

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Kvantinės elektronikos katedra

Tadas Bartulevičius

IMPULSŲ LAIKINIŲ IR SPEKTRINIŲ PARAMETRŲ VALDYMAS DIDELĖS GALIOS
SKAIDULINIAME LAZERYJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas	Tadas Bartulevičius
Darbo vadovas	dr. Nerijus Rusteika
Recenzentas	dr. Rytis Butkus
Katedros vedėjas	Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas	3
Teorinis įvadas	4
1 Impulsų sklidimas šviesolaidyje	4
1.1 Netiesinės Šrėdingerio lygties modeliavimas	5
2 Tiesinė ir netiesinė impulsų sąveika su medžiaga	6
2.1 Dispersija šviesolaidyje	6
2.2 Dispersijos kompensavimas difrakcinių gardelių pora	8
2.3 Fazės moduliavimasis	9
3 Ultratrumpųjų impulsų šaltinis	11
3.1 Solitoninis režimas lazeryje	11
3.2 Aktyvi terpė	12
3.3 Čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė	13
3.4 Puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis	14
4 Didelės energijos impulsai šviesolaidiniame lazeryje	15
4.1 Optinės spinduliuotės stiprinimas didelio šerdies diametro skaidulose	15
4.2 Impulsų parametrus ribojantys veiksniai	16
4.2.1 Netiesinės fazės pokyčio įtaka	17
4.2.2 Spektrinių moduliacijų įtaka	18
4.2.3 Spektro siaurėjimas dėl stiprinimo	19
Tiriamoji dalis	20
5 Eksperimento schema ir prietaisai	20
6 Ultratrumpųjų impulsų šaltinio tyrimai	22
6.1 Generuojamų impulsų priklausomybė nuo ČŠBG dispersijos	22
6.2 Suminės terpės dispersijos įvertinimas	23
6.3 Spektrinis filtravimas rezonatoriuje	24
6.4 Laikinė šoninių spektrinių smailių filtracija	27
7 Faziškai moduluotų impulsų parametrų valdymas	29
7.1 Faziškai moduluoti impulsai skaiduliniame lazeryje	29
7.2 Dispersijos kompensavimas ir valdymas	30
7.3 Skaitmeninis impulsų spektro formavimo tyrimas	32
7.4 Eksperimentinis impulsų spektro formavimo tyrimas	33
7.5 Eksperimentinis spektriškai filtruotų impulsų spaudimas	36

8 Didelės galios visiškai skaidulinis femtosekundinis lazeris	38
8.1 Fotoninių kristalų skaidulinio stiprintuvo charakteristikos	38
8.2 Aukštos kokybės μJ energijos femtosekundiniai impulsai	39
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	42
Santrauka	43
Summary	44
Literatūra	45

Įvadas

Didelės energijos femtosekundinių impulsų lazeriai yra taikomi daugelyje industrinių taikymų bei mokslinių tyrimų krypčių, tokių kaip lazerinis medžiagų apdirbimas, terahercinės spinduliuotės generavimas, netiesinė spektroskopija ar mikroskopija. Šiems taikymams dažnai svarbi yra gera lazerinio pluošto bei impulsų kokybė, didelė impulsų energija ir vidutinė galia, lazerio patikimumas.

Siekiant sugeneruoti aukštos kokybės subpikosekundinius impulsus iš skaidulinio osciliatoriaus reikia kompensuoti kvarcinio stiklo skaidulos grupinių greičių dispersiją (GGD) iterbio stiprinimo juostos ribose ($\sim 1 \mu\text{m}$ bangos ilgis). Panaudojant mažos anomalios dispersijos čirpuotas šviesolaidines Brego gardeles (ČŠBG) galima pasiekti mažesnes trukmes [1]. Tokie impulsai gali būti toliau stiprinami faziškai moduluotų impulsų šviesolaidiniame stiprintuve. Valdant antros bei trečios eilės sistemos dispersiją galima sugeneruoti aukštos kokybės, kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsus lazerinės sistemos išėjime atlikus faziškai moduluotų impulsų kompresiją [2].

Didelės energijos skaiduliniame lazeryje dėl didelio lazerinės spinduliuotės ir medžiagos (kvarcinio stiklo skaidulos) sąveikos ilgio stipriai pasireiškia netiesiniai efektai. Vengiant impulsų laikinių iškraipymų, mažinančių suspaustų impulsų kokybę, netiesinių efektų įtaka turi būti sumažinta. Faziškai moduluotų impulsų stiprinimo metodika (*angl.: chirped pulse amplification (CPA)*) didelės šerdies skaidulose leidžia pasiekti didesnes impulsų energijas bei sumažinti neigiamą netiesinių efektų poveikį.

Dėl didelio impulsų stiprinimo koeficiento ($\sim 10^6$ kartų) skaiduliniuose stiprintuvuose, pasireiškia impulsų spektro siaurėjimo efektas, didinantis minimalią impulsų trukmę [3]. Šiame darbe pristatomas metodas, paremtas spektrinių komponentų filtravimu, leidžiantis sumažinti šio efekto poveikį. Efektyvus metodikos panaudojimas leistų pasiekti trumpesnes impulsų trukmes lazerinėje sistemoje.

Šio darbo pagrindinis tikslas – didelės vidutinės galios ir energijos, aukštos impulsų kokybės, kelių šimtų femtosekundžių trukmės, visiškai skaidulinės lazerinės sistemos sukūrimas.

Siekiant užsibrėžto tikslo, buvo iškelti tokie pagrindiniai darbo uždaviniai:

- Optimizuoti ultratrumpųjų impulsų šaltinį, kuriame naudojamos mažos anomalios dispersijos ČŠBG antros eilės dispersijos kompensavimui skaiduliniame osciliatoriuje.
- Realizuoti faziškai moduluotus impulsus visiškai skaidulinėje sistemoje. Taip pat pademonstruoti dispersijos kompensavimo bei valdymo galimybes ir jos poveikį impulsų laikiniams ir spektriniams parametrams.
- Atlikti skaitmeninį ir eksperimentinį impulsų spektro formavimo tyrimą, leidžiantį sumažinti impulsų spektro siaurėjimo dėl stiprinimo efektą.
- Pademonstruoti aukštos kokybės, kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsų generaciją didelės vidutinės galios ir energijos skaiduliniame lazeryje, kompensuojant netiesinių efektų įtaką.

Teorinis įvadas

1 Impulsų sklidimas šviesolaidyje

Šiame darbe yra nagrinėjami ultratrumpieji optiniai impulsai, kurių trukmė siekia nuo kelių šimtų femtosekundžių iki kiek daugiau nei pikosekundė. Ultratrumpųjų impulsų generacija bei vystymosi dinamika vyksta optinėje skaiduloje, pasižyminčioje tam tikromis savybėmis - dispersija, netiesiškumu, nuostoliais. Ultratrumpųjų impulsų sklidimas šviesolaidinėje lazerinėje sistemoje gali būti aprašytas remiantis elektromagnetinės spinduliuotės sklidimo optinėje terpėje lygtimis.

Ultratrumpųjų impulsų sklidimo optinėje skaiduloje lygtis išvedama iš Maksvelo lygčių, sprendžiant bangos sklidimo lygtį izotropinei terpei lėtai kintančių amplitudžių ir fazių metodu [4, 5]. Laikoma, jog elektromagnetinės bangos amplitudė $A(t)$ laike kinta žymiai lėčiau nei greitai osciliuojanti eksponentinė dalis $\exp(i\omega_0 t)$ [4]:

$$E = \frac{1}{2}A(t, z)e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + k.j.. \quad (1)$$

Čia užrašyta elektromagnetinio lauko stiprio išraiška. $A(t, z) = a(t, z)e^{i\varphi(t, z)}$ - impulso kompleksinė amplitudė, $a(t, z)$ - amplitudės modulis, $\varphi(t, z)$ - fazė, ω_0 - nešantysis impulso dažnis, k_0 - bangos skaičius, z - koordinatė impulso sklidimo kryptimi, t - laikas, $k.j.$ - kompleksiskai jungtinis dydis.

Sprendžiant šį uždavinį, apibrėžiamos kelios prielaidos: impulsas yra plokščia kvazimonochromatinė banga, optinis laukas šviesolaidyje išlaiko poliarizaciją sklidimo metu. Gaunama netiesinė Šrėdingerio lygtis (NŠL), aprašanti impulsų sklidimą izotropinėje (kubinio netiesiškumo) terpėje - šviesolaidyje [4]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\frac{g_0}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{h_0}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma|A|^2A, \quad (2)$$

čia: g_0 - grupinio greičio dispersijos (GGD) koeficientas (s^2/m), h_0 - trečios eilės dispersijos (TED) koeficientas (s^3/m), α - koeficientas, nusakantis nuostolių dydį skaiduloje (m^{-1}). Netiesiškumo parametras ($m^{-1}W^{-1}$) apskaičiuojamas:

$$\gamma = \frac{n_2\omega_0}{cA_{ef}}. \quad (3)$$

Šioje lygtyje n_2 žymi netiesinį lūžio rodiklį (m^2/W), ω_0 - nešantįjį impulso dažnį, c - šviesos greitį, A_{ef} - efektyvųjį skaidulos šerdies plotą, kuris lygus fundamentinės modos plotui vienamodėje skaiduloje.

Iš (3) lygties matyti, jog didesnio efektyviojo šerdies ploto šviesolaidžiuose impulsai

patiria mažesnę netiesiškumo įtaką. Didelio šerdies ploto šviesolaidžiuose, palaikančiuose vienos skersinės lazerio modos bangolaidinį sklidimą, ne tik sumažinama netiesiškumo įtaka, tačiau padidinamas ir pažeidimo slenkstis dėl sumažėjusio optinio intensyvumo. Dėl šios priežasties tokie šviesolaidžiai gali būti naudojami skaiduliniuose stiprintuvuose didelės galios lazerinės spinduliuotės stiprinimui ar signalo perdavimui pasyviomis skaidulomis [6].

1.1 Netiesinės Šrėdingerio lygties modeliavimas

Impulsų sklidimo modelis padeda įvertinti tiek tiesinių, tiek netiesinių reiškinių įtaką impulsams sklindantiems optine skaidula. *Split-step* Furjė metodas yra efektyvus būdas skaitmeniškai realizuoti netiesinę Šrėdingerio lygtį (NŠL), kuri aprašo impulsų sklidimą optine skaidula [7]. Šiame skyrelyje trumpai apžvelgiama NŠL sprendimo metodika.

Šrėdingerio lygtis (2) gali būti užrašyta supaprastinta forma [4, 7]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) A, \quad (4)$$

čia: \hat{D} - diferencialinis operatorius, kuris įskaito sugertį (nuostolius) ir dispersiją tiesinėje terpėje, \hat{N} - netiesinis operatorius, aprašantis netiesinius efektus optinėje skaiduloje. \hat{D} ir \hat{N} operatorių išraiškos atitinkamai lygios:

$$\hat{D} = -\frac{ig_0}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{h_0}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2}, \quad (5)$$

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2. \quad (6)$$

Impulsui sklindant realioje šviesolaidinėje sistemoje dispersijos ir netiesiškumo reiškiniai vyksta vienu metu. Netiesinė Šrėdingerio lygtis, kurioje yra abi dalys, netiesinė ir tiesinė, neturi bendro analitinio sprendinio. Dėl to šie nariai yra sprendžiami atskirai. Skaidulos ilgis yra suskaidomas į mažus dydžius h , impulsų sklidimo kryptimi z . Tada impulsų sklidimas nagrinėjamas nuo vienos mažos h ilgio atkarpos iki kitos. Kiekvienoje atkarpoje skaičiavimai yra atliekami dviem etapais. Pirmajame etape yra įskaičiuojama tik dispersija (\hat{D} operatorius), kai $\hat{N} = 0$, o antrajame žingsnyje veikia tik netiesiškumas (tada $\hat{D} = 0$). Matematiškai tai užrašoma tokia forma [4]:

$$A(z + h, t) = e^{(h\hat{D})} e^{(h\hat{N})} A(z, t). \quad (7)$$

Norint padidinti skaičiavimo metodikos tikslumą, kiekviena atkarpa yra padalinama per pusę. Tada netiesiškumo narys yra įskaitomas ne skaičiavimo žingsnio pabaigoje, bet

viduryje. Tokiu būdu, atliekant skaičiavimus, pirmojoje atkarpos dalyje $h/2$ atsižvelgiama tik į dispersijos bei nuostolių įtaką. Impulso amplitudė $A(z, t)$ atkarpos viduryje yra sudauginama su netiesiškumo nariu (įvertinamas netiesiškumas per visą žingsnio ilgį h) ir galiausiai vėl yra įskaitoma dispersijos bei nuostolių įtaka (skaičiuojant iki atkarpos galo). Matematiškai ši veiksmų seka yra užrašoma lygtimi [4]:

$$A(z+h, t) = e^{(\frac{h}{2}\hat{D})} e^{\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right)} e^{(\frac{h}{2}\hat{D})} A(z, t). \quad (8)$$

Eksponentinis operatorius $\exp(\frac{h}{2}\hat{D})$ yra apskaičiuojamas dažnių srityje, atliekant Furjė transformaciją. Netiesiškumo narys apskaičiuojamas laikinėje srityje. Jeigu atkarpų dydis h (skaičiavimo žingsnis) yra pakankamai mažas, netiesiškumo narys (vidurinis narys (8) lygtyje) gali būti aproksimuotas eksponente - $\exp(\hat{h}N)$. Laikinis langas, atliekant skaičiavimus, turi būti pasirenkamas pakankamai platus, kad neribotų impulso. Tam tikrais atvejais impulsas gali plisti pakankamai greitai ir impulso dalis pasieks laikinio lango kraštus. Tai gali sukelti tam tikrus skaičiavimo nestabilumus, kai impulso dalis pasiekusi vieną laikinio lango kraštą, dėl periodinės sparčiosios Furjė transformacijos (*angl. Fast Fourier transform (FFT)*) prigimties, atsiras priešingame krašte. Taigi, remiantis šia, simetrizuota *split-step* Furjė metodika, impulsas sklinda nuo vienos atkarpos iki sekančios, perskaičiuojant naują optinio lauko funkciją $A(z+h, t)$. Galiausiai, modeliuojamos sistemos išėjime, gaunamos impulsų laikinės bei spektrinės gaubtinės, paveiktos tiesinių ir netiesinių sistemos parametrų.

2 Tiesinė ir netiesinė impulsų sąveika su medžiaga

2.1 Dispersija šviesolaidyje

Optinei spinduliutei sklindant šviesolaidžiu pasireiškia tiek tiesiniai (nepriklausantys nuo spinduliutės intensyvumo), tiek netiesiniai reiškiniai (kurių dydis priklauso nuo spinduliutės intensyvumo). Šiame skyriuje apibrėžiama dispersijos matematinė išraiška ir aptariami būdai, kokiais galima valdyti dispersiją šviesolaidinėje sistemoje.

