

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.596>

<https://orcid.org/0000-0007-9959-5233>

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Gustas Liaugminas

Impulsų formavimas optinėse skaidulose panaudojant netiesinius reiškinius

DAKTARO DISERTACIJA

Technologijos mokslai,
Medžiagų inžinerija (T 008)

VILNIUS 2024

Disertacija rengta 2019–2023 metais Fizinių ir technologijos mokslų centro lazerinių technologijų skyriuje.

Mokslinis vadovas – dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T008).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – dr. Julius Vengelis (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika, N002).

Nariai:

prof. dr. Aidas Matijošius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika, N002),

dr. Andrėjus Michailovas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T008),

dr. Audrius Pugžlys (Vienos technologijos universitetas, Austrija, gamtos mokslai, fizika, N002),

dr. Aleksėj Rodin (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T008).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2024 m. Gegužės mėn. 15 d. 14:00 val. Fizinių ir technologijos mokslų centro, Fizikos instituto posėdžių salėje. Adresas: Savanorių pr. 231, Vilnius, Lietuva, tel. (85)2661640 ; el. paštas info@ftmc.lt

Disertaciją galima peržiūrėti Fizinių ir technologijos mokslų centro ir Vilniaus universiteto bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.596>

<https://orcid.org/0009-0007-9959-5233>

VILNIUS UNIVERSITY

CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Gustas Liaugminas

Nonlinear Pulse Formation in an Optical Fibers

DOCTORAL DISSERTATION

Technology Sciences,
Material Engineering (T 008)

VILNIUS 2024

The dissertation was prepared between 2019 and 2023 in the Center for Physical Sciences and Technology, Department of Laser Technology.

Academic supervisor – Dr. Kęstutis Regelskis (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T 008).

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

Chairman – Dr. Julius Vengelis (Vilnius University, Nature Sciences, Physics, N002).

Members:

Prof. Dr. Aidas Matijošius (Vilnius University, Nature sciences, Physics, N002),

Dr. Andrėjus Michailovas (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T008),

Dr. Audrius Pugžlys (Technische Universität Wien, Austria, Nature Sciences, Physics, N002),

Dr. Aleksėj Rodin (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T008).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 14:00 on May 15th 2024 in the meeting room of the Physics Institute, Center for Physical Sciences and Technology.

Address: Savanorių pr. 231, Vilnius, Lithuania.

Tel. (85)2661640 ; e-mail: info@ftmc.lt

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of the Center for Physical Sciences and Technology and Vilnius University, as well as on the website of Vilnius University:

www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius

SANTRUMPOS

AOM	Akustooptinis moduliatorius (<i>angl. acoustooptic modulator</i>)
AOS	Akustooptinis jungiklis (<i>angl. acoustooptic switch</i>)
ASE	Sustiprinta spontaninė emisija (<i>angl. amplified spontaneous emission</i>)
BL	Ribojamas spektru (<i>angl. bandwidth-limited</i>)
BS	Pluošto daliklis (<i>angl. beam-splitter</i>)
EOS	Elektrooptinis jungiklis (<i>angl. electrooptical switch</i>)
FWHM	Visas plotis pusės maksimumo lygyje (<i>angl. full-width-half-maximum</i>)
FWM	Keturbangis maišymas (<i>angl. four-wave mixing</i>)
GSD	Perjungiamo stiprinimo diodas (<i>angl. gain-switched diode</i>)
GVD	Grupinių greičių dispersija (<i>angl. group velocity dispersion</i>)
GRIN	Gradientinis lūžio rodiklis (<i>angl. graded-index</i>)
Yb	Iterbis
YDF	Iterbiu legiruota skaidula (<i>angl. ytterbium doped fiber</i>)
LD	Lazerinis diodas
LMA	Didelis modos plotas (<i>angl. large mode area</i>)
MO	Mamyševo osciliatorius
OSA	Optinio spektro analizatorius (<i>angl. optical spectrum analyzer</i>)
PCF	Fotoninių kristalų šviesolaidis (<i>angl. photonic crystal fiber</i>)
PM	Poliarizaciją išlaikantis (<i>angl. polarisation maintaining</i>)
PoD	Impulsas pagal poreikį (<i>angl. pulse-on-demand</i>)
PP	Impulsų išrinkėjas (<i>angl. pulse picker</i>)
RC	Regeneracinė grandinė (<i>angl. regenerative chain</i>)
SESAM	Puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis (<i>angl. semiconductor saturable absorbing mirror</i>)
SM	Vienamodis (<i>angl. single mode</i>)
SRS	Priverstinė Ramano sklaida (<i>angl. stimulated Raman scattering</i>)
WDM	Kaupinimo ir signalo tankintuvas (<i>angl. wavelength division multiplexer</i>)

TURINYS

ĮVADAS.....	8
1. LITERATŪROS APŽVALGA	14
1.1. Netiesiniai reiškiniai optinėse skaidulose	14
1.1.1. Fazės moduliavimasis	14
1.1.2. Keturbangis maišymas	16
1.2. Derinamos dispersijos fotoninių kristalų šviesolaidžiai	18
1.3. Impulsų formavimas skaidulinėse grandinėse	20
1.3.1. Pasyviai sinchronizuotų modų grandinės	20
1.3.2. Mamyševo osciliatoriai	22
1.3.3. Mamyševo regeneratorių taikymas generuoti pasirenkamo pasikartojimo dažnio impulsus	25
2. KETURBANGIO MAIŠYMO FOTONINIŲ KRISTALŲ SKAIDULOSE TYRIMAI.....	29
2.1. 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimas į regimąjį diapazoną LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje	29
2.1.1. Fazinio sinchronizmo LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje skaičiavimas	29
2.1.2. Eksperimentiniai 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimo į regimąjį LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje rezultatai	31
2.2. Eksperimentiniai 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimo SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidyje rezultatai.....	35
2.3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	42
3. REGENERACINIS IMPULSŲ FORMAVIMAS MAMYŠEVO GRANDINĖJE	44
3.1. Regeneracinės grandinės žadinimas pikosekundiniais skaidulinio lazerio impulsais.....	44
3.1.1. Regeneracinio impulsų formuotuvo schema ir teoriniai rezultatai	44
3.1.2. Eksperimentiniai regeneracinio impulsų formavimo rezultatai	50
3.2. Regeneracinės grandinės žadinimas pikosekundiniais lazerinio diodo impulsais.....	56

3.2.1. Regeneracinio diodo impulsų formuotuvo schema.....	57
3.2.1. Eksperimentiniai regeneracinio diodo impulsų formavimo rezultatai	59
3.3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	62
IŠVADOS.....	64
SUMMARY	65
LITERATŪROS SĄRAŠAS.....	93

ĮVADAS

Praeito amžiaus viduryje, pradėjus plėtoti lazerių fizikos mokslui, pasiūlytos įvairios lazerių rezonatorių konfigūracijos, stiprinimo terpės ir veikimo režimai. 1961m. Elias Snitzer pasiūlė pirmąją šviesolaidinio lazerio koncepciją, kurioje spinduliuotė stiprinama sklindant stiklo šerdimi, apgaubta mažesnio lūžio rodiklio terpės (apvaskalo) [1]. Po kelių metų buvo pademonstruotas pirmas šviesolaidinis stiprintuvas, kurio neodimiu legiruota šerdis leido stiprinti 1,06 μm spinduliuotę [2]. Tobulėjant šviesolaidžių gamybos technologijoms atsirado galimybė gaminti itin mažo skermens šerdies šviesolaidžius pasižyminčius itin mažais nuostoliais optinei spinduliuotei. Išstobulinius šviesolaidinių stiprintuvų kaupinimą diodiniais lazeriais atsirado galimybė efektyviai stiprinti šviesolaidžio šerdimi sklindantį signalą ir plačiau taikyti šviesolaidinius stiprintuvus ir lazerius praktikoje [3]. Viena iš pirmųjų taikymo sričių, ypatingai svarbia ir šiuo metu, tapo telekomunikacijos [4].

Vienas pagrindinių šviesolaidinių lazerių privalumų, lyginant su kitų tipų lazeriais, tai geros šilumos nuvedimo savybės, ilgos, bet kompaktiškos stiprinimo terpės, patogus šviesos perdavimas ir gera šviesos pluošto kokybė. Šios savybės įgalino šviesolaidiniais lazeriais pasiekti didesnę lazerinės spinduliuotės vidutinę galią nei kietakūniais lazeriais, tuo pat metu naudojant kompaktiškesnę sistemą [5]. Dvigubo apvaskalo šviesolaidžių sukūrimas kartu su diodiniu kaupinimu leido pasiekti kilovatų eilės vidutines galias šviesolaidinio lazerio išėjime ir įgalino platesnį šviesolaidinių lazerių panaudojimą medžiagų apdirbimo, medicinos ir karybos srityse [6-10].

Be nuolatinės veikos lazerių daug dėmesio susilaukė ir ultratrumpų impulsų režimu veikiančios lazeriai. Tokio tipo lazeriai gali generuoti sąlyginai mažos energijos impulsus, bet dėl itin mažos impulso trukmės impulso smailinė galia gali siekti teravatų eiles [11]. Ultratrumpų impulsų sąveika su medžiaga atvėrė kelią visai eilei naujų reiškinių ir šią dieną yra viena labiausiai tyrinėjamų lazerių mokslo sričių.

Šviesolaidiniuose lazeriuose ultratrumpų impulsų formavimas, sklidimas ir stiprinimas sukelia nemažai iššūkių. Didelės smailinės galios impulsų sklidimas ilga, mažo diametro šviesolaidžio šerdimi lemia didelį šviesos intensyvumą šerdyje ir didelį medžiagos-spinduliuotės sąveikos ilgį. Dėl šios priežasties impulsiniu režimu veikiančiuose šviesolaidiniuose lazeriuose dažnu atveju pasireiškia netiesiniai optiniai reiškiniai. Tokie reiškiniai kaip savaiminis fokusavimasis gali sukelti fizinius šviesolaidinio stiprintuvo skaidulos pažeidimus, fazinis moduliavimasis, keturbangis maišymas ir priverstinė Ramano sklaida gali sukelti laikinius ir spektrinius impulsų

iškraipymus, nepageidaujama impulsų konvertavimą į kitus bangos ilgius [12-14].

Pastaruoju metu yra pasiūlyta būdų leidžiančių sumažinti netiesinių reiškinių įtaką panaudojant didelio modos ploto (LMA) šviesolaidžius, kurių dėka dėl padidinto šerdies ploto sumažinamas spinduliuotės intensyvumas šerdyje ir padidinamas slenkstis netiesiniams reiškiniams reikštis [15]. Norint išlaikyti vienamodį pluošto skirstinį tokia šviesolaidyje, turi būti sumažinta šviesolaidžio skaitinė apertūra, dėl ko šviesolaidžiu sklindantis pluoštas silpniau laikosi šerdyje ir tampa jautresnis aplinkos poveikiui. Kaip alternatyva didelio modos diametro šviesolaidžiams taip pat pademonstruoti chiraliskai susietų šerdžių (CCC) šviesolaidžiai bei fotoninių kristalų šviesolaidžiai (PCF) padedantys spręsti šią problemą [16].

Netiesiniai reiškiniai, atsirandantys trumpiems impulsams sąveikaujant su medžiaga šviesolaidiniuose lazeriuose, gali būti išnaudoti siekiant patobulinti esamas šviesolaidines sistemas, ar išplėsti jų taikymo sritis. Šviesolaidiniame lazeryje generuojamos spinduliuotės bangos ilgis yra apribotas aktyvios terpės stiprinimo juostos pločiu. Išplėsti šias ribas galima pasitelkiant trečios eilės netiesinius reiškinius, tokius kaip keturbangis maišymas. Tam tikslui dažnai naudojami modifikuotos dispersijos fotoninių kristalų šviesolaidžiai, kurie dėl ilgo sąveikos ilgio leidžia konvertuoti kaupinimo impulso bangą į signalinę ir šalutinę bangas, turinčias paslinktus bangos ilgius kaupinimo bangos atžvilgiu [17]. Efektyviai netiesinei sąveikai vykti svarbu tenkinti fazinio sinchronizmo sąlygą priklausančią tiek nuo kaupinimo impulso parametrų tiek nuo fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersinių savybių. Dispersinė tokio šviesolaidžio kreivė yra nulemta vidinės šviesolaidžio geometrijos ir gali būti valdoma šviesolaidžio gamybos metu [18]. Derinant fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersiją galima realizuoti įvairius fazinio sinchronizmo scenarijus ir konvertuoti kaupinimo impulsus į kitus bangos ilgius plačiame bangos ilgių intervale [19].

Netiesiniai reiškiniai gali pasitarnauti ir formuojant trumpus lazerio impulsus. Įprastais metodais šviesolaidinėse schemose impulsai generuojami naudojant puslaidininkinius įsisotinančius sugėriklius, pvz. SESAM. Šie elementai linkę degraduoti dėl ilgo spinduliuotės poveikio puslaidininkio paviršiuje [20]. Išnaudojant netiesinius reiškinius galima realizuoti impulsų sužadavimo sąlygas ir generuoti ultratrumpus impulsus, atsisakant bet kokių papildomų modas sinchronizuojančių elementų. Neseniai aprašytas metodas besiremiantis fazės moduliavimusi ir pakaitiniu spektriniu filtravimu (Mamyševos osciliatorius), leido sugeneruoti ultratrumpus impulsus naudojant vien pasyvius optinius elementus [21].

Darbo tikslas ir uždaviniai

Šio darbo tikslas – panaudojant netiesinius optinėse skaidulose vykstančius reiškinius, išplėsti generuojamų bangos ilgių diapazoną, taip pat, ištirti galimybes panaudoti Mamyševio regeneratorių kaip priemonę impulsų formavimui, su galimybe regeneruoti impulsus iš skirtingų šaltinių ir realizuoti derinamo pasikartojimo dažnio ar impulsų serijų režimus. Tam tikslui sprendžiami šie uždaviniai:

1. Schemos besiremiančios impulso spektriniu plėtimu ir pakaitiniu filtravimu (Mamyševio oscilatoriaus) sukūrimas, optimizavimas ir eksperimentiniai tyrimai.
2. Generuojamų impulsų optinio dažnio keitimas fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, teoriniai fazinio sinchronizmo skaičiavimai ir eksperimentiniai tyrimai.
3. Mamyševio regeneratoriaus panaudojimas kuriant derinamo pasikartojimo dažnio impulsų formuotuvą. Teoriniai impulso formavimosi regeneratoriuje skaičiavimai, eksperimentai kaip užkrato šaltinį naudojant impulsus iš trumpų impulsų skaidulinio lazerio ir impulsus iš lazerinio diodo.

Darbo naujumas ir jo reikšmė

- Darbo metu buvo ištirtas ir optimizuotas derinamo bangos ilgio Mamyševio oscilatorius leidžiantis generuoti kelių pikosekundžių eilės impulsus. Tokio tipo impulsų generatorius nereikalauja įsisotinančio sugėriklio generuojant itin trumpus optinius impulsus dėl to lazeris tarnauja ilgiau, nes nebelieka greitai degraduojančių komponentų.
- Mamyševio oscilatoriuje sugeneruoti impulsai buvo konvertuojami į kitus bangos ilgius fotoninių kristalų šviesolaidyje, siekiant išplėsti generuojamų impulsų bangos ilgių diapazoną. Sukurtos kompaktiškos visiškai skaidulinės schemos leidžiančios generuoti itin trumpus impulsus artimajame IR ir regimajame diapazonuose.
- Mamyševio regeneratoriaus principas panaudotas kaip impulsų formuotuvą leidžiantis regeneruoti impulsus iš išorinio užkrato šaltinio, ko pasėkoje suformuojami itin trumpi kelių pikosekundžių trukmės impulsai, su derinamu pasikartojimo dažnio ir impulsų serijų veikimo režimais.

Ginamieji teiginiai

1. Šviesolaidinių impulsinių šaltinių panaudojimas kartu su fotoninių kristalų šviesolaidžiais leidžia išplėsti generuojamų impulsų bangos ilgių diapazoną į regimąją ir artimąją infraraudonąją sritis ir generuoti kelių šimtų femtosekundžių eilės impulsus 910-940 nm srityje panaudojant pilnai skaidulinę schemą.
2. Į Mamyševo regeneratoriaus grandinę iš išorinio šaltinio įvedus kelių pikosekundžių trukmės pradinį impulsą, regeneruoto impulso energija nusistovi jau po 3-5 apėjimų grandinėje ir pradinio impulso energiją pakeitus keletą kartų, regeneruotų impulsų energija pakinta nedaugiau nei 1%.
3. Kaip pradinį impulsų šaltinį panaudojant impulsinį lazerinį diodą, Mamyševo regeneratoriuje galima keletą kartų padidinti generuojamų impulsų energiją ir suformuoti keliasdešimt kartų platesnio spektro impulsus.
4. Periodinių impulsų vorų formavimas naudojant ribotą kaupinimo galią gali sukelti impulsų vorų persiskirstymą, kas lemia impulsų vorų ilgio variacijas tarp skirtingų periodų. Impulsų vorų ilgiai kiekviename periode yra lygūs tol kol kaupinimo galia leidžia suformuoti impulsų voras užpildančias mažiau nei pusę periodo.

Autoriaus indelis

Disertacijoje aprašyti darbai atlikti 2019-2023 m. Fizinių ir technologijos mokslų centre, lazerinių technologijų skyriuje, šviesolaidinių lazerių laboratorijoje. Autorius surinko bei ištyrė didžiąją dalį eksperimentinių schemų, konsultuodamasis su vadovu atliko matavimus, teorinius skaičiavimus, eksperimentinius ir teorinius palyginimus. Pagal gautus rezultatus autorius parengė publikaciją I, ženkliai prisidėjo rengiant publikaciją II.

Bendraautorių indelis

- Dr. Kęstutis Regelskis vadovavo tyrimams, konsultavo moksliniais klausimais, padėjo atlikti dalį tyrimų. Prisidėjo rengiant mokslines publikacijas.

- Dr. Julijanas Želudevičius prisidėjo rengiant I publikaciją, konsultavo atliekant bangos ilgio keitimo tyrimus naudojant fotoninių kristalų šviesolaidžius.

Autoriaus publikacijos

- I. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Fiber source of femtosecond pulses at 910–940 nm based on a Mamyshev pulse oscillator and wavelength conversion in a photonic crystal fiber“, *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 2920-2925 (2021).
- II. Kęstutis Regelskis, **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, „Regenerative shaper of ultrashort light pulses“, *MDPI Photonics*, **10**(7), 836 (2023).

Su disertacijos tema susijusių mokslinių pranešimų sąrašas

- A. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Optical frequency conversion to visible and near-IR ranges using photonic crystal fibers“, Open Readings, Vilnius, Lithuania (2021) (stendinis).
- B. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Parametric generation of femtosecond pulses at 915 nm in a photonic crystal fiber“, 4th International Conference on Optics Photonics and Lasers OPAL'21, Corfu, Greece (2021) (stendinis)
- C. **Gustas Liaugminas**, Kęstutis Regelskis, Giedrius Dubosas, Julijanas Želudevičius, „Mamyshev regenerator for ultrashort light pulse shaping“, 10th EPS-QEOD Europhoton Conference, Hannover, Germany (2022) (stendinis)

Su disertacijos tema tiesiogiai nesusijusių mokslinių pranešimų sąrašas

- D. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Mamyshev oscillator based on split-amplifier configuration“, 10th EPS-QEOD Europhoton Conference, Hannover, Germany (2022) (stendinis).
- E. Vidmantas Tomkus, Julijanas Želudevičius, **Gustas Liaugminas**, Mohsen Razavi, Osama Elmabrok, Laurynas Mačiulis, Martynas Milaševičius, Jorge Piris, Gediminas Račiukaitis, „Optical-fiber

based source of correlated photons at ~925 nm for satellite QKD applications“, International Conference on Space Optics, Dubrovnik, Croatia (2022).

Disertacijos struktūra

Disertaciją sudaro 3 skyriai. Pirmame skyriuje pateikiama literatūros apžvalga. Aptariami netiesinių reiškinių, tokių kaip fazės moduliavimasis ir keturbangis maišymas atsiradimo pagrindai. Šių reiškinių aprašymas svarbus toliau kalbant apie eksperimento metu gautus rezultatus. Taip pat aprašomi paslinktos dispersijos fotoninių kristalų šviesolaidžiai ir jų panaudojimas parametriniame optinio dažnio keitime. Pirmame skyriuje taip pat aprašomi Mamyševo osciliatorių veikimo principai, apžvelgiami pasiekimai kuriant tokio tipo osciliatorius. Galiausiai apžvelgiami Mamyševo regeneratoriai gebantys regeneruoti lazerinių diodų impulsus. Antrame skyriuje aprašoma metodika ir rezultatai tyrinėjant optinio dažnio konvertavimą į regimąjį ir artimąjį infraraudonąjį diapazoną, dviejuose skirtinguose fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, kaip kaupinimo šaltinį vienu atveju naudojant skaidulinį pikosekundinį osciliatorių su dviem stiprinimo pakopomis, kitu atveju Mamyševo osciliatorių su viena stiprinimo pakopa. Tolesniuose skyriuose nagrinėjamas impulsų formavimas panaudojant dviejų pakopų Mamyševo regeneratoriaus grandinę, valdomą optiniu jungikliu, leidžiančią iš skirtingų pradinių impulsų formuoti ultratrumpus, pastovių parametrų impulsus. Trečiame skyriuje aprašomi rezultatai gauti tiriant dviejų pakopų Mamyševo regeneratorių su akustooptiniu keturių šakų jungikliu, kaip užkrato šaltinį naudojant skaidulinį trumpų impulsų lazerį. Taip pat aprašomas dviejų pakopų Mamyševo regeneratorium su elektrooptiniu keturių šakų jungikliu, kaip užkrato šaltinį panaudojant impulsus iš lazerinio diodo.

1. LITERATŪROS APŽVALGA

1.1. Netiesiniai reiškiniai optinėse skaidulose

1.1.1. Fazės moduliavimasis

Fazės moduliavimasis yra vienas iš trečios eilės netiesinių reiškinių pasireiškiantis dėl lūžio rodiklio priklausomybės nuo šviesos intensyvumo aprašomo kaip:

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I \quad (1.1.1)$$

, kur $n_0(\omega)$ yra tiesinė lūžio rodiklio dalis, I – šviesos intensyvumas, n_2 – netiesinis lūžio rodiklis. Įprastai šviesolaidžiuose naudojamo lydyto kvarco netiesinis lūžio rodiklis priklauso nuo skaiduloje naudojamų priemaišų ir patenka į intervalą nuo $2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ iki $3,9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [22].

Optine skaidula sklindantis impulsas, idealiu atveju, laike yra aprašomas Gauso funkcija. Kadangi medžiagos lūžio rodiklis turi priklausomybę nuo šviesos intensyvumo, tai Gauso formos impulsas laike sukuria kintantį lūžio rodiklio atsaką. Tai lemia, impulso fazės kitimą laike, aprašomą:

$$\phi(t) = n_2 I(t) \frac{\omega_0}{c} L = \gamma P(t) L \quad (1.1.2)$$

čia $I(t)$ – impulso intensyvumo laikinė gaubtinė, ω_0 – optinės spinduliuotės centrinis kampinis dažnis, c – šviesos greitis vakuume, $P(t)$ impulso galios laikinė gaubtinė, L – impulso nusklistas atstumas, γ – netiesiškumo parametras lygus:

$$\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{eff} \quad (1.1.3)$$

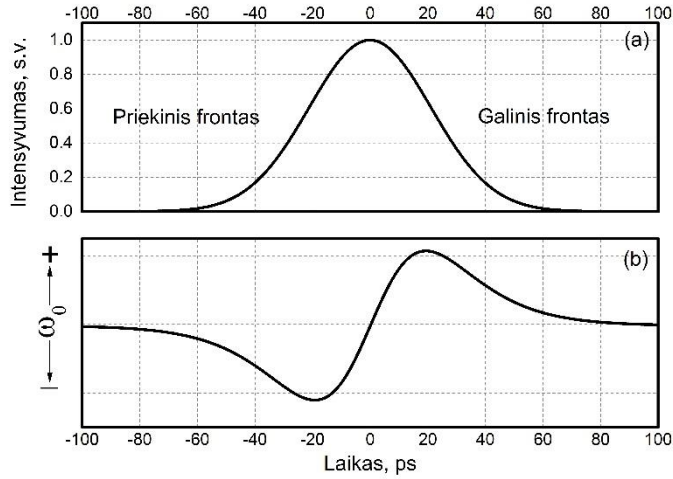
, kur A_{eff} yra efektinis modos plotas skaiduloje.

Fazės kitimas laike lemia naujų spektrinių komponentių atsiradimą. Tai reiškia, kad impulso spektras išplinta nors laikinė impulso forma išlieka nepakitusi:

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = -n_2 \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} L \quad (1.1.4)$$

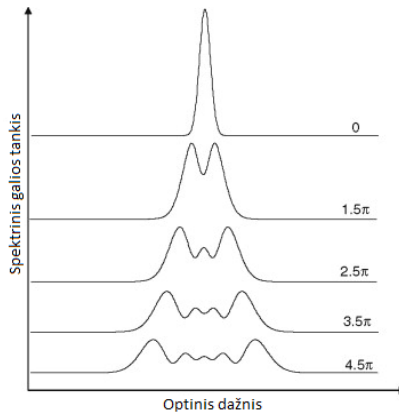
Arti impulso centro dažninis poslinkis yra tiesinis, smarkiausias dažnio pokytis stebimas ties impulso frontais, kur laikinė intensyvumo išvestinė įgauna didžiausią vertę. Dėl šios priežasties impulsas laike tampa čirpuotu -

jo priekiniame fronte išsidėsto ilgesnių bangų harmonikos, o trumpesnių bangų harmonikos atsiduria galiniame fronte.



1 pav. (a) Impulso laikinė gaubtinė, (b) momentinis dažnio poslinkis atsirandantis dėl fazės moduliavimosi.

Fazės moduliavimosi paveikto impulso spektro forma pasižymi stipriomis moduliacijomis ir tolygiu spektro plitimu abejomis kryptimis centrinio bangos ilgio atžvilgiu. Moduliacijos spektre atsiranda dėl to, kad impulso frontui kylant ar leidžiantis dažninis poslinkis $\Delta\omega$ du kartus įgauna tas pačias vertes, kurių fazės gali skirtis. Šios harmonikos interferuoja tarpusavyje sukurdamos moduliacijas spektre. Realybėje, fazės moduliavimosi įtaka impulso spektrui taip pat priklausys ir nuo impulso formos bei jo pradinio čirpo [23].



2 pav. Fazės moduliavimosi sukeltas impulso spektro plitimas [24].

Impulsiniuose skaiduliniuose lazeriuose fazės moduliavimasis tam tikrais atvejais gali būti žalingas reiškinys. Dėl šio efekto atsiranda netiesinis impulso fazės pokytis, kurį sunku kompensuoti naudojant standartinius optinius komponentus ir suspausti impulsą iki spektriškai ribotų trukmių [25]. Telekomunikacijose fazės moduliavimosi sukeltas spektrinis plitimas sukelia signalo perėjimą į kitus kanalus bangos ilgio tankinimo sistemose [26].

Kitais atvejais fazės moduliavimosi reiškinys gali būti išnaudotas generuojant impulsus, formuojant solitonus, generuojant superkontinuumą, taip pat gali leisti suspausti impulsus į mažesnes trukmes dėl praplatėjusio spektro [27-30].

1.1.2. Keturbangis maišymas

Optinėse skaidulose vykstantys parametriniai reiškiniai patenka į trečios eilės netiesiškumų grupę. Tai reiškia, kad procese dalyvauja keturios bangos, dėl kurių sąveikos galime stebėti tokius reiškinius kaip parametris stiprinimas, trečios harmonikos generacija ir keturbangis maišymas.

Keturbangio maišymo metu du kaupinimo bangos fotonai anihiliuoja sukurdami du kito optinio dažnio fotonus, tenkinančius energijos tvermės ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$) ir momento tvermės dėsnius. Taip pat galimas ir išsigimęs keturbangis maišymas, kurio metu du vienodo optinio dažnio fotonai anihiliuoja į du skirtingo optinio dažnio fotonus ($2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$). Efektyviai keturbangis maišymas vyksta tik tenkinant fazinio sinchronizmo sąlygas. Tai reiškia, kad kaupinimo bangų banginiai vektoriai tampa lygūs keturbangio proceso metu sukurtų bangų banginiams vektoriams:

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 \quad (1.1.5)$$

Ši išraiška gali būti perrašyta kaip:

$$\Delta k = (n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)/c = 0 \quad (1.1.6)$$

, kur n_n efektinis lūžio rodiklis vienai iš sąveikaujančių bangų, ω_n - centrinis kampinis dažnis atitinkamai bangai.

Optinėse skaidulose sąveikaujančių bangų grupiniai greičiai priklauso ne tik nuo medžiagos dispersinių savybių, bet ir nuo šviesolaidžio bangolaidinių savybių. Tai reiškia, kad skaidulos geometrija turi įtakos bendrai skaidulos dispersijai ir keičiant fizinius skaidulos parametrus galima derinti ir dispersinę skaidulos kreivę, tuo pačiu valdant ir fazinio sinchronizmo sąlygas.

