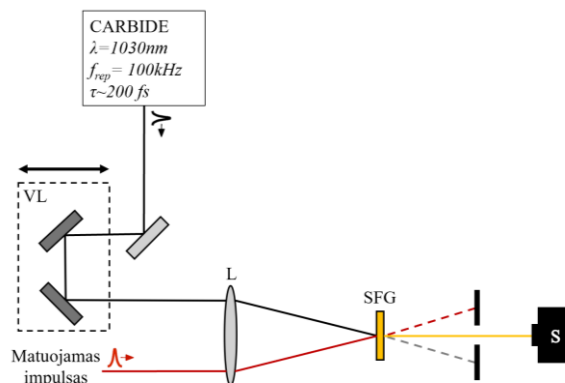
elektrinio lauko $E(t)$, kuris minimizuotų skirtumą tarp išmatuotos ir apskaičiuotos spektrogramos. Dažniausiai naudojama paklaidos funkcija gali būti užrašyta taip:

$$G = \sqrt{\frac{\sum_{\omega, \tau} |I_{meas}(\omega, \tau) - I_{calc}(\omega, \tau)|^2}{\sum_{\omega, \tau} I_{meas}(\omega, \tau)^2}}, \quad (25)$$

kur I_{meas} yra eksperimentiškai išmatuota spektrograma, o I_{calc} – iš einamojo impulso spėjimo apskaičiuota spektrograma. Iteracinis procesas tęsiamas tol, kol ši paklaida tampa pakankamai maža. Šis metodas laikomas itin tikslu, veikia ties UV ir MIR spektriniais diapazonais ir tinkamas net sudėtingoms impulso charakteristikoms bei ultratrumpiems impulsams tirti. Vis dėlto FROG metodas taip pat turi ir fundamentalių neapibrėžtumų. Jis negali nustatyti absoliučiosios fazės, taip pat egzistuoja laiko krypties dviprasmiškumas (impulsas gali būti atstatytas „apverstas“ laiko ašyje). Be to, esant silpniems signalams arba sudėtingoms impulso struktūroms, rekonstrukcija gali būti lėta arba nestabili [20-22].

1.5.2. Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodas

Ultratrumpųjų impulsų laikinę charakteristiką įvertinti galima įvairiais metodais, tačiau siekiant išmatuoti ne tik impulso laikinį profilį, bet ir jo fazę, reikia taikyti dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodą. Esant tam tikromis sąlygomis, SHG–FROG signalas gali tapti santykinai mažu, todėl taikoma SHG–FROG alternatyva – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas. Skirtingai nei FROG metodo atveju, suminio dažnio SFG–XFROG schemeje vietoj atraminio impulso replikos, padalintos pluošto dalikliu, naudojamas pilnai charakterizuotas papildomas impulsas. Principinė matavimo schema pavaizduota 5 pav.



5 pav. SFG-XFROG matavimo principinė schema. L – lęšis, VL – vėlinimo linija, SFG – suminio dažnio generacijos kristalas, S – spektrometras.

Atraminis impulsas yra pavėlinamas laike ir netiesiniame kristale sukertamas su nežinomu impulsu. Analogiškai SHG–FROG metodui, SFG–XFROG spektrograma taip pat gali būti aprašyta integraline išraiška, tačiau šiuo atveju vietoj dviejų tiriamo impulso kopijų naudojamas tiriamo impulso ir žinomo atraminio impulso sandaugos signalas. Suminio dažnio generacijos (SFG–XFROG) atveju spektrograma užrašoma taip:

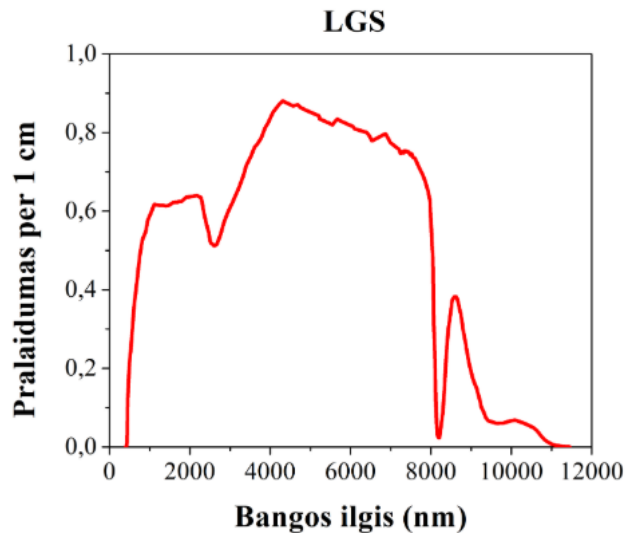
$$I_{XFROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E_{ref}(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (26)$$

Čia $E(t)$ yra tiriamo impulso elektrinis laukas, o $E_{ref}(t - \tau)$ – žinomas atraminio impulso laukas, pavėlintas laike. Skirtingai nei FROG atveju, čia sandauga nėra simetrinė, nes dalyvauja du skirtingi impulsai. Fizikine prasme tai reiškia, kad atraminis impulsas veikia kaip laikinis „langas“, kuriuo yra nuskenuojamas tiriamasis impulsas. Impulso charakteristikai atstatyti naudojamas panašus algoritmas kaip ir FROG atveju. Pagrindinius duomenis sudaro išmatuotas SFG–XFROG pėdsakas bei atraminio impulso elektrinis laukas. Pradiniam etape daromas atsitiktinis tiriamo impulso laiko spėjimas. Remiantis spėjimu, apskaičiuojamas signalo laukas (pagal SFG–XFROG išraišką). Tuomet atliekama Furjė transformacija, gaunamas modifikuoto lauko signalas. Šis signalas per atvirkštinę Furjė transformaciją yra grąžinamas į laikinę erdvę ir vėl generuojamas naujas spėjimas. Šiame metode atraminis impulsas nesikeičia. Kiekvienos iteracijos eigoje skirtumas tarp atstatymo ir eksperimentiškai išmatuoto signalo mažėja, kol gaunami abu signalai yra tapatūs ir galutinė vertė konverguoja [23,24].

2. Literatūros apžvalga

Artimoji infraraudonoji spinduliuotė yra itin aktuali lazerių fizikoje, industrijoje bei medicinoje. Artimosios bei vidurinės IR srities spinduliuotė plačiai taikoma generuojant aukštąsias harmonikas bei atosekundinius impulsus. Tačiau siekiant realizuoti efektyvią spinduliuotės generaciją NIR ar MIR spektro ruože iškyla iššūkių dėl riboto daugumos kristalų skaidrumu šiame spektriniame diapazone [4,25,26]. Šiame moksliniame darbe tiriamas netiesinis dviašis ličio galio sulfido LiGaS_2 (LGS) kristalas, kuris pasižymi itin dideliu pralaidumo infraraudonojoje spektro srityje bei tampantis itin patraukliu kristalu optinių parametrinių stiprinimo schemose, siekiant gauti itin plataus spektro impulsus. LGS kristalas

gali tenkinti tiek I, tiek II tipo fazinio sinchronizmo sąlygas, bei realizuoti netiesinius procesus, tokius kaip DFG bei OPA. Kaip minėta, pagrindinis LGS kristalo privalumas – plati pralaidumo juosta ties 320-11600 nm bangos ilgio diapazone, todėl galima stiprinti plačiajuosčius impulsus (6 pav.) [27].



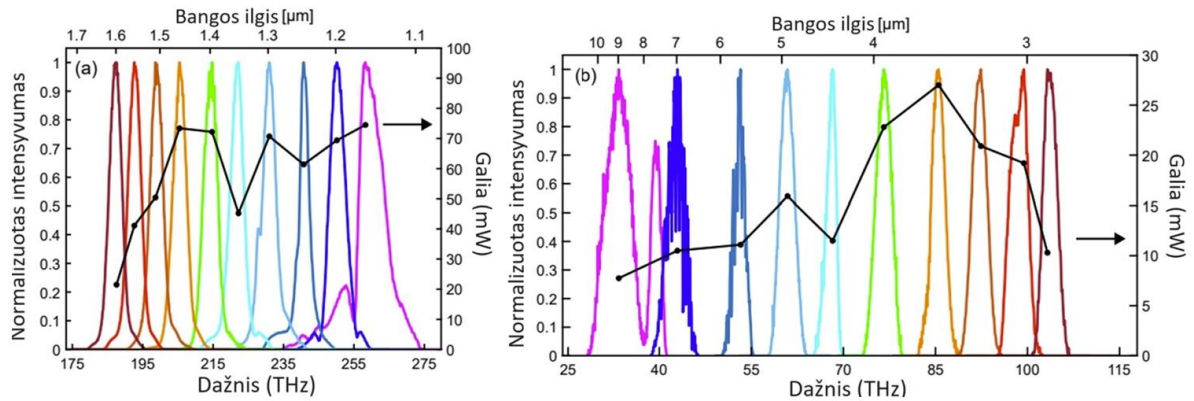
6 pav. LGS kristalo pralaidumo spektras.

Optinių parametrinių šviesos stiprintuvų dažnių derinimo sritį įprastai riboja ne fazinio sinchronizmo sąlygos, tačiau generuojamos šalutinės bangos sugertis netiesiniame kristale. Dėl plačios skaidrumo juostos, LGS kristalas gali stiprinti itin plataus spektro impulsus OPA stiprinimo pakopose. LGS kristalas taip pat pasižymi maža sugertimi, tačiau tuo pačiu ir santykinai mažu netiesiniu koeficientu, todėl efektyviam stiprinimui reikia ilgesnio storio kristalų, o pažeidimo slenkstis siekia vos $\sim 50 \text{ GW/cm}^2$ [21,25].

Iki šiol yra pademonstruota keletas darbų naudojant LGS kristalą. A.Villa ir A.M. Ross mokslinė grupė Italijoje tyrė galimybes generuoti plačiajuosčiai stiprinimą panašiomis sąlygomis kaip ir šiame tiriamajame darbe, naudojant Yb:KGW lazerį (*Pharos, Light Conversion*, energija – 200 μJ , impulso trukmė ties pusės aukščio intensyvumu (FWHM) – 220 fs, pasikartojimo dažnis – 50 kHz). Eksperimento schemą sudarė dvi OPA stiprinimo pakopos – pirmoje pakopoje BBO kristale formuojama signalinė banga, kaupinant netiesinį kristalą 1030 nm antrąją harmoniką bei sugeneruotu superkontinuumu.

