

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Dovilė Mackevičiūtė

SUPERKONTINUUMO GENERACIJA MAŽOS ENERGIJOS FEMTOSEKUNDINIAIS
IMPULSAIS FOTONINIŲ KRISTALŲ SKAIDULOJE IR DIDELIO NETIESIŠKUMO ZnS
KRISTALE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentė
Darbo vadovas
Recenzentas
Katedros vedėjas

Dovilė Mackevičiūtė
dr. Nerijus Rusteika
dr. Mindaugas Gedvilas
prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas	2
1. Literatūros apžvalga	4
1.1. Netiesiniai optiniai reiškiniai dielektrinėse terpėse	4
1.2. Superkontinuumo taikymai	7
1.3. Fotoninių kristalų skaidulų rūšys ir savybės	9
1.4. Skaidulų palyginimas su kristalais	11
1.5. Spektro plitimo mechanizmai fotoninių kristalų skaidulose	13
1.6. Spektro plitimo mechanizmai kristaluose	16
2. Eksperimentinė dalis	19
2.1. Eksperimentinės schemos	19
2.2. Žadinimo lazeriai	22
2.3. Femtosekundinio skaidulinio lazerio rinkimas	24
2.3.1. Osciliatoriaus rinkimas	24
2.3.2. Impulsų stiprinimas ir spektro plėtimas	26
2.3.3. Impulsų spaudimas	28
2.4. Fotoninių kristalų skaidula ir jos paruošimas	31
2.5. Kristalo parametrai	33
3. Rezultatai ir jų aptarimas	34
3.1. Superkontinuumo generavimas fotoninių kristalų skaiduloje	34
3.1.1. Žadinimas mažos energijos impulsais	34
3.1.2. Visiškai skaidulinio superkontinuumo generavimo šaltinio kūrimas	38
3.1.3. Žadinimas didesnės energijos impulsais	40
3.2. Superkontinuumo generavimas kristale	43
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	46
Literatūra	47
Mokslinio darbo viešinimas	51
Santrauka	52
Summary	53

Įvadas

Superkontinuumas – tai unikalus naujų bangos ilgių generavimo būdas. Didelio intensyvumo spinduliuotei sklindant netiesine terpe, sudėtingų netiesinių efektų tarpusavio sąveika lemia itin stiprų spektro išplitimą. Superkontinuumas, dėl savo savybių, tokių kaip didelio ryškio, plataus spektro ir koherentinės spinduliuotės, santykinai paprastos realizacijos, gali būti pritaikytas įvairiose srityse: spektroskopijoje [1], optinėje koherentinėje tomografijoje [2], metrologijoje [3], telekomunikacijose [4], optiniuose parametriniuose stiprintuvuose [5], optinėse parametrinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose [6].

Superkontinuumas, kaip šviesos šaltinis yra išskirtinis dar ir tuo, kad gali būti generuojamas beveik bet kurioje skaidrioje terpėje. Generacija buvo sėkmingai vykdoma nuo 1970 m. kristaluose [7], vėliau ji pademonstruota ir skysčiuose [8] bei dujose [9]. Tobulėjant technologijoms buvo sukurtos naujos rūšies – fotoninių kristalų skaidulos [10]. Jas naudojant tapo įmanoma generuoti plataus spektro superkontinuumą panaudojant impulsus, kurių energija yra tik nJ eilės [11].

Fotoninių kristalų skaidulos pasižymi išskirtinėmis savybėmis, kurių neįmanoma pasiekti įprastose skaidulose. Jų šerdį gaubiančiame apvalkale yra sudaryta specifinė mikrostruktūra iš oro tarpų [12]. Keičiant mikrostruktūros geometriją, keičiamas šerdies dydis ir valdoma skaidulos dispersija. Pavyzdžiui, nulinės dispersijos bangos ilgis gali būti paslinktas į artimąją infraraudonąją ar net į regimąją sritį [13]. Didelis netiesiškumas [14], kontroliuojama dispersija bei didelis netiesinės sąveikos ilgis leidžia šias skaidulas sėkmingai panaudoti superkontinuumo generavimui.

Žadinimui panaudojant femtosekundinius impulsus superkontinuumas gali būti generuojamas tiek normalios tiek ir anomalios dispersijos režimu [15]. Žadinant skirtingais režimais, gaunami ir skirtingo pločio bei formos spektrai. Platus, kelias optines oktavas apimantis superkontinuumas generuojamas žadinant skaidulą anomalios dispersijos srityje. Šio darbo metu ir buvo naudojama fotoninių kristalų skaidula turinti anomalią dispersiją žadinimo šaltinio spektrinėje srityje.

Nepaisant reikalingos didesnės žadinimo energijos, nei fotoninių kristalų skaidulose, kristaluose yra sėkmingai generuojamas plokščio spektro superkontinuumas. Ši savybė yra patraukli lyginant su fotoninėmis kristalų skaidulomis, kuriose išplitę spektrai yra labai moduluoti. Kristaluose generuojamų naujų bangos ilgių slinkimas į mėlynąją pusę tiesiogiai priklauso nuo medžiagos draustinės energijos juostos pločio [16]. Plačiausio spektro superkontinuumas gaunamas didžiausią draustinės energijos tarpą turinčiose medžiagose. Tokios medžiagos pasižymi mažu netiesiškumu, tad superkontinuumo generacijai kristaluose reikia didesnės energijos impulsų (tipiškai μJ eilės) lyginant su generacija skaidulose. Šio darbo metu buvo siekiama panaudoti mažos energijos impulsus, tad pasirinktas sąlyginai didelio netiesiškumo kristalas, kurio draustinės energijos juosta leistų spektrą į trumpųjų bangų pusę išplėsti iki 800 nm.

Šio darbo tikslas – sugeneruoti superkontinuumą fotoninių kristalų skaiduloje bei didelio netiesiškumo ZnS kristale, žadinimui panaudojant femtosekundinių skaidulinių lazerių generuojamą mažos energijos spinduliuotę.

Darbo uždaviniai:

- Ištirti fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybę nuo skaidulos ilgio, įvedamos žadinimo spinduliuotės energijos, poliarizacijos krypties, nustatyti spektro stabilumą laike;
- sukurti visiškai skaidulinį superkontinuumo generavimo šaltinį;
- surinkti didelės vidutinės galios femtosekundinį skaidulinį lazerį ir fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoti superkontinuumą panaudojant didesnės energijos žadinimo impulsus;
- ištirti didelio netiesiškumo ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybę nuo žadinimo impulsų energijos bei pluošto fokusavimo sąlygų.

1. Literatūros apžvalga

1.1. Netiesiniai optiniai reiškiniai dielektrinėse terpėse

Didelio intensyvumo elektromagnetiniam laukui veikiant dielektrinėse terpėse atsiranda netiesinis medžiagos atsakas, kuris priklauso nuo veikiančios spinduliuotės elektrinio lauko stiprio. Tokiu atveju poliarizuotumą galima išreikšti taip [17]:

$$P(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots], \quad (1.1)$$

kur ϵ_0 – vakuomo dielektrinė skvarba, $E(t)$ – elektrinio lauko stipris, o $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ – atitinkamai pirmos, antros bei trečios eilės optiniai jautriai.

Tiesinių procesų metu didžiausią įtaką poliarizuotumui daro tiesinis optinis jautris $\chi^{(1)}$. Kvadratinis optinis jautris $\chi^{(2)}$ yra atsakingas už tokius netiesinius procesus kaip antros harmonikos generacija (angl. *Second Harmonic Generation*, (SHG)), suminio dažnio generacija (angl. *Sum Frequency Generation*, (SFG)), skirtuminio dažnio generacija (angl. *Difference Frequency Generation*, (DFG)), parametrinė šviesos generacija (angl. *Optical Parametric Generation*, (OPG) bei parametrinis stiprinimas (angl. *Optical Parametric Amplification*, (OPA). Netiesiniai antros eilės optiniai reiškiniai vyksta tik tuose kristaluose, kurie neturi centro simetrijos. Centro simetriją turinčiose medžiagose $\chi^{(2)}$ yra lygus nuliui. Kubinis netiesinis jautris $\chi^{(3)}$ nelygus nuliui visose medžiagose, tad ir trečios eilės netiesiniai reiškiniai vyksta visose medžiagose nepriklausomai nuo jų fizinės būsenos (kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose, plazmoje). Skaidriose kubinio netiesiškumo terpėse vyksta tokie netiesiniai procesai kaip trečios harmonikos generacija (angl. *Third Harmonic Generation*, (THG)), keturbangis maišymasis (angl. *Four – Wave Mixing*, (FWM)), priverstinė Ramano sklaida (angl. *Stimulated Raman Scattering*, (SRS)), priverstinė Brijueno sklaida (angl. *Stimulated Brillouin Scattering*, (SBS)), pluoštų fokusavimasis (angl. *self – focusing*), impulsų fazinė savimoduliacija (angl. *Self – Phase Modulation*, (SPM)), šviesos gijų susidarymas, optinių solitonų žadinimas, superkontinuumo generacija.

Lydytas kvarcas (SiO_2), iš kurio dažniausiai gaminamos optinės skaidulos, neturi antros eilės netiesiškumo, nes yra izotropinė medžiaga. Skaidulose nevyksta antros eilės netiesiniai reiškiniai, o jų netiesinės savybės yra nulemtos kubinio jautrio $\chi^{(3)}$, kuris yra tiesiogiai susijęs su netiesiniu lūžio rodikliu. Taigi, skaidulose dauguma netiesinių efektų vyksta dėl netiesinio lūžio rodiklio [18].

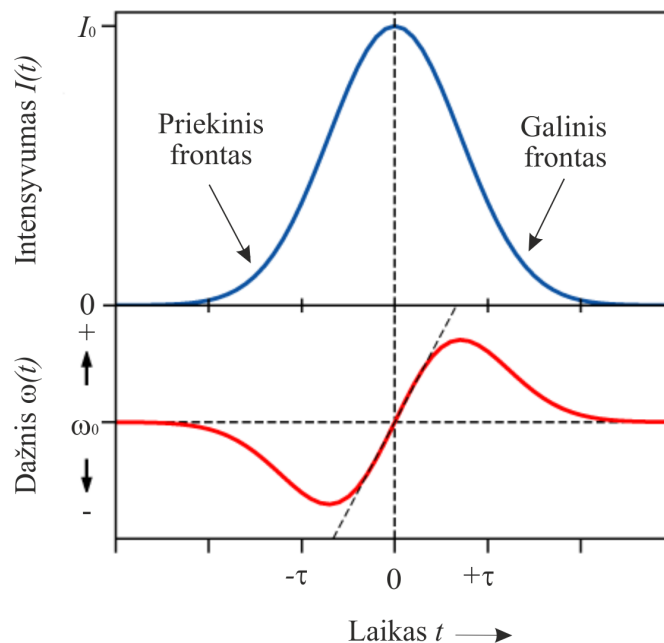
Intensyviam šviesos impulsui sklindant netiesine terpe laikinai yra pakeičiamos medžiagos savybės, atsiranda lūžio rodiklio moduliacija, kuri priklauso nuo impulso intensyvumo I . Ši priklausomybė gali būti užrašyta taip [17]:

$$n = n_0 + n_2I, \quad (1.2)$$

čia n_0 – tiesinis lūžio rodiklis, n_2 yra netiesinis lūžio rodiklis, o I – kritusios spinduliuotės intensyvumas. Tokia lūžio rodiklio priklausomybė kartais dar vadinama optiniu Kerro efektu.

Didelio intensyvumo Gauso formos šviesos pluoštui sklindant netiesine terpe, jis taip pa-keičia medžiagos lūžio rodiklį, kad ši laikinai tampa lęšiška terpe. Vyksta vienas iš šviesos saviveikos reiškinių – pluoštų fokusavimasis [17]. Šviesos pluoštas turi erdvinį intensyvumo skirstinį statmenai sklidimo kryptčiai, tad spinduliuotei sklindant terpe atitinkamai yra moduliuojamas ir terpės lūžio rodiklis (kuo didesnis intensyvumas, tuo labiau moduliuojamas ir lūžio rodiklis). Priklausomai nuo netiesinio lūžio rodiklio vertės, ar jis yra didesnis ar mažesnis už nulį, medžiaga atitinkamai veiks kaip glaudžiamasis lęšis ir fokusuos pluoštą arba kaip skaidomasis lęšis ir defokusuos pluoštą.

Lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo nulemia ir tokius įdomius netiesinius efektus kaip šviesos impulsų fazės savimoduliacija ir kryžminė fazės moduliacija (angl. *Cross – Phase Modulation*, (XPM)) [17]. Fazinės savimoduliacijos metu, dėl atsiradusios lūžio rodiklio moduliacijos, impulsas patiria fazės poslinkį, tad impulsų spektre yra generuojami nauji dažniniai komponentai ir spektras išplinta. Teigiamą n_2 turinčiose medžiagose priekinė impulso dalis patiria neigiamą dažnio poslinkį ($\omega(t) < 0$), o galinis impulso frontas patiria teigiamą dažnio poslinkį ($\omega(t) > 0$) (1 pav.). Taigi, priekinis impulso frontas tampa raudonesnis, o galinis – mėlynesnis. Toks šviesos impulsas vadinamas faziškai moduluotu arba čirpuotu. Jei netiesine terpe sklinda skirtingo intensyvumo bangos, gali vykti kryžminė fazės moduliacija. Jos metu didesnio intensyvumo banga sukuria terpės lūžio rodiklio moduliaciją, dėl kurios mažesnio intensyvumo banga įgyja fazinę moduliaciją. Fazės savimoduliacija yra vienas reikšmingiausių netiesinių reiškinių vykstančių optinėse skaidulose [18]. Šis reiškinys taip pat pasireiškia, kai spinduliuotė yra sufokusuojama ir tūrinėse terpėse.



1 pav. Intensyvaus šviesos impulso laikinė gaubtinė ir dažnio moduliacija atsirandanti dėl fazės savimoduliacijos reiškinio (adaptuota iš [19]).

Tam tikrais atvejais netiesinių efektų pavyzdžiui fazinės savimoduliacijos ir terpės dispersijos poveikis šviesos impulsui gali kompensuoti vienas kitą. Tokiu atveju žadinamas solitonas –

šviesos impulsas ar pluoštas, kuris gali nusklisti ilgus atstumus netiesinėje terpėje nepatirdamas iškreipimų [17]. Optinės skaidulos yra puiki terpė solitonų generacijai, nes energijų nuostoliai jose yra labai maži, o sklidimas vyksta tik vienoje koordinatėje. Jei impulso galia bus lygi tam tikrai kritinei vertei P_c , jis sklis skaidula nekeisdamas savo formos be galo ilgą atstumą. Toks impulsas vadinamas fundamentiniu arba pirmosios eilės solitonu. Jei impulso galia viršys P_c , tada impulsas iš pradžių spausis, vėliau plis, tada ir vėl spausis. Tokie impulsai, kurių pavidalas periodiškai atsikartoja, vadinami aukštesnės eilės solitonais.

Dar vienas netiesinės optikos reiškinys – femtosekundinės šviesos gijos susidarymas [17]. Jai formuojantis yra pasiekama dinaminė pusiausvyra tarp pluošto fokusavimo, laisvųjų elektronų plazmos defokusavimo bei difrakcijos. Be šių reiškinų reiktų atsižvelgti ir į impulsų fazės moduliavimąsi bei spektro plėtrą, grupinių greičių dispersiją (angl. *group velocity dispersion*, (GVD)), impulsų laikinės gaubtinės modifikacijas bei keturbangį dažnių maišymąsi. Šviesos gija pradeda formuotis, kai spinduliuotės galia šiek tiek viršija kritinę galią (P_c), kuriai esant pluošto fokusavimo reiškinys atsveria difrakcinę skėstį. Jei impulso galia bus daug didesnė už kritinę vertę, formosis daugelio šviesos gijų dariniai. Femtosekundinės šviesos gijos pasižymi plačiu dažnių spektru bei subdifrakciniu sklidimu. Dujose susiformuoja gijos, kurių diametras 100 μm ir jos gali nusklisti kelių kilometrų atstumą beveik nedifraguodamos. Kietakūnės medžiagos yra didesnio tankio, tad nuostoliai jose irgi didesni. Dėl to susiformuoja kelių μm diametro šviesos gijos, kurios nusklinda nuo kelių mm iki kelių cm ilgio atstumus. Verta paminėti ir tai, kad šviesos gijos smailėje yra tik apie 10% energijos, o visa likusi energijos dalis yra sukaupta periferinėje dalyje. Dėl to centrinė smailė gali būti rekonstruojama net jeigu ji yra blokuojama.

Skaidriose kubinio netiesiškumo terpėse vyksta ir priverstinės neelastinės sklaidos, kurių metu dalis elektromagnetinio lauko energijos yra perduodama medžiagai ir ši lieka pakitusios energetinės būsenos. Tai priverstinė Ramano ir priverstinė Brijueno sklaidos [18]. Pagrindinis skirtumas tarp šių dviejų reiškinų toks, kad pirmajame dalyvauja optiniai fononai, o antrajame – akustiniai. Ramano sklaida vyksta dėl medžiaga sklindančios šviesos sąveikos su molekulių savaisiais virpesiais. Sklaidos metu kritusios spinduliuotės fotonas yra sugeriamas ir išspinduliuojamas mažesnio dažnio fotonas (atsiranda stoksinis dažnio poslinkis). Taip kaupinimo spinduliuotė sužadina molekulę, kuri turi savąjį svyravimų dažnį. Jei medžiaga prieš tai jau buvo sužadintos virpesinės būsenos, tokiu atveju bus išspinduliuotas didesnio dažnio fotonas (atsiras antistoksinis dažnio poslinkis). Skaiduloje tik stoksinė banga patiria stiprinimą, antistoksinė banga yra slopinama, tad jos indėlis yra nežymus. Brijueno sklaida vyksta dėl šviesos sąveikos su akustiniais trikdžiais. Kaupinimo banga terpėje generuoja akustinę bangą, kuri moduliuoja terpės lūžio rodiklį, tad pati kaupinimo banga yra išsklaidoma susidariusios gardelės. Sklaidos metu kritusios spinduliuotės fotonas yra sugeriamas ir išspinduliuojamas mažesnio dažnio fotonas, kuris sklis priešpriešine kaupinimo bangos sklidimo kryptimi. Brijueno sklaida pasireiškia naudojant nanosekundinės trukmės impulsus ir yra nereikšminga kai kaupinimui naudojami trumpesni impulsai.

1.2. Superkontinuumo taikymai

Trumpiems šviesos impulsams sklindant netiesinėje terpėje, jų spektras išplinta keliasdešimt ar net kelis šimtus kartų, apimdamas regimąją, ultravioletinę ir infraraudonąją spektrinę sritį. Toks reiškinys yra vadinamas superkontinuumo generacija ir pirmą kartą buvo aprašytas 1970 m. [7, 20]. Superkontinuumo generacija sėkmingai vykdoma įvairiose skaidriose netiesinėse terpėse: tiek kieto kūno medžiagose [21], tiek skysčiuose [8] ar dujose [9]. Pirmieji bandymai generuoti superkontinuumą pasižymėjo bendra savybe – nors žadinimui buvo naudojami mJ energijos impulsai, jų spektras neišplisdavo daugiau nei viena optinė oktava. Dvidešimto amžiaus pabaigoje sukūrus fotoninių kristalų skaidulas (angl. *Photonic Crystal Fibers*, (PCF)) tapo įmanoma išplėsti spektrą daugiau nei per dvi optines oktavas [22].

Superkontinuumas kaip šviesos šaltinis pasižymi išskirtinėmis savybėmis, kurių negali pasiūlyti jokia kita technologija. Kiti būdai generuoti naujus bangos ilgius – dažnio dvigubinimas [23] ar aukštesnių eilių harmonikų generavimas [24] – turi esminį trūkumą: gauti nauji bangos ilgiai negali būti laisvai derinami, jie yra priklausomi nuo fundamentinio bangos ilgio. Optiniais parametriniais osciliatoriais [25] galima generuoti plačiai derinamo bangos ilgio spinduliuotę, tačiau nauji bangos ilgiai gali būti tik didesni už kaupinimo bangos ilgį. Generuojant superkontinuumą naujų bangos ilgių spinduliuotė gaunama apeinant minėtas kliūtis. Superkontinuumas gali būti naudojamas kaip didelio ryškio ir plataus spektro šviesos šaltinis, o, panaudojus įvairius filtrus, ir kaip siauro spektro, tačiau derinamo bangos ilgio šaltinis.

Unikalios savybės leidžia superkontinuumą pritaikyti įvairiose srityse. Viena iš jų – spektroskopija [1]. Tokiam taikymui reikalingas plataus spektro šviesos šaltinis, kuris leistų ištirti bandinius vienu šūviu. Kadangi bandinių nebereikia skenuoti skirtingais bangos ilgiais, sumažėja ir pati tyrimo trukmė. Taip pat, superkontinuumas gali pakeisti iki tol spektroskopijoje naudotus volframo baltos šviesos šaltinius. Pagrindinis kaitrinių lempų trūkumas yra mažas ryškis, kuris dar priklauso ir nuo gijos temperatūros, be to, tokių šaltinių spinduliuotės suvedimo į skaidulą efektyvumas taip pat labai mažas. Naudojant superkontinuumą sugeneruotą fotoninių kristalų skaiduloje galima turėti tokio paties pločio spektrą koks yra kaitrinės lemputės, tačiau intensyvumas būtų keliomis eilėmis didesnis, taip pat nebelieka spinduliuotės suvedimo į skaidulą problemos.