Matematiškai optinės skaidulos dispersijos įtaka yra įvertinama skleidžiant Teiloro eilute banginį skaičių k (spektrinės fazės pokytį per ilgio vieneta), kaip funkciją nuo kampinio dažnio ω centrinio dažnio aplinkoje ω_0 [4]:

$$k(\omega) = k_0 + \frac{\partial k}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (9)$$

Čia skirtingos eilės skleidimo nariai turi šias reikšmes:

- Nulinės eilės narys k_0 apibūdina pastovų fazės pokytį.

- Pirmos eilės narys - dydis atvirkščias grupiniam greičiui v_g ir apibūdina bendrą laikinį vėlinimą: $\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g}$.
- Antros eilės skleidimo naryje yra įskaitoma antrosios eilės dispersija - grupinio greičio dispersija (GGD): $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = g_0$. Sprendžiant ultratrumpųjų impulsų sklaidimo optinėje skaiduloje uždavinį pravartu žinoti, kaip g_0 parametras priklauso nuo bangos ilgio λ [4]:

$$g_0(\lambda) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (10)$$

čia: n - terpės lūžio rodiklio vertė.

- Trečios eilės dispersijos (TED) koeficientas $\left(\frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} = h_0\right)$ gali būti apskaičiuotas iš g_0 priklausomybės nuo bangos ilgio:

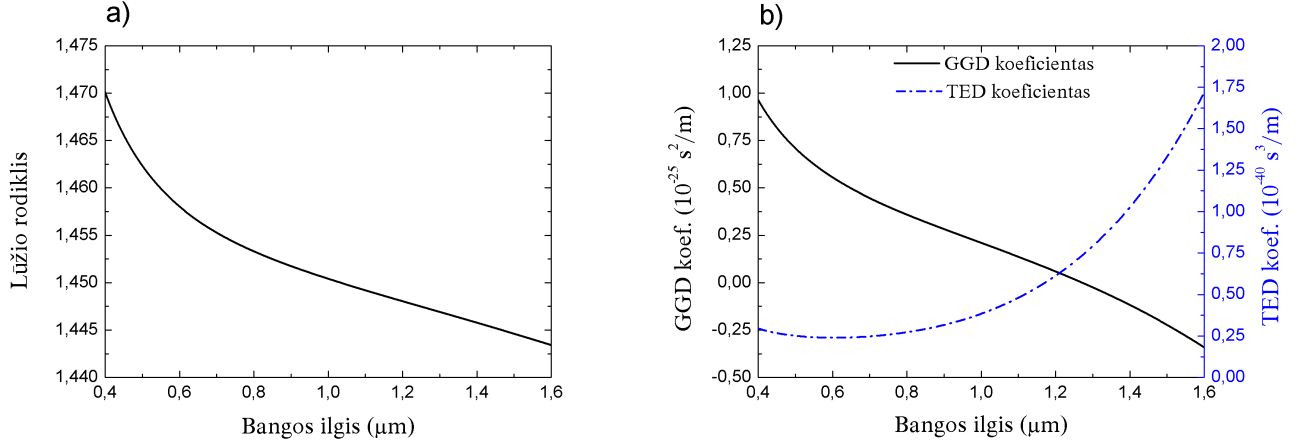
$$h_0(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{dg_0(\lambda)}{d\lambda}. \quad (11)$$

GGD lygtyje (10) esantis terpės lūžio rodiklis n priklauso nuo bangos ilgio (chromatinė dispersija). Lūžio rodiklio vertė gali būti gerai aproksimuojama Zelmejerio lygtimi, kai esama pakankamai toli nuo optinės terpės rezonansinio dažnio. Praktikoje paprastai naudojama tokia Zelmejerio lygties išraiška [8]:

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{b_1 \lambda^2}{\lambda^2 - a_1} + \frac{b_2 \lambda^2}{\lambda^2 - a_2} + \frac{b_3 \lambda^2}{\lambda^2 - a_3}. \quad (12)$$

Koeficientai $a_{1;2;3}$ ir $b_{1;2;3}$, pateikiami literatūroje [8], priklauso nuo optinės terpės, iš kurios yra pagamintas šviesolaidis. Lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio kvarcinio stiklo optinei skaidulai pateikta 1a paveikslėlyje. Pasinaudojus (10) ir (11) išraiškomis, įvertinami GGD ir TED koeficientų kitimo dėsniai skaiduloje priklausomai nuo spinduliuotės bangos ilgio (1b pav.). Pasinaudojus šiais skaičiavimais galima įvertinti kiekybiškai, kokį dispersijos poveikį patiria impulsas sklisdamas optine skaidula.

Impulso gaubtinė terpėje sklinda grupiniu greičiu v_g , o grupinio greičio dispersijos koeficientas g_0 parodo, kiek impulsas išplinta laike dėl chromatinės dispersijos. GGD koeficientas gali būti tiek teigiamas, tiek neigiamas. Normalios dispersijos sritis, apibrėžiama skaidrioms optinėms medžiagoms, kai grupinis greitis mažėja didėjant optiniam dažniui (kitais tariant $g_0 > 0$). Nulinės dispersijos sritis - kur grupinių greičių dispersijos vertė lygi nuliui. Nulinės dispersijos bangos ilgis λ_D kvarciniame stikle apytiksliai lygus $1,3 \mu m$. Optinė spinduliuotė kvarcinio stiklo optinėje skaiduloje sklinda anomalios dispersijos srityje ($g_0 < 0$) ilgesnių bangos ilgių srityje ($\lambda > \lambda_D$). Normalios dispersijos srityje žemesnio dažnio (raudonojo spektrinio poslinkio) impulso komponentai sklinda greičiau nei aukštesnio dažnio (mėlynojo spektrinio poslinkio) komponentai. Anomalios dispersijos srityje raudonieji spektriniai komponentai yra lėtesni už mėlynuosius spektrinius komponentus.



1 pav.: Lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio (a), GGD ir TED koeficientų priklausomybės (b) kvarcinio stiklo optinei skaidulai suskaičiuotos pasinaudojus (10) ir (11) lygtimis

Dispersija šviesolaidinėje sistemoje gali būti valdoma panaudojant optines skaidulas pasižyminčias neigiama GGD verte tam tikroje bangos ilgių srityje [9]. Fotoninių kristalų šviesolaidžiai (*angl.: Photonic crystal fiber (PCF)*) gali būti suprojektuoti taip, jog anomalios dispersijos sritis juose būtų ties $1 \mu\text{m}$ bangos ilgiu. Tokios, pakankamai sudėtingos vidinės struktūros, skaidulos gali būti panaudojamos dispersijos valdymui skaiduliniuose osciliatoriuose femtosekundinės trukmės impulsų generacijai [10, 11]. Impulsų trukmės mažesnės už 200 femtosekundžių buvo pademonstruotos iš sinchronizuotų modų skaidulinio osciliatoriaus antros eilės dispersijos kompensavimui panaudojant fotoninių kristalų šviesolaidį [1]. Šiose šviesolaidinėse sistemose aukštesnių eilių dispersijos (kuria pasižymi fotoninių kristalų šviesolaidžiai) nekompensavimas tampa pagrindiniu veiksniu ribojančiu minimalią impulsų trukmę. TED kompensavimas šviesolaidinėje sistemoje leidžia pasiekti mažesnes už 60 femtosekundžių impulsų trukmes [12]. Taigi, tinkamas dispersinių parametrų valdymas leidžia žymiai sumažinti impulsų trukmę lazerinės sistemos išėjime.

2.2 Dispersijos kompensavimas difrakcinių gardelių pora

Dispersija lazerinėje sistemoje gali būti kompensuojama panaudojant dvi lygiagrečiai viena kitos atžvilgiu orientuotas difrakcines gardeles [13]. Impulsui difragavus nuo pirmosios gardelės, jį sudarantys dažnio komponentai sklinda skirtingais kampais. Dėl skirtingo difrakcijos kampo skirtingos spektrinės komponentės nueina nevienodą atstumą - sudaromas optinių kelių skirtumas - ilgabangės spektrinės komponentės, kurios difraguoja didesniu kampu, yra užlaikomos trumpabangių spektrinių komponentių atžvilgiu. Dėl šios priežasties difrakcinių gardelių pora atitinka terpę, pasižyminčią anomalija grupinių greičių dispersija. Difrakcinių gardelių GGD koeficientas išreiškiamas lygtimi [5]:

$$g_0 = -\frac{\lambda_0^3 L_0}{\pi c^2 \Lambda^2} \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin(\gamma_0) \right)^2 \right\}^{-3/2}, \quad (13)$$

čia: λ - spinduliuotės bangos ilgis, L_0 - atstumas tarp gardelių, c - šviesos greitis va-
kuume, Λ - gardelės konstanta (rėžių tankis), γ_0 - spinduliuotės kritimo kampas į difrakcinę
gardele.

Trečios eilės dispersijos koeficientas (TED) gaunamas pasinaudojus (11) ir (13) lygtimis:

$$h_0 = -\frac{3\lambda_0}{\pi c} \left(\frac{\cos^2(\gamma_0) + \frac{\lambda_0}{\Lambda} \sin(\gamma_0)}{1 - \left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin(\gamma_0) \right]^2} \right) g_0. \quad (14)$$

Taigi, difrakcinių gardelių pora elgiasi kaip terpė pasižyminti anomalia grupinių grei-
čių dispersijos verte, kuri tiesiogiai proporcinga atstumui tarp gardelių. GGD ir TED vertės
priklauso nuo spinduliuotės kritimo kampo į difrakcinę gardele.

2.3 Fazės moduliavimasis

Vienas pagrindinių procesų, nulemiančių impulsų spektro plitimą, yra impulsų fazės modulia-
vimasis. Šis procesas vyksta dėl netiesinio lūžio rodiklio poveikio, kurio metu impulsų spektras
yra papildomas naujais dažnių komponentais ir išplinta kelis ar net dešimtis kartų. Fazės mo-
duliavimosi procesas yra aprašomas pasinaudojus netiesine Šrėdingerio lygtimi (žr. (2) lygtį).
Išsprendus šią lygtį lėtai kintančių amplitudžių metodu, sprendinį galima užrašyti tokiu pavi-
dalu [5]:

$$a(t, z) = a_0(t), \quad (15)$$

$$\phi(t, z) = \phi_0(t) - \gamma |A_0(t)|^2 z. \quad (16)$$

Iš pirmosios lygties matyti, jog impulsų gaubtinė išlieka nepakitusi. Tuo tarpu antroji
lygtis parodo, jog atsirandantis netiesinis fazės pokytis yra proporcingas pradinio impulso in-
tensyvumui ir sklidimo nuotoliui. Netiesinį fazės pokytį dėl saviveikos galima išreikšti lygtimi
[5]:

$$\delta\phi(t, z) = -z \frac{\omega_0}{c} n_2 I_0(t). \quad (17)$$

Impulso dažnio pokytis yra išreiškiamas, kaip fazės laikinė išvestinė. Nešančiojo dažnio
pokytis lygus [5]:

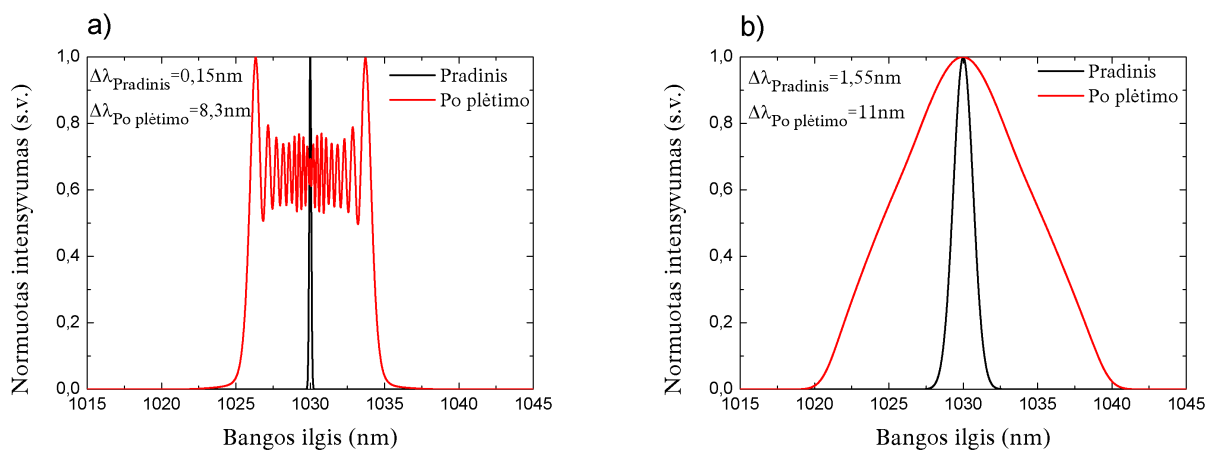
$$\delta\omega(t, z) = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I_0(t)}{\partial t}. \quad (18)$$

Ši lygtis parodo, jog impulso nešančiojo dažnio moduliaciją lemia fazės moduliacija.

Taigi, impulso nešantysis dažnis nėra pastovus dydis, o priklauso nuo laiko. Impulsui sklindant kubinio netiesiškumo terpe (kvarciniu šviesolaidžiu) nešančiojo dažnio moduliacija praturtina impulsų spektrą naujais dažnių komponentais. Impulsų spektro plotis padidėja, o laikinė gaubtinė nepakinta - impulsas tampa faziškai moduluotu. Verta paminėti, jog spektro plitimas ir galutinė forma priklauso ne tik nuo intensyvumo bei netiesiškumo parametro bet ir nuo pradinio impulso formos [14]. Gauso formos žadinančiajam impulsui sklindant netiesine terpe dažnių poslinkis yra simetriškas žadinančio impulso centrinio dažnio atžvilgiu, nes impulsas yra simetriškas. Jei žadinantysis impulsas nėra simetriškas, spektro plitimo lygis skiriasi centrinio dažnio atžvilgiu į mažesnių ir didesnių dažnių puses.

Optinėse skaidulose galimas impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės formavimas netiesinio impulsų plėtimo metu. Galutinė formuojamų impulsų forma priklauso nuo pradinių impulso laikinių ir spektrinių parametrų, intensyvumo bei nuo optinės skaidulos ilgio. Impulsų spektras gali įgauti stačiakampę formą, kai pradinis impulsas yra Gauso formos bei pasižymi pakankamai siauru spektro pločiu [14]. Pavyzdžiui 2a pav. parodyta, kai pradinis impulsas (10 ps trukmės, 0,15 nm spektro pločio, 470 W smailinio intensyvumo) nusklidęs 50 metrų ilgio vienamode optine skaidula įgauna stačiakampę spektrinės gaubtinės formą. Kai pradinio impulso trukmė yra trumpesnė (1 ps), o spektro plotis atitinkamai platesnis (1,55 nm), esant tam pačiam impulso smailiniam intensyvumui, impulsas nusklidęs 50 metrų ilgio vienamode optine skaidula įgauna trikampę spektrinės gaubtinės formą (2b pav.).

Taigi, paprastas impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės formavimas yra galimas netiesinio plėtimo metu dėl fazės moduliavimosi [14, 15, 16]. Šio proceso metu ne tik žymiai praplečiamas impulsų spektras, tačiau ir suformuojamas norimas spektrinis pasiskirstymas priklausomai nuo pradinių impulsų parametrų.