Gauta susitiprinta signalinė banga, apimanti 1,15 – 1,7 μm spektrinį diapazoną, tuomet stiprinama LGS OPA antrojoje pakopoje, kolineariai sukertant su kaupinimo 1030 nm spinduliuote. 7 paveikslėlyje pavaizduoti signalinės bei šalutinės bangų spektrai, apimantys itin platų spektrinį ruožą. Bangos ilgio derinimas atliekamas keičiant vėlinimą tarp kaupinimo bei

užkrato spinduliuočių ir fazinio sinchronizmo kampą. Lazerinio šaltinio vidutinė galia siekė 2 W, iš kurių 1,2 W naudojamas pirmojoje stiprinimo pakopoje, o likę 0,8 W – antrojoje OPA pakopoje. LGS kristale sustiprintos bei sugeneruotos signalinės ir šalutinės bangų vidutinės galios atitinkamai siekė 20 – 80 mW ir 8 – 28 mW [28].



7 pav. Signalų (a) ir šalutinės (b) bangų spektrai gauti po dviejų stiprinimo pakopų LGS kristale [28].

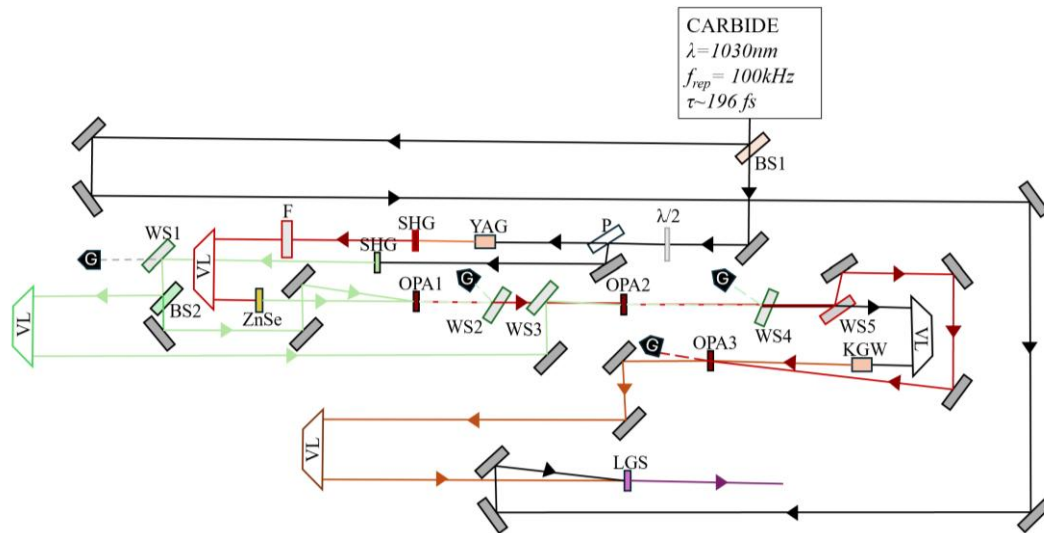
S. B. Penwell ir L. Whaley – Mayda mokslinė grupė Čikagoje (2018), pademonstravo stiprinimą LGS kristale, naudojant tik vieną stiprinimo pakopą. Lazerinis šaltinis buvo *Coherent Monaco* šviesolaidinis lazeris, veikinatis 1 MHz pasikartojimo dažniu ir spinduliuojantis 1035 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, kurios vidutinė galia siekia 40 W, impulso trukmė 400 fs, o impulso galia $\sim 40 \mu\text{J}$. Dalis impulso energijos panaudojamas generuoti superkontinuumą YAG kristale, o likusi naudojama kaip kaupinimo spinduliuotė OPA LGS stiprinimo pakopoje. Gautas bangų ilgių diapazonas siekė tik 3-7,5 μm spektrinį ruožą, o energijos keitimas, lyginant su praeita publikacija, yra ženkiai mažesnis. Akivaizdu, jog tam tikriems taikymams, siekiant turėti daugiau sustiprinto impulso energijos bei platesnį spektrinį ruožą, privalu užtikrinti platų užkrato spektrinį diapazoną, o nekolinearios sąveikos metu galima tenkinti ir itin plataus signalinės bangos spektro stiprinimą [29].

3. Eksperimentinė dalis

3.1. Eksperimento schema

Didelės galios keleto optinių ciklų trumpabangės IR srities impulsų generavimo schema LGS netiesiniame kristale pavaizduota 8 paveikslėlyje. Eksperimento metu buvo naudojamas femtosekundinis CARBIDE lazeris (Light Conversion), generuojantis ~ 200 fs trukmės impulsus 100 kHz pasikartojimo dažniu ir vidutine galia siekiančia 80 W. Tyrimo metu lazerio

pasikartojimo dažnis buvo sumažintas iki 10 kHz, o vidutinė išvadinė galia iki 8 W (impulso energija 800 μJ). Pirmuoju pluošto dalikliu (BS1) impulso energija padalijama į dvi šakas: pirmoje šakoje mažesnės energijos (200 μJ) impulsai yra skirti generuoti stabilios CEP fazės ~ 1580 nm centrinio bangos ilgio užkratą, o sekančioje šakoje, didesnės energijos impulsai (600 μJ), naudojami paskutinės, ketvirtos, pakopos impulso stiprinimui LGS kristale.



8 pav. Didelės galios keleto optinių ciklų trumpabangės IR srities impulsų generavimo schema. BS1 – pluošto daliklis; $\lambda/2$ – fazinė plokštelė; P – poliarizatorius; F – filtras; VL – vėlinimo linija; ZnSe – cinko selenidas, WS1, WS2, WS3, WS4, WS5 – spektro daliklis; G – optinė gaudyklė.

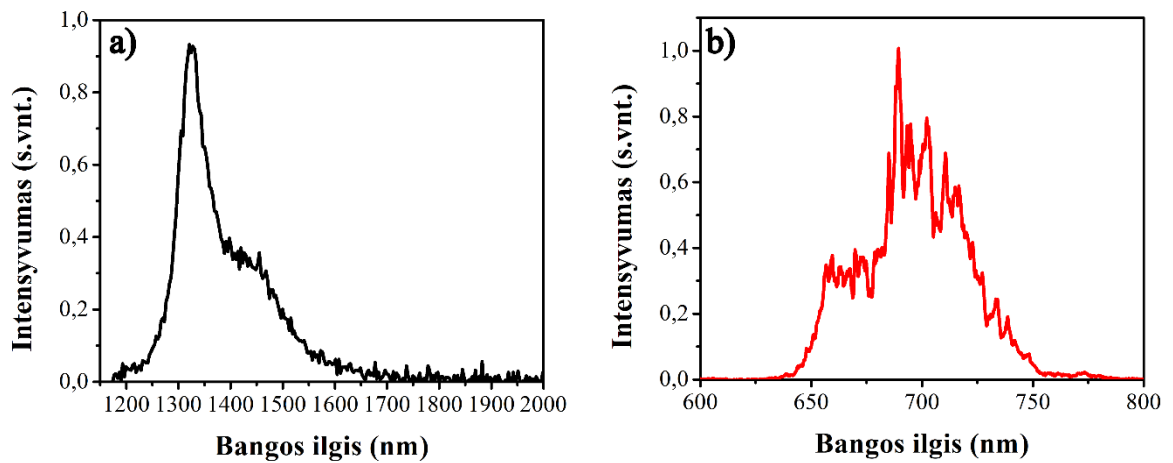
Užkrato generavimo schemoje, pusės bangos fazinė plokštelė bei poliarizatorius padalina impulso energiją į dvi dalis. Mažesnės 1 – 2 μJ energijos impulsai naudojami generuoti plataus spektro superkontinuumo signalą, kuris naudojamas kaip užkratas sekančioje OPA1 stiprinimo pakopoje. Superkontinuumas generuojamas 10 mm storio YAG kristale, fokusuojant 4,2 mm diametro ($1/e^2$ intensyvumo aukštyje) pluošto spinduliuotę $f = +150$ mm židinio nuotolio lęšiu. Sekančiame etape, siekiant užtikrinti pasyvų CEP stabilizavimą po dviejų OPA stiprinimo pakopų, sugeneruojamas superkontinuumo antrosios harmonikos signalas 0,8 mm storio BBO netiesiniame kristale ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 23^\circ$, išpjautas tenkinti I tipo fazinio sinchronizmo sąlygas). Sugeneruoto SC – SHG spektras išvalomas filtru F, kuris pasižymi dideliu atspindžiu fundamentinei 1038 nm spinduliuotei bei likusiai infraraudonajai spektro sričiai. ZnSe plokštelė naudojama papildomai kompensuoti superkontinuumo signalo grupinių greičių vėlinimą, įgautą sklindant YAG kristale. Sekanti padalinto impulso dalis, nešanti didesnę ~ 200 μJ energijos impulsus, yra naudoja OPA1 bei OPA2 stiprinimo pakopų kaupinimo spinduliuotės formavimui. Fundamentinės spinduliuotės 4,2 mm diametro ($1/e^2$ intensyvumo

aukštyje) pluoštas sumažinamas 2,6 karto naudojant $f = +200$ mm bei $f = -75$ mm lęšių teleskopą ir nukreipiamas į 0,8 mm storio BBO kristalą ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 23^\circ$, išpjautas tenkinti I tipo fazinio sinchronizmo sąlygas), kuriame generuojamas antrosios harmonikos signalas. WS1 dichroiniu veidrodžiu atskiriami fundamentinė bei antrosios harmonikos signalai, o naudojant BS2 pluošto daliklį, SHG signalas padalijamas į dvi dalis, kurie atitinkamai nuvedami į OPA1 bei OPA2 stiprinimo pakopas. OPA1 stiprinimo pakopoje sugeneruoti SC – SHG bei SHG signalai nekolineariai sukertami 2 mm storio BBO kristale ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 23^\circ$, išpjautas tenkinti I tipo fazinio sinchronizmo sąlygas) 2,3 laipsnių kampu. Pastiprinta signalinė 670 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotė antrą kartą kolineariai stiprinama OPA2 pakopoje esančiame 2 mm storio BBO kristale ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 23^\circ$, išpjautas tenkinti I tipo fazinio sinchronizmo sąlygas). Sustiprintos signalinės ir sugeneruotos šalutinės bangos toliau nukreipiamos į trečiąją stiprinimo pakopą, o likutinė SHG kaupinimo spinduliuotė WS2 bei WS4 dichroiniais veidrodžiais išfiltruojama ir nukreipama į pluošto gaudykles. Naudojant WS5 dichroinį veidrodį, atskiriamos signalinės (670 nm) bei šalutinės (2,2 μm) bangos, kurios trečiojoje kaupinimo pakopoje atitinkamai tampa kaupinimo bei užkrato generavimui reikalingomis spinduliuotėmis. Trečiajai pakopai, užkrato signalas yra generuojamas fokusuojant 2,2 μm bangos ilgio 3 mm diametro ($1/e^2$ intensyvumo aukštyje) spinduliuotės pluoštą $f = +75$ mm židinio nuotolio lęšiu į 5 mm storio nelegiruotą KGW kristalą. Sugeneruotas superkontinuumo spektras nekolineariai kelių laipsnių kampu sukertamas su kaupinimo 670 nm centrinio bangos ilgio spinduliuote 2,5 mm storio BBO netiesiniame kristale ($\varphi = 90^\circ$, $\theta = 23^\circ$, išpjautas tenkinti I tipo fazinio sinchronizmo sąlygas). Sustiprintas ir pasyvaus CEP stabilizuotas impulsas ties ~ 1580 nm centriniu bangos ilgiu nukreipiamas į paskutinę, ketvirtąją, stiprinimo pakopą ir nekolineariai $5,6^\circ$ sukertamas su fundamentine spinduliuote 4,5 mm storio LGS netiesiniame kristale. Gautas sustiprintas ~ 1580 nm impulsas suspaudžiamas lydyto kvarco stiklo plokštelėje iki kelių optinių ciklų bei nukreipiamas į charakterizavimo sistemą, kurioje tiriama impulso laikinės, spektrinės bei erdvinės charakteristikos.

