

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Kristupas Dagilis

**SUPERKONTINUUMO GENERACIJOS DIELEKTRINIUOSE IR
PUSLAIDININKINIUOSE KRISTALUOSE TYRIMAS ŽADINANT $\sim 2\ \mu\text{m}$ BANGOS
ILGIO FEMTOSEKUNDINIAIS LAZERIO IMPULSAIS**

MAGISTRANTŪROS STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Kristupas Dagilis

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

prof. Audrius Dubietis

Konsultantas

dr. Vytautas Jukna

Centro direktorė

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	4
1 Literatūros apžvalga	6
1.1 ~2 μm spinduliuotę generuojantys šaltiniai	6
1.1.1 Retaisiais Žemės elementais legiruotos terpės	6
1.1.2 Pereinamaisiais elementais legiruoti chalkogenidai	7
1.1.3 Netiesioginiai lazeriniai šaltiniai	8
1.2 Superkontinuumo generavimo fizika	8
1.2.1 Fazės moduliavimasis	8
1.2.2 Impulso statėjimas	10
1.2.3 Pluošto fokusavimasis	10
1.2.4 Šviesos gijų susiformavimas ir superkontinuumo generavimas	11
1.2.5 Chromatinė dispersija	13
1.3 Medžiagų kriterijai superkontinuumo generacijai	15
1.4 Superkontinuumo generacija žadinant ~ 2 μm spinduliuote	17
2 Eksperimentinė schema ir metodologija	18
3 Eksperimentų rezultatai ir jų aptarimas	22
3.1 Superkontinuumo generavimas vienodomis fokusavimo sąlygomis	22
3.2 Medžiagos parametrų sąsaja su superkontinuumo spektrine plėtra	24
3.3 Superkontinuumo generacijos optimizavimas normalios ir anomalios GGD atvejais	27
Išvados	31
Summary	32
Santrauka	33
Literatūra	34

Santrumpų sąrašas

VIR - Vidurinė infraraudonoji spinduliuotė
OPS - Optinis parametrinis stiprintuvas
NOK - Netiesinis optinis kristalas
OPG - Optinis parametrinis generatorius
SSDP - Solitono savaiminis dažnio poslinkis
FM - Fazės moduliavimasis
GGD - Grupinių greičių dispersija
EM - Elektromagnetinis
TED - Trečios eilės dispersija

Įvadas

Atsiradus chromu legiruotiems chalkogenidiniams, [1, 2] bei holmiu ar tuliu legiruotiems [3, 4] kieto kūno lazeriams, generuojantiems 2 μm centrinio bangos ilgio ultratrumpus impulsus, išaugo paskata kurti plataus derinimo diapazono, vidurinės infraraudonosios (VIR) srities optinius parametrinius stiprintuvus (OPS), galinčius pasiekti puikų signalinės ir šalutinės bangų fotonų energijos santykį bei aukštą kvantinį našumą. Be to, 2 μm kaupinimo spinduliuotė suteikia galimybę naudoti aukšto efektyvumo netiesinius optinius kristalus (NOK), tokius kaip cinko germanio fosfidą (ZGP) bei kadmio silicio fosfidą (CSP) [5, 6], kurie yra puikiai pritaikomi kaip terpės parametriniams reiškiniams VIR srityje, tačiau nėra tinkami kaupinti 1 μm spinduliuote, generuojama neodimio bei iterbio lazerių.

Užkrato šaltinis daro didelę įtaką OPS sistemų sudėtingumui bei kokybei, ypač sistemoms, kaupinamoms 2 μm bangos ilgio spinduliuote. Iki šiol keli skirtingi užkrato šaltiniai buvo pademonstruoti 2 μm kaupinamiems OPS: sudėtingos schemos, naudojančios papildomas OPS pakopas [7–9], kur kas paprastesnės užkrato generavimo schemos, pagrįstos superkontinuumo generavimu tūrinėse kieto kūno netiesinėse terpėse [10, 11], optiniu parametriniu generatoriumi (OPG) generuojama superfluorescencija [12], bei solitono savaiminiu dažnio poslinkiu (SSDP) fluoridiniame šviesolaidyje [13]. OPG ir superkontinuumo, kaip užkrato šaltinių OPS sistemos, pagrįstai ZGP kristalu ir kaupinamai 2.4 μm bangos ilgio femtosekundiniais impulsais iš Cr:ZnSe čirpuotų impulsų stiprintuvo, palyginimas parodė, kad, dėl didesnės užkrato energijos, OPG užkratas OPS sistemai leidžia pasiekti aukštesnį dažnio keitimo efektyvumą. Dėl tolygios superkontinuumo spinduliuotės spektrinės fazės, superkontinuumu pagrįsta OPS sistema gali generuoti iki kelių optinių ciklų suspaudžiamus impulsus [14]. Dėl SSDP riboto spektrinio pločio, OPS sistemos, naudojančios šį užkratą, pasižymi siauresniu dažnio derinimo diapazonu [15].

Superkontinuumo generavimas, pagrįstas ultratrumpų impulsų fokusavimusi bei šviesos gijos susidarymu kieto kūno terpėje, yra plačiai pripažintas kaip patikimas ir nepakeičiamas užkrato šaltinis femtosekundinėms OPS sistemoms, kaupinamoms matomos ar artimosios infraraudonosios srities spinduliuote [16]. Superkontinuumo užkratas leidžia pasiekti puikų impulsų atsikartojamumą, minimalų vėlinimo svyravimą tarp užkrato ir kaupinimo impulsų, energijos stabilumą bei stabilų nešlio ir gaubtinės fazės palaikymą [17]. Siekiant išnaudoti visą 2 μm spinduliuote kaupinamo OPS derinimo diapazoną, reikalingas už išsigimimo taško ($\sim 4 \mu\text{m}$) į ilgabangę pusę išplitęs superkontinuumo spektras. Superkontinuumą žadinant 2 μm spinduliuote atsiranda galimybė naudoti didelio netiesiškumo pulsaidininkinius ir dielektrinius kristalus [18].

Šio darbo tikslas yra išsamus superkontinuumo generacijos, atliktos įvairiuose dielektriniuose ir puslaidininkiniuose NOK (safyre, YAG, GGG, itrio okside, deimante, kalio gadolinio volframate, kalcio volframate, talio bromojodide, polikristaliniame bei monokristaliniame ZnS bei polikristaliniame ZnSe), charakterizavimas žadinant 180 fs trukmės, 2.3 μm bangos ilgio spinduliuote iš OPS sistemos. Tiriamos medžiagos atrinktos atsižvelgiant į įvairius parametrus, darančius įtaką superkontinuumo generavimui, apimant platų draustinės juostos tarpų bei netiesinių lūžio rodiklių verčių pasiskirstymą, o taip pat normalios bei anomalios grupinių greičių dispersijos (GGD) sritis kaupinimo bangos ilgiui. Itin didelis dėmesys skiriamas tirti pasiekiamą superkontinuumo spektrinį

plitimą į raudonąją pusę dėl šios spektrinės dalies svarbos plataus derinimo diapazono OPS sistemoms, kaupinamoms $\sim 2 \mu\text{m}$ spinduliuote. Siekiant atlikti išsamią tirtų medžiagų analizę, buvo išsikelti šie uždaviniai:

- Nustatyti medžiagos draustinės energijos tarpo bei dispersinių parametrų įtaką superkontinuumo spektro plėtrai į ilgabangę ir trumpabangę pusę.
- Rasti optimalias kaupinimo energijos bei pluošto fokusavimo sąlygas superkontinuumo plėtrai į ilgabangę pusę normalios ir anomalios GGD atvejais bei įvertinti grupinių greičių dispersijos ženklo bei dydžio įtaką superkontinuumo generavimo dinamikai.

1 Literatūros apžvalga

1.1 ~2 μm spinduliuotę generuojantys šaltiniai

Siekiant sugeneruoti superkontinuumą, naudojant femtosekundinę ~2 μm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, reikalingas patikimas kaupinimo šaltinis. Tačiau lazerinių šaltinių, generuojančių ~2 μm bangos ilgio ultratrumpus impulsus, pasirinkimas yra ribotas. Tiesioginius lazerinius šaltinius galima skirstyti į dvi grupes: retaisiais Žemės elementais legiruoti fluoridai ir oksidai bei pereinamaisiais elementais legiruoti chalkogenidai [19]. Netiesioginius lazerinius šaltinius sudaro optiniai parametriniai prietaisai.

1.1.1 Retaisiais Žemės elementais legiruotos terpės

Retaisiais Žemės elementais (Tm^{3+} bei Ho^{3+}) legiruoti oksidai bei fluoridai (dažniausiai YAG, YLF ir LuLF) yra populiariausios terpės generuoti ~2 μm bangos ilgio lazerinę spinduliuotę [3, 19]. Tm^{3+} ir Ho^{3+} legiruoti lazeriai geba generuoti tiek pastovios veikos, tiek impulsinę spinduliuotę, kurios centrinis bangos ilgis patenka į 1,9-2,1 μm diapazoną. Ypač aktualūs yra šviesolaidiniai sinchronizuotų modų lazeriai, generuojantys ultratrumpus impulsus [3]. Dėl aukštos priemaišų koncentracijos, šviesolaidiniuose lazeriuose buvo pademonstruotas itin aukštas kvantinis našumas. Tuliū legiruotame šviesolaidiniame lazeryje buvo pasiektas 72% šlaitinis efektyvumas kaupinant 1,6 μm bangos ilgio spinduliuotę, o naudojant rezonansinį kaupinimą pasiektas šlaitinis efektyvumas, viršijantis 90% [19]. Be to, lyginant su kieto kūno lazeriais, šviesolaidiniai šaltiniai pasižymi didesniu kompaktiškumu, geresne pluošto kokybe bei puikiomis temperatūros perdavimo aplinkai savybėmis [3]. Priešingai nei kieto kūno Tm^{3+} jonais legiruoti lazeriai, šviesolaidiniai lazeriai turi platų bei glotnų emisijos spektrą ir yra lengvai pritaikomi femtosekundiniam sinchronizuotų modų režimui. Praeityje holmiu legiruoti oksidai ir fluoridai dažniausiai buvo naudojami kartu legiruojant ir tuliū. Tuomet prieinamų kaupinimo šaltinių bangos ilgiai nebuvo efektyviai sugeriami Ho^{3+} jonų. Buvo reikalingas sensibilizatorius, norint pasiekti tenkinančią kaupinimo spinduliuotės sugertį - Tm^{3+} jonai. Ši problema išnyko pasaulyje paplitus didelės galios tuliū legiruotiems šviesolaidiniams lazeriams - tapo įmanoma efektyviau išnaudoti tik holmiu legiruotas terpes [19]. Šiuolaikiniuose SiO_2 šviesolaidiniuose lazeriuose, legiruotuose Tm^{3+} ar Ho^{3+} jonais yra pasiekiamos mažesnės nei 200 fs impulsų trukmės, o tuliū legiruotame fluoridiniame šviesolaidiniame lazeryje sėkmingai pademonstruoti 45 fs trukmės impulsai [3].

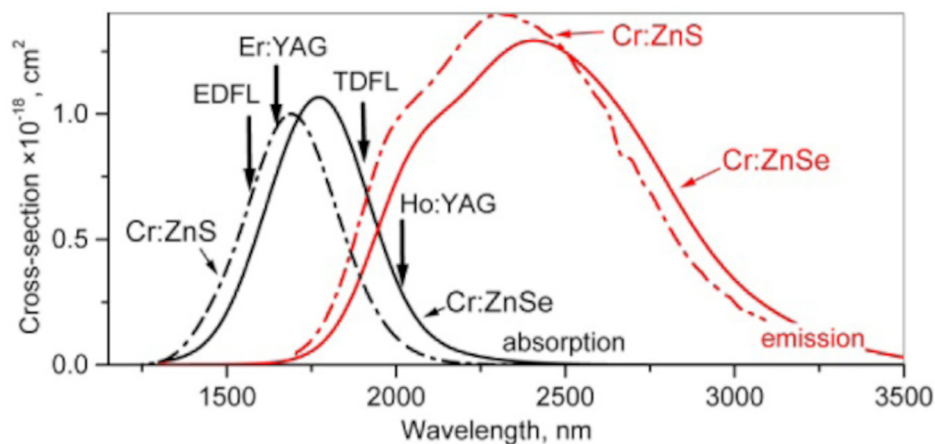
Nors Tm^{3+} ar Ho^{3+} legiruoti kieto kūno lazeriai dažniausiai generuoja pikosekundinius impulsus, keli straipsniai aprašė sėkmingą šių lazerių veikimą femtosekundiniame režime. Dažniausiai tam pasiekti pasitelkiamos egzotiškos lazerinės terpės. Apžvalginiame straipsnyje pateikiamas sąrašas pasyviai sinchronizuotų modų kieto kūno lazerių, generuojančių apie 2 μm centrinio bangos ilgio impulsus [3]. 2010 metais Tm^{3+} :GPNG lazeryje buvo sugeneruoti 410 fs, 1997 nm centrinio bangos ilgio impulsai, o Tm^{3+} : Ho^{3+} :TZN lazeryje - 630 fs, 2012 nm centrinio bangos ilgio impulsai. 2012 metais Tm^{3+} : $KLu(WO_4)_2$ lazeryje buvo sugeneruoti 141 fs, 2037 nm bangos ilgio impulsai. 2013 metų straipsnyje Tm^{3+} : $LuScO_3$ lazeryje pavyko pasiekti 105 fs trukmės impulsus, turinčius 2010 nm centrinį bangos ilgį. Visi šie lazeriai buvo kaupinami Ti:safyro lazeriu dėl jo ge-

ros pluošto kokybės bei pasiekiamo aukšto intensyvumo. Nors Ho^{3+} legiruoti lazeriai šaltiniuose minimi rečiau, svarbu paminėti 2017 metų proveržį, kurio metu $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ plono disko lazeryje buvo sugeneruota 220 fs trukmės, 20 W vidutinės galios lazerinė spinduliuotė [3].

1.1.2 Pereinamaisiais elementais legiruoti chalkogenidai

Pereinamaisiais elementais legiruoti chalkogenidai leidžia tiesiogiai generuoti lazerinę spinduliuotę 1,8-6 μm diapazone. Populiariausi šios grupės atstovai - chromu arba geležimi legiruotos ZnS ir ZnSe terpės. Cr^{2+} legiruoti chalkogenidai puikiai tinka femtosekundinės spinduliuotės generavimui. Patys populiariausi šios grupės lazeriai - $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ ir $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$. 2007 metais $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ lazeryje buvo sugeneruoti 80 fs trukmės impulsai, o vidutinė galia siekė 80 mW. 2013 metais Kerr lęšio sinchronizuotų modų $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ lazeryje buvo sugeneruota 69 fs trukmės, 2,39 μm centrinio bangos ilgio, 550 mW vidutinės galios spinduliuotė. 2015 metais buvo gauta rekordiškai trumpa 29 fs impulso trukmė $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ Kerr lęšio sinchronizuotų modų lazeryje [3]. Dėl plataus emisijos spektro, $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ bei $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ lazeriai yra vadinami "VIR srities Ti:safyro lazeriais". Šios terpės yra kaupinamos lengvai prieinamais erbiu ar tuliu legiruotais šviesolaidiniais lazeriais ir pasižymi beveik 100% siekiančiu kvantiniu našumu kambario temperatūroje, o bangos ilgis yra derinamas 1,9-3,4 μm diapazone [1, 3]. Šių medžiagų sugerties ir emisijos spektrai pateikiami (1 pav.). Dėl sudėtingo monokristalinių ZnS ir ZnSe medžiagų auginimo, dažniausiai yra naudojamos polikristalinės terpės, kuriose dėl fazinio kvazi-sinchronizmo vyksta tribangė sąveika, leidžianti aktyvioje terpėje vienu metu generuoti kelių skirtingų centrinių bangos ilgių spinduliuotes [1, 3].

Fe^{2+} legiruotiems lazeriams yra reikalingas atšaldymas iki ~ 150 K. Jie generuoja nanosekundinę arba pastovios veikos, 3,4-5 μm centrinio bangos ilgio, spinduliuotę. Šie lazeriai yra kaupinami $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ arba $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ lazeriniais šaltiniais [1]. Kadangi šių lazerių generuojamos spinduliuotės bangos ilgis yra nutolęs nuo dominančio 2 μm bangos ilgio, plačiau apie šio tipo lazerius nebus kalbama.



1 pav. Cr:ZnS bei Cr:ZnSe sugerties ir emisijos spektrai [1].

1.1.3 Netiesioginiai lazeriniai šaltiniai

Optinių parametrinių stiprintuvų (OPS) sistemų atsiradimas davė galimybę generuoti ultratrumpus, derinamo bangos ilgio impulsus. Komerciškai yra prieinamos Ti:safyru kaupinamos BBO ir Yb lazeriais kaupinamos KTA sistemos. Ti:safyru kaupinamos OPS sistemos yra lengvai valdomos, o sugeneruota šalutinė banga siekia VIR sritį. Maksimalų pasiekiamą bangos ilgį riboja naudojamo kristalo skaidrumas. Dėl šios priežasties BBO kristalas gali būti naudojamas OPS sistemose tik iki 3 μm bangos ilgio [18]. Yb lazeriu kaupinami KTA OPS išplečia derinimo diapazoną į ilgabangę pusę iki ~4500 nm.

VIR srities spinduliuotė taip pat pasiekama per skirtuminio dažnio generavimo sąveiką tarp signalinės ir šalutinės bangų. AgGaS₂ yra dažniausiai naudojamas kristalas tokiose sistemose. Šiuo atveju pasiekiamas derinimas 2,4 - 12 μm bangos ilgių diapazone. Deja, pasiekiamą impulsų energiją yra gerokai mažesnė nei gaunama anksčiau minėtose sistemose - dešimčių nJ eilės. Paprastesnis metodas generuoti VIR ultratrumpus impulsus yra įgyvendinamas skirtuminio dažnio generavimu tarp itin plataus spektro spinduliuotės dažninių komponentų. Skirtuminio dažnio generavimas atliekamas tam pritaikytoje elektrooptinėje medžiagoje (pavyzdžiui, GaAs ar GaSe), naudojant trumpesnius nei 20 fs impulsus. Šiuo metodu galima pasiekti 7-20 μm diapazone derinamą išvadinę spinduliuotę, išlaikant 100 fs eilės impulso trukmę [20].