Fazinio nederinimo parametrą optinėse skaidulose sudaro trys kintamieji. Norint pasiekti fazinio sinchronizmo išpildymą, šių parametrų suma turi būti lygi nuliui:

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL} = 0 \quad (1.1.7)$$

Δk_M atitinka fazinį nederinimą dėl šviesolaidžio medžiagos dispersijos aprašomos (1.1.6) išraiška. Δk_W atitinka fazinį nederinimą atsirandantį dėl bangolaidinės dispersijos:

$$k_W = [\Delta n_3\omega_3 + \Delta n_4\omega_4 - \Delta n_1\omega_1 - \Delta n_2\omega_2]/c \quad (1.1.8)$$

Čia Δn_n atitinka efektinio lūžio rodiklio pokytį dėl bangolaidinių skaidulos savybių, Δk_{NL} aprašo fazinį nederinimą atsirandantį dėl netiesiškumų. Šis dydis tiesiogiai priklauso nuo netiesiškumo konstantos γ ir nuo kaupinimo impulsų smailinės galios:

$$\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2) \quad (1.1.9)$$

Vienamodžiuose šviesolaidžiuose galimi keli fazinio sinchronizmo ($\kappa=0$) scenarijai. Vienamodžiam šviesolaidyje Δk_W įgauna nykstamai mažas vertes. Nustačius kaupinimo bangos ilgį ir smailinę galią taip, kad Δk_M ir Δk_{NL} taip pat pasidaro nykstamai maži, κ tampa artimas nuliui. Taip pat sinchronizmą galima pasiekti kaupinimo bangos ilgį parinkus greta nulinės dispersijos bangos ilgio, taip, kad Δk_W kompensuotų Δk_M ir Δk_{NL} sumą. Trečiu sinchronizmo atveju kaupinimo bangos ilgis parenkamas taip, kad patektų į anomalios šviesolaidžio dispersijos sritį, tokiu atveju Δk_M įgauna neigiamas vertes, kurios gali būti kompensuotos padidinant kaupinimo galią, kad absoliutinė Δk_M vertė taptu lygi Δk_{NL} ir Δk_W sumai.

Keturbangio maišymo reiškinys stebimas ir tuo atveju, kai fazinis sinchronizmas nėra idealus ($\kappa \neq 0$). Šiuo atveju keturbangis maišymas

efektyviai vyks tik tam tikrą impulso sklidimo atstumą. Šis atstumas vadinamas koherentiniu ilgiu ir priklauso nuo fazinio nederinimo vertės:

$$L_{coh} = \frac{2\pi}{|\kappa|} \quad (1.1.10)$$

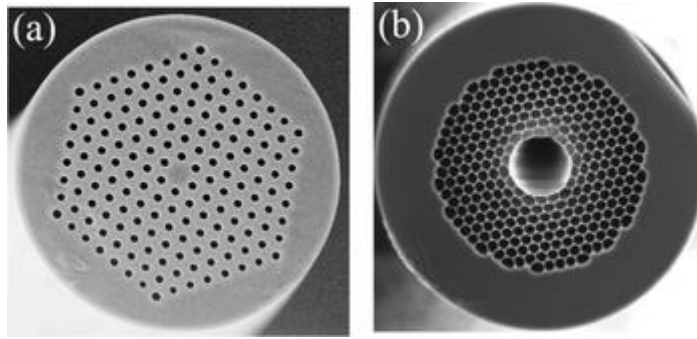
Keturbangis maišymas optinėse skaidulose tapo intensyviai analizuojamu reiškiniu dėl pakankamai efektyvaus bangos ilgio keitimo į kitus bangos ilgius. Keturbangis maišymas leidžia išplėsti lazerio generuojamų impulsų bangos ilgių diapazoną, į tokius bangos ilgius, kuriems stiprinti, šiai dienai, nėra aktyvių terpių. Fotoninių kristalų šviesolaidžiai, dėl savo lengvai derinamų dispersinių savybių gamybos metu, šiuo metu yra plačiai taikomi optinio dažnio keitimo taikymuose. Panaudojant fotoninių kristalų šviesolaidžius įprastų šviesolaidinių terpių (tokių kaip tulis, erbis ir iterbis) generuojami bangos ilgiai buvo išplėsti į regimąją ir tolimąją infraraudonąją sritis, kas leido tokius lazerius taikyti medicinoje, mikroskopijoje ir kvantinėje komunikacijoje [31-33].

1.2. Derinamos dispersijos fotoninių kristalų šviesolaidžiai

Standartiniuose šviesolaidžiuose šviesa šerdimi sklinda dėka visiško vidaus atspindžio. Tokiuose šviesolaidžiuose šerdies lūžio rodiklis yra didesnis nei apvalkalo, dėl to įvedus į šerdį šviesą didesniu nei kritiniu kampų, šviesa išsilaiko šerdyje. Praeito amžiaus pabaigoje buvo pasiūlyta fotoninių kristalų šviesolaidžio koncepcija [34]. Tokį šviesolaidį sudaro stiklo šerdis, ir apvalkalas sudarytas iš tam tikra tvarka išdėstytos skylių struktūros. Morfologinis tokios struktūros įterpimas į skaidula pakeičia šviesos sklidimo savybes tokia šviesolaidyje. Egzistuoja dvi pagrindinės fotoninių kristalų rūšys: draustinio tarpo šviesolaidžiai (dar žinomi kaip antro tipo šviesolaidžiai), kuriuose šviesa sklinda tuščiavidure arba stiklo šerdimi dėl šviesolaidžio suformuotų palaikomų juostų tarpo, ir visiško vidaus atspindžio šviesolaidžiai (dar žinomi kaip pirmo tipo šviesolaidžiai), kurių šerdis sudaryta iš stiklo, o sklidimas vyksta visiškojo vidaus atspindžio dėka [35, 36].

Visiškojo vidaus atspindžio pagrindu veikiančiuose fotoninių kristalų šviesolaidžiuose sklidimas galimas dėl to, kad apvalkalą sudaro stiklo ir oro skylių struktūra. Kadangi stiklo ir oro lūžio rodiklių kontrastas yra pakankamai didelis, tai lemia mažesnę efektyvią apvalkalo lūžio rodiklį lyginant su šerdies lūžio rodikliu. Tokio tipo šviesolaidžiai atveria naujas galimybes

derinti šviesolaidžio dispersiją, palaikomų modų skaičių, mažiausią šerdies diametrą, skaitinę apertūrą ir dvejetainiškumą [37].



3 pav. (a) Visiško vidaus atspindžio pagrindu veikiantis fotoninių kristalų šviesolaidis su stiklo šerdimi, (b) draustiniu juostu pagrindu veikiantis tuščios šerdies fotoninių kristalų šviesolaidis [38].

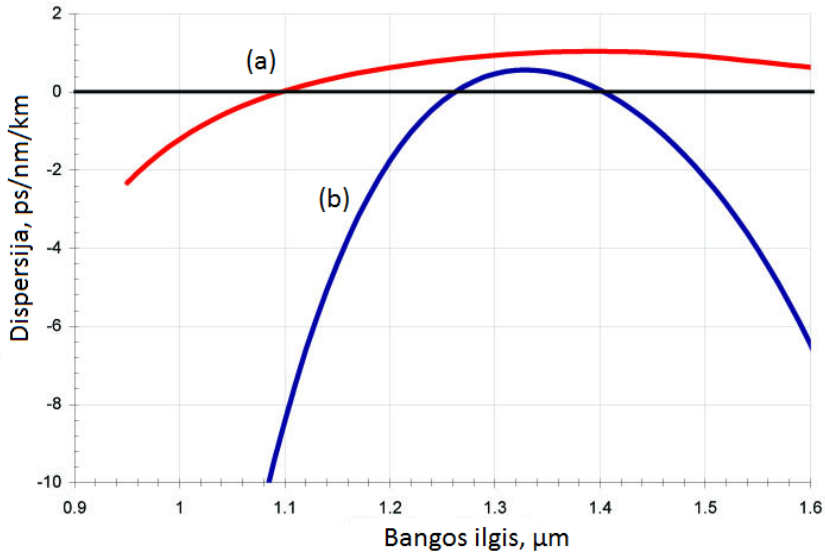
Standartinio šviesolaidžio dispersinė kreivė priklauso ne tik nuo medžiagos dispersijos, bet taip pat nuo bangolaidinės dispersijos. Kai impulsas sklinda šviesolaidžio šerdimi, stebint jo erdvinį skirstinį, didžioji dalis impulso energijos yra sutelkta šerdies centre ir slopsta tolstant nuo centro. Periferinė pluošto dalis dalinai įsiterpia į apvaskalą, kurio lūžio rodiklis skiriasi nuo šerdies, dėl to impulso skirstinio centrinė ir periferinės dalys sklinda skirtingais greičiais. Bangolaidinė dispersija lemia tai, kad skaidulos nulinės dispersijos bangos ilgis pasislenka ir iš principo skiriasi nuo lydyto kvarco dispersijos. Skaidulose bangolaidinės dispersijos įtaką lemia skaidulos geometrija, taip pat, lūžio rodiklių tarp šerdies ir apvaskalo skirtumas.

Fotoninių kristalų šviesolaidžiuose bangolaidinė dispersija gali būti lanksčiai derinama modeliuojant apvaskalo skylių struktūrą, t.y. tinkamai parenkant skylių diametrus (d) ir atstumus tarp jų (A). Varijuojant šiuos parametrus, keičiamas efektinis apvaskalo lūžio rodiklis. d/A apibrėžia normuotą diametrą, o λ/A normuotą erdvinį dažnį. Kuo didesnes vertes šie parametrai turi, tuo mažesnis apvaskalo efektinis lūžio rodiklis [39, 40]. Žinant efektinį lūžio rodiklį šviesolaidžio palaikomai modai, dispersinė kreivė gali būti suskaičiuota naudojant:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}[n_{eff}]}{d\lambda^2} \quad (1.1.11)$$

Fiksuoto diametro skylėms esant ir keičiant atstumą tarp jų galima keisti nulinės dispersijos bangos ilgį. Tai leidžia optimizuoti dispersinę kreivę

įvairiems keturbangio maišymo scenarijams, laikiniam impulsų plėtimui ar spaudimui [41, 42]. Varijuojant skylių matmenis ir atstumą tarp jų taip pat galima keisti ir dispersinės kreivės polinkį. Tokiu principu buvo sukurti išlygintos dispersinės kreivės šviesolaidžiai pasižymintys beveik pastovia dispersijos verte, plačiame bangos ilgių diapazone [43]. Ši savybė išnaudojama generuojant superkontinuumą ar telekomunikaciniams taikymams, palaikant pastovią impulso trukmę plačiame bangos ilgių intervale [44, 45].



4 pav. Išmatuotos dviejų skirtingų parametrų fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersinės kreivės: (a) $d=0,58 \mu\text{m}$, $\Lambda=2,59 \mu\text{m}$, (b) $d=0,57 \mu\text{m}$, $\Lambda=2,47 \mu\text{m}$ [46].

1.3. Impulsų formavimas skaidulinėse grandinėse

1.3.1. Pasyviai sinchronizuotų modų grandinės

Ultratrumpų impulsų formavimo principai skaidulinėse grandinėse iš esmės nesiskiria nuo impulsų formavimo kitų tipų kietakūnėse schemose. Pagrindinis mechanizmas pikosekundinių ir femtosekundinių impulsų formavimui yra išilginių modų sinchronizacija.

Modų sinchronizacija realizuojama į lazerinio rezonatoriaus schemą įterpiant aktyvų ar pasyvų komponentą, kurio nuostoliai priklauso nuo impulso smailinės galios. Tokiu būdu sukuriamos sąlygos, kai impulsams

circuliuojantiems rezonatoriuje nuostoliai yra maži, lyginant su nuolatinės veikos spinduliuote.

Skaidulinėse schemose plačiai taikomi pasyvūs puslaidininkiniai įsisotinantys sugėrikliai (SESAM). Plačiausiai naudojami tokio tipo sugėrikliai, veikiantys 1 μm bangos ilgio ruože, gaminami iš InGaAs, kur indžio kiekis leidžia keisti atstumą tarp laidumo ir valentinės juostų [47]. Naudojamos ir kitos medžiagos tokios kaip kvantiniai taškai stikle, anglies nanovamzdeliai ar grafenas [48-50]. Sugertis tokiaame puslaidininkyje vyksta dėl to, kad šviesai sąveikaujant su puslaidininkiu, valentinėje juostoje esantys elektronai sugeria fotono energiją ir tokiu būdu yra perkeltami iš valentinės į laidumo juostą, iš kurios per terminę relaksaciją greitai grįžta atgal į valentinę juostą (relaksacija gali trukti nuo kelių iki kelių šimtų pikosekundžių). Tokiam puslaidininkiu sąveikaujant su mažo intensyvumo spinduliuote fotonai yra sugeriami, tačiau didelio intensyvumo spinduliuotė greitai užpildo laidumo juostą ir sugertis vyksti nebegali. Dėl šios priežasties puslaidininkis tampa atspindinčiu veidrodžiu ir nuostoliai impulsams sumažėja. Pasibaigus impulsui sugėriklis atsistato į pradinę būseną per terminę relaksaciją ir rekombinaciją [51].

Teisingai parinkus įsisotinamos sugėriklio parametrus sudaromos sąlygos impulsų generacijai plačiame bangos ilgių diapazone su galimybe impulsų vorai startuoti savaime. Savaiminis startavimas yra svarbus siekiant užtikrinti, kad impulsų generavimui pradėti nereikės papildomo užkrato šaltinio. Įsisotinamųjų sugėriklių pagrindu gaminami impulsų osciliatoriai leidžia pasiekti >140 W vidutinės galias ir mikrodžaulių eilės impulsų energijas [52, 53]. Didelė sugeneruoto impulso energiją turėti yra svarbu norint efektyviai toliau stiprinti impulsus ir gauti dar didesnę impulso energiją reikalingą tam tikriems praktiniams taikymams [54].

Vis dėl to, įsisotinantys sugėrikliai turi tam tikrų trūkumų ribojančių tolimesnį jų taikymą. Įprastai įsisotinantys sugėrikliai gaminami veikimui tam tikrame bangos ilgių ruože, dėl to generuojamo bangos ilgio derinimas yra ribotas [55]. Vienas pagrindinių puslaidininkinių įsisotinamųjų sugėriklių trūkumų yra komponento degradacija veikiant jį trumpais impulsais [20]. Dėl šios priežasties SESAM komponentas turi būti reguliariai keičiamas, tai riboja skaidulinių lazerinių šaltinių taikymą aplinkoje, kur lazerio priežiūrą vykdyti sunku arba neįmanoma (pvz., kosminiuose palydovuose), be to įsisotinantis sugėriklis yra vienas brangiausių skaidulinės lazerinės sistemos komponentų. Šiuos impulsų generavimo ribojimus leidžia išspręsti tolimesniuose skyriuose aptariamais generavimo būdais.

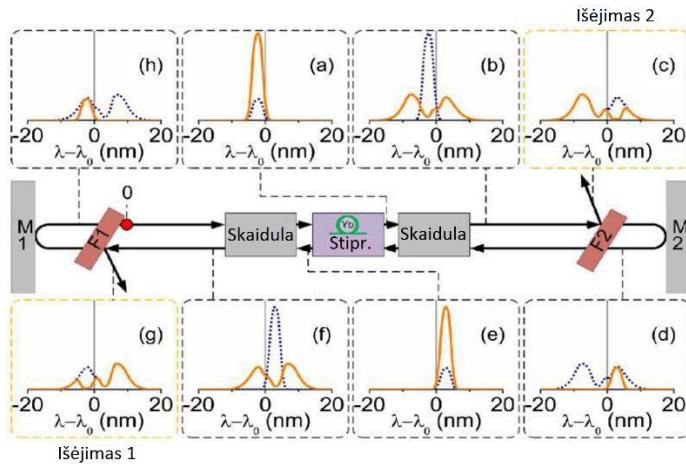
1.3.2. Mamyševo osciliatoriai

1998 metais P.V. Mamyševas pasiūlė 2R (angl. re-amplifying and re-shaping) regeneratoriaus principą. Pagrindinė šio regeneratoriaus paskirtis buvo telekomunikacijose naudojamų impulsų formos atstatymas. Jo veikimas rėmėsi fazės moduliavimosi sukeltu spektriniu plitimu, filtruojant impulsą dviem spektriškai atskirtais juostiniais filtrais, tokiu būdu leidžiant grandinėje egzistuoti impulsams su pakankamu spektriniu plitimu [56].

Kiek vėliau šis principas buvo panaudotas ir ultratrumpų impulsų generavimui. Pagrindiniai tokią grandinę sudarantys elementai yra skaidulinis stiprintuvas, pasyvios skaidulos ir du spektriškai atskirti juostiniai filurai. Mamyševo osciliatoriaus veikimo principas pavaizduotas 5 pav. Jo veikimas paremtas šiais žingsniais:

- a) Į grandinę įvedamas pradinis impulsas 0 pažymėtame taške, kuris yra stiprinamas skaiduliniame stiprintuve.
- b) Sustiprintas impulsas sklinda pasyvia skaidula, patirdamas fazės moduliavimosi sukeltą spektrinį plitimą.
- c) Plataus spektro impulsas yra filtruojamas juostiniu filtru F2.
- d) Išfiltruota Gausinė dalis yra atspindima atgal.
- e) Atspindėtas impulsas yra stiprinamas skaiduliniame stiprintuve.
- f) Impulso spektras plečiamas pasyvioje skaiduloje.
- g) Plataus spektro impulsas yra filtruojamas juostiniu filtru F1 spektriškai atskirtu nuo filtro F2.
- h) Išfiltruota Gausinė dalis yra atspindima ir ciklas kartojasi nuo pradžių.

Tokiu būdu grandinėje sudaromos sąlygos impulsams su pakankamu spektriniu plitimu cirkuliuoti. Į tokį generacijos metodą galima žiūrėti kaip į tam tikrą modų sinchronizacijos variantą – pakankamai išplintantiems impulsams nuostoliai grandinėje yra sąlyginai maži, o nuolatinės veikos spinduliuotė grįžtamojo ryšio neturi dėl spektrinio filtrų atskyrimo, dėl to jai nuostoliai po vieno apėjimo grandinėje yra maksimalūs [57].



5 pav. Principinė Mamyševos osciliatoriaus schema [21].

Tam, kad inicijuoti impulsų generavimą, reikalingas pradinis impulsas, nuo kurio prasidėtų prieš tai aptartas ciklas. Vis dėlto, sudarius tinkamas sąlygas impulsai gali pradėti generuotis savaime. Tai pasiekama nedaug perklojant juostinius filtrus, tuomet grandinėje leidžiama stiprintis stiprintuvo spontaninės emisijos triukšmams. Pakankamai susistiprinęs triukšminis impulsas gali suveikti kaip pradinis impulsas, startuojantis impulsų voros generaciją [58].

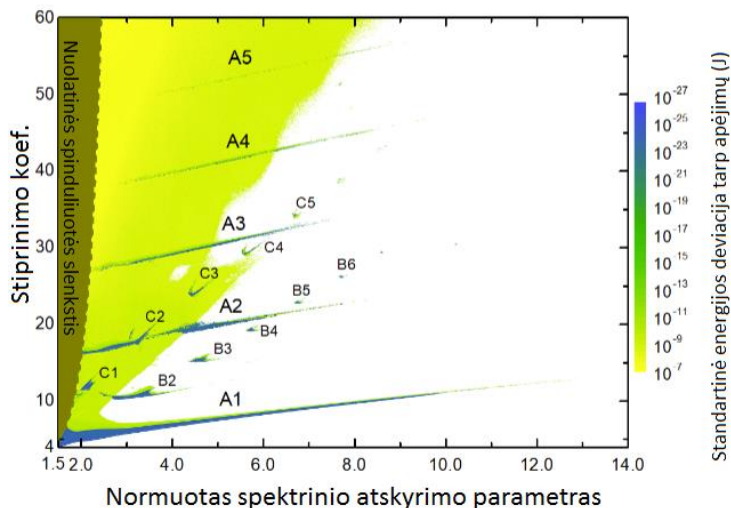
Mamyševos osciliatoriuje susiformavęs impulsas turi griežtai apibrėžtus parametrus, kuriuos lemia grandinės parametrai. Suformuoto impulso trukmė ir bangos ilgis priklauso nuo filtrų pločių ir centrinių bangos ilgių, kadangi nufiltruotas impulsas atkartoja filtro gaubtinę. Impulso energija priklauso nuo grandinės nuostolių, skaidulinio stiprintuvo stiprinimo. Impulso pasikartojimo dažnis priklauso nuo grandinės ilgio.

Simetriškai grandinei esant, impulsų voros stabilumui įtakos turi du pagrindiniai parametrai – stiprinimas ir spektrinis filtrų atskyrimas apibūdinamas S parametru:

$$S = \frac{\lambda_{F1} - \lambda_{F2}}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (1.1.12)$$

Čia λ_{F1} ir λ_{F2} , yra centriniai juostinių filtrų bangos ilgiai, o $\Delta\lambda_{FWHM}$ filtrų spektro plotis pusės aukštyje, laikant, kad abiejų filtrų spektro pločiai yra vienodi. Stabili impulsų generacija vyksta tik tam tikrose stabilumo srityse pavaizduotose 6 pav. Čia mėlynai pažymėtos sritys atitinka sąlygas, kai impulsai generuojami stabiliai, t.y. kiekvieno apėjimo metu impulso energija

praktiškai nepakinta. Kitose srityse impulsai generuojasi nestabiliai (žalia ir geltona sritys) arba nesigeneruoja iš viso (balta sritis) [59].



6 pav. Mamyševo impulsų energijos standartinio pokyčio priklausomybė nuo filtrų atskyrimo parametru ir stiprinimo koeficiento [59].

Nuo Mamyševo osciliatoriaus sukūrimo buvo išbandyta daug konfigūracijų leidžiančių generuoti impulsus pasižyminčius savybėmis, kurių neįmanoma gauti įprastais modų sinchronizacijos metodais. Aptarsime keletą pasiekimų, kurie buvo gauti generuojant impulsus iterbiu legiruotų stiprintuvų Mamyševo osciliatoriuose. 2017 m. Zhanwei Liu pademonstravo kaskadinę Mamyševo osciliatoriaus konfigūraciją gebančią generuoti impulsus, pasižyminčius didesne impulso energija ir smailinė galia (190 nJ, <20 fs), nei kiti iki to laiko sukurti Mamyševo impulsų generatoriai. Tokios didelės smailinės galios impulsams reikalingas didelis spektrinis atskyrimas tarp filtrų dėl ko generatorius tokioje konfigūracijoje savaime startuoti negali [60]. 190 nJ energijos ir 35 fs trukmės impulsai buvo gauti Mamyševo osciliatoriuje kombinuojant įprastus mažo modos diametro (6 μm) stiprintuvus su didelio modos diametro (10 μm) stiprintuvais. Tokioje konfigūracijoje, panaudojant judantį veidrodį, buvo sukuriamos nuolatinės veikos spinduliuotės osciliacijos nuo kurių impulsai galėjo susižadinti be užkrato šaltinio [61]. Naudojant du didelio modos diametro fotoninių kristalų šviesolaidinius stiprintuvus buvo pasiekta rekordinė 13 MW smailinė galia, generuojami 1,1 μJ energijos impulsai ir suspaudžiami į 41 fs trukmę, kuri siekė artimą spektriškai ribotai trukmei [62]. Neseniai buvo pademonstruotas rekordiškai mažos trukmės impulsų generavimas, generatoriaus grandinėje panaudojant impulsą laike

suspaudžiančią gardelių porą ir įvedant impulsą į dideliu netiesiškumu pasižymintį fotoninių kristalų šviesolaidį. Tokiu būdu impulso spektras gali būti išplėstas iki ~394 nm (-20 dB lygyje) ir vėliau suspaustas iki 17 fs trukmės (5 optiniai ciklai) [63]. Impulsų generavimas Mamyševo grandinėse buvo pademonstruotas ir naudojant kitomis medžiagomis legiruotus stiprintuvus, tokius kaip Tm ir Er [64, 65].

Nuo Mamyševo osciliatoriaus idėjos sukūrimo sparčiai pasistūmėta šiuos šaltinius optimizuojant įvairiems taikymams ir siekiant rekordinių impulsų parametrų. Skirtingų mokslinių grupių tyrimų rezultatai parodė, kad tokio tipo osciliatoriuje generuojamų impulsų kokybė nenusileidžia, o netgi lenkia įprastus sinchronizuotų modų impulsų šaltinius. Pagrindinės problemos, kurias siekiama išspręsti ateityje, tai savaiminis impulsų sužadimas, kuris svarbus siekiant užtikrinti, kad osciliatoriui nereikėtų išorinio užkrato šaltinio, tolimesnis impulsų parametrų gerinimas, pilnai skaidulinės schemas realizavimas, taip pat Mamyševo impulsų generatorių tobulinimas kituose bangos ilgių diapazonuose. Išspręsdus šias problemas tikėtina, jog Mamyševo impulsų generatoriai pakeis įprastus sinchronizuotų modų šaltinius [66].

1.3.3. Mamyševo regeneratorių taikymas generuoti pasirenkamo pasikartojimo dažnio impulsus

Kaip aptarta praeitame skyriuje, Mamyševo osciliatoriai pasižymi savybe generuoti aukštos kokybės, didelės smailinės galios ultratrumpus impulsus. Vienas iš ribojimų, su kuriuo susiduria dauguma impulsų generatorių, tai fiksuotas pasikartojimo dažnis. Generatoriaus pasikartojimo dažnį lemia trukmė, per kurią impulsas grandinėje nusklinda pirmyn ir atgal, sudarydamas pilną apėjimą. Pagrindė ši trukmė priklauso nuo rezonatoriaus ilgio, kurį laisvai derinti dažnai nėra galimybės. Impulsų pasikartojimo dažnio derinimui naudojami išoriniai akustooptiniai ar elektrooptiniai modulatoriai leidžiantys iš išeinančios impulsų sekos išrinkti tik tam tikrus impulsus taip sumažinant jų pasikartojimo dažnį.

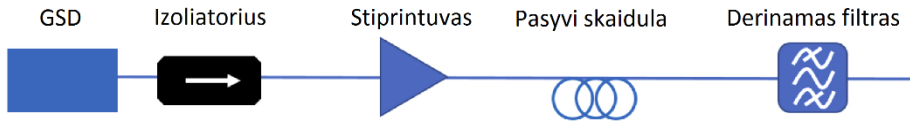
Tam tikri industriniai taikymai reikalauja lazerinio šaltinio su „impulso pagal poreikį“ (PoD) savybe. Tai reiškia, kad impulsai yra generuojami ne tam tikru kartotiniu pasikartojimo dažniu, tačiau laike gali būti išdėstyti pagal pasirinkimą, t.y. galima pasirinkti laiko trukmę tarp dviejų gretutinių impulsų. Ši savybė yra svarbi medžiagų apdirbime, kai kinta lazerio pluošto skenavimo greitis ir norima palaikyti vienodą atstumą tarp impulsais paveiktų apdirbamos detalės vietų [67]. Dvifotonėje mikroskopijoje norint stebėti gilesnius bandinio sluoksnius reikia didinti žadinančių impulsų energiją, tačiau tam, kad neperkaitinti tiriamo bandinio svarbu sumažinti žadinančių impulsų

pasikartojimo dažnį. Priklausomai nuo stebimo bandinio gylio, žadinančių impulsų pasikartojimo dažnis turi būti parenkamas atitinkamai, dėl to vienas iš privalumų mikroskopui yra galimybė derinti žadinančių impulsų pasikartojimo dažnį [68].

Vieninteliai lazeriniai šaltiniai šiuo metu galintys laisvai valdyti pasikartojimo dažnį ir generuoti tikrus PoD impulsus yra impulsiniai lazeriniai diodai (GSD). Tokiuose dioduose impulsinė veika pasiekama kaupinant jį trumpu (kelių nanosekundžių trukmės) elektriniu impulsu. Kaupinant diodą elektriniu impulsu, viršijus slenkstinę sužadinto lygmens užpildos ribą, diodas pradeda spinduliuoti atlikus tam tikrą apėjimų rezonatoriuje skaičių. Spinduliuojant užpilda mažėja greičiau, nei kaupinimas gali ją atstatyti. Jei užpilda nukrenta žemiau slenkstinės vertės, lazerinis spinduliuavimas baigiasi. Elektrinis kaupinimo impulsas pasibaigia, rezultate turime trumpo elektrinio kaupinimo impulso sukeltą impulsinį lazerinio diodo veikimą. Šis impulsas gali būti šimtus kartų trumpesnis nei elektrinis kaupinimo impulsas. Kadangi sugeneruotas impulsas yra valdomas elektriniais impulsais, nebelieka rezonatoriaus ribojančio impulsų pasikartojimo dažnį [69].

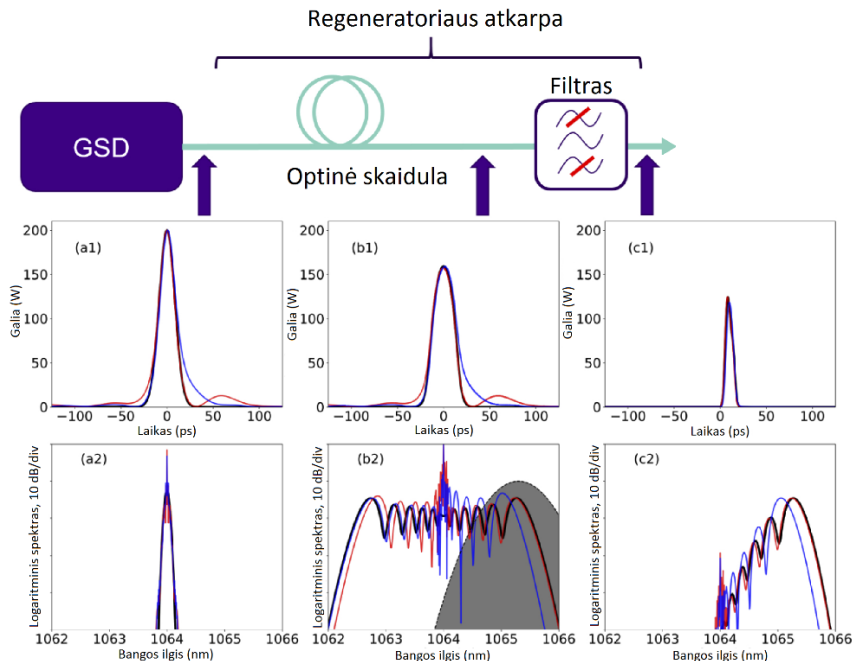
Vis dėlto, kaip ir daugumoje lazerinių diodų, GSD generuojami impulsai pasižymi prastomis pluošto savybėmis, laikiniais triukšmais, prastu koherentiškumu ir laikine spūda. Sugeneruoti impulsai yra pakankamai ilgi ir geriausiu atveju jų trukmė siekia dešimtis pikosekundžių [70,71].