2 pav.: Stačiakampės (a) ir trikampės (b) formos impulsų spektro formavimas netiesinio plėtimo metu vienamodėje optinėje skaiduloje. Spektrai vaizduojami paveikslėliuose suskaičiuoti skaitmeninių modeliavimų metu pradinis Gauso formos impulsus plečiant 50 metrų ilgio optinėje skaiduloje įskaičius antros eilės dispersijos ir netiesiškumo parametrus

3 Ultratrumpųjų impulsų šaltinis

3.1 Solitoninis režimas lazeryje

Šiame darbe yra tiriami skaiduliniai ultratrumpųjų impulsų osciliatoriai, veikiantys vidutiniame solitoniniame režime. Šiame skyrelyje apibrėžiama, kas yra solitonai bei solitoninis režimas lazeryje. Taip pat apžvelgiama, kokiomis ypatybėmis pasižymi tokiam režimui veikiantys skaiduliniai osciliatoriai.

Netiesinė Šrėdingerio lygtis (2), aprašanti impulsų sklidimą šviesolaidyje, turi specifinį sprendinį, kurio laikinė forma nekinta sklindant šviesolaidžiu. Toks sprendinys aprašo optinį solitoną. Solitonas, bendru atveju, apibrėžiamas, kaip bangos paketas, kuris gali sklisti erdvėje ilgus atstumus nepatirdamas laikinės gaubtinės bei spektrinės sudėties transformacijos [4]. Žinoma, čia apibrėžtas idealizuotas solitoninio sprendinio atvejis, kuris gautas sprendžiant NŠL neįskaitant terpės nuostolių, taip pat neįvertinant stiprinimo, kuris yra būtinas lazerinėse sistemose. Taigi, realus kvazisolitoninis sprendinys šiek tiek skiriasi nuo idealizuoto.

Solitoninių impulsų osciliatoriuje suminė GGD vertė yra neigiama. Tokio osciliatoriaus rezonatorius gali būti sudarytas iš elementų pasižyminčių normalia ir anomalia dispersija. Tipinėje konfigūracijoje, ties $1 \mu m$ bangos ilgiu, rezonatoriuje normalia dispersija pasižymi optinė skaidula (aktyvi ir pasyvi), o anomalia dispersija - čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, kurios pagrindinė paskirtis - dispersijos kompensavimas [17]. Rezonatoriuje generuojami vidutiniai (suvidurkinti) solitoniniai impulsai. Solitoninio tipo impulso laikinė bei spektrinė forma keičiasi jam sklindant rezonatoriuje, tačiau atsistato po vieno rezonatoriaus apėjimo. Osciliatoriai, priklausomai nuo pasirinktų parametrų, generuoja nuo kelių šimtų femtosekundžių iki pikosekundžių trukmės impulsus, kurių energija pakankamai nedidelė - šimtų pikodžaulių eilės.

Pasyvios modų sinchronizacijos šviesolaidinio lazerio, veikiančio vidutiniame solitoniniame režime, generuojamas impulsų spektras, be pagrindinės Gausinės dalies, pasižymi siaurais spektriniais satelitais, kurie angliškoje literatūroje vadinami „*Kelly sidebands*“ [18]. Šie solitoniniai spektriniai komponentai atsiranda dėl solitoninės bangos ir nesolitoninės dispersinės bangos sąveikos. Dispersinė banga atskyla iš solitoninės bangos dėl periodinių perturbacijų, atsirandančių sklidimo metu rezonatoriuje. Impulsas rezonatoriuje patiria periodinius dispersijos, netiesiškumo, nuostolių, stiprinimo pokyčius ir impulso laikinės bei spektrinės charakteristikos yra perturbuojamos. Prie tam tikrų optinių dažnių solitoninė ir dispersinė bangos yra sufazuotos ir generuojamos siauros smailės impulsų spektre.

Nustačius solitoninių smailių padėtį impulsų spektre, galima įvertinti suminę terpės dispersijos vertę rezonatoriuje [19]:

$$|N| = \frac{STD}{4\pi} (\Delta\omega_N^2 + \tau^{-2}), \quad (19)$$

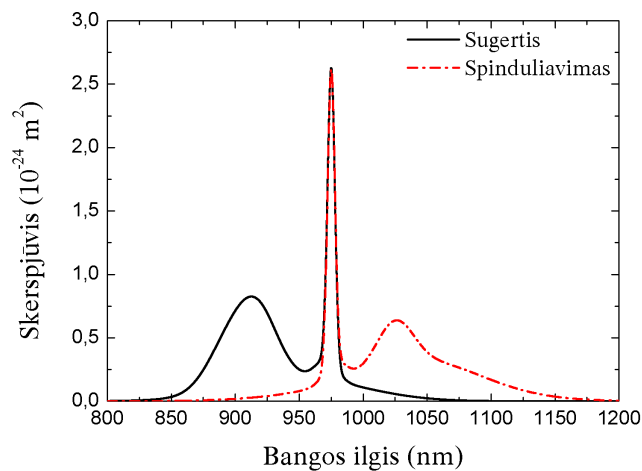
čia: N - solitoninės spektrinės smailės eilė, STD - suminė antros eilės dispersija rezonatoriuje, $\Delta\omega_N$ - dažnių pokytis tarp spektro centrinio dažnio ir solitoninės smailės centrinio

dažnio, τ - impulso trukmė. Tokiu būdu iš optinio spektro įvertinama suminė rezonatoriaus dispersijos vertė.

3.2 Aktyvi terpė

Šviesolaidiniuose lazeriuose yra naudojamos skaidulos, legiruotos retųjų žemės elementų jonais. Šiame darbe naudojama aktyvi terpė, kuri yra legiruota trivalenčiais iterbio (Yb^{3+}) jonais. Kokiomis spektrinėmis charakteristikomis pasižymi aktyvi terpė (iterbiu legiruotas stiklas) bei kaip vyksta impulsų stiprinimas skaiduloje, aprašoma šiame skyrelyje.

Aktyvaus jono spektrinės charakteristikos gali smarkiai skirtis priklausomai nuo terpės (matricos), į kurią šis yra įterptas [20]. Iterbio jonai įterpti į kvarcinį stiklą, pasižymi plačia spinduliavimo (emisijos) sritimi, nusidriekiančia nuo 900 nm iki 1150 nm su stipriomis spinduliuotės juostomis ~980 nm ir ~1030 nm bangos ilgių srityse. Tuo tarpu sugerties juosta tęsiasi 850-1050 nm srityje, leidžianti kaupinimui naudoti įvairius plačiai komerciškai prieinamus didelės galios puslaidininkinius lazerius. Pagrindiniai bangos ilgiai naudojami iterbiu legiruoto stiklo kaupinimui yra 915 nm ir 976 nm. Sugerties bei spinduliavimo spektrinės sritys pavaizduotos 3 paveikslėlyje. Sugerties skerspjūvis ties 976 nm bangos ilgiu yra kelis kartus didesnis nei 915 nm srityje, nors pastarosios sugerties spektro plotis yra kur kas platesnis. Stabilizuoto bangos ilgio, siauro spektro pločio lazeriniai diodai leidžia efektyviai išnaudoti šią 976 nm sugerties juostą. Kaupinti 915 nm bangos ilgiu mažiau efektyvu, tačiau gali būti pakankamai paranku dėl plačios sugerties spektrinės srities.



3 pav.: Iterbio jonais legiruotos skaidulos sugerties ir spinduliavimo skerspjūvių spektrai

Kaupinimas 976 nm spinduliuote turi ir daugiau privalumų. Šiuo atveju yra sumažinama sustiprintos spontaninės emisijos (SSE) lygis ties 976 nm bangos ilgiu, kuris gali riboti signalo stiprinimo koeficientą [21]. Kai norima generuoti bei stiprinti ~1 μm bangos ilgio spinduliuotę, šalutinė intensyvi SSE yra nenaudinga, nes jos generacijai sunaudojama dalis viršutinio lygmens užpildos. Naudojant 976 nm bangos ilgio kaupinimą, SSE yra generuojama ties 1030 nm bangos ilgiu. SSE lygis gali būti sumažinamas, jei lazerio generuojamas centrinis bangos ilgis yra

apie 1030 nm. Generuojant šį bangos ilgį (o ne 1064 nm, kuris dažnai sutinkamas lazerinėse sistemose) sumažinamas ne tik SSE lygis, bet ir pasiekiamas didesnis signalo stiprinimas dėl didesnio stiprinimo koeficiento ties šiuo bangos ilgiu.

Šiame darbe impulsų stiprinimas šviesolaidininėje sistemoje tiriamas remiantis matematinio modeliu, kuriame iterbio jonais legiruota skaidula yra aproksimuojama taškiniu stiprintuvu, kur fazės moduliavimosi bei dispersijos efektai yra įskaitomi tik taškinių stiprintuvą supančioje skaiduloje. Tada aktyvios skaidulos stiprinimas aprašomas lygtimi [22]:

$$G(\omega) = e^{\{(\sigma_e(\omega)N_2 - \sigma_a(\omega)N_1)L_G\}}, \quad (20)$$

čia: σ_e ir σ_a yra iterbio jonų emisijos ir sugerties skerspjūviai, N_1 ir N_2 - jonų koncentracija pagrindinėje ir sužadintoje būsenose, L_G - stiprintuvo (aktyvios skaidulos) ilgis. Šiame modelyje stiprinimo koeficiento priklausomybės nuo dažnio galima nepaisyti, kai tiriamų impulsų spektras yra žymiai siauresnis už aktyvios skaidulos stiprinimo juostos plotį.

3.3 Čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė

Šiame skyrelyje apžvelgiamas kitas labai svarbus elementas - čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė (ČŠBG). ŠBG - tai periodinė arba kintamo periodo lūžio rodiklio moduliacija šviesolaidžio šerdyje. Dėl tokios struktūros gardelė veikia kaip optinis filtras, atspindintis tam tikro bangos ilgio spinduliuotę ir praleidžiantis bangos ilgius, kurie netenkina Brego atspindžio sąlygos [23]:

$$\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda, \quad (21)$$

čia: λ_B - Brego bangos ilgis (centrinis atspindimos spinduliuotės bangos ilgis), \bar{n} - lūžio rodiklio vidurkis, Λ - gardelės periodas. ŠBG galima apibūdinti maksimalia atspindžio verte bei tam tikro pločio bangos ilgių atspindžio juosta $\Delta\lambda$, kuri priklauso nuo lūžio rodiklio pokyčio šerdyje ir Brego gardelės ilgio.

Čirpuotoje šviesolaidinėje Brego gardelėje optinis periodas $\bar{n}\Lambda$ nėra pastovus dydis, o kinta išilgai jos. Šiuo atveju Brego bangos ilgis λ_B ((21) lygtis) taip pat kinta išilgai gardelės. Dėl to, kritusios spinduliuotės skirtingo dažnio komponentai yra atspindimi skirtingose gardelės vietose, priklausomai nuo to, kur yra tenkinama Brego atspindžio sąlyga. Spinduliuotei atsispindint nuo lūžio rodiklio moduliacijos periodo didėjimo kryptimi, žemo dažnio impulso komponentai gardelėje yra vėlinami labiau nei aukšto dažnio komponentai, dėl didėjančio optinio periodo (ir Brego bangos ilgio). Toks spektrinių komponentų vėlinimas būdingas terpei, turinčiai anomaliją GGD verte. Jeigu spinduliuotė atsispindės nuo gardelės lūžio rodiklio moduliacijos periodo mažėjimo kryptimi, turėsime atvirkščią variantą - gaunama ČŠBG pasižyminti normalia GGD verte. ČŠBG dispersijos vertė D_g gali būti išreikšta priklausomybe nuo lūžio rodiklio vidurkio \bar{n} ir gardelės draustinės (atspindžio) juostos pločio $\Delta\lambda$ [23]:

$$D_g = \frac{2\bar{n}}{c\Delta\lambda}. \quad (22)$$

ČŠBG su anomalia GGD verte suteikia galimybę realizuoti visiškai skaidulinį solitoninį osciliatorių atsisakant laisvos erdvės elementų dispersijos kompensavimui [1, 17]. Čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės pasižyminčios didele teigiama GGD verte yra naudojamos laikiniam impulsų plėtimui [2]. Toks skaidulinis plėstuvus užtikrina visiškai skaidulinę faziškai moduluotų impulsų stiprinimo sistemą - leidžia atsisakyti difrakcinių gardelių plėstuvo. Šviesolaidinėje Brego gardelėje GGD ir TED vertės gali būti priderintos prie difrakcinių gardelių kompresoriaus GGD ir TED verčių, kas sistemos išėjime leidžia pasiekti aukštos kokybės femtosekundinius impulsus.

Teoriniame modelyje ČŠBG gardelė su kintančio periodo lūžio rodiklio pokyčiu padalinama į N dalių (tarsi nečirpuotų šviesolaidinių Brego gardelių) [24]. Sprendžiant surišųjų amplitudžių lygtis kiekvienam segmentui yra suskaičiuojama dvimatė matrica. Sudauginus visas N segmentų matricas, gaunama ČŠBG matricinė išraiška. Vėliau impulso atspindys atspindėjęs nuo gardelės aprašomas dažnių srityje dauginant impulso spektro gaubtinę $A(\omega)$ su kompleksiniu gardelės atspindžio koeficientu $\dot{R}(\omega)$ [22]. Taip yra įskaitoma nuo dažnio priklausantis ČŠBG atspindžio koeficientas ir įnešama dispersija.

3.4 Puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis

Vienas svarbiausių ir dažniausiai naudojamų pasyvią modų sinchronizacijos veiką lazeryje užtikrinantis elementas - įsisotinantis puslaidininkinis sugėriklis (*angl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM)*). Šio elemento apžvalga bus pabaigta trijų skyrelių serija apie pagrindinius osciliatoriaus komponentus.

Modų sinchronizacija - metodas, kuriuo remiantis osciliatoriuje yra generuojami ultratrumpieji impulsai [5]. Pasyvios modų sinchronizacijos metu atspindintis įsisotinantis puslaidininkinis sugėriklis inicijuoja ultratrumpųjų impulsų generaciją be jokio išorinio signalo (startuojama nuo kvantinio triukšmo). Šio tipo elementas pasižymi netiesine nuostolių priklausomybe nuo impulso intensyvumo - mažesniai krintančiam intensyvumui įnešami didesni nuostoliai nei didesniai intensyvumui. Tokiu būdu, mažesnio intensyvumo impulso kraštai yra slopinami (impulsas trumpėja), o centrinė dalis kiekvieno rezonatoriaus apėjimo metu yra stiprinama, kol galiausiai gaunama stabili modų sinchronizacija.

SESAM'o pagrindą sudaro Brego veidrodis, kuris leidžia elementą naudoti kaip galinį veidrodį rezonatoriuje [25]. Ant šio pagrindo yra auginami keli sluoksniai kvantinių duobių, atsakingų už įsisotinamą sugertį. Tada galimi du atvejai: ant viršaus auginamas antras Brego veidrodis (gaunama Fabri-Peró struktūra - rezonansinio tipo sugėriklis) arba padengiama antirefleksine dielektrine danga.