1.2 Superkontinuumo generavimo fizika

Superkontinuumo generacija - tai netiesinis optinis reiškinys, kurio metu yra stipriai išplečiamas ultratrumpųjų impulsų lazerio spinduliuotės spektras. Superkontinuumu yra įprasta laikyti spektrus, platesnius nei viena optinė oktava - didžiausias pasiektas optinis dažnis yra bent dvigubai didesnis už mažiausią [21]. Šiuo procesu remiasi įvairūs prietaisai bei tyrimo metodai: optiniai parametriniai prietaisai, optinė koherentinė tomografija, baltos šviesos interferometrija bei skirtingi spektroskopiniai metodai [22]. Norint pasiekti norimą spektrinę plėtrą ir efektyviai panaudoti sugeneruotą superkontinuumą tolimesniuose procesuose, būtina suprasti šio netiesinio proceso fiziką.

Nors superkontinuumo generavimas yra lengvai įgyvendinamas procesas, jį paaiškinti nėra paprasta. Superkontinuumo spektrinė plėtra kyla iš tarpusavio sąveikos tarp skirtingų netiesinių laikinių ir erdvinų efektų: fazės moduliavimosi (FM), impulso statėjimo, fokusavimosi, difrakcijos, grupinių greičių dispersijos (GGD) ir daugiafotonės sugerties bei jonizacijos. Laike impulsas transformuojasi priklausomai nuo GGD ženklo bei dydžio įvadinės spinduliuotės dažniui. Erdvėje susidaro šviesos gija, dėl kurios yra palaikomas aukštas lazerinės spinduliuotės intensyvumas, besitęsiantis dideliu atstumu. Šių procesų sąveika nulemia spektro plėtimą - superkontinuumo generavimą. [23]. Atsižvelgiant į baigiamojo darbo pobūdį, pagrinde bus aptariamas superkontinuumo generavimas tūrinėje kieto kūno terpėje.

1.2.1 Fazės moduliavimasis

Fazės moduliavimasis (FM) yra netiesinis optinis reiškinys, kylantis iš netiesinio Kerr efekto. Aukšto intensyvumo lazerinė spinduliuotė sukelia nuo intensyvumo priklausančią medžiagos lūžio

rodiklio pokytį, aprašomą (1 formule). Dėl pakitusio lūžio rodiklio, impulsas ar pluoštas patiria fazės pokytį. Erdvėje ši fazės pokyčio priklausomybė nuo intensyvumo pasireiškia kaip pluošto fokusavimasis, laike - kaip FM reiškiny. FM pastebimas impulsiniuose lazeriuose. Dėl impulso intensyvumo kitimo laike, terpė sukuria taip pat nuo laiko priklausomą fazės pokytį impulsui (2 pav.). Jis pasireiškia kaip dažnio moduliacija - atsiranda nauji spektriniai komponentai [24]. FM sukeltas spektro plitimas vyksta dar nepasiekus kritinės fokusavimosi galios, laikomos superkontinuumo generavimo slenksčiu. Dažnio kitimas laike t gauso impulsui yra išreiškiamas (2 formule).

$$n = n_0 + n_2 I_0, \quad (1)$$

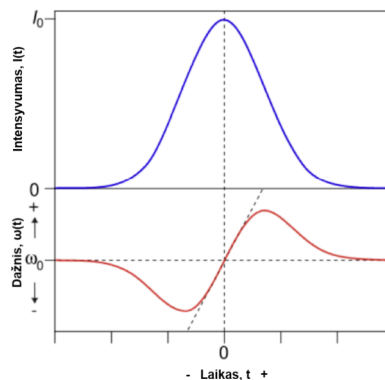
čia n yra medžiagos lūžio rodiklis, n_0 yra medžiagos tiesinis lūžio rodiklis, n_2 - netiesinis, I_0 yra spinduliuotės intensyvumas.

$$\delta\omega(t) = 4 \frac{t\omega_0 n_2 L I_0}{c\tau^2} \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (2)$$

čia ω_0 yra pradinis optinis dažnis, L yra medžiagos ilgis, c yra šviesos greitis vakuume, o τ yra impulso trukmė [23]. Generuojant superkontinuumą reikia atsižvelgti ir į plazmos sukeltą fazės moduliaciją. Plazmos tankis, panašiai kaip impulsų intensyvumas, kinta laike, taip pat sukeldamas netiesinį fazės kitimą, išreiškiamą:

$$\varphi_{nl}(t) = -\frac{\omega_0 L}{c} \frac{\rho(t)}{2n_0 \rho_c}, \quad (3)$$

čia $\rho(t)$ yra plazmos tankio kitimo laike funkcija, o ρ_c yra medžiagos kritinis plazmos tankis. (3 formulėje) nėra atsižvelgiama į elektronų tankio kitimą pluošto sklaidimo kryptimi. Plazmos sukeliamą fazės moduliaciją pasireiškia pastebimu dažnių poslinkiu į mėlynąją pusę. Tokiu būdu gali susiformuoti praktiškai vertikalus impulso frontas, sudarantis smūginę bangą [23]. Toliau aprašomo impulso skilimo metu įvyksta itin staigus spektrinis plitimas, kylantis būtent dėl impulso fronto statėjimo efekto.



2 pav. Impulso patiriamas fazinis moduliavimasis [25].

1.2.2 Impulso statėjimas

Impulso fronto statėjimas kyla iš sąveikos tarp chromatinės dispersijos ir netiesinių reiškinių: spinduliuotei sklindant netiesine terpe, Kerr efekto sukeltas lūžio rodiklio pokytis paveikia tiek spinduliuotės fazinį, tiek grupinį greitį (4, 5 formulės). Dėl šios priežasties intensyviausia centrinė impulso dalis keliauja medžiagoje lėčiau nei impulso kraštai. Tai nulemia atsiliekančiojo impulso fronto statėjimą [23].

$$n^{(g)} = n_0^{(g)} + n_2^{(g)}, \quad (4)$$

čia $n^{(g)}$ yra medžiagos grupinis lūžio rodiklis, turintis tiesinį $n_0^{(g)}$ ir netiesinį $n_2^{(g)}$ komponentus. Tiesinis komponentas yra išreiškiamas

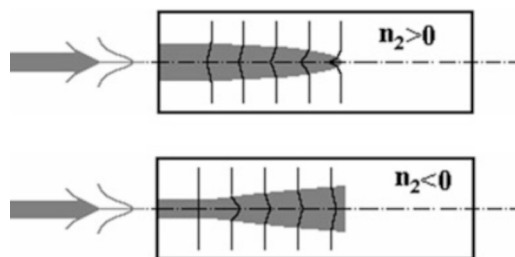
$$n_0^{(g)} = n(\omega_0) + \omega_0 \frac{dn}{d\omega}|_{\omega_0}, \quad (5)$$

čia $dn/d\omega$ nusako lūžio rodiklio priklausomybę nuo spinduliuotės dažnio. Impulso fronto statėjimo reiškinys paaiškina asimetriją tarp spektrinio plitimo į mėlynąją bei raudonąją puses. Atsiliekančio subimpulso galinis frontas patiria itin stiprų statėjimą - vyksta efektyvi spektrinė plėtra į mėlynąją pusę. Pirmaujančio subimpulso priekinis frontas nepatiria tokio statėjimo, tad superkontinuumo spektrinis plitimas į ilgabangę pusę nėra toks stiprus [23].

1.2.3 Pluošto fokusavimas

Kaip minėta praeitoje skiltyje, pluošto fokusavimas kyla iš pluošto intensyvumo skirstinio statmenai optinės ašies. Dažniausiai, pavyzdžiui gauso pluošte, intensyvumas pluošto centre yra maksimalus, o pakraščiuose - minimalus. Dėl netiesinio Kerr efekto atsiranda lūžio rodiklio pasiskirstymas skersinėje koordinatėje, kuris yra proporcingas pluošto intensyvumui. Bangos frontas yra iškreipiamas, o medžiaga pradeda veikti kaip lęšis - pluoštas fokusuojasi (kai netiesinis lūžio rodiklis $n_2 > 0$), arba išsifokusuoja (kai $n_2 < 0$) [26]. Šie reiškiniai yra pavaizduoti (2 pav.). Fokusavimosi metu didėja spinduliuotės intensyvumas centre, o fokusavimas tampa dar stipresnis [23]. Pluoštas nepasiekia singuliariumo dėl difrakcijos, GGD, plazmos generavimo ir kitų reiškinių [23, 27].

Pluošto difrakcija riboja fokusavimosi reiškinį. Tačiau šiam efektui esant stipresniam už difrakciją, fokusavimas "nugali" skėstį - pluoštas konverguoja. Pluošto dydis mažėja tol, kol difrakci-



3 pav. Fokusavimosi ir defokusavimo reiškiniai. Viršuje: fokusavimas, apačioje: defokusavimas [26].

ja tampa didesne už fokusavimosi efektą, ir pluoštas pradeda skėstis. Jei išsifokusavusio pluošto smailinė galia vis dar viršija kritinę fokusavimosi galią, pluoštas vėl pradeda fokusuotis, vyksta periodiniai fokusavimosi - išsifokusavimo ciklai. Esant kritinei galiai, aprašomai (6 formulė), fokusavimosi ir skėsties reiškiniai atsveria vienas kitą, o pluoštas sklinda kaip erdvinis solitonas, dar žinomas kaip Townes moda [23].

$$P_{cr} = \frac{3,72\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}, \quad (6)$$

čia λ yra lazerio spinduliuotės bangos ilgis, n_0 yra tiesinis lūžio rodiklis, o n_2 yra netiesinis lūžio rodiklis. Ši išraiška atsižvelgia tik į difrakciją bei Kerr efektą. Kritinė energija yra apskaičiuojama iš kritinės galios (7 formulė):

$$E_{cr} = \frac{P_{cr}\tau}{0,94}, \quad (7)$$

čia τ yra impulso trukmė. 0,94 konstanta yra naudojama gauso impulsams. Kai galia viršija kritinę vertę, (8 formulė) yra naudojama apskaičiuoti fokusavimosi atstumui.

$$z_{sf} = \frac{0,367z_R}{\sqrt{[(P/P_{cr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219}}, \quad (8)$$

čia $z_R = \pi n_0 w_0^2 / \lambda$ yra įvadinio gauso pluošto Relėjaus ilgis, kurio spindulys e^{-2} aukštyje yra w_0 , o P yra įvadinės spinduliuotės smailinė galia [28].

1.2.4 Šviesos gijų susiformavimas ir superkontinuumo generavimas

Kaip minėta praeitoje skiltyje, (6 formulė) atsižvelgia tik į difrakciją bei Kerr efektą, o į kitus reiškinius, pavyzdžiui plazmos generavimą, atsirandantį stipriai išaugus intensyvumui, neatsižvelgia. Dėl daugiafotonės sugerties atsiranda laisvųjų elektronų plazma, kuri mažina medžiagos lūžio rodiklį ir veikia kaip sklaidomasis lęšis. Pusiausvyra tarp sklaidomojo efekto, kylančio iš elektronų plazmos, bei fokusavimosi reiškinio nulemia pluošto sklaidimo netiesinėje terpėje dinamiką. Šiems efektams atsveriant vienas kitą, pluoštas sklinda režimu, vadinamu šviesos gija, pasižyminčia išskirtinėmis savybėmis [27]. Ją galima laikyti taškiniu lazerio spinduliuotės šaltiniu. Šviesos gijai sklindant anomalios GGD terpe, yra pasiekama impulso spūda iki kelių optinių ciklų. Be to, intensyvumo ribojimo reiškinys smarkiai padidina energijos stabilumą šviesos gijos šerdyje [29]. Verta paminėti, kad fokusavimosi reiškinys atstoja erdvinį filtrą. Pagrindinė moda fokusuojasi į šviesos giją, o aukštų erdviųjų dažnių komponentai bei triukšmingas signalas nesiekia kritinės fokusavimosi vertės ir patiria skėstį - vyksta erdvinis išsivalymas [29].

Šviesos gijos impulso spektras smarkiai išplinta, taip generuojamas superkontinuumas. Medžiagoje, kuriose išplečiamas spektras iki matomų bangos ilgių, superkontinuumą atpažinti yra paprasta - pluošto centre matoma intensyvi baltos šviesos spinduliuotė, apsupta mažiau ryškių, smarkiai besiskeičiančių įvairiaspalvių žiedų - kūginės emisijos (4 pav.). Kūginę emisiją bei šviesos giją galima interpretuoti kaip stacionarių, nesolitoninių, netiesinės Šriodingerio lygties sprendinių išraišką. Esant normaliai dispersijai, šie sprendiniai yra vadinami X bangomis, o esant anomaliai -

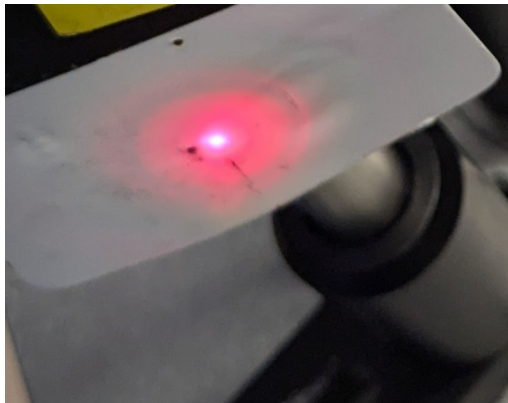
O bangomis. Jie atsiranda iš fokusavimosi dinamikos [30]. X bangos yra atsakingos už superkontinuumo trumpabangėje spektro pusėje esantį charakteringą mėlyną gūbrį, pramintą žuvies uodega. Žuvies uodega yra X bangos dalis, įgavusi mėlyną poslinkį, ir yra susijusi su impulso laikiniu skilimu. X bangos grupinis greitis nusako gūbrio poziciją - šiai bangai sklindant terpe, banga greitėja, nulemdama žuvies uodegos poziciją bei spektrinio plitimo ribas [31]. Duobė tarp žuvies uodegos ir centrinės superkontinuumo dalies atsiranda dėl destruktuvios interferencijos tarp spektrinių komponentų [32].

Pluoštui sklindant kaip šviesos gijai, intensyvumas išilgai sklidimo krypties yra daugmaž pastovus, o energija beveik nekinta nuo pradinės vertės. Šis procesas vadinamas intensyvumo ribojimu [33], išreiškiamu (9 formule).

$$I_{cl} = \left(\frac{2n_0 n_2 \rho_c K \hbar \omega_0}{\beta_K \tau} \right)^{1/(K-1)}, \quad (9)$$

čia $\hbar$ yra redukuota Planko konstanta, β_K yra daugiafotonės sugerties koeficientas, K yra daugiafotonės sugerties eilė, o τ - impulso trukmė. ρ_c nusako kritinį plazmos tankį, virš kurio plazma tampa nepralaidi ω_0 dažnio įvadinei spinduliutei. Taigi, intensyvumo ribojimo vertė priklauso nuo terpės tiesinio ir netiesinio lūžio rodiklių, daugiafotonės sugerties eilės ir sugerties koeficiento. Didžiausio intensyvumo vietoje (dažniausiai pluošto centre) galia yra ribojama netiesinės sugerties. Tai pasireiškia fokusavimosi reiškiniu silpumu, tad ir mažesniu lūžio rodiklio gradientu. Šis reiškiny nulemia silpną FM efektą, apribojantį spektrinį plitimą. Intensyvumo ribojimas priklauso nuo medžiagos draustinės juostos tarpo. Didesnio draustinės juostos tarpo medžiagose gali būti palaikomas aukštesnis intensyvumas. Deja, šis modelis turi keletą trūkumų, nes atsižvelgia tik į dinaminį balansą tarp išsifokusavimo, difrakcijos ir fokusavimosi [23]:

- Modelis neįvertina impulso struktūros.
- Impulso trukmė yra laikoma konstanta.
- Modelis neatsižvelgia į chromatinę dispersiją.
- Reikiamas parametrų (fokusavimo sąlygų bei energijos) parinkimas leistų potencialiai išvengti katastrofinės griūtinės jonizacijos. Deja, naudojant aukštą skaitinės apertūros vertę, (9 for-



4 pav. Baltos šviesos kontinuumas.

mulė) nėra tinkama.

1.2.5 Chromatinė dispersija

Chromatinė dispersija - elektromagnetinės (EM) spinduliuotės fazinio bei grupinio greičių terpėje priklausomybė nuo dažnio. Dėl šio reiškinio, po bangos gaubtine keliaujantys skirtingi dažniai atskiria vieni nuo kitų - nemoduliuoto dažnio impulsai patiria laikinę plėtrą. Impulsas įgauna dažnio kitimą laike, vadinamą 'čirpu', arba laikine moduliacija. Jau turintis dažnio moduliaciją impulsas, sklisdamas tinkamo GGD ženklo terpe, yra suspaudžiamas. Generuojant superkontinuumą yra svarbu atsižvelgti į chromatinę dispersiją - ji nulemia spektrinio plitimo ribas bei spektro formą [23].

Skaitiniai tyrimai rodo, jog medžiagos chromatinė dispersija lemia pasiekiamą superkontinuumo spektrinę plėtrą tiek į ilgabangę, tiek į trumpabangę pusę. Terpėse, pasižyminčiose mažesne chromatine dispersija, yra pasiekiamas tolimesnis spektrinis plitimas į trumpabangę pusę. Toli į ilgabangę pusę išplitęs spektras potencialiai pasiekiamas esant nulinei GGD [23]. (S. A. Frolov ir kt., 2016), naudodami interferencinį modelį, ištyrė superkontinuumo plėtrą, žadinant $1,2 \lambda_{\text{GGD}=0}$ bangos ilgio spinduliuote, kur $\lambda_{\text{GGD}=0}$ yra nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgis. Tyrimo rezultatai parodė priklausomybę tarp medžiagos $\lambda_{\text{GGD}=0}$ bangos ilgio ir pasiekiamo superkontinuumo išplitimo į ilgabangę pusę. Buvo padaryta išvada, jog medžiagose, turinčiose didesnę $\lambda_{\text{GGD}=0}$ vertę, yra pasiekiamas tolimesnis spektrinis plitimas į raudonąją pusę [34].