Plataus spektro šaltiniai naudojami ir optinėje koherentinėje tomografijoje, tiek biologinių, tiek ir nebiologinių struktūrų neinvaziniam atvaizdavimui. Vis tik medicininiai taikymai dominuoja [2]. Bioaudinių tyrimams tinkamiausi yra 1,3 – 1,5 μm bangos ilgiai, kurie gali gyčiau įsiskverbti į audinį. Pasiekiamas išilginis skyra yra atvirkščiai proporcinga šaltinio spektro pločiui ir tiesiogiai proporcinga centrinio bangos ilgio kvadratui. Naudojant įprastus šviesos šaltinius – superliuminescencinius diodus ar sustiprintą spontaninę emisiją iš legiruotų skaidulų bei puslaidininkių, dėl jų riboto spektro pločio, tai reikštų mažą skyrą. Tuo tarpu panaudojant superkontinuumą, dėl jo itin plataus spektro, pasiekiamas net ir submikrometrinė skyra [26].

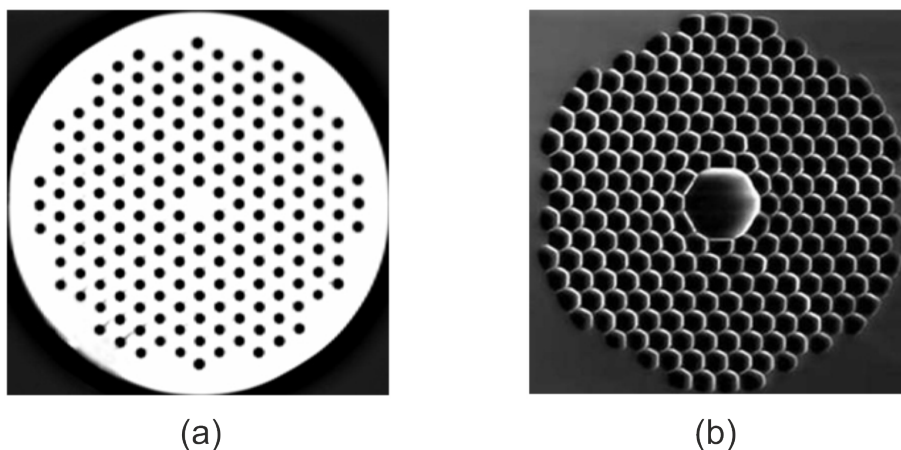
Be paminėtų sričių, superkontinuumas naudojamas optinėje metrologijoje siekiant sukurti itin tikslius dažnio standartus [3]. Superkontinuumo spinduliuotė susideda iš daugybės diskrečių linijų, kurios viena nuo kitos yra tiksliai nutolusios per lazerio generuojamų impulsų pasikarto-

jimo dažnį. Tokios „dažninės šukos“ naudojamos kaip liniuotė optinio dažnio matavimui. Šis metodas yra pritaikomas ir astrofizikoje ieškant naujų, į Žemę panašių planetų [27]. Naudojant „astro-šukas“ spektrografų stabilumas ir tikslumas pagerintas net iki dviejų eilių. Telekomunikacijose superkontinuumas naudojamas kaip daugybės bangos ilgių šaltinis plačiajuostėms bangų tankintuvų (angl. *wavelength division multiplexing*, (WDM)) sistemoms [4].

Superkontinuumas naudojamas ir kaip užkrato signalas optiniuose parametriniuose stiprintuvuose [5]. Tokiu būdu yra gaunami plačiajuosčiai stiprintuvai, kurių bangos ilgis gali būti derinamas nuo ultravioletinės iki infraraudonosios srities. Superkontinuumą panaudojant optinėse parametrinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose (angl. *optical parametric chirped pulse amplification*, (OPCPA)) [6], gaunami ultratrumpi didelės galios impulsai. Dėl labai plataus spektro impulsai gali būti suspaudžiami iki kelių femtosekundžių trukmės [28], o jų smailinė galia gali siekti TW ir daugiau.

1.3. Fotoninių kristalų skaidulų rūšys ir savybės

1996 m. pirmą kartą pademonstruotos fotoninių kristalų skaidulos, kurios dėl apvaskalės sudarytos vidinės mikrostruktūros dažnai dar vadinamos mikrostruktūrizuotomis skaidulomis [10]. Įprastas optines skaidulas sudaro didesnio lūžio rodiklio šerdis ir mažesnio lūžio rodiklio apvaskalas, o šviesa jose sklinda dėl visiško vidaus atspindžio. Fotoninių kristalų skaidulose gali būti realizuoti du skirtingi bangolaidiniai mechanizmai – vienoje šviesa sklinda dėl modifikuoto visiško vidaus atspindžio efekto, o kitose – dėl draustinių fotoninių juostų [12]. Fotoninių kristalų skaidulos pasižymi išskirtinėmis savybėmis, kurios daro jas patraukliomis įvairiems taikymams. Tokios skaidulos naudojamos optiniams jutikliams [29], lazeriams [30] bei stiprintuvams [31], impulsų spaudimui [32], superkontinuumo generavimui [22].



2 pav. Fotoninių kristalų skaidulų turinčių (a) pilnavidurę šerdį bei (b) tuščiavidurę šerdį skerspjūviai [33].

Pirmojo tipo fotoninių kristalų skaidulos turi pilnavidurę šerdį, o apvaskalėje yra sudaromas tam tikras oro tarpų išsidėstymas (2 pav. (a)). Šie mikroskopiniai oro kanalai tęsiasi per visą optinės skaidulos ilgį. Tokių skaidulų bangolaidines savybes galima paaiškinti naudojant efektyvaus lūžio rodiklio modelį: centrinę, didesnę lūžio rodiklį turinčią sritį, gaubia apvaskalas su sudaryta mikrostruktūra. Oro skylės moduliuoja apvaskalo lūžio rodiklį, kuris tokiu atveju nurodomas jau kaip efektinis. Šis efektinis lūžio rodiklis yra mažesnis už šerdies lūžio rodiklį, tad šviesa patekusi į tokią skaidulą lūžta ir dalinai atsispindi vidinėse stiklo ir oro ribose [10].

Galimybė kontroliuoti mikrostruktūros geometriją leidžia sukurti optines skaidulas pasižyminčias naujomis savybėmis, kurių neįmanoma pasiekti įprastose. Pavyzdžiui, galima pagaminti skaidulą, kuri palaikytų tik vieną modą nepriklausomai nuo naudojamo optinio bangos ilgio [34]. Šiuo atveju apvaskalę sudaranti mikrostruktūra veikia tarsi modų filtras. Norint, kad šerdimi sklistų tik fundamentinė moda, būtina parinkti tinkamą apvaskalo mikrostruktūros geometriją. Didinant oro tarpų diametrą (d) mažėja atstumas tarp jų (Λ), tad vis daugiau modų yra „uždaroma“ šerdyje. Jeigu oro kanalų diametro santykis su atstumu tarp kanalų yra mažesnis nei 0,4, tokia skaidula laikoma vienamode plačiame bangos ilgių intervale. Kaip ir įprastų, fotoninių kristalų skaidulų šerdys gali būti legiruojamos priemaišomis [35]. Tokiu būdu yra sumažinamas šerdies lūžio rodiklis, kuris tampa lygus efektyviam apvaskalo lūžio rodikliui

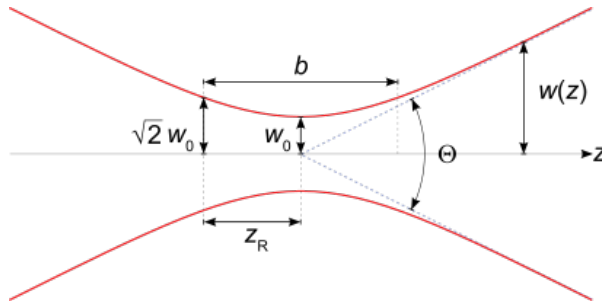
ties tam tikrais bangos ilgiais. Dėl to bangos ilgiai trumpesni už tam tikrą slenkstinę vertę skaidula nebebus perduodami.

Dar viena įdomi ir svarbi fotoninių kristalų skaidulų savybė – galimybė kontroliuoti jų dispersiją [13]. Dispersija valdoma keičiant mikrostruktūrizuotą apvaskalą sudarančių oro tarpų dydį bei atstumą tarp jų. Įprastose optinėse skaidulose nulinės dispersijos bangos ilgis (angl. *Zero Dispersion Wavelength*, (ZDW)) yra ties 1,3 μm . Tuo tarpu fotoninių kristalų skaidulose nulinės dispersijos sritis, atsižvelgiant į taikymus, gali būti paslinkta į infraraudonąją spektro pusę ar net į regimosios šviesos spektro pusę. Derinant apvaskalo parametrus (d ir Λ) yra kuriamos skaidulos su plokščiu dispersijos pasiskirstymu. Tokių skaidulų dispersija yra artima nuliui tam tikrame bangos ilgių intervale, kuris gali apimti ir šimtus nm [36]. Taip pat yra gaminamos skaidulos, kurios turi tik normalią dispersiją plačiame bangos ilgių intervale [37]. Na, o sumažinus efektinį šerdies plotą, kuriamos fotoninių kristalų skaidulos su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais [38]. Tokios skaidulos turi plačią anomalios dispersijos sritį, kuri yra lokalizuota tarp dviejų normalios dispersijos sričių. Fotoninių kristalų skaidulos su mažu šerdies diametru ir dideliais oro tarpais apvaskale pasižymi ne tik neįprastomis dispersinėmis charakteristikomis, bet ir dėl griežto modos apribojimo – dideliu netiesiškumu [14]. Taigi, vienas pagrindinių tokių skaidulų taikymų yra netiesinėje optikoje, kur didelis netiesiškumas kartu su kontroliuojama dispersija sėkmingai panaudojami superkontinuumo generavimui [11].

Antroji fotoninių kristalų skaidulų rūšis pasižymi visiškai kitokiu bangolaidiniu mechanizmu. Jis yra pagrįstas fotoninėmis draustinėmis juostomis [39, 40]. Šios optinės skaidulos gali būti sudarytos iš tuščiavidurės šerdies, kurią gaubia apvaskalas (2 pav. (b)). Apvaskale, kaip ir prieš tai aprašytu atveju, yra sudaromi oro kanalai. Kadangi šerdis yra tuščiavidurė, apvaskalo lūžio rodiklis yra didesnis už šerdies, tad šviesa čia nebegali skliti dėl visiško vidaus atspindžio. Mikrostruktūros apvaskale sudaro tarsi fotonines draustines juostas, dėl kurių šviesa negali juo skliti, tačiau gali skliti tuščiavidure šerdimi (t.y. mažo lūžio rodiklio sritimi). Lyginant su įprastomis, fotoninių kristalų skaidulos turinčios tuščiavidurę šerdį pasižymi mažu netiesiškumu, jomis galima perduoti didelės smailinės galios spinduliuotę, jų optinio pramušimo slenkstis yra aukštas. Teoriškai, sukūrus šerdyje vakuumą įmanoma šviesą perduoti ir su ypač mažais nuostoliais. Šios rūšies skaidulos naudojamos impulsų spaudimui, o užpildžius šerdį dujomis ar mažą lūžio rodiklį turinčiu skysčiu yra kuriami optiniai jutikliai bei realizuojami kiti netiesinės optikos reiškiniai.

1.4. Skaidulų palyginimas su kristalais

Pirmą kartą superkontinuumas buvo sugeneruotas borosilikatiniame stikle pasižyminčiame kubiniu netiesiškumu $\chi^{(3)}$ [7]. Vėliau generavimui panaudotos skaidulos pagamintos iš lydyto kvarco. Lyginant su dauguma netiesinių terpių, kvarco netiesinio lūžio rodiklio vertė n_2 yra bent dvejomis eilėmis mažesnė [41]. Taigi, lydytas kvarcas kaip medžiaga yra mažiau efektyvi netiesinė terpė. Nepaisant to, jame galime stebėti netiesinius efektus esant mažoms žadinimo spinduliuotės energijoms. Skaidulose superkontinuomo generacija vyksta panaudojant impulsus, kurių energija tik nJ eilės [11]. Tai įmanoma dėl kelių skaidulos savybių: pirmiausiai ji pasižymi mažu šerdies diametru, ypač mažais nuostoliais bei dideliu terpės ilgiu, nes dėl bangolaidinių savybių, difrakcija skaidulose yra pilnai kompensuojama šviesos refrakcijos nuo šerdies ir apvalkalo ribos [18].



3 pav. Gauso pluošto sklidimas tūrinėje terpėje [42]).

Netiesinių procesų efektyvumas tūrinėse terpėse priklauso ne tik nuo kaupinimo galios tankio I , bet ir nuo efektyvio sąveikos ilgio toje terpėje L_{ef} [41]. Norint pasiekti reikalingą intensyvumą superkontinuomo generavimui kristaluose, pluoštelį reikia sufokusuoti. Tačiau fokusuojant pluoštą gali prasidėti kiti netiesiniai reiškiniai, pavyzdžiui daugiafotonė jonizacija. Dėl jos gali pablogėti pluoštelio kokybė, atsirasti medžiagos pažeidimai. Taigi, vienas iš skaidulų privalumų prieš kristalus – aukštesnis daugiafotonės jonizacijos slenkstis. Jei Gauso formos pluoštas yra fokusuojamas į dėmelę, kurios spindulys ω_0 (3 pav.), tai intensyvumas sąsmaukoje [18]:

$$I = \frac{P}{\pi\omega_0^2}, \quad (1.3)$$

čia P yra terpe sklindančios spinduliuotės galia. Efektyvus sąveikos ilgis, išreiškiamas taip [18]:

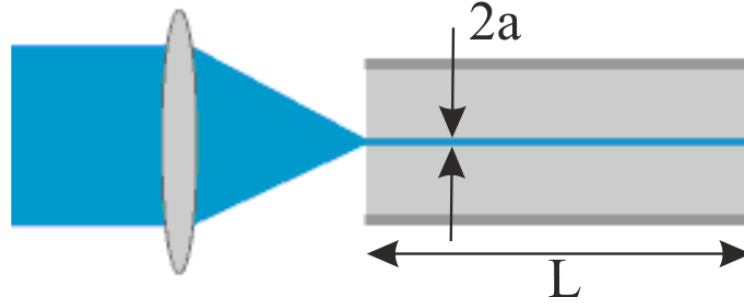
$$L_{ef} \sim \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Iš (1.3) lygties matome, kad norint padidinti intensyvumą reikia spinduliuotę fokusuoti į mažesnio spindulio dėmelę, tačiau sumažėjus dėmelės matmenims sumažėtų ir netiesinės sąveikos ilgis L_{ef} . Netiesinių procesų efektyvumą tūrinėje terpėje galima išreikšti taip [18]:

$$IL_{ef} = \frac{P\pi\omega_0^2}{\pi\omega_0^2\lambda} = \frac{P}{\lambda}. \quad (1.5)$$

Iš (1.5) lygties matome, kad sandauga IL_{ef} nepriklauso nuo dėmelės dydžio, į kurią yra foku-

suojama šviesa.



4 pav. Spinduliuotės sklidimas skaiduloje (adaptuota iš [43]).

Tuo tarpu skaidulos dėl savo bangolaidinių savybių gali išlaikyti didelius pluošto intensyvumus per didelius ilgius (4 pav.). Tokiu būdu yra pasiekiamas didelis netiesinių procesų efektyvumas, kurį galima išreikšti taip [41]:

$$(IL_{ef})_{skaid} \approx \frac{PL}{S} = \frac{PL}{\pi a^2}. \quad (1.6)$$

Šiuo atveju P – suvestos į skaidulą spinduliuotės galia, o dėmelės spindulys ω_0 skaiduloje apibūdinamas kaip šerdies spindulys a . Iš (1.6) lygties matome, kad skaidulose netiesinių sąveikų efektyvumas, kitaip nei tūrinėse terpėse, jau priklauso nuo terpės ilgio. Pavyzdžiui superkontinuumo generavimui naudojant trumpą skaidulą (kelių mm ilgio), efektinis sąveikos ilgis yra lygus skaidulos ilgiui. Tuo tarpu efektinis sąveikos ilgis kristale, kai pluoštelis fokusuojamas į tokio paties dydžio dėmelę koks yra skaidulos šerdies diametras, gaunamas keliomis eilėmis mažesnis. Sulyginus (1.5) ir (1.6) lygtis bei laikant, kad skaidulose $a = \lambda$ gauname, kad netiesinių procesų efektyvumas skaiduloje gali būti padidintas koeficientu [41]:

$$\frac{(IL_{ef})_{skaid}}{(IL_{ef})} \sim \frac{L}{a}. \quad (1.7)$$

1.5. Spektro plitimo mechanizmai fotoninių kristalų skaidulose

Superkontinuumo generaciją fotoninių kristalų skaidulose lemiantys fizikiniai procesai yra labai skirtingi. Impulsui sklindant netiesine terpe, jo spektras gali plisti dėl fazinės savimoduliacijos, keturbangio maišymosi, solitoninių impulsų generacijos, Ramano sklaidos. Kuris procesas dominuoja priklauso nuo kelių parametrų: tai žadinimo spinduliuotės bangos ilgio, žadinančio impulso trukmės, jo smailinės galios bei nuo naudojamos skaidulos dispersijos [11]. Atsižvelgiant į žadinimui naudojamos spinduliuotės bangos ilgį – ar jis mažesnis ar didesnis už optinės skaidulos nulinės dispersijos bangos ilgį – superkontinuumo generavimas yra skirstomas į du režimus: atitinkamai yra normalios dispersijos žadinimas ir anomalios dispersijos žadinimas [15]. Žadinant skirtingu režimu skiriasi ir generuojamo superkontinuumo spektro plotis, forma bei stabilumas.

Žadinant femtosekundiniais impulsais anomalios dispersijos režimu, dėl sudėtingos netiesinių efektų sąveikos, yra generuojamas plataus, tačiau moduluoto ir nestabilaus spektro superkontinuumas [15]. Fazinė savimoduliacija ir anomali grupinių greičių dispersija sąveikauja taip, kad impulsams sklindant fotoninių kristalų skaidula, susidaro sudėtinga solitonų dinamika. Žadinimui naudojant impulsus, kurių centrinis bangos ilgis yra netoli terpės nulinės dispersijos bangos ilgio, dėl trečios eilės dispersijos įtakos bei Ramano sklaidos, aukštesnės eilės solitonai skyla į fundamentinius solitonus. Toks reiškinys yra vadinamas solitonų skilimu (angl. *Soliton Fission*) [44, 45]. Kuris efektas dominuoja priklauso nuo impulso trukmės. Laikoma, kad žadinimui naudojant impulsus, kurių trukmė didesnė nei 200 fs, Ramano sklaida sukelia solitonų skilimą. Naudojant impulsus trumpesnius nei 20 fs – dominuoja dispersija, o jeigu yra žadinama impulsais tarpinių trukmių – abu reiškiniai įneša panašius trikdžius [11].

Solitonų skilimo metu perteklinė energija yra išspinduliuojama kaip dispersinės bangos. Ši energija spektre pasirodo kaip nauji komponentai trumpesnių bangos ilgių pusėje. Fundamentiniai solitonai patiria ir tarpimpulsinę Ramano sklaidą (angl. *Intrapulse Raman Scattering*), dėl kurios spektriniai komponentai yra paslenkami į ilgesnių bangų pusę. Labai trumpų impulsų (< 1 ps) spektras yra platus, tad žemų dažnių spektriniai komponentai gali būti stiprinami to paties impulso aukšto dažnio spektrinius komponentus panaudojant kaip kaupinimą. Šis reiškinys dar vadinamas solitonų dažnio poslinkiu (angl. *Soliton Self – Frequency Shift*) [46]. Jis lemia tai, kad generuojamo superkontinuumo spektras yra sudėtingos struktūros ir jautrus žadinimo impulsų svyravimams.

Žadinant normalios dispersijos režimu yra generuojamas tolydaus ir stabilaus spektro, tačiau riboto pločio superkontinuumas [15]. Pradžioje, kai įvestos į optinę skaidulą femtosekundinės žadinimo spinduliuotės galia yra palyginti maža, spektras plinta simetriškai dėl fazinės savimoduliacijos. Didinant spinduliuotės galią, dėl Ramano sklaidos raudonojoje spektro pusėje yra generuojami nauji dažniai ir spektras pradeda plisti asimetriškai. Toliau didinant žadinančios spinduliuotės galią ir besiplečiančiam spektrui pasiekus skaidulos nulinės dispersijos sritį, dėl keturbangio dažnių maišymosi spektras išplinta į anomalios dispersijos sritį. Joje superkontinuumas tampa nebestabilus, nes ilgesnių bangų srityje pradeda formuotis aukštesnių eilių solitonai.

Superkontinuumas generuojamas žadinimui panaudojant ir ilgesnius, pikosekundinius ar nanosekundinius impulsus [47, 48] bei nuolatinės veikos lazerinę spinduliuotę [49]. Fazinės savimoduliacijos sukeltas spektro plitimas yra atvirkščiai proporcingas impulso trukmei, tad naudojant ilgesnius impulsus fazinės savimoduliacijos įtaka sumažėja. Dėl Ramano sklaidos yra stebimas spektro plitimas į ilgesnių bangų pusę, tuo tarpu keturbangis dažnių maišymasis nulemia spektro plitimą į trumpabangę sritį.