Pagrindiniai įsisotinamo puslaidininkinio sugėriklio parametrai, apibūdinantys netiesinį elementą yra [26]:

- Moduliacijos gylis - maksimalus atspindžio pokytis, sukeltas krintančios spinduliuotės. Reikalingas tam tikras moduliacijos gylis, užtikrinantis stabilią savaime prasidedančią modų sinchronizaciją.
- Soties intensyvumas - optinis intensyvumas reikalingas sugėriklio sugerčiai sumažinti e kartų.
- Neįsisotinantis nuostoliai - likutiniai nuostoliai, kai sugėriklis yra pilnai įsotintas. Šie nuostoliai yra nenaudingi ir siekiama juos kuo labiau sumažinti gamybos procese.
- Relaksacijos trukmė - trukmė reikalinga atsistatyti įsotinančiam sugėrikliui po jį įsotinusio impulso. Ši trukmė gali siekti nuo mažiau nei pikosekundės iki kelių šimtų pikosekundžių. Ultratrumpųjų impulsų lazeriuose relaksacijos trukmę siekiama sumažinti iki kelių pikosekundžių. Įsisotinantis sugėriklis laikomas lėtu, kai relaksacijos trukmė yra daug ilgesnė už jį praskaidrinusį impulsą ir greitai, kai relaksacijos trukmė yra žymiai trumpesnė.

Stabili modų sinchronizacija skaiduliniame lazeryje gaunama esant tam tikram aukščiau išvardintų sugėriklio parametrų rinkiniui. Parinkus neoptimalius parametrus, osciliatorius gali veikti kituose darbinuose režimuose - kokybės moduliavimo ar kokybės moduliacijos modų sinchronizacijos veikoje [26]. Tokiu atveju generuojami impulsai, kurių smailinė galia gali viršyti sugėriklio pažeidimo slenkstį - įsisotinantis sugėriklis bus pamažu ardomas.

Įsisotinčio sugėriklio nuostoliai $q(t)$ gali būti aprašomi tokia išraiška [27]:

$$q(t + t_0) = \left[q(t_0) - \frac{q_0 E_{SA}}{E_{SA} + P\tau_A} \right] e^{-\left[\frac{1}{\tau_A} + \frac{P}{E_{SA}}\right]t} + \frac{q_0 E_{SA}}{E_{SA} + P\tau_A}, \quad (23)$$

čia: q_0 - moduliacijos gylis, $P_{SA} = E_{SA}/\tau_A$ - soties galia, E_{SA} - įsisotinimo energija, τ_A - relaksacijos trukmė, P - impulso galia.

Impulso gaubtinė po sąveikos su įsisotinančiu sugėrikliu gaunama dauginant impulso spektro gaubtinę su įsisotinčio sugėriklio atspindžio koeficientu duotuoju laiko momentu. Ciklas, kai impulsas sklinda rezonatoriumi pirmyn ir atgal, yra kartojamas, kol gaunamas stabilus sprendinys, aprašantis modų sinchronizacijos metu generuojamų impulsų gaubtinę bei jų spektrą.

4 Didelės energijos impulsai šviesolaidiniame lazeryje

4.1 Optinės spinduliuotės stiprinimas didelio šerdies diametro skaidulose

Lazerinėje sistemoje faziškai moduluotų impulsų stiprinimo metu siekiama gauti kuo didesnės energijos impulsus bei pasiekti dideles vidutines spinduliuotės galias. Šiame skyrelyje aptariami technologiniai sprendimai, leidžiantys pasiekti šiuos parametrus skaidulinėje sistemoje.

Norint pasiekti gerą spinduliuotės ir impulsų kokybę stiprintuvo išėjime, spinduliuotė optinėmis skaidulomis turi sklisti vienamodžiam režime. Vienos modos palaikymo režimas apibrėžiamas, kai [28]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_{\text{šerd}} \sqrt{n_{\text{šerd}}^2 - n_{\text{ap}}^2} = \frac{2\pi}{\lambda} r_{\text{šerd}} NA < 2,405, \quad (24)$$

čia: $r_{\text{šerd}}$ - šerdies spindulys, $n_{\text{šerd}}$ ir n_{ap} - šerdies ir apvaskalo lūžio rodikliai, NA - skaitinė apertūra. Ši sąlyga (24) tenkinama didelės šerdies skaiduloms, kai skaitinė apertūra yra pakankamai maža. Tačiau skaitinės apertūros sumažinimas yra susijęs su skaidulos lenkimo nuostolių padidėjimu. Tai galiausiai riboja maksimalų modos dydį. Nepaisant to, didelės modos ploto (*angl.: large mode area (LMA)*) skaidulose, kurių šerdies diametras yra $\sim 15 \mu\text{m}$, pasiekiamas vienamodis ar kvazivienamodis režimas ir jos yra plačiai naudojamos skaiduliniuose stiprintuvuose.

Fotoninių kristalų šviesolaidžiai leidžia šerdies diametrą padidinti iki $100 \mu\text{m}$, dėl ženkliai geriau kontroliuojamų šerdies ir fotoninių kristalų apvaskalo lūžio rodiklių [29]. Vienamodis sklidimo būdas, neįprastai didelio diametro šerdimi, gali būti paaiškintas fotoninių kristalų šviesolaidžio apvaskalą laikant tam tikru modų filtru. Sklindančių modų skaičių šiame šviesolaidyje nusako vidinės struktūros geometrija - oro skylių išsidėstymas, jų dydis bei tarpusavio atstumas. Esant tam tikrai fotoninių kristalų šviesolaidžio mikrostruktūrai - užtikrinamas spinduliuotės vienos modos palaikymas. Taip pat dvigubo apvaskalo šviesolaidis gali būti suformuotas priklausomai nuo šios mikrostruktūros.

Didelio modos ploto šviesolaidžiuose šerdį gaubia vidinis apvaskalas, kuriuo sklinda kaupinimo spinduliuotė. Pakankamai didelė (iki kW eilės) kaupinimo galia gali būti įvedama į kaupinimui skirtą apvaskalą iš daugiמודžių lazerinių diodų. Kaupinimo modoms persiklojant su šerdies moda, spinduliuotė yra sugerama iterbio jonų. Iterbiu legiruotos skaidulos pasižymi mažu kvantiniu defektu ($\sim 6\%$), kas leidžia išvengti perkaitimo.

Taigi, didelio modos ploto skaidulose gali būti pasiekama didelė vidutinė galia dėl dvigubo apvaskalo šviesolaidžio struktūros, kuri užtikrina didelių vidutinių kaupinimo galių panaudojimą. Impulsų energija gali būti padidinta dėl didesnės modos diametro. Plačiau apie impulsų energiją ribojančius veiksnius aptariama sekančiame skyrelyje.

4.2 Impulsų parametrus ribojantys veiksniai

Stipri netiesinių procesų įtaka skaidulinėse lazerinėse sistemose pasireiškia dėl ilgos terpės bei mažų jos skersinių matmenų. Didelio intensyvumo (smailinės galios) impulsų generacija skaidulinėje lazerinėje sistemoje yra pakankamai sudėtingas uždavinys dėl netiesinių procesų įtakos. Efektai ribojantys impulsų energiją bei kokybę yra aptariami šiame skyrelyje.

4.2.1 Netiesinės fazės pokyčio įtaka

Skyrelyje „2.3 Fazės moduliavimas“ parodyta, jog impulsui sklindant netiesine terpe atsirandantis netiesinis fazės pokytis yra proporcingas pradinio impulso intensyvumui ir sklidimo nuotoliui (žr. (17) lygtį). Impulsui sklindant skaiduliniame stiprintuve, netiesinis fazės pokytis gali būti išreikštas B integralu [30]:

$$B = n_2 \frac{\omega_0}{c} \int_0^L I(z) dz \approx \gamma P_0 L_{ef}, \quad (25)$$

čia: B - B integralas (*rad*), $I(z)$ - impulso intensyvumas, L - skaidulos ilgis, P_0 - impulso galia stiprintuvo įėjime. Jeigu sklidimo metu impulsas yra stiprinamas, vietoje terpės ilgio L , naudojamas efektyvus ilgis L_{ef} , kuris lygus $L_{ef} = (exp(gL) - 1)/g$ esant eksponentiniam stiprinimui su pastoviu stiprinimo koeficientu g . B integralo vertė įgyjama realiame skaiduliniame stiprintuve gali būti apskaičiuojama įvertinant impulsų energijos (intensyvumo) kitimą išilgai terpės.

Faziškai moduluotų impulsų stiprinimo sistemos išėjime siekiama gauti aukštos kokybės spektriškai ribotus impulsus. Netiesinė fazė turi būti kompensuota siekiant geriausios impulsų kokybės sistemos išėjime. Spektrinę fazę galima išskleisti eilute [31]:

$$\varphi_{SP} = B (s^{(0)} + s^{(1)}\Omega + s^{(2)}\Omega^2/2 + s^{(3)}\Omega^3/6 + \dots), \quad (26)$$

čia: $s(\Omega)$ - impulsų spektras. Nulinės ir pirmosios eilės skleidimo narių galime nepaisyti, kadangi šie duoda pastovų fazės poslinkį bei impulso vėlinimą. Dalinis netiesinės fazės kompensavimas yra įmanomas difrakcinių gardelių kompresoriuje kompensavus antros eilės spektrinės fazės narį. Sąryšis siejantis netiesinės fazės pokytį (B integralą) ir antros eilės dispersiją išreikšiamas [31]:

$$B \frac{2}{\Delta\Omega_{fwhm}^2} = \beta^{(2)} L/2. \quad (27)$$

Šioje lygtyje: $\Delta\Omega_{fwhm}$ - spektro plotis pusės maksimalaus intensyvumo lygyje. Matyti, jog fazės kompensavimas stipriai priklauso nuo spektro pločio. Ši lygtis leidžia kiekybiškai įvertinti antros eilės dispersijos vertę reikalingą netiesinės fazės kompensavimui. Verta paminėti, jog šiuo atveju impulsų spektras yra aproksimuotas parabole. Geriausias spektrinės fazės kompensavimas gaunamas tada, kai impulsų spektras yra parabolės formos [31]. Kai impulsų spektras yra ne parabolės formos, spektrinės fazės aukštesnių eilių nekompensavimas sąlygoja suspaustų impulsų kokybės mažėjimą - intensyvumo mažėjimą bei laikinį impulsų plitimą. B integralo vertė atitinka tam tikrą netiesinės fazės pokytį priklausančią nuo impulsų energijos sistemos išėjime. Augant B integralo vertei, sistemos išėjime gaunami prastesnės kokybės im-

pulsai. Remiantis B integralo verte, galima nusakyti maksimalią impulsų energiją, kai sistemos išėjime gaunami aukštos kokybės impulsai.

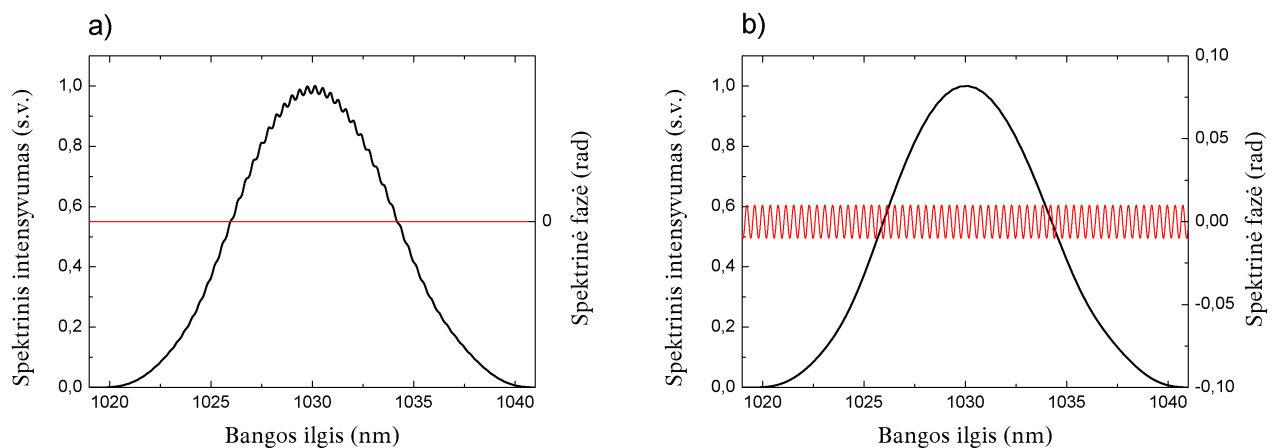
4.2.2 Spektrinių moduliacijų įtaka

Realiose lazerinėse sistemose impulsai patiria tam tikrus iškraipymus, sąlygotus spektrinės amplitudinės ir fazės moduliacijos [32, 33, 34]. Pradinių moduliacijų tipai pavaizduoti 4 paveikslėlyje. Šie veiksniai galiausiai mažina suspaustų impulsų kokybę faziškai moduluotų impulsų stiprinimo sistemos išėjime.

Viena iš spektrinės amplitudinės moduliacijos priežasčių gali būti parazitinių vidinių atspindžių buvimas optiniuose komponentuose esančiuose prieš skaidulinį galios stiprintuvą. Tai reiškia mažo intensyvumo impulsų einančių už pagrindinio impulso egzistavimą sistemoje, taigi pasireiškia šių impulsų spektrų interferencija. Interferencijos rezultatas - spektrinių ir laikinių moduliacijų atsiradimas. Netiesinio sklaidimo metu skaiduliniame stiprintuve amplitudinių moduliacijų intensyvumas didėja [32]. Šios moduliacijos galiausiai sąlygoja laikinės fazinės moduliacijos atsiradimą. Fazinės moduliacijos nekompensavimas galiausiai veda prie impulsų kontrasto mažėjimo. Taigi, kuo prastesnė impulsų kokybė yra stiprintuvo įėjime ir kuo didesnis B integralas realizuojamas stiprintuve, tuo impulsų kokybė bus prastesnė sistemos išėjime [32, 33].

Antroji impulsų iškraipymo priežastis - pradinė spektrinės fazės moduliacija [34]. Fazės moduliacija yra galima kiekvienoje faziškai moduluotų impulsų stiprinimo sistemoje. Fazės moduliaciją gali sukelti prastos paviršiaus kokybės optiniai elementai ar grupinio vėlimo netolygumai čirpuotoje šviesolaidinėje Brego gardelėje. Periodinė (sinusinė) spektrinė moduliacija sąlygoja laikinių ir spektrinių moduliacijų atsiradimą netiesinio stiprinimo metu. Dėl optinio Kero efekto (lūžio rodiklio priklausomybės nuo impulso intensyvumo), skaiduliniame stiprintuve sustiprintos moduliacijos sąlygoja impulsų skilimą, energijos mainus tarp pagrindinio ir šalutinių impulsų bei impulsų kokybės sumažėjimą sistemos išėjime.