GGD parametras yra naudingas įvertinant chromatinės dispersijos dydį. GGD apibrėžia dispersiją per ilgio vienetą [35]. Mažesnio dažnio komponentai medžiagoje keliauja greičiau už didesnio dažnio komponentus esant normaliai dispersijai ($\text{GGD} > 0$), o esant anomaliai dispersijai ($\text{GGD} < 0$) - atvirkščiai. Skirtingi dažniai sklinda vienodu grupiniu greičiu terpėje, kai $\text{GGD} = 0$. Šviesos gijos formavimosi dinamika priklauso nuo GGD ženklo [23]. GGD parametras yra apskaičiuojamas iš medžiagos lūžio rodiklio antros eilės išvestinės nuo bangos ilgio (10 formulė):

$$\text{GGD}(\lambda) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial \lambda^2} \quad (10)$$

Esant normaliai dispersijai, impulsas skyla, taip sustabdydamas katastrofinį fokusavimąsi [36]. Fokusavimosi metu, intensyvumas auga, kol daugiafotonė sugertis nuslopina intensyviausią centrinę dalį - po impulso skilimo susidaro spurgos formos erdvinė struktūra. Impulsui sklindant terpe toliau, šis žiedas fokusuojasi ir pradinis impulsas yra iš dalies atstatomas (5 pav.). Smailinei galiai vis dar viršijant kritinę vertę, procesas kartojasi ir yra matomas pakartotinis impulso skilimas. Interferencija tarp subimpulsų, susidariusių pakartotinių skilimų metu, sukuria periodines moduliacijas superkontinuumo spektre [28]. Jų buvimas leidžia suprasti, jog generavimui naudojama per didelė impulso energija. Atstumas tarp subimpulsų nulemia moduliacijų tankį - jis yra atvirkščiai proporcingas tarpui tarp subimpulsų.

Impulso skilimo pasekmė yra priekinio ir galinio subimpulsų susidarymas. Priekinis subimpulsas yra atsakingas už ilgabangę, o galinis - už trumpabangę spektro plėtrą [36]. Impulsui sklindant anomalios dispersijos terpe, vyksta erdvėlaikinė impulso spūda, suformuojanti kvazi-stabilią šviesos kulką. Teoriškai, impulsui sklindant šiuo režimu, galima sugeneruoti itin plataus spekt-

ro superkontinuumą [36]. Vertinant kritinę fokusavimosi galią anomalios dispersijos medžiagoje, svarbu atsižvelgti į galimą impulso smailinės galios augimą dėl jo laikinės spūdos. Spektrui išplitus dėl FM reiškinių, anomalios dispersijos medžiagoje gali vykti impulso savispūda, dėl ko didėja jo smailinė galia ir gali būti sugeneruojamas superkontinuumas įeinančiam impulsui nesiekiant kritinės fokusavimosi galios.

Chromatinės dispersijos vaidmenį galima vertinti efektyvaus tribangio maišymosi kontekste. Naujų dažnių atsiradimą galima interpretuoti kaip kylantį iš EM spinduliuotės sklaidos nuo terpės perturbacijos per netiesinę poliarizaciją. Tad, esant mažesnei chromatinės dispersijos vertei, fazinio synchronizmo sąlyga yra palaikoma platesniam optinių dažnių diapazonui, ir yra pasiekiamas potencialiai didesnis superkontinuumo spektrinis plitimas [23]. Be GGD, dispersinis ilgis L_D yra kitas parametras, kuriuo yra patogu vertinti chromatinę dispersiją. Jis apibrėžia atstumą medžiagoje, per kurį nečirpuoto impulso plotis $1/e$ aukštyje padidėja $\sqrt{2}$ karto. Antros eilės dispersinio ilgio vertė L_{GGD} yra apskaičiuojama (11 formule) [37].

$$L_{GGD} = \frac{\tau^2}{|GGD|}, \quad (11)$$

čia τ yra pradinė impulso trukmė. Trečios eilės dispersinis ilgis L_{TED} yra apskaičiuojamas (12 formule) [37].

$$L_{TED} = \frac{\tau^3}{|TED|} \quad (12)$$

čia TED yra trečios eilės dispersija, išreiškiama (13 formule) [38]:

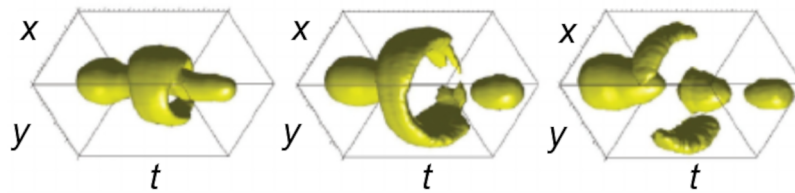
$$TED(\lambda) = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left[3 \frac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial \lambda^2} + \lambda \frac{\partial^3 n(\lambda)}{\partial \lambda^3} \right]. \quad (13)$$

Efektyvus dispersinis ilgis L_{eff} padeda įvertinti antros ir trečios eilės dispersijas. L_{eff} yra išvestas (14, 15 formulėse)

$$\frac{1}{L_{eff}} = \frac{1}{L_{GGD}} + \frac{1}{L_{TED}}, \quad (14)$$

iš kur gaunama L_{eff} išraiška:

$$L_{eff} = \frac{\tau^3}{\tau \times |GGD| + |TED|}. \quad (15)$$

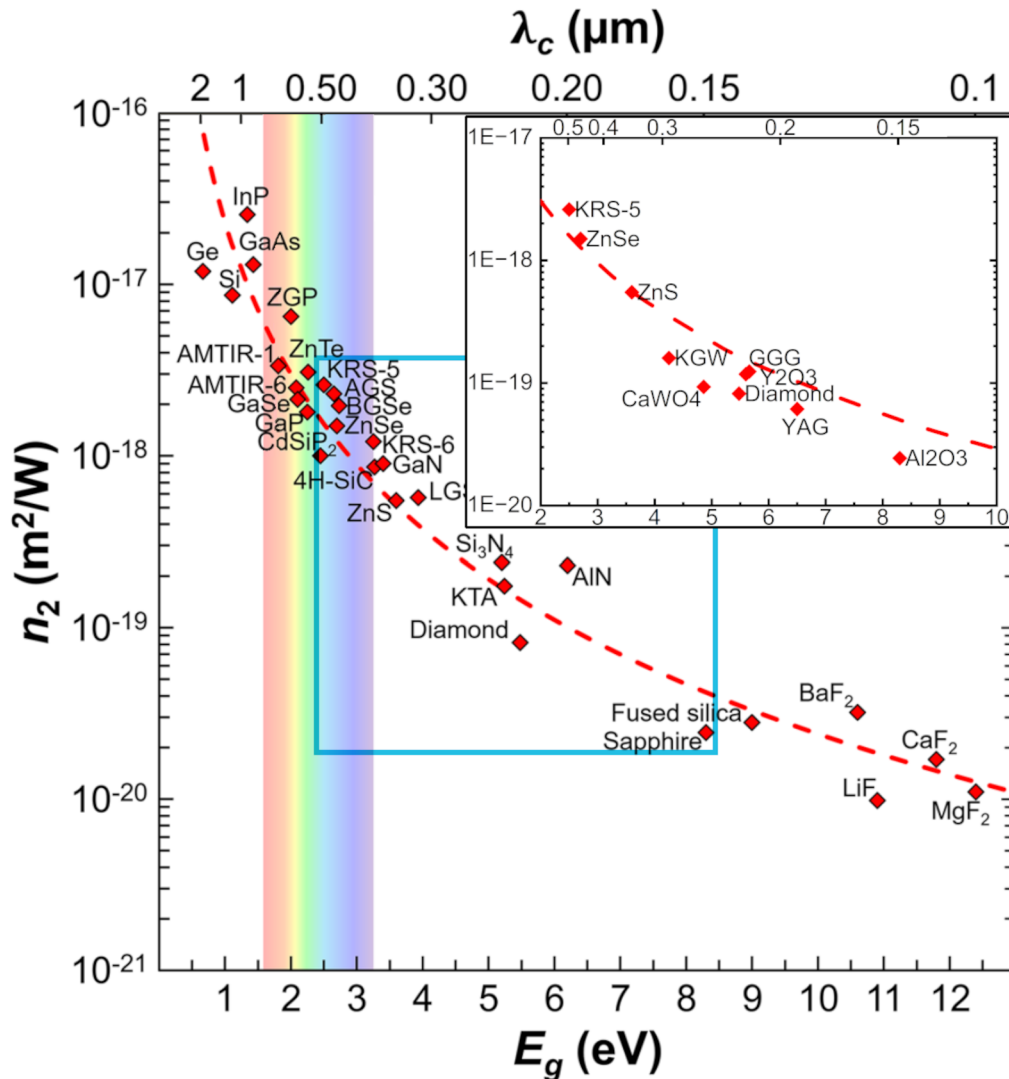


5 pav. Erdvėlaikinė šviesos gijos formavimosi dinamika įvairiais sklaidimo etapais, įvykusiais po netiesinio fokusavimosi [28].

1.3 Medžiagų kriterijai superkontinuumo generacijai

Superkontinuumo spektrinės plėtros ribas nusako skirtingos spinduliuotės bei medžiagos savybės: bangos ilgis, medžiagos optinis pralaidumas, draustinės juostos tarpas, netiesinis lūžio rodiklis bei dispersijos parametrai [23]. Verta paminėti sąsają tarp šių medžiagos parametrų. Medžiagos pralaidumą į mėlynąją pusę riboja medžiagos draustinės juostos tarpas. Be to, mažesnio draustinės juostos tarpo medžiagos pasižymi aukštesniu netiesiniu lūžio rodikliu (6 pav.) [18]. Medžiagos, turinčios mažesnę draustinės juostos tarpą, pasižymi didesne GGD verte tam pačiam bangos ilgiui. Tikslus pasiekiamų superkontinuumo spektro ribų įvertinimas medžiagoje leistų lengviau atrinkti potencialias terpes superkontinuumo generavimui, kartu sutaupant laiko, finansų, žmogiškųjų išteklių ir kitų resursų.

NOK savybės riboja superkontinuumo plėtrą į mėlynąją pusę. Superkontinuumo plėtros į trumpabangę pusę limitas priklauso nuo terpės draustinės juostos tarpo, o tiksliau - nuo daugiafotonės sugerties eilės ($K = \langle U_g / \hbar \omega_0 \rangle + 1$, kur U_g yra medžiagos draustinės juostos tarpas, $\hbar \omega_0$ yra ω_0 dažnio



6 pav. Medžiagos netiesinio lūžio rodiklio n_2 priklausomybė nuo draustinės juostos tarpo E_g . $\lambda_c = hc/E_g$ nurodo medžiagos pralaidumo į mėlynąją pusę ribą, kur h yra Planko konstanta, o c - šviesos greitis vakuume [18]. Priartinta grafiko dalis vaizduoja šio tyrimo metu naudotas medžiagas.

fotono energija) žadinančios spinduliuotės centriniam bangos ilgiui. Tyrimai rodo, jog superkontinuumo generavimas nėra įgyvendinamas esant dvifotonei sugerčiai, t.y. $K \leq 2$. Taigi, tolimiausias spektrinis plitimas į mėlynąją pusę yra pastebimas didelio draustinės juostos tarpo medžiagose [23].

Taip pat reikia atsižvelgti į medžiagos kristalinę struktūrą. Ypatingas atvejis yra polikristalinės medžiagos su $\chi(2)$ netiesiškumu, kuomet kartu su superkontinuumo generacija vyksta ir antrosios harmonikos generacija dėl atsitiktinio fazinio kvazi-sinchronizmo. Augant intensyvumui, kaupinio impulso spektras ima plėstis, kartu nulemdamas ir sugeneruotų harmonikų spektrinę plėtrą, kol jos susilieja į bendrą spektrą kartu su superkontinuumu [23]. Harmonikų generavimo efektyvumą medžiagoje nulemia koherentinis sąveikos ilgis L_{coh} , apibūdinantis atstumą, per kurį susidaro π dydžio fazės skirtumas tarp sąveikaujančių bangų [39]. Koherentinis ilgis aprašomas (16, 17 ir 18 formulėmis).

$$L_{\text{coh}} = \frac{2\pi}{\Delta k}, \quad (16)$$

čia Δk yra fazių nesutapties bangos vektorius. Generuojant antrą harmoniką, Δk apskaičiuojamas:

$$\Delta k_{2\omega} = k(2\omega) - 2k(\omega) = \frac{2\omega_0 n(2\omega_0)}{c} - \frac{2\omega_0 n(\omega_0)}{c}, \quad (17)$$

čia ω_0 yra žadinimo spinduliuotės kampinis dažnis, n - terpės lūžio rodiklis, o c - šviesos greitis vakuume. Iš (16 ir 17) lygčių išvedama nauja koherentinio ilgio išraiška antros harmonikos generavimui:

$$L_{\text{coh}}(2\omega) = \frac{2\pi}{\frac{2\omega_0 n(2\omega_0)}{c} - \frac{2\omega_0 n(\omega_0)}{c}} \quad (18)$$

Medžiagai esant ilgesnei už koherentinį ilgį, vyksta interferencija tarp sąveikaujančių bangų - antrosios harmonikos EM bangos ima regeneruoti atgal į pirmą harmoniką. Polikristalinėse medžiagose sąveikaujančios bangos, pereidamos tarp kristalitų, įgauna atsitiktinį fazės poslinkį, tad kiekvienas kristalitas generuoja savo antrą harmoniką su atsitiktine faze bei poliarizacija. Taip generuojama nepoliarizuota, ilgo impulso antrosios harmonikos spinduliuotė. Dėl šios priežasties polikristalinėse medžiagose efektyviai generuojamos harmonikos, neatsižvelgiant į tai, kad polikristalas yra ilgesnis už koherentinį ilgį [39]. Norint pasiekti efektyviausią harmonikų generavimą, kristalitų dydis turi sutapti su koherentiniu ilgiu.

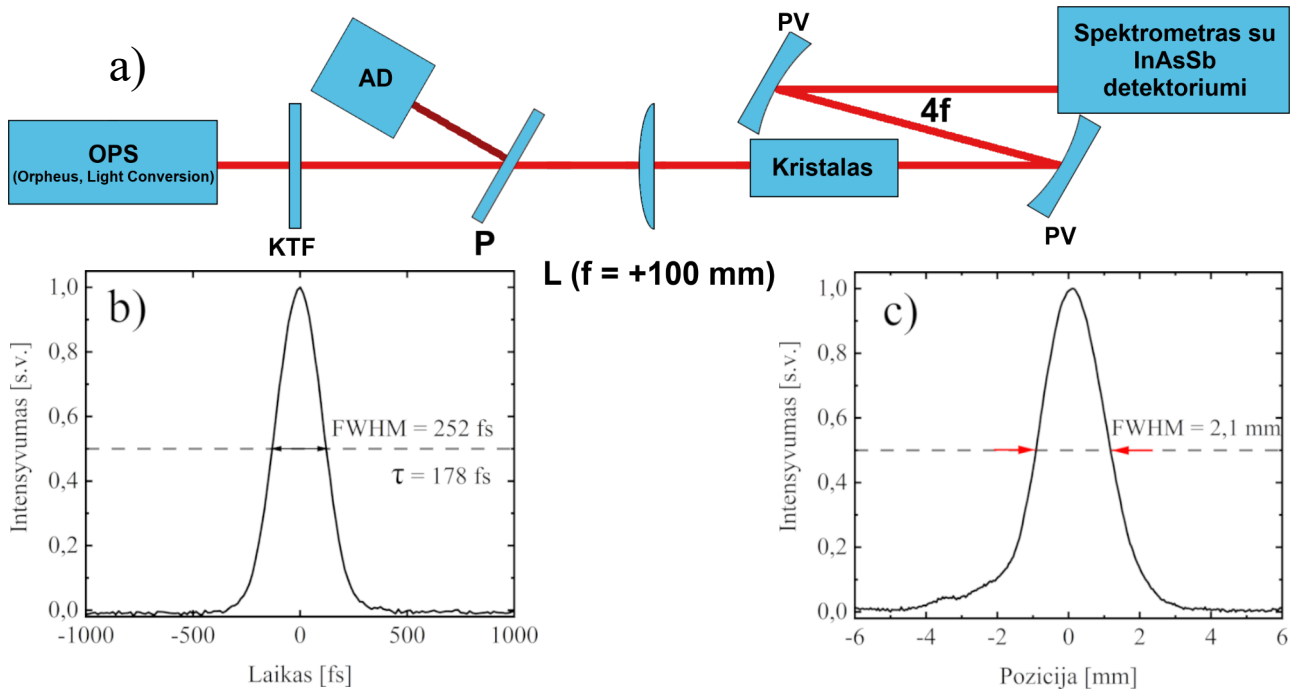
Renkantis medžiagą, svarbu atsižvelgti ne tik į medžiagos savybes, kurios tiesiogiai atsakingos už pasiekiamą superkontinuumo spektrinį plitimą. Reikia įvertinti ir kitus parametrus: medžiagos atsparumą pažeidai, kainą, prieinamumą, atsparumą aplinkos veiksniams ir kt. Taip pat svarbu tinkamai pasirinkti optinės terpės ilgį. Norint sugeneruoti superkontinuumą, pluoštas turi sklستی šviesos gijos režimu, kuris nėra pasiekiamas terpei esant per trumpai. Kita vertus, jei terpė yra per ilga, smailinei galiai viršijant kritinę vertę gali įvykti refokusacija - susiformuoja antra šviesos gija, veikianti kaip antrinis superkontinuumo generavimo šaltinis.