Žadinant normalios dispersijos srityje pasiekiamas superkontinuumo spektro plotis yra žymiai mažesnis lyginant su anomalios dispersijos režimu gautu spektru. Vienas iš būdų generuoti platesnį superkontinuumą normalios dispersijos srityje – žadinimas toli nuo nulinės dispersijos bangos ilgio. Tokiu atveju superkontinuumo spektras neišsiplėstų į anomalios dispersijos sritį ir nesusiformuotų solitonai, kurie daro spektrą nestabilų. Tačiau tam pasiekti prireiktų didelės galios žadinimo spinduliuotės arba labai trumpų impulsų, kad būtų kompensuojamas trumpas efektinis sąveikos ilgis pasireiškiantis dėl didelės dispersijos vertės toli nuo nulinės dispersijos bangos ilgio. Tad yra daug efektyviau superkontinuumo generavimui naudoti fotoninių kristalų skaidulą, kurios dispersijos profilis yra normalus plačiame bangos ilgių intervale, o ties žadinimo bangos ilgiu turi vertę artimą nuliui [50].

Fotoninių kristalų skaidula vienu metu gali būti žadinama tiek normalios, tiek ir anomalios dispersijos režimu, panaudojant fundamentinį bangos ilgį bei antrąją harmoniką [51]. Dvigubo žadinimo schema leidžia slopinti Ramano sklaidos proceso dominavimą keturbangio maišymosi ir kryžminės fazinės savimoduliacijos naudai. Jeigu žadinimui yra naudojama tik antroji harmonika, stebima priverstinė Ramano sklaida. Tačiau, kai kartu leidžiami ir pirmosios harmonikos impulsai, nauji komponentai yra generuojami ir trumpesnių už antrosios harmonikos bangos ilgių pusėje. Keturbangis maišymasis tarp abiejų žadinimo impulsų ir kryžminė fazės savimoduliacija leidžia generuoti plokščio spektro, homogeninį superkontinuumą regimojoje spektrinėje srityje.

Prieš tai aprašytais atvejais superkontinuumas buvo generuojamas fotoninių kristalų skaiduloje turinčioje vieną nulinės dispersijos bangos ilgį. Tačiau tinkamas mikrostruktūros parametru parinkimas leidžia sukurti skaidulas su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais. Tokiu atveju, žadinant anomalios dispersijos srityje, yra generuojamos dispersinės bangos tiek ties trumpesniais bangos ilgiais, tiek ir tolyn į infraraudonąją sritį [38]. Taigi, atsiranda dvi smailės abiejose normalios dispersijos srityse, o sritis ties žadinančios bangos ilgiu yra nuskurdinama. Centrinis susiformuojančių maksimumų bangos ilgis yra nulemtas nulinės dispersijos bangos ilgio, tad, parenkant fotoninių kristalų skaidulos parametrus, galima generuoti spinduliuotę pasirinktame bangos ilgių intervale.

Siekiant superkontinuumo spektrą išplėsti iki vidurinėsios infraraudonosios srities, optinės skaidulos pagamintos iš lydyto kvarco nebėra tinkamos. Naudojant bangos ilgius didesnius už 2 μm kvarce pasireiškia nuostoliai dėl daugiafotonės infraraudonosios sugerties. Tad reikia pasirinkti tinkamą medžiagą skaidulos gamybai [52]. Kaip pavyzdys galėtų būti bismuto, telurito ar chalkogenido stiklai. Jie pasižymi skaidrumu artimojoje ir viduriniojoje infraraudonojoje srityje, be to, jų netiesinio lūžio rodiklis yra bent eile didesnis už lydyto kvarco netiesinio lūžio

rodiklį ($n_{2kvarco} = 2,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ties $1,55 \text{ }\mu\text{m}$). Tačiau šie stiklai turi ir trūkumų, jie yra gana minkšti, tad sunku iš jų padaryti skaidulas, taip pat jų klampumas yra jautrus temperatūros svyravimams. Temperatūra kurioje galima tempti skaidulas iš telurito sudaro mažiau nei 10% temperatūros intervalo, kuriame galima tempti skaidulas iš kvarco.

1.6. Spektro plitimo mechanizmai kristaluose

Superkontinuumo generacija fotoninių kristalų skaidulose vyksta dėl laikinių procesų. Tuo tarpu naujų bangos ilgių generavimą kristaluose nulemia erdvinių ir laikinių procesų tarpusavio sąveika. Pasireiškia tokie netiesinės optikos reiškiniai kaip fazinė savimoduliacija, keturbangis dažnių maišymasis, priverstinė Ramano sklaida, šviesos gijų susidarymas, impulsų skilimas, solitonų generacija. Kuris mechanizmas dominuos priklauso nuo žadinimo spinduliuotės ir naudojamos medžiagos parametrų [16, 53, 54].

Eksperimentiškai nustatyta, kad tūrinėse terpėse žadinamo superkontinuumo slenkstinė galia sutampa su kritine šviesos pluošto fokusavimosi galia [55]. Intensyviam pluoštui sklindant terpe vyksta fokusavimasis, jo diametras mažėja, o intensyvumas ženkliai išauga. Padidėjęs intensyvumas stiprina impulso fazinę savimoduliaciją bei daugelį kitų aukštesnės eilės netiesinių procesų – impulso fronto statėjimą (angl. *self – steepening*), erdvėlaikinį fokusavimąsi (angl. *space – time focusing*), daugiafotonę sugertį, griūtinę jonizaciją, laisvų elektronų plazmos formavimąsi. Generuojant pikosekundinį superkontinuumą, griūtinė jonizacija kompensuoja pluošto fokusavimąsi [56]. Superkontinuumo žadinimui naudojant femtosekundinius impulsus, kritinį pluošto fokusavimąsi stabdo terpės grupinių greičių dispersija, daugiafotonė sugertis bei laisvųjų elektronų plazmos defokusavimas [53]. Esant dideliame intensyvumui ties impulso viršūne prasideda daugiafotonė sugertis ir laisvųjų elektronų plazmos generacija. Susiformavę laisvieji elektronai lemia neigiamą lūžio rodiklio priedą, kuris atsveria dėl Kerro efekto atsiradusią netiesinę lūžio rodiklio dedamąją. Atsiradęs balansas tarp fokusavimo ir defokusavimo lemia šviesos gijos susiformavimą [57].

Terpės grupinių greičių dispersija pertvarko pluošto fokusavimosi dinamiką bei impulso formą laike [55]. Vyksta erdvėlaikinis fokusavimasis ir impulso fronto statėjimas. Normalios grupinių greičių dispersijos atveju intensyvus impulsas yra suspaudžiamas laike. Augant intensyvumui impulso viršūnės greitis vis mažėja grupinio greičio atžvilgiu, ji vis artėja prie impulso galo, tad galinis impulso frontas tampa vis statesnis. Galiausiai, impulsas laike skyla į du subimpulsus [58]. Dėl asimetrinio skilimo impulso spektras išplinta. Priekinis subimpulsas yra atsakingas už spektro plitimą į ilgesniųjų bangų pusę, o galinis subimpulsas yra atsakingas už spektro plitimą į mėlynąją pusę [53].

Dažnai šviesos gijų formavimasis yra nepageidaujamas reiškinys, nes nulemia erdvėje nekoherentinės spinduliuotės atsiradimą. Tačiau, kontroliuojant sąlygas, superkontinuumas gali būti sugeneruotas. Šiuo atveju, tipiškai viena gija yra sukuriama, kuri pasižymi geru erdviniu koherentiškumu. Vis tik, ne visose skaidriose medžiagose gali vykti regimąją spektrinę sritį apimančio superkontinuumo generacija. Tyrimai parodė, kad spektro plitimas į mėlynąją spektrinę sritį tiesiogiai priklauso nuo medžiagos draustinės energijos tarpo E_g . Baltos šviesos superkontinuumo generacija galima tik tose medžiagose, kurių E_g yra didesnė už slenkstinę vertę, lygią 4,7 eV [16]. Medžiagose su mažesne draustinės energijos juosta, tokiose kaip CS_2 , benzenas, toluenas, SF-11 stiklas, didinant kritusios šviesos intensyvumą yra pasiekiamas optinis terpės pramušimas spektrui dar nespėjus išplisti. Plačiausio spektro superkontinuumai yra generuojami terpėse, kurių draustinės energijos tarpas yra didžiausias, tai reiškia, medžiagose

turinčiose mažiausią n_2 .

Norint pasiekti pluošto fokusavimąsi netiesinėje terpėje, o to pasekoje ir superkontinuumo generaciją, reikia išorinio žadinančios spinduliuotės fokusavimo [59]. Tai užtikrina pakankamai mažą pluošto diametrą ir pakankamai didelį spinduliuotės intensyvumą kristale. Vis tik, nustatyta, kad į kuo mažesnio diametro dėmelę yra fokusuojamas pluoštas, tuo didesnė tikimybė pažeisti kristalą dar neprasidėjus superkontinuumo generacijai. Taip pat, mažinant pluošto diametrą, dėl mažėjančio sąveikos ilgio, mažėja ir spektro plitimas į trumpųjų bangos ilgių pusę. Fokusuojant pluoštą į didelę dėmelę, reikės didesnės žadinimo spinduliuotės energijos norint pasiekti pluošto savifokusavimąsi trumpame kristale.

Be išorinio žadinimo spinduliuotės fokusavimo, generuojamo superkontinuumo parametrus lemia ir naudojamo kristalo ilgis [60]. Šviesos gija kristale gali nusklisti kelis mm, tad kristalo ilgis nusako generuojamos šviesos kiekį, čirpą bei galimybę atsirasti daugkartiniam fokusavimuisi. Nustatyta, kad trumpesnieji superkontinuumo bangos ilgiai generuojami tik šviesos gijos pradžioje. Tuo tarpu bangos ilgiai artimi žadinimo bangos ilgiui yra papildomai generuojami viso gijos formavimosi metu. Tai lemia sudėtingą laikinį bangos ilgių pasiskirstymą, tad superkontinuumas tampa čirpuotas. Naudojant trumpą kristalą galima sugeneruoti nečirpuotą superkontinuumą. Į šią savybę reikia atsižvelgti jeigu yra nagrinėjamas superkontinuumo spaudimas.

Superkontinuumas gali būti generuojamas beveik bet kurioje skaidrioje medžiagoje. Vis tik, dažniausiai pasirenkamos medžiagos, kurios yra naudojamos ir kaip lazerių aktyvios terpės. Jos pasižymi aukšta kokybe, aukštu pažeidimo slenksčiu, geromis šiluminėmis savybėmis. Siekiant, kad superkontinuumo spektras apimtų tam tikrą spektrinę sritį, svarbu teisingai parinkti tiek medžiagą, tiek ir žadinimo spinduliuotės bangos ilgį. Nustatyta, kad žadinimui naudojant infraraudonosios spektrinės srities spinduliuotę, riba iki kurios spektras gali išplisti į trumpųjų bangų pusę išlieka beveik stabili [60]. Šiuo atveju, generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link mėlynosios pusės yra nulemtas ne žadinimo spinduliuotės bangos ilgio, o medžiagos savybių, tiksliau – medžiagos draustinės energijos tarpo, nes fazės moduliavimasis vyksta dėl daugiafotonio sužadavimo. Viskas pasikeičia jeigu superkontinuumo žadinimui naudojama trumpesnių bangos ilgių (regimosios ir ultravioletinės spektrinės srities) spinduliuotė. Tokiu atveju, keičiant žadinimo spinduliuotės bangos ilgį, spektro kraštas į mėlynąją pusę smarkiai slenkasi, nes fazės savimoduliacija vyksta dėl impulsų fronto statėjimo. Mėlynųjų bangos ilgių stabili riba atveria galimybes generuoti milžiniško spektro pločio superkontinuumą žadinimui panaudojant vidurinėsios infraraudonosios spektrinės srities lazerinę spinduliuotę [61].

Kitas svarbus parametras darantis įtaką superkontinuumo generavimui – žadinimo impulsų energija [60]. Ją didinant, kai šviesos gija jau yra susiformavusi, trumpesnių bangos ilgių pusė nebesislenka, stebimi tik nežymūs spektriniai pasikeitimai. Tuo tarpu, ilgesniųjų bangų pusėje yra generuojamos naujos komponentės. Jeigu impulso energija dvigubai viršija slenkstinę superkontinuumo generavimo energiją, prasideda daugelio šviesos gijų formavimosi reiškinys. Tai keičia ir superkontinuumo spektrines savybes – spektras pradeda fliukuoti.

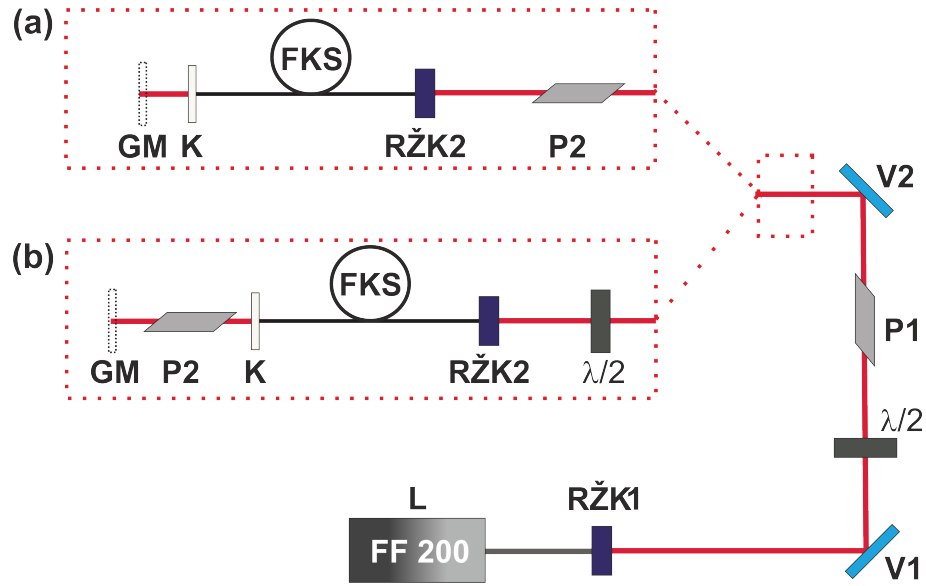
Superkontinuumo generacija gali būti vykdoma panaudojant įvairių trukmių žadinimo im-

pulsus [60]. Nustatyta, kad didinant trukmę generacijai reikalinga impulsų energija auga tiesiškai. Tai reiškia, kad smailinė galia turi išlikti pastovi. Ši priklausomybė patvirtina superkontinuumo generacijai reikalingos galios priklausomybę nuo pluošto fokusavimo slenksčio. Esant sąlyginai ilgoms impulsų trukmėms, naujų bangos ilgių generavimas yra keliantis iššūkius. Dėl šalutinių efektų, tokių kaip griūtinė jonizacija ar elektronų plazmos susiformavimas, yra slopinamas šviesos gijų formavimasis, išauga tikimybė pažeisti kristalą.

2. Eksperimentinė dalis

2.1. Eksperimentinės schemos

Darbo metu superkontinuumo žadinimui fotoninių kristalų skaiduloje naudojami du lazeriai. Kaip vienas iš šviesos šaltinių naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris *Lightwire* FF200 (*UAB EKSPLA*). Surinkta principinė eksperimentinė schema pateikta 5 pav. (a). Šis lazeris yra su skaiduliniu išėjimu, tad jo jungtis įstatoma į pirmąjį reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorių (RŽK1) (PAF-X-5-B, *Thorlabs*). Plačiajuosčiais (750 nm – 1100 nm) dielektriniais veidrodžiais (V1 ir V2) lazerinė spinduliuotė nukreipiama į antrąjį reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorių (RŽK2), kuriuo ji sufokusuojama į fotoninių kristalų skaidulą (FKS). Spinduliuotės patenkančios į skaidulą vidutinė galia valdoma $\lambda/2$ fazinė plokštele, poliarizuojančiu pluošto dalikliu (P1) (900 nm – 1300 nm) bei plačiajuosčiu (650 nm – 2000 nm) poliarizatoriumi (P2). Kitas fotoninių kristalų skaidulos galas įstatomas į kolimatorių (K), kuriuo spinduliuotė nukreipiama į galios matuoklį (GM) (S350C, *Thorlabs*). Spektrai matuojami spektro analizatoriumi (AQ6370D, *Yokogawa*), kurio maksimali pasiekama skyra – 0,02 nm, o matuojamų bangos ilgių diapazonas nuo 600 nm iki 1700 nm.

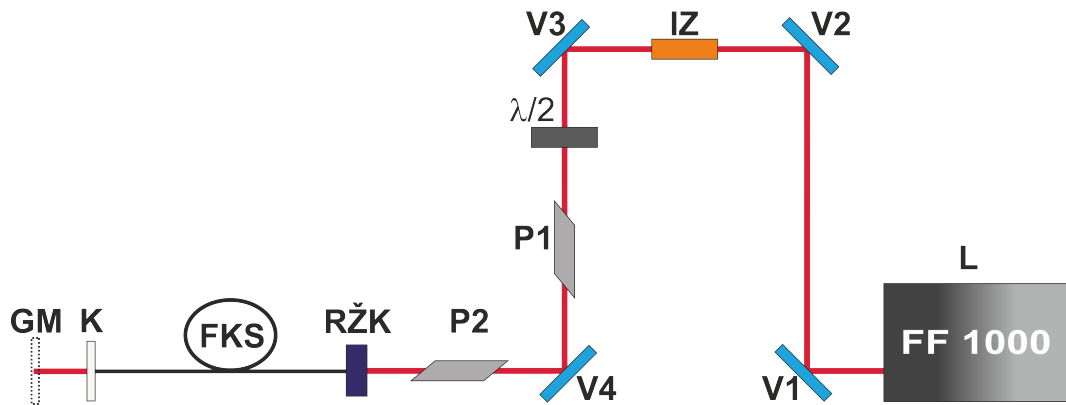


5 pav. Superkontinuumo generavimui fotoninių kristalų skaiduloje naudojamos eksperimentinės sistemos principinė schema, kai žadinimas vyksta femtosekundiniu skaiduliniu lazeriu FF200: L – lazeris, V1 ir V2 – veidrodžiai, RŽK1 ir RŽK2 – reguliuojamo židinio nuotolio kolimatoriai, $\lambda/2$ – $\lambda/2$ fazinė plokštelė, P1 – poliarizuojantis pluošto daliklis, P2 – poliarizatorius, GM – galios matuoklis, K – kolimatorius, FKS – fotoninių kristalų skaidula. (a) dalis skirta superkontinuumo generavimui fotoninių kristalų skaiduloje, (b) dalis skirta poliarizacijos matavimui.

Matuojant skaidulos poliarizacijos ekstincijos koeficientą (angl. *Polarisation Extinction Ratio*, (PER)) bei joje generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybę nuo žadinimo spinduliuotės poliarizacijos, naudojama schema pateikta 5 pav. (b) dalyje. Šiuo atveju prieš antrąjį reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorių statoma $\lambda/2$ fazinė plokštelė, kurią sukant

keičiama įvedamos į fotoninių kristalų skaidulą spinduliuotės poliarizacija. Už kolimatoriaus pastatytas plačiajuostis poliarizatorius, kurį sukant išmatuojama minimali ir maksimali išvadinės spinduliuotės galia. Iš šių galių santykio apskaičiuojamas PER.

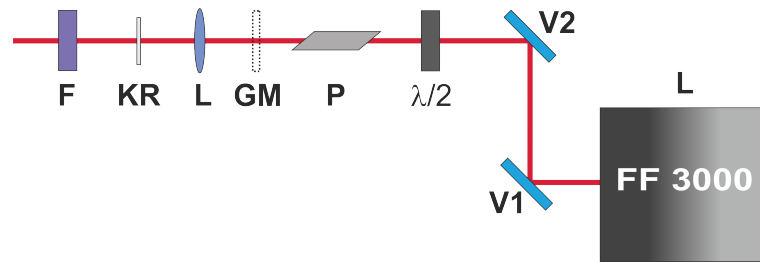
Superkontinuumas taip pat generuojamas žadinimui naudojant mokslinės tiriamosios praktikos metu surinktą didesnės vidutinės galios femtosekundinį skaidulinį lazerį *Lightwire* FF1000 (*UAB EKSPILA*). Principinė eksperimentinė schema pateikta 6 pav. Šis lazeris yra su laisvos erdvės išėjimu, tad jo generuojama spinduliuotė plačiajuosčiais dielektriniais veidrodžiais (V1, V2, V3 bei V4) nukreipiama į reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorių (RŽK), kuriuo ji sufokusuojama į fotoninių kristalų skaidulą (FKS). Norint skaidulinį lazerį apsaugoti nuo grįžtančios atgal atsispindėjusios spinduliuotės statomas izoliatorius (IZ) (*EOTEch*). Kaip ir prieš tai aprašytu atveju, spinduliuotės patenkančios į skaidulą vidutinė galia valdoma poliarizuojančiu pluošto dalikliu (P1), plačiajuosčiu poliarizatoriumi (P2) bei $\lambda/2$ fazine plokšte. Kitas fotoninių kristalų skaidulos galas įstatomas į kolimatorių (K), kuriuo spinduliuotė nukreipiama į galios matuoklį (GM). Superkontinuumo spektrai matuojami spektro analizatoriumi.



6 pav. Superkontinuumo generavimui fotoninių kristalų skaiduloje naudotos eksperimentinės sistemos principinė schema, kai žadinimui naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris FF1000: L – mokslinės tiriamosios praktikos metu surinktas lazeris, V1, V2, V3 ir V4 – veidrodžiai, IZ – izoliatorius, $\lambda/2$ – $\lambda/2$ fazinė plokštelė, P1 – poliarizuojantis pluošto daliklis, P2 – poliarizatorius, RŽK – reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorius, FKS – fotoninių kristalų skaidula, K – kolimatorius, GM – galios matuoklis.