Taigi, spektrinės amplitudinės ir fazės moduliacijos buvimas skaidulinėje sistemoje sąlygoja impulsų kokybės sumažėjimą. Eksperimentiškai sunku išskirti vieną iš impulsų kokybės



4 pav.: Pradinė spektrinė amplitudinė moduliacija (a) ir spektrinės fazės moduliacija (b)

pablogėjimo veiksnių, kadangi kokybės pablogėjimas gali būti tiek dėl šalutinių impulsų, tiek dėl fazės moduliacijos.

4.2.3 Spektro siaurėjimas dėl stiprinimo

Didelės energijos ultratrumpųjų impulsų generacija yra galima faziškai moduluotų impulsų sistemoje stiprinant plataus spektro impulsus. Efektyvus aktyvios terpės stiprinimo juostos išnaudojimas leidžia gauti femtosekundinės trukmės impulsus sistemos išėjime. Tačiau dažnai minimalią impulsų trukmę riboja impulsų spektro siaurėjimo efektas (*angl.: gain-narrowing*) [3].

Skaidulinėje faziškai moduluotų impulsų sistemoje, impulsus stiprinant daugelį kartų, stebimas impulsų spektro siaurėjimo efektas. Impulsų spektras stiprinimo metu siaurėja dėl to, jog stiprinimo koeficientas yra nevienodas skirtingiems bangos ilgiams. Labiausiai stiprinami didžiausią stiprinimo koeficientą turintys bangos ilgiai (iterbio stiklo aktyvios terpės atveju tai yra ~ 1030 nm bangos ilgis (žr. 3 pav.)), o mažesnį stiprinimo koeficientą turintys bangos ilgiai yra nustelbiami.

Spektro siaurėjimo efektas lazerinėse sistemose gali būti sumažintas įvairiais būdais modifikuojant impulsų spektrą [35, 36]. Vienas iš impulsų spektro modifikavimo būdų - spektrinių komponentių filtravimas. Spektrinių komponentių filtravimo metodikos principas remiasi didžiausią stiprinimo koeficientą turinčių spektrinių komponentių slopinimu. Stiprinimo metu prislopintos centrinės spektrinės komponentės yra stiprinamos labiau, taip atstatoma tolydi spektro forma. Tokiu atveju galutinio impulsų spektro mažesnį stiprinimo koeficientą turintys bangos ilgiai nebus nustelbti didesniu stiprinimo koeficientu pasižyminčių bangos ilgių. Šiuo būdu gautas impulsų spektras yra platesnis, lyginant su spektru, kur stiprinimo metu nebuvo naudojamas spektrinis filtravimas.

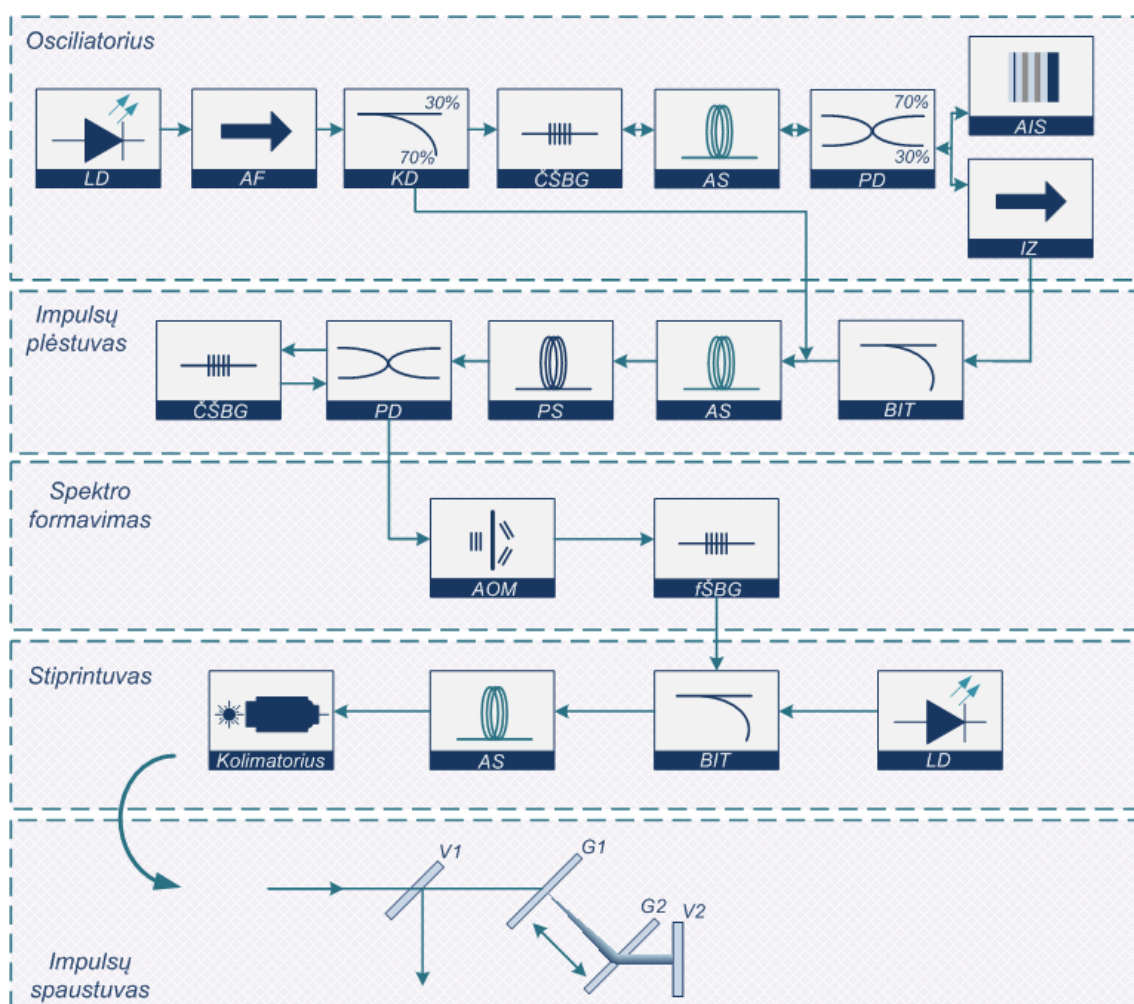
Taigi, impulsų spektro modifikavimas leidžia sumažinti spektro siaurėjimo efektą ir sistemos išėjime turėti platesnį impulsų spektrą ir trumpesnius impulsus. Šio darbo tiriamojame dalyje skaitmeniškai ir eksperimentiškai tiriamas impulsų spektro siaurėjimo efekto sumažėjimas taikant impulsų spektrinių komponentių filtravimo metodiką panaudojant šviesolaidinės Brego gardelės filtrą.

Tiriamoji dalis

5 Eksperimento schema ir prietaisai

Skaiduliniai lazeriai, priklausomai nuo impulsų parametrų, skiriasi naudojamais skaiduliniais komponentais bei pačia konfiguracija. Šio darbo pagrindinis tyrimų objektas yra didelės galios skaidulinis lazeris, kuriame osciliatoriaus generuojami impulsai yra stiprinami skaidulinuose stiprintuvuose. Principinė lazerio schema pateikiama 5 paveikslėlyje.

Šiame darbe naudojamas pasyviųjų modų sinchronizacijos skaidulinis osciliatorius, generuojantis solitoninio tipo ultratrumpuosius impulsus. Pasyviųjų modų sinchronizacijos veiką užtikrinama naudojant atspindintį įsisotinantį sugėriklį (AIS). Šis elementas, kartu su čirpuota šviesolaidine Brego gardele (ČŠBG), naudojami, kaip galiniai veidrodžiai, atspindintys spinduliuotę ir sudarydami tiesinę lazerio rezonatoriaus konfiguraciją. Aktyvi terpė - iterbio jonais



5 pav.: Principinė lazerinės sistemos schema. LD - lazerinis diodas, AF - apsauginis filtras, KD - kaupinimo daliklis, ČŠBG - čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, AS - aktyvi skaidula, PD - pluošto daliklis, AIS - atspindintis įsisotinantis sugėriklis, IZ - izoliatoriumis, BIT - bangos ilgių tankintuvas, PS - pasyvi skaidula, AOM - akustoptinis moduliatorius, fŠBG - spektrinis filtras, V1,2 - veidrodis, G1,2 - difrakcinė gardelė

legiruota skaidula. Aktyvi skaidula (AS) kaupinama 976 nm bangos ilgio lazerinio diodo (LD) spinduliuote. Šioje oscilatoriaus konfiguracijoje naudojami du pluošto dalikliai. Pirmasis - kaupinimo daliklis (KD) - padalina kaupinimo spinduliuotę į dvi dalis, kur mažesnioji naudojama oscilatoriaus kaupinimui, o antroji - priešstiprintuvio kaupinimui. Pluošto daliklis (PD) yra skirtas išvesti impulsams iš rezonatoriaus. Šioje konfiguracijoje naudojami dviejų tipų izoliatoriai: apsauginis filtras (AF), apsaugantis lazerinį diodą nuo spinduliuotės, grįžtančios iš rezonatoriaus, bei izoliatorius (IZ), nepraleidžiantis iš stiprinimo pakopų grįžtančios spinduliuotės. Visi rezonatoriuje naudojami skaiduliniai komponentai yra išlaikantys poliarizaciją. Generuojamų impulsų laikinių ir spektrinių parametrų valdymas bei optimizacija aptariama tiriamosios darbo dalies skyriuje „6. Ultratrumpųjų impulsų šaltinio tyrimai“.

Lazerinė spinduliuotė iš skaidulinio oscilatoriaus ir kaupinimo spinduliuotė sujungiama bangos ilgių tankintuvu (BIT) ir pastiprinama aktyvioje skaiduloje. Impulsų spektro plitimas dėl fazės moduliavimosi vyksta ilgoje (50 metrų) pasyvioje skaiduloje. Pagrindinis laikinis impulsų plėtimas realizuojamas impulsų plėstuve – čirpuotoje skaidulinėje Brego gardelėje. Faziškai moduluotų impulsų realizacija visiškai skaidulinėje sistemoje bei impulsų spektro siaurėjimo dėl stiprinimo tyrimas aprašytas skyriuje „7. Faziškai moduluotų impulsų parametrų valdymas“. Šiuose tyrimuose naudojamas spektrinis filtras (fšBG), paremtas šviesolaidinės Brego gardelės technologija, skirtas spektrinių komponentų filtravimui. Šių tyrimų metu impulsai buvo stiprinami iki μJ eilės energijos skirtingo šerdies diametro stiprintuvuose, impulsų pasikartojimo dažnį valdant akustooptiniu moduliatoriumi (AOM). Impulsai buvo pastiprinti aktyvioje skaiduloje iki 1 μJ energijos, kurios šerdies diametras lygus 10 μm ir iki 22 μJ fotoninių kristalų skaidulos stiprintuve (40 μm šerdis). Faziškai moduluoti impulsai lazerinėje sistemoje spaudžiami difrakcinių gardelių kompresoriuje.

Didelės vidutinės galios ir energijos impulsų stiprinimas buvo vykdomas fotoninių kristalų skaidulos stiprintuve. Plačiau apie stiprintuvo charakteristikas bei aukštos kokybės didelės energijos femtosekundinius impulsus rašoma skyriuje „8. Didelės galios visiškai skaidulinis femtosekundinis lazeris“.

Spektrinei analizei buvo naudojamas spektro analizatorius *Yokogawa AQ6373*, kurio skyra yra 0,02 nm. Impulso trukmė buvo matuota antros harmonikos intensyvumo autokoreliatoriumi (*UAB „Ekspla“*), o faziškai moduluotų impulsų trukmė - osciloskopu (dažnių juostos plotis – 20 GHz) naudojant InGaAs detektorius (dažnių juostos plotis – 5 GHz). Išvadinė oscilatoriaus spinduliuotės vidutinė galia registruota galios matuokliu *PM100D (Thorlabs)*. Skaidulos buvo nukirstos stačiu kampu 90 ± 1 laipsnis bei suvirintos *Fujikura* aparatais.

6 Ultratrumpųjų impulsų šaltinio tyrimai

6.1 Generuojamų impulsų priklausomybė nuo ČŠBG dispersijos

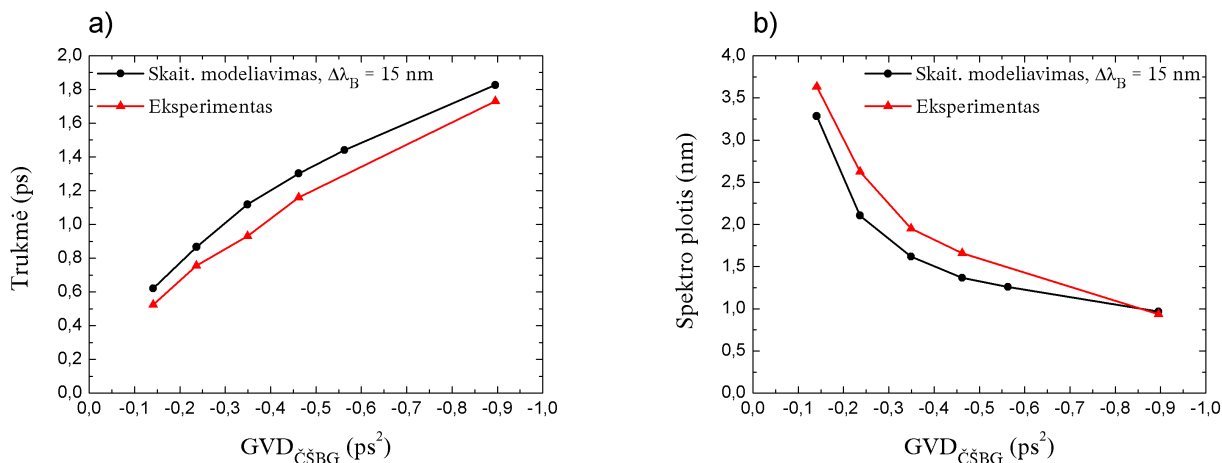
Ultratrumpųjų impulsų šaltinio išėjimo parametrų optimizavimas yra itin svarbus siekiant skaidulinį osciliatorių panaudoti, kaip užkrato šaltinį faziškai moduluotų impulsų stiprinimui. Šių tyrimų pagrindinis tikslas yra sumodeliuoti ir eksperimentiškai ištirti ultratrumpųjų impulsų skaidulinius osciliatorius, kuriuose yra panaudotos mažos dispersijos čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės (ČŠBG) dispersijos kompensavimui. Impulsų laikinių ir spektrinių parametrų priklausomybės nuo ČŠBG dispersijos tyrimo rezultatai pateikiami šiame skyrelyje.

Šiame darbe skaitmeninis modeliavimas atliktas naudojantis *Matlab* programos paketu. Pagrindinių osciliatoriaus komponentų matematinės išraiškos ir impulsų sklidimo skaiduloje skaičiavimo principai buvo aptarti teorinėje darbo dalyje.