Neseniai buvo pasiūlyta GSD impulsų regeneracijai panaudoti Mamyševio tipo grandinę. Tokioje schemoje impulsas iš GSD yra naudojamas kaip užkratas, kuris įleidžiamas į Mamyševio regeneratorių. Praėjus stiprinimo, spektrinio plėtimo ir filtravimo pakopas impulso kokybė ženkliai pagerėja: sumažėja triukšmai ir impulso trukmė, pagerėja impulso spūda, pasiekama didesnė impulso energija. Taip sukombinuojant du skirtingus konceptus galima gauti impulsų šaltinį pasižyminti ir GSD ir Mamyševio osciliatoriaus privalumais t.y. geros kokybės itin trumpų impulsų generacija veikiant PoD režimu.



7 pav. Blokinė Mamyšev regeneratoriaus schema panaudojant GSD kaip užkrato šaltinį [72].

Vieni pirmųjų bandymų buvo atlikti naudojant vienos pakopos Mamyšev regeneratoriaus grandinę. Tokioje schemoje GSD sugeneruotas keliasdešimties pikosekundžių trukmės impulsas buvo stiprinamas skaiduliniame stiprintuve, jo spektras išplečiamas ilgame (>60 m) pasyviame šviesolaidyje, toliau dalis plataus spektro buvo išfiltruojama juostiniu Gauso filtru. Po šių žingsnių ženkliai sumažėjo impulso spektriniai ir laikiniai triukšmai, be to impulsą tapo įmanoma suspausti į kelių pikosekundžių trukmės impulsą (dešimtis kartų mažesnę trukmę lyginant su pradiniu impulsu) [72].



8 pav. Sumodeliuoti laikiniai ir spektriniai vaizdai po skirtingų Mamyšev regeneratoriaus segmentų, kaip užkratą naudojant GSD impulsą (pilka sritis b2 segmente žymi spektrinį filtro atsaką) [72].

Vienas iš trūkumų, pastebėtų tokioje sistemoje, tai impulso amplitudės svyravimas. Kadangi užkrato impulsai iš GSD yra nestabilūs ir jų amplitudė svyruoja, tai amplitudės svyravimai perduodami ir regeneruotam impulsui [73]. Vienas iš būdų spręst šia problemą, gali būti kelių Mamyševio regeneratoriaus pakopų panaudojimas, tokiu būdu leidžiant impulsui pilnai susiformuoti pagal regeneratoriaus pakopų parametrus, atsikratant priklausomybės nuo pradinio impulso parametrų. Vis dėlto toks būdas padaro sistemą sudėtingesne, brangesne ir mažiau kompaktiška. Trečiame skyriuje plačiau aptariamas metodas padedantis sumažinti regeneruotų impulsų priklausomybę nuo pradinio impulso savybių.

2. KETURBANGIO MAIŠYMO FOTONINIŲ KRISTALŲ SKAIDULOSE TYRIMAI

Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti I. Journal of Optical Society of America B leidinyje ir pristatyti A ir B konferencijose.

Itin trumpus impulsus generuojantys šviesolaidiniai lazeriai žinomi kaip kompaktiški šaltiniai, kuriuos nesunku integruoti į kitas sistemas, kur svoris ir matmenys yra lemiantis faktorius (pvz. palydovus, mikroskopus ir t.t.). Vis tik vienas iš šviesolaidinių lazerių ribojimų yra generuojamos spinduliuotės bangos ilgis, kuris yra apribotas stiprinimo terpių pasirinkimu. Šio ribojimo galima išvengti pasinaudojant trečios eilės netesiniais reiškinais, tokiais kaip keturbangis maišymas. Kaip terpė optinio dažnio keitimui dažnu atveju yra naudojami fotoninių kristalų šviesolaidžiai, pasižymintys plačiai derinama dispersija ir leidžiantys realizuoti įvairius fazinio sinchronizmo scenarijus. Šiame skyriuje nagrinėjamas 1 μm bangos ilgio spinduliuotės konvertavimas į regimojo diapazono spinduliuotę, kaupinant PCF skaiduliniu pikosekundiniu lazeriu su trimis stiprinimo pakopomis. Kitoje skyriaus dalyje, naudojant kitą PCF pademonstruotas 1 μm spinduliuotės konvertavimas į ~ 915 nm bangos ilgį, kaip kaupinimo impulsų šaltinį naudojant Mamyševos osciliatorių su viena stiprinimo pakopa.

2.1. 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimas į regimąjį diapazoną LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje

2.1.1. Fazinio sinchronizmo LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje skaičiavimas

Tam, kad išsiaiškinti kokie bangos ilgiai gali parametriškai generuotis tiriamame fotoninių kristalų šviesolaidyje, naudojant tam tikrus fiksuotus kaupinimo impulsų parametrus, būtina suskaičiuoti fazinio sinchronizmo kreives signalinei ir šalutinei bangoms. Šios kreivės parodo, kuriuose taškuose plačiame bangos ilgių ruože, fazinio nederinimo vertė įgauna mažiausią vertę. Kadangi eksperimentuose nagrinėjamas išsigimęs keturbangio maišymo atvejis, kai vienamodyje šviesolaidyje iš dviejų identiškių kaupinimo bangų susigeneruoja signalinė ir šalutinė bangos, tai fazinio nederinimo sąlyga aprašoma:

$$\Delta k = \frac{[2n_1\omega_1 - n_2\omega_2 - n_3\omega_3]}{c} + 2\gamma P_0 \quad (1.1.13)$$

Čia $2n_1\omega_1$ atitinka efektinio lūžio rodiklio ir optinio dažnio sandaugą dviem kaupinimo fotonams, $n_2\omega_2$ ir $n_3\omega_3$ atitinka lūžio rodiklio ir optinio dažnio sandaugą signalinei ir šalutinei bangoms, o $2\gamma P_0$ apibūdina netiesinį fazinio nederinimo narį, priklausantį nuo smailinės impulso galios.

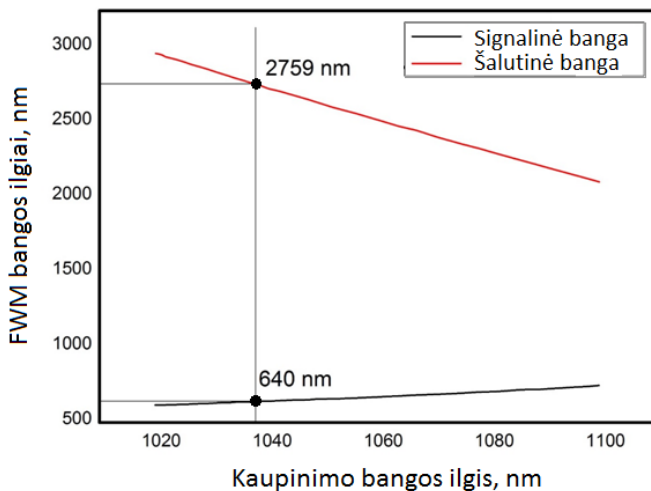
Realiomis sąlygomis fazinės sinchronizmo sąlygos tenkinamos tiems bangos ilgiams, kuriems dk įgauna mažiausias vertes. Skaičiavimams atlikti svarbu žinoti fotoninių kristalų šviesolaidžio lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio. Ją galima sužinoti pagal gamintojo pateikiamą fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersijos specifikaciją.

Turint analizuojamo šviesolaidžio dispersijos parametro priklausomybę nuo bangos ilgio, lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio galima rasti naudojant formulę:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda d^2 n}{c d\lambda^2} \quad (1.1.13)$$

Iš šios išraiškos, du kartus integruojant dispersinę kreivę gaunama $n(\lambda)$ priklausomybė, reikalinga fazinio sinchronizmo skaičiavimui. Du kartus integruojant dispersinę kreivę papildomai atsiranda dvi laisvosios konstantos. Šių konstantų atsiradimas neturi įtakos $n(\lambda)$ funkcijos formai, o lemia tik jos poslinkį y ašimi, kuris įtakos sinchronizmo skaičiavimui neturi. 9 pav. pateiktos suskaičiuotos keturbangio maišymo (FWM) fazinio sinchronizmo kreivės signalinei ir šalutinei bangoms.

Eksperimentiniuose tyrimuose numatyta kaupinti LMA-8 (NKT Photonics) skaidulą naudojant 1038 nm, 20 kW smailinės galios impulsus. Iš suskaičiuotų fazinio sinchronizmo diagramų matyti, kad tokiu atveju signalinė banga turi generuotis ties 640 nm, o šalutinė banga ties 2759 nm.



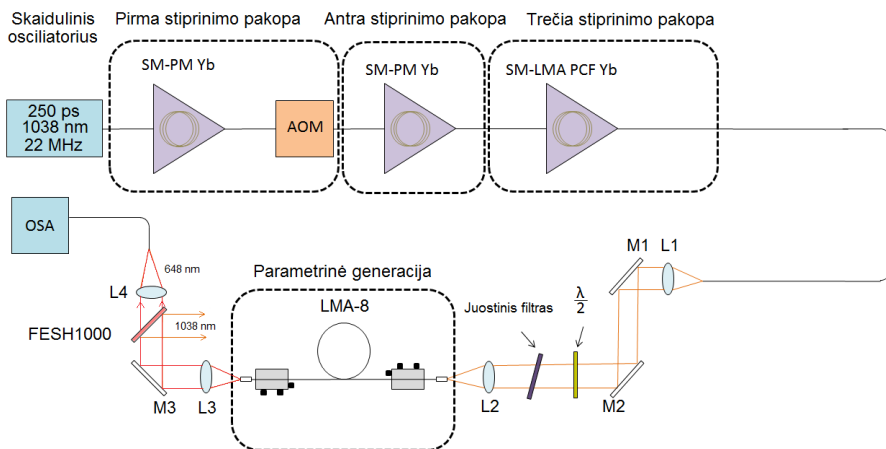
9 pav. Fazinio sinchronizmo diagrama LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidžiui.

2.1.2. Eksperimentiniai 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimo į regimąjį LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje rezultatai

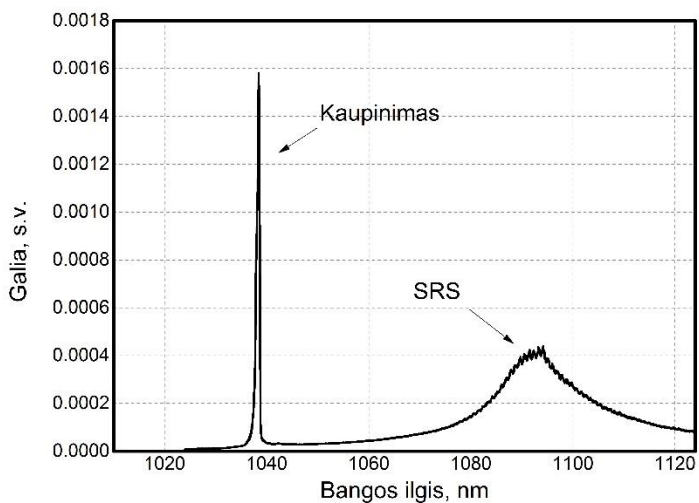
Eksperimentinė schema pateikta 10 pav. Eksperimente nagrinėtas LMA-8 vienamodis, poliarizacijos neišlaikantis fotoninių kristalų šviesolaidis su 8 μm diametro šerdimi, 0.14 skaitine apertūra. LMA-8 skaidulai palaipsniui trumpinant skaidulą nustatytas optimalus 30 cm ilgis, kuriam esant skaiduloje nepasireiškia SRS. Šio šviesolaidžio kaupinimui panaudotas skaidulinis osciliatorius generuojantis 1038 nm bangos ilgio, 250 ps trukmės impulsus 22 MHz pasikartojimo dažniu. Generuojami impulsai buvo stiprinami trijose stiprinimo pakopose. Pirmoje stiprinimo pakopoje impulsai buvo stiprinami naudojant skaidulinį SM-PM iterbiu legiruotą stiprintuvą kaupinamą nuolatinės veikos 976 nm bangos ilgio lazeriniu diodu. Po pirmos pakopos pastiprintų impulsų pasikartojimo dažnis sumažinamas iki 100 kHz naudojant akustooptinį moduliatorių. Tai daroma siekiant gauti didesnę generuojamų impulsų energiją tolimesnėse stiprinimo pakopose. Po akustooptinio modulatoriaus impulsas yra stiprinamas antroje stiprinimo pakopoje, identišku skaidulinio stiprintuvu kaip ir pirmoje pakopoje. Dvi pakopos leido pasiekti 0,32 μJ impulsų energiją, tačiau energijos neužteko, kad būtų galima stebėti keturbangį maišymą. Dėl to schema buvo papildyta trečia stiprinimo pakopa sudaryta iš 5 μm modos diametro iterbiu legiruoto PCF stiprintuvo. Paskutinėje kaupinimo impulsų stiprinimo pakopoje, dalis kaupinimo impulso

energijos yra perkonvertuojama į priverstinės Ramano sklaidos spinduliuotę, tam, kad ši spinduliuotė nepatektų į tiriamą PCF, pastatomas juostinis filtras praleidžiantis kaupinimo impulsus, bet blokuojantis SRS. Taip pat, prieš LMA-8 skaidulą pastatyta $\lambda/2$ plokštelė skirta suderinti kaupinimo impulsų poliarizaciją optimaliai parametrinei generacijai. 1038 nm kaupinimo spinduliuotė į tiriamą fotoninių kristalų šviesolaidį buvo įvedama laisva erdve, nes virinant PCF skaidulas tarpusavyje, jose esanti skylių struktūra užsilydo, ir suvirinimo vietoje atsiranda nuostolių. Vis dėlto ši savybė gali būti išnaudota nuskeliant užlydytą sritį norimoje vietoje ir taip suformuoti apsauginį antgalį saugantį skaidulos galą nuo pažaidos. LMA-8 skaidulos galuose suformuotų apsauginių antgalių ilgis buvo apie 100 μm .

Kaupinimo impulsai, naudojant lęšius ($f_{L1}=8\text{ mm}$, $f_{L2}=18,4\text{ mm}$), buvo įvedami į LMA-8 skaidulą (įvedimo našumas $\sim 31\%$). Išeinanti spinduliuotė, panaudojant lęšius (L3, L4) ir veidrodį (M3), buvo suvedama į didelio diametro daugiamodę skaidulą prijungtą prie spektro analizatoriaus. Po veidrodžio M3 pastatytas trumpabangis filtras (FESH1000) skirtas nepanaudoto kaupinimo atskyrimui nuo signalinės bangos.

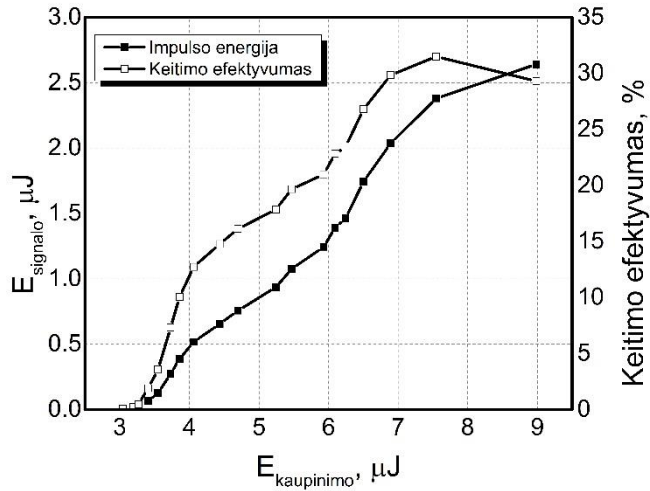


10 pav. Eksperimentinė optinio dažnio keitimo LMA-8 fotoninių kristalų šviesolaidyje schema.



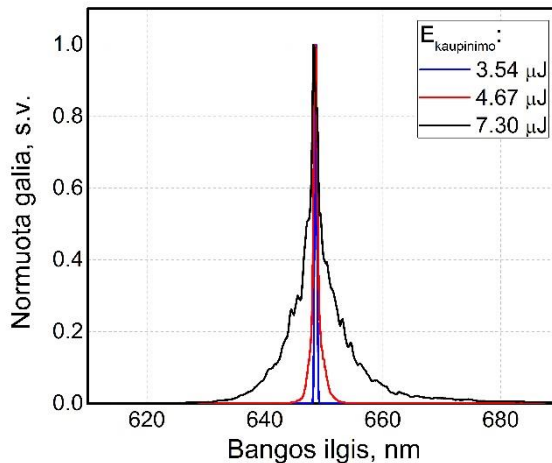
11 pav. Kaupinimo impulsų spektras kartu su trečioje stiprinimo pakopoje besigeneruojančių SRS impulsų spektru. Užregistruoto spektro vidutinė impulsų energija buvo lygi 3,2 μJ .

Didinant kaupinimo galią nustatyta, kad keturbangis maišymas pradedamas stebėti esant $\sim 3 \mu\text{J}$ kaupinimo impulsų energijai. Eksperimentiškai išmatuotas signalinės bangos centrinis bangos ilgis buvo lygus 648 nm ir pakankamai gerai sutapo su teoriškai apskaičiuotomis fazinio sinchronizmo vertėmis. Šalutinę bangą buvo tikimasi stebėti ties 2759 nm, tačiau dėl turimo spektro analizatoriaus ribojimų šios bangos spektras nebuvo užregistruotas. Didinant kaupinimo galią nustatytas keitimo į signalinę bangą efektyvumas. Maksimalus keitimo efektyvumas siekė 31%. Idealiu atveju, su sąlyga, kad visi fotonai dalyvauja dažnio keitimo procese, maksimalus efektyvumas galėtų siekti 80,7%, įskaitant tai, kad dalis kaupinimo energijos tenka šalutinei bangai, tačiau realybėje procesą apriboja priverstinė Ramano sklaida, skaidulos matmenų ir lūžio rodiklio svyravimai išilgai šviesolaidžio, neoptimalus PCF skaidulos ilgis. Jei PCF ilgis yra trumpesnis už $2\pi/|\Delta k|$ (koherentinį ilgį), tik dalis kaupinimo impulsų spinduliuotės yra konvertuojama į signalinę ir šalutinę bangas. Jei PCF ilgis yra ilgesnis už koherentinį sąveikos ilgį, tai nusklidus didesnę atstumą nei $2\pi/|\Delta k|$, sąveikaujančios bangos atsiskirs laike ir efektyvus parametrinis dažnio keitimas nebevyks. Dėl šių priežasčių optinio dažnio keitimo efektyvumas paprastai siekia keliasdešimt procentų [74, 75].



12 pav. 648 nm bangos ilgio signalo energijos ir keitimo efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo impulsų energijos.

Maksimali signalinės bangos impulso energija, kurią pavyko pasiekti didinant kaupinimo galią, siekė 2,6 μJ . Toliau didinant kaupinimo impulsų energiją, signalinės bangos impulso energija išsotina. Signalinės bangos spektras dėl fazės moduliavimosi, didinant kaupinimo galią tolygiai plinta nuo 0,406 nm iki 2,45 nm, impulsų trukmė matuota nebuvo.

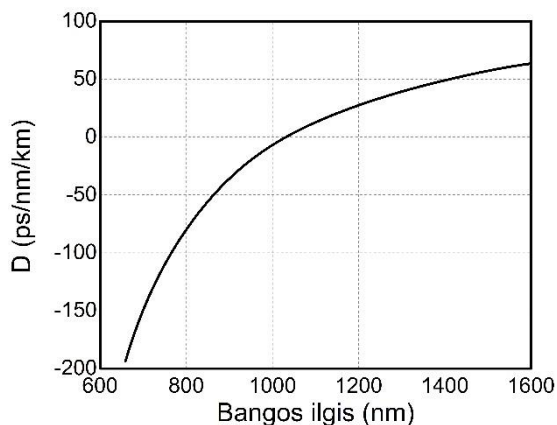


13 pav. Signalinės bangos impulsų spektras prie skirtingų kaupinimo impulsų energijų.

2.2. Eksperimentiniai 1 μm bangos ilgio spinduliuotės keitimo SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidyje rezultatai

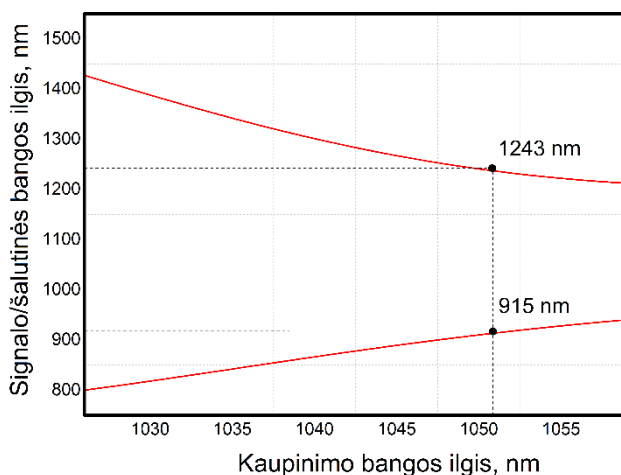
Antroje tyrimų dalyje buvo siekiama konvertuoti 1 μm bangos ilgio kaupinimo spinduliuotę į artimąją infraraudonąją sritį (~900 nm). Femtosekundiniai impulsai 900-1000 nm diapazone gali būti taikomi kvantinėje komunikacijoje, dėl silicio fotodiodų jautrumo šiame bangos ilgių ruože [76]. Taip pat ~900 nm impulsai gali būti panaudoti dvifotonėje mikroskopijoje dėl aukštesnio bandinio pažaidos slenksčio veikiant jį 900-1000 nm impulsais lyginant su 500-600 nm diapazonu [77]. Titano safyro lazeriai gali generuoti dešimčių femtosekundžių trukmės impulsus šiame bangos ilgių diapazone, tačiau lazerinė schema užima daug vietos, yra brangi ir neatspari aplinkos poveikiui, dėl to dažnai netinka praktiniams taikymams [78, 79]. Išvengti šių ribojimų galėtų padėti paprastesnė šviesolaidinio lazerio schema generuojanti trumpus impulsus šiame bangos ilgių intervale. 1 μm bangos ilgių impulsų generavimas ir stiprinimas skaidulinėse schemose yra pakankamai išstobulintas, kad galėtų būti panaudotas keičiant šiuos impulsus į kito bangos ilgio impulsus panaudojant trečios eilės netiesinius procesus fotoninių kristalų šviesolaidžiuose.

Šių tyrimų metu optinio dažnio keitimui buvo panaudotas komerciškai prieinamas SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidis (*NKT Photonics*). Šis šviesolaidis pasižymi nuline dispersija ties 1040 nm bangos ilgiu, skaidulos modos diametras 4,3 μm , o skaitinė apertūra 0,2.



14 pav. Dispersinė SC-5.0-1040-PM šviesolaidžio kreivė.

Praeitoje dalyje aptartu metodu, du kartus integruojant gamintojo pateiktą dispersinę PCF kreivę, gauta efektinio lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio. Žinant šią priklausomybę galima suskaičiuoti fazinio synchronizmo diagramas ir nustatyti signalinės ir šalutinės bangų ilgius. Iš diagramų matyti, kad $\sim 1 \mu\text{m}$ kaupinimo impulsų spinduliuotė gali būti konvertuota į artimojo IR diapazono sritį. Panaudojant eksperimente numatytą kaupinimo impulso smailinės galios vertę ir centrinį bangos ilgį, nustatyta jog du 1051 nm kaupinimo fotonai turėtų būti konvertuojami į 915 nm signalinę ir 1243 nm šalutinę bangas.



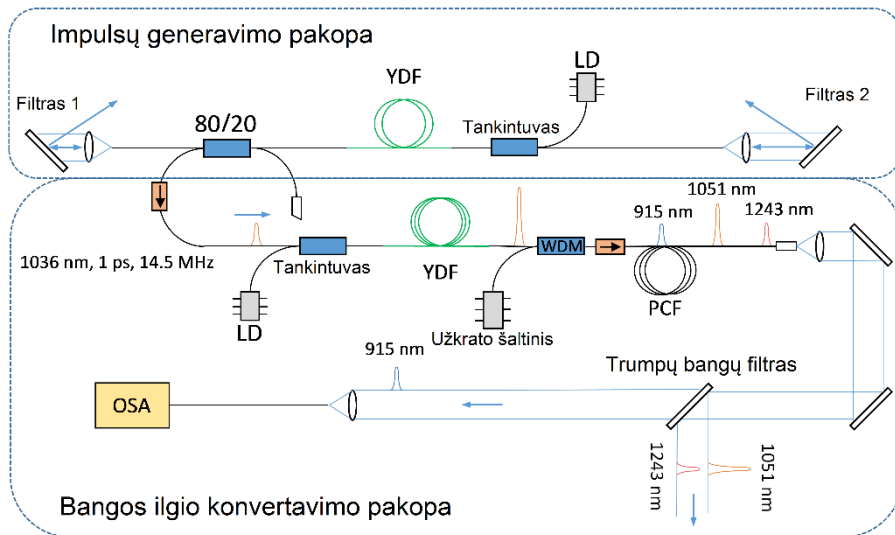
15 pav. Fazinio synchronizmo diagrama SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidžiui, laikant, kad kaupinimo impulso smailinė galia lygi 13.2 kW. Juodi taškai žymi eksperimentiškai gautas vertes.

Eksperimentinė schema pavaizduota 16 pav. Kaip kaupinimo impulsų šaltinis buvo panaudotas skaidulinis Mamyševo impulsų generatorius. Šis generatorius leido generuoti kelių pikosekundžių eilės impulsus su 1030 nm centriniu bangos ilgiu ir derinti jį ± 10 nm. Galimybė derinti generatoriaus bangos ilgį leidžia optimizuoti jį signalinės ir šalutinės bangos generacijai.

Mamyševo impulsų generatorius gali pradėti generuoti impulsus savaime jeigu tam yra sudaromos tinkamos sąlygos. Pagrindė, šias sąlygas lemia generatoriaus stiprintuvo stiprinimo koeficientas, ir spektrinis filtrų persiklojimas. Sudarius nedidelį filtrų persiklojimą generatoriaus grandinėje pradeda generotis spontaniai, nanosekundžių trukmės, stiprintuvo triukšmai. Susiformavus pakankamai galingam triukšminiam impulsui jis

suveikia kaip pradinis impulsas ir startuoja Mamyševio osciliatorių ir toliau generacijos ciklas vyksta kaip aprašyta 1.3.2 skyriuje.

Ekspirimentiškai surinktame generatoriuje kaip filtras buvo panaudotos dvi atspindinčios difrakcinės gardelės pasuktos Littrow kampu. Generatorius, sudarius tinkamas sąlygas, galėjo startuoti savaime ir generuoti 1036 nm, ~1 ps trukmės, 3 nm (FWHM) spektro pločio impulsus, 14,5 MHz pasikartojimo dažniu ir 0,3 mW vidutine galia (20 pJ energija). Šie mažos energijos impulsai buvo stiprinami skaiduliniame poliarizaciją išlaikančiame, Yb legiruotame šviesolaidyje (YDF), kuris per tankintuvą kaupinamas 976 nm nuolatinės veikos lazeriniu diodu. Šios stiprinimo pakopos reikia siekiant sustiprinti generatoriaus impulsus iki dešimčių nanodžaulių energijos lygio, reikalingo parametriniam procesui vykti. Sustiprinti impulsai buvo įvedami į 90 cm ilgio fotoninių kristalų šviesolaidį (PCF), kuris su stiprintuvo išėjimu buvo suvirintas tiesiogiai. Suvirinimas tarp pasyvos skaidulos ir PCF buvo optimizuotas parenkant trumpą išlydžio trukmę, tokių būdu PCF skylių struktūra išsilaikė ir dvi skirtingo tipo skaidulas pavyko sujungti. Nuostoliai suvirinimo srityje siekė ~30%. Nesugertas kaupinimas ir šalutinė banga buvo pašalinami už tiriamo PCF pastatant trumpas bangas praleidžiantį filtrą, po kurio signalinės bangos spinduliuotė lėšiais suvedama į spektro analizatoriaus skaidulą (arba galios matuoklį).

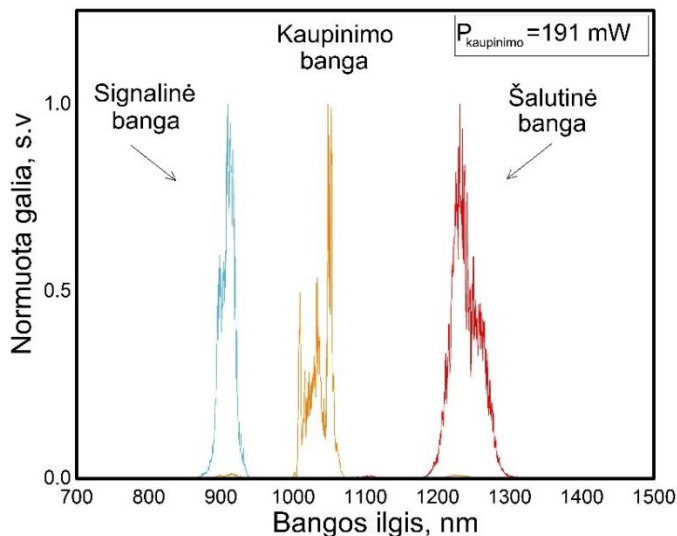


16 pav. Eksperimentinė optinio dažnio keitimo SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidyje schema.

Tolygiai keliant kaupinimo impulsų galią, pasiekus 160 mW vidutinę galią (11 nJ impulso energija) ties ~910 nm pradeda generuotis signalinė banga.