Darbo metu superkontinuumas generuojamas ir didelio netiesiškumo kristale. Žadinimui naudojamas didelės vidutinės galios femtosekundinis skaidulinis lazeris *Lightwire* FF3000 (*UAB EKSPILA*). Principinė schema pateikta 7 pav. Žadinimo lazeris turi laisvos erdvės išėjimą, tad jo generuojama spinduliuotė veidrodžiais (V1 ir V2) nukreipiama į 6 mm storio ZnS kristalą (KR). Superkontinuumo generacijai reikalingas intensyvumas pasiekiamas pluoštą fokusuojant lęšiu (L). Darbo metu naudoti du skirtingo židinio nuotolio lęšiai, $f = +40$ mm ir aštriau fokusuojantis $f = +30$ mm. Kristalas, kuriame vyksta superkontinuumo generacija, statomas pluošto sąsmaukoje. Sugeneruotas superkontinuumas praeina filtrą (F) (*LAYERTEC*), kuris padengtas danga atspindinčia 1020 nm – 1200 nm bangos ilgių spinduliuotę. Šis filtras naudojamas žadinimo spinduliuotės filtravimui. Vidutinė spinduliuotės galia patenkanti į kristalą yra valdoma poliarizatoriumi (P) bei $\lambda/2$ fazine plokšte, o matuojama galios matuokliu (GM).

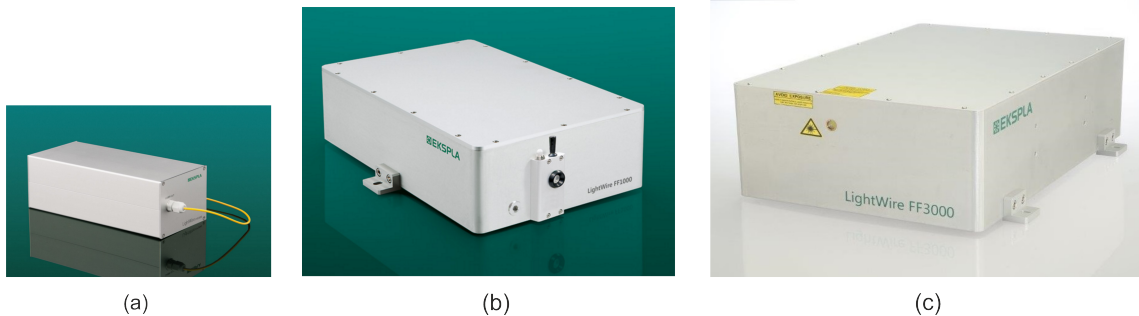
Spektrai matuojami spektrometru (AvaSpec-ULS3648, *Avantes*), kurio maksimali pasiekiamą skyra – 0,05 nm, o matuojamų bangos ilgių diapazonas nuo 200 nm iki 1100 nm.



7 pav. Superkontinuumo generavimui didelio netiesiškumo ZnS kristale naudotos eksperimentinės sistemos principinė schema, kai žadinimui naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris FF3000: L – lazeris, V1 ir V2 – veidrodžiai, $\lambda/2$ – $\lambda/2$ fazinė plokštelė, P – poliarizatorius, GM – galios matuoklis, L – lęšis, KR – kristalas, F – filtras.

2.2. Žadinimo lazeriai

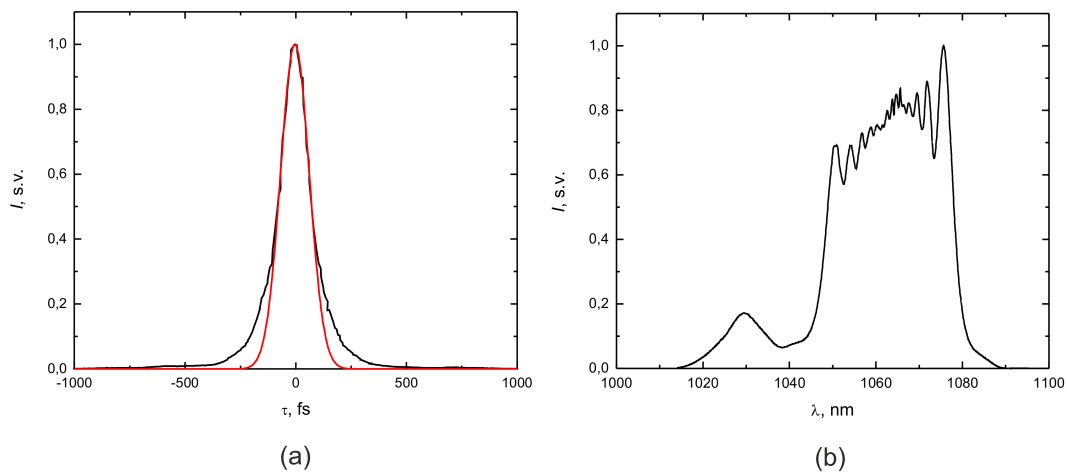
Darbo metu superkontinuumo generavimui fotoninių kristalų skaiduloje naudojamas kompaktiškas, mažų matmenų femtosekundinis skaidulinis lazeris *Lightwire* FF200 (8 pav. (a)), kuris turi skaidulinį išėjimą. Šio lazerio aktyviają terpę sudaro iterbio jonais (Yb^{3+}) legiruota skaidula. Darbo pradžioje išmatuojami pagrindiniai skaidulinio lazerio generuojamos spinduliuotės parametrai. Oscilografu (DPO2014B, *Tektronix*), panaudojant InGaAs fotodetektorių (DET01CFC, *Thorlabs*) išmatuotas impulsų pasikartojimo dažnis – 45 MHz. Antros harmonikos intensyvumo autokoreliatoriumi (*UAB EKSPILA*) išmatuota autokoreliacinė funkcija (9 pav. (a), juoda kreivė). Ją aproksimuojant Gauso funkcija (raudona kreivė) nustatoma lazerio generuojamų impulsų trukmė, kuri lygi 107 fs. Spektro analizatoriumi išmatuotas spektro plotis pusės aukštyje – 29 nm (9 pav. (b)), o centrinis bangos ilgis lygus 1064 nm. Galios matuokliu (S130C, *Thorlabs*) išmatuota išvadinės spinduliuotės vidutinė galia – 260 mW.



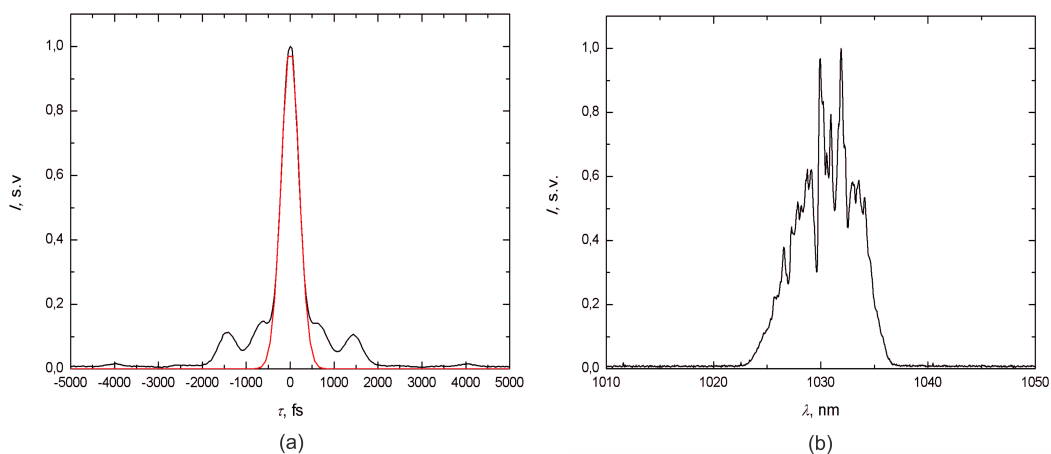
8 pav. Eksperimento metu superkontinuumo generavimui naudojami femtosekundiniai skaiduliniai lazeriai: (a) *Lightwire* FF200, (b) *Lightwire* FF1000 bei (c) *Lightwire* FF3000.

Eksperimentų metu kaip šviesos šaltinis naudojamas ir kitas, didesnės vidutinės galios spinduliuotę generuojantis femtosekundinis skaidulinis lazeris *Lightwire* FF1000 (8 pav. (b)). Kadangi jis rinktas mokslinės tiriamosios praktikos metu, rinkimo procesas bei gauti parametrai aprašomi kitame skyrelyje.

Superkontinuumo generavimui didelio netiesiškumo kristale naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris *Lightwire* FF3000 (8 pav. (c)). Šis lazeris yra su laisvos erdvės išėjimu. Aktyviają terpę taip pat sudaro iterbio jonais (Yb^{3+}) legiruota skaidula. Prieš superkontinuumo generavimo eksperimentus išmatuojami pagrindiniai lazerinės spinduliuotės parametrai. Šis skaidulinis lazeris generuoja 340 fs (10 pav. (a)) trukmės impulsus, kurių spektro plotis pusės aukštyje – 7,3 nm, o centrinis bangos ilgis – 1030 nm. Darbo metu naudojami 4 MHz pasikartojimo dažnio impulsai, kurių vidutinė galia – 3 W.



9 pav. Skaidulinio lazerio FF200 generuojamų impulsų (a) autokoreliacinė funkcija (juoda kreivė) ir autokoreliacinės kreivės aproksimacija Gauso funkcija (raudona kreivė) bei (b) impulsų spektras. Apskaičiuota impulsų trukmė – 107 fs, spektro plotis – 29 nm.



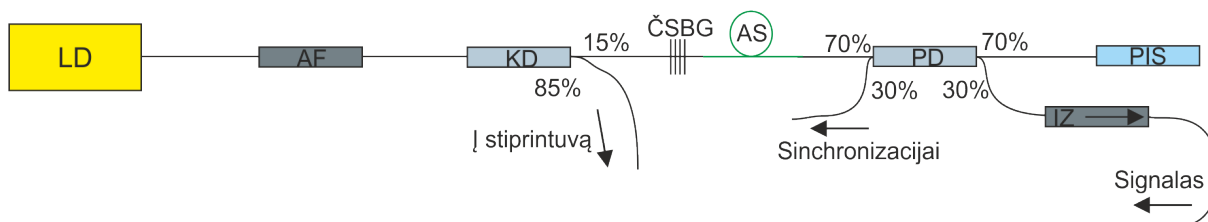
10 pav. Skaidulinio lazerio FF3000 generuojamų impulsų (a) autokoreliacinė funkcija (juoda kreivė) ir autokoreliacinės kreivės aproksimacija Gauso funkcija (raudona kreivė) bei (b) impulsų spektras. Apskaičiuota impulsų trukmė – 340 fs, spektro plotis – 7,3 nm.

2.3. Femtosekundinio skaidulinio lazerio rinkimas

Fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro plotis priklauso nuo naudojamos lazerinės spinduliuotės energijos. Tad mokslinės tiriamosios praktikos metu surinktas didelės galios femtosekundinis skaidulinis lazeris, kurio generuojama spinduliuotė panaudojama platesnio spektro superkontinuumo žadinimui.

2.3.1. Osciliatoriaus rinkimas

Iš pradžių surinktas skaidulinis sinchronizuotų modų osciliatorius. Jo principinė schema pateikta 11 pav. Toks osciliatorius generuoja mažos energijos ir didelio pasikartojimo dažnio impulsus (šiuo atveju – 38,9 MHz). Visi naudoti komponentai turi skaidulinius įėjimus ir išėjimus, tad spinduliuotė nepatenka į laisvą erdvę. Komponentai jungiami jų skaidulų galus suvirinant tarpusavyje. Osciliatoriaus aktyviają terpę sudaro iterbio jonais (Yb^{3+}) legiruota skaidula (AS), kurios šerdies diametras – 6 μm . Tiek rezonatoriuje, tiek ir kitur, kur sklinda signalas, naudojamos poliarizaciją išlaikančios PANDA tipo (angl. *Polarization–Maintaining and Absorption–Reducing Fiber*) skaidulos. Kaupinimo spinduliuotės perdavimui naudojamos poliarizacijos neišlaikančios skaidulos, nes šiuo atveju poliarizacijos kitimas nėra reikšmingas.

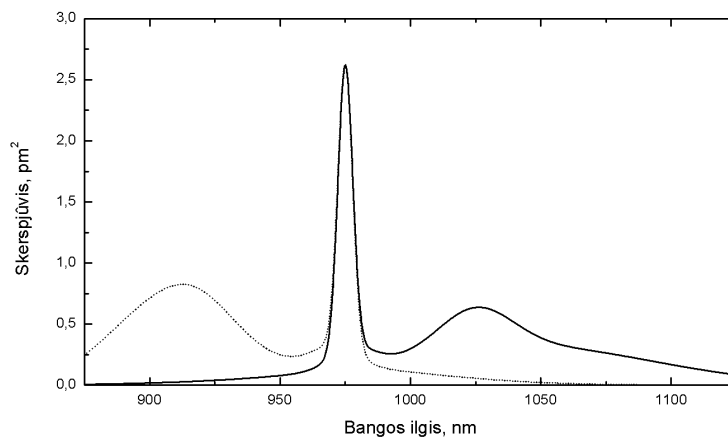


11 pav. Surinkto skaidulinio osciliatoriaus principinė schema: LD – lazerinis diodas, AF – apsauginis diodo filtras, KD – kaupinimo spinduliuotės daliklis, ČSBG – čirpuota skaidulinė Brego gardelė, AS – aktyvi skaidula, PD – pluošto daliklis, PIS – puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis, IZ – izoliatorius.

Kaupinimui naudojamas stabilizuoto 976 nm bangos ilgio lazerinis diodas (LD). Ši spinduliuotė tiesiai iš diodo yra suvesta į vienamodės skaidulos šerdį. Toks bangos ilgis atitinka iterbio sugerties spektro maksimumą (12 pav.). Darbinė kaupinimo diodo srovė nustatoma eksperimentiškai. Norint apsaugoti lazerinį diodą nuo grįžtančios osciliatoriaus generuojamos spinduliuotės, už jo įvirinamas apsauginis filtras (AF). Šis filtras praleidžia 900 nm – 1000 nm bangos ilgio spinduliuotę ir atspindi 1010 nm – 1080 nm bangos ilgio spinduliuotę. Kaupinimo dalikliu (KD) lazerinio diodo generuojama spinduliuotė padalinama į dvi dalis. 15% spinduliuotės nukreipiama į rezonatorių, o likusi spinduliuotės dalis nukreipiama į pirmąjį stiprintuvą.

Darbo metu sukurta tiesinio rezonatoriaus konfigūracija, kurioje kaip rezonatoriaus veidrodžiai naudojami čirpuota skaidulinė Brego gardelė (angl. *Chirped Fiber Bragg Grating*, (CFBG)) ir puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis (angl. *Semiconductor Saturable Absorber Mirror*, (SESAM)). Schemoje jie pažymėti kaip ČSBG ir PIS. Čirpuota skaidulinė Brego gardelė pagaminta taip, kad atspindėtų tik siaurą bangos ilgių ruožą, o visus kitus bangos ilgius

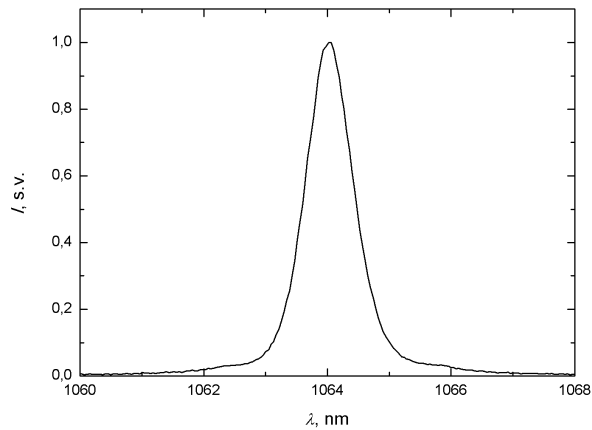
praleistų. Darbo metu naudojama gardelė, kurios centrinis bangos ilgis yra 1064 nm, atspindimo spektro plotis – 2,5 nm, dispersija – 2 ps/nm, o atspindžio koeficientas – 70%. Brego gardelė iš esmės ir lemia generuojamų impulsų trukmę, spektro plotį bei centrinį bangos ilgį. Centrinis bangos ilgis gali būti paslinktas į ilgesniųjų bangų pusę pakaitinus gardelę. Puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis naudojamas pasyviai osciliatoriaus modų sinchronizacijai. Naudojant puslaidininkinį įsisotinantį sugėriklių ultratrumpų impulsų generacijai nereikia išorinio signalo, t.y. ji prasideda nuo triukšmo. Darbo metu naudojamas sugėriklis, kurio relaksacijos trukmė – 15 ps, o moduliacijos gylys – 38%. Relaksacijos trukmė parodo sužadintų elektronų – skylių porų rekombinacijos greitį. Kuo ši trukmė mažesnė, tuo trumpesni impulsai gali būti generuojami, tačiau kartu didėja ir nuostoliai. Moduliacijos gylys parodo kiek praskaidrėja sugėriklis.



12 pav. Iterbio jonais legiruoto germanosilikatinio stiklo (iš kurio yra gaminamos skaidulų šerdys) sugerties (taškinė linija) ir spinduliavimo (ištininė linija) skerspjūviai.

Kaupinimo spinduliuotė į rezonatorių įvedama per skaidulinę Brego gardelę. Praėjusi per aktyviąją skaidulą spinduliuotė patenka į pluošto daliklį (PD). Šis daliklis dalina spinduliuotę į dvi dalis santykiu 30/70. 70% spinduliuotės nukreipiama į puslaidininkinį įsisotinantį sugėriklį, o 30% spinduliuotės išvedama iš rezonatoriaus. Taip pat, atitinkamai didesnė dalis spinduliuotės atsispindėjusios nuo puslaidininkinio įsisotinancio sugėriklio nukreipiama link čirpuotos skaidulinės Brego gardelės (t.y. ji gražinama į rezonatorių), o mažesnė dalis spinduliuotės naudojama sinchronizacijai. Pluošto daliklis be spinduliuotės dalinimo taip pat atlieka ir dar vieną funkciją – atrenka poliarizaciją. Jis blokuoja viena ašimi (šiuo atveju greitąja) poliarizuotą spinduliuotę. Už osciliatoriaus įvirinamas skaidulinis izoliatorius (IZ), kuris praleidžia spinduliuotę tik viena kryptimi. Tokiu būdu rezonatorius apsaugomas nuo atgalinės spinduliuotės.

Surinkto skaidulinio osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė – 2 ps. Išmatuotas spinduliuotės spektro plotis pusės aukštyje – 0,9 nm (13 pav.), o centrinis bangos ilgis – 1064 nm. Centrinis bangos ilgis stabilizuojamas įtvirtinant čirpuotą skaidulinę Brego gardelę šildymo mazge bei palaikant pastovią 55° C temperatūrą. Osciliatoriaus generuojamos spinduliuotės vidutinė galia ties darbine lazerinio diodo srove – 3,13 mW.



13 pav. Spektrometru išmatuotas surinkto skaidulinio osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras. Spektro plotis – 0,9 nm.

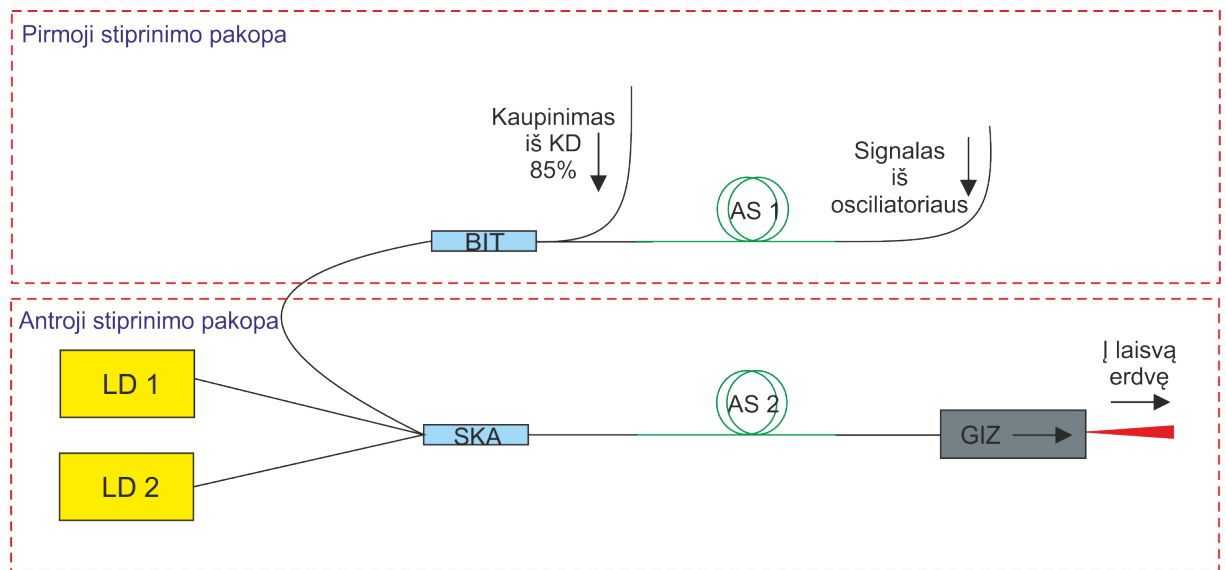
2.3.2. Impulsų stiprinimas ir spektro plėtimas

Skaidulinio osciliatoriaus generuojami impulsai yra mažos energijos (šiuo atveju – 80 pJ). Norint padidinti impulsų energiją, jie turi būti stiprinami. Darbo metu impulsų stiprinimui naudotas skaidulinis stiprintuvas, kurio principinė schema pateikta 14 pav. Matome, kad impulsai stiprinami dviem pakopomis. Pirmojoje stiprinimo pakopoje, kaip ir rezonatoriuje, naudojama iterbio jonais legiruota 6 μm diametro šerdį turinti aktyvi skaidula (AS1). Signalas ateina iš osciliatoriaus. Kaupinimui naudojama lazerinio diodo generuojama spinduliuotė, kuri nebuvo panaudota osciliatoriui, t.y. 85% lazerinio diodo generuojamos spinduliuotės kaupinimo dalikliu nukreipiama į pirmąjį stiprintuvą. Kaupinimo spinduliuotė į aktyviają skaidulą įvedama per skaidulinį bangos ilgių tankintuvą (BIT). Šis komponentas apjungia 1064 nm bangos ilgio signalinę ir 976 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliuotę į bendrą skaidulą.