1.4 Superkontinuumo generacija žadinant $\sim 2 \mu\text{m}$ spinduliuote

Iki šiol buvo atlikti išsamūs superkontinuumo generavimo tyrimai, naudojant $2 \mu\text{m}$ žadinimo impulsus, plataus draustinės juostos tarpo dielektrikuose: lydytame kvarce, YAG, LiF, CaF_2 bei BaF_2 [36, 40, 41]. Šiuose tyrimuose itin didelis dėmesys skirtas netiesiniam sklaidimo režimui, kurio metu sąveika tarp fazės moduliavimosi (FM) ir anomalios grupinių greičių dispersijos (GGD) nulemia impulsų savispūdą ir erdvėlaikinių šviesos kulkų susiformavimą tūrinėse kieto kūno terpėse, o šviesolaidžiuose - laikinių solitonų susidarymą. Kai kurie autoriai apsiribojo spektrų matavimu tik į trumpabangę pusę [42–45]. Šaltinyje, aprašančiame itin didelę įvairovę NOK superkontinuumo generavimui (InP, Si, GaN, GaAs, PbMoO_4 , YVO_4 , ZGP, TiO_2 bei deimantą), buvo naudota $2,35 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio, 32 fs trukmės žadinimo impulsai, tačiau spektras buvo matuojamas gana siaurame diapazone - nuo 1700 iki 3000 nm [46]. Itin daug populiarumo superkontinuumo generavimo tyrimams, žadinant $\sim 2 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio spinduliuote, susilaukė YAG. Dauguma tyrimų buvo atlikta su kieto kūno tūriniu YAG kristalu [22, 36, 42, 43, 47, 48], tačiau taip pat buvo ištirtas ir šviesolaidinis YAG [44]. YAG šviesolaidis kaip superkontinuumo terpė buvo ištirtas normalios, anomalios ir nulinės dispersijos režimuose, naudota 1,2 - $2 \mu\text{m}$ žadinanti spinduliuotė. Visgi autorių labiau domino trumpabangė superkontinuumo dalis, spektro plitimas į raudonąją pusę buvo išmatuotas tik 1,6 karto žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Superkontinuumo spektro, sugeneruoto YAG kristale dviejomis skirtingomis sąlygomis, laikinės ir spektrinės charakteristikos buvo ištirtos naudojant antrosios harmonikos generavimo FROG matavimus: žadinant 360 fs trukmės, 1937 nm centrinio bangos ilgio impulsais iš Tm:YAP stiprintuvo [22], bei 3 ps trukmės, $2,05 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio impulsais iš Ho:YLF stiprintuvo [48]. (S. A. Rezvani ir T. Fuji, 2022) naudojo 1940 nm, 265 fs žadinančią spinduliuotę superkontinuumo generavimui poliarizaciją palaikančiame ZBLAN šviesolaidyje [49]. Šiame tyrime 2,5-4 μm spektrinė superkontinuumo dalis buvo naudojama kaip GaAs paremto VIR optinio parametrinio stiprintuvo užkratas. Tyrimai, naudoję polikristalines medžiagas superkontinuumo generavimui (ZnS, SBN, Cr:ZnS, ZnSe), aprašė efektyvų harmonikų generavimą dėl atsitiktinio fazinio kvazi-sinchronizmo [40, 45, 47, 50]. Galiausiai, lyginamasis tyrimas buvo atliktas generuojant superkontinuumą YAG kristale bei polikristaliniame ZnSe žadinant 250 fs, $2,4 \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio impulsais, generuotais Cr:ZnSe lazeriu. Šis tyrimas aptarė superkontinuumo generavimo skirtumus anomalios (YAG) ir normalios (ZnSe) grupinio greičio dispersijos režimuose [47].

2 Eksperimentinė schema ir metodologija

Superkontinuumui žadinti buvo naudojama 178 fs trukmės, $2,3\ \mu\text{m}$ centrinio bangos ilgio spinduliuotė, generuojama optiniame parametriniame stiprintuve (Orpheus, Light Conversion), veikiančiame 1 kHz pasikartojimo dažniu. Vertinta, kad parametrinis stiprintuvas generuoja gauso formos impulsus, tad impulso trukmė buvo apskaičiuota padalinus autokoreliacinės funkcijos plotį pusės aukštyje iš $\sqrt{2}$. Pluošto diametras buvo išmatuotas plyšio metodu. Nustatyta, kad diametras yra $2,1\ \text{mm}$ pusės intensyvumo aukštyje. Optinė schema, žadinimo spinduliuotės pluošto intensyvumo skirstinys bei autokoreliacinė funkcija yra pateikiama (7 pav.).



7 pav. a) Eksperimentinė schema. OPS - optinis parametrinis stiprintuvas. KTF - kintamo neutralaus tankio filtras, P - kvarco plokštelė, nukreipianti mažą dalį spinduliuotės į AD (atraminį detektorių). L - ant transliacinio staliuko pritvirtintas lęšis, PV - parabolinis veidrodys. b) Žadinimo spinduliuotės pluoštas. c) Impulso autokoreliacinė funkcija su pusės aukštyje išmatuota trukme, atitinkanti 178 fs impulso trukmę gauso formos impulsui.

Impulso energija valdoma motorizuotu kintamo neutralaus tankio filtru KTF. Kvarco plokštelė P atspindi dalį spinduliuotės į atraminį detektorių AD, sukalibruotą vertinti į NOK krentančios spinduliuotės energijai. Žadinanti spinduliuotė į NOK yra fokusuojama $f=+100\ \text{mm}$ židinio nuotolio lęšiu L (0.01 skaitinė apertūra). Šašmaukoje pluošto diametras siekia $50\ \mu\text{m}$. Lęšis gali būti slenkamas pluošto sklaidimo kryptimi, siekiant surasti geriausias fokusavimo sąlygas optimaliam superkontinuumo generavimui į ilgabangę pusę. Pluoštas yra fokusuojamas į ant kito transliacinio staliuko pritvirtintą kristalą, kuriame sugeneruojamas superkontinuumas. Kadangi kristalo staliuką galima judinti nepriklausomai nuo lęšio, galima keisti tiek fokusavimo sąlygas, tiek atvaizdavimą į spektrometrą. Plataus spektro spinduliuotė, naudojant 4f vaizdinimo schemą su dviem paraboliniiais veidrodžiais PV, nukreipiama į skenuojantį prizmės spektrometrą su InAsSb detektoriumi. Matavimų metodologija:

- Parašyta programa palaipsniui suka motorizuotą kintamo neutralaus tankio filtrą, kol InAsSb

detektorius užfiksuoja spinduliuotės spektrinį plitimą, būdingą superkontinuumo generavimui.

- Sukalibruotas atraminis detektorius iš atspindžio nustato slenkstinę superkontinuumo generacijos energiją.
- Energija didinama iš anksto programoje nustatytais žingsniais, kiekviename žingsnyje užrašant spektrą.
- Iš užrašytų spektrų yra išrenkama optimali superkontinuumo generavimo energija. Optimali energija yra ta, kurioje pasiekiamas tolimiausias spektrinis plitimas į raudonąją pusę, tačiau nesimato periodinių moduliacijų, indikuojančių, jog vyksta šviesos gijos refokusavimas.

Tyrimo metu buvo naudotas didelis skaičius NOK superkontinuumo generavimui, apibendrintų (1 lentelėje). Pasirinkti kristalai pasižymėjo skirtingomis draustinės juostos tarpo E_g vertėmis - tirti tiek plataus E_g dielektrikai, tiek kur kas siauresnio E_g puslaidininkiai. Be to, šių medžiagų netiesiniai lūžio rodikliai skyrėsi per dvi eiles, o plačiai pasiskirsčiusios GGD vertės kaupinimo spinduliuotei leido ištirti superkontinuumo generavimą tiek normalios, tiek anomalous GGD režimu. NOK optinės savybės yra pateiktos (2 lentelėje). Taip pat buvo ištirti trys ZnS bandiniai - du polikristaliniai ir vienas monokristalinis. Be to, siekiant įvertinti kristalitų dydžio įtaką superkontinuumo generavimui, buvo taip pat ištirti keli skirtingi ZnSe polikristalai. Naudotas Y_2O_3 bandinys yra keramika, sudaryta iš nanometrinio dydžio kristalitų. Spektrinio plitimo riba laikytas bangos ilgis kuriame signalo variacijos koeficientas k (19 formulė) siekia 50%.

$$k = 100 * \frac{a}{std}, \quad (19)$$

čia a yra judantis vidurkis, o std - judantis standartinis nuokrypis. Abu šie parametrai buvo skaičiuojami iš 10 taškų.

1 lentelė. Ištirtos medžiagos, jų cheminės formulės bei tirtų kristalų ilgiai.

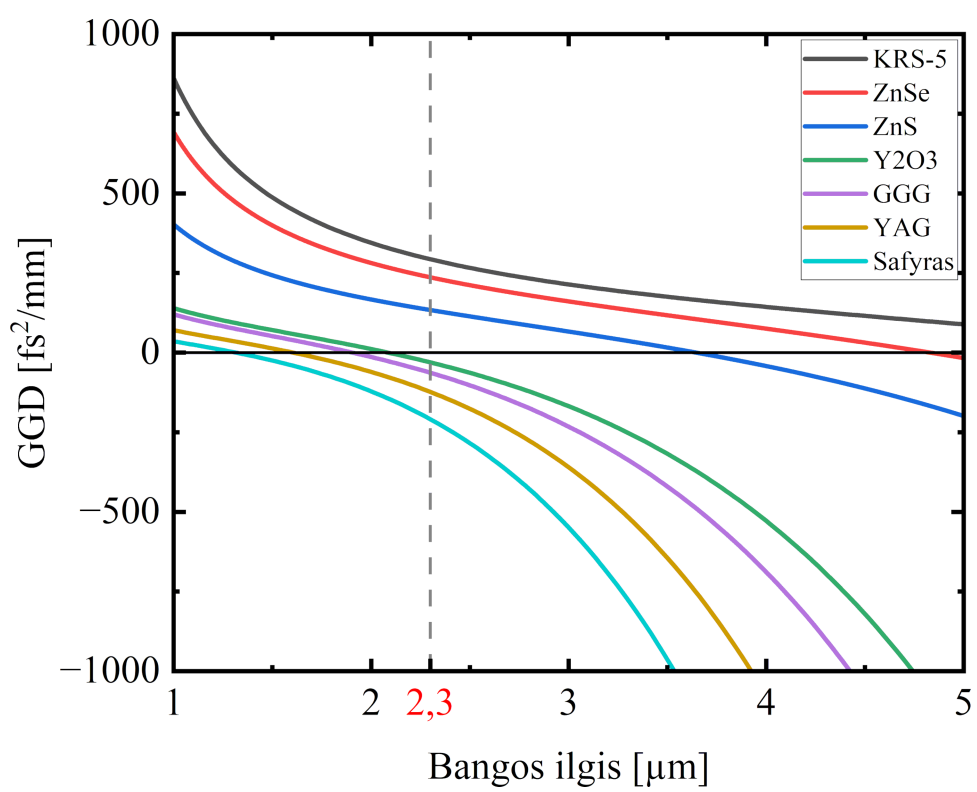
Medžiagos pavadinimas	Cheminė formulė	Santrumpa	Kristalo ilgis [mm]
Talio bromojodidas	TlBr-TlI	KRS-5	10
Cinko selenidas	ZnSe		5, 10
Cinko sulfidas(polikristalinis)	ZnS		10
Cinko sulfidas(monokristalinis)	ZnS (monokrist.)		10
Kalio gadolinio volframas	KGd(WO ₄) ₂	KGW	10
Kalcio volframas	CaWO ₄		10
Deimantas	C		6
Itrio oksidas	Y ₂ O ₃		10
Gadolinio galio granatas	Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂	GGG	10
Itrio aliuminio granatas	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	YAG	10
Safyras	Al ₂ O ₃		9

2 lentelė. Tirtų NOK optinės savybės. Čia E_g žymi medžiagos draustinės juostos tarpą, $n^{2.3\mu m}$ yra lūžio rodiklis 2,3 μm spinduliuotei. n_2 nusako netiesinį lūžio rodiklį. Prie netiesinio lūžio rodiklio skliaustuose yra nurodytas bangos ilgis, kuriam buvo išmatuotas šis parametras. P_{cr} yra kritinė fokusavimo galia, o E_{cr} yra ją atitinkanti energija. $GGD_{2,3\mu m}$ nurodo grupinių greičių dispersiją 2,3 μm bangos ilgiui. * simbolis nurodo, jog šaltinyje netiesinis lūžio rodiklis buvo pateiktas $\sim 1 \mu m$ bangos ilgiui.

Medžiaga	E_g [eV]	$n^{2.3\mu m}$	n_2 $10^{-20} [m^2/W]$	P_{cr} [MW]	E_{cr} [μJ]	$GGD_{2,3\mu m}$ [fs ² /mm]
KRS-5	2,5	2,39 [51]	260 [52]	0,13	0,02	293
ZnSe	2,7	2,44 [53]	159 [52]	0,21	0,04	236
ZnS	3,6	2,26 [54]	74 [52]	0,63	0,12	134
KGW	4,25	1,97 [55]	16* [56]	2,48	0,48	94
CaWO ₄ (o)	4,86	1,87 [57]	9,3 [58]	4,50	0,86	-62
C	5,48	2,38 [59]	8,2 [18]	4,01	0,77	58
Y ₂ O ₃	5,6	1,88 [60]	11,8* [58]	3,53	0,68	-31
GGG	5,66	1,93 [61]	12,4* [56]	3,27	0,63	-63
YAG	6,5	1,8 [62]	6,13* [56]	7,1	1,36	-124
Al ₂ O ₃	8,3	1,73 [63]	2,44 [18]	18,55	3,55	-209

Medžiagų Sellmeier koeficientai buvo gauti iš lentelėje prie medžiagų lūžio rodiklių nurodytų šaltinių arba apskaičiuoti pagal pateiktus duomenis. Sellmeier lygtis KGW kristalui galioja tik iki 1,6 μm , tad iki 2,3 μm bangos ilgio buvo ekstrapoliuojama, o lentelėje pateikta lūžio rodiklio vertė nėra tiksli. Nors deimanto Sellmeier lygtis galioja iki 10 μm , bangos ilgiui augant GGD vertės eksponentiškai artėja link 0, bet niekada nekerta šios vertės. Dėl šios priežasties naudotos Sellmeier konstantos deimantui laikytos tik indikacinėmis. Likusių NOK Sellmeier lygtys į ilgabangę pusę galioja bent iki 4,6 μm . Kai kurių medžiagų GGD priklausomybės nuo bangos ilgio pateiktos (8 pav.). Iš kreivių matyti, jog didesnės draustinės juostos tarpo medžiagos pasižymi mažesne GGD verte to paties bangos ilgio spinduliuotei, o nulinės GGD bangos ilgis pasislenka į trumpabangę pusę. Tirtuose kristaluose iš bendros tendencijos iškrenta CaWO₄ kristalas, kurio GGD vertė yra mažesnė nei panašaus draustinės juostos tarpo medžiagų.

Buvo atliktas optimalių fokusavimo sąlygų superkontinuumo generavimui tyrimas YAG ir ZnS kristaluose. Pasirinkus tinkamą energiją, lęšis stumdomas mažais žingsniais išilgai optinės ašies. Stumiant lęšį, išsaugomi spektrai bei kristalo šoninis vaizdas, kuriame matosi šviesos gijos padėtis. Dėl šviesos gijos pozicijos kitimo kristale stumiant lęšį, kristalo stendas taip pat turi būti judinamas, siekiant gauti gerą spektro atvaizdavimą. Eksperimentinė superkontinuumo generavimo dinamika palyginta su modeliu, sukurtu konsultanto Dr. V. Juknos.

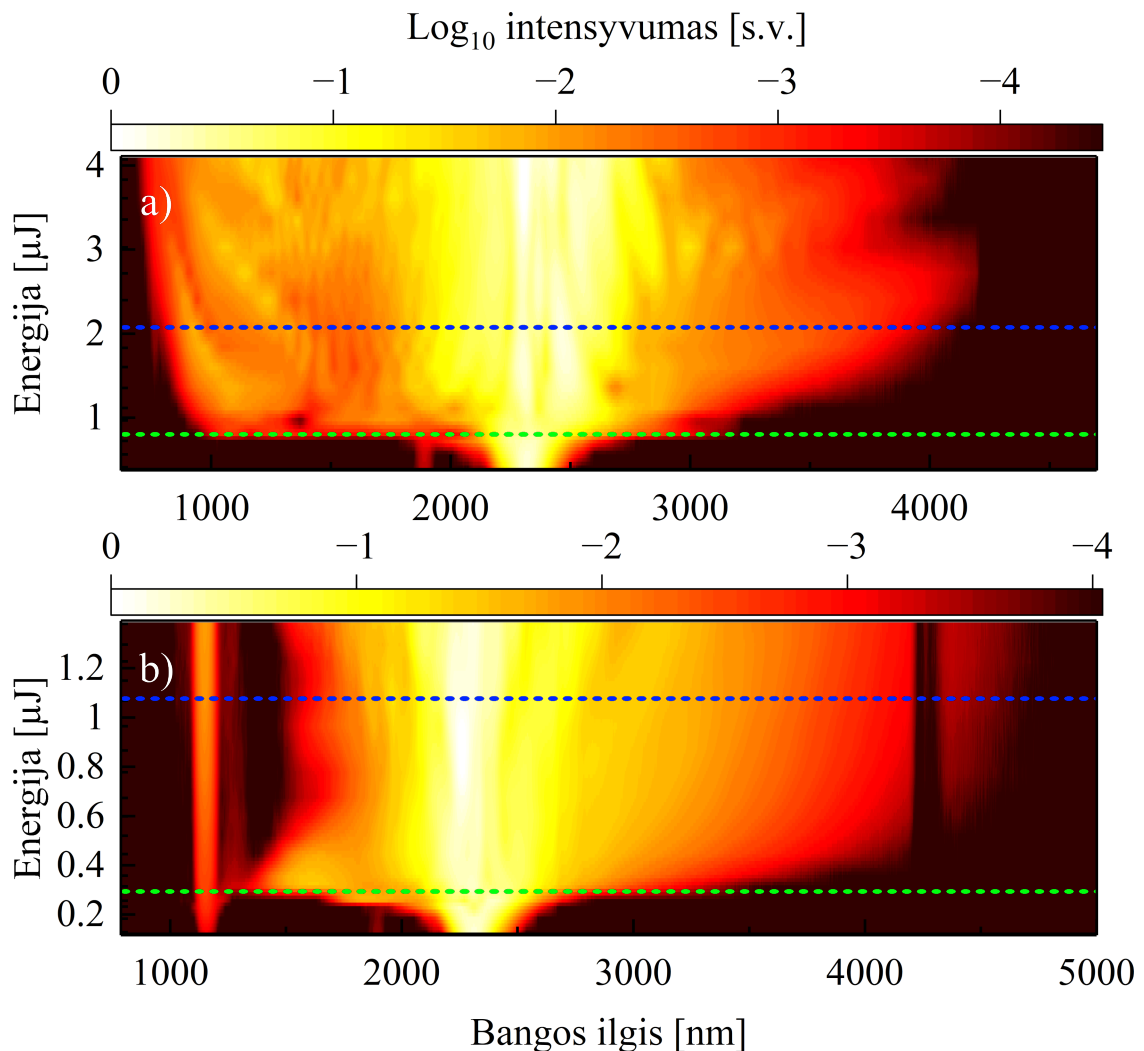


8 pav. Medžiagų GGD priklausomybės nuo bangos ilgio.