3.2. Pasyvaus CEP užkrato ties ~ 1580 nm signalo generacijos tyrimo rezultatai

Sukonstravus bei sujustiravus pasyvaus CEP užkrato signalo generavimo optinę sistemą, buvo išmatuotos pagrindinės pirmos, antros bei trečios stiprinimo pakopų generuojamų impulsų charakteristikos. Spektriniai eksperimento rezultatai buvo išmatuoti naudojant Avantos ir NIRQuest spektrometrus, o laikinės charakteristikos išmatuotos taikant kryžminės

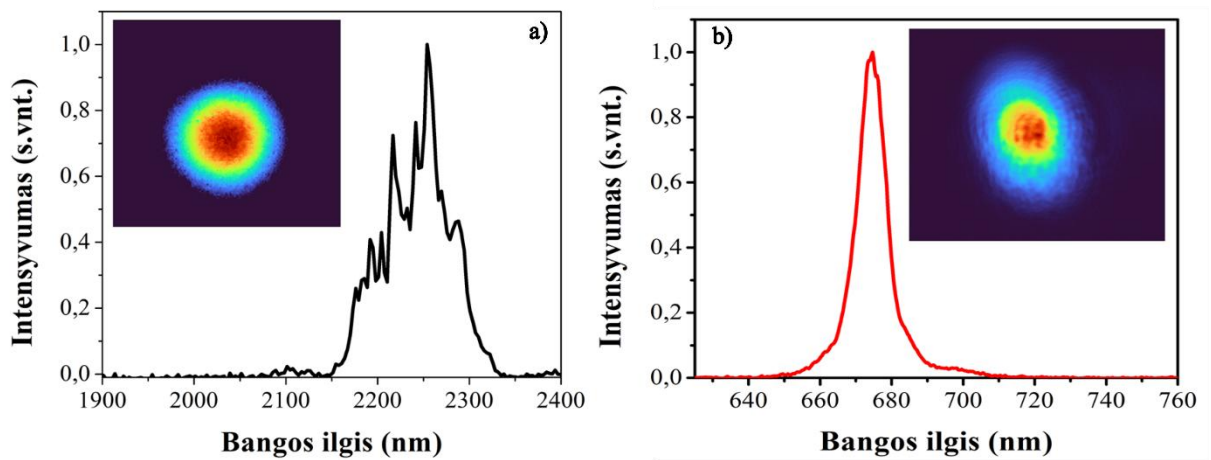
koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodą. Sugeneruoto superkontinuumo 10 mm storio YAG kristale bei jo antrosios harmonikos spektrai pavaizduoti 9 paveikslėlyje.



9 pav. (a) Sugeneruoto superkontinuumo spektras YAG kristale kaupinant 1038 nm spinduliuote bei (b) sugeneruota superkontinuumo (SC-SHG) antroji harmonika.

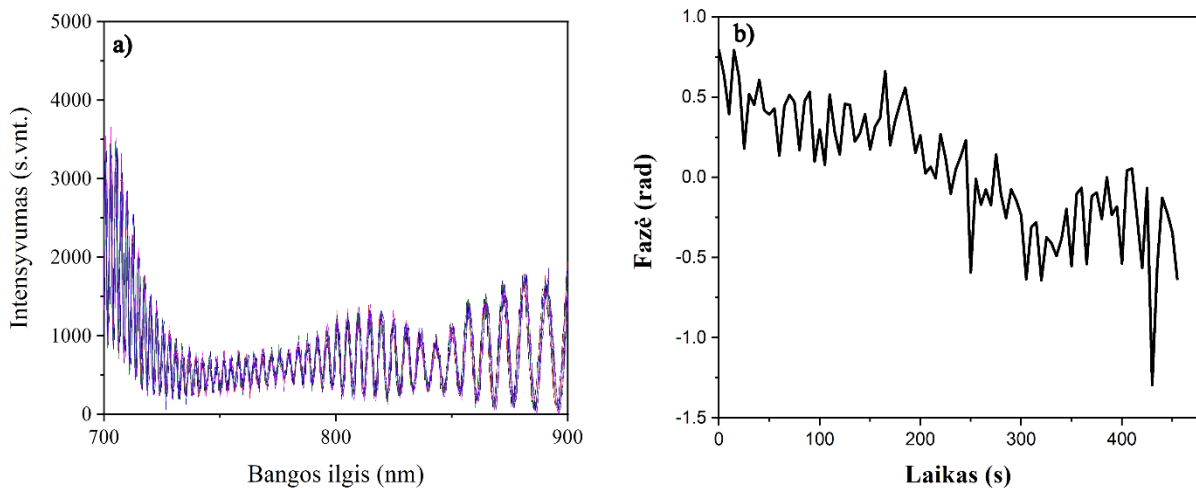
Tinkamai parinkus bei optimizavus fokusavimo sąlygas ($NA = 0,014$, $1 - 2 \mu J$ impulso energija), galima pasiekti geros kokybės SC pluoštą bei tolygų spektrą, nepažeidžiant YAG kristalo. Kaupinant 1038 nm centrinio bangos ilgio spinduliuote superkontinuumo spektras išplinta nuo 1200 nm iki 1700 nm (9(a) pav.). Siekiant užtikrinti pasyvų CEP stabilizavimą, OPA stiprinimo pakopose kaupinimo bei užkrato impulso elektrinio lauko fazių dydžiai turi sutapti, todėl superkontinuumo spektras buvo konvertuojamas į antrąją harmoniką (9(b) pav.). Sugeneruoto superkontinuumo antrosios harmonikos spektras apima nuo 650 nm iki 750 nm spektrinį ruožą. Sugeneruotas superkontinuumo užkratas stiprinamas pirmoje bei antrojoje OPA pakopose atitinkamai nekolineriai bei kolineriai sukertant su SHG spinduliuote (60% keitimo efektyvumas, $\sim 100 \mu J$ impulso energija) BBO netiesiniuose kristaluose. Signalinės bei šalutinės bangų centriniai bangos ilgiai yra derinami keičiant kristalo kampą bei vėlinimą tarp kaupinimo ir užkrato spinduliuočių. Tinkamai parinkus SHG pluošto diametrą, t.y. sutapatinus su užkrato pluošto diametru, bei užtikrinus erdvinį sukirtimą netiesiniame kristale, gaunamas bendras 15 procentų keitimo efektyvumas po dviejų stiprinimo pakopų. Optinio parametrinio stiprinimo metu sustiprintos signalinės 670 nm centrinio bangos ilgio (spekro plotis 9,6 nm FWHM, 4,1 nm RMS) spinduliuotės energija siekė $13 \mu J$, o sugeneruotos šalutinės 2.2 μm centrinio bangos ilgio (spekro plotis 35,2 nm RMS, o Gauso atveju 83 nm FWHM) spinduliuotės energija $3 \mu J$ (10 pav.). Sustiprintos bei sugeneruotos signalinės bei šalutinės

bangų pluoštų erdvinis skirstinys atitinka Gauso funkcijos intensyvumo skirstinį ir yra pavaizduotos 10 paveikslėlio intarpuose.



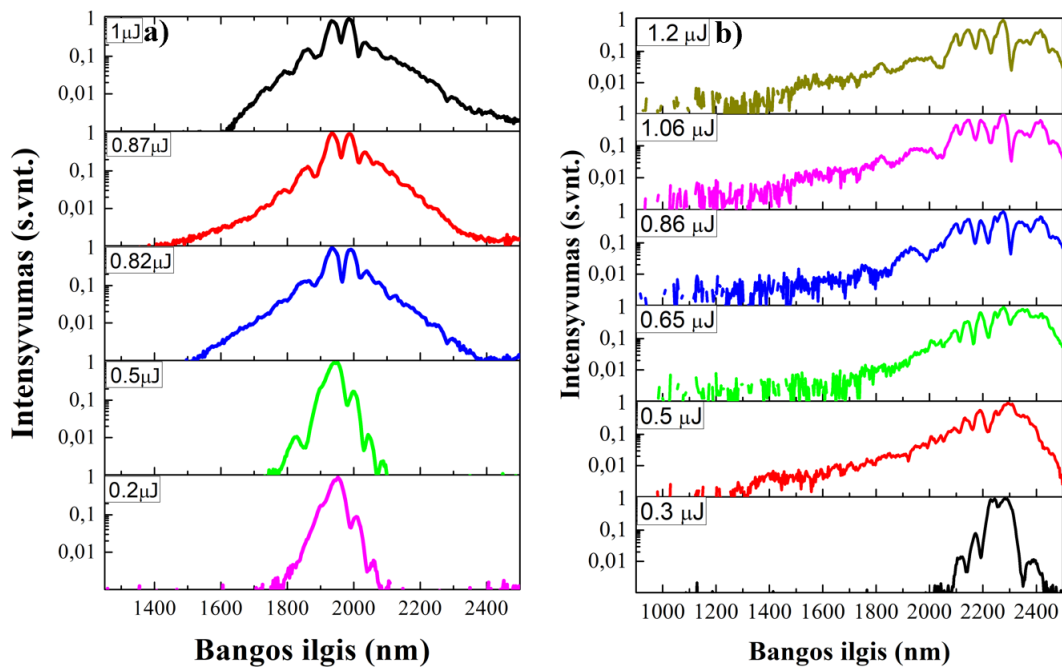
10 pav. (a) Sugeneruotos šaltinės bangos spektras, (b) sustiprintos signalinės bangos spektras po dviejų optinio parametrinio stiprinimo pakopų. Intarpuose pavaizduotas atitinkamai šaltinės bei signalinės bangų pluošto skirstinys.