Impulsams sklindant aktyvia skaidula, kuri kaupinama 976 nm bangos ilgio spinduliuote, vyksta stiprinimas, tad didėja impulsų energija. Pastiprinti impulsai vėliau keliauja pasyvia vienamode skaidula. Dėl fazinės moduliacijos skaidula sklindančių impulsų spektras išplinta. Osciliatoriaus generuojamus impulsus pastiprinus pirmojoje stiprinimo pakopoje gauta vidutinė spinduliuotės galia – 83 mW. Impulsų energija nuo 80 pJ padidėjo iki 2,1 nJ. Taigi, energija išaugo daugiau nei 26 kartus. Už pirmojo stiprintuvo išmatuotas impulsų spektras pavaizduotas 15 pav. (a). Matome, kad impulsams praėjus pro pirmąją stiprinimo pakopą jų spektras išplito nuo 0,9 nm iki 4,6 nm.

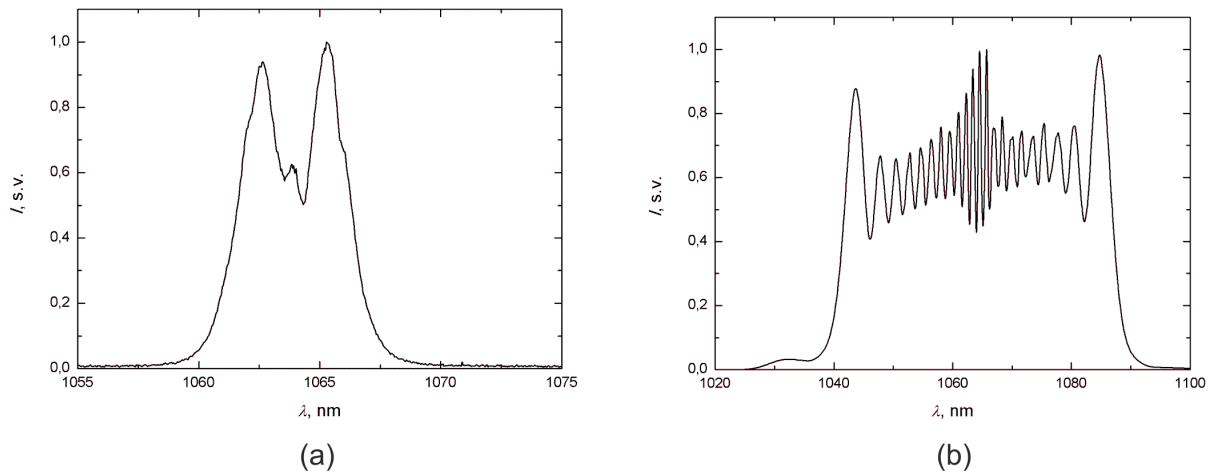
Toliau impulsai stiprinami antrajame skaiduliniam stiprintuve. Šiuo atveju 976 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliuotei generuoti yra naudojami du 9 W lazeriniai diodai (LD1 ir LD2), kurie turi skaidulinius išėjimus (skaidulų šerdies diametras – 105 μm). Norint apjungti lazerinių diodų generuojamą kaupinimo spinduliuotę ir iš osciliatoriaus ateinančią pirmojoje pakopoje pastiprintą signalinę spinduliuotę naudojamas skaidulinis signalo ir kaupinimo apjungiklis (SKA) (angl. *Pump and Signal Combiner*). Šis komponentas ties įėjimu turi tris skaidulas. Dvi skaidulos turinčios 105 μm diametro šerdis skirtos 976 nm bangos ilgio kaupinimo spinduliuotei, o trečioji skaidula (šerdies diametras 10 μm) skirta 1064 nm bangos ilgio

signalui. Išėjime apjungiklis turi vieną skaidulą, kuria sklinda tiek kaupinimo, tiek ir signalinė spinduliuotė.



14 pav. Skaidulinio osciliatoriaus generuojamų impulsų stiprinimui ir plėtimui naudota principinė schema: BIT – bangos ilgių tankintuvas, LD1 ir LD2 – lazeriniai diodai, SKA – signalo ir kaupinimo spinduliuotės apjungiklis, AS1 ir AS2 – aktyvios skaidulos, GIZ – didelės galios izoliatorius.

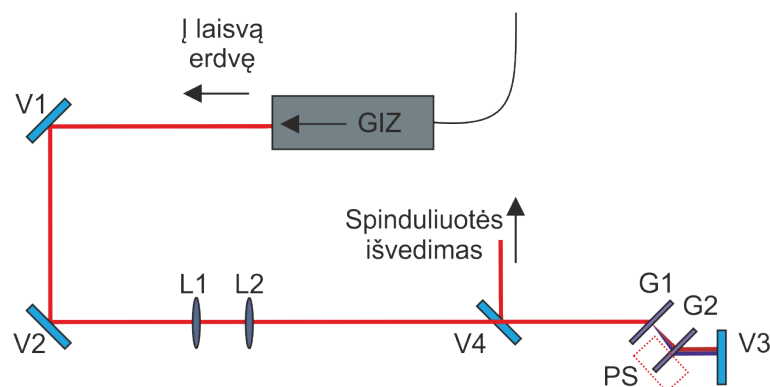
Antrajame stiprintuve, kaip ir prieš tai, yra naudojama iterbio jonais legiruota aktyvi skaidula (AS2), tačiau jos šerdies diametras – 10 μm . Naudojant aktyvią skaidulą su didesniu šerdies diametru, galima spinduliuotę sustiprinti iki didesnių energijų. Didesnė šerdis leidžia sumažinti optinį intensyvumą, todėl padidėja pramušimo slenkstis. Po antrojo stiprintuvo spinduliuotės vidutinė galia išaugo iki 2,9 W. Generuojamų impulsų energija – 75 nJ. Taigi, šioje stiprinimo pakopoje impulsai sustiprinti dar 35 kartus. Komponentų apsaugai nuo grįžtančios spinduliuotės už antrojo skaidulinio stiprintuvo įvirinamas izoliatorius. Naudojamas didelės galios izoliatorius (GIZ), nes į jį patenkančios spinduliuotės galia yra per didelė įprastam skaiduliniam izoliatoriui. Šis izoliatorius turi skaidulinį įėjimą (10 μm diametro šerdies skaidula), tačiau išėjimas yra laisvos erdvės. Papildomas komponentas įneša nuostolių, tad spinduliuotei praėjus didelės galios izoliatorių, jos vidutinė galia sumažėjo iki 2,64 W (69 nJ). Kaip atrodo spinduliuotės praėjusios antrąją stiprinimo pakopą spektras galima pamatyti 15 pav. (b). Šiuo atveju spektras labai moduluotas ir dėl fazinės savimoduliacijos pasyvioje skaiduloje išplito iki 45 nm.



15 pav. Spektrometru išmatuoti impulsų spektrai: (a) už pirmosios stiprinimo pakopos ir (b) už antrosios stiprinimo pakopos. Spektro pločiai atitinkamai 4,6 nm ir 45 nm.

2.3.3. Impulsų spaudimas

Pasyvia optine skaidula sklindančių impulsų spektras dėl fazinės savimoduliacijos labai išplinta. Dėl skaidulos įnešamos teigiamos grupinių greičių dispersijos impulsai išsifazuoja ir tampa čirpuoti. Panaikinus čirpą, tokius plataus spektro impulsus galima suspausti, t.y. galima sumažinti jų trukmę. Čirpas kompensuojamas panaudojus terpę, kurios grupinių greičių dispersija lyginant su skaidulos įnešama dispersija yra tokio paties dydžio, tačiau priešingo ženklo, t.y. neigiama. Šio darbo metu impulsų spaudimui naudojamas gardelinis spaustuvas. Jį sudaro dvi vienodos 1000 rėžių/mm difrakcinės gardelės. Impulsų spaudimui naudota principinė schema pateikta 16 pav.



16 pav. Impulsų spaudimui naudota principinė schema: GIZ – didelės galios izoliatorius, V1, V2, V3 ir V4 – veidrodžiai, L1 ir L2 – lęšiai, G1 ir G2 – atitinkamai pirmoji ir antroji difrakcinė gardelė, PS – pozicionavimo staliukas.

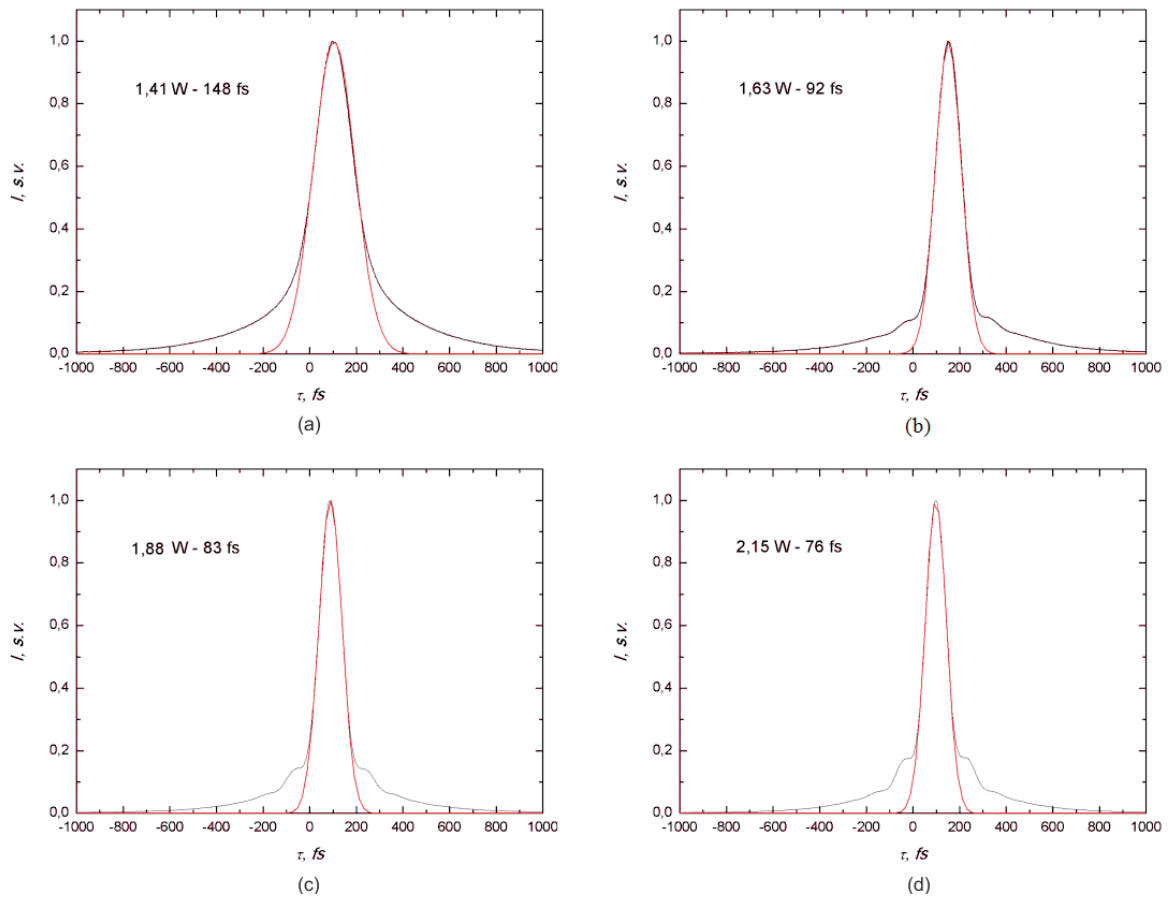
Spinduliuotė į didelės galios izoliatorių patenka skaidula, o iš izoliatoriaus išeina jau į laisvą erdvę. Spinduliuotė iš izoliatoriaus veidrodžiais (V1 ir V2) nukreipiama į lęšius (L1 ir L2), kurių židinio nuotolis atitinkamai $f = -30$ mm ir $f = +100$ mm. Jais pluoštas sukolimuojuamas į 2 mm diametro ($1/e^2$ intensyvumo lygyje) dėmelę ir patenka į pirmąją difrakcinę gardelę (G1).

Spinduliuotė į gardelę krenta Litrou (angl. *Littrow*) kampu, kai kritimo kampas yra lygus difrakcijos kampui. Pro pirmąją difrakcinę gardelę praėjęs pluoštas išskaidomas į spektrines dedamąsias, kurios sklinda skirtingais kampais. Antroji difrakcinė gardelė (G2) pastatoma lygiagrečiai pirmosios atžvilgiu. Ji sukolimuoja spektrines komponentes. Už antrosios gardelės naudojamas veidrodis (V3), kuris gražina spinduliuotę atgal pro difrakcinių gardelių porą. Tokiu būdu gaunamas pradinis pluoštelis. Kadangi kiekviena spektrinė dedamoji nuo gardelės difraguoja skirtingais kampais, tad ir jų optinis kelias skiriasi. Vienos komponentės užvėlinamos kitų atžvilgiu. Sufazavus spektrines dedamąsias laike impulsas suspaudžiamas. Tarp lęšių ir pirmosios difrakcinės gardelės pastatomas veidrodis (V4). Lęšiais sukolimuota spinduliuotė sklinda virš šio veidrodžio, o praėjusi gardeles ir atsispindėjusi atgal, veidrodžiu (V3) nukreipiama šiek tiek žemiau, kad pataikytų į (V4). Šiuo veidrodžiu spinduliuotė nukreipiama į lazerio išėjimą.

Spaudžiant impulsus svarbu teisingai parinkti spaustuvo ilgį, nes atstumas tarp gardelių tiesiogiai proporcingas anomalios grupinių greičių dispersijos vertei. Jei spaustuvo ilgis bus per mažas, impulsai nebus iki galo suspausti. Jei ilgis bus per didelis, impulsai bus „perspausti“, jie įgis priešingo ženklo čirpą. Siekiant kuo tiksliau derinti atstumą tarp difrakcinių gardelių, antroji gardelė yra statoma ant pozicionavimo staliuko (PS) (450A, *Newport*). Šiuo staliuku difrakcinės gardelės pozicija gali būti derinama 1 μm tikslumu. Tinkamai parinkus gardelių poros parametrus įmanoma impulsą suspausti iki spektriškai riboto.

Darbo metu tiksli suspaustų impulsų trukmė apskaičiuojama iš autokoreliacinių funkcijų. Gauti rezultatai pavaizduoti 17 pav. Impulsai difrakcinių gardelių pora spaudžiami esant skirtingoms spinduliuotės galioms. Kas kart padidinus generuojamos spinduliuotės galią, tarpas tarp gardelių keičiamas, siekiant rasti optimalų atstumą tarp jų. Tokiu būdu impulsai suspaudžiami iki kuo mažesnės trukmės. Kai lazerio generuojamos spinduliuotės vidutinė galia yra 1,41 W, gardelės pastatomos 1,2 cm atstumu viena nuo kitos ir šiuo atveju impulsus pavyko suspausti iki 148 fs, matuojant pusės aukštyje (17 pav. (a)). Padidinus spinduliuotės galią iki 1,63 W, atstumas tarp gardelių sumažintas iki 1,1 cm. Tokiomis sąlygomis gauta impulsų trukmė – 92 fs (17 pav. (b)). Toliau keliant lazerinės spinduliuotės galią iki 1,88 W, gardelės išstatytos 1 cm atstumu. Šiuo atveju impulsų trukmė sumažėjo iki 83 fs (17 pav. (c)). Galiausiai spinduliuotės galia padidinta iki 2,15 W. Esant tokiai galiai impulsus pavyko suspausti net iki 76 fs (17 pav. (d)), kai atstumas tarp gardelių – 0,9 cm. Palyginus gautas autokoreliacines kreives (juoda kreivė) su atitinkama aproksimacija Gauso funkcija (raudona kreivė) galima pastebėti, kad ties impulso kraštais atsiranda nemažas pjedestalas. Jis susidaro dėl trečios eilės dispersijos, įnešamos difrakcinių gardelių poros.

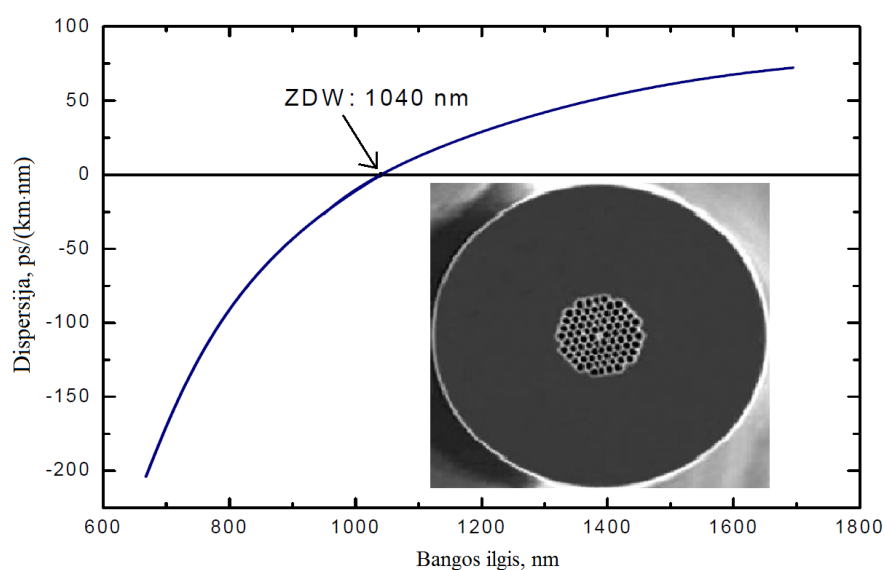
Taigi, mokslinės tiriamosios praktikos metu surinktas skaidulinis didelės vidutinės galios femtosekundinis lazeris FF1000, kurio generuojama spinduliuotė naudojama superkontinuumo generavimui fotoninių kristalų skaiduloje.



17 pav. Suspaustų impulsų autokoreliacinės funkcijos (juodos kreivės) ir apskaičiuotos impulsų trukmės esant skirtingoms lazerinės spinduliuotės galioms. Raudonos kreivės vaizduoja autokoreliacinių kreivių aproksimaciją Gauso funkcija.

2.4. Fotoninių kristalų skaidula ir jos paruošimas

Spektro plėtimui pasirinkta iš kvarco pagaminta fotoninių kristalų skaidula (SC – 5.0 – 1040, *Thorlabs*). Ji sudaryta iš pilnavidurės 4,8 μm diametro šerdies, kurią kaip apvaskalas gaubia iš oro tarpų sudaryta tam tikra mikrostruktūra (18 pav.). Vienas pagrindinių tokios skaidulos taikymų – superkontinuumo generavimas spektroskopijai, mikroskopijai, metrologijai bei optinei koherentinei tomografijai. Tai lenkimui nejautri fotoninių kristalų skaidula, kuri pasižymi dideliu netiesiškumu ($11 (W\text{km})^{-1}$). Ši skaidula pagaminta taip, kad palaikytų tik vieną skersinę modą, o jos nulinės dispersijos sritis paslinkta į 1040 nm bangos ilgį. Skaidulos dispersijos priklausomybė nuo bangos ilgio pateikta 18 pav. Darbo metu kaip žadinimo šaltiniai naudojami 1064 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę generuojantys lazeriai, tad siekiama sugeneruoti plataus spektro superkontinuumą anomalios dispersijos režimu.

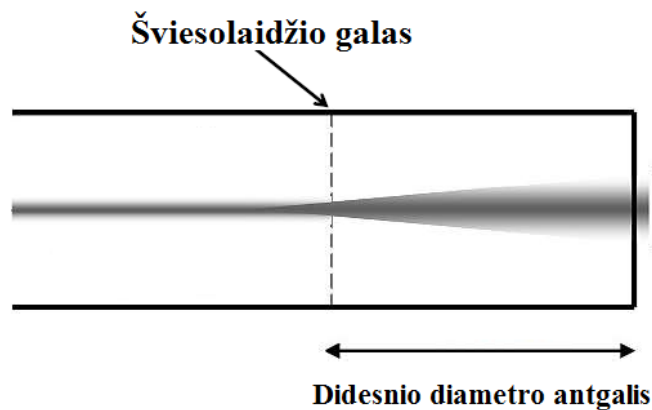


18 pav. Didelio netiesiškumo fotoninių kristalų skaidulos, kurioje šio darbo metu generuojamas superkontinuumas, skerspjūvis bei dispersijos kreivė. Nulinės dispersijos bangos ilgis yra ties 1040 nm (adaptuota iš [62]).

Fotoninių kristalų skaidulos padengiamos standartiniu polimeriniu apvaskalu, kuris nuimamas tokiais pat prietaisais kaip ir įprastų skaidulų apvaskalas. Be to, dažniausiai fotoninių kristalų skaidulų išoriniai matmenys taip pat nesiskiria nuo įprastų skaidulų matmenų. Su šiomis skaidulomis elgiamasi panašiai, tačiau nuėmus apvaskalą, fotoninių kristalų skaidulų galų negalima valyti su skysčiais, kas yra daroma valant įprastą skaidulą. Dėl kapiliarinių jėgų skystis gali būti įtrauktas į apvaskalą sudarančias oro skylutes, o tai paveiktų skaidulos bangolaidines savybes. Taip pat, pats skaidulų suvirinimo procesas sudėtingesnis. Suvirinimo metu gali būti iškraipyta skaidulų struktūra, be to, jas sunku teisingai išlygiuoti ir dėl sudėtingos vidinės mikrostruktūros, tad tokiu būdu įnešami ir didesni nuostoliai.