3 Eksperimentų rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Superkontinuumo generavimas vienodomis fokusavimo sąlygomis

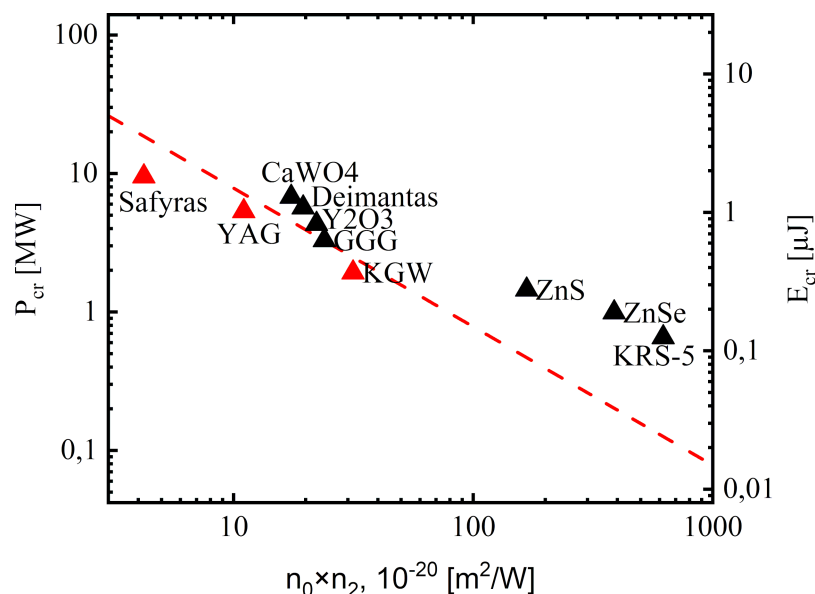
Pagal aprašytą metodologiją buvo atliktas superkontinuumo generavimas dešimtyje skirtingų NOK. Siekiant apriboti kintamųjų skaičių, buvo taikytos vienodos fokusavimo sąlygos - pluoštas buvo fokusuotas į priekinį kristalų paviršių. Keliant žadinimo impulso energiją, gauta superkontinuumo spektrinės plėtos dinamika buvo panaudota nustatyti slenkstinei superkontinuumo generavimo energijai bei optimaliai žadinimo spinduliuotės energijai, kuria kaupinant yra pasiekiamas tolimiausia spektrinė plėtra į ilgabangę pusę. Pasiekus slenkstinę superkontinuumo generavimo energiją, matomas itin staigus spektrinis plitimas tiek į ilgabangę, tiek į trumpabangę puses. Monokristaliniame ZnS ir GGG NOK sugeneruotų superkontinuumo spektrų išklotinės keliant energiją pateikiamos (9 pav.).



9 pav. Superkontinuumo generavimo dinamika augant kaupinimo energijai a) GGG kristale ir b) monokr. ZnS kristale. Žalia brūkšninė linija nurodo slenkstinę superkontinuumo generavimo energiją, mėlyna - optimalią energiją. Matavimai atlikti fokusuojant pluoštą į priekinį kristalų paviršių.

Slenkstinės energijos buvo palygintos su fokusavimosi kritinėmis galiomis (10 pav.). Pastebėta, jog kai kuriose kristaluose (KGW, YAG ir safyre) buvo sugeneruotas superkontinuumas esant mažes-

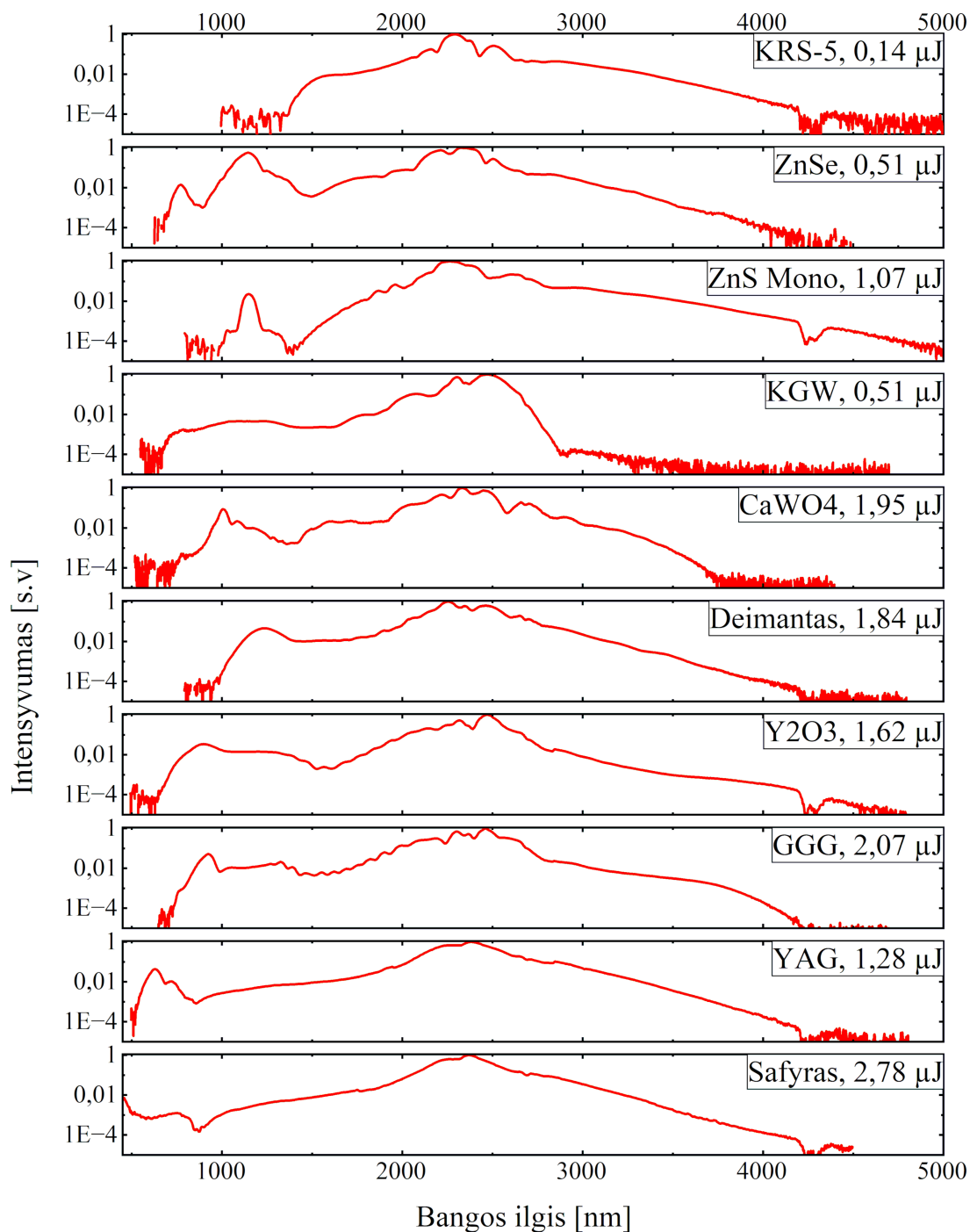
nei energijai nei kritinė, paskaičiuotai pagal (7 formulę). Šį eksperimentinį faktą anomalios dispersijos terpėse pavyko paaiškinti žemiau pateiktu modeliu. Kaip minėta, KGW lūžio rodiklio vertė gauta ekstrapoliuojant, tai tikėtina, jog tikra fokusavimosi slenkstinė energija yra žemesnė.



10 pav. Fokusavimosi galios priklausomybė nuo medžiagos parametrų. Simboliais pažymėta eksperimentinė superkontinuumo generavimo slenkstinė galia. Brūkšninė linija žymi apskaičiuotą fokusavimosi smailinę galią. Raudoni simboliai žymi medžiagas, kuriose buvo sugeneruotas superkontinuumas žemiau kritinės fokusavimosi galios.

Superkontinuumo generavimas atliktas fokusuojant į priekinį kristalų paviršių. Šiomis sąlygomis ZnS kristale generuojant superkontinuumą optimali žadinimo energija yra 1,07 μJ , nes tolimesnis energijos didinimas neleidžia pasiekti tolimesnio spektro plitimo į ilgabangę pusę. GGG dinamika kitokia - energijai esant didesnei nei optimaliai (2,07 μJ), atsiranda moduliacijos ilgabangėje spektro pusėje. Gauti superkontinuumo spektrai, kartu su optimaliomis superkontinuumo generavimo energijomis šioms fokusavimo sąlygoms, apibendrinti (11 pav.).

Polikristaliniame ZnSe sugeneruoto superkontinuumo spektre matomos smailės 1150 nm ir 770 nm taškuose, atitinkančiuose antros ir trečios harmonikos bangos ilgius. Aukštos smailių amplitudės rodo itin efektyvų antros ir trečios harmonikų generavimą, indikuojantį, jog šios medžiagos vidutinis kristalitų ilgis turėtų būti artimas koherentiniam ilgiui. Kur kas mažiau efektyvus antros harmonikos generavimas matomas ir monokristaliniame ZnS. Itin nedidelis spektrinis plitimas į raudonąją pusę pastebėtas KGW kristale. Šis kristalas iškrenta iš konteksto ir dėl pasiektos spektrinės plėtos į trumpabangę pusę - jame spektras išplečiamas kur kas toliau nei panašios draustinės juostos tarpo medžiagose. Šis reiškinys buvo pastebėtas ir kituose tyrimuose [56]. Keliuose NOK (KRS-5, ZnS, Y_2O_3 bei safyre) buvo pasiektas superkontinuumo spektrinis plitimas virš CO_2 sugeties juostos, matomos ties 4200 nm bangos ilgiu. Ypač tolimas spektrinis plitimas į ilgabangę pusę pasiektas generuojant superkontinuumą monokristaliniame ZnS. Nors KRS-5 terpėje pavyko pasiekti neblogą spektrinį plitimą, dėl itin aukšto medžiagos netiesiškumo, optimali impulso energija spektrinei plėtrai yra itin žema, tad sugeneruotos plataus spektro spinduliuotės spektrinis tankis yra gerokai mažesnis lyginant su kitomis medžiagomis. Pastebėta, kad safyre sugeneruotas



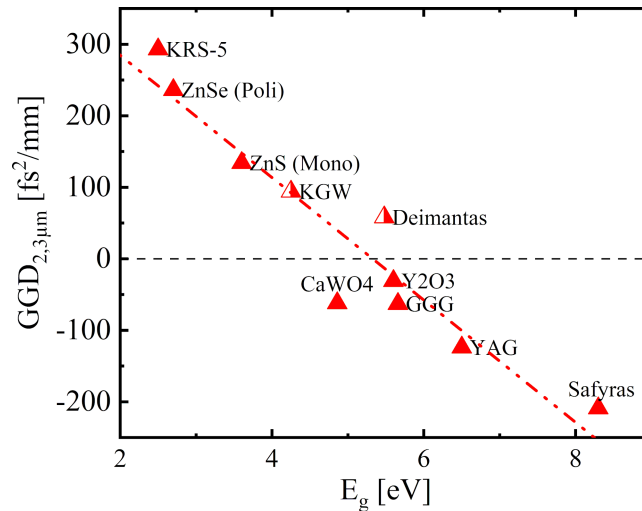
11 pav. Superkontinuumo spektrai gauti fokusuojant kaupinimo spinduliuotę į priekinį NOK paviršių ir esant optimaliai kaupinimo energijai. Medžiagos surikiuotos pagal draustinės juostos tarpą.

superkontinuumas yra itin jautrus impulso energijai. Pateiktas platus spektras yra pasiekiamas labai siaurame žadinimo energijų diapazone, toliau didinant energiją raudoni bangos ilgiai dingsta.

3.2 Medžiagos parametrų sąsaja su superkontinuumo spektrine plėtra

Šaltiniuose rastos arba apskaičiuotos Sellmeier konstantos buvo naudojamos nustatyti medžiagų lūžio rodiklių priklausomybei nuo bangos ilgio. Šios priklausomybės, pritaikius (10, 13 formules), buvo panaudotos išvesti medžiagų dispersinių savybių - GGD bei TED - funkcijoms nuo spinduliuotės bangos ilgio. Remiantis GGD priklausomybės nuo bangos ilgio funkcijomis, buvo įvertinta,

kuriose medžiagose žadinanti spinduliuotė sklinda normalios, o kuriose - anomalios GGD režimu. Pastebėta $GGD_{2,3\mu m}$ vertės tiesinė priklausomybė nuo NOK draustinės juostos tarpo (12 pav.) - medžiagos, turinčios mažesnę draustinės juostos tarpą, pasižymi anomalia GGD, o didesnę - normalia.

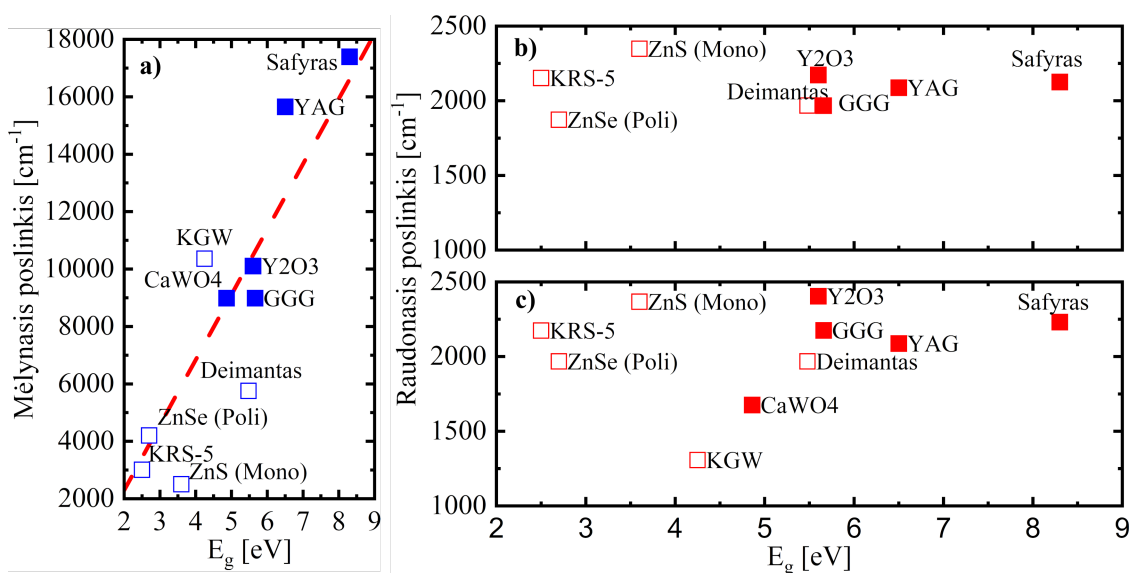


12 pav. Tirtų kristalų GGD verčių žadinimo spinduliuotei priklausomybė nuo draustinės juostos tarpo. Spinduliuotė medžiagose, esančiose žemiau $GGD = 0$ nurodančios brūkšninės linijos, sklinda anomalios dispersijos režimu. Pusiau užpildyti trikampiai nurodo medžiagas, kurių GGD vertės ties $2.3 \mu m$ buvo gautos ekstrapoliuojant.

GGD ir TED kreivės buvo naudotos efektyviam dispersiniam ilgiui Leff apskaičiuoti pasitelkus (15 formulę). Iširta superkontinuumo spektrinio poslinkio priklausomybė nuo medžiagos dispersinių savybių. Buvo pastebėta superkontinuumo spektrinio plitimo į trumpabangę pusę priklausomybė nuo medžiagos $GGD_{2,3\mu m}$ vertės. Šią priklausomybę paaiškina (12 pav.), kuriame matoma, jog draustinės juostos tarpas daro įtaką medžiagos GGD vertei, o tarp superkontinuumo spektrinės plėtos į trumpabangę pusę ir medžiagos draustinės juostos tarpo yra gerai žinoma priklausomybė [23]. Tačiau efektyvus dispersinis ilgis, įvertinantis ne tik terpės GGD, bet ir TED, nedaro įtakos superkontinuumo trumpabangės plėtos ribai. Aiškos raudonojo spektrinio poslinkio priklausomybės nei nuo $GGD_{2,3\mu m}$, nei nuo medžiagos $Leff_{2,3\mu m}$ nebuvo pastebėta.

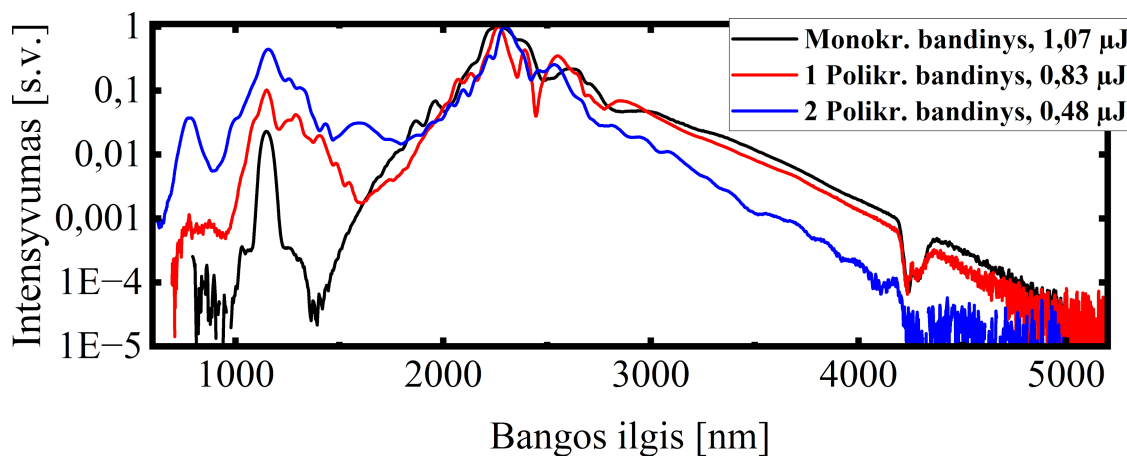
Pasiekti superkontinuumo spektriniai plitimai tiek į trumpabangę, tiek į ilgabangę pusę yra apibendrinti (13 pav.) kaip priklausomybė nuo medžiagos draustinės juostos tarpo E_g . Kadangi InAsSb detektoriaus jautris smarkiai krenta matuojant toliau į mėlyną pusę nei 450 nm , safyre generuoto superkontinuumo mėlynasis poslinkis buvo paimtas iš ankstesnių tyrimų [42]. Rezultatai rodo aiškia tiesinę priklausomybę tarp pasiekiamo superkontinuumo spektro plitimo į mėlyną pusę ir NOK E_g vertės (13 pav. a)). Ši priklausomybė yra gerai žinoma ir aprašyta kituose šaltiniuose [23, 56]. Tyrimo metu buvo ieškoma raudonojo spektrinio plitimo priklausomybės nuo terpės E_g . Buvo bandyta naudoti ne tik vienodas fokusavimo sąlygas, bet ir ieškoti optimalių sąlygų, leidžiančių pasiekti geriausią superkontinuumo spektrinį plitimą į ilgabangę pusę (13 pav. c)). Nesvarbu, ar naudojant optimalias, ar vienodas fokusavimo sąlygas, nebuvo pastebėta pasiekiamo superkontinuumo plitimo į raudonąją pusę priklausomybės nuo medžiagos E_g .