Skirtingų skaičiavimų rezultatų palyginimui būtinas lazerio pastovaus darbinio režimo, kuriame generuojami impulsai, apibrėžimas. Remiantis teoriniu modeliu galima rasti stabilios veikos būseną, kai generuojamas vienas arba du impulsai, bei nustatyti generuojamų impulsų laikines ir spektrines gaubtines. Nusakyti slenkstinės vertės, kada prasideda modų sinchronizacija lazeryje - negalima dėl sudėtingos lazerio startavimo dinamikos. Dėl šios priežasties teorinis darbinis režimas nustatomas remiantis stabilia būsena, kai generuojami du impulsai. Šią būseną atitinkanti impulso soties energija (modelio parametras) yra padalinama iš pasirinkto koeficiento. Mažesnės impulso soties energijos atveju pereinama į vieno impulso generacijos režimą. Tokiu būdu įvedama vienoda metodika visiems skaičiavimams, apibrėžiamas darbinis osciliatoriaus režimas ir modeliuojamos impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės.

Teoriniai skaičiavimai atlikti esant fiksuotam generuojamų impulsų pasikartojimo dažniui (40 MHz). Tyrimuose naudojamos mažos dispersijos (-0,14...-0,9 ps²) čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės normalios dispersijos kompensavimui rezonatoriuje (atspindžio spektro plotis $\Delta\lambda_B$ lygus 15 nm). Osciliatoriaus išvadiniai parametrai tirti minėtoje dispersijos verčių srityje - suskaičiuotos impulsų laikinės ir spektrinės gaubtinės. Impulsų trukmės bei spektro pločio priklausomybės nuo ČŠBG dispersijos pateikiamos 6 paveikslėlyje. Matyti, jog didėjant ČŠBG dispersijai impulsų trukmė žymiai didėja, o spektro plotis - mažėja.

Teorines priklausomybes siekta pagrįsti eksperimentiniais rezultatais. Šio darbo metu surinkti penki skaiduliniai osciliatoriai, kuriuose panaudotos mažos anomalios dispersijos vertės (-0,14; -0,24; -0,35; -0,46; -0,9 ps²) ČŠBG. Išvadiniai osciliatorių parametrai buvo tiriami pakankamai plačiame 30-50 MHz impulsų pasikartojimo dažnių diapazone. Dėl eksperimentinių rezultatų sisteminimo ir lyginimo su teoriniais skaičiavimais, informacija pateikiama esant 40 MHz dažniui. Eksperimentinės impulsų trukmės bei spektro pločio priklausomybės nuo dispersijos vaizduojamos tuose pačiuose grafikuose, kaip ir teorinės kreivės (6 pav.). Mažiausia impulsų trukmė (pusės maksimalaus intensyvumo lygyje) gauta osciliatoriuje su -0,14 ps² gardele - 0,52 ps (spektro plotis pusės maksimalaus intensyvumo lygyje siekia 3,63 nm), o didžiausia su -0,9 ps² gardele - 1,73 ps (spektro plotis - 0,94 nm). Generuojami impulsai visais atvejais yra artimi spektriškai ribotiems. Generuojamų impulsų spektrų centrinis bangos ilgis



6 pav.: Impulsų trukmės (a) ir spektro pločio (b) priklausomybės nuo ČŠBG dispersijos. Grafikuose pateikiami skaitmeninio modeliavimo skaičiavimai (juoda kreivė) bei eksperimentiniai rezultatai (raudona kreivė)

buvo nevienodas. Dalies ČŠBG centrinis bangos ilgis - 1030 nm, dalies - 1064 nm. Nepaisant to, priklausomybės kitimas gaunamas tapatus - trukmės didėjimas ir spektro pločio mažėjimas didėjant ČŠBG dispersijai. Eksperimentiniu būdu ištyrus minėtus dydžius pastebėta, jog trukmės gaunamos kiek mažesnės, o spektro pločiai šiek tiek didesni nei teorinių skaičiavimų atveju.

Taigi, atlikus skaitmeninius osciliatorių išvadinių parametrų modeliavimus bei eksperimentinius tyrimus, kuriuose naudojamos mažos anomalios dispersijos vertės čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės dispersijos kompensavimui, nustatyta, jog tokie osciliatoriai generuoja ultratrumpuosius impulsus (0,52 ps - 1,73 ps) tirtame GVD diapazone. Didėjant ČŠBG dispersijai impulsų trukmė didėja, o spektro plotis mažėja.

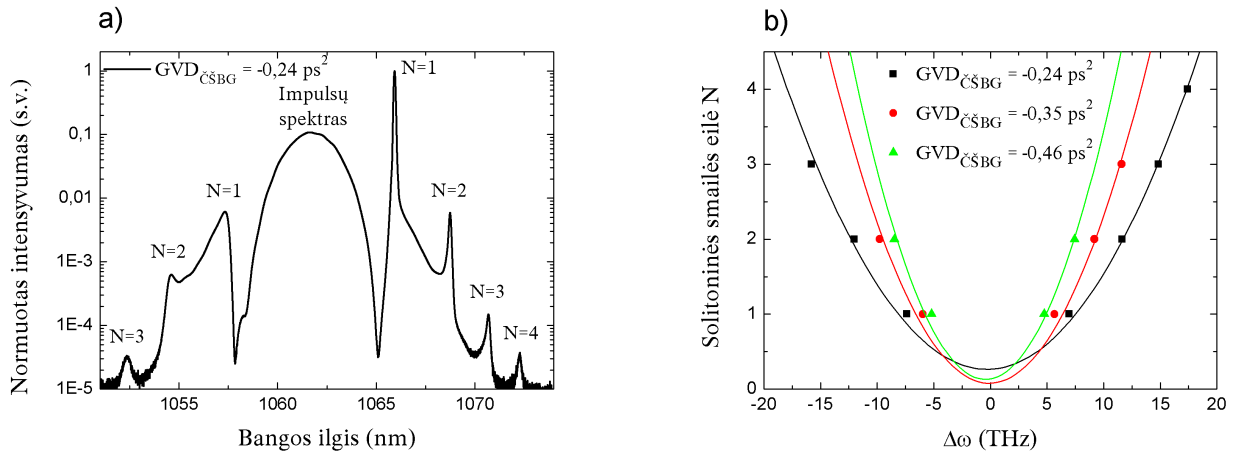
6.2 Suminės terpės dispersijos įvertinimas

Pasyvios modų sinchronizacijos skaidulinio lazerio, veikiančio vidutiniame solitoniniame režime, generuojamas impulsų spektras pasižymi siaurais spektriniais satelitais (7a pav.). Solitoninių smaيليų padėti impulsų spektre ir suminę terpės dispersijos (STD) vertę rezonatoriuje sieja (19) lygtis. Remiantis šia išraiška įvertinama STD ir patikrinama ČŠBG GVD vertės.

Parabolinė STD aproksimacija, pagal (19) lygtį, galima osciliatorių, kuriuose generuojamos kelios eilės solitoninių spektrinių smaيليų. Šia savybe pasižymėjo osciliatoriai su -0,24, -0,35 ir -0,46 ps² ČŠBG. Eksperimentiškai nustačius solitoninių smaيليų padėti spektre ir įvertinus jų poslinkį nuo pagrindinės impulsų spektro dalies, atlikta eksperimentinių taškų aproksimacija (7b pav.). Suminė terpės dispersija rezonatoriuje įvertinama įskaitant tik antros eilės dispersiją.

Iš eksperimentinių taškų teorinės aproksimacijos nustatyta, jog suminė antros eilės dispersija rezonatoriuje lygi -0,15 ps² (osciliatorius su -0,24 ps² ČŠBG). Rezonatorių, kuriuose panaudotos -0,35 ps² ir -0,46 ps² ČŠBG, suminės antros eilės dispersijos vertės atitinkamai lygios -0,29 ps² ir -0,38 ps².

Šių osciliatorių rezonatoriaus ilgis lygus 2,5 m (40 MHz impulsų pasikartojimo daž-



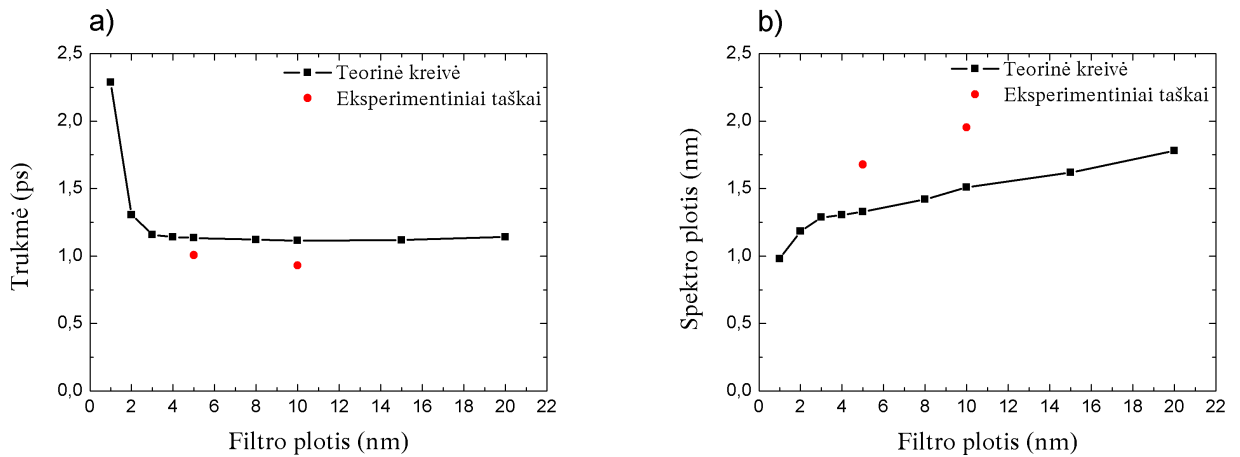
7 pav.: Solitoninio tipo skaidulinio osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras su siaurais šoniniais spektriniais satelitais (a). Solitoninės šoninės smailės poslinkis (dažnių skalėje) nuo pagrindinės impulsų spektro dalies (b). Eksperimentiniai taškai ir parabolinė aproksimacija pateikiama osciliatorių generuojamų spektrų, kuriuose panaudotos skirtingos GVD vertės ČŠBG

nis). Taigi, galima įvertinti, jog tirtais atvejais rezonatoriuje esančios skaidulos dviejų praėjimų GVD buvo lygi $\sim 0,085 \text{ ps}^2$. Kadangi rezonatoriuje esančio įsisotinančio atspindinčio sugėriklio dispersija yra itin maža ir jos nepaisoma, galima patikrinti $GVD_{\check{C}\check{S}BG}$ vertes. Pateikiamos apskaičiuotos ir gamintojų nurodytos (skliausteliuose) $GVD_{\check{C}\check{S}BG}$ vertės: $-0,236 \text{ ps}^2$ ($-0,24 \text{ ps}^2$), $-0,37 \text{ ps}^2$ ($-0,35 \text{ ps}^2$), $-0,468 \text{ ps}^2$ ($-0,46 \text{ ps}^2$). Gamintojų nurodytos $GVD_{\check{C}\check{S}BG}$ vertės ir eksperimentinių taškų aproksimacijos pagalba įvertintos vertės skiriasi 1,6-5,6%. Taigi, šis metodas yra pakankamai tikslus ne tik suminės antros eilės dispersijos vertės rezonatoriuje įvertinimui, bet ir ČŠBG dispersijos patikrinimui.

6.3 Spektrinis filtravimas rezonatoriuje

Atlikus osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmės ir spektro pločių priklausomybės nuo ČŠBG dispersijos tyrimą, buvo pastebėta, jog esant skirtingam Brego gardelės atspindžio spektro pločiui buvo gaunami netapatūs rezultatai - šiek tiek skyrėsi trukmės bei spektro pločiai. Taigi, osciliatoriaus išvadinių parametrų priklausomybė nuo ČŠBG atspindžio spektro pločio reikalauja platesnio tyrimo.

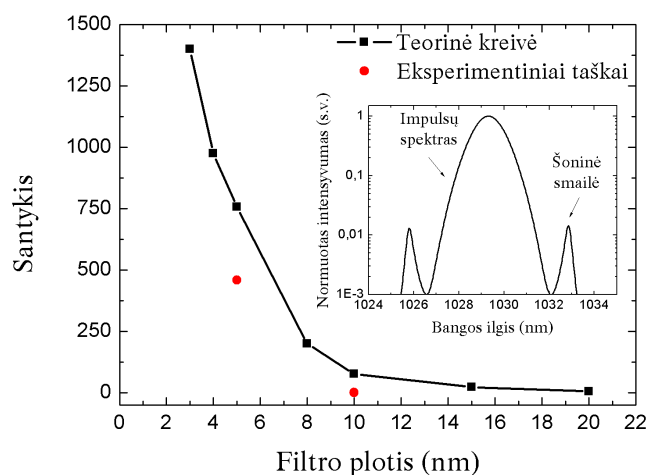
Pasirinkta osciliatoriaus konfigūracija, kurioje naudojama $-0,35 \text{ ps}^2$ dispersijos čirpuota Brego gardelė. Šis osciliatorius pasižymėjo geru stabilumu bei plačiu darbinio režimu (stabilios modų sinchronizacijos veikos sritis). Taip pat spinduliuotės charakteristikos (impulsų trukmė ir spektro plotis) yra tinkamos čirpuotų impulsų stiprinimui, panaudojant šį osciliatorių, kaip užkrato šaltinį skaiduliniuose stiprintuvuose. Pagrindinė problema - ne itin geros kokybės impulsų spektras, kurį gadina intensyvūs satelitiniai spektriniai komponentai. Taigi, osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras buvo optimizuotas keičiant Brego gardelės, atliekančios ir spektrinio filtro vaidmenį, atspindžio spektro plotį. Impulsų trukmės ir spektro pločio priklausomybės nuo šio filtro spektro pločio pateikiamos 8 paveikslėlyje. Matyti, jog didėjant filtro pločiui, impulsų trukmė praktiškai nekinta. Impulsų trukmė išauga dėl spektrinio ribojimo,



8 pav.: Osciliatoriaus, kuriame naudojama $-0,35 \text{ ps}^2$ dispersijos ČŠBG, impulsų trukmės (a) ir spektro pločio (b) priklausomybės nuo filtro spektro pločio. Grafikuose pateikiami skaitmeninio modeliavimo skaičiavimai bei eksperimentiniai taškai

kai filtro plotis tampa mažesnis už generuojamų impulsų spektro plotį. Taip pat ir spektro plotis tampa mažesnis esant ribojimui. Spektro plotis didėja, didėjant filtro pločiui, tačiau šis kitimas yra mažesnis, lyginant su priklausomybe nuo ČŠBG dispersijos. Impulsų spektro pločio didėjimas prie platesnių filtro pločių, praktiškai nekintant impulsų trukmei, reiškia, jog osciliatoriaus išėjime gaunami labiau čirpuoti impulsai.