Toliau didinant kaupinimo galią signalinės bangos centrinis bangos ilgis slenkasi į ilgesnių bangų sritį. Šis poslinkis tikėtina vyksta dėl to, kad į fazinio sinchronizmo sąlygą įeina netiesinis narys $2\gamma P$, priklausantis nuo smailinės kaupinimo impulso galios. Šalutinė banga, buvo užregistruota ties 1243 nm centriniu bangos ilgiu. Kadangi tiek signalinė, tiek šalutinė bangos tenkina energijos tvermės dėsnį, tai rodo, kad stebimas keturbangio maišymo procesas. Verta pastebėti, kad teorinės fazinio sinchronizmo kreivės pakankamai smarkiai kinta keičiantis kaupinimo impulsų smailinei galiai, eksperimentiškai tai nebuvo pastebėta dėl to eksperimentiniai rezultatai sutampa su teoriniais tik tam tikrame kaupinimo impulsų smailinių galių intervale. Taip pat verta pastebėti, kad signalinės ir šalutinės bangų ilgiai beveik nepriklausė nuo kaupinimo bangos ilgio, tačiau derinant kaupinimo bangos ilgį buvo galima derinti bangos ilgio keitimo efektyvumą.

Iš kaupinimo spektro matyti, kad kaupinimo impulsų spektras praplinta keliasdešimt nanometrų ir dalis spektro pereina į tiriamo PCF anomalios dispersijos sritį (17 pav.). Anomalios dispersijos srityje išryškėja viena smailė esanti ties 1051 nm. Jos atsiradimas galimai pasireiškia dėl anomalioje srityje susiformuojančio solitono.

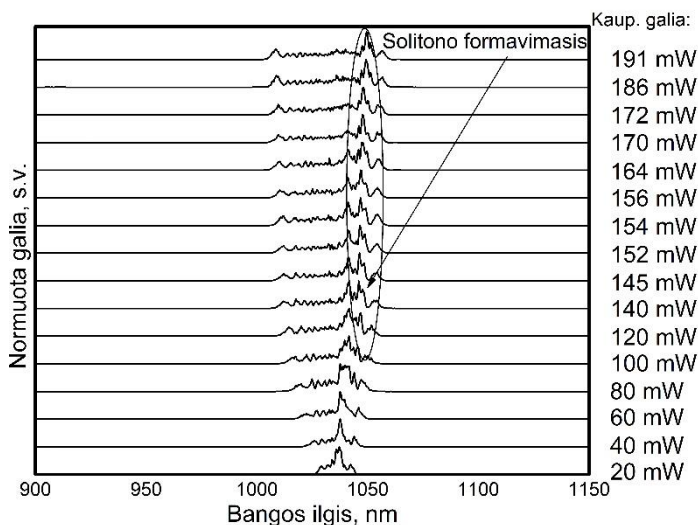


17 pav. Kaupinimo, signalinės ir šalutinės bangų spektrai esant 191 mW vidutinei kaupinimo galiai.

Keliant kaupinimo galią šios smailės centrinis bangos ilgis išlieka fiksuotoje padėtyje, jos plotis ir centrinis bangos ilgis nekinta, nors bendras kaupinimo impulso spektro plotis didėja (18 pav). Būtent ši smailė tenkina

energijos tvermės dėsnį signalinei ir šalutinei bangoms dėl to numanoma, kad parametriniame bangos ilgio konvertavime ši banga atlieka kaupinimo impulsų vaidmenį.

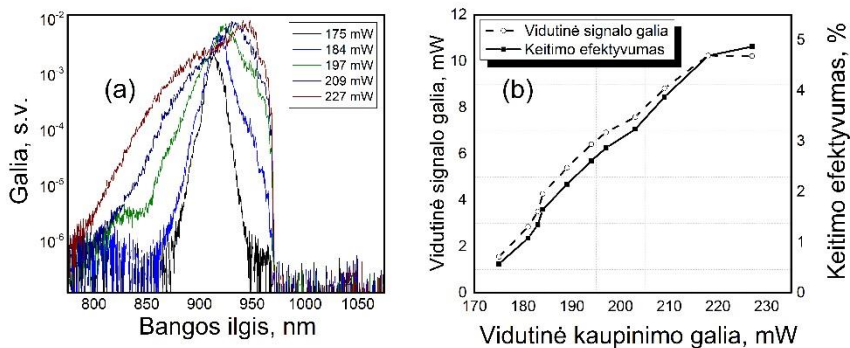
Osciliatoriaus bangos ilgio derinimas neturėjo įtakos signalinės bangos ilgiui todėl, kad solitonai visada susiformuoja toje pačioje spektrinėje pozicijoje. Jeigu impulsų generatoriaus centrinis bangos ilgis parenkamas mažesnis nei ~ 1032 nm, kaupinimo impulsų spektras nespėja išplisti tiek, kad susiformuotų solitonai, šiuo atveju keturbangis maišymas nevyksta. Jei osciliatoriaus centrinis bangos ilgis didesnis nei ~ 1032 nm tuomet keturbangis maišymas vyksta, o keitimo efektyvumas auga tolstant nuo 1032 nm į ilgesnes bangas. Vis dėlto pasiekus >1038 nm centrinių bangos ilgį, tampa sunkiau pasiekti savaiminį Mamyševos osciliatoriaus sužadimą ir didėja rizika pažeisti generatoriaus stiprintuvo skaidulą, dėl to kaip darbinis osciliatoriaus centrinis bangos ilgis buvo pasirinktas optimalus 1036 nm bangos ilgis.



18 pav. Normuotas kaupinimo impulsų spektras esant skirtingoms kaupinimo galioms, išmatuotas PCF išėjime.

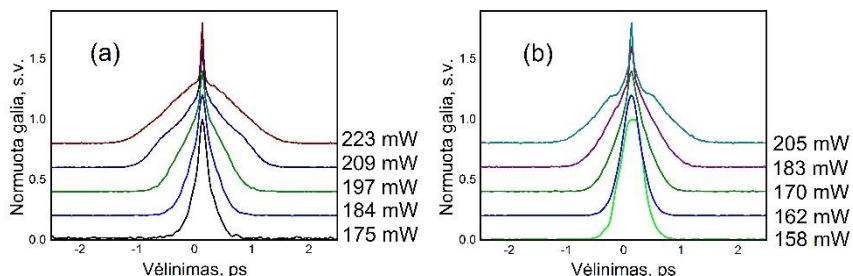
Kaip minėta, keliant kaupinimo galią signalinės bangos centrinis bangos ilgis slenkasi į ilgesnes bangas ir gali siekti 940 nm. Vis dėlto, esant didesnei nei 200 mW kaupinimo galiai ($13,8$ nJ) signalinės bangos spektras išplinta ir tampa panašus į kontinuumą, kurio spektro plotis gali siekti 100 nm (-20 dB lygyje). Signalinės bangos spektras esant skirtingoms kaupinimo galioms pateiktas 19 pav. (a). Maksimali vidutinė galia išmatuota signalinei bangai

buvo lygi 10 mW (0,71 nJ) esant maksimaliam keitimo efektyvumui siekiančiu ~5 %.



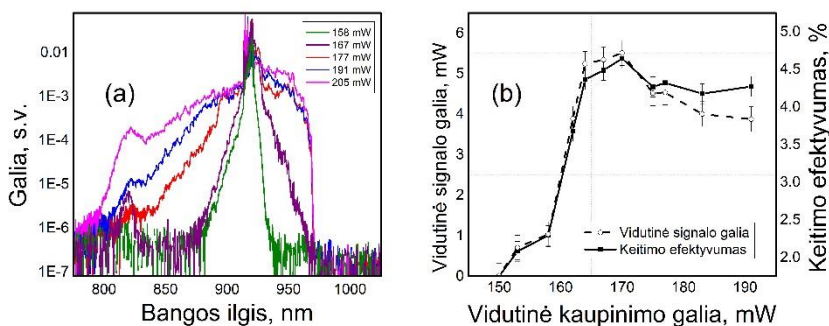
19 pav. (a) Signalinės bangos spektras esant skirtingoms kaupinimo galioms. (b) Signalinės bangos vidutinės galios ir keitimo efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo galios.

Signalinės bangos impulso trukmei įvertinti buvo atlikti autokoreliaciniai matavimai. Iš autokoreliacinių kreivių matyti, kad esant mažesnėms kaupinimo galioms impulso autokoreliacinės funkcijos forma artima Gauso impulso formai, impulso trukmė, prie 175 mW kaupinimo galios (10,8 nJ impulso energijos) lygi ~250 fs. Didinant kaupinimo galią pradeda formuotis impulso pjedestalas, kurio plotis didėja toliau didinant kaupinimą. Esant didesnei nei 194 mW kaupinimo galiai (13,4 nJ impulsų energijai) centrinė autokoreliacinės funkcijos dalis tampa siaura, ją sudaro didelės trukmės (kelių pikosekundžių) pjedestalas ir siaura, kelių šimtų femtosekundžių centrinė dalis. Toliau didinant kaupinimo galią pjedestalo trukmė didėja, o centrinė dalis trumpėja.



20 pav. Normuotos signalinės bangos impulso autokoreliacinės kreivės: (a) nenaudojant užkrato šaltinio, (b) naudojant užkrato šaltinį.

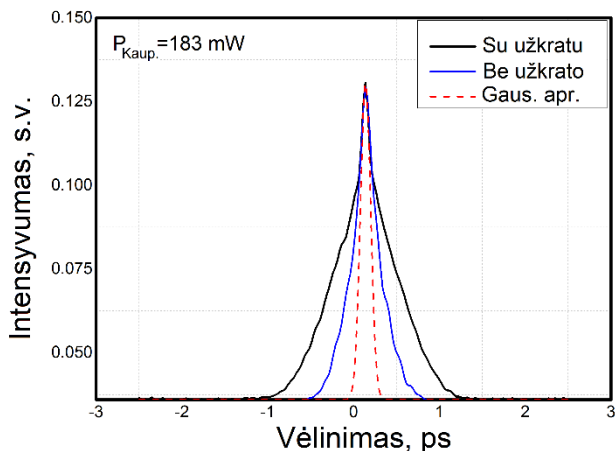
Siekiant pagerinti impulso keitimo efektyvumą į PCF kartu su kaupinimo impulsais buvo bandoma įvesti ir užkrato šaltinio spinduliuotę. Kaip užkrato šaltinis buvo pasirinktas nuolatinės veikos lazerinis diodas generuojantis 915 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę, 2,65 mW galia. Naudojant užkratą slenkstinė kaupinimo vertė, ties kuria pradeda stebėti signalinė banga, nukrito iki 135 mW vidutinės galios (9,31 nJ energijos). Maksimali signalinės bangos galia siekė 7,7 mW (0,53 nJ energija) su maksimaliu keitimo efektyvumu lygiu 5% (21 pav.).



21 pav. (a) signalinės bangos spektrai esant skirtingoms kaupinimo galioms naudojant užkrato šaltinį. (b) signalinės bangos galios ir keitimo efektyvumo priklausomybė nuo vidutinės kaupinimo galios.

Užkrato panaudojimas nepadėjo pasiekti didesnės signalinės bangos energijos ar pasiekti didesnio keitimo į signalinę bangą efektyvumo. Naudojant užkratą signalinė banga susiformuodavo ties 915 nm bangos ilgiu ir didinant kaupinimo galią jos centrinis bangos ilgis nesikeitė, priešingai nei eksperimente nenaudojant užkrato šaltinio. Esant aukštesnėms kaupinimo galioms signalinės bangos spektras išplisdavo daugiau nei 100 nm (-20 dB lygyje).

Išmatuotas autokoreliacinės funkcijos plotis prie 158 mW kaupinimo galios (12 nJ impulso energijos) siekė ~300 fs. Pjėdastalas formuojasi kaip ir sąlygomis nenaudojant užkrato.



22 pav. Signalinės bangos autokoreliacinės kreivės esant fiksuotai kaupinimo galiai, be užkrato ir su juo.

2.3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Atlikti optinio dažnio keitimo tyrimai paremti parametriniu kaupinimo impulsų konvertavimu į regimąjį ir artimąjį infraraudonąjį diapazonus, panaudojant skirtingus fotoninių kristalų šviesolaidžius. Eksperimentai atlikti naudojant du komerciškai prieinamus fotoninių kristalų šviesolaidžius. Atliekant tyrimus naudojant LMA8 fotoninių kristalų šviesolaidį, pavyko atlikti optinio dažnio keitimą iš 1038 nm kaupinimo impulsų į 648 nm regimojo diapazono impulsus. Keitimo efektyvumas siekė 31% ir leido pasiekti mikrodžaulių eilės impulso energijas regimajame diapazone. Antru atveju buvo naudojamas SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidis, o jo kaupinimui buvo sudaryta Mamyševio impulsų generatoriaus schema, gebanti generuoti kelių pikosekundžių trukmės impulsus. Šių tyrimų metu įvedant kaupinimo impulsus į tiriamą PCF, buvo suformuojamas solitonas, kuris konvertuodavosi į signalinę (910-940 nm) ir šalutinę bangas (1243 nm). Keitimo efektyvumas į signalinę bangą siekė 5% ir leido generuoti šimtų femtosekundžių trukmės impulsus su maksimalia impulso energija siekiančia 0,71 nJ. Užkrato panaudojimas šioje konfigūracijoje leido sumažinti parametrinio proceso slenkstį, tačiau keitimo efektyvumo nepagerino.

Apibendrinant, atlikti tyrimai parodė, kad panaudojant fotoninių kristalų šviesolaidžius galima realizuoti schemas, didžiąja dalimi sudarytas iš skaidulinių komponentų, leidžiančias generuoti itin trumpus impulsus artimajame infraraudonajame ir regimajame optinių dažnių diapazonuose. Šių

tyrimų metu suformuoti impulsai savo savybėmis (trukme, bangos ilgiu, energija) yra tinkami naudoti mikroskopijos, kvantinės komunikacijos ir medicininiuose taikymuose.

3. REGENERACINIS IMPULSŲ FORMAVIMAS MAMYŠEVO GRANDINĖJE

Šiame skyriuje pateikti rezultatai publikuoti II. MDPI Photonics leidinyje ir pristatyti D konferencijoje.

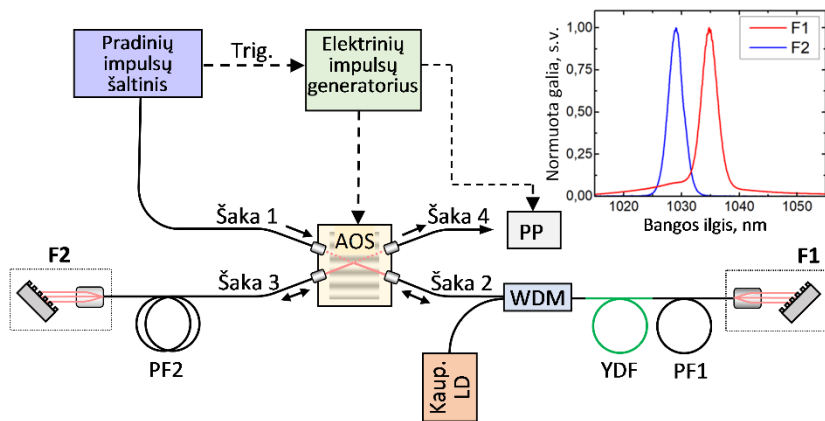
3.1. Regeneracinės grandinės žadinimas pikosekundiniais skaidulinio lazerio impulsais

Impulsus generuojančios schemas turi fundamentalų pasikartojimo dažnio ribojimą, atsirandantį dėl fiksuoto oscilatoriaus rezonatoriaus, ar generatoriaus grandinės ilgio. Pirmoje šio skyriaus dalyje aprašomas ultratrumpų impulsų formavimas paremtas uždaros grandinės dviejų pakopų Mamyševo regeneratoriumi su elektriškai valdomu akustooptiniu jungikliu. Tokio tipo schema leidžia į Mamyševo regeneratoriaus grandinę įvesti užkrato impulsą norimu pasikartojimo dažniu ir valdant apėjimų skaičių regeneruojančioje grandinėje, suformuoti stabilius ir spūdžius impulsus. Teoriškai ir eksperimentiškai ištirta šviesos impulsų formavimo regeneracinė grandinė, žadinant ją skaidulinio lazerio generuojamais impulsais. Kompensuojant tiesinį čirpą, impulsai gali būti suspaudžiami iki kelių dešimčių femtosekundžių - spektro pločiu ribojamų trukmių.

3.1.1. Regeneracinio impulsų formuotuvo schema ir teoriniai rezultatai

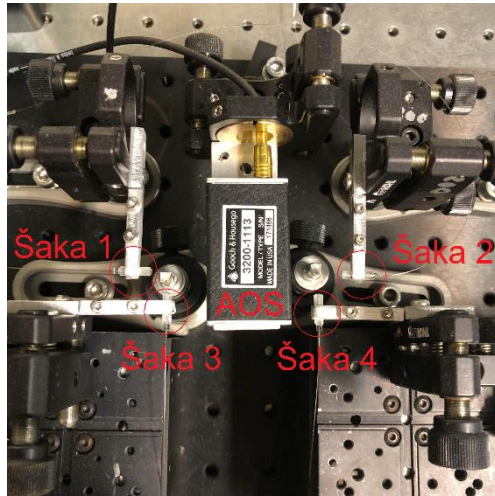
Eksperto schema pateikta 23 pav. Pagrindiniai ją sudarantys elementai yra iterbiu legiruotas poliarizaciją išlaikantis šviesolaidis (YDF), vienamodės skaidulos (PF1, PF2), juostiniai filtrai (F1, F2) ir elektriškai valdomas keturių šakų akustooptinis jungiklis (AOS). Iterbiu legiruotos skaidulos ilgis buvo lygus 1,2 m (Coherent PM-YSF-HI-HP), PF1 ir PF2 ilgiai buvo parinkti taip, kad akustooptinis jungiklis būtų regeneracinės grandinės centre (regeneracinė grandinė laikome visus elementus tarp F1 ir F2 filtrais (pasyvios skaidulai, stiprintuvai ir t.t.)). Bendras skaidulų ilgis siekė ~11,4 m, ir atitinka ~9 MHz pasikartojimo dažnį (vieno apėjimo trukmė ~111 ns). Dvi atspindinčios difrakcinės gardelės kartu su GRIN lęšių kolimatoriais buvo panaudotos kaip juostiniai filtrai (F1, F2), kurių centriniai bangos ilgiai buvo lygūs $\lambda_{F1}=1034,9$ nm, $\lambda_{F2}=1028,6$ nm, o spektro plotis abiemis filtrams lygus 3 nm (FWHM). Šių filtrų atspindžio spektras artimas Gauso formai (pateiktas 23 pav. dešiniame kampe viršuje). Filtrai buvo charakterizuojami keliant skaidulinio stiprintuvo kaupinimo galią ir stebint spektro atsaką per AOS 1 ir 4 išėjimus. Matuojant filtro F1 atsaką filtras F2 buvo uždengiamas ir

atvirkščiai. Įvedimo nuostoliai abiemis filtrams siekia 1,5 dB. Yb legiruotas šviesolaidis per kaupinimo ir signalo tankintuvą (WDM) buvo kaupinamas nuolatinės veikos vienamodžiu lazeriniu diodu, generuojančiu 976 nm bangos ilgio spinduliuotę. Iš principo ši schema yra panaši į kitas, teoriniame įvade aprašytas Mamyševos osciliatoriaus schemas, pagrindinis skirtumas šiame skyriuje aprašomoje schemoje yra AOS panaudojimas leidžiantis valdyti regeneracinių ciklų skaičių.



23 pav. Regeneracinio impulsų formavimo schema. Viršuje dešiniajame kampe pateikti filtrų F1 ir F2 atspindžio spektrai.

AOS surinkta laboratorijos sąlygomis, panaudojant laisvos erdvės akustooptinį moduliatorių (Gooch & Housego 3200-1113, veikiantis 200 MHz dažniu) ir keturis poliarizaciją išlaikančius šviesolaidžius su GRIN lęšių kolimatoriais (24 pav).



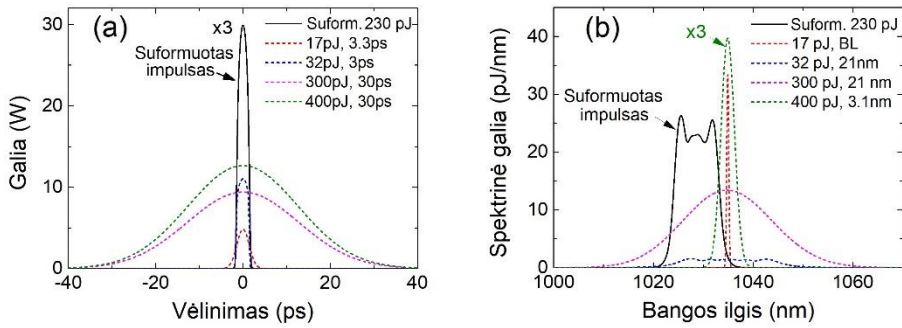
24 pav. Eksperimente naudoto keturių šakų akustooptinio jungiklio nuotrauka.

Optimalus atstumas tarp lęšių kolimatorių ~ 60 mm, o sąsmaukos skersmuo ($1/e^2$ aukštyje) modulatoriaus viduje lygus ~ 110 μm . Tokioje konfigūracijoje surinkto modulatoriaus fronto kilimo/kritimo laikai atitinkamai lygūs 20 ns ir 28 ns. Tokios persijungimo trukmės pakanka, kad įvestas užkrato impulsas, pirmojo apėjimo metu atsispindėjęs nuo filtro F1, liktų regeneracinėje grandinėje ir neišeitų iš grandinės atgal pro šaką 1. Išmatuotas AOS pralaidumas tarp skirtingų šakų, kai AOS yra įjungtoje ir išjungtoje būsenoje. Atitinkamai pralaidumas tarp 1 ir 2 šakos šiose būsenose siekė 11% ir 75%, tarp 1 ir 4 šakos pralaidumas buvo lygus 54% ir 0,03%, tarp 2 ir 3 šakų – 55% ir 0,03%, tarp 3 ir 4 šakų – 11% ir 68%. Užkrato impulsas į regeneracinę grandinę buvo įvedamas per 1 šaką, 2 ir 3 šakos naudotos sujungti regeneratoriaus grandinę, o 4 šaka – išleisti suformuotą impulsą iš grandinės. AOS valdymui panaudotas elektrinių impulsų generatorius (*Berkeley Nucleonics BNC*). Šis generatorius buvo sinchronizuojamas su užkrato impulsais ir leido valdyti generuojamų elektrinių impulsų trukmę ir vėlinimą. Užkrato impulso įvedimo metu AOS yra išjungtoje būsenoje, užkrato impulsas sklinda iš pirmos į antrą šaką ir taip patenka į regeneracinę grandinę. Per laiką kol impulsas sklinda link filtro F1 ir atsispindėję grįžta atgal, AOS pereina į įjungtą būseną. Grandinei susijungus impulsas sklinda iš antros į trečią šaką ir lieka regeneracinėje grandinėje. Po norimo apėjimų skaičiaus, impulsui susiformavus AOS pereina į išjungtą būseną ir suformuotas impulsas yra išleidžiamas iš trečios šakos sklindant į ketvirtą šaką. Kaip minėta anksčiau, įjungtoje AOS būsenoje 11% impulso energijos pereina į šaką 4, tai leidžia stebėti impulso formavimąsi po

kiekvieno apėjimo regeneracinėje grandinėje. Grandinės išėjime taip pat buvo panaudotas moduliatorius (PP), kuriam nustačius siaurą lango plotį ir keičiant vėlinimą galima stebėti individualius impulsus iš visos išeinančių impulsų voros. Bendras regeneracinės grandinės veikimas paremtas fazės moduliavimosi ir pakaitinio spektrinio filtravimo principu [58].

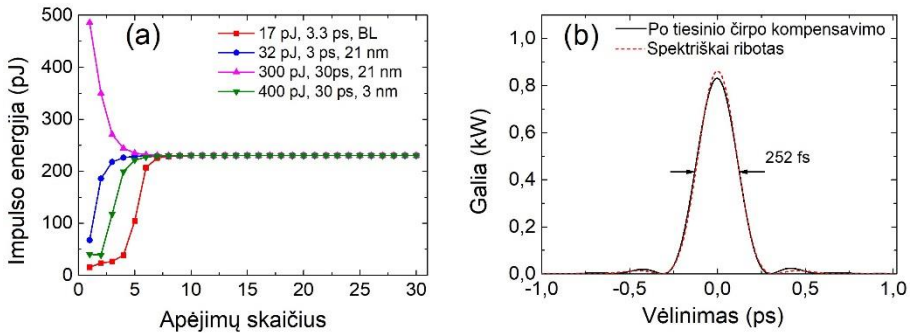
Kaip užkrato impulsų šaltinis buvo naudojamas skaidulinis pikosekundinių impulsų lazeris. Šis šaltinis leido generuoti 3,3 ps trukmės (FWHM), 1040 nm centrinio bangos ilgio, 14 nm (FWHM) spektro pločio impulsus. Užkrato impulsų pasikartojimo dažnis buvo valdomas naudojant šaltinyje integruotą akustooptinį impulsų išrinkėją, leidžiantį keisti pasikartojimo dažnį nuo 10 kHz iki 0,5 MHz.

Prieš pradėdant eksperimentinius matavimus atliktas teorinis regeneracinės grandinės modeliavimas. Impulso sklidimas regeneracinėje grandinėje aprašomas trimis pagrindiniais reiškiniais: impulso sklidimu pasyvioje skaiduloje, impulso stiprinimu ir spektriniu impulso filtravimu. Impulso sklidimas pasyvioje skaiduloje įskaitant jį veikiančią fazinį moduliavimąsi ir grupinių greičių dispersiją, sumodeliuotas naudojant skaitinį Šredingerio lygties integravimą [23]. Skaidulinis stiprintuvas aproksimuotas nuo optinio dažnio priklausančiu taškiniu stiprintuvu [80]. Spektrinis filtravimas modeliuotas dauginant impulso spektrą iš filtro dažninio atsako. Regeneracinės grandinės parametrai parinkti remiantis eksperimentais, o pradinio impulso parametrai, tokie kaip energija, trukmė ir spektro plotis buvo keičiami modeliavimo metu. Modeliavimo rezultatai parodė, jog suformuoto impulso parametrai nepriklauso nuo pradinio impulso parametrų. Pradinio impulso trukmė ir energija gali dešimtis kartų skirtis nuo suformuoto impulso trukmės ir energijos (25 pav. (a)), ypač jei pradinio impulso spektras sutampa su filtro F1 atspindžio spektru (25 pav. (b)). Ši savybė potencialiai gali būti panaudota regeneruoti impulsinių lazerinių diodų generuojamus impulsus.



25 pav. Teoriniai pradinių ir suformuotų impulsų laikiniai (a) ir spektriniai (b) vaizdai. Juoda ištisinė kreivė atitinka suformuotą impulsą; punktyrinės skirtingų spalvų kreivės atitinka pradinius impulsus. Legendoje nurodyta impulsų energija ir impulsų trukmė arba spektro plotis FWHM lygyje. Daugiklis x3 reiškia, kad atitinkamo impulso galia iš tikrųjų yra tris kartus didesnė nei parodyta paveikslėlyje. BL – ribojamas spektru.

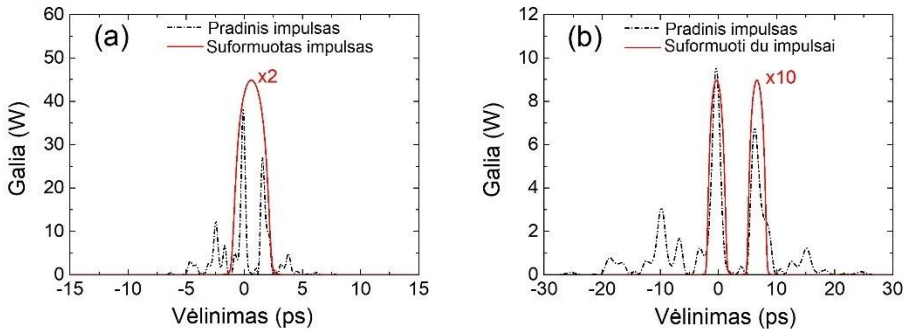
Modeliavimo rezultatai parodė, kad spektriškai riboto 3,3 ps trukmės mažiausia pradinio impulso energija reikalinga suformuoti pastovių parametrų impulsą turi būti lygi 17 pJ. Esant žemesnei energijai impulso regeneracija nevyksta. Jei pradinio impulso spektras yra platesnis nei filtro F1 atspindžio spektro plotis, pradinio impulso energija turi būti atitinkamai didesnė. Kuo pradinis impulsas yra ilgesnis laike, tuo didesnės pradinio impulso energijos reikia norint suformuoti tikrinį, pastovių parametrų impulsą. Pradinio 30 ps trukmės impulso energija turi siekti bent 300 pJ. Jei 30 ps pradinis impulsas turi platų spektrą ir yra čirpuotas, tai spektrinis filtravimas filtru F1 sutrumpina pradinį impulsą ir pastovių parametrų impulsą sužadinti tampa lengviau. 26 pav. (a) pateikta regeneruojančioje grandinėje formuojamo impulso energija kaip funkcija nuo apėjimų grandinėje skaičiaus esant skirtingoms pradinių impulsų energijoms.



26 pav. (a) Regeneruojančioje grandinėje formuojamų impulsų energijos priklausomybė nuo apėjimų skaičiaus esant skirtingiems užkrato impulsams (legendoje pažymėti impulsai atitinka 25 pav. pažymėtus impulsus). (b) Skaitmeniškai sumodeliuota galutinai suformuoto, regeneruojančioje grandinėje, impulso gaubtinė, su kompensuotu tiesiniu čirpu ir spektriškai riboto impulso gaubtinė.