Atliktas superkontinuumo generavimas skirtinguose polikristaliniuose bandiniuose. Tyrimų me-



13 pav. Pasiektų superkontinuumo spektrinių poslinkių priklausomybė nuo NOK draustinės juostos tarpo. a) Pateikiamas spektro poslinkis į trumpabangę pusę, b) - spektro poslinkis į ilgabangę pusę, fokusuojant į pirmąjį kristalo paviršių, o c) - pasiektas poslinkis į ilgabangę pusę, optimaliomis fokusavimo sąlygomis. Tušti simboliai nurodo medžiagas, veikiančias normaliaame režime, pilni - anomaliaame.

tu buvo pastebėta, jog superkontinuumo spektras, generuojamas polikristaliniuose NOK, kinta slenkant bandinį skersai optinės ašies. Superkontinuumo spektras priklauso nuo kristalitų rinkinio, kurį kristale sutinka pluoštas. Monokristaliniame bei polikristaliniuose ZnS bandiniuose sugeneruoti optimalūs superkontinuumo spektrai pateikti (14 pav.). Ypač didelis skirtumas tarp spektrų pastebimas tarp dviejų polikristalinių ZnS NOK. Pirmame bandinyje buvo sugeneruotas ženkliai toliau į ilgabangę pusę išplitęs spektras, beveik prilygstantis sugeneruotam monokristaliniame ZnS, o optimali energija beveik dvigubai didesnė nei antro polikristalinio bandinio. Antrame bandinyje matomas daug efektyvesnis harmonikų generavimas, indikuojantis, jog šio bandinio kristalitų dydis yra artimesnis koherentiniam ilgiui. Galima svarstyti, jog efektyviau generuojant harmonikas yra labiau nuskurdinama žadinimo spinduliuotė, sumažėja jos intensyvumas ir todėl matomas mažesnis superkontinuumo plitimas.



14 pav. Superkontinuumo spektrai generuojant monokristaliniame bei polikristaliniuose ZnS bandiniuose. Pateikti spektrai gauti optimaliomis fokusavimo sąlygomis.

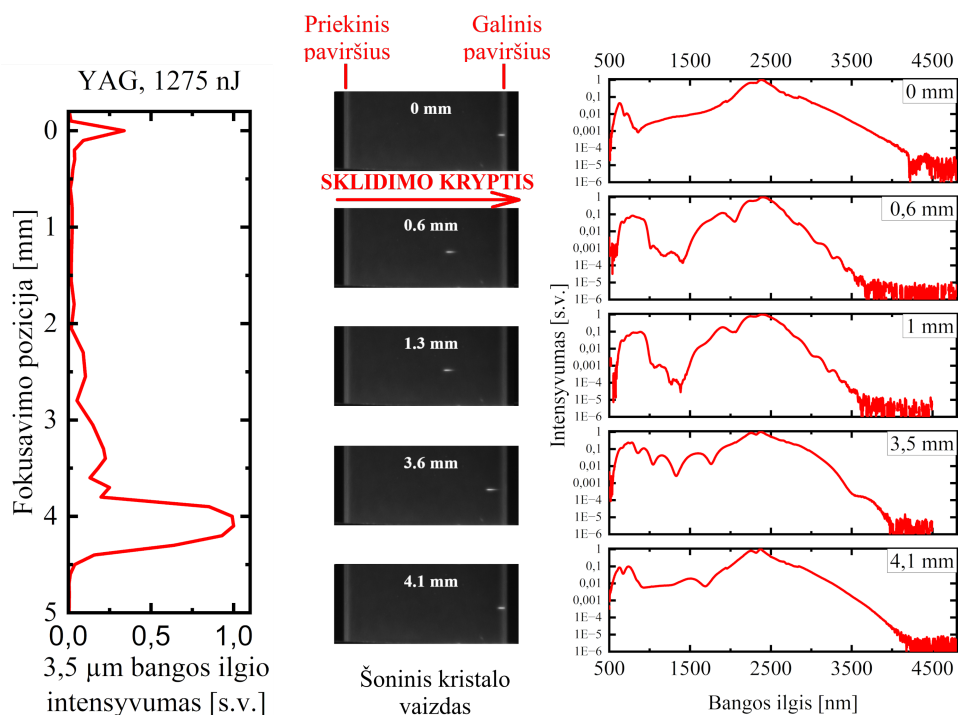
3.3 Superkontinuumo generacijos optimizavimas normalios ir anomalios GGD atvejais

Buvo ištirta superkontinuumo spektrinio plitimo priklausomybė nuo fokusavimo padėties normalios (monokristaliniame ZnS) ir anomalios (YAG) GGD terpėse. ZnS kristale superkontinuumas buvo generuojamas žadinant 650 nJ energijos impulsais, o YAG - 1275 nJ. Energijos parinktos tokios, kad keičiantis fokusavimosi sąlygoms neįvyktų šviesos gijos refokusavimas, galintis iškreipti tyrimo rezultatus. Prieš matavimą lęšis buvo pastatytas į tokią padėtį kristalo atžvilgiu, kad pluoštas fokusuotųsi prieš kristalą ir nesusidarytų šviesos gija. Slenkant lęšį artyn kristalo, šviesos gija atsiranda pačiame kristalo gale, matomas spektrinis plitimas. Toliau slenkant lęšį link kristalo, šviesos gija juda gilyn į kristalo vidų, sustoja, ir pradeda judėti atgal link kristalo galinio paviršiaus. Ši dinamika matoma (16 ir 15 pav.) centrinėje dalyje, vaizduojančioje plazmos poziciją slenkant lęšį ZnS ir YAG kristalų atžvilgiu. Tokią šviesos gijos dinamiką galima paaiškinti lęšio sukkelto pluošto fokusavimo efekto ir fokusavimosi efekto kristale kombinacija. Vos atsiradus šviesos gijai ir slenkant lęšį artyn kristalo, pluošto fokusavimas padeda fokusavimosi efektui - intensyvumas pluoštui sklindant terpe auga sparčiau, o šviesos gijai susiformuoti užtenka mažiau netiesinės terpės. Pasiekus giliausią gijos kristale tašką, matoma palankiausia fokusavimo sąlyga pluoštui suformuoti šviesos giją, toliau slenkamas lęšis pradeda trukdyti fokusavimosi efektui.

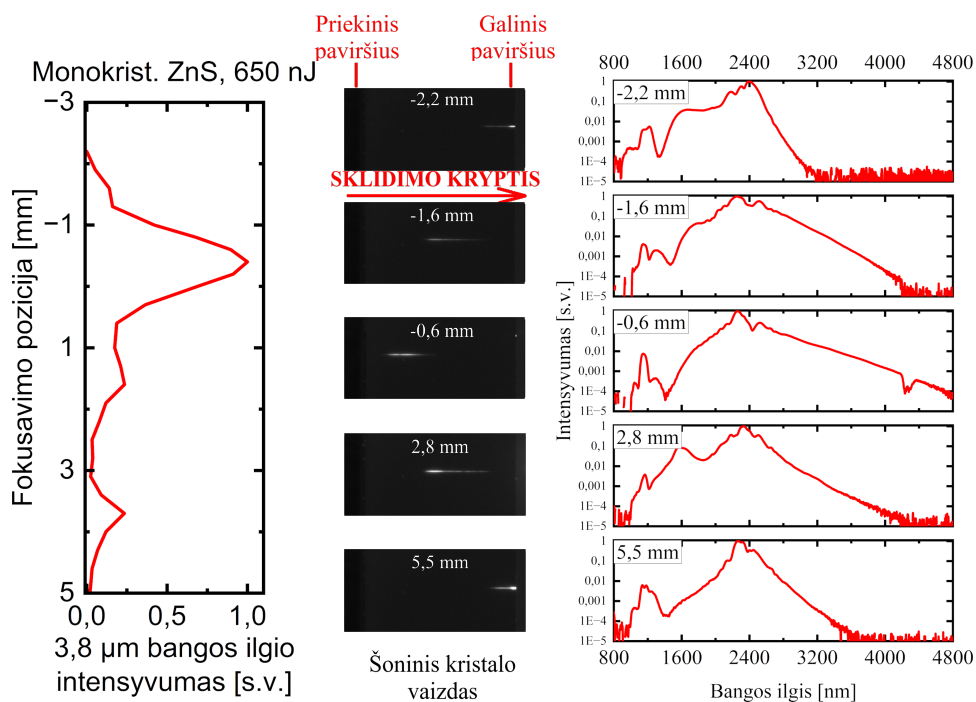
Buvo atliktas indikacinis spektro plėtros į ilgabangę pusę matavimas, kurio metu buvo vertinamas vieno bangos ilgio ($3,8\ \mu\text{m}$ ZnS ir $3,5\ \mu\text{m}$ YAG) signalas slenkant lęšį. Daryta prielaida, kad matuojant pakankamai toli į ilgabangę pusę pastumto bangos ilgio signalo intensyvumą, galima nuspėti pasiekiamą spektrinę plėtrą. Matavimo metu pastebėta, jog medžiagos turi kelias optimalias fokusavimo sąlygas, kuriose pastebimas signalo augimas. Anomalios dispersijos medžiagose šios sąlygos yra lęšio padėtyse, kuriose šviesos gija susiformuoja šalia galinio kristalo paviršiaus, kaip matoma (15 pav.) kairėje ir vidurinėje dalyse. Pamatavus spektrus buvo patvirtinta, jog toliausiai į ilgabangę pusę išplitęs spektras gaunamas tada, kai šviesos gija susiformuoja šalia galinio kristalo paviršiaus. Tai atspindi (15 pav.) dešinėje pavaizduoti spektrai. Panaši tendencija pastebėta ir generuojant superkontinuumą safyre. Tai paaiškina anksčiau minėtą pastabą, jog safyre toliausiai išplitęs superkontinuumo spektras staigiai subyra pakėlus energiją virš optimalios - energijai augant, šviesos gija pajuda gilyn į kristalą, o spektro ilgabangė pusė susitraukia.

Normalios dispersijos terpėje panašaus efekto nebuvo pastebėta. (16 pav.) matomas priešingas efektas - toliausiai išplitęs į ilgabangę pusę superkontinuumo spektras yra gaunamas tada, kai šviesos gija yra labiausiai nutolusi nuo galinio paviršiaus. Verta paminėti, jog ZnS kristale pluoštas sklinda šviesos gijos režimu ilgą atstumą - šviesos gijos pastūmimas link kristalo galo sutrumpina netiesinių sąveikų atstumą ir apriboja spektrinę plėtrą į ilgabangę pusę. Kita vertus, esant optimalioms fokusavimo sąlygomis ilgabangių spektrinių komponentų generavimui, yra matomas mažiausias spektrinis plitimas į trumpabangę pusę.

Siekiant paaiškinti rezultatus, buvo pasitelktas skaitmeninis modeliavimas, kurio pagalba buvo simuliuojama impulso sklidimo bei superkontinuumo generavimo dinamika normaliame bei anormaliame GGD režime. Šie reiškiniai buvo modeliuoti naudojant $2,3\ \mu\text{m}$ žadinimo spinduliuotę YAG ($\text{GGD}_{2,3\mu\text{m}} < 0$) bei ZnS ($\text{GGD}_{2,3\mu\text{m}} > 0$) kristaluose. (17 pav.) pateikiama normalaus GGD mode-

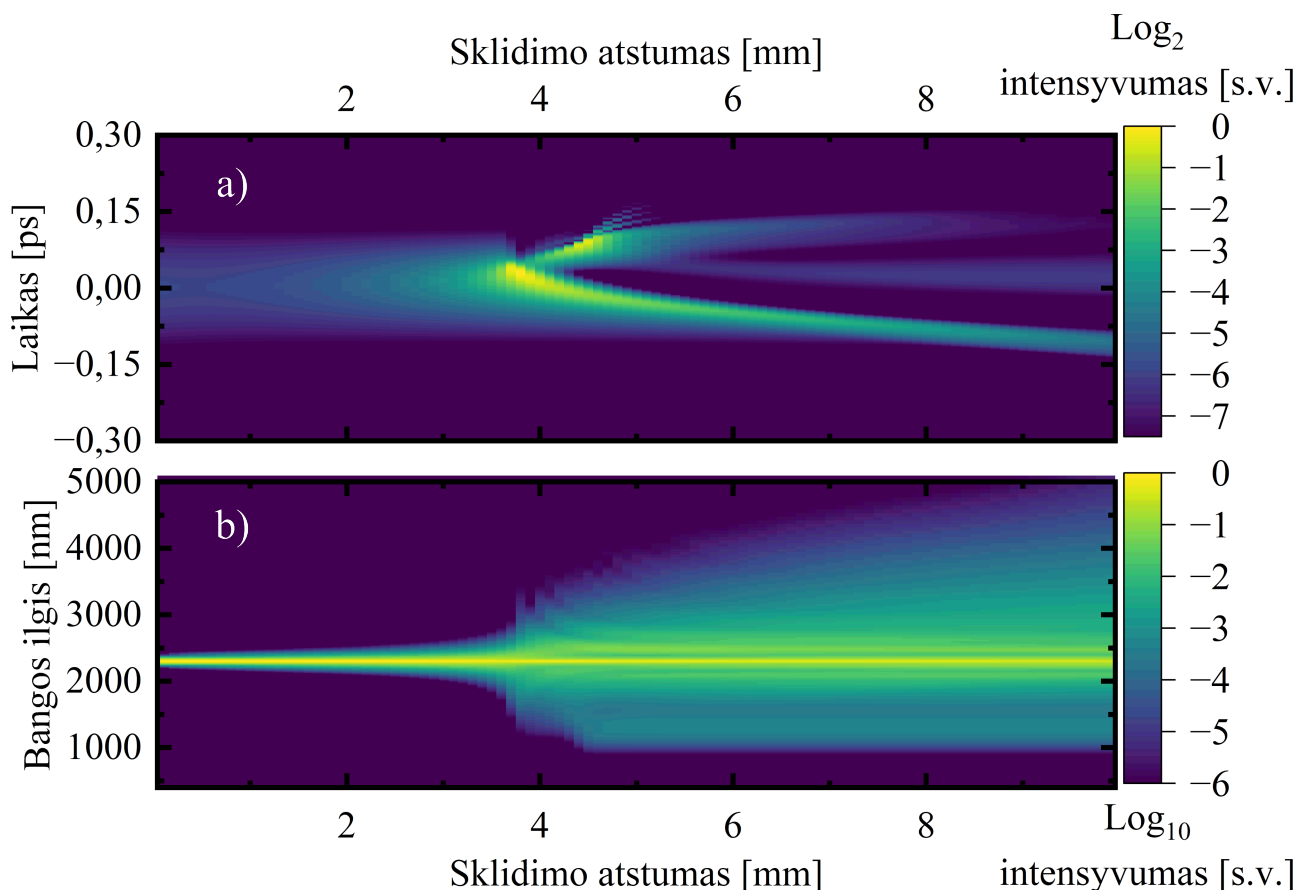


15 pav. Superkontinuumo generavimo dinamika kintant šviesos gijos pozicijai YAG kristale. Kairėje - 3,5 μm bangos ilgio signalo intensyvumo priklausomybė nuo pluošto fokuso padėties. Neigiami skaičiai y ašyje nurodo, kad pluoštas buvo fokusuojamas prieš kristalą. Centre pateiktas kristalo šoninis vaizdas pastačius lęšį skirtingose padėtyse. Dešinėje pavaizduoti superkontinuumo spektrai išmatuoti skirtingomis fokusavimo sąlygomis, nurodytomis spektrų viršutiniame dešiniame kampe.