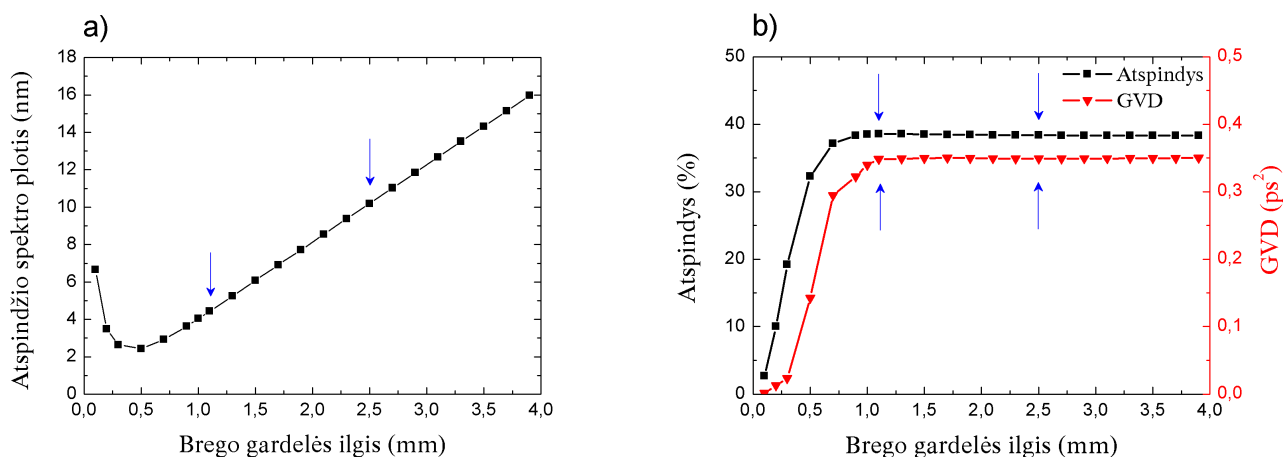
Optimizuojant lazerinio šaltinio parametrus buvo siekiama kuo labiau sumažinti solitoninio spektro šoninių smailių intensyvumą. Pagrindinės spektro smailės ir šoninės smailės intensyvumų santykio priklausomybė nuo filtro spektro pločio pavaizduota 9 paveikslėlyje. Matyti, jog santykis didėja (solitoninio spektrinio komponento intensyvumas mažėja) siaurėjant spektrui. Taigi, parinkus atitinkamo pločio filtrą, galimas efektyvus spektrinis šoninių smailių



9 pav.: Pagrindinės spektro smailės intensyvumo santykio su solitoninės šoninės spektrinės smailės intensyvumu priklausomybė nuo filtro spektro pločio. Grafikuose pateikiami skaitmeninio modeliavimo skaičiavimai bei eksperimentiniai taškai bei įterptas teoriškai suskaičiuotas impulsų spektras esant 10 nm filtro spektro pločiui

filtravimas.

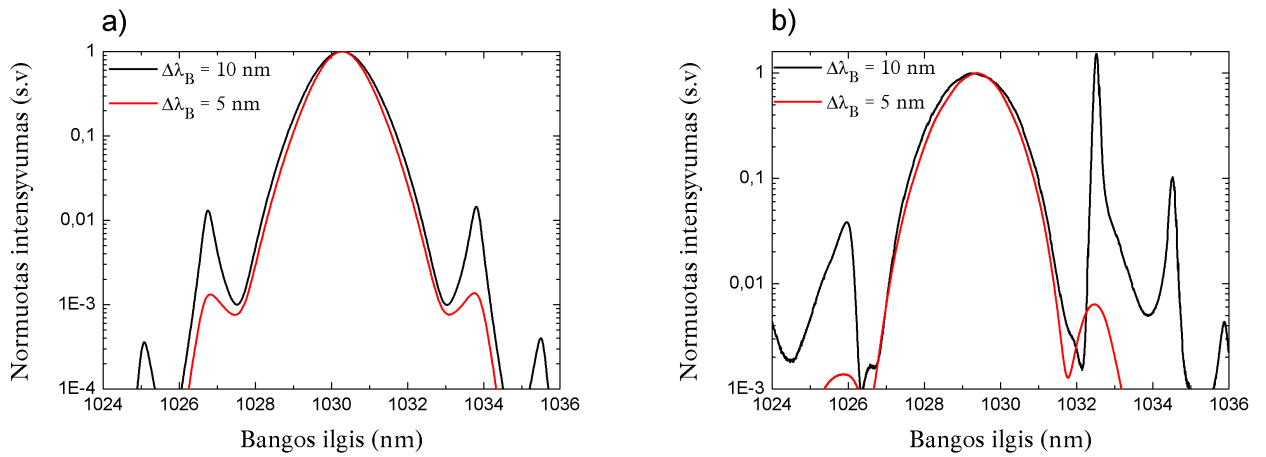
Pagrindiniai parametrai, kuriais galima varijuoti ir keisti Brego gardelės parametrus yra gardelės ilgis, lūžio rodiklio moduliacijos gylis bei čirpas (moduluoto lūžio rodiklio periodo kitimas išilgai gardelės). Skaitmeniškai sumodeliuotos Brego gardelės atspindžio spektro plotis, priklausomai nuo gardelės ilgio, kai lūžio rodiklio moduliacijos gylis bei čirpas yra fiksuoti dydžiai, pavaizduota 10a pav. Matyti, jog atspindžio spektro plotis tiesiškai priklauso nuo gardelės ilgio - šis didėja ilgėjant gardelei. Tuo tarpu maksimali atspindžio vertė bei Brego gardelės dispersija didėjant ilgiui - nekinta (10b pav.). Esant labai mažiems ilgiams (mažiau už 1 *nm*), gardelė tampa per trumpa, kad būtų įmanoma išlaikyti norimą dispersijos bei atspindžio vertę. Šie dydžiai staigiai krenta į nulį toliau mažėjant gardelės ilgiui. Itin maža ČŠBG atspindžio spektro pločio vertė nėra reikalinga. Kaip buvo matyti iš anksčiau atliktų tyrimų (8 pav.), impulsų spektras pradedamas riboti esant siauresniam filtro pločiui. Taigi optimali atspindžio spektro pločio vertė yra ~5 *nm* - tada efektyviai atliekama spektrinė solitoninės smailės filtracija. Mėlynos rodyklės 10 paveikslėlyje žymi realių gardelių vertes, su kuriomis buvo atlikti eksperimentiniai tyrimai - 5 *nm* ir 10 *nm*, o dispersija -0,35 *ps*².



10 pav.: Teoriškai suskaičiuotos Brego gardelės parametų priklausomybės nuo gardelės ilgio: atspindžio spektro pločio (a), maksimalios atspindžio vertės ir gardelės dispersijos (b). Mėlynos rodyklės žymi realių gardelių vertes, su kuriomis buvo atlikti eksperimentiniai tyrimai - 5 *nm* ir 10 *nm*, o dispersija -0,35 *ps*²

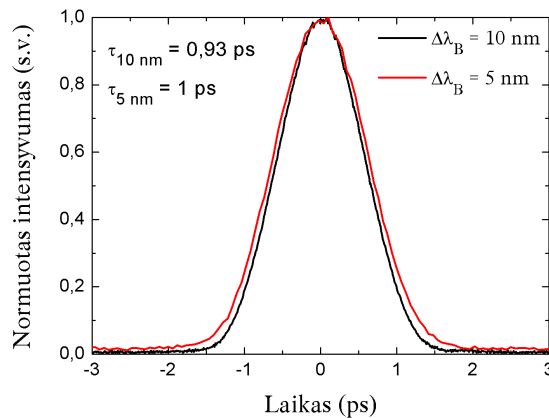
Teoriškai suskaičiuotų impulsų spektrai pavaizduoti 11a paveikslėlyje. Gaubtinės pavaizduotos logaritminėje skalėje, kad geriau būtų matyti pokytis, kai solitoninės smailės intensyvumas žymiai sumažėja vykdant spektrinę filtraciją. Eksperimentiniu būdu išmatuoti spektrai pavaizduoti šalia teorinių (11b pav.). Osciliatorius, kurio Brego gardelės atspindžio spektro plotis buvo 10 *nm*, generavo impulsų spektrą, kuriame šoninė smailė intensyvesnė už pagrindinį spektrą. Optimizuotos gardelės (atspindžio spektras - 5 *nm*) atveju, generuojamas impulsų spektras pasižymi geresne kokybe - solitoninės šoninės smailės intensyvumas žymiai mažesnis už spektro. Šis santykis priklauso ir nuo pasirinkto osciliatoriaus darbinio režimo.

Impulsų spektro plotis gaunamas šiek tiek mažesnis siauresnės Brego gardelės atveju (1,68 *nm*), nei su platesne gardele (1,95 *nm*). Impulsų autokoreliacinės kreivės pateikiamos 12 pav. Kaip ir rodo teoriniai skaičiavimai, impulsų trukmė itin nesiskiria. Optimizuotos (5 *nm*



11 pav.: Teoriškai sumodeliuoti impulsų spektrai (a) ir eksperimentiškai išmatuoti (b) prie dviejų Brego gardelės atspindžio spektro pločių

atspindžio spektro pločio) gardelės osciliatorius generuoja 1 ps trukmės impulsus, o neoptimizuotos (10 nm atspindžio spektro pločio) - 0,93 ps trukmės impulsus.



12 pav.: Eksperimentiškai išmatuotos impulsų autokoreliacinės kreivės prie dviejų Brego gardelės atspindžio spektro pločių: 5 nm ir 10 nm

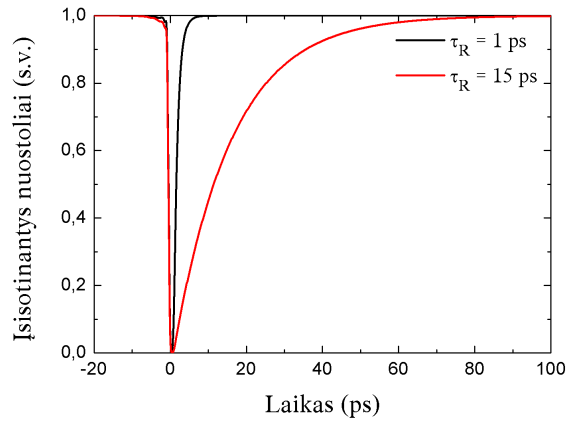
Šiame skyrelyje buvo pademonstruotas osciliatorius su optimizuota Brego gardele, generuojantis geros kokybės ~ 1 ps trukmės impulsus su spektru, kur šoninė solitoninė smailė yra kelis šimtus kartų silpnesnė už pagrindinę smailę.

6.4 Laikinė šoninių spektrinių smailių filtracija

Praeitame skyrelyje pademonstruota efektyvi solitoninio osciliatoriaus šoninių spektrinių komponentų spektrinė filtracija. Šiame skyriuje nagrinėjamas alternatyvus spektrinės kokybės gerinimo metodas - laikinė filtracija su įsisotinančiu sugėrikliu.

Atspindinčio įsisotinančio sugėriklio nuostoliai yra aprašomi teorinėje darbo dalyje (23) išraiška. Vienas iš parametru, keičiančių įsisotinančio sugėriklio nuostolius yra relaksacijos trukmė. Skaitmeniniu būdu buvo patikrinta įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmės įtaka

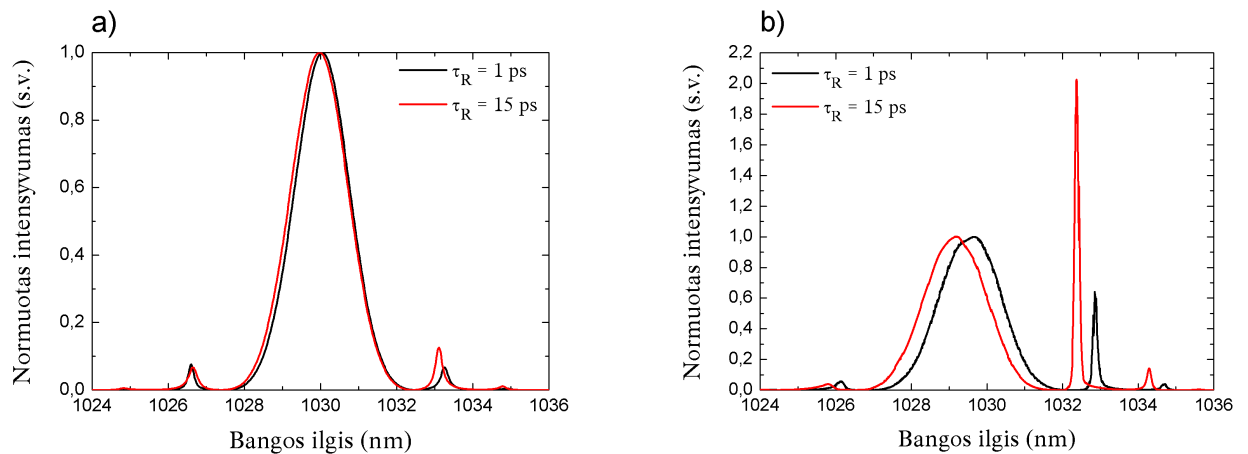
osciliatoriaus generuojamų impulsų spektrui. Atspindinčio įsisotinančio sugėriklio įsisotinančių nuostolių laikinis kitimas esant dviem skirtingoms (1 ps ir 15 ps) relaksacijos trukmėms pavaizduotos 13 pav.



13 pav.: Atspindinčio įsisotinančio sugėriklio įsisotinančių nuostolių laikinis kitimas, sužadinus trumpu ($\ll 1$ ps) impulsu

Siekiant gauti intensyvesnes šonines spektrines smailes, impulsų spektrai buvo modeliuojami naudojant plataus atspindžio spektro (10 nm) Brego gardelę (dispersija: $-0,35$ ps²). Tokiu būdu įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmės įtaka duos didesnių pokyčių impulsų spektrui. Generuojamų impulsų spektrai esant skirtingoms relaksacijos trukmėms pavaizduoti 14a paveikslėlyje. Matyti, jog esant mažesnei relaksacijos trukmei (1 ps) solitoninės spektrinės smailės intensyvumas sumažėja apie 2 kartus, lyginant su didesne relaksacijos trukme (15 ps).

Remiantis skaitmeninio modeliavimo rezultatais buvo atlikti eksperimentiniai tyrimai. Osciliatoriuje naudojama ta pati $-0,35$ ps² (atspindžio spektro plotis - 10 nm) Brego gardelė, kurią naudojant generuojama intensyvi šoninė spektrinė smailė. Pasyvios modų sinchronizacijos realizacijai rezonatoriuje panaudoti du atspindintys įsisotinantys sugėrikliai, kurių relaksacijos trukmės analogiškos teoriškai modeliuotoms (1 ps ir 15 ps). Išmatuoti impulsų spektrai lyginami



14 pav.: Teoriškai sumodeliuoti impulsų spektrai (a) ir eksperimentiškai išmatuoti (b) esant skirtingoms (1 ps ir 15 ps) įsisotinančio sugėriklio relaksacijos trukmėms

14b pav. Solitoninių spektrinių komponentų intensyvumas sumažėja apie 3 kartus, naudojant mažesnės relaksacijos trukmės įsisotinantį sugėriklį. Mažesnės relaksacijos trukmės įsisotinantis sugėriklis būna įsotintas (gerai atspindi lazerinę spinduliuotę) trumpesnį laiko tarpą. Šoninės spektrinės smailės sumažėjimo efektą galima įsivaizduoti, kaip kaupiamąjį procesą. Siaura spektrinė smailė atitinka ilgą impulsą laikinėje skalėje. Sumažinus laiko langą, kai sugėriklis yra įsotintas, sumažinamas ir spinduliuotės kiekis, kuris generuojamas šoninės spektrinės smailės. Nors satelitiniai spektriniai komponentai ir yra sumažinami impulsų spektre, tačiau spektrinė kokybė nėra gera. Centrinė smailė yra vos du kartus intensyvesnė už šoninę spektrinę juostą esančią ties ilgesnėmis bangomis.