Po dviejų OPA stiprinimo pakopų buvo iširta šaltinės bangos pasyvaus CEP stabilumas. Matavimas buvo atliktas pasirinkus $f-2f$ interferometro matavimo metodu. CEP stabilumo matavimui buvo naudojamas trečiosios OPA stiprinimo pakopos užkrato signalas, sugeneruotas fokusuojant $2,2 \mu\text{m}$ šaltinę bangą į KGW kristalą. Papildomai sugeneravus superkontinuumo antrą harmoniką, abi bangos nukreipiamos į spektrometrą, kuriame stebima abiejų bangų interferencija. Priklausomai nuo stebimos bangų sukulto interferencijos vaizdo pokyčio buvo išmatuotas spektrų stabilumas bei fazės pokytis 500 sekundžių laiko eigoje (11(a) pav.). Iš analizavus trumpalaikio, kelių sekundžių, CEP stabilumą, buvo nustatytas 100 mrad fazės pokytis, tačiau ilgesnėje, 500 sekundžių, laiko skalėje, fazės pokytis siekė 500 mrad (11(b) pav.). Padidėjusį fazės pokytį gali lemti įvairūs veiksniai, susiję tiek su aplinkos poveikiu, tiek su generuojama spinduliuote. Oro turbulencija, pluošto padėties stabilumas, pluošto energijos stabilumas – visi šie veiksniai lemia generuojamo superkontinuumo spektro bei impulso elektrinio lauko fazės atsikartojamumo svyravimus, kurių informacija optinio parametrinio stiprinimo metu perduodama generuojamai šaltinei bangai, todėl ir stebimas didesnis fazės svyravimas.



11 pav. 2,2 μm šaltinės bangos pasyvaus CEP stabilumo matavimai. (a) atvaizduota spektrinė interferencija, (b) užregistruotas CEP fazės pokytis.

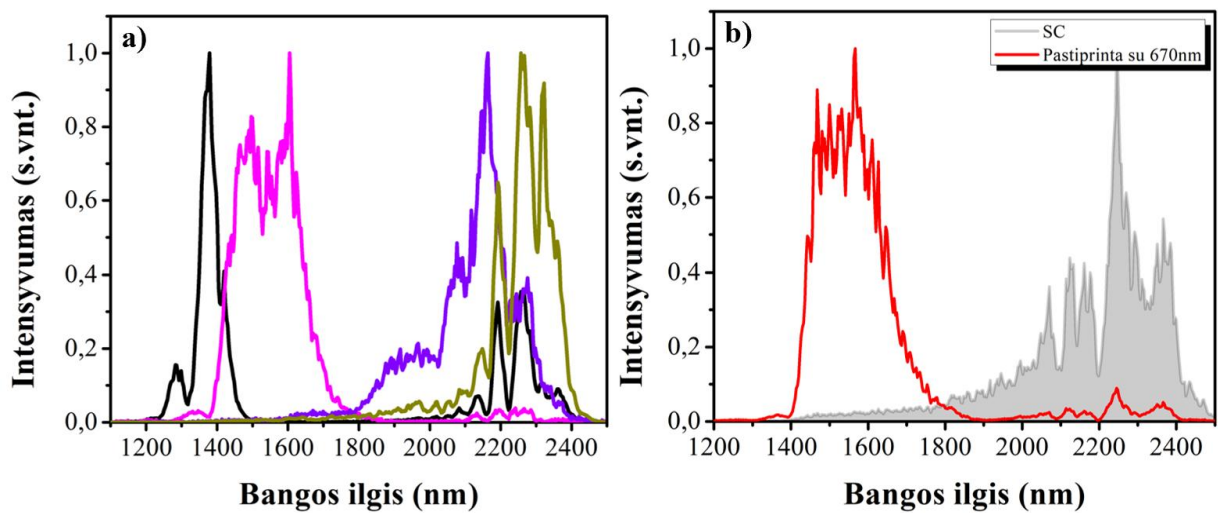
Ištirus pasyvaus CEP stabilumą buvo tiriamos užkrato, reikalingo trečiajai optinio parametrinio stiprinimo pakopai, superkontinuumo generavimo sąlygos. Superkontinuumo generacija buvo optimizuota keičiant fokusavimo sąlygas bei krentančios spinduliuotės impulso energiją, išoriškai nukerpant impulso pluoštą irisine apertūra. 12 paveikslėlyje pavaizduota superkontinuumo spektro plitimo priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos esant 0,02 NA fokusavimo sąlygoms YAG (12(a) pav.) bei KGW (12(b) pav.) kristaluose. Pradinis superkontinuumo spektro tyrimas buvo atliktas YAG kristale. Radus optimalią kaupinimo energiją ties 0,87 μJ , superkontinuumo spektras išplito nuo 1400 nm iki 2400 nm, tačiau pasižymėjo itin prastu ilgalaikiu stabilumu. Siekiant optimizuoti sugeneruoto superkontinuumo stabilumą, buvo išbandytos švelnesnės fokusavimo sąlygos, tačiau tokiomis sąlygomis sugeneruotas superkontinuumas nebesiekė norimos spektrinės 1300 - 2000 nm bangos ilgio srities. Tolimesnis superkontinuumo generacijos tyrimas buvo atliktas KGW kristale. Didėjant impulso energijai nuo 0,3 μJ iki 1,2 μJ , sugeneruoto superkontinuumo spektras išplito nuo 2040 – 2442 nm iki 1450 – 2500 nm.



12 pav. Sugeneruoto superkontinuumo spektro plitimo priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos YAG (a) bei nelegiruotame KGW (b) kristaluose.

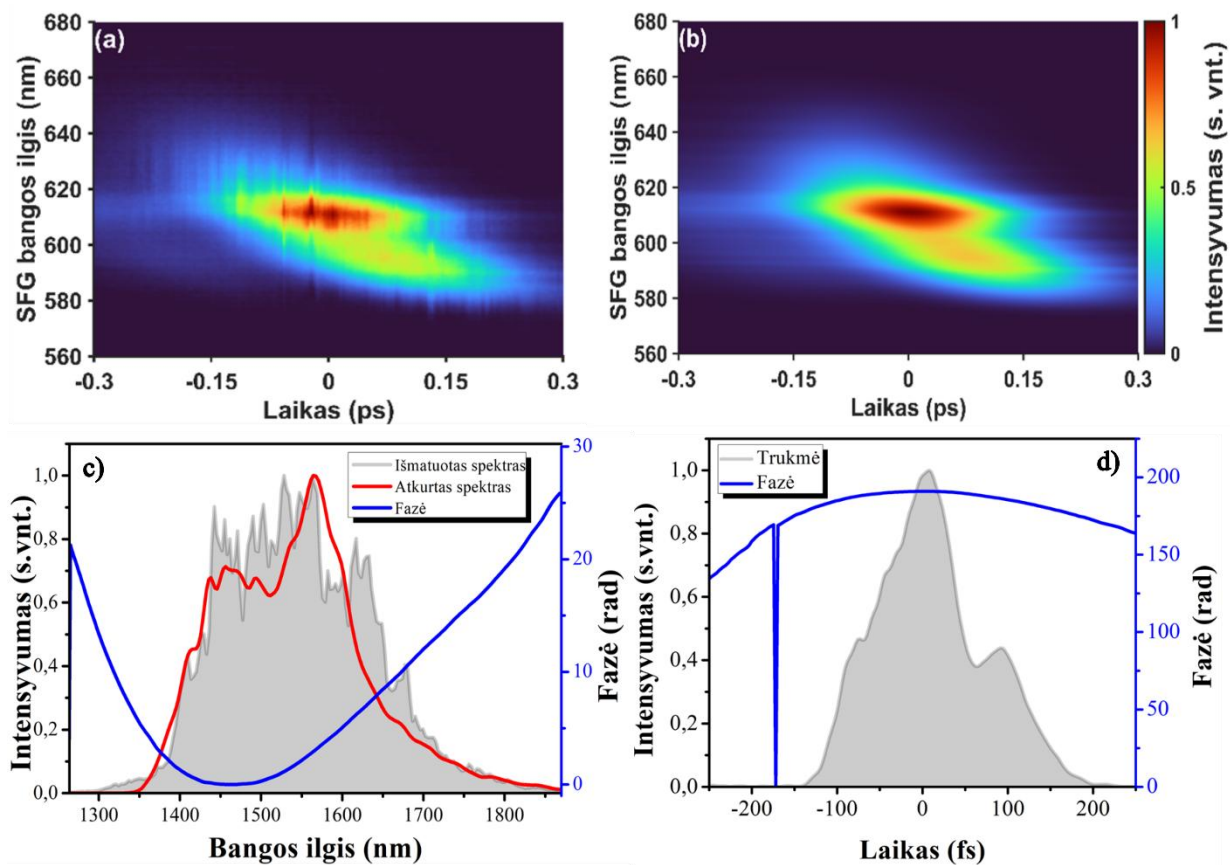
Tačiau optimaliausias superkontinuumo plitimas pastebėtas kaupinant $0,5 \mu\text{J}$ impulso energija, o spektrinis išplitimas siekė nuo 1300 nm iki 2500 nm (apribotas spektrometro detekcijos maksimaliu bangos ilgiu). Didinant kaupinimo impulso energiją, pastebėta, kad superkontinuumo spektro plėtimasis į mėlynąją spektro sritį sumažėja, o spektrinės moduliacijos ties kaupinimo bangos ilgiu sustiprėja. Tai rodo, kad esant didesnėms impulso energijoms, suformuotos šviesos gijos sklaidimas KGW kristale pereina į mažiau efektyvų ir labiau nestabilų netiesinį režimą. Superkontinuumo plitimą į mėlynąją pusę lemia medžiagos netiesinės savybės, dispersija ir daugiafotonė sugertis. Pasiekus intensyvumą, kuriam esant daugiafotonė sugertis tampa reikšminga, generuojami laisvieji krūvininkai, t. y. plazma. Plazma sukelia papildomą sugertį ir defokusavimą, todėl apribojamas šviesos gijoje pasiekiamas intensyvumas. Dėl šio intensyvumo apribojimo tolesnis spektro plėtimasis į mėlynąją pusę tampa neefektyvus. Toliau didinant impulso energiją, papildoma energija nebėra efektyviai naudojama mėlynajam poslinkiui generuoti, tačiau gali būti perduodama kitiems reiškiniams: gijos refokusavimui, impulso skilimui, spektrinei moduliacijai ties kaupinimo bangos ilgiu. Superkontinuumo generacijos metu itin svarbu pasiekti platų ir stabilų spektrą ties centriniu $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgiu, kurio spinduliuotė bus stiprinama galutiniame, ketvirtame, LGS stiprinimo pakopoje. Tyrimo metu pastebėta, jog kaupinant KGW kristalą mažesnio bangos ilgio spinduliuote, t.y. arčiau $2 \mu\text{m}$, dominančioje superkontinuumo spektro srityje,

apimančioje 1400 – 1700 nm spektrinį ruožą, dėl fazės moduliavimo efekto ties kaupinimo bangos ilgiu pasireiškia stipri spektro moduliacija. Siekiant išvengti ir nustumti spektro moduliacijas nuo 1400 – 1700 nm spektro srities, buvo pasirinkta kaupinti KGW kristalą būtent 2,2 μm bangios ilgio spinduliuote. Sugeneruotas superkontinuumas nekolineariai sukertamas su praeitoje OPA2 pakopoje pastiprinta signaline banga (670 nm), ir trečioje optinio parametrinio stiprinimo pakopoje vyksta plataus spektro ties ~ 1580 nm centrinio bangos ilgio stiprinimas.