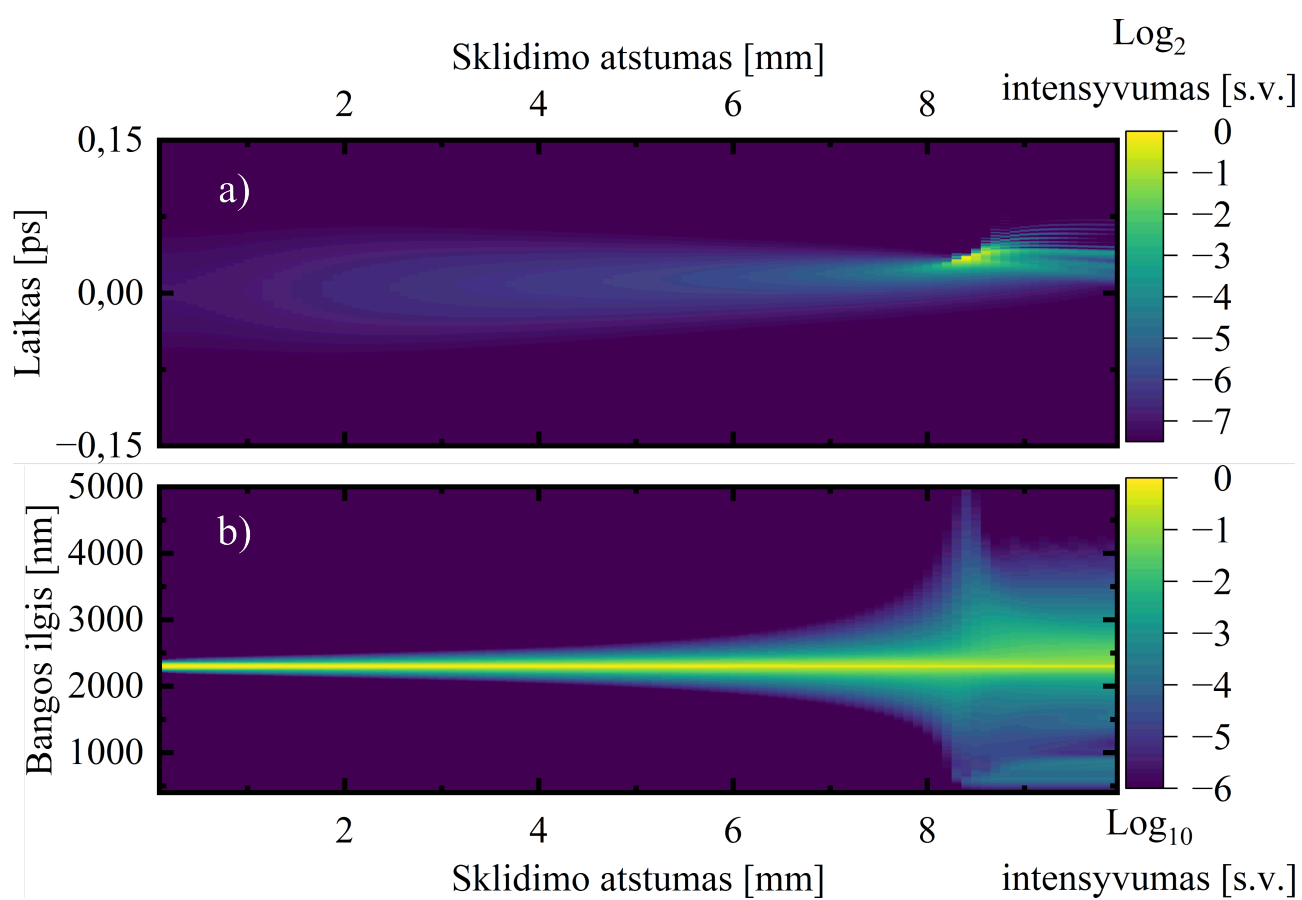
16 pav. Superkontinuumo generavimo dinamika kintant šviesos gijos pozicijai ZnS kristale. Kairėje - 3,8 μm bangos ilgio signalo intensyvumo priklausomybė nuo pluošto fokuso padėties. Neigiami skaičiai y ašyje nurodo, kad pluoštas buvo fokusuojamas prieš kristalą. Centre pateiktas kristalo šoninis vaizdas pastačius lęšį skirtingose padėtyse. Dešinėje pavaizduoti superkontinuumo spektrai išmatuoti skirtingomis fokusavimo sąlygomis, nurodytomis spektrų viršutiniame dešiniame kampe.

lis ZnS kristale. Šiame režime impulsas skyla į priekinį ir galinį subimpulsus, iš kurių priekinis yra atsakingas už spektrinę plėtrą į ilgabangę pusę, galinis - į trumpabangę. Kadangi medžiagos GGD yra teigiama, priekinis "raudonesnis" subimpulsas keliauja terpe greičiau už "mėlynesnį" galinį, matomas vėlinimo didėjimas tarp jų - subimpulsai tolsta vienas nuo kito. Priekiniam subimpulsui sklindant terpe matomas lėtas spektrinis plitimas, paaiškinantis (16 pav.) matytą tendenciją, kad impulsui sklindant normalios GGD režimu, šviesos gija turi sklisti ilgą atstumą norint pasiekti tolimą superkotoinumo plėtrą į ilgabangę pusę.



17 pav. a) impulso laikinė ir b) superkontinuumo generavimo spektrinė dinamika $2,3\ \mu\text{m}$ bangos ilgio impulsui sklindant ZnS kristale.

Anomalios dispersijos režime impulso skilimo dinamika yra kitokia - yra tik vienas impulsas, kuris spudžiasi dėl FM ir GGD veikos (18 pav. a)). Dėl šio efekto impulso smailinė galia auga, tad net įvadiniam impulsui nepasiekus kritinės fokusavimosi galios, kristale ši galia būna pasiekama - matomas superkontinuumo generavimas. Šis reiškinys buvo pastebėtas safyro ir YAG kristaluose (10 pav.). Impulsui sklindant anomalios GGD režimu, superkotoinumo plitimas į ilgabangę pusę yra itin staigus, tačiau šviesos gijai susidariusi toli nuo galinio paviršiaus, sugeneruoti ilgabangiai spektriniai komponentai dingsta. Šis efektas matomas (18 pav. b)), impulsui nusklidus terpe 8 mm. Anomalios GGD terpėje pastebimą raudonų bangos ilgių spektrinį susitraukimą paaiškina šviesos gijos formavimosi dinamika. Šviesos giją suformuoja didžiausio intensyvumo centrinė impulso dalis. Jei šviesos gija susiformuoja toli nuo galinio kristalo paviršiaus, atsiliekančys spektriniai komponentai yra sugeriami susiformavusios plazmos. Anomaliame režime atsilieka ilgabangė dalis - matomas šių spektrinių komponentų gesimas.



18 pav. a) impulso laikinė ir b) superkontinuumo generavimo spektrinė dinamika 2,3 μm bangos ilgio impulsui sklindant YAG kristale.

Išvados

1. Atlikti superkontinuumo generavimo tyrimai trylikoje netiesinių terpių. Eksperimentai patvirtino superkontinuumo pasiekiamo mėlynojo poslinkio priklausomybę nuo medžiagos draustinės juostos tarpo, tačiau nebuvo pastebėta, jog medžiagos draustinės juostos tarpas ar dispersijos parametrai darytų įtaką pasiekiamam spektriniam plitimui į ilgabangę pusę.
2. Atliktas spektrinio plitimo priklausomybės nuo pluošto fokusavimo pozicijos tyrimas parodė, jog medžiagose, kuriose impulsas sklinda anomalios GGD režimu, geriausias superkontinuumo plitimas į raudonąją pusę pasiekiamas, kai šviesos gija susidaro šalia galinio kristalo paviršiaus - kitaip plazma sugeria atsiliekančius "raudonesnius" bangos ilgius. Impulsui sklindant normalios GGD terpėse, didžiausia spektrinė plėtra į ilgabangę pusę yra pasiekama, kai šviesos gija susiformuoja kristalo viduje.
3. Generuojant superkontinuumą anomalios GGD režimu, vyksta impulso savispūda, nulemianti smailinės galios augimą. Dėl šios priežasties tampa įmanoma sugeneruoti superkontinuumą žadinančio impulso galiai esant mažesnei nei kritinė fokusavimosi galia, įprastai laikoma superkontinuumo generavimo slenksčiu.

Summary

In recent years, a growing interest in ultrafast mid-infrared (MIR) laser sources, widely used in spectroscopy, high-harmonic generation, and as pump sources for MIR optical parametric amplifiers was observed. Potential applications of MIR radiation in nonlinear optics have driven an increasing demand for new nonlinear materials suitable for this spectral range. Particularly, MIR optical parametric amplifiers have gained significant popularity, requiring a supercontinuum, generated in an MIR-transparent medium, as a seed source.

In this work, supercontinuum generation, pumped by 180 fs duration, 2,3 μm central wavelength pulses from optical parametric amplifier, was studied in thirteen different nonlinear optical crystals: sapphire, YAG, GGG, yttrium oxide, diamond, potassium gadolinium tungstate, calcium tungstate, thallium bromo-iodide, two samples of polycrystalline ZnS and one monocrystalline, and two samples of polycrystalline ZnSe. A relation between the achievable supercontinuum red-shift extent and the material's properties: band gap, group velocity dispersion (GVD), and effective dispersion length was investigated. The tested materials have a wide range of properties: tested media ranged from wide bandgap dielectrics to narrow bandgap semiconductors. Some of the crystals were in the normal GVD regime for pump wavelength; others fell into the anomalous GVD regime. For used pump radiation, no relation was observed between achieved spectral broadening to the red side and band gap or dispersion properties of the material. However, a well-known supercontinuum blue-shift dependence on the band gap was observed during our experiments. Supercontinuum generation in polycrystalline ZnSe and ZnS crystals was analyzed. Results show, that spectral extent of the supercontinuum depends on collection of crystallites in the pulse path. Spectral extent, harmonic generation efficiency and optimal driving pulse energy of the supercontinuum, generated in polycrystalline media, is highly dependent on the polycrystalline sample.

The influence of focusing conditions on supercontinuum spectral broadening was investigated. Results show, that maximum spectral broadening to the red-side in normal GVD materials is achieved when light filament forms inside the crystal. However, in the anomalous GVD regime, best red-shifted spectral broadening is produced when a filament forms on the back surface of the crystal. The results of numerical simulations suggests, that in the anomalous GVD regime, red wavelengths, trailing behind the most intense part of the pulse, are absorbed by the plasma, unless filament forms on the back surface of the medium. Supercontinuum generation in sapphire and YAG samples was successfully achieved with driving pulse energy below self-focusing threshold. Such result can be explained the fact that the materials with anomalous GVD for the driving pulse, pulse self-compressed before the supercontinuum generation starts, which results in the rise of a peak power of the pulse. Thus, supercontinuum can be generated in the anomalous GVD regime even though peak power of the driving pulse is below critical self-focusing value.

Santrauka

Pastaruoju laikotarpiu yra pastebimas augantis ultrasparčiųjų vidurinės infraraudonosios srities (VIR) lazerinių šaltinių, naudojamų spektroskopijoje, aukštų harmonikų generavime, bei kaip kaupinimo šaltiniai VIR optiniams parametriniams stiprintuvams, populiarumas. Potencialūs VIR spinduliuotės panaudojimai netiesinėje optikoje nulėmė augantį naujų netiesinių medžiagų, tinkamų naudoti VIR srityje, poreikį. Ypač didelio populiarumo susilaukė VIR spektrinės srities optiniai parametriniai stiprintuvai, reikalauja superkontinuumo, generuojamo VIR srityje pralaidžioje terpėje, kaip užkrato šaltinio.

Šio darbo metu buvo ištirtas superkontinuumo generavimas trylikoje netiesinių optinių kristalų: safyre, YAG, GGG, itrio okside, deimante, kalio gadolinio volframate, kalcio volframate, talio bromodide, dviejuose polikristaliniuose bei monokristaliniame ZnS bei dviejuose polikristaliniuose ZnSe bandiniuose, naudojant optinį parametrinį stiprintuvą generuoti 180 fs trukmės, 2,3 μm centrinio bangos ilgio žadinimo impulsus. Tyrimo metu buvo ištirta, ar medžiagos draustinės juostos tarpas bei dispersijos parametrai - grupinio greičio dispersija (GGD) bei efektyvus dispersinis ilgis - daro įtaką superkontinuumo spektrinei plėtrai į ilgabangę pusę. Siekiant įvertinti rezultatus plačiame parametų diapazone, buvo tirti didelio draustinės juostos tarpo dielektrikai bei daug mažesnio draustinės juostos tarpo puslaidininkiai. Be to, dalies medžiagų centrinis bangos ilgis patenka į normalios, o dalyje - į anomalios GGD sritį. Naudotai žadinimo spinduliuotei, tyrimas neatskleidė priklausomybės tarp medžiagos draustinės juostos tarpo ar dispersinių savybių ir pasiekiamo superkontinuumo spektrinio plitimo į ilgabangę pusę. Eksperimentai sėkmingai patvirtino seniai žinomą tendenciją, jog medžiagose su didesniu draustinės juostos tarpu sugeneruojamas toliau į mėlynąją pusę išplitęs superkontinuumas. Buvo tirtas superkontinuumo generavimas polikristaliniuose ZnS ir ZnSe bandiniuose. Eksperimentai parodė, jog polikristalinėse medžiagose generuojamas superkontinuumo spektras kinta priklausomai nuo kristalitų rinkinio impulso kelyje. Skirtinguose vienos medžiagos bandiniuose sugeneruoti superkontinuumo spektrai pasižymi skirtingu spektriniu plitimu į ilgabangę pusę, harmonikų generavimo efektyvumu, bei optimalia spektrinio plitimo energija.

Buvo atliktas superkontinuumo spektro priklausomybės nuo fokusavimo sąlygų tyrimas. Rezultatai rodo, jog generuojant superkontinuumą normalios GGD režime, toliausiai į ilgabangę pusę išplečiamas spektras gaunamas šviesos gijai susidarius medžiagos viduje. Anomaliame GGD režime toliausiai į raudonąją pusę išplitęs spektras buvo pasiektas šviesos gijai susidarius šalia galinio kristalo paviršiaus. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai atskleidė, kad, impulsui sklindant anomalios GGD režimu, sugeneruota plazma sugeria atsiliekančius raudono poslinkio bangos ilgius, nebent plazma yra sugeneruojama šalia galinio kristalo paviršiaus. Safyro ir YAG kristaluose pavyko sugeneruoti superkontinuumą žemiau kritinės fokusavimosi energijos. Šį rezultatą pavyko paaiškinti tuo, kad anomalios dispersijos medžiagose impulsas patiria savispūdą, dėl kurios išauga smailinė galia. Tad, impulsui sklindant anomalios GGD režimu, įvadinei spinduliuotei nebūtina viršyti kritinės fokusavimosi galios norint sugeneruoti superkontinuumą.

Literatūra

- [1] S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, V. Smolski, S. Mirov, and V. Gapontsev. Ultrafast middle-IR lasers and amplifiers based on polycrystalline Cr:ZnS and Cr:ZnSe. *Opt. Mater. Express.*, 7:2636, 2017. doi: 10.1364/ome.7.002636.
- [2] S. B. Mirov, I. S. Moskalev, S. Vasilyev, V. Smolski, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, J. Peppers, M. Mirov, A. Dergachev, and V. Gapontsev. Frontiers of Mid-IR Lasers Based on Transition Metal Doped Chalcogenides. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 24(5):1–29, 2018. doi: 10.1109/JSTQE.2018.2808284.
- [3] J. Ma, Z. Qin, G. Xie, L. Qian, and D. Tang. Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0 μm –3.5 μm spectral region. *Appl. Phys. Rev.*, 6, 2019. doi: 10.1063/1.5037274.
- [4] Wang Y., Zhang N., Ding H., Tong Z., Zhao Y., Griebner U., Petrov V., Yu H., and Zhang H. Recent Progress in Sub-100 fs Mode-Locked Bulk Lasers Near 2 μm . *Laser Photon. Rev.*, 20(6):e00111, 2026. doi: <https://doi.org/10.1002/lpor.202500111>.
- [5] V. Petrov. Frequency down-conversion of solid-state laser sources to the mid-infrared spectral range using non-oxide nonlinear crystals. *Prog. Quantum Electron.*, 42:1–106, 2015. ISSN 0079-6727. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2015.04.001>.
- [6] P. G. Schunemann, K. T. Zawilski, L. A. Pomeranz, D. J. Creeden, and P. A. Budni. Advances in nonlinear optical crystals for mid-infrared coherent sources. *J. Opt. Soc. Am. B*, 33(11):D36–D43, 2016. doi: 10.1364/JOSAB.33.000D36.
- [7] P. Malevich, T. Kanai, H. Hoogland, R. Holzwarth, A. Baltuška, and A. Pugžlys. Broadband mid-infrared pulses from potassium titanyl arsenate/zinc germanium phosphate optical parametric amplifier pumped by Tm, Ho-fiber-seeded Ho:YAG chirped-pulse amplifier. *Opt. Lett.*, 41(5):930–933, 2016. doi: 10.1364/OL.41.000930.
- [8] T. Kanai, P. Malevich, S. S. Kangaparambil, K. Ishida, M. Mizui, K. Yamanouchi, H. Hoogland, R. Holzwarth, A. Pugžlys, and A. Baltuska. Parametric amplification of 100 fs mid-infrared pulses in ZnGeP₂ driven by a Ho:YAG chirped-pulse amplifier. *Opt. Lett.*, 42(4):683–686, 2017. doi: 10.1364/OL.42.000683.
- [9] M. Hinkelmann, M. Baudisch, D. Wandt, U. Morgner, K. Zawilski, P. Schunemann, J. Neumann, I. Rimke, and D. Kracht. High-repetition rate, mid-infrared, picosecond pulse generation with μJ -energies based on OPG/OPA schemes in 2- μm -pumped ZnGeP₂. *Opt. Express*, 28, 2020. doi: 10.1364/OE.394732.
- [10] K. Liu, H. Liang, L. Wang, S. Qu, T. Lang, H. Li, Q. J. Wang, and Y. Zhang. Multimicrojoule GaSe-based midinfrared optical parametric amplifier with an ultrabroad idler spectrum covering 4.2 – 16 μm . *Opt. Lett.*, 44(4):1003–1006, 2019. doi: 10.1364/OL.44.001003.
- [11] S. Cheng, G. Chatterjee, F. Tellkamp, T. Lang, A. Ruehl, I. Hartl, and R. J. D. Miller. Compact Ho:YLF-pumped ZnGeP₂-based optical parametric amplifiers tunable in the molecular fingerprint regime. *Opt. Lett.*, 45(8):2255–2258, 2020. doi: 10.1364/OL.389535.