Kaip matyti iš 26 pav. (a) po 4-7 apėjimų regeneracinėje grandinėje, impulsas pilnai susiformuoja ir tampa nepriklausomas nuo pradinio impulso energijos. Ši savybė gali būti naudinga siekiant iš visiškai skirtingų pradinių impulsų sukurti identiška atsikartojančius impulsus. Suformuotas impulsas yra tiesiškai čirpuotas ir kompensuojant antros eilės dispersiją gali būti suspaustas į artimą spektriškai ribotai trukmei, siekiančiai 252 fs. Skaitiniame modeliavime pasirinkta, kad YDF stiprintuve vienu praėjimu impulsas pastiprinamas 19 kartų tam, kad sąlygos atitiktų eksperimentines sąlygas. Modeliavimas parodė, kad vieno praėjimo slenkstinei stiprinimo vertei esant (stiprinama 15,5 karto) impulso energija lygi 170 pJ. Esant žemesniam stiprinimui, pilna impulso regeneracija nebevyksta ir impulsas, po keletos apėjimų regeneruojančia grandine, nuslopsta. Viršutinė stiprinimo riba yra nulemta parazitinio lazeriavimo dėl filtrų spektrinio persiklojimo. Modeliavimas taip pat parodė, kad stabilus impulsas gali būti sužadintas iš laike iškraipyto, ar moduluoto pradinio impulso (27 pav.). Kiekviena lokali pradinio impulso smailė gali būti interpretuojama kaip atskiras pradinis impulsas, tokiam impulsui patekus į regeneracinę grandinę, gali būti regeneruojami ir suformuojami keli individualūs impulsai. Skaičiavimų metu nustatyta, kad jei laiko skirtumas tarp dviejų moduluoto pradinio impulsų smailių yra mažesnis nei regeneruoto impulso trukmė, tuomet regeneruojančioje grandinėje susiformuos vienas impulsas (27 pav. (b)), tačiau jei ši trukmė didesnė už regeneruoto impulso trukmę, regeneracinėje grandinėje gali susžadinti keli impulsai. Sužadintų impulsų skaičius taip pat priklauso ir nuo pradinio impulso energijos ir jo smailių amplitudės – kuo

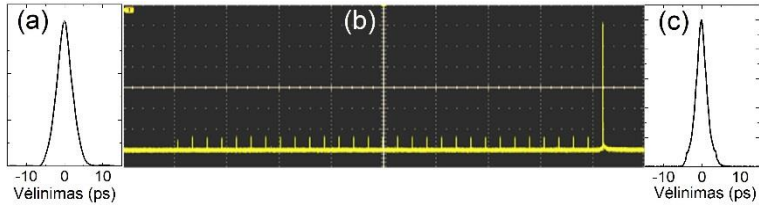
didesnė smailė tuo didesnė tikimybė, kad nuo jos bus sužadintas impulsas. Sužadintų impulsų skaičius taip pat gali priklausyti nuo pradinio impulso spektro formos, nes pradiniam impulsui sklindant link filtro F1, dispersija ir fazės moduliavimas gali laike suformuoti kelias atskiras smailes.



27 pav. Impulsų formavimas iš netolygios amplitudės pradinių impulsų: (a) suformuojamas vienas impulsas, (b) susiformuoja du impulsai. x2 ir x10 žymėjimas reiškia, kad iš tiesų impulso amplitudė yra atitinkamai du ar dešimt kartų didesnė.

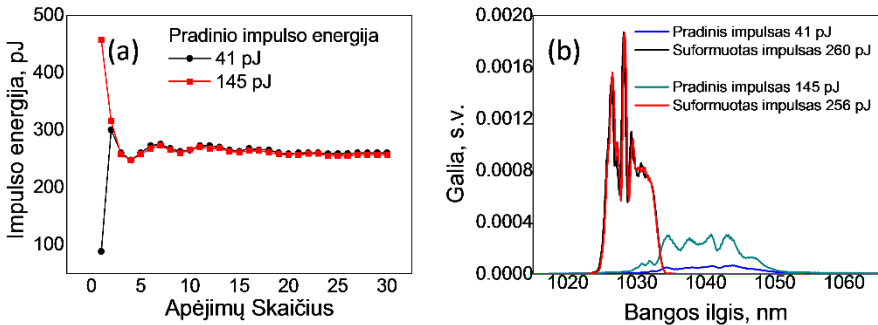
3.1.2. Eksperimentiniai regeneracinio impulsų formavimo rezultatai

Eksperimentams, kaip pradinis užkrato šaltinis panaudotas pikosekundinis skaidulinis impulsų lazeris. Šis šaltinis generavo 3,3 ps (FWHM) trukmės impulsus, kurių centrinis bangos ilgis lygus ~ 1040 nm, o spektro plotis 14 nm (FWHM). Eksperimento pradžioje pradinis impulsas buvo įleidžiamas į regeneratoriaus 1 šaką, 10 kHz pasikartojimo dažniu. Suderinus AOS perjungimo trukmės, susižadino impulsų vora (28 pav. (b)). Laiko intervalas tarp gretimų impulsų buvo lygus 111 ns (~ 9 MHz) ir atitiko vieno apėjimo regeneracinėje grandinėje trukmę. Paskutinis didelės amplitudės impulsas oscilogramoje atitinka suformuotą impulsą, išleidžiamą iš regeneracinės grandinės, kai AOS pereina į išjungtą būseną. Suformuoto impulso trukmė buvo lygi $\sim 2,3$ ps (FWHM) (28 pav. (c)).



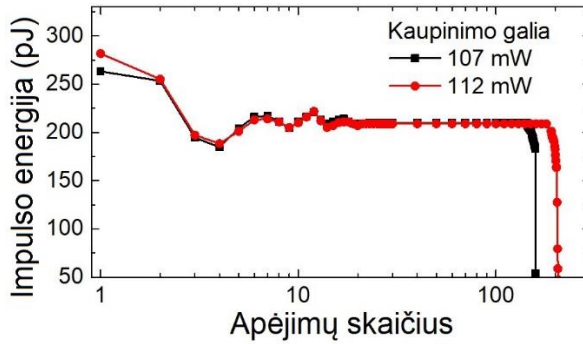
28 pav. (a) Pradinio impulso autokoreliacinė funkcija, (b) trisdešimties impulsų voros oscilograma, (c) suformuoto impulso autokoreliacinė funkcija.

Prieš suformuoto impulso išleidimą oscilogramoje matyti ir mažos amplitudės impulsų vora. Ši vora atsiranda dėl 11% AOS nuostolių, kiekvieno apėjimo metu, daliai regeneruojamo impulso pereinant į išėjimo šaką, net kai AOS yra įjungtoje būsenoje. Šį trūkumą galima išnaudoti stebint impulso formavimą kiekvieno apėjimo metu. Tam, kad išmatuoti kiekvieno atskiro impulso vidutinę galią ar energiją regeneratoriaus 4 šakos išėjime pastatytas modulatorius išrenkantis norimus impulsus (PP). Šių matavimų rezultatai, prie skirtingų pradinio impulsų energijų, pateikti 29 pav. (a). Matavimai atlikti naudojant optimalias sąlygas, nustatant 30 apėjimų regeneratoriuje. Po >20 apėjimų impulsas susiformuodavo pilnai, jo energija ir spektro forma beveik nebe priklausydavo nuo užkrato impulso energijos (29 pav. (b)). 29 pav. (a) matyti, kad regeneruoto impulso energija po maždaug 3 apėjimų pradeda nebe priklausyti nuo užkrato impulso energijos. Pradžioje, įvedus impulsą į regeneratoriaus grandinę, jo energija fliuktuoja kiekvieno apėjimo metu, kas nebuvo pastebėta atliekant modeliavimą. Tai gali būti susiję su netikslumais skaitiniame modelyje, tačiau gali būti ir specifinė eksperimentinės schemos savybė. Didėjant apėjimų skaičiui oscilacijų amplitudė mažėja, o po daugiau nei 20 apėjimų stabilizuojasi. Mažiausia pradinio impulso energija, kurios pakako regeneratoriui sužadinti buvo ~35 pJ.



29 pav. (a) Regeneruoto impulso energijos priklausomybė nuo apėjimų skaičiaus prie dviejų skirtingų pradinio impulso energijų (matuota nustačius 30 apėjimų regeneruojančia grandine, regeneruojančios grandinės stiprintuvą kaupinant 96 mW galia), (b) suformuoto ir pradinio impulsų spektrai prie skirtingų pradinio impulsų energijų.

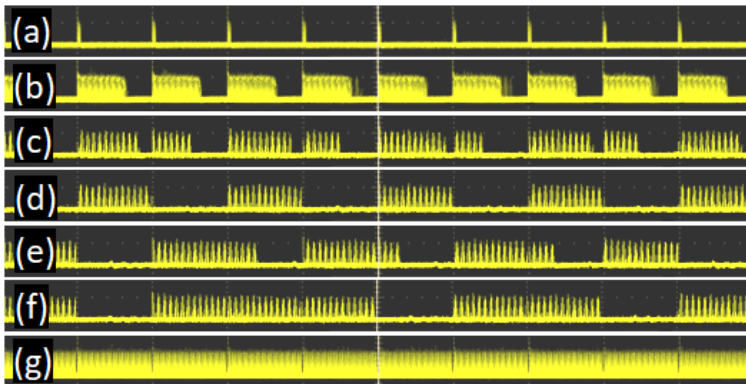
Pastebėta jog regeneruojanti grandinė turi ribotą kaupinimo galių intervalą kuriame veikia stabiliai. Jei regeneruojančios grandinės stiprintuvo kaupinimo galia yra per maža, YDF nesukaupia pakankamai energijos tam, kad impulsas atliktų pakankamą apėjimų skaičių ir pilnai susiformuotų. Žemiausia kaupinimo galia, kuriai esant impulsas gali atlikti 30 apėjimų buvo lygi 90 mW, tuomet suformuoto impulso energija lygi ~ 210 pJ (teorinė vertė ~ 170 pJ). Jei kaupinimo galia per didelė, grandinėje pradeda vykti pulsacijos, impulsai tampa nestabilūs. Tolesnis kaupinimo galios didinimas sukelia parazitinių lazeriavimą regeneruojančioje grandinėje. Stipriausias lazeriavimas stebimas toje spektro dalyje, kurioje persikloja filtrų F1 ir F2 atspindžio spektrai. Tai gali reikšti, kad filtrų persiklojimo dalyje atsiranda nepageidaujamas grįžtamasis ryšys ir susidaro sąlygos stiprintis spontaninei stiprintuvo emisijai. Taip pat pastebėta, kad nustatant didesnę apėjimų regeneruojančioje grandinėje skaičių, proporcingai reikia pakelti kaupinimo galią. Nustačius 250 apėjimų grandinėje, išmatuota pavienių impulsų energija, kol impulsų vora užgęsta (30 pav.). Pradinio impulso energija buvo lygi ~ 95 pJ, o regeneruojančios grandinės stiprintuvo kaupinimo galia 107 mW. Iš 30 pav. matyti, kad impulsų energija stabilizuojasi po 20 apėjimų ir laikosi pastovi iki 143 apėjimų. Tolesnių apėjimų metu regeneruotų impulsų energija sparčiai krenta kol pasiekus 159 apėjimus regeneracija sustoja (30 pav., juoda kreivė). Ši riba gali būti išplėsta padidinus kaupinimo galią, pavyzdžiui, padidinus kaupinimo galią iki 112 mW, impulsas gali atlikti 180 apėjimų prieš pradėdant gesti.



30 pav. Regeneruoto impulso energijos priklausomybė nuo apėjimų skaičiaus. Rezultatai gauti nustatant 250 apėjimų regeneracinėje grandinėje.

Panašūs eksperimentai atlikti naudojant maksimalų galimą apėjimų skaičių regeneracinėje grandinėje (~900 apėjimų). Pasirinktas 10 kHz užkrato impulso pasikartojimo dažnis, kaip ir ankstesniuose eksperimentuose. Impulsų formavimas buvo stebimas oscilografe (31 pav.).

Pasirinkus minimalią kaupinimo galią kuomet susiformuoja stabili impulsų vora buvo stebimas oscilografo vaizdas ir pokyčiai impulsų voroje. Viena padala paveikslėlyje atitinka 100 μ s ir sutampa su užkrato impulso pasikartojimo dažniu, visas lango plotis atitinka 1000 μ s arba 10 užkrato impulso periodų.



31 pav. Regeneruotų impulsų oscilogramos esant skirtingoms kaupinimo galioms.

Toliau abėcėlės tvarka pateikti 31 pav. oscilogramų paaiškinimai:

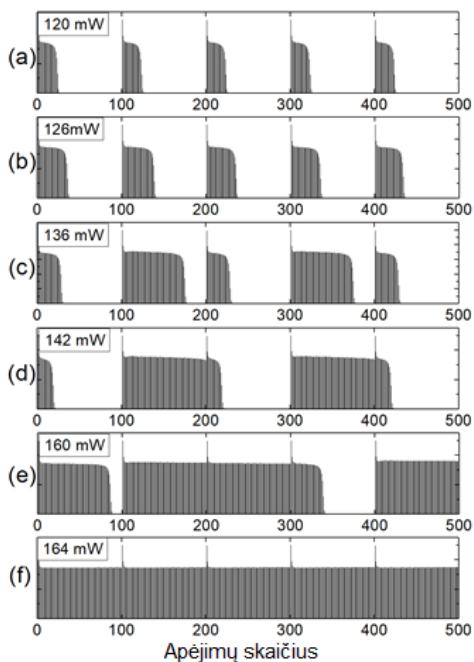
- a) – 86 mW. Kaupinimo galios slenkstis, kai pradiniam impulsui pakanka energijos atlikti keletą apėjimų, yra 81 mW. Esant tokiai

kaupinimo galiai impulsų vora susiformuoja ne kiekvieną periodą. Padidinus regeneruojančios grandinės kaupinimo galią iki 83 mW regeneracija vyksta nuo kiekvieno užkrato impulso.

- b) – 132 mW. Kaupinimo galios pakanka atlikti daugiau apėjimų, impulsai užpildo pusę periodo.
- c) – 168 mW. Toliau didinant kaupinimo galią pastebimas reiškinys, kai užsipildo daugiau nei pusę periodo, o atėjus sekančiam pradiniam impulsui užsipildo mažiau nei pusę periodo. Arba gali būti, kad vienas periodas impulsais užpildo tik iki pusės, o kitas – pilnai, po kurio seka tuščias periodas.
- d) – 173 mW. Impulsai susiformuoja tik kas antrą periodą. Didžioji dalis periodo pilnai užsipildo impulsais.
- e) – 175 mW. Impulsai pilnai užpildo vieną periodą, o kitą periodą užpildo dalinai. Kartais pilnai užsipildo du periodai, po kurių seka tuščias periodas.
- f) – 180 mW. Pilnai užsipildo du ar trys periodai po kurių seka tuščias periodas. Tolimesnis kaupinimo galios didinimas leidžia pilnai užsipildyti didesniai skaičiui periodų, po kurių seka vienas tuščias periodas.
- g) – 188 mW. Visi periodai pilnai užsipildo impulsais. Tolimesnis kaupinimo galios didinimas nepakeičia impulsų vorų išsidėstymo tvarkos ar impulsų skaičiaus jose, didėja tik impulso energija. Regeneracinė grandinė gali startuoti tik jei į ją įleidžiamas pradinis impulsas. Net esant maksimaliai kaupinimo galiai savaiminis impulsų susižadinimas nepastebėtas.

Tam, kad geriau suprasti periodinių impulsų vorų formavimosi ypatumus, papildomai atliktas skaitinis modeliavimas. Regeneracinės grandinės parametrai, atliekant modeliavimą, parinkti pagal eksperimentinės grandinės parametrus. Tam, kad paspartinti skaičiavimus, pradinis impulsas į grandinę buvo įleidžiamas kas šimtąjį apėjimą, dėl to periodo trukmė buvo lygi 100 apėjimų (eksperimente ši vertė lygi ~900 apėjimų). Modeliavimo metu gauti rezultatai (32 pav.) parodė panašius požymius į eksperimento metu gautus rezultatus. Tol kol kaupinimo galia neviršija ~130 mW, impulsų vora užgesta neatlikus 50 apėjimų (pusę periodo) (32 pav. (a) ir (b)). Šiuo atveju kiekvieną periodą impulsų voroje generuojamas vienodas impulsų skaičius. Kaupinimo galiai viršijus ~130 mW impulsų voros pradeda persitvarkyti. Tuomet, sulyg kiekvienu nauju pradiniu impulsu susiformuoja impulsų voros, kuriose impulsų skaičius kiekvienoje voroje skiriasi. Kai kaupinimo galia viršija 164 mW visi periodai pilnai užsipildo impulsais (32 pav. (f)). Toliau didinant

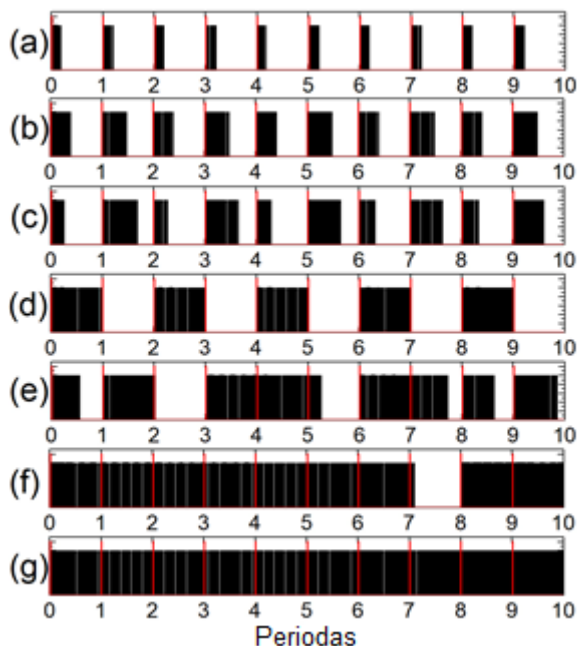
kaupinimo galią generuojamos vis didesnės energijos impulsų voros užpildančios visą periodą.



32 pav. Sumodeliuotos regeneracinės grandinės išėjimo oscilogramos esant skirtingoms kaupinimo galioms.

Periodinių impulsų vorų formavimo savybes galima imituoti panaudojant labai paprastą matematinį modelį, kurio programos kodą galima parašyti keliomis eilutėmis ir gauti panašius rezultatus, kaip parodyta 31 ir 32 pav. Periodinių impulsų vorų formavimas gali būti sumodeliuota naudojant stiprinimo koeficientą G , kuris padidėja verte A kiekvieno apejimo regeneracinėje grandinėje metu ($G=G+A$, čia ženkas „ $=$ “ reiškia priskyrimą). Tai atitinką nuolatinį kaupinimą. O tuo tarpu, kai grandinėje regeneruojamas impulsas, stiprinimo koeficientas kiekvieno apejimo metu sumažėja dydžiu B ($G=G-B$). Kai impulsas necirkuliuoja grandinėje, tai $B=0$ ir G vertė nemažėja. Toliau užduodama sąlyga, kad regeneracija prasideda tik esant pradiniam impulsui, o $G>G_0$. Čia G_0 yra slenkstinė stiprinimo vertė žemiau kurios esant impulsų vora nėra pilnai regeneruojama ir iš lėto gesta. Impulsai pilnai regeneruojami kiekvieno apejimo metu kai $G>G_0$, bet jei $G<G_0$ impulsu regeneravimas sustoja. A ir B kintamųjų vertės turi būti teigiamos ir gali būti priklausomos nuo stiprinimo koeficiento, apejimų skaičiaus impulso energijos ir t.t.

33 pav. pateiktos formuojamų impulsų voros, kai A ir B koeficientai yra pastovūs ($B=0,001$). Pasirinkta slenkstinė stiprinimo vertė lygi 10, o vieną periodą sudarė 100 apejimų. Kaip matyti, jei A/B santykis mažesnis nei 4,5 tai kiekvieno periodo metu formuojamos vienodo ilgio voros (33 pav. (a)). Kai A/B santykis lygus 4,5, tai impulsų voros užima pusę periodo (33 pav (b)). Kai $A/B > 4,5$, impulsų vorų ilgiai tarp gretimų periodų varijuoja (33 pav. (c-f)). Kai $A/B=1$ visi periodai pilnai uzsipildo impulsai ir generuojama pastovi impulsų vora.



33 pav. Periodinių impulsų vorų formavimas esant skirtingam A/B : (a) 0,2, (b), 0,45, (c) 0,48, (d) 0,5, (e) 0,7, (f) 0,9, (g) 1. $B=0,001$, $G_0=10$. Vieną vorą sudaro 100 regeneracinių ciklų. Raudonos tiesės vaizduoja pradinius impulsus.

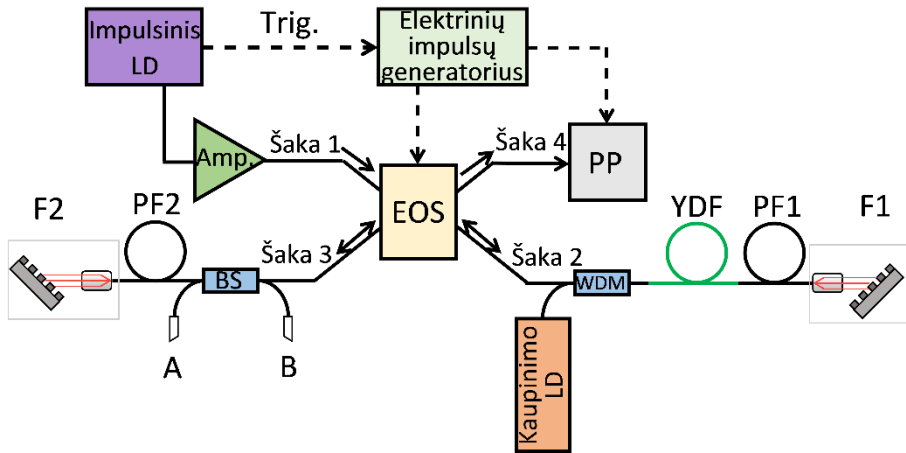
3.2. Regeneracinės grandinės žadinimas pikosekundiniais lazerinio diodo impulsais

Šiame skyriuje aprašomų tyrimų schema remiasi praeitame skyriuje aprašytų impulsų formavimo principu. Pagrindiniai skirtumai, tai vietoje keturių šakų akustooptinio jungiklio pasirinktas keturių šakų elektrooptinis jungiklis, pasižymintis mažesniais nuostoliais optinei spinduliutei ir greitesne persijungimo trukme, taip pat, kaip pradinių impulsų šaltinis

panaudotas pikosekundinius impulsus generuojantis lazerinis diodas. Regeneruojant lazerinio diodo impulsus Mamyševo regeneruojančioje grandinėje, galima pagerinti jų kokybę ir sumažinti trukmę. Be to, lazeriniai diodai gali veikti ne tik fiksuotu pasikartojimo dažniu, bet ir generuoti pasirinktinai laike išdėstytus impulsus (PoD). Į regeneruojančią grandinę įvestas pradinis impulsas patiria nustatytą skaičių stiprinimo, spektrinio plėtimo ir spektrinio filtravimo ciklų. Po tam tikro apėjimų skaičiaus impulso parametrai nusistovi ir daugiausiai priklauso tik nuo regeneracinės grandinės parametru, tačiau beveik nepriklauso nuo pradinio impulso parametru. 3.1 skyriuje nagrinėtoje schemoje užkrato impulsas savo savybėmis buvo artimas regeneruoto-suformuoto impulso savybėms. Vis dėlto, praktiniams taikymams ir galimam PoD režimo realizavimui, svarbu pademonstruoti tokio tipo schemas veikimą regeneruojant ilgesnius, siauro spektro ir prastos kokybės diodo generuojamus impulsus, suformuojant itin trumpus ir spūdžius aukštos kokybės impulsus.

3.2.1. Regeneracinio diodo impulsų formuotuvo schema

Eksperto schema pateikta 34 pav. Schemą sudaro Yb legiruotas, poliarizaciją išlaikantis šviesolaidis (YDF), pasyvūs poliarizaciją išlaikantys šviesolaidžiai (PF1, PF2), juostiniai atspindintys filtrai (F1, F2), elektriškai valdomas keturių šakų elektrooptinis jungiklis (EOS). Prieš filtrą F2 įterptas skaidulinis pluošto daliklis (BS), dalinantis pluoštą santykiu 90/10. Pasirinktas 1,2 m aktyvios skaidulos ilgis (Coherent PM-YSF-HI-HP, Yb jonų koncentracija $\sim 3 \cdot 10^{25} \text{ 1/m}^3$). Bendras schemas ilgis (optinis kelias tarp filtrų F1 ir F2), įskaitant visus optinius elementus, pasyvias ir aktyvias skaidulas, buvo lygus $\sim 13,2 \text{ m}$, tai atitinka 128 ns apėjimo trukmę arba 7,8 MHz pasikartojimo dažnį. Kaip juostiniai filtrai panaudotos dvi spinduliuotę atspindinčios difrakcinės gardelės, orientuotos Littrow kampu, kartu su gradientinio lūžio rodiklio (GRIN) lęšiais. Centriniai šių filtrų bangos ilgiai lygūs $\lambda_{F1}=1030,75 \text{ nm}$, $\lambda_{F2}=1024,20 \text{ nm}$, o spektro plotis abiemis filtrams, kaip ir ankstesniu atveju, lygus 3 nm (FWHM). Yb legiruotas šviesolaidis kaupinamas nuolatinės veikos lazeriniu diodu, kurio bangos ilgis lygus 976 nm.



34 pav. Eksperimentinė impulsų formavimo schema, kurios pagrindą sudaro Mamyševio regeneruojanti grandinė žadinama impulsinio diodo impulsais.

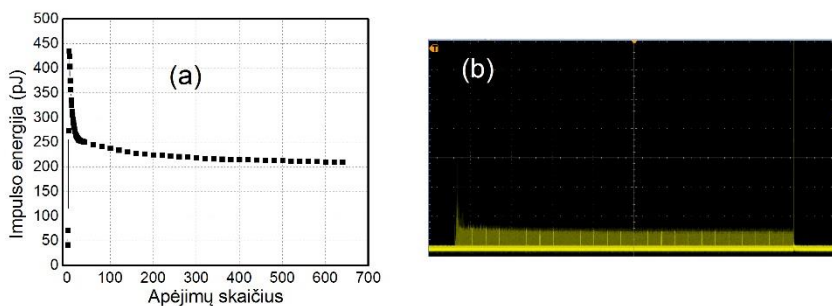
Kaip elektriškai valdomas optinis jungiklis (EOS), leidžiantis valdyti impulsų apėjimų regeneruojančią grandinę skaičių, panaudotas komerciškai prieinamas keturių šakų elektrooptinis jungiklis (Agiltron HP-PM NS 2x2). Šio keturių šakų jungiklio tiek įsijungimo, tiek išsijungimo trukmė siekė ~10 ns. Lyginant su praeitame skyriuje aprašytu akustooptiniu jungikliu, elektrooptinio jungiklio persijungimo trukmė yra daugiau nei du kartus mažesnė. Pralaidumai tarp skirtingų jungiklio šakų, jam esant įjungtoje ir išjungtoje būsenoje atitinkamai lygūs: tarp 1 ir 2 šakų pralaidumai lygūs 1,5% ir 63%, tarp šakų 1 ir 4 pralaidumai lygūs 64,1% ir 1,9%, tarp šakų 2 ir 3 pralaidumai lygūs 68,8% ir 1,7%, tarp šakų 3 ir 4 pralaidumai lygūs 1,6% ir 66%. Pradinis impulsas buvo įvedamas pro 1 šaką, grandinei susijungus impulsų regeneracija vykdavo tarp 2 ir 3 šakų, o suformuotas impulsas buvo išleidžiamas per 4 šaką. EOS valdymui panaudotas elektrinių impulsų generatorius (Berkeley Nucleonics corporation BNC 575). Pradinis impulsas įvedamas per 1 šaką, kai EOS yra išjungtoje būsenoje, impulsui patekus į regeneruojančią grandinę EOS pereina į įjungtą būseną. Kol EOS yra įjungtoje būsenoje impulsas grandinėje cirkuliuoja nustatytą apėjimų skaičių, patirdamas daug stiprinimo, spektrinio plėtimo ir filtravimo ciklų. Impulsui atlikus nustatytą apėjimų skaičių, EOS pereina į išjungtą būseną ir suformuotas impulsas yra išleidžiamas jam pereinant iš 3 į 4 šaką. Įjungtoje būsenoje EOS patiria 1,6% nuostolius daliai spinduliuotės pereinant į 4 šaką dėl to jos išėjime pastatytas moduliatorius su nustatytu siauru laikiniu

pralaidumo langu, leidžiantis iš sekos atsirinkti pavienius impulsus (PP). Kaip užkrato šaltinis pasirinktas impulsinis lazerinis diodas (Alphas Picopower-LD-1030-DFB-FCA) gebantis generuoti 25 ps (FWHM) trukmės, 1 Hz - 50 MHz pasikartojimo dažnio, impulsus, kurių centrinis bangos ilgis lygus 1030 nm, o spektro plotis 0,15 nm. Iš diodo išeinančių impulsų energija lygi ~3,3 pJ. Kadangi impulsų energija yra maža, o trukmė didelė, tai impulso smailinė galia yra per maža, kad įvedus impulsą į grandinę pasireikštu reikšmingas spektrinis plitimas. Dėl šios priežasties už lazerinio diodo įvirintas skaidulinis stiprintuvas (Amp.), kuris leido padidinti užkrato impulsų energiją iki kelių šimtų pikodžaulių.

3.2.1. Eksperimentiniai regeneracinio diodo impulsų formavimo rezultatai

Tyrimų pradžioje nustatytas 10 kHz užkrato impulsų pasikartojimo dažnis. Praėję stiprintuvą, diodo generuojami impulsai buvo įvedami į 1 regeneruojančios grandinės šaką. Nustačius ~640 apėjimų skaičių regeneruojančioje grandinėje ir suderinus pradinio impulso ir EOS vėlinimo laikus, surastos sąlygos, kurioms esant regeneratyvinis impulsų formuotuvus veikia stabiliai. Impulsų vorą sudarė mažos amplitudės impulsai, atsirandantys dėl 1,6% EOS nuostolių išėjimo šakoje, kai regeneruojanti grandinė yra sujungta, ir didelės amplitudės impulsas voros pabaigoje, atitinkantis iš regeneruojančios grandinės išleidžiamą susiformavusį impulsą. Trukmė tarp gretimų impulsų voroje buvo lygi ~128 ns. Stabili regeneruotų impulsų vora susiformuoja kaupinant YDF >208 mW galia, o pradinio impulso energijai esant intervale nuo 31 pJ iki 110 pJ. Pradinio impulso energijai esant mažesnei nei 31 pJ arba viršijant 110 pJ ribą impulso regeneracija vyksta ne nuo kiekvieno užkrato impulso, tas pats pastebima YDF kaupinimo galiai esant mažesnei nei 208 mW. Priešingai nei 3.1 skyriuje aprašytuose tyrimuose, viršutinis YDF kaupinimo galios slenkstis šių tyrimų metu nebuvo pastebėtas. Tam įtakos gali turėti mažesnis Yb stiprinimas spektrinėje filtrų persiklojimo dalyje.