13 pav. (a) Trečioje pakopoje sustiprinto signalo spektro priklausomybė nuo fazinio sinchronizmo kampo. (b) Sustiprinto signalo spektras (raudonas) esant optimaliam fazinio sinchronizmo kampui bei sugeneruoto užkrato superkontinuumo spektras (pilkas).

Trečioje stiprinimo pakopoje optimizuojamas BBO netiesinio kristalo sinchronizmo kampas, siekiant gauti optimaliausią stiprinimą 1400 – 1700 nm spektro srityje. Stiprinamo spektro priklausomybė nuo fazinio sinchronizmo kampo pavaizduota 13(a) paveikslėlyje. Keičiant fazinio sinchronizmo kampą galima pakeisti stiprinamo plataus spektro bangų ilgių diapazoną nuo 1400 – 1700 nm iki 2000 – 2400 nm diapazoną. Esant nekolineariam $2,1^\circ$ laipsnių sukirtimo kampui OPA stiprinimo pakopoje bei optimaliausiam sinchronizmo kampas, gautas plačiausias norimas stiprinamo spektro plotis – nuo 1300 nm iki 1900 nm (13(b) pav.). Trečioje pakopoje sustiprinto signalo gautas energijos keitimo efektyvumas siekė 8%, o impulso energija 1 μJ . Laikinės sustiprinto ~ 1580 nm signalinės bangos charakteristikos įvertintos naudojant SFG–XFROG metodą, kuriame signalinė banga sukertame su lazerio 1038 nm spinduliuote (14 pav.).



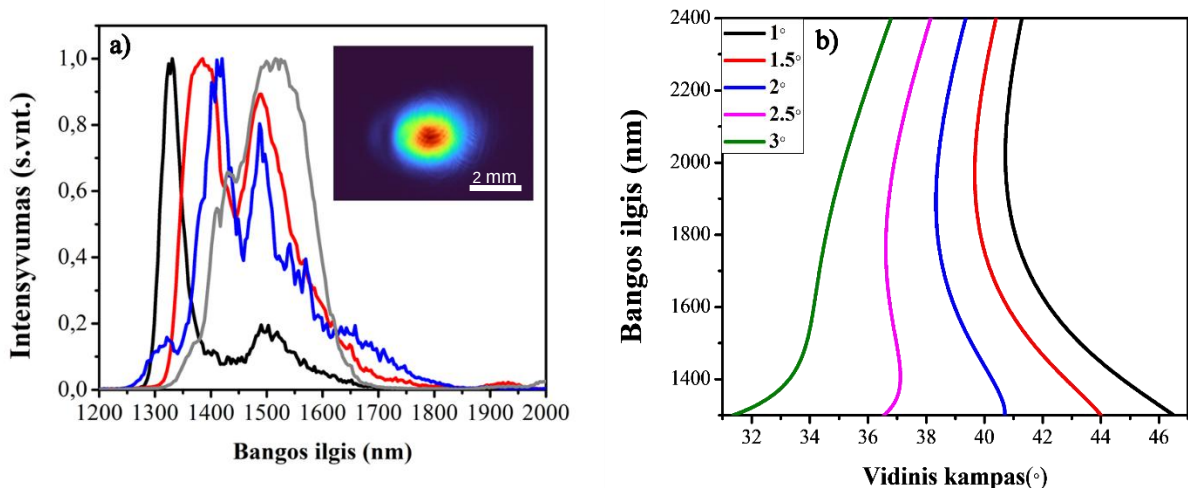
14 pav. Trečioje pakopoje sustiprinto signalo ties ~ 1580 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotės spektrinės bei laikinės charakteristikos. Išmatuotas (a) bei atstatytas (b) SFG–XFROG pėdsakas, (c) išmatuotas (pilkas) bei atstatytas (raudonas) impulso spektrai bei spektrinė fazė (mėlynas), (d) atstatytas impulso laikinis profilis (pilkas) bei laikinė fazė (mėlynas).

Išmatuoti bei atstatyti SFG–XFROG pėdsakai pavaizduoti 14(a) ir 14(b) paveikslėliuose, o atstatymo algoritmo paklaida siekė 0,3 %. Paveikslas 14(c) parodo išmatuoto bei atstatymo impulso spektrą ir jo spektrinę fazę, o 14(d) paveikslas parodo atstatytą impulso laikinį profilį bei impulso laikinę fazę. Atstatyto impulso trukmė prieš ketvirtą stiprinimo pakopą siekė 110 fs (FWHM), spektro plotis FWHM aukštyje 195,1 nm (RMS 82,8 nm), o impulso fazės forma gali būti aproksimuojama paraboline funkcija, įrodančia, jog impulsas išlieka spūdus po trijų OPA stiprinimo pakopų.

3.3. Plačiajuosčio signalo stiprinimo LGS kristale tyrimo rezultatai

Sugeneravus ir ištyrus pasyvaus CEP stabilizuoto ~ 1580 nm signalo spinduliuotę tolimesnis stiprinimas buvo atliekamas LGS kristalu paremtoje ketvirtojoje OPA stiprinimo pakopoje kaupinant fundamentine lazerio spinduliuote. LGS kristalas pasižymi mažu

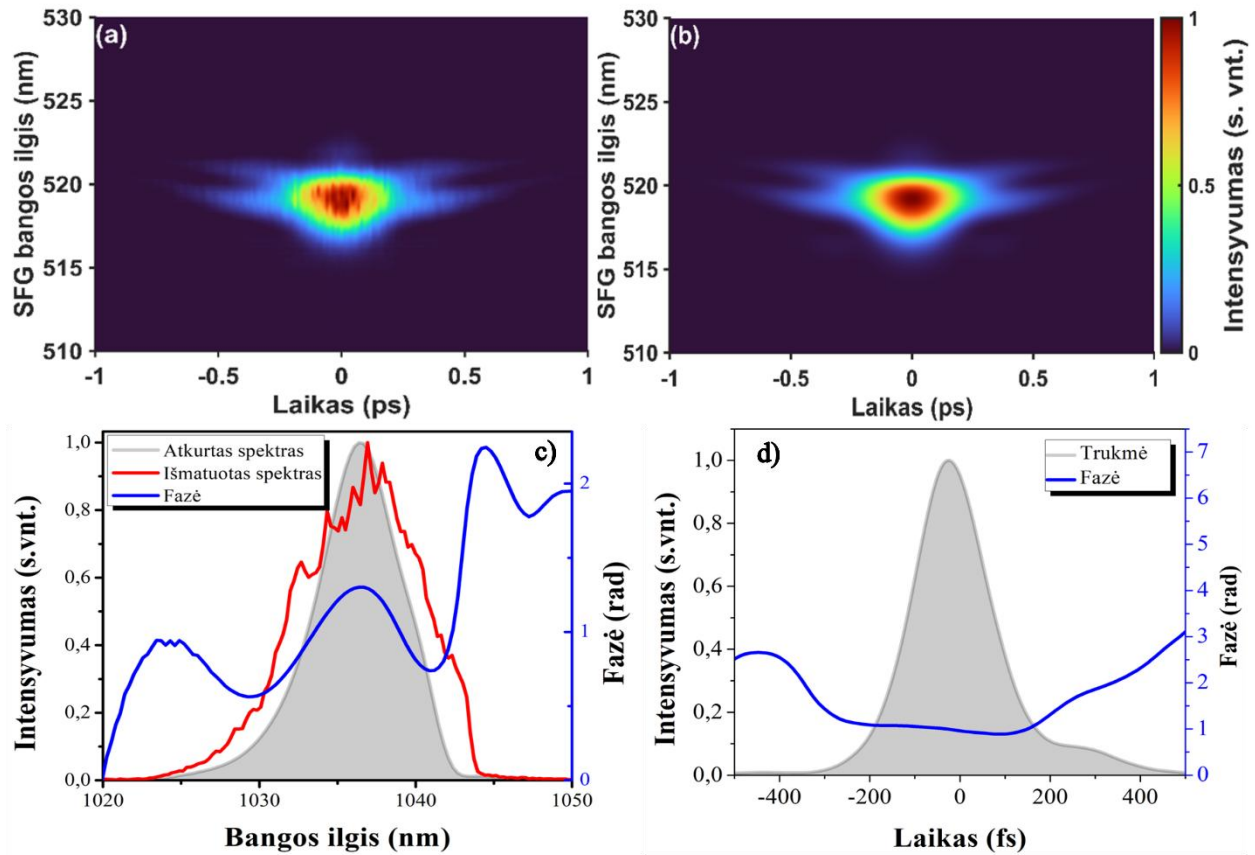
pažeidimo slenksčiu, todėl kaupinimo spinduliuotės pluošto dydis LGS kristalo fokuso vietoje buvo parenkamas, jog neviršytų 50 GW/cm^2 smailinio intensyvumo. Užkrato signalo pluošto dydis atitinkamai buvo parenkamas sutapatinti su kaupinimo signalo pluošto diametru. Optimizuojant vėlinimo atstumą tarp impulsų, erdvinį pluoštų sukirtimą bei kristalo sinchronizmo kampą gautas bendras 4% energijos keitimo efektyvumas ($24 \text{ }\mu\text{J}$ impulso energija), kaupinant 6 W fundamentine (1038 nm) lazerine spinduliuote. 15(b) pav. paveikslėlyje pavaizduotos su SNLO programine įranga suskaičiuotos LGS kristalo sinchronizmo kreivės keičiant vidinį bangų sukirtimo kampą. Iš sinchronizmo kreivių matoma, jog keičiant sukirtimo kampą tarp kaupinimo ir užkrato bangų keičiasi stiprinamas spektrinis ruožas. Norint pasiekti kelių optinių ciklų impulso trukmę, OPA stiprinimo pakopoje randamas kampas, kuriuo stiprinamas plačiausias spektras - $\sim 2,8^\circ$.