- [12] S. Wandel, M.-W. Lin, Y. Yin, G. Xu, and I. Jovanovic. Parametric generation and characterization of femtosecond mid-infrared pulses in ZnGeP_2 . *Opt. Express*, 24(5):5287–5299, 2016. doi: 10.1364/OE.24.005287.
- [13] P. Fuertjes, L. von Grafenstein, D. Ueberschaer, C. Mei, U. Griebner, and T. Elsaesser. Compact OPCPA system seeded by a Cr:ZnS laser for generating tunable femtosecond pulses in the MWIR. *Opt. Lett.*, 46(7):1704–1707, 2021. doi: 10.1364/OL.419956.
- [14] S.-H Nam, V. Fedorov, S. Mirov, and K. Hong. Octave-spanning mid-infrared femtosecond OPA in a ZnGeP_2 pumped by a $2.4\mu\text{m}$ Cr:ZnSe chirped-pulse amplifier. *Opt. Express*, 28(22):32403–32414, 2020. doi: 10.1364/OE.405648.
- [15] P. Fuertjes, L. von Grafenstein, C. Mei, M. Bock, U. Griebner, and T. Elsaesser. Cr:ZnS-based soliton self-frequency shifted signal generation for a tunable sub-100 fs MWIR OPCPA. *Opt. Express*, 30(4): 5142–5150, 2022. doi: 10.1364/OE.450210.
- [16] C. Manzoni and G. Cerullo. Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers. *J. Opt.*, 18(10): 103501, 2016. doi: 10.1088/2040-8978/18/10/103501.
- [17] C. Manzoni, G. Cirimi, D. Brida, S. De Silvestri, and G. Cerullo. Optical-parametric-generation process driven by femtosecond pulses: Timing and carrier-envelope phase properties. *Phys. Rev. A*, 79:033818, 2009. doi: 10.1103/PhysRevA.79.033818.
- [18] M. Chambonneau, M. Blothe, V. Y. Fedorov, I. de Kernier, S. Tzortzakis, and S. Nolte. Extreme optical nonlinearities unveiled by ultrafast laser filamentation in semiconductors. *Nat. Commun.*, 17, 2026. doi: 10.1038/s41467-026-69530-w.
- [19] H. Pires, M. Baudisch, D. Sanchez, M. Hemmer, and J. Biegert. Ultrashort pulse generation in the mid-IR. *Prog. Quantum Electron.*, 43:1–30, 2015. ISSN 0079-6727. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2015.07.001>.
- [20] G. Cerullo and S. De Silvestri. Ultrafast optical parametric amplifiers. *Rev. Sci. Instrum.*, 74(1):1–18, 2003. ISSN 0034-6748. doi: 10.1063/1.1523642.
- [21] K. Thyagarajan and A.K. Ghatak. FIBER AND GUIDED WAVE OPTICS | Nonlinear Optics. In R. D. Guenther, editor, *Encyclopedia of Modern Optics*, pages 472–486. Elsevier, Oxford, 2005. ISBN 978-0-12-369395-2. doi: <https://doi.org/10.1016/B0-12-369395-0/00700-4>.
- [22] S. A. Rezvani, Y. Nomura, and T. Fuji. Generation and Characterization of Mid-Infrared Supercontinuum in Bulk YAG Pumped by Femtosecond 1937 nm Pulses from a Regenerative Amplifier. *Appl. Sci.*, 9(16), 2019. ISSN 2076-3417. doi: 10.3390/app9163399.
- [23] A. Dubietis and A. Couaeron. *Ultrafast Supercontinuum Generation in Transparent Solid-State Media*. Springer Cham, 1 edition, 2019. ISBN 978-3-030-14994-9. doi: 10.1007/978-3-030-14995-6.
- [24] Y. R. Shen and G. Yang. *Theory of Self-Phase Modulation and Spectral Broadening*, pages 1–32. Springer International Publishing, 2022. ISBN 978-3-031-06197-4. doi: 10.1007/978-3-031-06197-4_1.

- [25] V. C. Kuriakose and K. Porsezian. Elements of optical solitons: An overview. *Resonance*, 15:643–666, 2010. doi: 10.1007/s12045-010-0048-y.
- [26] C. Li. *Optical Kerr Effect and Self-focusing*, pages 109–147. Springer Singapore, 2017. ISBN 978-981-10-1488-8. doi: 10.1007/978-981-10-1488-8_5.
- [27] V. Kudriasov, E. Gaizauskas, R. Grigonis, and V. Sirutkaitis. Bulk modification and damage in fused silica induced by femtosecond pulses. In G. J. Exarhos, A. H. Guenther, N. Kaiser, K. L. Lewis, M. J. Soileau, and C. J. Stolz, editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2004*, volume 5647, pages 467 – 479. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2005. doi: 10.1117/12.584878.
- [28] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, and A. Couairon. Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media. *Lith. J. Phys.*, 57, 2017. doi: 10.3952/physics.v57i3.3541.
- [29] W. Liu and S. L. Chin. Understanding the beam self-cleaning behavior of ultrashort laser pulse filamentation. *Sci. China Technol. Sci.*, 50:413–421, 2007. doi: 10.1007/s11431-007-0056-7.
- [30] M. Durand, K. Lim, V. Jukna, E. McKee, M. Baudelet, A. Houard, M. Richardson, A. Mysyrowicz, and A. Couairon. Blueshifted continuum peaks from filamentation in the anomalous dispersion regime. *Phys. Rev. A*, 87, 2013. doi: 10.1103/physreva.87.043820.
- [31] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, M. Kolesik, J. V. Moloney, A. Couairon, and P. Di Trapani. Generation and control of extreme blueshifted continuum peaks in optical Kerr media. *Phys. Rev. A*, 78, 2008. doi: 10.1103/physreva.78.033825.
- [32] F. V. Potemkin, E. I. Mareev, and E. O. Smetanina. Influence of wave-front curvature on supercontinuum energy during filamentation of femtosecond laser pulses in water. *Phys. Rev. A*, 97, 2018. doi: 10.1103/physreva.97.033801.
- [33] W. Liu. Intensity Clamping During Femtosecond Laser Filamentation. *Chin. J. Phys.*, 52:465–489, 2014. doi: 10.6122/CJP.52.465.
- [34] S. A. Frolov, V. I. Trunov, V. E. Leshchenko, and E. V. Pestryakov. Multi-octave supercontinuum generation with IR radiation filamentation in transparent solid-state media. *Appl. Phys. B*, 122, 2016. doi: 10.1007/s00340-016-6398-8.
- [35] R. Paschotta. Chromatic Dispersion. URL https://www.rp-photonics.com/chromatic_dispersion.html.
- [36] N. Garejev, G. Tamošauskas, and A. Dubietis. Comparative study of multioctave supercontinuum generation in fused silica, YAG, and LiF in the range of anomalous group velocity dispersion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 34(1):88–94, 2017. doi: 10.1364/JOSAB.34.000088.
- [37] R. Ramaswami, G. H. Sivarajan, and G. H. Sasaki. *Propagation of Signals in Optical Fiber*, pages 47–112. Optical Networks. Morgan Kaufmann, 2010. doi: 10.1016/B978-0-12-374092-2.50010-2.
- [38] opticstoolbox. URL <https://toolbox.lightcon.com/tools/dispersionparameters>.

- [39] M. Baudrier-Raybaut, R. Haïdar, P. Kupecek, P. Lemasson, and E. Rosencher. Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials. *Nature*, 432:374–376, 2004. doi: 10.1038/nature03027.
- [40] H. Liang, P. Krogen, R. Grynko, O. Novak, C. Chang, G. J. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. X. Kärtner, and K. Hong. Three-octave-spanning supercontinuum generation and sub-two-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics. *Opt. Lett.*, 40(6):1069–1072, 2015. doi: 10.1364/OL.40.001069.
- [41] S. Chekalin, A. Dormidonov, V. Kompanets, E. Zaloznaya, and V. Kandidov. Light bullet supercontinuum. *J. Opt. Soc. Am. B*, 36:A43–A53, 2018. doi: 10.1364/JOSAB.36.000A43.
- [42] J. Darginavicius, D. Majus, V. Jukna, N. Garejev, G. Valiulis, A. Couairon, and A. Dubietis. Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm . *Opt. Express*, 21, 2013. doi: 10.1364/OE.21.025210.
- [43] H. Fattahi, H. Wang, A. Alismail, G. Arisholm, V. Pervak, A. M. Azzeer, and F. Krausz. Near-PHz-bandwidth, phase-stable continua generated from a Yb:YAG thin-disk amplifier. *Opt. Express*, 24(21):24337–24346, 2016. doi: 10.1364/OE.24.024337.
- [44] M. Tripepi, A. Barrette, M. Ferdinandus, B. Eshel, K. L. Averett, E. A. Chowdhury, and C. M. Liebig. Supercontinuum generation in single-crystal YAG fibers pumped around the zero-dispersion wavelength. *Appl. Opt.*, 60(25):G126–G131, 2021. doi: 10.1364/AO.427709.
- [45] S. Vasilyev, J. Gu, M. Mirov, Y. Barnakov, I. Moskalev, V. Smolski, J. Peppers, M. Kolesik, S. Mirov, and V. Gapontsev. Low-threshold supercontinuum generation in polycrystalline media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 38(5):1625–1633, 2021. doi: 10.1364/JOSAB.417485.
- [46] R. Danilin, S. Vasilyev, D. Danilin, D. Martyshkin, V. Fedorov, J. Pigeon, and S. Mirov. Supercontinuum generation in oxide and semiconductor materials (InP, Si, GaN, GaAs, PbMoO₄, YVO₄, ZGP, TiO₂, diamond) pumped by radiation of the Cr:ZnS fs-MOPA system. *J. Opt. Soc. Am. B*, 42, 2025. doi: 10.1364/josab.553197.
- [47] S.-H. Nam, G. Nagar, D. Dempsey, O. Novák, B. Shim, and K. Hong. Multi-octave-spanning supercontinuum generation through high-energy laser filaments in YAG and ZnSe pumped by a 2.4 μm femtosecond Cr:ZnSe laser. *High Power Laser Sci. Eng.*, 9, 2021. doi: 10.1017/hpl.2021.1.
- [48] S. Cheng, G. Chatterjee, F. Tellkamp, A. Ruehl, and R. J. D. Miller. Multi-octave supercontinuum generation in YAG pumped by mid-infrared, multi-picosecond pulses. *Opt. Lett.*, 43:4329–4332, 2018. doi: 10.1364/ol.43.004329.
- [49] S. A. Rezvani and T. Fuji. Millijoule 265 fs Tm:YAP regenerative amplifier for driving ultrabroadband collinear mid-infrared optical parametric amplifiers. *Opt. Express*, 30(5):7332–7339, 2022. doi: 10.1364/OE.452429.
- [50] R. Šuminas, N. Garejev, A. Šuminienė, V. Jukna, G. Tamošauskas, and A. Dubietis. Femtosecond filamentation, supercontinuum generation, and determination of n_2 in polycrystalline SBN. *J. Opt. Soc. Am. B*, 37(5):1530–1534, 2020. doi: 10.1364/JOSAB.391702.

- [51] W. S. Rodney and I. H. Malitson. Refraction and Dispersion of Thallium Bromide Iodide. *J. Opt. Soc. Am.*, 46(11):956–961, 1956. doi: 10.1364/JOSA.46.000956.
- [52] G. Janssonas, R. Budriūnas, M. Vengris, and A. Varanavičius. Interferometric measurements of non-linear refractive index in the infrared spectral range. *Opt. Express*, 30(17):30507–30524, 2022. doi: 10.1364/OE.458850.
- [53] J. Connolly, B. diBenedetto, and R. Donadio. Specifications Of Raytran Material. In Robert E. Fischer, editor, *Contemporary Optical Systems and Components Specifications*, volume 0181, pages 141 – 144. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1979. doi: 10.1117/12.957359.
- [54] M. Debenham. Refractive indices of zinc sulfide in the 0.405–13- μ m wavelength range. *Appl. Opt.*, 23(14):2238–2239, 1984. doi: 10.1364/AO.23.002238.
- [55] P. Loiko, P. Segonds, P.L. Inácio, A. Peña, J. Debray, D. Rytz, V. Filippov, K. Yumashev, M. C. Pujol, X. Mateos, M. Aguiló, F. Díaz, M. Eichhorn, and B. Boulanger. Refined orientation of the optical axes as a function of wavelength in three monoclinic double tungstate crystals $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$ (RE = Gd, Y or Lu). *Opt. Mater. Express*, 6:2984–2984, 2016. doi: 10.1364/ome.6.002984.
- [56] V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, M. Šutovas, and A. Dubietis. Supercontinuum generation in scintillator crystals. *Sci. Rep.*, 15, 2025. doi: 10.1038/s41598-024-84178-6.
- [57] W. L. Bond. Measurement of the Refractive Indices of Several Crystals. *J. Appl. Phys.*, 36(5):1674–1677, 1965. doi: 10.1063/1.1703106.
- [58] R. Adair, L. L. Chase, and S. A. Payne. Nonlinear refractive index of optical crystals. *Phys. Rev. B*, 39:3337–3350, 1989. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.3337>.
- [59] G. Turri, S. Webster, Y. Chen, B. Wickham, A. Bennett, and M. Bass. Index of refraction from the near-ultraviolet to the near-infrared from a single crystal microwave-assisted CVD diamond. *Opt. Mater. Express*, 7:855–855, 2017. doi: 10.1364/ome.7.000855.
- [60] Y. Nigara. Measurement of the Optical Constants of Yttrium Oxide. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 7(4):404, 1968. doi: 10.1143/JJAP.7.404.
- [61] D. L. Wood and K. Nassau. Optical properties of gadolinium gallium garnet. *Appl. Opt.*, 29:3704, 1990. doi: 10.1364/ao.29.003704.
- [62] D. E. Zelmon, D. L. Small, and R. Page. Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0 μ m. *Appl. Opt.*, 37(21):4933–4935, 1998. doi: 10.1364/AO.37.004933.
- [63] I. H. Malitson. Refraction and Dispersion of Synthetic Sapphire. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:1377, 1962. doi: 10.1364/josa.52.001377.

Padėka

Noriu išreikšti didelį dėkingumą žmonėms, prisidėjusiems prie šio darbo. Dėkoju Dr. Gintarui Tamošauskui už darbo schemos surinkimą, matavimo algoritmo parašymą, aktyvų įsitraukimą į eksperimentus, duotus patarimus, ir visą kitą suteiktą pagalbą. Taip pat dėkoju savo darbo vadovui prof. Audriui Dubiečiui už suteiktus patarimus ir tyrimų kreipimą teisinga linkme.

Remiantis šio darbo rezultatais, tarptautinėje konferencijoje Open Readings 2026 buvo pristatytas žodinis pranešimas.

SUPERCONTINUUM GENERATION IN BULK SOLIDS WITH MID-INFRARED DRIVING PULSES

Kristupas Dagilis¹, Gintaras Tamošauskas¹, Rokas Danilevičius², Joris Roman³, Andrejus Michailovas⁴, Audrius Pugžlys^{3,4}, Audrius Dubietis¹

¹Lithuania, Vilnius, Vilnius University, Faculty of Physics, Laser Research Center

²Lithuania, Vilnius, EKSPLA

³Austria, Vienna, TU Wien, Photonics Institute

⁴Lithuania, Vilnius, Center for Physical Sciences & Technology
kristupas.dagilis@ff.stud.vu.lt

The advent of ultrafast solid-state laser sources emitting at around 2 μm , which are based on chromium-doped chalcogenides [1], as well as holmium and thulium doped lasing materials [2], fostered the development of optical parametric amplifiers (OPAs) which make use of novel non-oxide crystals, offering greatly improved quantum efficiency and favourable signal-to-idler photon energy ratio. To utilize the entire tuning range of 2 μm -pumped OPAs, broadband supercontinuum seed with spectral red shifts extending at least up to 4 μm is required. However, recent experiments performed in various nonlinear optical crystals (NOC) show that achieving spectral broadening to such extent is a difficult task [3,4]. In this Contribution, an investigation of supercontinuum generation with ~ 2 μm driving pulses is presented in various dielectric and semiconductor bulk materials and a set material dispersion-related criteria are identified as a simple method of estimation of achievable red shifted spectral broadening.

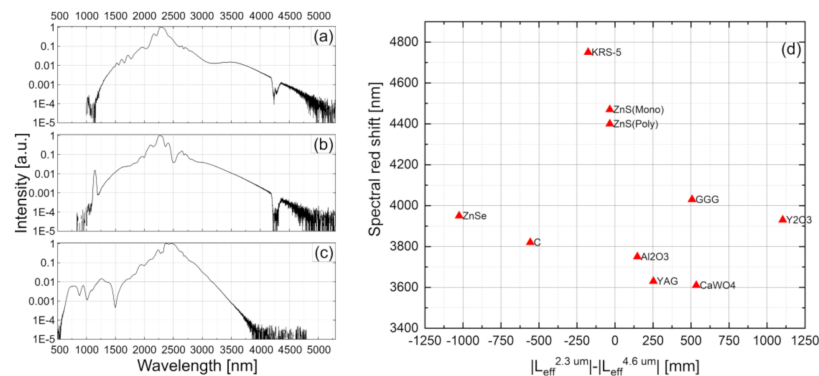


Fig. 1. Examples of supercontinuum spectra generated in (a) KRS-5, (b) single crystal ZnS, (c) YAG. (d) Measured supercontinuum spectral red shift as a function of effective dispersion length.

The experiments were performed with 180 fs, 2.3 μm driving pulses from an optical parametric amplifier. Supercontinuum generation was investigated in bulk nonlinear materials: KRS-5, ZnSe, ZnS (polycrystalline and single crystal), KGW, CaWO₄, Diamond, Y₂O₃, GGG, YAG and Sapphire. Material dispersion parameters: group velocity dispersion (GVD) and third-order dispersion (TOD), were analyzed as a potential limiting factor for supercontinuum spectral extent to the long-wavelength side. To fully investigate the influence of the dispersion parameters on supercontinuum spectral extent, materials that fall into both normal and anomalous GVD regimes were tested. Results show that for the tested central wavelength, NOCs that fall in the normal GVD range tend to produce larger spectral broadening to the long-wavelength side. The broadest red-shifted supercontinuum spectra were produced in ZnS and KRS-5 crystals, as shown in Fig.1(a) and Fig. 1(b), which are compared to typical supercontinuum spectrum generated in YAG, shown in Fig. 1(c). Additionally, larger spectral broadening to the long-wavelength side was achieved in materials with a low wavelength-dependence of the effective dispersion length, a parameter that incorporates both GVD and TOD, as summarized in Fig. 1(d).

Keywords: Ultrafast supercontinuum, dispersion parameters, nonlinear optical crystals

- [1] S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, V. Smolski, S. Mirov, and V. Gapontsev, "Ultrafast middle-IR lasers and amplifiers based on polycrystalline Cr:ZnS and Cr:ZnSe," *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 7, p. 2636-2650, Jun. 2017, doi: <https://doi.org/10.1364/ome.7.002636>.
- [2] Y. Wang et al., "Recent Progress in Sub-100 fs Mode-Locked Bulk Lasers Near 2 μm ," *Laser Photonics Rev.*, Nov. 2025, doi: <https://doi.org/10.1002/lpor.202500111>.
- [3] S.-H. Nam, G. C. Nagar, D. Dempsey, O. Novák, B. Shim, and K.-H. Hong, "Multi-octave-spanning supercontinuum generation through high-energy laser filaments in YAG and ZnSe pumped by a 2.4 μm femtosecond Cr:ZnSe laser," *High Power Sci. Eng.*, vol. 9, 2021, doi: <https://doi.org/10.1017/hpl.2021.1>.
- [4] R. Danilin et al., "Supercontinuum generation in oxide and semiconductor materials (InP, Si, GaN, GaAs, PbMoO₄, YVO₄, ZGP, TiO₂, diamond) pumped by radiation of the Cr:ZnS fs-MOPA system," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 42, no. 6, pp. 1315-1322, Apr. 2025, doi: <https://doi.org/10.1364/josab.553197>.