Nustačius ~640 apėjimų grandinėje ir parinkus optimalią kaupinimo vertę lygią 226 mW, įleidžiant pradinis 60 pJ energijos impulsus į 1 EOS šaką 10 kHz pasikartojimo dažniu, suformuota stabili impulsų vora pateikta 35 pav. (b). Panaudojant daliklio BS šaką B galima stebėti impulsų formavimąsi kiekvieno apėjimo regeneracinėje grandinėje metu. Prie šios BS šakos prijungus moduliatorių PP su siauru pralaidumo langu (<128 ns) ir keičiant vėlinimą iš voros galima išskirti pavienius impulsus ir išmatuoti kaip kinta impulsų energija kiekvieno apėjimo metu (35 pav. (a)).



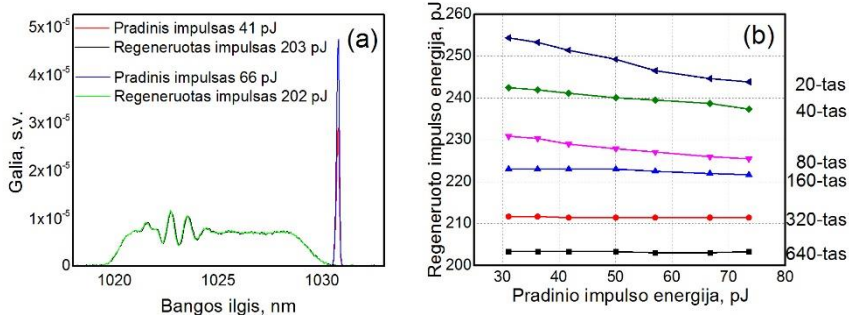
35 pav. (a) Regeneruoto impulso energijos priklausomybė nuo apėjimų skaičiaus. (b) Regeneruotų impulsų voros vaizdas oscilografе.

Matavimų metu pastebėta, jog per pirmus 4 apėjimus regeneruoto impulso energija išauga nuo ~ 50 pJ iki ~ 435 pJ ir sekančių apėjimų metu krenta kol energijos kritimas sulėtėja atlikus ~ 29 apėjimus. Tolimesnių apėjimų metu impulso energija toliau mažėja, tačiau eksponentiškai lėčiau: nuo 100 iki 200 apėjimų sumažėja 5,5%, nuo 200 iki 300 sumažėja 2,9 %, nuo 300 iki 400 sumažėja 1,7 % it t.t. Nors impulso energija, didėjant apėjimų skaičiui, krinta labai nežymiai, surasti sąlygas, kurioms esant impulso energija pilnai nusistovėtų nepavyko. Nuolatinis energijos kritimas gali būti susijęs su YDF užpildos mažėjimu kiekvieno apėjimo metu esant pastoviam kaupinimui.

Naudojant moduliatorių (PP) buvo užregistruotas pro 4 šaką išleidžiamo suformuoto impulso spektras naudojant skirtingos energijos užkrato impulsus (36 pav. (a)). Tyrimų metu nustatyta, kad esant dideliame apėjimų skaičiui (640 apėjimų) regeneruoto impulso spektro forma ir energija beveik nepriklauso nuo užkrato impulso energijos. Pradinio impulso energija gali skirtis daugiau nei dvigubai, tačiau regeneruoto impulso energija beveik nepasikeičia. Suformuoto impulso spektro plotis 8,4 nm (FWHM), t.y. 55 kartus platesnis nei pradinio impulso spektras. Tai gali leisti suspausti regeneruotą impulsą į daug mažesnes trukmes lyginant su pradiniu impulsu (spektriškai riboto impulso trukmė gali siekti 184 fs (FWHM)). Nors pradinio impulso energija yra kelių dešimčių pikodžaulių eilės, regeneruoti impulsai pasižymi kelių šimtų pikodžaulių energija. Ši savybė yra nulemta to, kad impulsas formuojasi pagal regeneruojančios grandinės parametrus, todėl, jeigu grandinėje yra sudaromos sąlygos atlikti keliasdešimt apėjimų, įtakos impulso energijai turi YDF stiprinimas, filtrų spektrinės padėties, tačiau ne pradinio impulso savybės.

36 pav. (b) pateikta regeneruoto impulso energijos priklausomybė nuo užkrato impulso energijos, kai matuojami skirtingi impulsai voroje. Matavimas atliktas nustačius ~ 640 apėjimų grandinėje, naudojant 226 mW

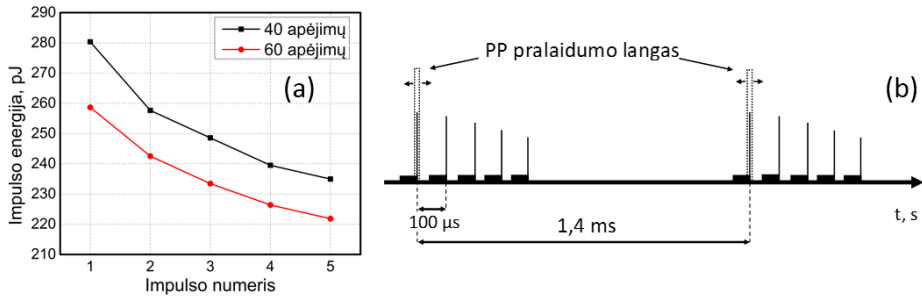
YDF kaupinimo galią. Impulsai matuoti pro BS išėjimą B. Naudojant moduliatorių PP iš ilgos impulsų voros paeiliui buvo išrenkami skirtingi impulsai (20-tas, 40-tas, 80-tas, 160-tas, 320-tas ir 640-tas) ir matuojama jų energijos priklausomybė nuo užkrato impulsų energijos. Eksperimento metu nustatyta, kad regeneruotų impulsų energija iš dalies priklauso nuo pradinio impulso energijos, kai apėjimų regeneratoriuje skaičius nedidelis (kelios dešimtys). Pradinių impulsų energijai padidėjus daugiau nei du kartus, 20-to regeneruoto impulso energija sumažėja tik ~4% procentais. Toliau stebint impulsus po didesnio apėjimų skaičiaus ši priklausomybė nuo pradinių impulsų dar labiau mažėja, keičiant pradinio impulso energiją tose pačiose ribose 40-tas impulsas sumažėja 2,1 %, 160-tas sumažėja 0,9 %, o 320-tas ir aukštesnių eilių impulsai, keičiantis pradinio impulso energijai, išlieka praktiškai nepakitę.



36 pav. (a) Skirtingos energijos pradinių ir regeneruojančioje grandinėje suformuotų impulsų spektrai. Impulsai suformuoti po ~640 apėjimų regeneruojančia grandine naudojant 226 mW kaupinimo galią. (b) Regeneruotų impulsų voroje priklausomybė nuo pradinio impulso energijos po skirtingų apėjimų skaičiaus.

Šiame skyriuje aprašomas impulsų regeneratyvinis formuotuvai gali veikti ne tik įleidžiant užkrato impulsus fiksuotu pasikartojimo dažniu, bet ir įleidžiant juos serijomis po kelis impulsus. Tam tikslui pradinių impulsų šaltinis ir EOS buvo sinchronizuojami nuo elektrinių impulsų generatoriaus. Pradiniai impulsai į regeneruojančią grandinę buvo įleidžiami serijomis po penkis impulsus 10 kHz pasikartojimo dažniu, po kurių seka 10 tokio paties dažnio tuščių periodų, kurių metu jokie pradiniai impulsai į grandinę nepatenka. Eksperimentai buvo atliekami nustačius 40 ir 60 apėjimų grandinėje skaičių. Stabiliai impulsų vorai susiformuoti, šiuo atveju, reikalinga YDF stiprintuvo kaupinimo galia, lygi 96 mW ir pradinio impulso

energija lygi ~ 130 pJ. Regeneruotų impulsų energija matuota pro 4 EOS šaką, prie jos prijungus moduliatorių PP ir išrenkant paskutinį didelės amplitudės impulsą. Keičiant PP vėlinimą galima išmatuoti visų penkių pakete esančių impulsų energijas. 37 pav. (a) vaizduoja kaip kinta regeneruoto impulso energija, pradinis impulsus įleidžiant serijomis po 5 impulsus 10 kHz dažniu po kurių seka 10 tuščių periodų.



37 pav. (a) Regeneruotų impulsų energijos kitimas vienoje impulsų serijoje. (b) Laikinis regeneruotų impulsų serijų vaizdas.

Iš 37 pav. (a) matyti, kad regeneruotų impulsų energija serijoje su kiekvienu naujo užkrato impulso įvedimu sumažėja po $\sim 2-8\%$. Ši priklausomybė susijusi su YDP stiprintuvo užpildos mažėjimu sulig kiekvienu nauju regeneraciniu ciklu. Pasibaigus vienai serijai seka 1,4 ms pauzė per kurią YDF stiprintuve sukuriama didelė sužadinto lygmens užpilda. Didelė YDF sužadinto lygmens užpildos vertė galimai lemia ir tai, kad stabilioms impulsų voroms susiformuoti reikalingas mažesnis kaupinimas nei įleidinėjant pradinis impulsus pastoviu pasikartojimo dažniu.

3.3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Pirmoje tyrimų dalyje, eksperimentiškai ir teoriškai pademonstruotas regeneratyvinis impulsų formavimas, paremtas Mamyševo regeneratoriaus principu su įterptu elektriškai valdomu akustooptiniu jungikliu, kaip užkrato šaltinį naudojant pikosekundinį skaidulinį impulsų generatorių. Viena iš unikalių tokios regeneracinės grandinės savybių, tai galimybė formuoti impulsus su griežtai apibrėžtais parametrais, kurių savybės priklauso nuo paties regeneratoriaus grandinės parametru, bet nuo pradinio impulso parametru priklauso minimaliai. Eksperimentų metu nustatyta, kad į grandinę įleistas pradinis impulsas po 3-7 apėjimų beveik nepriklauso nuo pradinio impulso parametru. Vis dėlto, stabiliam impulsui susiformuoti reikia bent 26 apėjimų regeneracinėje grandinėje. Dėl savo unikalių savybių Mamyševo regeneratorium gali būti patrauklus praktiniams taikymams, kuriuose reikalingi

aukštos kokybės itin trumpi impulsai su valdomu pasikartojimo dažniu. Taip pat nustatyta, kad naudojant ribotą kaupinimo galią formuojamos impulsų voros gali persiskirstyti, dėl ko atsiranda impulsų voros ilgio variacijos tarp skirtingų periodų. Impulsų skaičius kiekviename periode yra vienodas tol kol impulsai neužima pusės periodo.

Antroje tyrimų dalyje pademonstruotas kelių dešimčių pikosekundžių trukmės impulsinio diodo impulsų performavimas panaudojant Mamyševio regeneracinę grandinę su įterptu elektriškai valdomu keturių šakų elektrooptiniu jungikliu. Nustatyta, kad įvedus kelių dešimčių pikosekundžių trukmės ir mažos energijos impulsiniu lazeriniu diodu generuojamą pradinį impulsą, regeneracinėje grandinėje galima suformuoti 55 kartus platesnio spektro impulsus, kurie vėliau gali būti suspaudžiami į mažesnės trukmės impulsus nei pradiniai impulsai. Suformuotų impulsų energija taip pat yra >3 kartus didesnė nei pradinių impulsų energija. Regeneruoto impulso energija ir spektrinė forma beveik nepriklauso nuo pradinio impulso parametrų, regeneruotų impulsų energijos priklausomybė nuo pradinių impulsų energijos dar labiau sumažėja jei impulsui regeneracinėje grandinėje leidžiama atlikti didesnį apėjimų skaičių. Įvedus pradinį impulsą į regeneracinę grandinę impulso energija iš dalies nusistovi po ~ 29 apėjimų, o tolimesnių apėjimų metu lėtai krenta dėl YDF užpildos mažėjimo. Pradinius impulsus į regeneruojančią grandinę galima įvedinėti ne tik fiksuotu pasikartojimo dažniu, bet ir impulsų serijomis. Vienoje impulsų serijoje kiekvieno impulso energija palaipsniui krenta dėl YDF užpildos mažėjimo. Šių tyrimų metu pademonstruotas Mamyševio regeneracinės grandinės veikimas, kaip užkrato šaltinį naudojant impulsinį lazerinį diodą, kas leidžia tokią grandinę panaudoti kaip priemonę formuojant geros kokybės itin trumpus lazerinius impulsus derinamu pasikartojimo dažniu, impulsų serijomis ar PoD režimu.

IŠVADOS

1. Naudojant 250 ps kaupinimo impulsus mikrodžaulių eilės impulsus iš skaidulinio impulsų generatoriaus ir suvedant juos į LMA8 fotoninių kristalų šviesolaidį galima konvertuoti $\sim 1 \mu\text{m}$ kaupinimo impulsų spinduliuotę į 648 nm regimojo diapazono sritį, pasiektas $\sim 30\%$ keitimo efektyvumas ir mikrodžaulių eilės impulsų energiją regimojoje srityje. Naudojant Mamyševio impulsų generatorių atliktas $\sim 1 \mu\text{m}$ bangos ilgio pikosekundinių impulsų keitimas į artimojo infraraudonojo diapazono ($\sim 925 \text{ nm}$) sritį SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidyje panaudojant pilnai skaidulinę schemą. Keitimo efektyvumas į artimąją infraraudonąją sritį siekė 5%, o maksimali impulso energija buvo lygi 0,7 nJ.
2. Mamyševio regeneratoriuje performuojamų pikosekundinio osciliatoriaus impulsų energija nusistovi per 3-5 apėjimus, o pilnai stabilizuojasi per >20 apėjimų. Suformuoti impulsai neženkliai priklauso nuo pradinių impulsų parametrų ir gali būti suspausti į kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsus.
3. Mamyševio regeneratoriuje performuojamų lazerinio diodo impulsų energija stabilizuojasi per ~ 29 apėjimus ir nežymiai priklauso nuo pradinių impulsų energijos. Regeneruotas impulsas, lyginant su pradiniu, pasižymi keliasdešimt kartų platesniu spektru ir kelis kartus didesne energija.
4. Nustatyta jog periodinių impulsų vorų generavimas naudojant ribotą kaupinimo galią gali lemti vorų persitvarkymą, kurio metu skirtinguose perioduose pradeda varijuoti impulsų voroje skaičius. Impulsų vorų ilgai kiekviename periode yra vienodi tol kol voros užima mažiau nei pusę periodo.

SUMMARY

INTRODUCTION

In the middle of the last century, as the science of laser physics began to develop, various resonator configurations, gain media and operating modes were introduced. In 1961 Elias Snitzer proposed the first concept of a fiber laser, in which the optical radiation is amplified when propagating inside the doped glass core surrounded by a medium of lower refractive index medium (cladding) [1]. A few years later, first fiber laser amplifier was demonstrated, with a neodymium-doped core that enabled the amplifications of 1.06 μm radiation [2]. As the manufacturing technology of the optical fibers evolved, it became possible to produce ultra-small core optical fibers with extremely low optical losses. With the development of diode pumping the possibility to achieve high output power emerged which enabled more practical applications for fiber lasers and amplifiers [3]. Telecommunications became one of the first applications, where fiber lasers and amplifiers became widely used [4].

Compared to the other types of lasers, few of the main advantages, that fiber lasers have, are good thermal properties, long but compact gain media, convenient beam transportation and good beam quality. These properties have allowed fiber lasers to achieve higher output power than its solid state counterparts, while using relatively small setup [5]. The development of double-clad fibers together with a laser diode pumping allowed to achieve an average power of an order of kilowatts at the fiber laser output and enabled their wider usage in material processing, medicine and military applications [6-10].

In addition to continuous-wave lasers, ultrashort pulse lasers also attracted a lot of attention. This type of laser can generate pulses with relatively low energy, but due to the short pulse duration, its peak power can reach orders of terawatts [11]. The ultrashort pulse interaction with the matter has opened the way for a whole series of new phenomena and today is one of the most researched areas of laser science.

In fiber lasers, the formation, propagation and amplification of ultrashort pulses pose a number of challenges. The propagation of high peak power pulses through long small diameter fiber core results in high optical intensity inside the core and a long light-matter interaction length which makes the influence of nonlinear phenomena much more noticeable in fiber lasers. Such phenomena as self-focusing can cause mechanical damage to the fiber amplifier, self-phase modulation, four wave mixing and stimulated Raman

scattering can cause temporal and spectral distortions of the pulse and unwanted conversion to other wavelengths [12-14].

To date, methods have been invented to reduce the influence of nonlinear phenomena by using optical fibers with large mode diameter in which, due to the increased core diameter, the optical intensity inside the core is reduced and the threshold for the occurrence of nonlinear phenomena is increased [15]. In order to maintain single mode operation in such fiber, the numerical aperture of the fiber must be reduced, as a result of which the beam propagating inside the fiber is less contained in the core and becomes more sensitive to environmental perturbations. As an alternative to large mode area fibers, chirally coupled core fibers have also been demonstrated to help solve the problem [16].

However, nonlinear phenomena, that occurs during the short light pulse interaction with matter, can be exploited to improve existing fiber lasers or expand their application areas. In a fiber laser, the wavelength of the radiation is limited by the medium of the amplifier. These limits can be extended with the help of dispersion-shifted photonic crystal fibers which, due to long nonlinear interaction length, allow the conversion of the pump pulse into signal and idler pulses with a shifted wavelength with respect to the pump pulse [17]. For effective nonlinear interaction to take place, it is important to satisfy the phase matching condition which depend both on the pump pulse parameters and on the dispersion parameters of the photonic crystal fiber. The dispersion curve of such a fiber is determined by the geometry of the fiber and can be controlled during the fiber manufacturing process [18]. By tuning the dispersion of the photonic crystal fiber, it is possible to realize various phase matching scenarios and to convert the pump pulses to other wavelengths of a wide range [19].

Nonlinear phenomena can also be useful in the formation of short laser pulses. In conventional methods, pulses are generated in fiber-optic chains using semiconductor saturable absorbers. These elements tend to degrade due to long exposure to radiation on the semiconductor surface [20]. Exploiting nonlinear phenomena makes it possible to realize mode locking and generate ultrashort pulses without the usage of any active mode locking elements. A recently discovered method based on self-phase modulation and alternating spectral filtering (Mamyshev oscillator) made it possible to generate femtosecond pulses using only passive optical elements [21].

The goal and main tasks of the thesis

The aim of this work is to develop and investigate innovative methods of pulse shaping, amplification and optical frequency conversion in optical fibers. This work aims to investigate and improve new methods of pulse generation, amplification and optical frequency conversion. By using nonlinear phenomena occurring in optical fibers, to expand the range of generated wavelengths, as well as to explore the possibilities of using the Mamyshev regenerator as a pulse shaping source which allows the flexible tuning of the repetition rate of generated pulses. For that purpose, the following tasks are investigated:

1. Assembly, optimization and investigation of scheme based on pulse spectral broadening and alternating filtering (Mamyshev oscillator).
2. Optical frequency conversion of the generated pulses in photonic crystal fibers, theoretical phase matching calculations and experimental studies.
3. Use of the Mamyshev regenerator principle in creating a variable repetition rate pulse shaper. Theoretical calculations of pulse formation in the regenerator, experiments using different initial pulse sources.

Scientific novelty

- During this work, a tunable wavelength Mamyshev oscillator was assembled and tested, which allowed generation of picosecond pulses. This type of pulse generator does not require a saturable absorber to generate ultrashort optical pulses, resulting in longer laser lifetime as there are no rapidly degrading components.
- The pulses from different fiber based laser pulse sources were converted to other wavelengths in different photonic crystal fibers to extend the wavelength range of generated pulses beyond Yb limitation. Compact fiber setups have been developed that allow the generation of ultrashort pulses in the near-IR and visible ranges.
- The principle of the Mamyshev oscillator is used as a pulse regenerator that allows to shape the pulses from different external sources, resulting in the formation of ultrashort pulses

characteristic of Mamyshev oscillator, with widely adjustable repetition rate and burst operation.

Statements to defend

1. The use of fiber laser pulsed sources together with photonic crystal fibers allows to expand the range of generated pulse wavelengths and generate femtosecond pulses in the visible (648 nm) and near-infrared (910-940 nm) ranges using all-fiber setup.
2. After injection of the initial few picosecond duration pulse into Mamyshev's regenerator, the pulse becomes fully shaped after 3-5 roundtrips. The energy of the initial pulses may vary a few times but the energy of the regenerated pulse varies not more than ~1%.
3. Mamyshev regenerator based pulse shaper allows to shape pulses from pulsed laser diode, resulting in a broader bandwidth and higher energy pulses.
4. The generation of periodic pulse sequences with limited pump power can lead to a rearrangement of the pulse sequences, which results in variations in the length of the pulse sequence from period to period. The lengths of the pulse sequences in each period are equal until the pump power level is such that the lengths of the pulse sequences occupy less than $\frac{1}{2}$ period.

Authors contribution

The work presented in the dissertation was carried out in 2019-2023, in the Center of Physical Sciences and Technology, in the department of laser technologies, laboratory of fiber lasers. The author assembled most of the experimental setups, performed measurements and did a part of theoretical calculations in consultation with the supervisor. Based on the obtained results, the author prepared publication I, contributed to the preparation of publication II.

Co-author's contribution

- Dr. Kęstutis Regelskis led the research, advised on scientific issues, helped to carry out part of the research and contributed to the preparation of scientific publications.

- Dr. Julijanas Želudevičius contributed to the preparation of publication I, consulted during wavelength conversion studies using photonic crystal fibers.

Scientific papers and author's contribution

- I. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, and Kęstutis Regelskis, „Fiber source of femtosecond pulses at 910–940 nm based on a Mamyshev pulse oscillator and wavelength conversion in a photonic crystal fiber,“ *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 2920-2925 (2021).
- II. Kęstutis Regelskis, **Gustas Liaugminas**, and Julijanas Želudevičius, „Regenerative shaper of ultrashort light pulses“, *MDPI Photonics*, **10**(7), 836 (2023).

List of authors conference presentations directly related to the thesis

- A. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Optical frequency conversion to visible and near-IR ranges using photonic crystal fibers,“ *Open Readings*, Vilnius, Lithuania (2021) (poster).
- B. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Parametric generation of femtosecond pulses at 915 nm in a photonic crystal fiber“, *4th International Conference on Optics Photonics and Lasers OPAL '21*, Corfu, Greece (2021) (poster)
- C. **Gustas Liaugminas**, Kęstutis Regelskis, Giedrius Dubosas, Julijanas Želudevičius, „Mamyshev regenerator for ultrashort light pulse shaping“, *10th EPS-QEOD Europhoton Conference*, Hannover Germany (2022) (poster).

List of authors conference presentations not directly related to the thesis

- D. **Gustas Liaugminas**, Julijanas Želudevičius, Kęstutis Regelskis, „Mamyshev oscillator based on split-amplifier configuration“, *10th EPS-QEOD Europhoton Conference*, Hannover, Germany (2022) (poster).
- E. Vidmantas Tomkus, Julijanas Želudevičius, **Gustas Liaugminas**, Mohsen Razavi, Osama Elmabrok, Laurynas Mačiulis, Martynas

Milaševičius, Jorge Pirus, Gediminas Račiukaitis, „Optical-fiber based source of correlated photons at ~925 nm for satellite QKD applications“, *International Conference on Space Optics*, Dubrovnik, Croatia (2022).

LITERATURE OVERVIEW

Four-wave mixing in a photonic crystal fibers

The first section analyzes the principles of optical frequency conversion in photonic crystal fibers. Ultrashort pulse fiber lasers are known as compact sources that are easy to integrate into other systems where weight and dimensions are important factors (e.g. satellites, microscopes, etc). However, one of the limitations of a fiber laser is the central wavelength which is determined by the choice of an amplifying media. Available wavelength range can be extended by exploiting nonlinear phenomena. Four-wave mixing in optical fibers has become widely analyzed phenomena due to the efficient conversion of a pump wavelength to other wavelengths. In a degenerate four-wave mixing case, two photons of the pump pulse are sumultaneously converted to signal and idler waves. For this process to take place a phase-matching conditions have to be satisfied. These conditions largely depend on dispersion properties of the fiber. Photonic crystal fibers are currently widely used in optical frequency conversion due to their easily tunable dispersion propertes during the manufacturing process. In photonic crystal fibers, the waveguide dispersion can be flexibly tuned by modeling the cladding structure, i.e. by properly selecting the hole diameters and distances between them. By varying these parameters the effective refractive index of the cladding can be controlled. By using photonic cryststal fibers, the wavelengths generated by traditional fiber gain media (such as thulium, erbiumn, and ytterbium) have been extended to the visible and far-infrared regions, allowing such lasers to be used in medicine, microscopy, and quantum communication [31-33].

Mamyshev oscillators

In 1998 P.V. Mamyshev proposed 2R (reamplifying and reshaping) regenerator principle. The main purpose of this method was to regenerate the pulses used in telecommunications. Its operation is based on broadening of the pulse spectrum caused by self-phase modulation and filtering it with two

spectrally separated bandpass filters, thus allowing pulses with sufficient spectral broadening to exist inside a regenerator chain [56].

A little later, this principle was also used to generate ultrashort optical pulses. The main elements that make up such a circuit are a fiber amplifier, passive fibers and two spectrally separated optical filters. The pulse in such a circuit is formed by broadening the spectrum of the initial pulse and filtering it with a bandpass filter. The filtered part is amplified in a fiber amplifier, the pulse spectrum is broadened and filtered with another offset filter. This cycle repeats and ultrashort pulses with strictly defined parameters are generated in the circuit.

We will discuss some achievements in pulse generation using Yb doped amplifier based Mamyshev oscillators. In 2017 Zhanwei Liu demonstrated a cascade Mamyshev regenerator setup capable of generating higher pulse energy and peak power than other Mamyshev oscillator developed to date (190 nJ, <20fs). Pulses with such a high peak power require a large spectral separation between the filters due to which the generator cannot self-start in this configuration [60]. Pulses of 190 nJ of energy and 35 fs duration were obtained in the Mamyshev oscillator by combining conventional small mode diameter (6 μm) fiber amplifiers with large mode diameter (10 μm) amplifiers. In such configuration, by using a moving mirror, CW radiation power oscillations were created from which the generator could start without the usage of seed pulse [61]. Using two large mode area photonic crystal fiber amplifiers, a record peak power of 13 MW was achieved, generating pulses of 1.1 μJ energy and compressing them to a duration of 41 fs which was close to transform limited duration [62]. In order to make generated pulses shorter it is necessary to broaden the pulse spectrum. Recently, the generation of pulses with record short duration has been demonstrated by using a pair of compressing gratings in the generator chain and injecting it in highly nonlinear photonic crystal fiber. In this configuration the pulse spectra can be broadened to ~ 394 nm (at the -20 dB level) and then compressed to a duration of 17 fs (5 optical cycles) [63]. Pulse generation inside Mamyshev oscillator chain has also been demonstrated by using amplifiers doped with Tm and Er [64,65].

Since the creation of the Mamyshev oscillator, rapid progress has been made in optimizing these sources for various applications and achieving record pulse parameters. The research results from different scientific groups have shown that the quality of the pulses generated by these sources are not inferior, and in many cases, surpasses conventional modelocked lasers. The main problems to be solved in the future are self-starting of the pulse generator, further improvement of pulse parameters, as well as the development of pulse generators in other wavelength ranges. After solving

these problems it is expected that Mamyshev pulse generators will replace the usual mode-locked sources [66].

Mamyshev regenerators

One limitation that most pulse generators face is a fixed repetition rate. The repetition rate of the pulse generator is determined by the time it takes for the pulse to travel back and forth inside the chain, making complete roundtrip. This duration depends on the length of the resonator, which cannot be freely adjustable. External acousto-optical or electro-optical modulators are used to adjust the repetition rate of pulses. Certain industrial applications require a laser source with a pulse-on-demand capability. This means that the pulses are not generated at a quantized repetition rate, but can be arranged in time according to the user's choice. This property is important in material processing, when the scanning speed of the laser beam changes and it is desired to maintain the same distance between the points of workpiece affected by pulses [67].

The only laser sources at the moment that can generate real pulse-on-demand pulses are gain-switched diodes. However, as with most laser diodes, pulses generated by GSD's suffer from poor beam quality, temporal noise, poor coherence and poor compressibility. The generated pulses are relatively long, reaching tens of picoseconds in the best case scenario [70]. Recently, the idea of using a Mamyshev chain for regeneration of GSD pulses has been proposed. In such a setup, the pulse from GSD is used as a seed pulse which is injected into the Mamyshev regenerator. After few stages of amplification, spectral broadening and filtering, the quality of the pulse improves significantly: noise and pulse duration are reduced, pulse compressibility is improved and higher pulse energy is achieved.

Some of the first experiments were carried out using a single stage Mamyshev regenerator chain. In such a chain, a pulse from GSD, with a duration of few tens of picoseconds, was amplified in a fiber amplifier, its spectrum was broadened in a long (>60 m) passive fiber and filtered by a bandpass Gaussian filter. After these steps, the spectral and temporal noise of the pulse were significantly reduced, and it became possible to compress the pulse to a shorter duration compared to the initial pulse duration, lasting few picoseconds (ten times shorter than initial pulse) [72].

One of the disadvantages observed in such a system is the fluctuation of the regenerated pulse amplitude. Since the initial pulses from GSD are unstable and its amplitude fluctuates, all of these fluctuations are transferred to the regenerated pulse as well [73]. One of the ways to solve this problem can be

the use of several Mamyshev regenerator stages connected in series, thus allowing the pulse to be shaped to a predetermined parameters which depend solely on the regenerator parameters. However, this makes the whole regenerator system more expensive and less compact.