15 pav. (a) LGS kristale stiprinimo plačiajuosčio $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgio spektro priklausomybė nuo fazinio sinchronizmo kampo. (b) LGS kristalo fazinio sinchronizmo kreivė kaupinant 1038 nm .

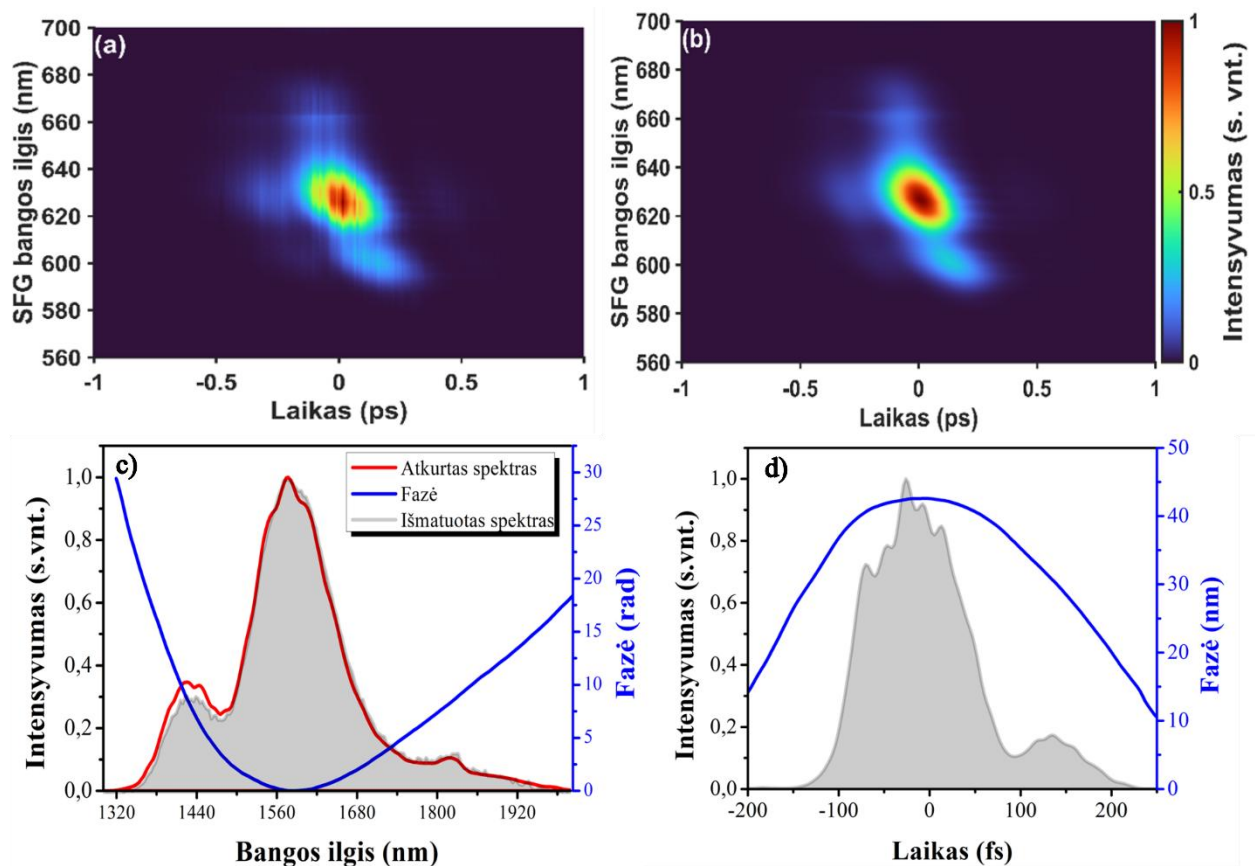
Žinant LGS kristalo lūžio rodiklio vertę ($\sim 2,1$) šiai sąveikai, apskaičiuojamas išorinis sukirtimo kampas. Esant nekolinieriam $5,6^\circ$ kampo sukirtimo tarp kaupinimo bei užkrato signalų, buvo stebimas stiprinančio plačiajuosčio $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgio spektro priklausomybė nuo fazinio sinchronizmo kampo (15(a) pav.). Parinkus optimalų LGS kristalo fazinio sinchronizmo kampą, gautas plačiausias $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgio spinduliuotės spektras, palaikantis spektriškai ribotą impulso trukmę ($\sim 15 \text{ fs}$), siekiančią kelis optinius ciklus (2 – 3 optinius ciklus). Sustiprinto signalo impulso spūdos tyrimas atliekas taikant SFG–XFROG metodą, tačiau pirmiausia įvertinama lazerinio šaltinio impulso trukmė bei fazė SHG–FROG metodu. Išmatuoti bei atstatyti SHG–FROG pėdsakai pavaizduoti 16(a) ir 16(b) paveikslėliuose, o

atstatymo algoritmo paklaida siekė 0,17 %. Paveikslas 16(c) parodo išmatuoto bei atstatymo impulso spektrą ir jo spektrinę fazę, o 16(d) paveikslas parodo atstatytą impulso laikinį profilį bei impulso laikinę fazę. Atstatyto impulso trukmė siekia 196 fs, o fundamentinio šaltinio centrinis bangos ilgis nustatytas ties 1038 nm.



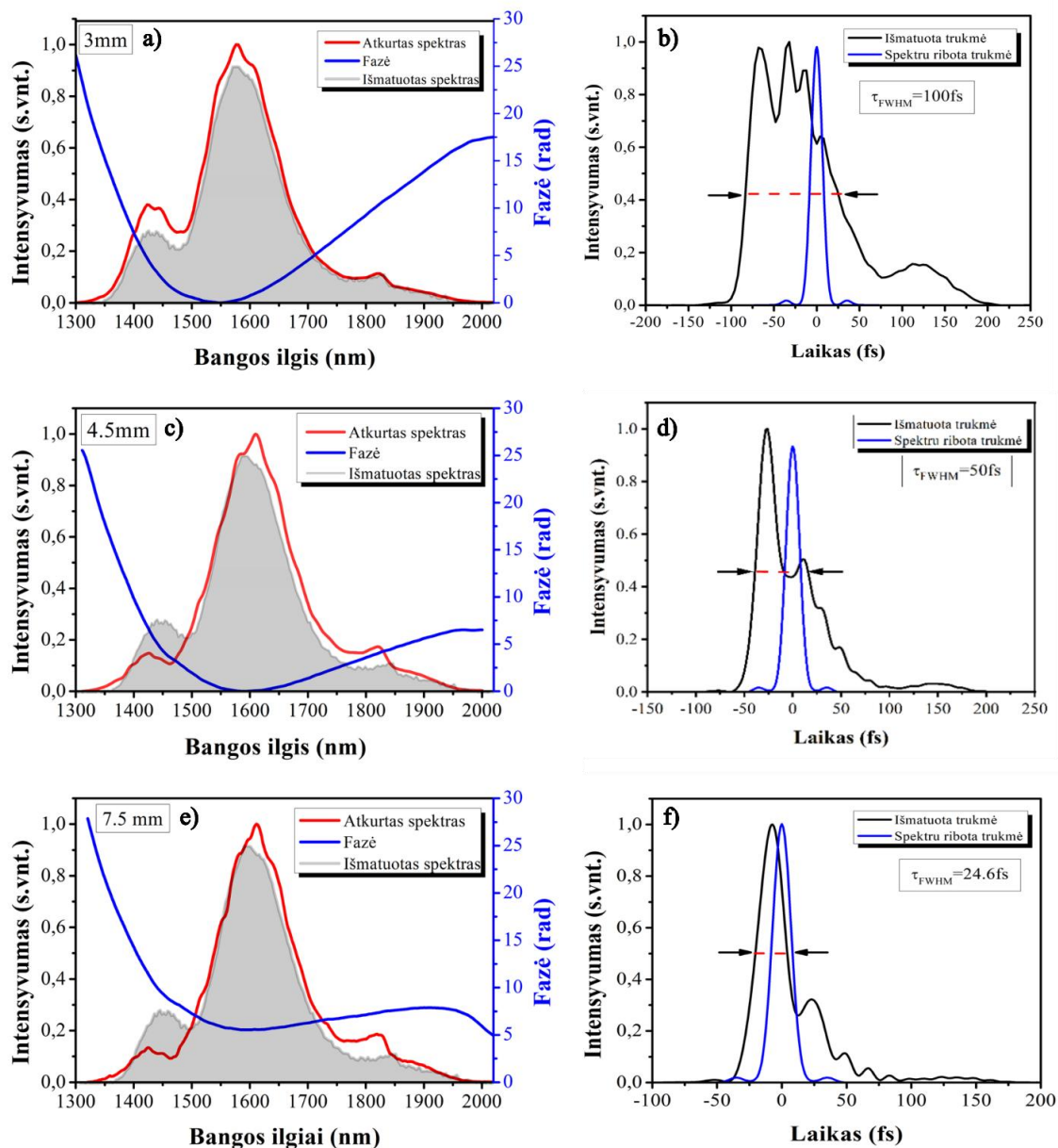
16 pav. Lazerio spektrinės bei laikinės charakteristikos. Išmatuotas (a) bei atstatytas (b) SHG-XFROG pėdsakas, (c) išmatuotas (pilkas) bei atstatytas (raudonas) impulso spektrai bei spektrinė fazė (mėlynas), (d) atstatytas impulso laikinis profilis (pilka) bei laikinė fazė (mėlynas).