Skaidulų paviršiaus pažeidimo slenkstis priklauso nuo modos pločio. Skaidulos su didesniu modos lauko diametru atlaiko didesnes energijas, išvengdamos skaidulos galo pažeidimo. Kitas būdas padidinti pažeidimo slenksčius – išplėsti pluoštelį. Tai padaroma skaidulų galuose

suformuojant didesnio diametro antgalius (angl. *End – Caps*) (19 pav.) panaudojant didesnės modos skaidulą. Tokiu būdu sumažinamas galios tankis ties spinduliuotės įėjimo/išėjimo vieta. Be to, dėl didesnio diametro antgalio, spinduliuotės dalis atsispindėjusi nuo skaidulos – oro paviršiaus negali patekti atgal į šerdį. Taigi, prieš atliekant eksperimentus, naudojamos fotoninių kristalų skaidulos galuose suformuojami didesnio diametro antgaliai. Jie padaromi prie fotoninių kristalų skaidulos privirinant 105 μm šerdies diametro skaidulą. Abiejų skaidulų apvalkalo diametrai vienodi – 125 μm . Saugant skaidulos galą nuo mechaninių pažeidimų, užteršimų dulkėmis, nes nuo užsiteršusių galų gali atsirasti pramušimai, jis klijuojamas į jungtį. Jungčių kokybė tikrinama mikroskopu (FS200, *Thorlabs*).



19 pav. Privirinus prie fotoninių kristalų skaidulos (šerdies diametras 4,8 μm) 105 μm šerdies diametro skaidulą padaromas didesnio diametro antgalis. Jis išplečia pluoštelį, sumažindamas spinduliuotės intensyvumą ties skaidulos galu (adaptuota iš [41]).

2.5. Kristalo parametrai

Darbo metu superkontinuumo žadinimui kristale naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris, kurio centrinis bangos ilgis 1030 nm. Kaip jau minėta, naudojant infraraudonosios srities lazerinę spinduliuotę, riba iki kurios generuojamo superkontinuumo spektras gali išplisti į mėlynąją pusę priklauso nuo medžiagos draustinės energijos juostos dydžio. Tad renkantis kristalą superkontinuumo generavimui reikia atsižvelgti į medžiagos savybes. Plačiausias spektras yra gaunamas medžiagose turinčiose didžiausią draustinės energijos juostą. Taip pat yra žinoma, kad kuo platesnis E_g , tuo mažesnis terpės netiesinis lūžio rodiklis ir tuo superkontinuumo generavimo slenkstis yra aukštesnis. Tokiu atveju žadinimui reikia didelės energijos ir mažos trukmės impulsų.

Darbo metu žadinant mažos energijos impulsais siekiama sugeneruoti superkontinuumą, kurio spektras į mėlynąją pusę išsiplėstų iki 800 nm ir kurių būtų galima panaudoti daugiafotonėje mikroskopijoje. Taigi, tam pasiekti reikia naudoti kristalą pasižymintį sąlyginai dideliu netiesiškumu, tačiau E_g negali būti labai mažas, kad pavyktų spektrą išplėsti iki norimos ribos. Galiausiai superkontinuumo generavimui pasirinktas 6 mm storio cinko sulfido (ZnS) kristalas (*IPS Optics*). Jis turi kubinę struktūrą, yra skaidrus nuo 370 nm iki 14000 nm. Šio kristalo tiesinio lūžio rodiklio vertė yra 2,3, netiesinio lūžio rodiklio – $90 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, draustinės energijos juostos dydis – 3,7 eV. Superkontinuumo generacija šiame kristale jau buvo pademonstruota [63], tik pastaruoju atveju žadinimui naudoti 2,1 μm bangos ilgio, 34 fs trukmės, 1 kHz pasikartojimo dažnio impulsai, kurių energija svyravo nuo 0,1 μJ iki 11 μJ . Tokiomis sąlygomis spektras buvo praplėstas nuo 500 nm iki 4000 nm.

3. Rezultatai ir jų aptarimas

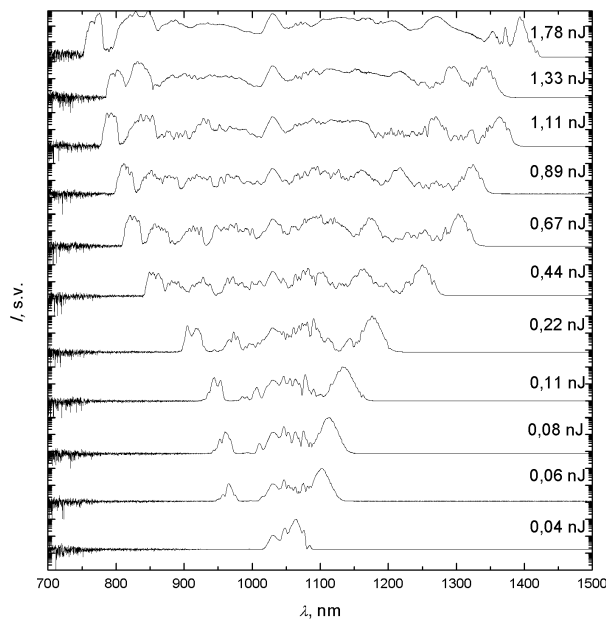
3.1. Superkontinuumo generavimas fotoninių kristalų skaiduloje

3.1.1. Žadinimas mažos energijos impulsais

Darbo metu kaip pirmasis šviesos šaltinis superkontinuumo generavimui naudojamas femtosekundinis skaidulinis lazeris FF200. Pirmiausiai eksperimentai atliekami su 19 m ilgio fotoninių kristalų skaidula, kurios parametrai aprašyti 2.4. skyrelyje. Skaidula darbo pradžioje paruošiama, t.y. abiejuose galuose ji suvirinama su 105 μm šerdies diametro skaidula. Tokiu būdu suformuojami didesnio diametro antgaliai, kurie įklijuojami į jungtis. Sukietėjus klijams, mikroskopu patikrinama jungties kokybė. Paruošus skaidulą suderinama schema superkontinuumo generavimui (5 pav. (a)). Naudojant reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorius bei veidrodžius, žadinimo lazerio generuojama spinduliuotė nukreipiama ir suvedama į fotoninių kristalų skaidulą. Matuojant spinduliuotės galią ties skaidulos išėjimu, siekta kuo daugiau spinduliuotės suvesti į jos šerdį. Nors femtosekundinio lazerio generuojamos spinduliuotės vidutinė galia – 260 mW, dėl keleto atspindžių nuo dielektrinių veidrodžių, nuostolių įneštų poliarizatoriaus bei poliarizuojančio pluošto daliklio, maksimali galia ties įėjimu į antrąjį reguliuojamo židinio nuotolio kolimatorių siekia tik 160 mW. Darbo metu į fotoninių kristalų skaidulą pavyko suvesti 55 – 60% spinduliuotės.

Suderinus sistemą ir pasiekus kuo didesnę spinduliuotės suvedimo į fotoninių kristalų skaidulą efektyvumą, joje generuojamas superkontinuumas. Spektro analizatoriumi matuojamas superkontinuumo spektras. Keičiant žadinimui naudojamos lazerinės spinduliuotės įvedamos į skaidulą galią, o kartu ir impulsų energiją, fiksuojama kaip kinta generuojamo superkontinuumo spektras. 20 pav. pavaizduota 19 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo priklausomybė nuo impulsų energijos. Vertikalioje ašyje pateiktos logaritminės normuoto intensyvumo reikšmės, o dešinėje grafiko pusėje surašytos impulsų energijos vertės. Jos įvertintos iš spinduliuotės vidutinės galios pamatuotos už skaidulos.

Iš 20 pav. matome, kad esant didesnei į fotoninių kristalų skaidulą suvedamos spinduliuotės impulsų energijai generuojamas vis platesnio spektro superkontinuumas. Ilgesnių bangų pusėje susiformavusi smailė gana tolygiai slenkasi į vis ilgesnių bangų pusę. Tuo tarpu trumpesnių bangos ilgių pusėje taip pat susiformuoja pikas, kuris didinant impulsų energiją slenkasi į vis trumpesnių bangų pusę. Tokią spektro formą galima paaiškinti solitonų dinamika. Superkontinuumo spektras į ilgesniųjų bangų pusę slenkasi dėl taip vadinamo solitonų dažnio poslinkio. Na, o į trumpesniųjų bangų pusę spektras plinta dėl dispersinių bangų generavimo. Taigi, darbo metu gauti rezultatai atitinka teoriją. Naudojant didžiausios energijos impulsus, spektras link regimosios spektrinės srities išsiplėtė iki 749 nm, o gilyn į infraraudonosios spinduliuotės sritį spektras išsiplėtė iki 1425 nm. Taigi, fotoninių kristalų skaidulą žadinant anomalios dispersijos srityje 1,78 nJ energijos impulsais (spinduliuotės galia – 80 mW), dėl sudėtingos netiesinių procesų sąveikos pavyko sugeneruoti 676 nm spektro pločio superkontinuumą.



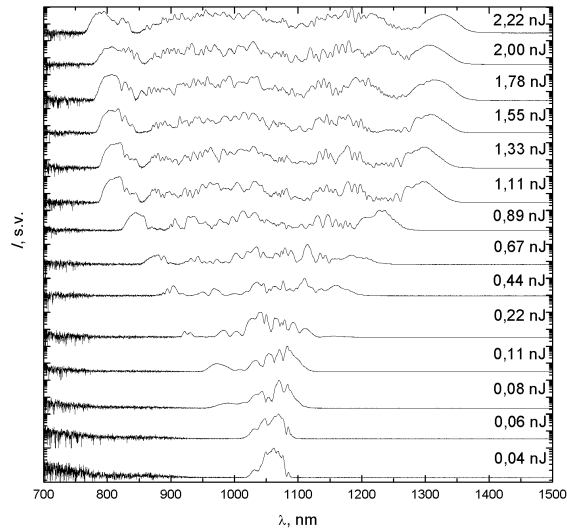
20 pav. 19 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektro kitimas, keičiant žadinimui naudojamų impulsų energiją.

Siekiant nustatyti minimalų fotoninių kristalų skaidulos ilgį, su kuria būtų įmanoma generuoti reikiamo spektro pločio superkontinuumą, ji sutrumpinama iki 0,9 m ilgio. Skaidulos galuose vėl padaromi didesnio diametro antgaliai, kurie įklijuojami į jungtis. Taip pat, kaip ir prieš tai aprašytu atveju, panaudojant optinius komponentus, žadinimo lazerio generuojama spinduliuotė per laisvą erdvę suvedama į skaidulą. Optimizavus lazerinės spinduliuotės suvedimą, fotoninių kristalų skaiduloje generuojamas superkontinuumas. Keičiant įvedamos į skaidulą spinduliuotės energiją stebima kaip kinta generuojamas superkontinuumas (21 pav.). Kaip ir dirbant su 19 m ilgio, taip ir vykdant eksperimentus su 0,9 m ilgio fotoninių kristalų skaidula, spektro kraštuose ties trumpesnėmis ir ilgesnėmis bangomis esančios smailės keliant spinduliuotės impulsų energiją gana tolygiai slenkasi atitinkamai link regimosios spektrinės srities ir link infraraudonosios spektrinės srities.

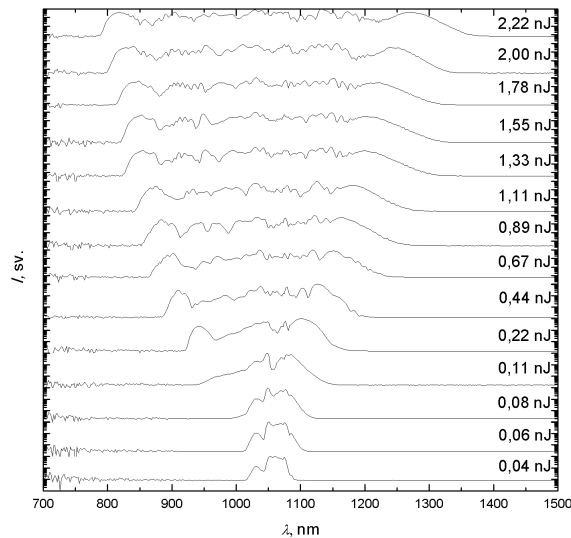
Naudojant 0,9 m ilgio fotoninių kristalų skaidulą į jos šerdį pavyko suvesti daugiau lazerinės spinduliuotės lyginant su eksperimentais atliktais turint 19 m ilgio skaidulą. Ties fotoninių kristalų skaidulos išėjimu pamatuota spinduliuotės vidutinės galios vertė siekia 100 mW. Šiuo atveju spektras link regimosios srities išsiplėtė iki 762 nm, o gilyn į infraraudonąją spektrinę sritį – iki 1400 nm. Taigi, naudojant 2,2 nJ energijos impulsus pavyko sugeneruoti superkontinuumą, kurio spektro plotis siekė 638 nm.

Galiausiai fotoninių kristalų skaidula patrumpinama iki 0,5 m ilgio. Skaidulos galuose padaromos jungtys, o į jos šerdį vedama žadinimo lazerio generuojama spinduliuotė. Spektro analizatoriumi matuojama generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybė nuo įvedamos į skaidulą spinduliuotės impulsų energijos (22 pav.). Naudojant 2,2 nJ energijos spinduliuotę sugeneruotas superkontinuumas, kurio spektras išplito nuo 783 nm iki 1370 nm. Taigi, šiuo atveju spektro plotis – 587 nm. Galime matyti, kad visais atvejais fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro plitimo dinamika panaši. Tačiau naudojant trumpesnę

skaidulą, gaunamas siauresnio spektro pločio superkontinuumas.

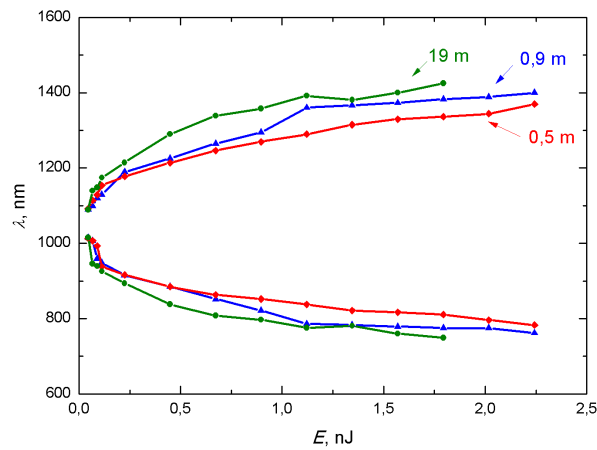


21 pav. 0,9 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektro kitimas, keičiant žadinimui naudojamų impulsų energiją.



22 pav. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektro kitimas, keičiant žadinimui naudojamų impulsų energiją.

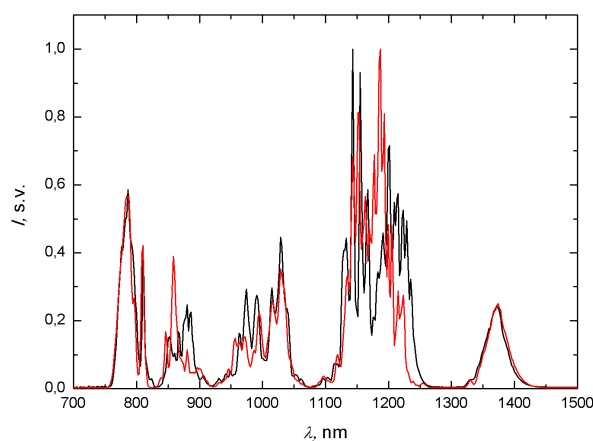
Siekiant tiksliau palyginti kaip skiriasi generuojamo superkontinuumo spektro plotis naudojant skirtingo ilgio fotoninių kristalų skaidulas, nubrėžtos kreivės, kurios vaizduoja kaip slenkasi spektro kraštų bangos ilgiai priklausomai nuo įvestos į skaidulą spinduliuotės impulsų energijos (23 pav.). Grafike pavaizduotas spektro plitimas tiek link regimosios srities tiek ir link infraraudonosios srities. Galime matyti, kad didėjant žadinančios spinduliuotės energijai, į infraraudonąją pusę spektras plinta labiau. Taip pat galime pastebėti, kad ilgesnėje skaiduloje generuojamas platesnio spektro superkontinuumas. Tokio rezultato ir buvo galima tikėtis, kadangi turint ilgesnę skaidulą gaunamas ir didesnis netiesinės sąveikos ilgis.



23 pav. Fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link regimosios srities ir link infraraudonosios srities esant skirtingoms žadinimui naudojamų impulsų energijoms bei skirtingiems skaidulų ilgiams.

Poliarizacijos ekstincijos koeficiento matavimui surenkama 5 pav. (b) pavaizduota schema. Prieš antrąjį keičiamo židinio nuotolio kolimatorių pastatoma $\lambda/2$ fazinė plokštelė, kurią sukant sukama ir įvedamos į fotoninių kristalų skaidulą žadinimo spinduliuotės poliarizacijos kryptis. Ties išėjimu pastačius poliarizatorių matuojama maksimali ir minimali galia. Darbo metu matuojant PER priklausomybę nuo fazinės plokštelės pasukimo kampo (ji sukama kas 10 laipsnių) nustatyta, kad naudojama fotoninių kristalų skaidula neišlaiko poliarizacijos.

Toliau eksperimentų metu tiriama generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybė nuo įvedamos žadinimo spinduliuotės poliarizacijos krypties (24 pav.). Iš grafiko matome, kad esant skirtingoms lazerinės spinduliuotės tiesinės poliarizacijos kryptims, generuojamas tokio paties spektro pločio superkontinuumas, tačiau šiek tiek skiriasi jo moduliacijos. To ir buvo galima tikėtis, nes naudojama simetrinės mikrostruktūros fotoninių kristalų skaidula.



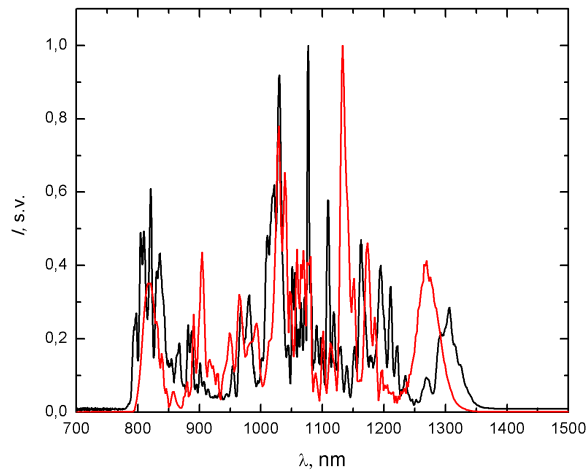
24 pav. Generuojamo superkontinuumo spektrai esant skirtingoms į fotoninių kristalų skaidulą įvedamos spinduliuotės tiesinės poliarizacijos kryptims.

3.1.2. Visišškai skaidulinio superkontinuumo generavimo šaltinio kūrimas

Darbo metu siekta sukurti visiškai skaidulinį superkontinuumo generavimo šaltinį. Prieš tai superkontinuumas generuotas žadinimo spinduliuotę į fotoninių kristalų skaidulą įvedant per laisvą erdvę, tad atsirasdavo papildomi nuostoliai dėl atspindžių nuo veidrodžių, kitų elementų bei spinduliuotės suvedimo efektyvumo. Be to, tokia sistema labai jautri, užtektų vieno optinio elemento mažo paslinkimo ir visa sistema išsiderintų. Turint visiškai skaidulinę sistemą, nebelieka komponentų išsiderinimo problemos.

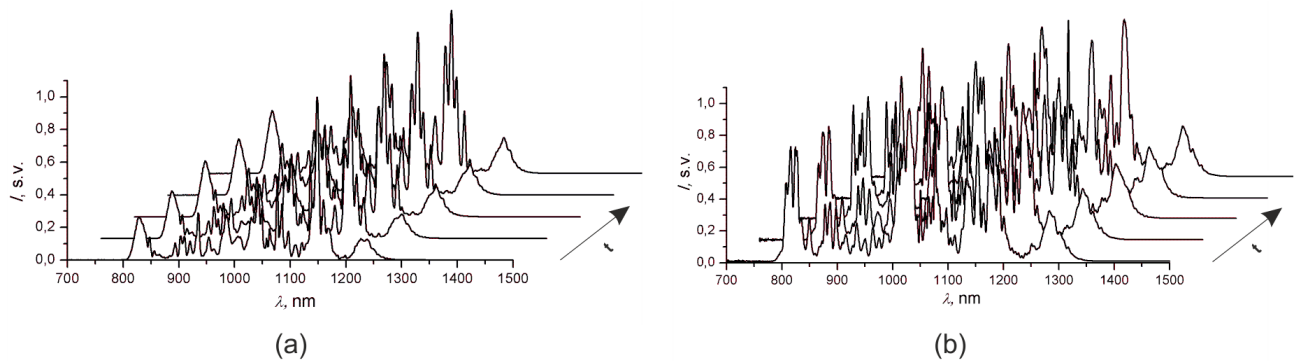
Superkontinuumo generavimui naudotas femtosekundinis lazeris FF200 turi skaidulinį išėjimą, tad sujungus jo išėjimo skaidulą su fotoninių kristalų skaidula, kurioje generuojamas superkontinuumas, galima gauti vienalytį šaltinį superkontinuumo generavimui. Skaidulos tarpusavyje sujungiamos jų galus nukertant statmenai šviesos sklaidimo ašiai ir suvirinant elektros išlydžiu panaudojus skaidulų suvirinimo aparatą (FSM-100P+, *Fujikura*). Suvirinimo metu atsiranda nuostoliai, nes skiriasi skaidulų vidinė mikrostruktūra, jų šerdžių diametrai. Lazero išėjime taip pat naudojama fotoninių kristalų skaidula, tik ji turi tuščiavidurę 10 μm diametro šerdį (HC – 1060 – 02, *Thorlabs*). Iš pradžių ši skaidula virinama su 4,4 μm šerdies diametro poliarizaciją išlaikančia skaidula (PM780 – HP, *Thorlabs*). Skaidulinio lazero generuojamos spinduliuotės vidutinė galia – 260 mW. Po pirmojo skaidulų suvirinimo išėjime lieka 190 mW. Šių skaidulų suvirinimas įnešė 27% nuostolių. Vėliau poliarizaciją išlaikanti skaidula virinama su 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaidula, kurioje generavome superkontinuumą. Parinkus tinkamiausius suvirinimo parametrus, už skaidulos išmatuota spinduliuotės galia – 120 mW. Taigi, šio suvirinimo metu gauti 37% nuostolių. Lyginant lazero generuojamos spinduliuotės galia, su galia gauta suvirinus skaidulas, matome, kad tokioje sistemoje atsiranda beveik 54% nuostolių. Vis tik, šis rezultatas geresnis lyginant su laisvos erdvės sistema, kurioje taip pat buvo generuojamas superkontinuumas, nes pastaruoju atveju bendri sistemos nuostoliai siekė beveik 62%.