INVESTIGATION OF OPTICAL FREQUENCY CONVERSION INSIDE PHOTONIC CRYSTAL FIBERS

Material related to this chapter was published in I and presented in conferences A and B.

Four wave mixing in LMA-8 photonic crystal fiber

The second chapter presents the results of parametric optical frequency conversion in two different photonic crystal fibers (PCF). The first part of this chapter focuses on degenerate four-wave mixing (d-FWM) case where two pump photons are simultaneously converted to signal and idler waves where signal wave lies in the visible spectrum range. For this reason commercially available PCF was used (LMA-8 by NKT Photonics). Using the dispersion curve, provided by the manufacturer of PCF, it was possible to calculate phase matching diagram to predict the wavelengths at which signal and idler waves are expected. The diagrams have showed that two pump photons at 1038 nm can be converted to 640 nm signal wave and 2759 nm idler wave.

The experimental setup, shown in Fig. S. 1, consisted of a 1038 nm fiber laser pump source which was capable of generating 250 ps length pulses with a 22 MHz repetition rate. Pulses generated by this source were amplified in the first fiber amplifier stage (SM-PM Yb) after which the repetition rate of the pump pulses was reduced to 100 kHz using acousto-optic modulator (AOM). The pulses were amplified in the second amplifier stage which allowed to achieve few-hundred nanojoule level pump pulse energy. However, the energy of the pump pulses was too low to initiate parametric process inside photonic crystal fiber, therefore, a third amplifier stage was added which consisted of Yb-doped LMA PCF fiber amplifier pumped via free space using 976 nm laser diode. The final stage allowed to achieve several microjoule level pump pulse energy. Before the LMA-8 fiber a $\lambda/2$ waveplate was added to control the polarization of the pump pulses for optimal parametric conversion. A bandpass filter was also added to remove any unnecessary wavelength that might appear in the pump pulse spectrum. Amplified pump pulses were coupled through free space using lenses L1 and L2 ($f_{L1}=8$ mm, $f_{L2}=18.4$ mm) into LMA-8 PCF (30 cm length), with ~31%

coupling efficiency. The output pulses from PCF were coupled into multimode fiber using lenses (L3, L4) and a mirror (M3) which can later be connected to power meter of spectrum analyzer for output signal analysis. After lens M3 a short-pass filter was placed (FESH1000) which was used to remove residual pump.

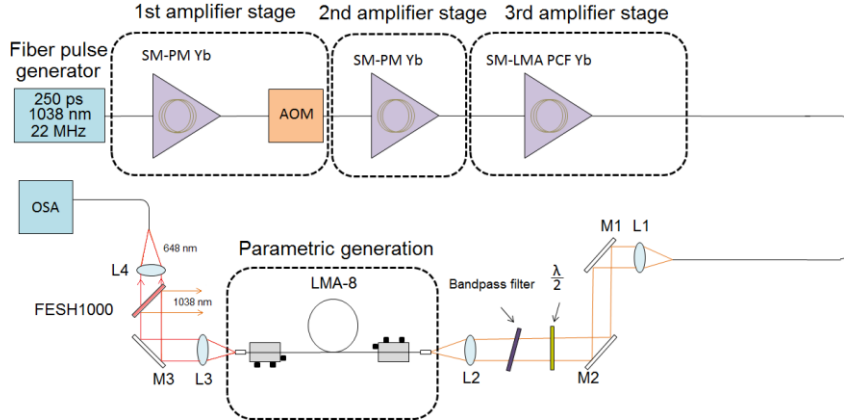


Fig. S.1. Setup for parametric frequency conversion to visible range.

The pump power threshold at which a FWM process becomes observable was equal to 0.3 W ($\sim 3 \mu\text{J}$ pulse energy). Signal wave at 648 nm was observed, the wavelength of this wave matches fairly well with the one calculated from phase-matching diagrams. The idler wave, expected at 2759 nm, was not observed due to limitations of the spectrum analyzer. The further increase of pump power allowed to achieve 2.6 μJ signal pulse energy with a maximum conversion efficiency of 31%. With the further increase of pump power the signal average power and conversion efficiency saturates due to SRS inside the pump pulse source.

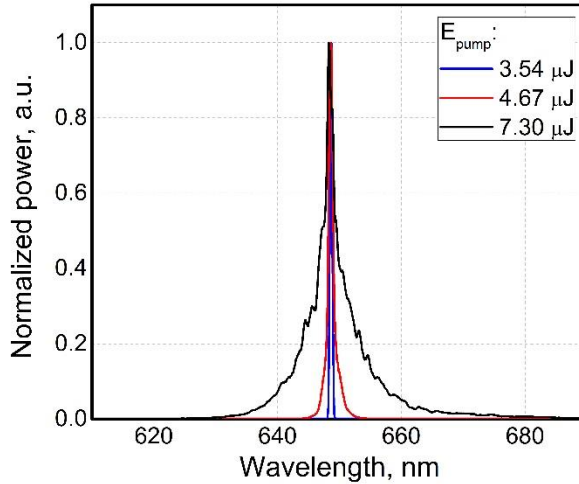


Fig. S.2. Signal wave spectrum at different average pump pulse energies.

Four wave mixing in SC-5.0-1040-PM fiber

In the second part of this chapter, optical frequency conversion from $\sim 1 \mu\text{m}$ to near-infrared at $\sim 900 \text{ nm}$ was investigated. Frequency conversion was performed using commercially available photonic crystal fiber SC-5.0-1040-PM (*NKT Photonics*). This PCF had a zero-dispersion at 1040, $4.3 \mu\text{m}$ mode field diameter and numerical aperture equal to 0.2. As in the previous case, by using dispersion curve provided by the manufacturer of the SC-5.0-1040-PM we were able to calculate phase matching diagrams. The calculations showed that using pulses with parameters expected in the experiment, two photons at 1051 nm can be converted to 915 nm signal wave and 1243 nm idler wave.

As a pump source for parametric frequency conversion, Mamyshev pulse generator was assembled in our lab. This pulse generator allowed to produce few picosecond duration pulses with $\pm 10 \text{ nm}$ tunable wavelength around 1030 nm. Two reflective gratings, alligned at Littrow angle, were used as bandpass filters of the Mamyshev oscillator. By overlapping the bandpass filters slightly and increasing the pump power, the Mamyshev oscillator was able to self-start generating $\sim 3 \text{ ps}$ length pulses with a central wavelength of 1036 nm, repetition rate of 14.5 MHz and spectral width of 3 nm (FWHM), the average power of the generated pulses was 0.3 mW (20 pJ energy). These low energy pulses were amplified in PM Yb-doped fiber amplifier, pumped with 976 nm laser diode. Amplification allowed to achieve several hundred miliwatt average power required to observe parametric process in PCF. Amplified

pulses were coupled into 90 cm length SC-5.0-1040-PM PCF by splicing the output fiber of the amplifier directly to PCF. Short-pass filter was placed at the output of the PCF to remove residual pump and idler wave.

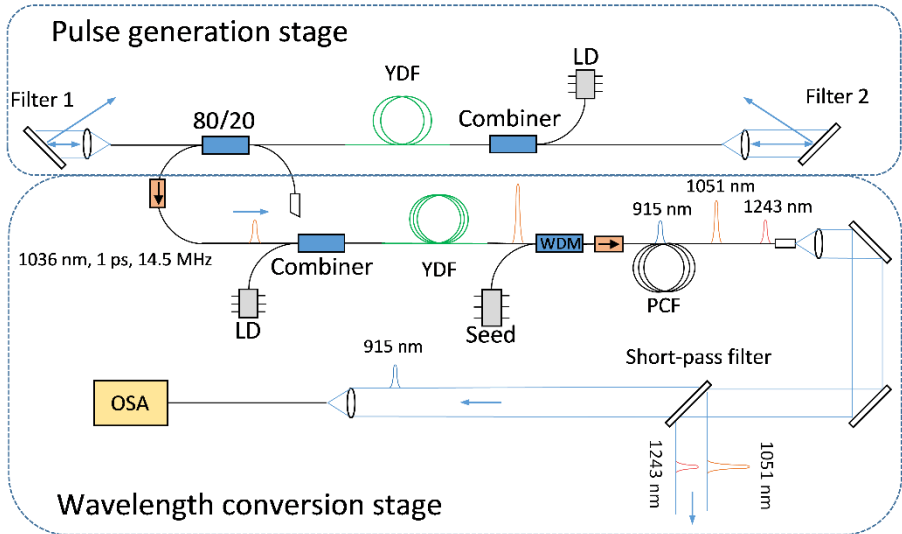


Fig. S.3. Setup for parametric frequency conversion to near-IR range.

By slowly increasing the average power of the pump pulses, above pump power threshold of 160 mW (11 nJ pulse energy) the signal wave at 910 nm started to emerge. Idler wave at 1243 nm was observed as well. Both of the waves satisfy the energy conservation law and proves that these waves originate from FWM.

When observing the pump pulse spectra at different average powers it was noticed that the pump pulse spectra experiences strong spectral broadening. The spectra extends beyond 1040 nm wavelength, so when it gets coupled to PCF, part of it falls into anomalous dispersion range. In anomalous dispersion range, at 1051 nm, a soliton begins to form. The spectral position of this soliton perfectly satisfy the energy conservation law for signal and idler waves so it is assumed that this soliton acts as a pump pulse from which the FWM products are generated.

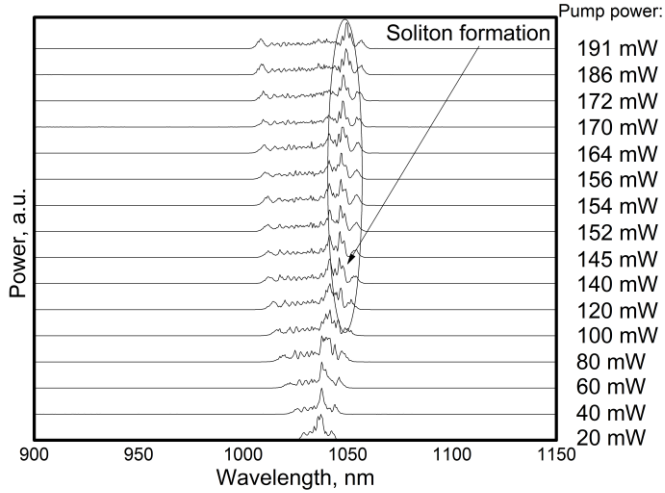


Fig. S.4. Pump pulse spectra at different pump powers, measured after the PCF.

With the gradual increase of pump power, the signal wave tended to shift towards longer wavelengths and may reach up 940 nm. At >200 mW pump power (13.8 nJ pulse energy) signal wave spectrum broadens strongly and becomes similar to continuum and its bandwidth can reach up to 100 nm (at -20 dB level). Highest achievable average power for the signal wave was equal to 10 mW (0.71 nJ pulse energy) with maximum conversion efficiency of $\sim 5\%$.

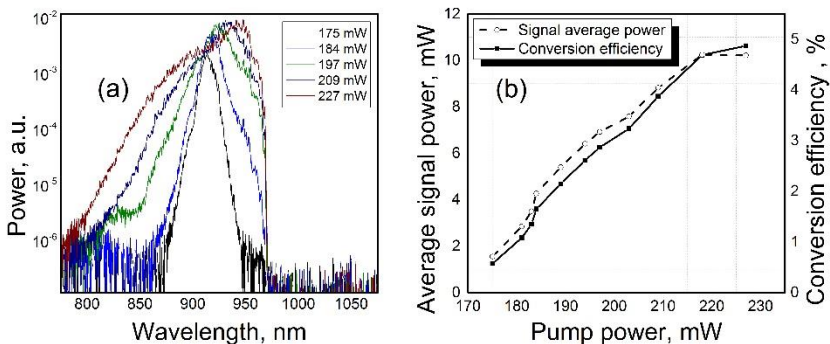


Fig. S.5. (a) Signal wave spectrum at different pump powers. (b) Average power of the signal wave and conversion efficiency vs. Pump power.

Autocorrelation traces showed that at lower pump power signal wave pulses maintain a smooth Gaussian shape, at 175 mW (10.8 nJ) pump power the length of the ranges in ~ 250 fs. The further increase of pump power led to formation of pedestal. At >194 mW (13.4 nJ) pump power the central part of the pulse becomes narrower (few hundred femtoseconds) while pedestal becomes broader (several picoseconds).

Attempts were made to increase the pump to signal conversion efficiency by using seed source. For this purpose CW laser diode operating at 915 nm was used. 2.65 mW power optical radiation from the seed source was coupled into PCF together with pump pulses through WDM. When using seed source, the threshold for FWM has decreased to 135 mW. The overall conversion efficiency to signal wave was equal to 5% with a maximum signal average power of 7.7 mW (0.53 nJ pulse energy), similar to the previous scenario where seed source was not used.

MAMYSHEV REGENERATOR BASED ULTRASHORT LIGHT PULSE SHAPING

Material related to this chapter was published in II and presented in conference C.

In the third chapter a regenerative pulse shaper based on Mamyshev regenerator was investigated. The purpose of this research was to apply Mamyshev regenerator principle to allow injection of the initial pulse and lock it inside regenerative chain (RC) for a determined number of roundtrips until the pulse is fully shaped due to multiple spectral broadening and spectral filtering cycles. Through multiple passes the eigenpulse is formed with a strictly determined parameters which are almost independent from the initial pulse parameters. This principle may be useful for developing tunable repetition rate or pulse-on-demand sources for any required applications and could be a good alternative to gain-switched laser diodes.

Experimental setup and numerical simulations

A schematic diagram is shown in Fig.S.6. The regenerative shaper consists of: Yb-doped PM single-mode (SM) fiber (YDF), PM-SM passive fibers (PF1, PF2), band-reflective filters (F1, F2), and electrically controllable four-port acousto-optic switch (AOS). The length of the YDF was set to 1.2 m, while lengths of PF1 and PF2 were set so that AOS is placed in the center of the setup with respect to filters F1 and F2. The overall length of the setup was

equal to 11.4 m which would correspond to 9 MHz repetition rate or ~111 ns round-trip time. Two reflective diffraction gratings together with GRIN lenses were used as optical band-reflective filters with central wavelengths $\lambda_{F1}=1028.6$ nm, $\lambda_{F2}=1034.9$ nm, each with a spectral bandwidth of 3 nm (FWHM). The insertion losses of the filters were approximately equal to ~1.5 dB. The Yb-doped fiber was pumped through WDM using 976 nm single mode laser diode. The AOS was assembled in our laboratory using free space acousto-optic switch (Gooch & Housego 3200-1113), and four PM fibers with GRIN lense collimators. The rise/fall time of the acousto-optic modulator was equal to 20 ns and 28 ns respectively. The measured light transmission between different ports of the AOS in the “on” and “off” states was as follows: between ports 1 and 2, transmission was 11% and 75%; between ports 1 and 4 ports, transmission was 54% and 0.03%; between ports 2 and 3, transmission was 55% and 0.03%; and between ports 3 and 4 ports, transmission was 11% and 68%. The initial pulse was injected through port 1, the ports 2 and 3 were used to connect the chain and port 4 was used to eject the shaped pulse. The AOS was controlled using electrical pulse/delay generator (Berkeley Nucleonics Corporation BNC 575). The initial pulse was injected into the RC and traveled from port 1 to port 2 when the AOS was in „off“ state. As the pulse traveled toward F1 the AOS switched to „on“ state and the pulse traveled between port 2 and 3 repeatedly until a set number of roundtrips was completed. Finally, the shaped pulse was sent through port 3 to output port 4 when the AOS switched to „off“ state. Since 11% of the pulse energy from port 3 entered output port 4 in the “on” state, the pulse-shaping process could be observed after each round-trip through the RC. A pulse picker (PP) was used at the output to select individual pulses from the whole pulse sequence.

the initial pulse had to be higher correspondingly. As can be seen from Fig. S.7 (a) the pulse was already shaped and almost independent from the energy of the initial pulse. The shaped pulse was linearly chirped and could be compressed close to bandwidth-limited duration as short as 252 fs by compensating only second-order dispersion (Fig. S.7 (b)).

Experimental results of shaping pulses from picosecond fiber laser

To study characteristics of the regenerative shaper, pulsed fiber laser source generating ~ 3.3 ps at 1040 nm center wavelength with 14 nm spectral bandwidth (FWHM) was used. The pulse repetition rate was set to 10 kHz. The initial pulse was injected through port 1 and after initial pulse and AOS synchronization, a sequence of pulses was excited. The sequence of pulses consisted of low amplitude pulses which occur due to 11% AOS losses and one high amplitude pulse at the end of the sequence which corresponds to the pulse ejected through port 4. The duration of the shaped pulse was equal to ~ 2.3 ps but by compensating second order dispersion it was possible to compress it to 278 ps.

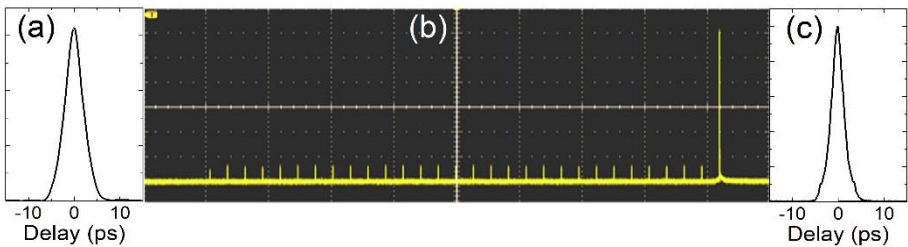


Fig. S. 8. (a) Autocorrelation function of the initial pulse. (c) Autocorrelation function of the shaped pulse. (b) Oscilloscope snapshot of the 30 round-trip pulse sequence.

While 11% losses after each round-trip is considered to be a drawback, it can be useful to analyse pulse shaping process after each round-trip. This can be done by setting the narrow temporal window on PP and by changing its delay the average power of all the individual pulses of the sequence are measured. The measurements were carried out by setting 30 round-trips inside RC. After >20 round-trips, the pulse was completely shaped and its energy and spectral shape was almost independent of the energy of the initial pulse. From Fig.S.9 (a) it can be seen that the energy of the regenerated pulse was almost independent of the energy of the initial pulse after 3–5 round-trips. The lowest energy of the initial pulse required to start the regenerative pulse shaper

was ~ 35 pJ. The spectrum in Fig. S. 9 (b) corresponded to a bandwidth-limited pulse of 278 fs (FWHM). The duration of the experimental bandwidth-limited pulse was slightly longer than the numerically simulated one, possibly, due to sufficiently pronounced modulation in the spectrum of the shaped pulse.

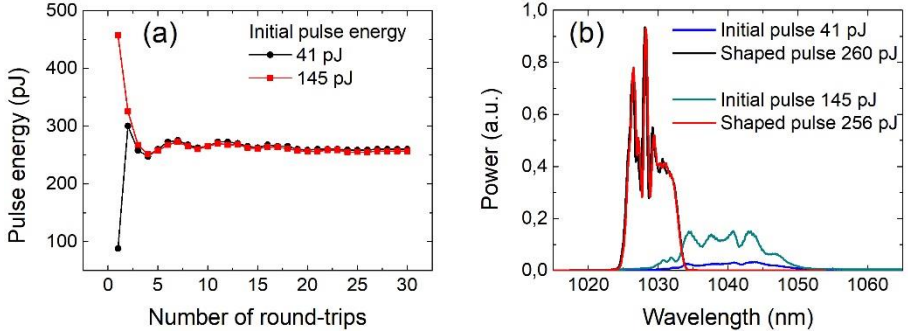


Fig. S. 9. (a) Energy of the regenerated pulse versus number of roundtrips (total number of round-trips was 30 and the pump power was ~ 96 mW). (b) Spectra of the intial and shaped pulse at different initial pulse energies.

It was also observed that setting higher number of roundtrips required proportional increase in pump power. By setting the pump power to 107 mW and the number of round-trips to 250, after injecting the intial pulse with the energy of ~ 95 pJ, it was observed that pulse becomes stable after 20 round-trips and its energy remained constant until it reached 143 round-trips after which the energy of the pulse started to decay rapidly and the regeneration stopped at 159th round-trip. This limit could be extended if the pump power was increased. If the pump power was increased to 112 mW the pulse was able to complete 180 round-trips before starting to decay. Simillar experiment was carried out by setting maximum number of round-trips and changing the pump power. The energy of the initial pulse was set to ~ 95 pJ with the repetition rate of 10 kHz. Oscilloscope snapshots at different pump powers are shown in Fig.S.10 and explanation for each case is described below:

(Fig.S.10 (a))—86 mW. The pump power threshold when pulses were sometimes excited from initial pulses and they made several round-trips in the RC is 81 mW. With further increase in the pump power up to 83 mW, pulses usually appeared in every period of initial pulse.

(Fig.S.10 (b))—132 mW. More than half of the period was filled with pulses.

(Fig.S.10 (c))—168 mW. With further increase in pump power, interesting phenomena began. Above 164 mW, less than half of one period was filled with pulses, and more than half of another period was filled with pulses.

Alternatively, it could be that one period was only be half filled with pulses, while the next period was completely filled, with this one being followed by an empty period.

(Fig.S.10 (d))—173 mW. Pulses appeared only every second period. Most of the period was filled with pulses.

(Fig.S.10 (e))—175 mW. The pulses filled one period completely and part of the next period, followed by an empty interval. Sometimes two periods were filled with pulses at once and the period after them was empty. The regenerative shaper tended to regenerate pulses over longer periods with longer idle intervals than predefined.

(Fig.S.10 (f))—180 mW. In most cases, two or three periods were filled consecutively with pulses, followed by an empty period. Further increases in power resulted in more pulse-filled periods followed by one empty period.

(Fig.S.10 (g))—188 mW. Finally, all periods were filled with pulses. Further increasing the pump power did not change the oscillogram pattern; only the energy of the regenerated pulses increased. In the absence of initial pulses, the regenerative shaper did not start by itself, even at the maximum pump power.

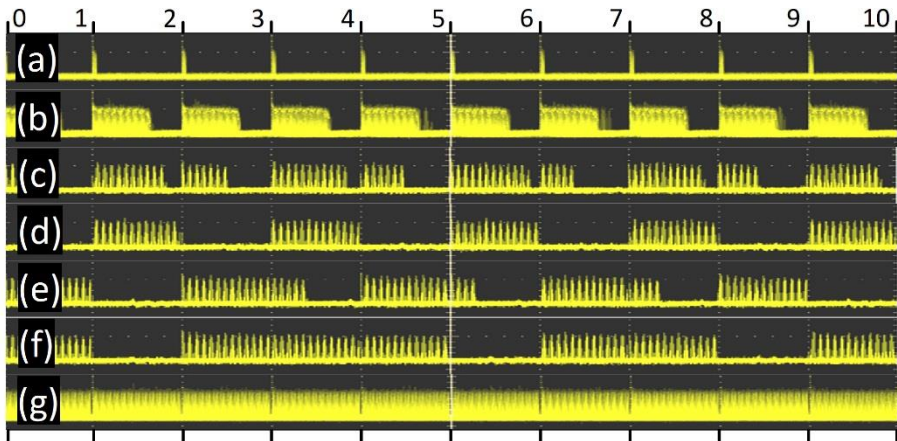


Fig.S.10. Oscillograms of ultrashort pulse regenerative shaper output at different pump powers.

In order to understand peculiarities of periodic pulse sequence shaping a numerical simulations were carried out. The RC parameters were set according to experimental setup. To speed up the calculations, the length of a single sequence was set to 100 round trips (in the experiment ~ 900 round-trips were used). The results of the numerical simulations show similar oscillogram patterns to those obtained in the experiment (Fig. S. 11). As long

as the pump power does not exceed ~ 130 mW, the regenerated pulses disappear before completing 50 roundtrips in the RC (half period) (Fig. S. 11 (a) and (b)). When the pump power exceeds 130 mW, the pulse sequences start to rearrange. In the following periods the pulse sequences become unequal (Fig. 11 (c-e)). When the pump power reaches 164 mW each period become fully filled with pulses (Fig. 11 (f)). By further increase of the pump power a continuous sequence of higher energy pulses is generated.

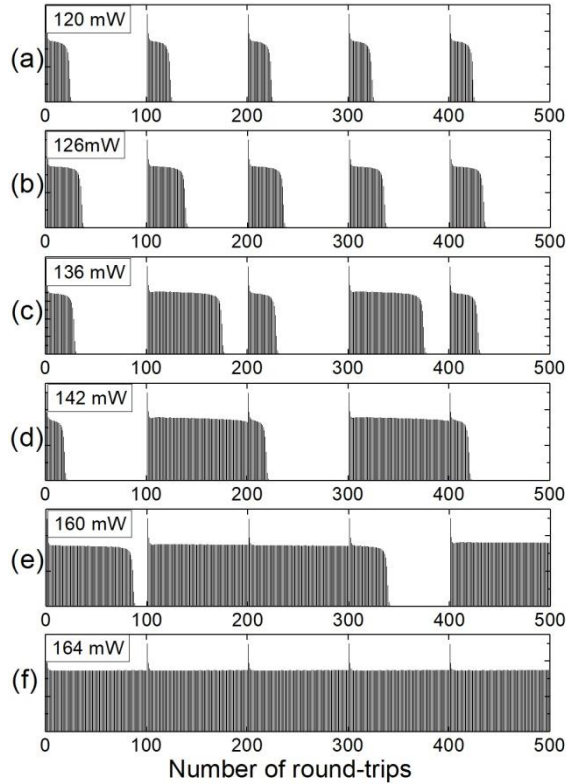


Fig. S. 11. Simulated oscillograms of the ultrashort pulse regenerative shaper output vs pump power.

The shaping properties of periodic pulse sequences can be simulated using simple mathematical model. The model includes the gain factor G that increases by a small amount A at each round-trip in the RC, i.e. $G=G+A$. This corresponds to continuous pumping. When the pulse is regenerated in the RC the gain factor G decreases by amount B , i.e. $G=G-B$. When the pulse does not circulate in the RC then $B=0$ and the gain does not decrease. Next we set a condition that the pulse regeneration start only when initial pulse is applied and $G>G_0$. Here G_0 is the gain threshold factor below which the pulse is not

fully regenerated and decays with the increasing number of roundtrips. The pulse continues to be regenerated if $G > G_0$ and ceases to exist when $G < G_0$. The values of A and B must be positive and can be a function of gain factor, number of round-trips, pulse energy, etc.

Fig.S.12 shows the pulse sequences when A and B are constant numbers ($B=0,001$). The threshold gain factor was set to 10 and one period consisted of 100 regeneration cycles. When the ratio A/B is less than 4,5 then pulse sequences of equal length are shaped in each period (Fig.S. 12 (a)). When the ratio A/B 4,5 the pulses are generated for half of the period (Fig.S. 12 (b)). When the A/B ratio is larger than 4,5 then sequences of varying length are generated (Fig. S. 12 (c-f)). Finally, when A/B is equal to 1, then all periods are completely filled with pulses and continuous sequences of pulses are generated.

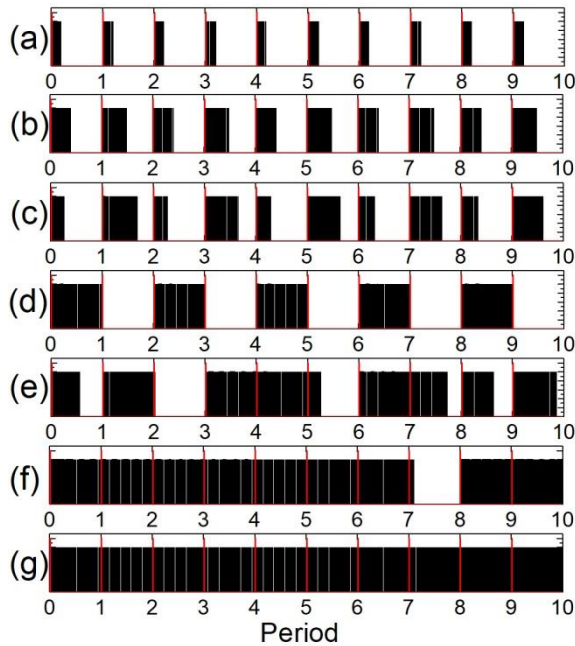


Fig. S. 12. Shaping of the periodic pulse sequences at different A/B : (a) 0,2, (b) 0,45, (c) 0,48, (d) 0,5, (e) 0,7, (f) 0,9, (g) 1. $B=0,001$, $G_0=10$. One period consists of 100 regeneration cycles. The red-colored peaks represent the initial pulses.

Laser diode pulse shaping in a Mamyshev regenerator chain

In this chapter a gain-switched laser diode pulse shaping inside Mamyshev regenerative chain was investigated. The setup is similar to the one described in the previous chapter, the main differences being an initial pulse source and

the four port switch. In this setup pulsed fiber laser source was replaced with gain-switched laser diode (GSD) while the four-port acoustooptic switch was replaced with four-port electrooptic switch. Using Mamyshev regenerator chain with a four port electrooptic switch it is possible to inject temporally long pulses and shape them through multiple amplification, spectral broadening and spectral filtering stages. After few tens of roundtrips the pulses become nearly independent from initial pulse parameters. The shaped pulses are ejected from the circuit and have broader bandwidth and higher energy compared to the initial pulse. What is more is that usage of GSD as an initial pulse source together with Mamyshev regenerator may allow to generate high quality ultrashort pulses not only with a variable repetition rate but also in a pulse-on-demand (PoD) regime.

Experimental setup

A schematic diagram is shown in Fig. S.13. The setup consists of Yb doped, PM fiber (YDF), passive PM fibers (PF1, PF2), band-reflective filters (F1, F2), electrically controlled four-port electrooptic switch (EOS) and 90/10 fiber beam splitter (BS). The length of YDF was equal to 1.2 m (Coherent PM-YSF-HI-HP, Yb ion concentration $\sim 3 \cdot 10^{25} \text{ 1/m}^3$), it was pumped with a 976 nm CW laser diode. The overall length of the regenerative chain was equal to ~ 13.2 m, which would correspond to single round-trip duration of 128 ns and 7.8 MHz repetition rate. Two band-reflective gratings, placed at Littrow angle, together with GRIN lense collimators, were used as band-reflective filters. The center wavelength for these filters were equal to $\lambda_{F1}=1030.75$ nm, $\lambda_{F2}=1024.20$ nm, and the spectral width was equal to 3 nm (FWHM) for each filter.