Impulso spektro plotis FWHM siekė 8,8 nm (3,74 nm RMS), o spektriškai riboto impulso trukmė 180 fs, tačiau tyrimo metu pastebėta, jog bendras sistemos keitimo efektyvumas padidėjo, naudojant truputį čirpuotą fundamentinį impulsą, todėl atstatytoje impulso laikinėje fazėje stebima kvadratinė impulso fazė. Šio impulso atstatytas SHG-FROG elektrinis laukas toliau naudojamas kaip atraminis impulsas SFG-XFROG impulso charakterizavimo metode. Ketvirtoje LGS pakopoje sustiprinto signalo ties ~1580 nm bangos ilgiu laikinės charakteristikos pavaizduotos 17 pav. Išmatuoti bei atstatyti SFG-XFROG pėdsakai pavaizduoti 17(a) ir 17(b) paveikslėliuose, o atstatymo algoritmo paklaida siekė 0,4 %. Paveikslas 17(c) parodo išmatuoto bei atstatymo impulso spektrą ir jo spektrinę fazę, o 17(d) paveikslas parodo atstatytą impulso laikinį profilį bei impulso laikinę fazę.



17 pav. LGS kristale pastiprinto signalo spektrinės bei laikinės charakteristikos. Išmatuotas (a) bei atstatytas (b) SFG XFROG pėdsakas, (c) išmatuotas (pilkas) bei atstatytas (raudonas) impulso spektrai bei spektrinė fazė (mėlynas), (d) atstatytas impulso laikinis profilis (pilka) bei laikinė fazė (mėlyna).

Iš gautos SFG–XFROG spektrogramos pastebima, jog signalo intensyvumas yra pasviręs laiko – dažnių atžvilgiu, o laikinė impulso fazė gali būti aproksimuojama paraboline funkcija. Parabolinė impulso fazė įrodo, jog skirtingi impulso dažniniai komponentai sklinda skirtingais laiko momentais, t.y. impulsas čirpuotas. Atstatyto impulso trukmė siekia 130 fs, o spektriškai riboto impulso trukmė 15 fs. Pasitelkiant programine įranga, atkurta laikinės fazės kreivė yra skleidžiama Teiloro eilute aplink centrinį impulso dažnį (18 formulė). Gauta kreivės aproksimacija leidžia nustatyti kiekvienos dispersijos nario įnešamos fazės pokytį. Iš gautų rezultatų nustatyta, jog sustiprintas ~ 1580 nm bangos ilgio spinduliuotės impulsas yra teigiamai čirpuotas bei atitinkamai turintis 800 fs^2 bei 3000 fs^3 GVD bei TOD čirpo vertes. Impulso plėtroje GVD lemia simetriškai impulso formos plitimą, tuo tarpu TOD sukelia asimetrinį impulso formos pokytį ir tampa itin svarbus spaudžiant impulsus iki trukmių siekiančių mažiau nei 30 – 40 fs.

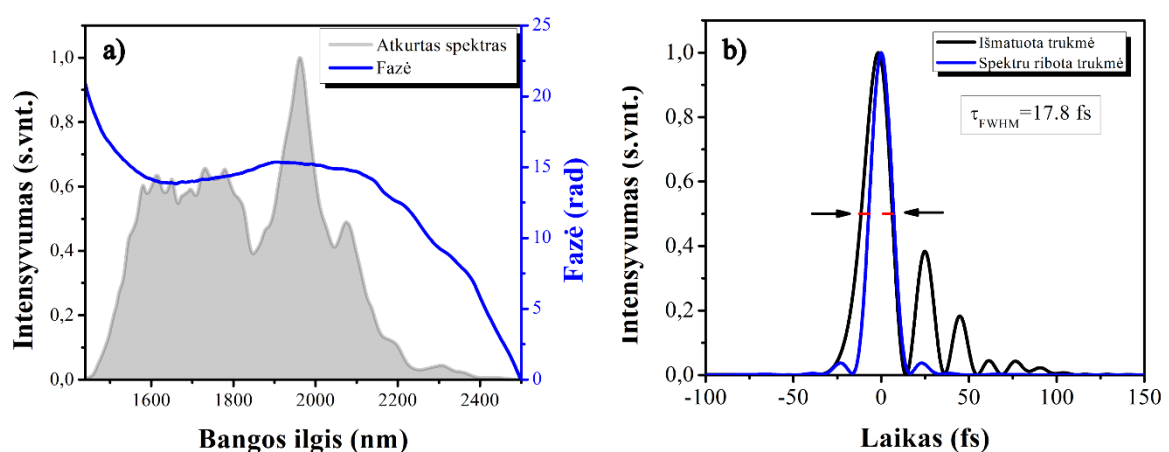


18 pav. LGS kristale pastiprinto signalo spektrinės bei laikinės charakteristikos esant skirtingo storio lydyto kvarco plokštelėmis. (a) 3 mm, (b) 4,5 mm, (c) 7,5 mm.

Siekiant patikrinti sustiprino ~ 1580 nm bangos ilgio spinduliuotės impulso spūdą bei pasiekti kelių optinių ciklų trukmės impulsą, buvo naudojama lydyto kvarco skirtingo storio plokštelės. Kadangi impulsas yra teigiamai čirpuotas, lydyto kvarco įnešama neigiama dispersija atliks impulso spūdą. Lydytas kvarcas pasižymi $-34 \text{ fs}^2/\text{mm}$ bei $172 \text{ fs}^3/\text{mm}$ GVD bei TOD dispersija, todėl keičiant lydyto kvarco plokštelių storį nuo 3 mm iki 7,5 mm, buvo stebima suspausto impulso trukmė (18 pav.). Didinant lydyto kvarco storį, impulso trukmė sumažėjo nuo 130 fs iki 24,6 fs, kadangi įnešama neigiama dispersija kompensuoja impulso turimą antros eilės

dispersiją. Iš gautų rezultatų, trumpiausia suspausto impulso trukmė siekė 24,6 fs, naudojant 7,5 mm storio lydyto kvarco plokštelę, tačiau suspausto impulso trukmė nesiekia spektriškai riboto impulso trukmės dėl įnešamos nuolatinės TOD dedamosios. Impulsams artėjant link kelių optinių ciklų trukmės trečios eilės dispersijos narys pradeda stipriau veikti impulso spūda, kurio pasekmė matoma suspausto impulso profilio asimetrijoje. Nepaisant to, sustiprinto signalo impulso ties ~1580 nm centriniu bangos ilgiu vienas optinis ciklas atitinka ~5,3 fs, o spektriškai riboto impulso trukmė siekė 15 fs. Taigi, LGS kristale sustiprinto impulso spektras palaiko 2,8 optinio ciklo trukmės impulsus, o tyrimo metu maksimaliai suspaustas impulsas siekė 4,6 optinio ciklo impulso trukmę. Iš gauto impulso spūdos rezultatų, norint pasiekti trumpesnę impulso trukmę reikia atsižvelgti į trečios eilės dispersiją, todėl impulso spūda iki spektriškai ribotos trukmės keičiant tik lydyto kvarco plokštelių storį neįmanomas. Imant ilgesnio dydžio plokšteles (8 – 9 mm storio), vėl stebimas impulso trukmės pailgėjimas.

Be to, pastebėta, jog esant kitom kaupinimo sąlygoms, t. y. ties kitu centriniu bangos ilgiu, gautu keičiant vėlinimą bei sukirtimo kampą tarp kaupinimo ir signalinės bangų, bei platesniu sustiprinto impulso spektru, gautos trumpesnės suspausto impulso trukmės. Gauti SFG–XFROG matavimo rezultatai pavaizduoti 19 paveikslėlyje. Sustiprinto impulso ties ~1817 nm centriniu bangos ilgiu spektras siekė 1450-2200 nm bangos ilgių diapazoną, o spektriškai ribota impulso trukmė 13,2 fs (2,2 optiniai ciklai). Impulso spūda vėl atliekama 6 mm storio lydyto kvarco plokštelėje, po kurios suspausto impulso trukmė siekia 17,8 fs, atitinkančius 2,9 optinius ciklus.



19 pav. LGS kristale pastiprinto signalo ties ~1817 nm centriniu bangos ilgiu spektrinės (a) bei laikinės (b) charakteristikos spaudžiant impulsą 6 mm lydyto kvarco plokštele.

Visgi, iš abiejų stiprinimo pakopų variantų pastebėta, jog norint suspausti plataus spektro itin trumpos kelių optinių ciklų trukmės impulsą reikia taikyti sudėtingesnes impulso spūdos schemas, kuriose taikomi prizmių arba gardelių impulso spūdos metodai, arba papildomai naudoti tiksliai apskaičiuoto dydžio trečios eilės dispersiją kompensuojančius čirpuotus veidrodžius.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Surinkta bei optimizuota plataus spektro, pasyvaus CEP stabilizuoto užkrato trijų stiprinimo pakopų generavimo schema, leidžianti generuoti $\sim 1 \mu\text{J}$ energijos impulsus ties $\sim 1580 \text{ nm}$ centriniu bangos ilgiu, kurių spektrinis ruožas apima $1300 - 2000 \text{ nm}$.
2. Realizuota ketvirta OPA stiprinimo pakopa LGS kristale, leidžianti generuoti $\sim 24 \mu\text{J}$ energijos plataus spektro impulsus ties centriniu $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgiu, kurių spektras apima $1300 - 1900 \text{ nm}$ spektrinį ruožą.
3. Atlikta impulsų spūda, naudojant $7,5 \text{ mm}$ storio lydyto kvarco stiklo plokštelę, leidžianti suspausti sustiprinto impulso trukmę nuo 130 fs iki $24,6 \text{ fs}$, atitinkančios $4,6$ optinių ciklų ties $\sim 1580 \text{ nm}$ centriniu bangos ilgiu.
4. Atlikta impulsų spūda ties $\sim 1817 \text{ nm}$ centriniu bangos ilgiu, naudojant 6 mm storio lydyto kvarco stiklo plokštelę. Suspausto impulso trukmė siekė $17,8 \text{ fs}$, atitinkanti $2,9$ optinio ciklo, o spektriškai riboto impulso trukmė siekia $13,2 \text{ fs}$ ($2,2$ optiniai ciklai). Tolimesnę abiejų sustiprintų impulsų spūdą apriboja trečios eilės (TOD) dispersija.