Naudojant monolitinę sistemą fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektras pateiktas 25 pav. (juoda kreivė). Šiuo atveju, žadinant 2,67 nJ energijos impulsais spektras link regimosios spektrinės srities išplito iki 772 nm, o gilyn į infraraudonąją sritį spektras išplito iki 1390 nm. Taigi, pavyko sugeneruoti 618 nm spektro pločio superkontinuumą. Visišškai skaidulinėje sistemoje sugeneruotas 31 nm platesnis superkontinuumas lyginant su spektro pločiu gautu tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaiduloje kai žadinimo spinduliuotė į ją suvesta per laisvą erdvę (25 pav., raudona kreivė). Didesnis generuojamo superkontinuumo spektro plitimas gali būti paaiškintas tuo, kad turint visiškai skaidulinę sistemą į fotoninių kristalų skaidulą suvesta spinduliuotė, kurios impulsų energija 21% didesnė.



25 pav. Visiškai skaidulinėje sistemoje sugeneruoto superkontinuumo spektro (juoda kreivė) palyginimas su superkontinuumo spektru sugeneruotu tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaiduloje, žadinimo spinduliuotę į skaidulą suvedant per laisvą erdvę (raudona kreivė).

Daugumai taikymų labai svarbus yra generuojamo superkontinuumo ilgalaikis stabilumas. Tad darbo metu tam tikrais laiko intervalais saugant spektro duomenis stebimas spektro stabilumas. Visiškai skaidulinėje sistemoje generuojamo superkontinuumo stabilumas pateiktas (26 pav. (a)). Palyginimui išmatuotas ir generuojamo superkontinuumo stabilumas, kai žadinimo spinduliuotė į tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaidulą suvedama per laisvą erdvę (26 pav. (b)). Iš grafikų matyti, kad generuojamo superkontinuumo spektrai abiem atvejais laike beveik nekinta.

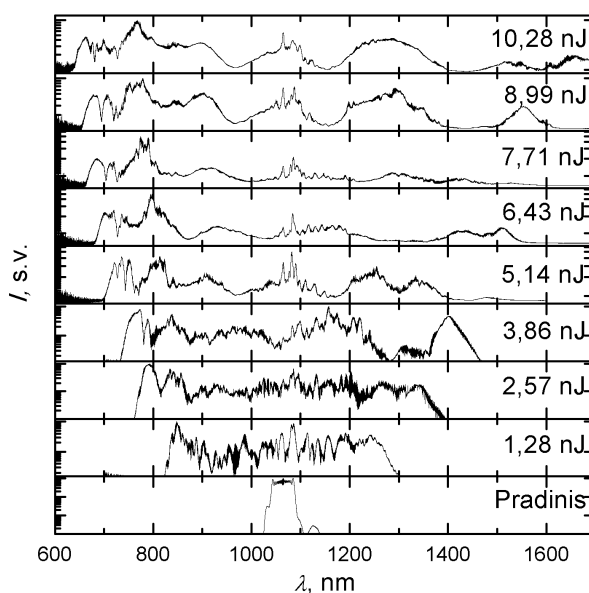


26 pav. Generuojamo superkontinuumo spektro kitimas bėgant laikui: (a) visiškai skaidulinėje sistemoje bei (b) tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaiduloje, kai žadinimo spinduliuotė į ją vedama per laisvą erdvę.

3.1.3. Žadinimas didesnės energijos impulsais

Fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro plotis priklauso nuo naudojamos skaidulos ilgio ir nuo lazerinės spinduliuotės energijos. Kuo ilgesnė skaidula bei kuo didesnė spinduliuotės energija, tuo platesnio spektro superkontinuumas gaunamas. Norint tokio paties t.y. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoti platesnio spektro superkontinuumą, reikia į fotoninių kristalų skaidulą suvesti didesnės energijos lazerinę spinduliuotę. Siekiant tai įgyvendinti mokslinės tiriamosios praktikos metu surinktas femtosekundinis skaidulinis lazeris, kurio generuojamos spinduliuotės vidutinė galia yra didesnė nei prieš tai aprašyto superkontinuumo žadinimui naudoto lazerio FF200 išėjimo galia. Šis lazeris turi laisvos erdvės išėjimą, tad, panaudojus optinius komponentus, spinduliuotė per laisvą erdvę nukreipiama ir suvedama į fotoninių kristalų skaidulą. Darbo metu pavyko į skaidulą suvesti apie 60% lazerinės spinduliuotės.

Suderinus sistemą (7 pav.) ir pasiekus kuo didesnę spinduliuotės suvedimo į fotoninių kristalų skaidulą efektyvumą, joje generuojamas superkontinuumas. Spektro analizatoriumi matuojamas superkontinuumo spektras. Keičiant žadinimo spinduliuotės įvedamos į skaidulą energiją, fiksuojama kaip kinta generuojamas superkontinuumas. 27 pav. pavaizduota fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektro priklausomybė nuo spinduliuotės energijos. Vertikalioje ašyje pateiktos logaritminės normuoto intensyvumo reikšmės, o dešinėje grafiko pusėje surašytos impulsų energijos vertės.

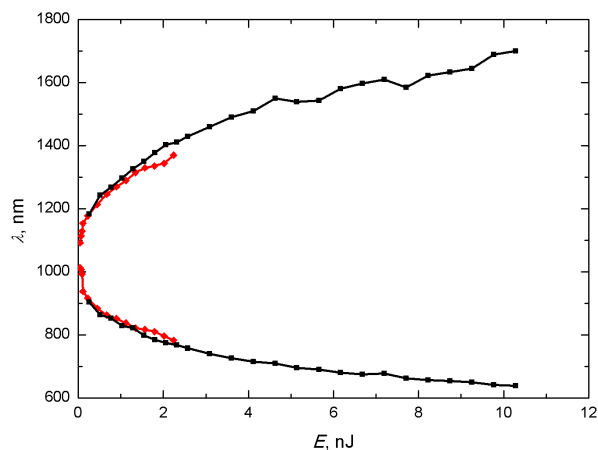


27 pav. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje sugeneruoto superkontinuumo spektro kitimas, keičiant žadinimui naudojamų impulsų energiją.

Iš 27 pav. matome, kad didinant į fotoninių kristalų skaidulą suvedamos spinduliuotės energiją generuojamo superkontinuumo spektras gana tolygiai plečiasi. Esant didžiausiai naudojamų impulsų energijai, superkontinuumo spektras link regimosios spektrinės srities išsiplėtė iki 639 nm, o gilyn į infraraudonąją sritį spektras išsiplėtė iki 1700 nm. Taigi, fotoninių kristalų skaidulą žadinant anomalios dispersijos srityje 10,28 nJ energijos impulsais (spinduliuotės galia

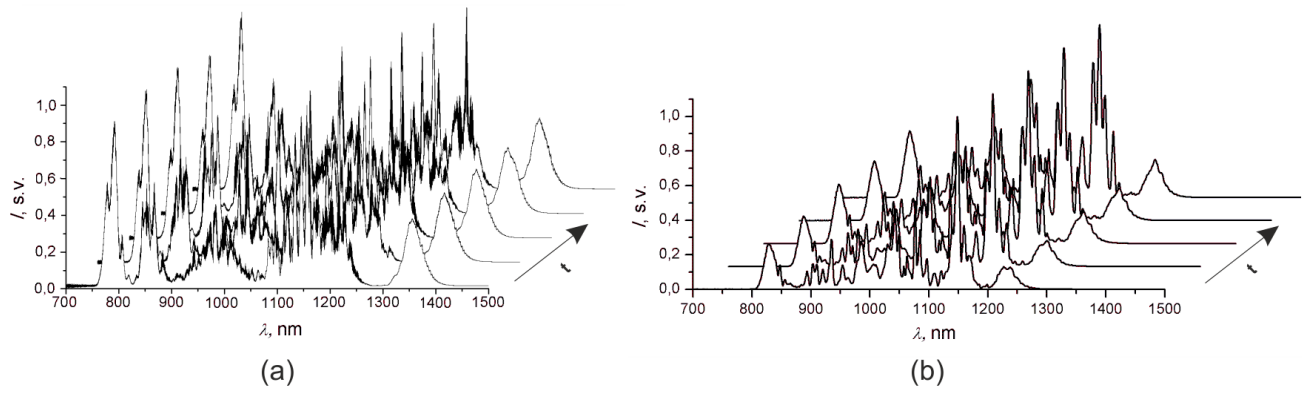
400 mW), pavyko sugeneruoti superkontinuumą, kurio spektras apėmė daugiau nei 1061 nm. Tolimesnio spektro plitimo į ilgesniųjų bangų pusę užfiksuoti nepavyko, nes pasiekta naudojamo spektrometro matuojamų bangos ilgių diapazono riba.

Norint palyginti kaip skiriasi generuojamo superkontinuumo spektro plitimas naudojant tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaidulą, bet skirtingos energijos spinduliuotę generuojančius lazerius, nubrežtas grafikas (28 pav.). Jame pateiktos superkontinuumo spektro kraštinių bangos ilgių priklausomybės nuo suvestos į skaidulą spinduliuotės energijos. Žadinimui naudojant skaidulinį lazerį FF200 gauta priklausomybė pažymėta raudonai, o naudojant didesnės vidutinės galios darbo metu surinkto skaidulinio lazerio generuojamą spinduliuotę – juodai. Matome, kad didinant spinduliuotės energiją, generuojamas vis platesnio spektro superkontinuumas. Taip pat svarbu pastebėti, kad naudojant skirtingus lazerius spektras plinta tokiu pačiu dėsniu. Superkontinuumo spektro plotis gautas žadinant skaidulą impulsais generuojamais lazerio FF200 bei žadinant tokios pačios energijos impulsais, kuriuos generuoja lazeris FF1000 beveik sutampa.



28 pav. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link regimosios srities bei link infraraudonosios srities. Žadinimui naudojant skaidulinio lazerio FF200 generuojamą spinduliuotę gautos kreivės pažymėtos raudonai, o panaudojant darbo metu surinkto lazerio spinduliuotę – juodai.

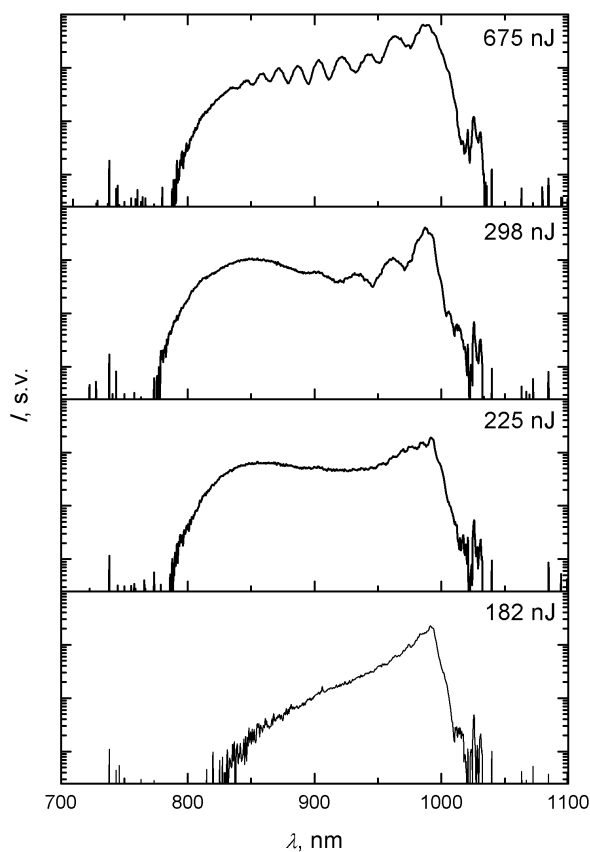
Taip pat darbo metu tam tikrais laiko intervalais saugant spektro duomenis stebimas ir gauto spektro stabilumas. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektrai bėgant laikui pavaizduoti 29 pav.(a). Šiuo atveju galime puikiai matyti, kad generuojamo superkontinuumo spektras laike beveik nekinta. Rezultatai sutampa su anksčiau atliktų eksperimentų rezultatais. Superkontinuumas generuotas tokio paties ilgio fotoninių kristalų skaiduloje, tik tada žadinimui panaudotas mažesnės energijos impulsus generuojantis skaidulinis femtosekundinis lazeris FF200. Išmatuoti 0,5 m ilgio skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektrai bėgant laikui pavaizduoti 29 pav. (b). Šiuo atveju superkontinuumas taip pat pakankamai stabilus.



29 pav. 0,5 m ilgio fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektro kitimas bėgant laikui, kaip žadinimo spinduliuotės šaltinį naudojant femtosekundinį skaidulinį lazerį (a) FF1000 bei (b) FF200.

3.2. Superkontinuumo generavimas kristale

Darbo metu superkontinuumas generuojamas ne tik fotoninių kristalų skaiduloje, bet ir didelio netiesiškumo ZnS kristale. Žadinimui naudojamas skaidulinis lazeris FF3000. Šis lazeris turi laisvos erdvės išėjimą, tad, panaudojus optinius komponentus, jo generuojama spinduliuotė per laisvą erdvę nukreipiama ir lęšiu sufokusuojama į kristalą. Darbo metu naudota schema pateikta 7 pav. Žadinimo lazerio generuojamos spinduliuotės pluošto diametras $1/e^2$ intensyvumo lygyje – 2 mm. Iš pradžių eksperimentai atliekami naudojant lęšį, kurio židinio nuotolis $f = +40$ mm. Juo pluoštas fokusuojamas į 26 μm dydžio dėmelę. Suderinus sistemą, kristale generuojamas superkontinuumas. Spektrometru matuojamas sugeneruoto superkontinuumo spektro plitimas. Naudojamas spektrometras leidžia išmatuoti bangos ilgus nuo 200 nm iki 1100 nm, taip pat naudojamas filtras žadinimo spinduliuotei nufiltruoti, tad spektrinės komponentės nuo 1020 nm į ilgesniųjų bangų pusę nefiksuoja. Darbo metu nustatytas superkontinuumo generavimo slenkstis naudojant +40 mm lęšį – 175 nJ, kas atitinka 700 mW galios spinduliuotę esant 4 MHz impulsų pasikartojimo dažniui.

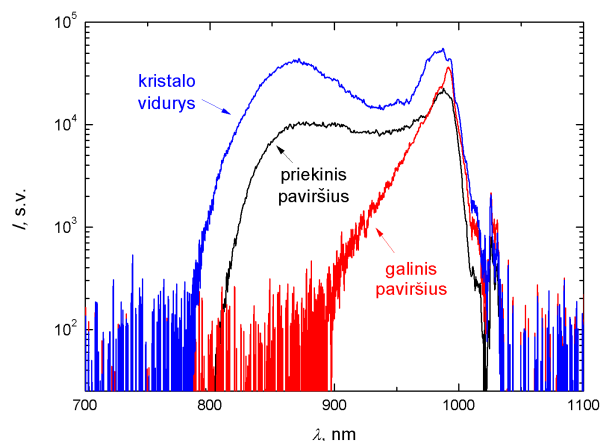


30 pav. ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link regimosios srities esant skirtingoms žadinimui naudojamų impulsų energijoms.

Darbo metu spektrometru fiksuojamas ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro plitimas, kai keičiama žadinimui naudojamos spinduliuotės galia, o kartu ir impulsų energija (30 pav.). Šiuo atveju eksperimentinė sistema suderinama taip, kad geometrinė fokusuojamo pluošto sąsmauka būtų ties kristalo viduriu. Vertikaloje grafiko ašyje pateiktos logaritminės

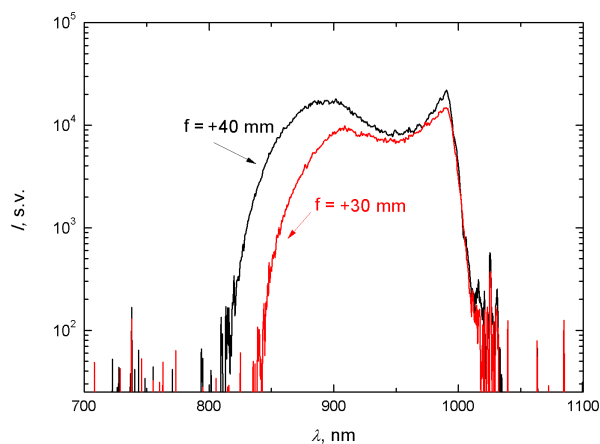
intensyvumo vertės, o dešinėje pusėje surašytos impulsų energijos vertės. Fotoninių kristalų skaiduloje generuojamo superkontinuumo spektras vis plečiasi didinant žadinančių impulsų energiją. Kitaip yra kai superkontinuumas generuojamas kristale. Iš grafiko galime matyti, kad šiuo atveju spektro plitimo priklausomybė nuo energijos yra žymiai sudėtingesnė. Iš pradžių, didinant žadinimo impulsų energiją, spektras į mėlynąją pusę pasislenka toliau. Naudojant 182 nJ energijos spinduliuotę (galia – 0,73 W), spektras išplito iki 850 nm. Padidinus impulsų energiją iki 225 nJ (0,9 W), superkontinuumo spektras išplito jau iki 790 nm. Taip pat matome, kad impulsų energijai pasiekus tam tikrą vertę, riba iki kurios išsiplėčia spektras išlieka pastovi, o spektre atsiranda moduliacijos vis ryškėjančios toliau didinant energiją.

Eksperimentų metu pastebėta, kad ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link trumpųjų bangų priklauso ir nuo pluošto fokusavimo padėties kristale. 31 pav. pateikta spektro kitimo dinamika gauta esant trims skirtingoms fokusavimo sąlygoms. Visais atvejais naudojamų žadinimo impulsų energija – 250 nJ (1 W). Fokusuojant pluoštą ties galiniu kristalo paviršiumi (raudona kreivė) generuojamo superkontinuumo spektras į trumpųjų bangų pusę išplinta mažiausiai, iki 900 nm. Kai fokusuojamo pluošto sąsmauka yra ties kristalo priekiniu paviršiumi (juoda kreivė), sugeneruojamas platesnis plokščias superkontinuumas, turintis tik mažą įdubimą. Šiuo atveju spektras išplito iki 815 nm. Vis tik labiausiai spektras į mėlynąją pusę (iki 790 nm) išplito, kai pluošto sąsmauka yra ties kristalo viduriu (mėlyna kreivė).



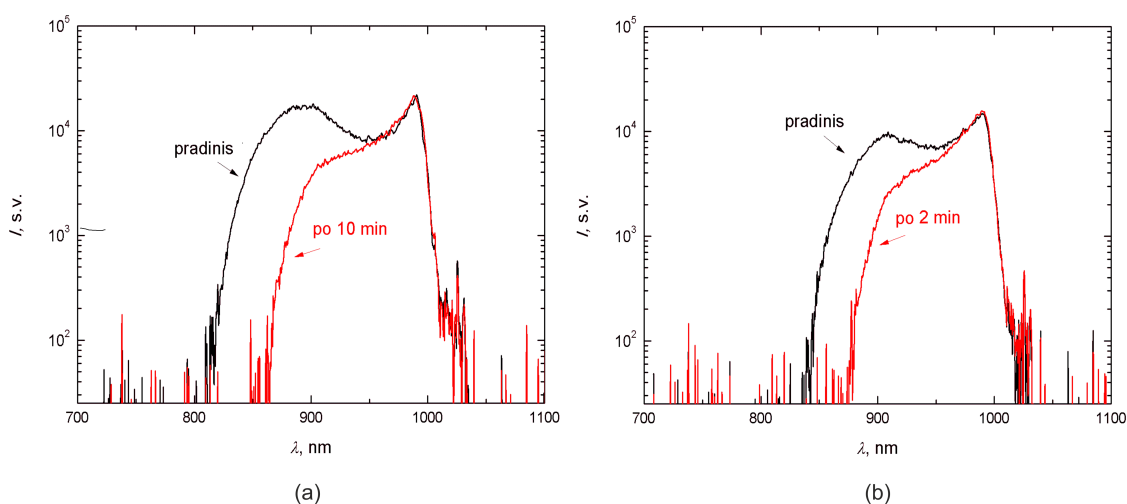
31 pav. ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link regimosios srities esant skirtingoms pluošto sąsmaukos padėtimis kristale.