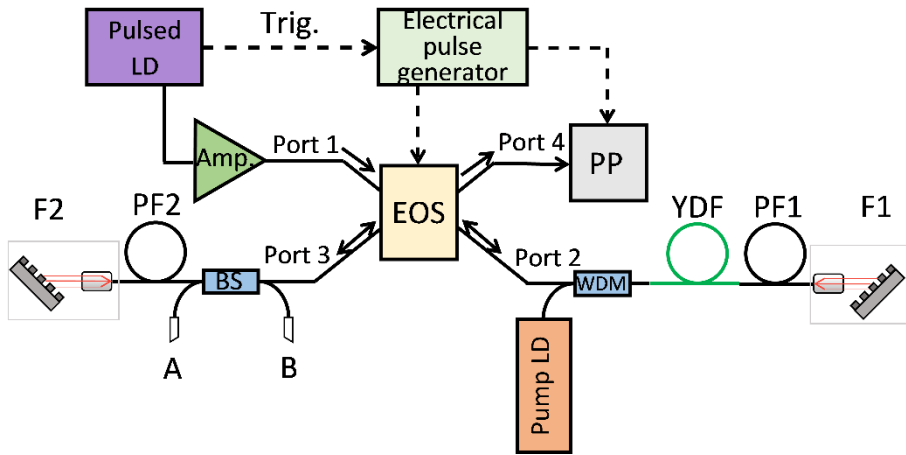


Fig. S.13. Experimental setup of the regenerative shaper with a pulsed laser diode as an initial pulse source.

To control the number of round-trips inside the chain, commercially available four-port electrooptic modulator (EOS) was used (Agiltron HP-PM NS 2x2). The EOS switching time for both rising and falling front was equal to ~ 10 ns. The transmission between different ports when the EOS is in „on“ state and in „off“ state are listed as follows: between port 1 and port 2 transmission was 1.5% and 63%, between port 1 and port 4 transmission was 64.1% and 1.9%, between port 2 and port 3 transmission was 68.8% and 1.7%, between port 3 and port 4 transmission was 1.6% and 66%. To control the EOS an electrical pulse generator was used (Berkeley Nucleonics corporation BNC 575). The initial pulse was injected through port 1 when the EOS is in „off“ state, when the pulse is inside the RC the EOS switches to „on“ state where it circulates between port 2 and port 3 for a set number of round-trips and experiences multiple amplification, spectral broadening and spectral filtering stages. After a set number of round-trips, EOS switches to „off“ state and the shaped pulse is ejected by traveling from port 3 to port 4. When EOS is in „on“ state there are 1.6 % of losses between port 3 and port 4, that is why an optical pulse picker (PP) has to be placed at the end of the output port 4 to remove the pulses which appear due to these losses. A pulsed laser diode was used as an initial pulse source (Alphalas Picopower-LD-1030-DFB-FCA) which can generate 25 ps (FWHM) duration pulses with ~ 3.3 pJ pulse energy and 1 Hz – 50 MHz repetition rate. The central wavelength of the generated pulses was 1030 nm and the spectral width was equal to 0.15 nm (FWHM).

To initiate sufficient spectral broadening when the pulse is injected into RC, the pulse energy had to be increased. For this reason fiber amplifier (Amp.) was placed before port 1 which allowed to increase the initial pulse energy to few hundreds of picojoules.

Experimental results

At the beginning of the experiment the repetition rate for the initial pulses was set to 10 kHz and the round-trip number was set to ~ 640 , by synchronizing the EOS delay time with the initial pulse source, a stable train of pulses was excited. The pulse sequence consisted of low amplitude pulses, which appear due to 1.6% losses between port 3 and port 4 when the EOS is in „on“ state, these pulses are followed by the large amplitude pulse at the end, which corresponds to the shaped pulse being ejected through port 4. A stable operation with these conditions require YDF pumping power >208 mW and the initial pulse energy in the range from 31.11 pJ to 110.24 pJ.

By setting ~ 640 round-trips inside the RC and pumping YDF with 226 mW or power, by injecting initial pulses with 60 pJ of energy into EOS port 1 at 10 kHz repetition rate, a stable train of pulses was excited (Fig. S.14 (b)). By using BS port B we were able to investigate the shaping of the pulse after each round-trip and by using acoustooptic modulator PP with a narrow temporal transmission window, to measure the energy of each individual pulse in the sequence (Fig. S.14 (a)).

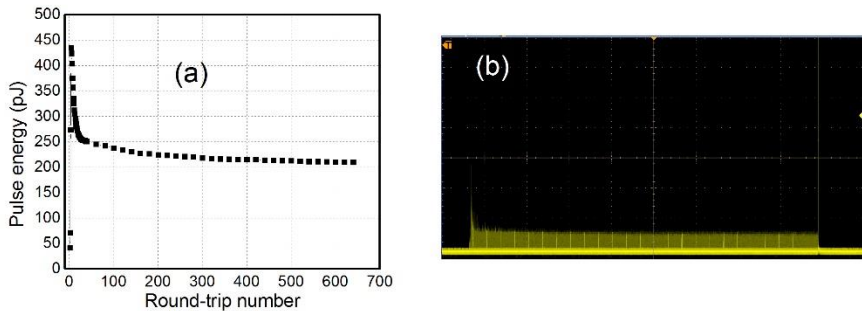


Fig. S. 14. (a) Energy of the regenerated pulse vs. number of round-trips inside RC. (b) Oscilloscope snapshot of the regenerated pulse sequence.

It was observed that during the first 4 round-trips the energy of the pulse rises from ~ 50 pJ to ~ 435 pJ and drops rapidly during the following round-trips. After more than ~ 29 round-trips the energy of the pulse still declines but at a slower rate – only by few percent per 100 round-trips. The slow decline

of pulse energy might be related to the decline of the population of the excited state inside of YDF, when the pumping is continuous.

The spectrum of the regenerated pulse at different initial pulse energies was registered, by selecting the last pulse from the sequence using PP modulator.

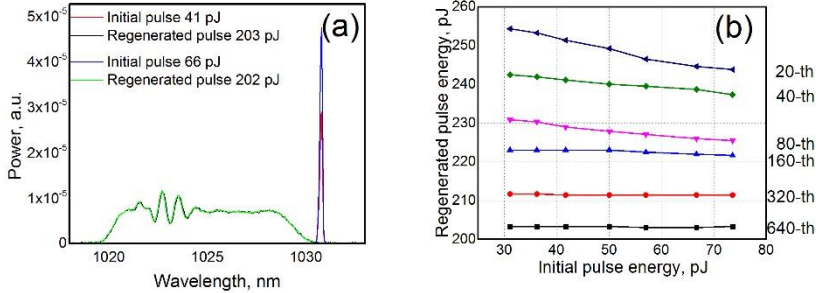


Fig.S.15. (a) Spectra of the initial and regenerated pulses at different initial pulse energies. The shaped pulses were measured after ~ 640 round-trips at 226 mW YDF pump power. (b) Regenerated pulse energy vs. initial pulse energy after varying number of roundtrips.

It was discovered that if the round-trip number is high (e.g. 640 round-trips) the energy and spectral shape of the regenerated pulse is almost independent of the initial pulse energy. The spectral bandwidth of the shaped pulse was equal to 8.4 nm (FWHM), which is 55 times broader compared to the initial pulse. Even though the energy of the initial pulse is in the range of tens of picojoules, the regenerated pulses have higher energy which is in the range of few hundred picojoules. This is caused by the fact that once injected the pulse is shaped by the parameters of the RC chain (such as YDF gain, spectral positions of F1 and F2 filters) and becomes almost independent from the parameters of the initial pulse if enough round-trips inside RC are guaranteed.

Fig.S.15 (b) show the energy dependency of the regenerated pulse from the initial pulse energy when different pulses in a long 640 round-trip sequence are measured. The measurements were carried out by setting ~ 640 round-trips inside RC and pumping YDF with 226 mW of power. The pulses were measured through BS output port B. Using pulse-picker PP, a different pulses from the long sequence were picked (20th, 40th, 80th, 160th, 320th, 640th) and their energy vs. the energy of the initial pulse was measured. It was observed that when the round-trip number inside RC is low (few tens), the regenerated pulse slightly depends from the initial pulse energy. This dependance is rather weak – after 20 roundtrips when the energy of the initial

pulse is increased more than twice, the energy of the regenerated pulse declines by 4%. This energy decline becomes even smaller after a higher number of round-trips. After few hundred of round-trips the energy of the regenerated pulse does not depend on the energy of the initial pulse.

The Mamyshev regenerator based pulse shaper can operate not only in a constant repetition rate but also in a burst regime. In this case the initial pulses were injected in a sequences of five pulses at 10 kHz repetition rate which are followed by the pause equal to 10 empty periods, during which no pulses are injected into RC. The experiments were carried out by setting 20 and 40 round-trips inside the RC. For a stable pulse train to form, 96 mW of YDF pump power and the energy of the initial pulse equal to ~ 130 pJ is required. The regenerated pulses were measured through EOS port 4. Using PP with a narrow temporal transmission window, the energy of the last pulse of the sequence was measured. By changing the delay of the PP it was possible to measure energy of each ejected pulse in a single burst. Fig.S.16 (a) shows how the energy of the ejected pulse varies within the burst, when the initial pulses are injected in a series of 5 pulses with 10 kHz repetition rate, which are followed by 10 empty periods each with a length of 100 μ s.

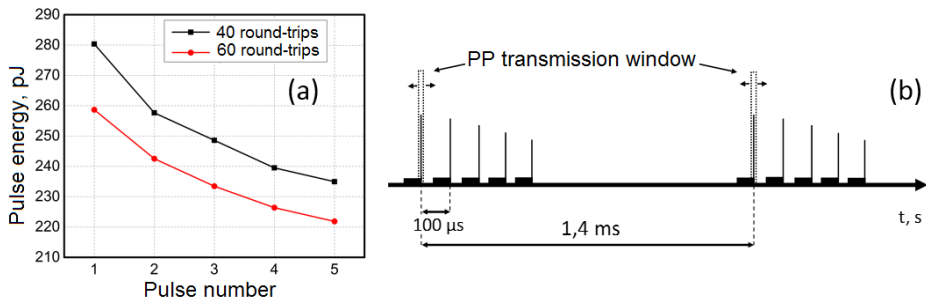


Fig.S.16. (a) Regenerated pulse energy vs. pulse number inside the burst. (b) Drawing of the temporal view of the regenerated bursts.

From Fig.S.16 (a) it can be seen that with every new pulse in a burst the energy of the shaped pulse drops by ~ 2 -8%. This tendency can be related to the gradual decline of the amplification of the YDF with every new regeneration cycle because of the depletion of population of the excited state. When the burst of pulses ends, a 1.4 ms pause follows during which a large population inversion is created inside the YDF amplifier. Large population of the excited state may also be responsible for the lower pump power required to form a stable pulse train in a burst regime compared to the pump power that is required to regenerate pulses in a fixed repetition rate regime.

CONCLUSIONS

1. By using 250 ps microjoule pump pulses from a fiber oscillator source and coupling them into LMA-8 photonic crystal fiber it was possible to convert $\sim 1 \mu\text{m}$ pump pulses into visible range pulses at 648 nm, with maximum signal pulse energy of few microjoules and a conversion efficiency of $\sim 30\%$. By using Mamyshev oscillator as a pump pulse source, $\sim 1 \mu\text{m}$ wavelength and few picosecond duration pulses were converted to near-IR range ($\sim 925 \text{ nm}$) in SC-5.0-1040-PM photonic crystal fiber using all-fiber setup. The maximum conversion efficiency in this range was equal to 5% with a maximum pulse energy of 0.7 nJ.
2. The few picosecond length pulses from the external pulse source becomes fully shaped after 3-5 round-trips inside the Mamyshev regenerative chain. The shaped pulses are almost independent from the initial pulse parameters and can be compressed to few hundred femtosecond durations.
3. The energy of the regenerated pulse from a laser diode stabilize after ~ 29 round-trips inside Mamyshev regenerative chain. The energy of the pulse slightly depend on the parameters of the initial pulse but this dependancy decrease with increasing number of round-trips. The regenerated pulse has few-ten times broader bandwidth and a few times larger energy compared to the initial pulse.
4. It was found that generation of periodic pulse sequences with limited pump power can lead to a rearrangement of the pulse sequences, which results in variations in the length of the pulse sequence from period to period. The lengths of the pulse sequences in each period are equal until the pump power level is such that the length of the pulse sequences occupy less than half a period.

CURRICULUM VITAE

Asmeninė informacija

Vardas, Pavardė: Gustas Liaugminas
Gimimo data: 1993-11-19
Gimimo vieta: Vilnius, Lietuva
El. paštas: gustas.liaugminas@ftmc.lt

Išsilavinimas

2013 Vilniaus Žemynos gimnazija
Vidurinis išsilavinimas

2013-2017 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas
Telekomunikacijų fizika ir elektronika
Bakalauro studijos

2017-2019 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas
Lazerinė fizika ir optinės technologijos
Magistrantūros studijos

2019-2023 Fizinių ir technologijos mokslų centras
Skaidulinių lazerių laboratorija
Doktorantūros studijos

Darbo patirtis:

2016-2017 Lazerinių tyrimų centras, Femtosekundinio
mikroapdirbimo laboratorija
Praktika

2017-2023 Fizinių ir technologijos mokslų centras,
Skaidulinių lazerių laboratorija
Inžinierius

2023-dabar Fizinių ir technologijos mokslų centras,
Skaidulinių lazerių laboratorija
Jaunesnysis mokslo darbuotojas

LITERATŪROS SĄRAŠAS

1. E. Snitzer. „Proposed Fiber Cavities for Optical Masers,“ *Journal of Applied Physics*, **32**, 36-39 (1961).
2. C.J.Koester & E. Snitzer, „Amplification in a Fiber Laser,“ *Applied Optics*, **3**, 1182-1186 (1964).
3. R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, & D.N. Payne, „Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m,“ *Electronics Letters*, **23**, 1026-1028 (1987).
4. H. Taga, Y. Yoshida, N. Edagawa, S. Yamamoto, and H. Wakabayashi, „459 km, 2.4 Gbit/s four wavelength multiplexing optical fibre transmission experiment using six Er-doped fibre amplifiers,“ *Electron. Lett.* **26**(8), 500–501 (1990).
5. S. Fu, W. Shi, Y. Feng, L. Zhang, Z. Yang, S. Xu, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, „Review of recent progress on single-frequency fiber lasers [Invited],“ *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, A49-A62 (2017).
6. E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, “Double-clad, offset core Nd fiber laser,” *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors*, Postdeadline paper PD5 (1988).
7. M. H. Muendel, R. Farrow, K. H. Liao, D. Woll, J. Luu, C. Zhang, J. Morehead, J. Segall, J. Gregg, K. Tai, B. Kharlamov, H. Yu, & L. Myers, “Fused fiber pump and signal combiners for 4-kW Ytterbium fiber laser,” *Proc. SPIE*, vol. 7914, 791431 (2011).
8. D.P. Friedmann, J.E. Tzu, A.N. Kauvar, M.P. Goldman. „Treatment of facial photodamage and rhytides using a novel 1,565 nm non-ablative fractional erbium-doped fiber laser“, *Lasers Surg. Med*, **48**, 174-180 (2016).
9. L. Lazov, E. Teirumnieks, & R. Ghalot, „Applications of Laser Technology in the Army,“ *Journal of Defense Management*. **11**, 1-8 (2021).
10. A. Wetzig, P. Herwig, J. Hauptmann, R. Baumann, P. Rauscher, M. Schlosser, T. Pinder, & C. Leyens „Fast Laser Cutting of Thin Metal,“ *Procedia Manufacturing*. **29**. 369-374 (2019).
11. T. Sekine, Y. Hatano, Y. Takeuchi, & T. Kawashima, „DPSSL pumped 20-TW Ti:sapphire laser system for DD fusion experiment.“ *Journal of Physics: Conference Series*. **688**. (2016).
12. L. G. L. Wegener, M. L. Povinelli, A. G. Green, P. P. Mitra, J. B. Stark, and P. B. Littlewood, “The effect of propagating nonlinearities on the information capacity of WDM optical fiber systems: Cross-

- phase modulation and four-wave mixing,” *Physica, D*, vol. 189, no. 1–2, 81–99 (2004).
13. A. R. Chraplyvy, „Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities,” *Journal of Lightwave Technology*, **8**, 1548-1557 (1990).
 14. Agrawal & Potasek. “Nonlinear pulse distortion in single-mode optical fibers at the zero-dispersion wavelength,” *Physical review. A, General physics*, **33**(3), 1765-1776 (1986)
 15. F. Kong, C. Dunn, J. Parsons, M. Kalichevsky-Dong, T. Hawkins, M. Jones & L. Dong, „Large-mode-area fibers operating near single-mode regime,” *Optics Express*, **24** (2016)
 16. X. Ma, L. Chi-Hung, G. Chang, & A. Galvanauskas, „Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers,” *Optics express*, **19** (2011).
 17. Y. Yatsenko, A. Pryamikov, „Parametric frequency conversion in photonic crystal fibres with germanosilicate core,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **9** (2007).
 18. D. Ghosh, S. Roy, M. Pal, S. Bandyopadhyay, and S. Bhadra, „Modeling of microstructured nonzero dispersion shifted optical fiber with ultralow dispersion slope,” *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 337-345 (2009).
 19. K. A. G. Bonsma-Fisher, P. J. Bustard, C. Parry, T.A. Wright, D. G. England, B. J. Sussman & P. J. Mosley, „Ultratunable quantum frequency conversion in photonic crystal fiber,” *Phys. Rev. Lett.* **129**, (2022).
 20. K. Viskontas, K. Regelskis, N. Rusteika, „Slow and fast optical degradation of the SESAM for fiber laser mode-locking at 1 μm “, *Lithuanian Journal of Physics*, **54**, 127-135 (2014). <http://www.lmaleidykla.lt/ojs/index.php/physics/article/view/2951>
 21. K. Regelskis, J. Želudevicius, K. Viskontas, G. Raciukaitis, „Yb-doped fiber ultrashort pulse generator based on self-phase modulation and alternating spectral filtering“, *Opt. Lett.*, **40**, 5255-5258 (2015).
 22. D. Milam, „Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica,” *Appl. Opt.* **37**, 546-550 (1998).
 23. G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, third edition (Academic press, 2001).
 24. R. Hui, M. O’Sullivan, *Fiber optic measurement techniques* (Academic Press, 2009).

25. M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart, „Self-phase modulation in chirped-pulse amplification,“ *Opt. Lett.* **19**, 2149-2151 (1994).
26. E. Morsy, H. A. Fayed, A. Aziz, M. H. Aly, „SPM and XPM crosstalk in WDM systems with DRA: Channel spacing and attenuation effects,“ *Optics Communications*, **417**, 79-82 (2018).
27. Z. Jiancheng, S. Yang, Z. Zhu, K. Lau & Li Li, „72-fs Er-doped Mamyshev Oscillator.“, *Journal of Lightwave Technology*, **40**, 2123-2127 (2022).
28. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, „Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers“, *Phys. Rev. Lett.* **45** (13), 1095 (1980).
29. J. K. Ranka, „Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm“, *Opt. Lett.* **25** (1), 25 (2000).
30. W. Tomlinson, R. Stolen, C. Shank, „Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers“ *Journal of The Optical Society of America B*, **1**(2) (1984).
31. C. Jauregui, A. Steinmetz, D. Nodop, J. Limpert, and A. Tunnermann, „All-fiber parametric generation of sub-100ps pulses at 650nm with 9Watt average power,“ *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices* (2012).
32. S. Lefrancois, D. Fu, G. Holtom, L. Kong, W. Wadsworth, P. Schneider, R. Herda, A. Zach, X. Xie, & F. Wise, „Fiber four-wave mixing source for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy,“ *Optics letters*. **37** (2012).
33. J. G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, „Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs,“ *Opt. Express* **13**, 534-544 (2005).
34. 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**, 1547-1549 (1996).
35. Russell, P. St J. „Photonic crystal fibers,“ *Science*, **299**, 385–362 (2003).
36. C. M. Bowden, J. P. Dowling, and H.O. Everitt, „Development and application of materials exhibiting photonic bandgaps,“ *Journal of the Optical Society of America B*, **10**(2), 280 (1993).
37. J. C. Knight, „Photonic crystal fibers,“ *Nature*, **426**, 847–851 (2003).
38. D. Zografopoulos, R. Asquini, E. Kriezis, A. D’Alessandro, R. Beccherelli, „Guided-wave liquid-crystal photonics,“ *Lab on a Chip*, **12**, 3598-3610 (2012).

39. M. Sharma, S. Konar, „Three octave spanning supercontinuum by red-shifted dispersive wave in photonic crystal fibers,“ *Journal of Modern Optics*, **63**(5) (2015).
40. H. Moughli, Y. Mouloudi, A. Merabti, „Study and modeling of photonic crystal fibers,“ *Journal of Ovonic Research*, **18**, 491-497 (2011).
41. G. McConnell, E. Riis, „Ultra-short pulse compression using photonic crystal fibre,“ *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **78**(5), 557–563 (2004).
42. M. Abdullah, S. Shaari, A. Ehsan, M. Abidin, A. Abidin, „Effect of Photonic Crystal Fibre in Generating Four Wave Mixing,“ *Physics Procedia*, **19**, 344-351 (2011).
43. K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, and E. Sasaoka, „Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion,“ *Opt. Express* **11**, 843-852 (2003).
44. Y. Huang, H. Yang, S. Zhao, Y. Mao, S. Chen, „Design of photonic crystal fibers with flat dispersion and three zero dispersion wavelengths for coherent supercontinuum generation in both normal and anomalous regions,“ *Results in Physics*, **23** (2021).
45. M. Samiul Habib, M. A. Motin, M. I. Hasan, M. Selim Habib, S.M. Abdur Razzak, and M. A. Goffar Khan „Modelling of Dispersion flattened Photonic Crystal Fibers for Communication Application,“ *2nd International Conference on Informatics, Electronics & Vision (ICIEV)* (2013).
46. 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**, 609-613 (2002).
47. Z. Zhang, A. Oehler, B. Resan, „1.55 μm InAs/GaAs Quantum Dots and High Repetition Rate Quantum Dot SESAM Mode-locked Laser,“ *Sci Rep* **2**, 477 (2012).
48. A. M. Malyarevich, V. G. Savitski, P. V. Prokoshin, N. N. Posnov, K. V. Yumashev, E. Raaben, and A. A. Zhilin, „Glass doped with PbS quantum dots as a saturable absorber for 1- μm neodymium lasers,“ *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 28-32 (2002).
49. S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski, and S. Y. Set, „Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers,“ *Opt. Lett.* **29**, 1581-1583 (2004).

50. N. H. Park, H. Jeong, S. Y. Choi, M. H. Kim, F. Rotermund, and D. Yeom, „Monolayer graphene saturable absorbers with strongly enhanced evanescent-field interaction for ultrafast fiber laser mode-locking“, *Opt. Express* **23**, 19806-19812 (2015).
51. L.R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, „Design and operation of antiresonant Fabry–Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers“, *Journal of the Optical Society of America B*, **12**(2), 311 (1995).
52. C.R.E. Baer, C.Krankel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R.Peters, K. Petermann, T. Sudmeyer, G. Huber, and U. Keller, „Femtosecond thin disk laser with 141 W of average power“, *Opt. Lett.*, **35**, 2302–2304 (2010).
53. J. Neuhaus, D. Bauer, J. Zhang, A. Killi, J. Kleinbauer, M. Kumkar, S.Weiler, M. Guina, D. H. Sutter, and T. Dekorsy, „Subpicosecond thin-disklaser oscillator with pulse energies of up to 25.9 microjoules by use of anactive multipass geometry“, *Opt. Exp.*, **16**, 20530–20539 (2008).
54. C.J. Saraceno, C. Schriber, M. Mangold, M. Hoffmann, O. H. Heckl, C. R. Baer, M. Golling, T. Sudmeyer, U. Keller, „SESAMs for High-Power Oscillators: Design Guidelines and Damage Thresholds“, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **18**(1), 29–41 (2012).
55. L. Liu, X. Li, S. Zhang, J. Liu, D. Yan, Y. Xin, C. Wang, Z. Yang, „Wavelength-changeable thulium-doped fiber laser based on monolayer graphene“, *Optics & Laser Technology*, **139** (2021).
56. P. V. Mamyshev, „All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect“, *24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98*, **1**, 475-476 (1998).
57. M. Olivier, V. Boulanger, F. Guilbert-Savary, P. Sidorenko, F. W. Wise, and M. Piché, „Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm“, *Opt. Lett.*, **44**, 851-854 (2019).
58. D. Yan, X. Li, S. Zhang, J. Liu, „Pulse dynamic patterns in a self-starting Mamyshev oscillator“, *Optics Express*, **29**(7) (2021).
59. J. Želudevicius, M. Mickus, K. Regelskis, „Investigation of different configurations and operation regimes of fiber pulse generators based on nonlinear spectral re-shaping“, *Opt. Express*, **26**, 27247-27264 (2018).
60. Z. Liu, Z.M. Ziegler, L.G. Wright, F.W. Wise „Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator“, *Optica*, **4**, 649-654 (2017).

61. P. Sidorenko, W. Fu, L.G. Wright, M. Olivier, F.W. Wise „Self-seeded, multi-megawatt, Mamyshev oscillator“ *Opt. Lett.*, **43**, 2672-2675 (2018).
62. W. Liu, R. Liao, J. Zhao, J. Cui, Y. Song, C. Wang, M. Hu „Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power“ *Optica*, **6**, 194-197 (2019).
63. C. Ma, A. K. Hanolkar, Y. Zang, and A. Chong, „Ultra-broadband, few cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator“, *Photonics Research*, **8**, 65-69 (2019).
64. M. Olivier, V. Boulanger, F. Guilbert-Savary, P. Sidorenko, F.W. Wise, M. Piche, „Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm“ *Opt. Lett.*, **44**, 851-854 (2019).
65. P. Repgen, B. Schuhbauer, M. Hinkelmann, D. Wandt, A. Wienke, U. Morgner, J. Neumann, D. Kracht „Mode-locked pulses from a Tm-doped fiber Mamyshev oscillator“, *Opt. Express*, **28**, 13837-13844 (2020).
66. Jian-Cheng Zheng, Song Yang, Kuen-Yao Lau, Zhi-Wei Zhu, Li Li, „Recent research progress of Mamyshev oscillator for high energy and ultrashort pulse generation“, *Optical Fiber Technology*, **67**, (2021).
67. R. Petkovšek, V. Agrež, J. Petelin, L. Černe, U. Bünting, and B. Podobnik, „Pulses on demand in fibre and hybrid lasers“, *J. Mech. Eng.* **65**, 680–689 (2019).
68. K. Charan, B. Li, M. Wang, C.P. Lin, C. Xu, “Fiber-based tunable repetition rate source for deep tissue two-photon fluorescence microscopy.” *Biomed. Opt. Express.*, **9**, 2304–2311 (2018).
69. Charan, K.; Li, B.; Wang, M.; Lin, C.P.; Xu, C. Fiber-based tunable repetition rate source for deep tissue two-photon fluorescence microscopy. *Biomed. Opt. Express.* **2018**, *9*, 2304–2311.
70. P. T. Ho, „Picosecond pulse generation with a CW GaAlAs laser diode“, *Appl. Phys. Lett.* **33** (3), 241 (1978).
71. K. K. Chen, J. H. V. Price, S. ul Alam, J. R. Hayes, D. Lin, A. Malinowski, and D. J. Richardson, „Polarisation-maintaining 100 W Yb-fiber MOPA producing μ J pulses tunable in duration from 1 to 21 ps“, *Opt. Express*, **18**, 14385–14394 (2010).
72. Mikko Närhi, Andrei Fedotov, Kseniia Aksenova, Julia Fiebrandt, Thomas Schönau, Mario Gerecke, and Regina Gumenyuk, „Design guidelines for ultrashort pulse generation by a Mamyshev regenerator“, *Opt. Express* **29**, 15699-15710 (2021).

73. Walter Fu, Logan G. Wright, and Frank W. Wise, „High-power femtosecond pulses without a modelocked laser,“ *Optica* **4**, 831-834 (2017).
74. M. Kwaśny, P. Mergo, M. Napierała, K. Markiewicz, U.A. Laudyn, „An Efficient Method for the Intermodal Four-Wave Mixing Process“, *Materials (Basel)*, **15**(13) 4550 (2022).
75. Q. Lin , F. Yaman, G.P. Agrawal, „Photon-pair generation in optical fibers through four-wave mixing: Role of Raman scattering and pump polarization.“ *Phys. Rev. A*, **75** (2007).
76. X. Michalet, A. Ingargiola, R. Colyer, G. Scalia, S. Weiss, P. Maccagnani, A. Gulinatti, I. Rech, and M. Ghioni, „Silicon photon-counting avalanche diodes for single-molecule fluorescence spectroscopy,“ *Sel. Top. Quantum Electron. IEEE J. PP*, **1** (2014).
77. M. Takezaki, R. Kawakami, S. Onishi, Y. Suzuki, J. Kawamata, T. Imamura, S. Hadano, S. Watanabe, and Y. Niko, „Integrated fluorescent nanoprobe design for high-speed in vivo two-photon microscopic imaging of deep-brain vasculature in mice,“ *Adv. Funct. Mater.* **31** (2021).
78. A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, „Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser,“ *Opt. Lett.* **20**, 602-604 (1995).
79. Y. Wang, Jorge Holguin-Lerma, Mattia Vezzoli, Yu Guo, Hong Tang, „Photonic-circuit-integrated titanium:sapphire laser,“ *Nature Photonics* (2023).
80. Lægsgaard, J. „Control of fibre laser mode-locking by narrow-band Bragg gratings.“ *J. Phys. B-At. Mol. Opt.*, **41**, 095401-1–10 (2008).

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