Literatūros sąrašas

- [1] Y. Ozaki, C. W. Huck, K. B. Beć, Near-IR spectroscopy and its applications, *Mol. Laser Spectrosc. Adv. Appl.*, 11–38 (2018).
- [2] R. Vitorino, A. S. Barros, S. Guedes, D. C. Caixeta, R. Sabino-Silva, Diagnostic and monitoring applications using near infrared (NIR) spectroscopy in cancer and other diseases, *Photodiagnosis Photodyn. Ther.* **42**, 103633 (2023).
- [3] K. Liu, H. Cao, K. Shashaty, L.-Y. Yu, S. Spitz, F. M. Pramotton, Z. Wan, E. L. Kan, E. N. Tevonian, M. Levy, et al., Deep and dynamic metabolic and structural imaging in living tissues, *Science Advances* **10**(50), eadp2438 (2024).
- [4] B.-H. Chen, E. Wittmann, Y. Morimoto, P. Baum, E. Riedle, Octave-spanning single-cycle middle-infrared generation through optical parametric amplification in LiGaS₂, *Opt. Express* **27**, 21306 (2019).
- [5] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universiteto leidykla, 2011).
- [6] M. Namboodiri, C. Luo, G. Indorf, T. Golz, I. Grguraš, J. H. Buss, M. Schulz, R. Riedel, M. J. Prandolini, T. Laarmann, Optical properties of Li-based nonlinear crystals for high power mid-IR OPCPA pumped at 1 μ m under realistic operational conditions, *Opt. Mater. Express* **11**(2), 231–239 (2021).
- [7] J. Vengelis, A. Dubietis, *Laser physics (Lecture notes)* (Vilniaus universiteto leidykla, 2023).
- [8] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, 2008).
- [9] T. Nagy, P. Simon, L. Veisz, High-energy few-cycle pulses: post-compression techniques, *Adv. Phys. X* **6** (2021).
- [10] A. Borzsonyi, A. P. Kovacs, K. Osvay, What we can learn about ultrashort pulses by linear optical methods, *Appl. Sci.* **3**, 515–544 (2013).
- [11] P. Taylor, C. Vozzi, M. Negro, S. Stagira, Strong-field phenomena driven by mid-infrared ultrafast sources, 37–41 (2012).
- [12] H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan, M. M. Shakya, E. Moon, Z. Chang, Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers, *Phys. Rev. Lett.* **100**(10), 103906 (2008).
- [13] L. Xu, C. Spielmann, A. Poppe, T. Brabec, F. Krausz, Route to phase control of ultrashort light pulses, **21**, 2008–2010 (2008).
- [14] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort

- light pulses with optical parametric amplifiers, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 4 (2002).
- [15] T. Stanislauskas, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, L. Karpavičius, A. Varanavičius, V. Sinkevičius, P. Mišeikis, D. Grigaitis, T. Balčiūnas, Carrier-envelope phase control of Yb:KGW laser and parametric amplifiers, 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference, CFIE_P_4 (2013).
 - [16] R. Budriūnas, *Netiesinės optikos metodai itin trumpiems impulsams infraraudonojoje srityje generuoti*, Daktaro disertacija (2020).
 - [17] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry, **26**, 1436–1438 (2001).
 - [18] C. Vozzi, C. Manzoni, F. Calegari, E. Benedetti, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, Characterization of a high-energy self-phase-stabilized near-infrared parametric source, *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(7), B112–B117 (2008).
 - [19] R. Trebino, R. Jafari, P. Piksarv, P. Bown, H. Valtia, P. Saari, Z. Guang, G. Steinmeyer, The measurement of ultrashort laser pulses, p. 49 (2021).
 - [20] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**(2), 571–579 (1993).
 - [21] M. Namboodiri et al., Optical properties of Li-based nonlinear crystals for high power mid-IR OPCPA pumped at 1 μm under realistic operational conditions, *Opt. Mater. Express* **11**, 231 (2021).
 - [22] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, W. E. White, Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2206–2215 (1994).
 - [23] S. Linden, H. Giessen, J. Kuhl, XFROG: new method for amplitude and phase characterization of ultraweak ultrashort pulses, *Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Conference Edition. 1998 Technical Digest Series*, Vol. **6**, 465–466 (1998).
 - [24] S. Linden, J. Kuhl, H. Giessen, XFROG—cross-correlation frequency-resolved optical gating, in *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, 313–322 (Springer US, 2000).
 - [25] Z. Hu, J. Ma, Simultaneously wavelength- and temperature-insensitive mid-infrared optical parametric amplification with LiGaS₂ crystal, *Appl. Sci.* **12** (2022).
 - [26] B. Wolter, M. G. Pullen, M. Baudisch, M. Sclafani, M. Hemmer, A. Senftleben, C. D. Schröter, J. Ullrich, R. Moshhammer, J. Biegert, Strong-field physics with mid-IR fields, *Phys. Rev. X* **5**(2), 021034 (2015).

- [27] A. P. Yelisseyev, M. K. Starikova, V. V. Korolev, L. I. Isaenko, S. I. Lobanov, Photoluminescence of lithium thiogallate LiGaS₂, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 1003–1011 (2012).
- [28] A. Villa, A. M. Ross, R. Gotti, M. Lamperti, F. Scotognella, G. Cerullo, M. Marangoni, Broadly tunable mid-infrared femtosecond pulses directly generated by an optical parametric amplifier, OSA Contin. **4**(11), 2837–2844 (2021).
- [29] S. B. Penwell, L. Whaley-Mayda, A. Tokmakoff, Single-stage MHz mid-IR OPA using LiGaS₂ and a fiber laser pump source, Opt. Lett. **43**, 1363 (2018).

Santrauka

Artimoji infraraudonoji (NIR) spinduliuotė $0,8 - 2,5 \mu\text{m}$ spektro ruože yra itin svarbi šiuolaikinėje lazerių fizikoje dėl plataus pritaikymo fundamentiniuose tyrimuose ir praktinėse srityse, tokiose kaip stipraus lauko fizika, netiesinė spektroskopija, biomedicininis vaizdinimas, mikroskopija. Efektyviam netiesinių optinių procesų išnaudojimui šiame spektro ruože reikalingi ultratrumpi lazeriniai impulsai, pasižymintys itin dideliu smailiniu intensyvumu. Impulsų trukmei artėjant prie kelių optinių ciklų ribos, nešlio gaubtinės fazė (CEP) tampa itin svarbiu parametru, nusakančiu tikslią elektrinio lauko laikinę struktūrą ir stipriai darančiu įtaką CEP jautrius reiškinius, tokius kaip aukštųjų harmonikų generacija ir atosekundinių impulsų formavimas.

Šiame darbe eksperimentiškai tirtas didelės galios keleto optinių ciklų artimosios infraraudonosios srities impulsų generavimas LiGaS₂ (LGS) kristale. Sukurta keturių optinių parametrinių stiprinimų (OPA) pakopų sistema, leidžianti generuoti ir stiprinti plataus spektro impulsus ties $\sim 1580 \text{ nm}$ centriniu bangos ilgiu. Pirmose trijose pakopose buvo realizuotas pasyviai CEP stabilizuoto užkrato generavimas, naudojant superkontinuumo generaciją YAG ir KGW kristaluose bei parametrinį stiprinimą BBO kristaluose. Trečiojoje stiprinimo pakopoje buvo gauti $\sim 1 \mu\text{J}$ energijos impulsai, kurių spektrinis ruožas apėmė $1300\text{--}2000 \text{ nm}$ bangos ilgio diapazoną, o impulso trukmė siekė 110 fs . Išmatuotas trumpalaikis CEP stabilumas siekė $\sim 100 \text{ mrad}$.

Ketvirtojoje stiprinimo pakopoje $4,5 \text{ mm}$ storio LGS kristalas kaupinamas 1038 nm fundamentine spinduliuote ir $5,6^\circ$ nekolinearios sąveikos kampu, sustiprintas $1300\text{--}2000 \text{ nm}$ spektro ruožas, palaikantis $\sim 15 \text{ fs}$ spektriškai ribotą impulso trukmę. Pasiektas 4% energijos keitimo efektyvumas ir $\sim 24 \mu\text{J}$ impulso energija. SFG-XFROG matavimu nustatyta, kad sustiprinto impulso trukmė prieš spūdą siekė 130 fs , o impulsui čirpo vertės atitinkamai $800 \text{ fs}^2 \text{ GVD}$ bei $3000 \text{ fs}^3 \text{ TOD}$. Impulso spūdai naudotos lydyto kvarco plokštelės ir naudojant $7,5 \text{ mm}$ storio plokštelę, impulso trukmė suspausta nuo 130 fs iki $24,6 \text{ fs}$, kuri atitinka $\sim 4,6$ optinio ciklo trukmę ties $\sim 1580 \text{ nm}$ bangos ilgiu. Nustatyta, kad tolesnę spūdą riboja trečios eilės dispersija, todėl siekiant spektriškai ribotos ($\sim 15 \text{ fs}$) trukmės reikalingos papildomos dispersijos kompensavimo schemas.

Summary

Near-infrared (NIR) radiation in the 0.8–2.5 μm spectral range is highly important in modern laser physics due to its wide range of applications in fundamental research and practical fields such as strong-field physics, nonlinear spectroscopy, biomedical imaging, and microscopy. Efficient implementation of nonlinear optical processes in this spectral region requires ultrashort laser pulses with high peak intensity. As pulse durations approach the few optical cycle regime, the carrier-envelope phase (CEP) becomes a critically important parameter, since it defines the exact temporal structure of the electric field and strongly influences CEP-sensitive phenomena such as high harmonic generation and attosecond pulse formation.

In this work, the generation of high power few cycle near infrared pulses in a LiGaS_2 (LGS) crystal was experimentally investigated. A four stage optical parametric amplification (OPA) system was developed for broadband pulse generation and amplification at ~ 1580 nm central wavelength. In the first three stages, passive CEP-stabilized seed generation was realized using supercontinuum generation in YAG and KGW crystals together with parametric amplification in BBO crystals. It was determined that the third stage produced pulses with ~ 1 μJ energy and covering the 1300–2000 nm spectral range, while the pulse duration reached 110 fs. A short-term CEP stability of ~ 100 mrad was also evaluated.

The fourth amplification stage employed a 4.5 mm thick LGS crystal pumped by 1038 nm fundamental radiation. By optimizing the phase-matching conditions and applying a 5.6° noncollinear interaction angle, a broadband signal spanning 1300–2000 nm was obtained, which supports a transform-limited pulse duration of ~ 15 fs. A 4% energy conversion efficiency and ~ 24 μJ pulse energy were achieved. SFG-XFROG measurements showed that the amplified pulse duration before compression was 130 fs, while the pulse exhibited dispersion components of 800 fs^2 group delay dispersion (GDD) and 3000 fs^3 third-order dispersion (TOD). Pulse compression was performed using fused silica plates and by using a 7.5 mm thick fused silica plate, the pulse duration was compressed from 130 fs down to 24.6 fs, which corresponds to ~ 4.6 optical cycles at a central wavelength of ~ 1580 nm. It was determined that further compression was limited by third-order dispersion, indicating that additional dispersion compensation techniques are required to achieve the transform-limited (~ 15 fs) pulse duration.