Eksperimentų metu naudojamas ir aštriau fokusuojantis lęšis, kurio $f = +30$ mm. Juo žadinimo lazerio generuojama spinduliuotė fokusuojama į mažesnę, 19,7 μm dydžio dėmelę ($1/e^2$ intensyvumo lygyje). Šiuo atveju ir superkontinuumo generavimo slenkstis žemesnis – 134 nJ (535 mW). Vis tik naudojant šį lęšį, superkontinuumo spektras, dėl mažesnio netiesinės sąveikos ilgio, išsiplėtė mažiau (iki 845 nm), lyginant su superkontinuumo spektru gautu naudojant silpniau fokusuojantį lęšį (iki 820 nm) (32 pav.).



32 pav. ZnS kristale generuojamo superkontinuumo spektro plitimas link regimosios srities pluošto fokusavimui naudojant skirtingo židinio nuotolio lęšius. Naudojant $f = +40$ mm lęšį gautas spektras pažymėtas juodai, o gautas naudojant $f = +30$ mm lęšį – raudonai.

Darbo metu susidurta su ZnS kristale generuojamo superkontinuumo degradacijos problema, t.y. laikui bėgant jo spektro plotis mažėja. Pradinis sugeneruotas spektras (juoda kreivė) ir po 10 min išmatuotas spektras (raudona kreivė) pateikti 33 pav. (a). Iš grafiko matome, kad iki 820 nm į trumpųjų bangų pusę išsiplėtęs superkontinuumas, po kurio laiko susiaurėja iki 860 nm. Pluošto fokusavimui naudojant +30 mm lęšį kristale generuojamo superkontinuumo spektro degradacija vyksta dar greičiau (33 pav. (b)). Šiuo atveju spektras išplitęs iki 860 nm į mėlynąją pusę (juoda kreivė), jau po poros minučių susiaurėja iki 880 nm (raudona kreivė). Abiem atvejais dėl daugybės žadinimo impulsų pataikančių į tą pačią vietą, medžiaga yra pažeidžiama ir generuojamas superkontinuumas nyksta. Na, o fokusuojant pluoštą į mažesnio diametro dėmelę, pasiekiamas didesnis intensyvumas, tad ir medžiaga pažeidžiama greičiau. Spektro degradavimo galima išvengti keičiant kristalo padėtį pluošto atžvilgiu.



33 pav. ZnS kristale generuojamo superkontinuumo degradacija laike, kai pluošto fokusavimui naudojamas (a) $f = +40$ mm lęšis ir (b) $f = +30$ mm lęšis.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Naudojant kelių nJ energijos žadinimo impulsus pademonstruotas superkontinuumo generavimas fotoninių kristalų skaiduloje ir nustatyta, kad didinant skaidulos ilgį, dėl netiesinės sąveikos ilgio didėjimo, generuojamas platesnio spektro stabilus superkontinuumas ($l = 19$ m, $E = 1,78$ nJ, $\Delta\lambda = 676$ nm), kurio forma ir plotis nepriklauso nuo įvedamos spinduliuotės tiesinės poliarizacijos krypties.
2. Naudojant du skirtingos energijos žadinimo lazerius, nustatyta, kad didinant impulsų energiją generuojamas vis platesnio spektro superkontinuumas (kai $E = 2,2$ nJ, $\Delta\lambda = 587$ nm, kai $E = 10,28$ nJ, $\Delta\lambda = 1061$ nm).
3. Optimizavus fotoninių kristalų skaidulų suvirinimo procedūrą sukurtas visiškai skaidulinis superkontinuumo generavimo šaltinis, kuris, dėl mažesnių nuostolių skaidulų suvirinimo metu (54%) ir atitinkamai didesnės žadinimo energijos (2,67 nJ), leidžia generuoti platesnio spektro superkontinuumą (618 nm) lyginant su superkontinuumu gautu spinduliuotę į tokio paties ilgio (0,5 m) skaidulą įvedant per laisvą erdvę (62% nuostolių, $E = 2,2$ nJ, $\Delta\lambda = 587$ nm).
4. Naudojant šimto nJ eilės energijos žadinimo impulsus, sugeneruotas superkontinuumas didelio netiesiškumo ZnS kristale ir nustatyta, kad labiausiai spektras į mėlynąją pusę (iki 790 nm) išplito pluoštą fokusuojant didesnio židinio nuotolio lęšiu ($f = +40$ mm) bei pluošto sąsmaukai esant ties kristalo viduriu.

Literatūra

- [1] S. T. Sanders, „Wavelength-agile fiber laser using group-velocity dispersion of pulsed supercontinua and application to broadband absorption spectroscopy”, *Appl. Phys. B* **75**(6), 799-802 (2002).
- [2] Y. You, C. Wang, Y. Lin, A. Zaytsev, P. Xue and C. Pan, „Ultra-high-resolution optical coherence tomography at 1.3 μm central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses”, *Laser Phys. Lett.* **13**(2), 025101 (2015).
- [3] J. Reichert, R. Holzwarth, T. Udem and T. W. Hänsch, „Measuring the frequency of light with mode-locked lasers”, *Opt. Commun.* **172**, 59-68 (1999).
- [4] S. V. Smirnov, J. D. Ania-Castanon, T. J. Ellingham, S. M. Kobtsev, S. Kukarin and S.K. Turitsyn, „Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications”, *Opt. Fib. Tech.* **12**, 122-147 (2006).
- [5] G. Cerullo and S. De Silvestri, „Ultrafast optical parametric amplifiers”, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1-18 (2003).
- [6] A. Dubietis, R. Butkus and A. Piskarskas, „Trends in chirped pulse optical parametric amplification”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**(2), 163-172 (2006).
- [7] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, „Emission in the region 4000 to 7000 \AA via four-photon coupling in glass”, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584-587 (1970).
- [8] A. Penzkofer, A. Laubereau and W. Kaiser, „Stimulated short-wave radiation due to single-frequency resonances of $\chi^{(3)}$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **31**(14), 863-866 (1973).
- [9] P. B. Corkum, C. Rolland and T. Srinivasan-Rao, „Supercontinuum generation in gases”, *Phys. Rev. Lett.* **57**(18), 2268-2271 (1986).
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin, „All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.* **21**(19), 1547-1549 (1996).
- [11] J. M. Dudley, G. Genty and S. Coen, „Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135-1184 (2006).
- [12] P. Russell, „Photonic crystal fibers”, *Science* **299**(5605), 358-362 (2003).
- [13] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blach, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, „Anomalous dispersion in photonic crystal fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**(7), 807-809 (2000).
- [14] N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennet and D. J. Richardson, „Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities”, *Opt. Lett.* **24**(20), 1395-1397 (1999).
- [15] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng and M. Kaivola, „Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers”, *Opt. Express* **10**(20), 1083-1098 (2002).
- [16] A. Brodeur and S. L. Chin, „Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum”, *Phys. Rev. Lett.* **80**(20), 4406-4409 (1998).

- [17] A. Dubietis, „Netiesinė optika. Paskaitų konspektas”, Vilniaus universitetas, Vilnius (2009).
- [18] G. P. Agrawal, „Nonlinear fiber optics”, Academic Press, Burlington (2007).
- [19] en.wikipedia.org/wiki/Self-phase-modulation (2016-05-01).
- [20] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, „Observation of self-phase-modulation and small-scale filaments in crystals and glasses”, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 592-594 (1970).
- [21] R. R. Alfano, „The supercontinuum laser source”, Springer, New York (2006).
- [22] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stenz, „Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Opt. Lett.* **25**(1), 25-27 (2000).
- [23] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, „Generation of optical harmonics”, *Phys. Rev. Lett.* **7**(4), 118-119 (1961).
- [24] P. D. Maker and R. W. Terhune, „Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength”, *Phys. Rev.* **137**, A801-A818 (1965).
- [25] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, „Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies”, *Phys. Rev. Lett.* **14**(24), 973-976 (1965).
- [26] B. Povazay, K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. St. J. Russell, M. Vetterlein and E. Scherzer, „Submicrometer axial resolution optical coherence tomography”, *Opt. Lett.* **27**(20), 1800-1802 (2002).
- [27] E. Hand, „Easy ways to other Earths”, *Nature* **452**, 514-515 (2008).
- [28] B. Schenkel, R. Paschotta and U. Keller, „Pulse compression with supercontinuum generation in microstructure fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(3), 687-693 (2005).
- [29] O. Frazao, J. L. Santos, F. M. Araujo and L. A. Ferreira, „Optical sensing with photonic crystal fibers”, *Laser and Photon Rev.* **2**(6), 449-459 (2008).
- [30] P. Yan, S. Ruan, C. Guo, Y. Yu and L. Li, „Efficient, tunable photonic crystal fiber Raman laser”, *Microw. Opt. Technol. Lett.*, **49**(2), 395-397 (2007).
- [31] C. D. Brooks and F. D. Teodoro, „Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier”, *Appl. Phys. Lett.* **89**(11), 111119 (2006).
- [32] L. Cherbi, N. Lamhene, F. Boukhelkhal, A. Biswas, „Ultra-short pulse compression at 1065 nm in nonlinear photonic crystal fiber”, *Optik*, **125**(1), 133-136 (2014).
- [33] R. Ramsay, „Photonic-crystal fiber characteristics benefit numerous applications”, SPIE Newsroom, (2008).
- [34] T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell, „Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, **22**(13), 961-963 (1997).
- [35] B. J. Mangan, J. Arriaga, T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell, „Fundamental-mode cutoff in a photonic crystal fiber with a depressed-index core”, *Opt. Lett.* **26**(19), 1469-1471 (2001).

- [36] W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell and P. J. Roberts, „Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers”, *Opt. Express* **10**(14), 609–613 (2002).
- [37] A. Hartung, A. M. Heidt and H. Bartelt, „Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse-preserving supercontinuum generation”, *Opt. Express* **19**(8), 7742–7749 (2011).
- [38] K. M. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Molmer, S. Keiding, R. E. Kristiansen, K. P. Hansen and J. J. Larsen, „Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths”, *Opt. Express* **12**(6), 1045–1054 (2004).
- [39] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks and P. St. J. Russell, „Photonic band gap guidance in optical fibers”, *Science* **282**, 1476–1478 (1998).
- [40] R. F. Cregan, B. J. Mangan and J. C. Knight, „Single-mode photonic and gap guidance of light in air”, *Science* **285**, 1537–1539 (1999).
- [41] D. Čiplys, A. Krotkus and V. Smilgevičius, „Šviesolaidžių optika”, Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius (2008).
- [42] en.wikipedia.org/wiki/Gaussianbeam (2016-05-01).
- [43] www.rp-photonics.com/corelessendcaps (2016-05-02).
- [44] A. V. Husakou and J. Herrmann, „Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers”, *Phys. Rev. Lett.* **87**(20), 203901 (2001).
- [45] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell and G. Korn, „Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers”, *Phys. Rev. Lett.* **88**(17), 173901 (2002).
- [46] D. T. Reid, I. G. Cormack, W. J. Wadsworth, J. C. Knight and P. S. J. Russell, „Soliton self-frequency shift effects in photonic crystal fibre”, *J. Modern Opt.* **49**(5/6), 757–767 (2002).
- [47] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, „Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 753–764 (2002).
- [48] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton and S. Coen, „Supercontinuum generation in air–silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping”, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765–771 (2002).
- [49] A. V. Avdokhin, S. V. Popov and J. R. Taylor, „Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers”, *Opt. Lett.* **28**(15), 1353–1355 (2003).
- [50] L. E. Hooper, P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth and J. C. Knight, „Coherent supercontinuum generation in photonic crystal fiber with all-normal group velocity dispersion”, *Opt. Express* **19**(6), 4902–4907 (2011).
- [51] P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy and C. Froehly, „White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system”, *Opt. Express* **12**(19), 4366–4371 (2004).

- [52] J. H.V. Price, X. Feng, A. M. Heidt, G. Brambilla, P. Horak, F. Poletti, G. Ponzio, P. Petropoulos, M. Petrovich, J. Shi, M. Ibsen, W. H. Loh, H. N. Rutt and D. J. Richardson, „Supercontinuum generation in non-silica fibers”, *Opt. fib. tech.* **18**(5), 327–344 (2012).
- [53] A.L. Gaeta, „Catastrophic collapse of ultrashort pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **84**(16), 3582-3585 (2000).
- [54] K. D. Moll and A. L. Gaeta, „Role of dispersion in multiple-collapse dynamics”, *Opt. Lett.* **29**(9), 995–997 (2004).
- [55] G. G. Luther, J. V. Moloney, A. C. Newell and E. M. Wright, „Self-focusing threshold in normal dispersive media”, *Opt. Lett.* **19**(12), 862-864 (1994).
- [56] N. Bloembergen, „The influence of electron plasma formation on superbroadening in light filaments”, *Opt. Commun.* **8**(4), 285-288 (1973).
- [57] A. Couairon, A. Mysyrowicz, „Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.* **441**(2-4), 47-189 (2007).
- [58] J. Ranka, R. W. Schirmer and A. L. Gaeta, „Observation of Pulse Splitting in Nonlinear Dispersive Media”, *Phys. Rev. Lett.* **77**(18), 3783-3786 (1996).
- [59] J. B. Ashcom, R. R. Gattass, C. B. Schaffer and E. Mazur, „Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica”, *J. Opt. Soc. Am B.* **23**(11), 2317–2322 (2006).
- [60] M. Bradler, „Bulk continuum generation: The ultimate tool for laser applications and spectroscopy”, doctor dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2014).
- [61] F. Silva, D. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon and J. Biegert, „Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal”, *Nature Comms.* **3**, 807 (2012).
- [62] www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=SC-5.0-1040 (2016-04-09).
- [63] H. Liang, P. Krogen, R. Grynko, O. Novak, C. Chang, G. J. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. Kärtner and K.H. Hong, „Mid-IR Filamentation in Dielectrics: 3-octave-spanning Supercontinuum Generation and Sub-2-cycle Self-compression”, *CLEO* (2015).

Mokslinio darbo viešinimas

Konferencija:

- D. Mackevičiūtė and N. Rusteika, „Supercontinuum generation in photonic crystal fiber using femtosecond fiber laser”, Open readings, Vilnius, Lietuva, 2016.

Su šio darbo rezultatais nesusijusios publikacijos:

Straipsniai:

- M. Malinauskas, L. Lukoševičius, D. Mackevičiūtė, E. Balčiūnas, S. Rekštytė and D. Paipulas, „Multiscale 3D manufacturing: combining thermal printing with additive and subtractive direct laser writing”, Proc. SPIE **9135**, 91350TN (2014).
- E. Balčiūnas, L. Lukoševičius, D. Mackevičiūtė, S. Rekštytė, V. Rutkūnas, D. Paipulas, K. Stankevičiūtė, D. Baltriukienė, V. Bukelskienė, A. Piskarskas and M. Malinauskas, „Combination of thermal extrusion printing and ultrafast laser fabrication for manufacturing of 3D composite material scaffolds”, Proc. SPIE **8972**, 89721N (2014).

Konferencijos:

- D. Mackevičiūtė, S. Rekštytė and Mangirdas Malinauskas, „Laser polymerization of multi-component scaffolds”, Open readings, Vilnius, Lietuva, 2014.
- M. Malinauskas, L. Lukoševičius, D. Mackevičiūtė, E. Balčiūnas, S. Rekštytė and D. Paipulas, „Multiscale 3D manufacturing: combining thermal extrusion printing with additive and subtractive direct laser writing”, SPIE Photonics Europe, Briuselis, Belgija, 2014.
- S. Rekštytė, D. Mackevičiūtė, E. Balčiūnas and M. Malinauskas, „Ultrafast laser manufacturing of composite material 3D microstructured scaffolds”, SPIE Photonics West, San Franciskas, JAV, 2014.
- S. Rekštytė, D. Mackevičiūtė and M. Malinauskas, „Direct laser fabrication of composite material 3D micro-scaffoldings”, 20-asis Lietuvos-Baltarusijos seminaras „Lazeriai ir optinis netiesiškumas”, Vilnius, Lietuva, 2013.

SUPERKONTINUUMO GENERACIJA MAŽOS ENERGIJOS FEMTOSEKUNDINIAIS
IMPULSAIS FOTONINIŲ KRISTALŲ SKAIDULOJE IR DIDELIO NETIESIŠKUMO ZnS
KRISTALE

Santrauka

Šiame magistrantūros studijų baigiamajame darbe pateikiami superkontinuumo generavimo skirtingose terpėse principai. Apžvelgiami spektro plitimą lemiantys netiesiniai mechanizmai, taip pat superkontinuumo, kaip unikalaus naujų bangos ilgių generavimo šaltinio taikymai. Aptiriamos fotoninių kristalų skaidulų rūšys bei jų savybės, taip pat pateikiami jų skirtumai nuo tūrinės terpės. Šio darbo pagrindinis tikslas – ištirti superkontinuumo generavimą fotoninių kristalų skaiduloje bei didelio netiesiškumo ZnS kristale žadinimui panaudojant mažos energijos femtosekundinių skaidulinių lazerių generuojamą spinduliuotę. Darbu siekta nustatyti generuojamo superkontinuumo spektro priklausomybę nuo įvairių žadinimo impulsų bei naudojamos medžiagos parametrų.

Darbo metu fotoninių kristalų skaidulą žadinant kelių nJ energijos impulsais anomalios dispersijos režimu sėkmingai sugeneruotas plataus spektro superkontinuumas. Eksperimentiškai nustatyta spektro priklausomybė nuo žadinimo impulsų energijos, spinduliuotės poliarizacijos krypties bei naudojamos skaidulos ilgio. Pademonstruota, kad tiek naudojant didesnės energijos spinduliuotę, tiek ir naudojant ilgesnę skaidulą generuojamas platesnis superkontinuumas, kurio spektro plotis nepriklauso nuo spinduliuotės poliarizacijos krypties. Darbo metu optimizavus skirtingų skaidulų suvirinimo procedūrą, sukurtas visiškai skaidulinis stabilus superkontinuumo generavimo šaltinis, leidžiantis sugeneruoti platesnio spektro superkontinuumą lyginant su spektru gautu žadinimo spinduliuotę į skaidulą vedant per laisvą erdvę. Taip pat, surinktas didelės vidutinės galios femtosekundinis skaidulinis lazeris, kurį panaudojus, dėl didesnės impulsų energijos, tokio paties ilgio skaiduloje sugeneruotas žymiai platesnio spektro superkontinuumas.

Darbo metu, panaudojant mažos energijos impulsus, superkontinuumas sugeneruotas ir kristale. Nagrinėjama spektro priklausomybė nuo žadinimo impulsų energijos bei pluošto fokusavimo sąlygų. Minėti parametrai optimizuojami siekiant plačiausio superkontinuumo generavimo. Eksperimentiškai pademonstruota, kad superkontinuumo spektro slinkimas į mėlynąją pusę susijęs su žadinimo impulsų energija. Iš pradžių didinant impulsų energiją, spektras į mėlynąją pusę plinta vis labiau. Tačiau energijai pasiekus tam tikrą vertę, spektro plotis nebesikeičia, o pats spektras tampa moduluotas dėl daugelio šviesos gijų susidarymo. Taip pat parodyta, kad keičiant pluošto fokusavimą į aštresnį, riba iki kurios išsiplečia spektras ženkliai sumažėja. Galiasiai nustatyta, kad plačiausias superkontinuumas gaunamas, kai pluošto sąsmauka yra ties kristalo viduriu.

SUPERCONTINUUM GENERATION IN PHOTONIC CRYSTAL FIBER AND HIGHLY
NONLINEAR ZnS CRYSTAL USING LOW-ENERGY FEMTOSECOND PULSES

Summary

In this Master's thesis the principals of supercontinuum generation in different media are introduced. Nonlinear spectral broadening mechanisms and applications of supercontinuum as a unique source for the generation of new colors are reviewed. Types of photonic crystal fibers and their properties, also differences from bulk materials are mentioned. The aim of this work was to investigate supercontinuum generation in photonic crystal fiber and highly non-linear ZnS crystal using Yb-doped femtosecond fiber lasers with low-energy pulses as a pump. In this work we tried to determine a dependence of generated supercontinuum spectrum on various pump pulse energy and on parameters of the media.

Stable broadband supercontinuum was successfully generated by pumping photonic crystal fiber in anomalous dispersion regime with nJ pulses. Spectral dependency on pump pulse energy, polarization and fiber length have been experimentally investigated. It was demonstrated that both higher energy and longer fiber leads to broader supercontinuum generation independent of polarization direction. Also, by optimizing the splicing between different fibers, all-in-fiber stable supercontinuum generation source was created, which allowed to generate wider supercontinuum spectrum compared to one produced by coupling pump into photonic crystal fiber through free space. On top of that, a more powerful femtosecond fiber laser has been assembled. It was used to generate much broader supercontinuum with the same fiber length.

Bulk continuum generation with low-energy pulses was demonstrated. Supercontinuum spectra dependence on pump pulse energy and beam focusing conditions was investigated. Pulse and beam parameters was optimized to obtain the broadest supercontinuum generation. It was experimentally demonstrated that blueshifted broadening of the supercontinuum spectrum depended on the pump pulse energy. At first higher energy leads to broader supercontinuum, but at some point the maximum blueshift of the spectrum was achieved and spectral modulation occurred if energy was further increased. It was also shown that by reducing beam waist diameter the blue extent of the supercontinuum decreased significantly. It was found that broadest supercontinuum is generated, when beam was focused in the middle of crystal.