Taigi, pademonstruota, jog šoninius spektrinius komponentus galima filtruoti vykdant laikę filtraciją - mažinant įsisotinancio sugėriklio relaksacijos trukmę. Tačiau šis metodas nėra pranašesnis už spektrinę filtraciją, aprašytą praeitame skyrelyje.

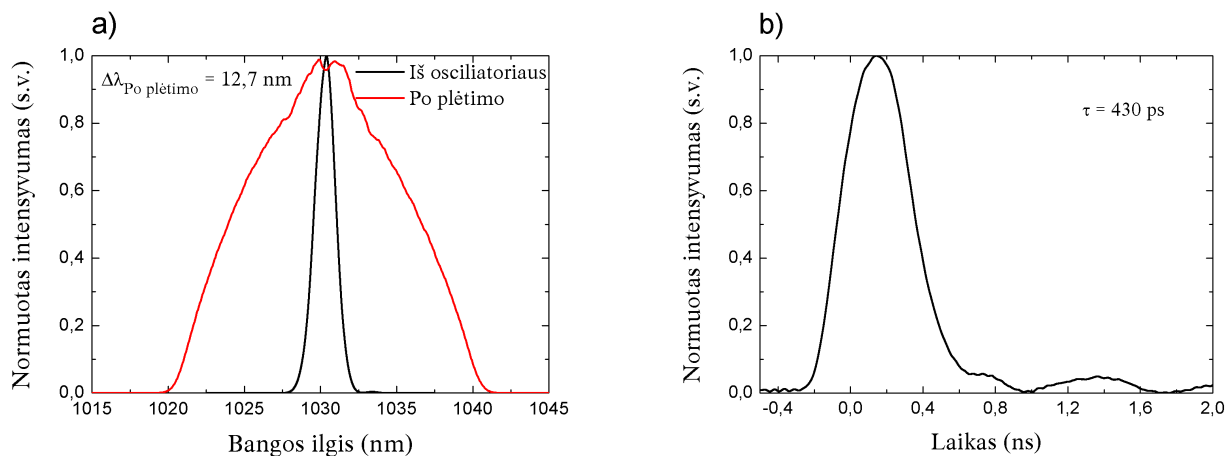
7 Faziškai moduluotų impulsų parametru valdymas

7.1 Faziškai moduluoti impulsai skaiduliniame lazeryje

Užkrato šaltinis, naudojamas faziškai moduluotų impulsų gavimui skaiduliniame lazeryje, turi atitikti tam tikrus reikalavimus. Osciliatoriaus generuojami impulsai turi pasižymėti itin gera impulsų laikine ir spektrine kokybe. Osciliatoriaus išvadinių parametru optimizavimas leido sukurti užkrato šaltinį, tinkamą skaidulinei faziškai moduluotų impulsų stiprinimo sistemai. Efektyvi spektrinė filtracija užtikrino geresnę spektrinę ir laikinę impulsų kokybę. Optimizavus ČŠBG parametrus (kai filtro atspindžio spektro plotis buvo 5 nm), osciliatorius generavo impulsus, kurių trukmė siekė 1 ps, o spektro plotis – 1,68 nm.

Skaidulinis užkrato šaltinis su minėtais išvadinais parametrais naudojamas tolimesniuose tyrimuose. Impulsų fazės moduliavimosi ir laikinio plėtimo principinė schema pateikta 5 pav. „Impulsų plėstuvus“ segmente. Impulsų spektro plitimas dėl fazės moduliavimosi priklauso nuo impulsų energijos. Osciliatoriaus generuojamų impulsų energija (apie 20 pJ) nėra pakankama inicijuoti efektyviam impulsų spektro plitimui. Dėl šios priežasties, prieš ilgą pasyvią skaidulą, skirtą netiesiniam impulsų plitimui, impulsai yra sustiprinami iki 600 pJ energijos. Impulsui sklindant kubinio netiesiškumo terpe (kvarciniu šviesolaidžiu) dėl fazės moduliavimosi atsiranda nešančiojo dažnio moduliacija, kuri impulsų spektrą praturtina naujais dažnių komponentais. Dėl šios priežasties impulsų spektras išplinta nuo 1,68 nm pradinio spektro pločio iki 12,7 nm. Impulsų spektrai pavaizduoti 15a paveikslėlyje. Impulsų trukmė, dėl teigiamos stiklo grupinių greičių dispersijos (GGD) vertės, atitinkamai padidėjo nuo 1 ps iki maždaug 20 ps.

Optinėje skaiduloje laikiniam impulsų plėtimui buvo naudojama čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, turinti pakankamai didelę grupinio vėlinimo dispersijos (GVD) vertę – 11,25 ps². Vėlesniuose tyrimuose buvo naudojama dvigubai didesnę (22,3 ps²) GVD vertę turinti gardelė, leidžianti impulsų trukmę padidinti nuo pradinės 1 ps, generuojamos osciliatoriaus, iki 430 ps. Ši faziškai moduluotų impulsų trukmė buvo pamatuota osciloskopu ir puslaidininkiniu InGaAs detektoriumi. Matavimo rezultatas pateikiamas 15b pav. Grafike matomos osciliacijos nėra



15 pav.: Eksperimentiškai išmatuotas pradinis impulsų spektras iš skaidulinio oscilatoriaus ir faziškai moduluotų impulsų spektras po netiesinio impulsų plėtimo ilgoje (50 metrų) pasyvioje skaiduloje (a). Eksperimentiškai išmatuotas (matuota osciloskopu ir puslaidininkiniu InGaAs detektoriumi) faziškai moduluotas impulsas, kurio trukmė papildomai padidinta panaudojus $22,3 \text{ ps}^2$ GVD ČŠBG (b)

laikinė impulso dalis, o matavimo iškraipymai.

Taigi, skaiduliniame lazeryje yra realizuojami faziškai moduluoti impulsai. Pirmajame etape impulsų spektras buvo išplėstas iki $12,7 \text{ nm}$, o vėliau impulsų trukmė pailginta iki 430 ps . Tokie faziškai moduluoti impulsai buvo stiprinami skaiduliniuose stiprintuvuose.

7.2 Dispersijos kompensavimas ir valdymas

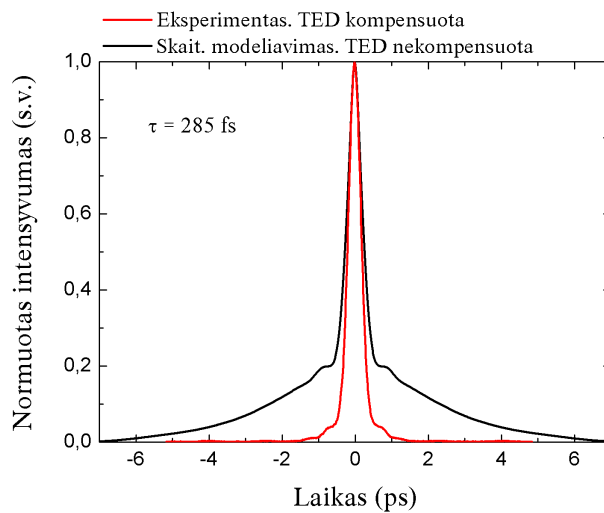
Siekiant gauti didelės energijos femtosekundinius impulsus šviesolaidinės sistemos išėjime, faziškai moduluoti impulsai yra spaudžiami difrakcinių gardelių kompresoriumi. Tiek antros eilės dispersijos, tiek trečios eilės dispersijos kompensavimas yra svarbus veiksnys, siekiant gauti aukštos kokybės femtosekundinės trukmės impulsus sistemos išėjime. Apie dispersijos kompensavimo ir valdymo galimybes šviesolaidinėje lazerinėje sistemoje rašoma šiame skyrelyje.

Faziškai moduluoti impulsai gali būti gauti šviesolaidinėje lazerinėje sistemoje, kurioje naudojama ilga (pvz.: 1000 m) normalios dispersijos skaidula. Tokio ilgio skaiduloje impulsai yra išplečiami laike dėl teigiamos grupinių greičių dispersijos ir dažnių srityje – dėl fazės moduliavimo. Nesunku įvertinti (remiantis 1 pav. pateikiamais skaičiavimų rezultatais), jog 1000 metrų ilgio skaidulos GVD apytiksliai lygi 19 ps^2 , o TED lygi $0,042 \text{ ps}^3$. GVD ir TED vertės yra teigiami dydžiai. Impulsų suspaudimui naudojamo difrakcinių gardelių kompresoriaus GGD yra neigiama, tačiau TED, kaip ir skaidulos, teigiama. Taigi ši metodika turi trūkumą – kai impulsai yra spaudžiami kompensuojant GVD, TED lieka nekompensuota. Tai lemia žemą suspaustų impulsų kokybę.

Faziškai moduluotų impulsų gavimas naudojant čirpuotą šviesolaidinę Brego gardelę (ČŠBG) buvo aprašytas praeitame skyrelyje. Čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė gali būti suprojektuota taip, jog turėtų teigiamą GVD ir neigiamą TED vertę. Taip šis elementas ne tik plečia impulsus laike iki kelių šimtų pikosekundžių trukmės, bet ir leidžia kompensuoti komp-

resoriaus ir skaidulos trečios eilės dispersiją. Dar vienas pranašumas, lyginant su ilga skaidula, jog ČŠBG yra kompaktiška (kelių centimetrų ilgio ČŠBG atstoja šimtus metrų skaidulos, tai pačiai trukmei gauti).

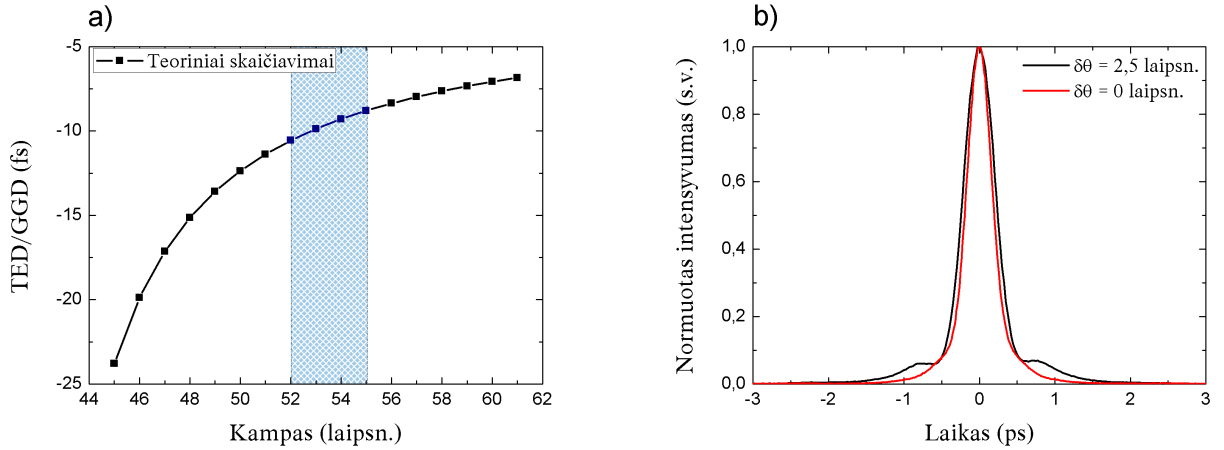
Atliktas tyrimas, kurio metu buvo pademonstruota TED kompensavimo svarba aukštos kokybės femtosekundinių impulsų generavimui sistemos išėjime. Tyrimuose buvo naudota šviesolaidinė Brego gardelė, kurios GVD lygi $11,25 \text{ ps}^2$ ir $-0,09 \text{ ps}^3$ TED. Impulsai, kurie išplėsti iki 200 ps , buvo pastiprinti iterbio jonais legiruotoje skaiduloje iki $1 \mu\text{J}$ energijos ir suspausti difrakcinių gardelių kompresoriuje. Suspaustų impulsų trukmė buvo 285 fs (16 pav.). Suspausto impulso gaubtinė artima teorinei Gauso funkcijai. Mažo intensyvumo pjedestalas galėjo atsirasti dėl aukštesnių dispersijos eilių įtakos ir netiesinės fazės poslinkio. Teoriškai įvertinta impulsų autokoreliacinė kreivė, kai TED nėra kompensuojama. Matyti, jog šiuo atveju autokoreliacinėje kreivėje stebimas pikosekundinis pjedestalas dėl TED, kurios nepavyksta kompensuoti difrakcinių gardelių kompresoriumi.



16 pav.: Suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės, kai kompresoriaus įnešama trečios eilės dispersija (TED) kompensuojama (eksperimentinė kreivė) ir kai nekompensuojama (skaitmeniškai suskaičiuota kreivė)

Šis dispersijos kompensavimo metodas nesuteikia laisvės derinti suminę sistemos dispersiją keičiant sistemos konfigūraciją. Dispersijos derinimą galima atlikti difrakcinių gardelių kompresoriumi. Kintant spinduliuotės kritimo kampui į difrakcinę gardelę, kinta TED ir GGD santykis. Teorinė kreivė, vaizduojanti šio santykio kitimą priklausomai nuo spinduliuotės kritimo kampo, pateikiama 17a pav. Eksperimentiškai patikrintas intervalas grafike yra paryškintas. Pateikiamos dvi išmatuotos autokoreliacinės kreivės (17b pav.) atitinkančios atvejus - kai TED yra kompensuota ir nekompensuota (išderintas gardelės kampas). Stebimas impulsų kontrasto pablogėjimas tolstant nuo optimalaus kritimo kampo.

Taigi, skaidulinėje faziškai moduluotų impulsų sistemoje antros eilės dispersijos kompensavimas atliekamas difrakcinių gardelių kompresoriumi. Trečios eilės dispersija kompensuojama šviesolaidinėje Brego gardelėje, atsižvelgiant į bendrą sistemos TED vertę. GGD ir TED santykis gali būti derinamas keičiant spinduliuotės kritimo kampą į kompresoriaus dif-



17 pav.: TED/GGD santykio valdymas priklausomai nuo spinduliuotės kritimo kampo į difrakcinę gardelę (a). Eksperimentiškai patikrintas intervalas grafike yra paryškintas mėlyna spalva. Eksperimentiškai išmatuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės esant skirtingiems spinduliuotės kritimo kampams į difrakcinę gardelę (b). Čia optimalus kritimo kampas, kai $\delta\Theta = 0$ laipsn.

rakinę gardelę. Ši derinimo galimybė leidžia optimizuoti išeinančių impulsų trukmę ir laikinį kontrastą.

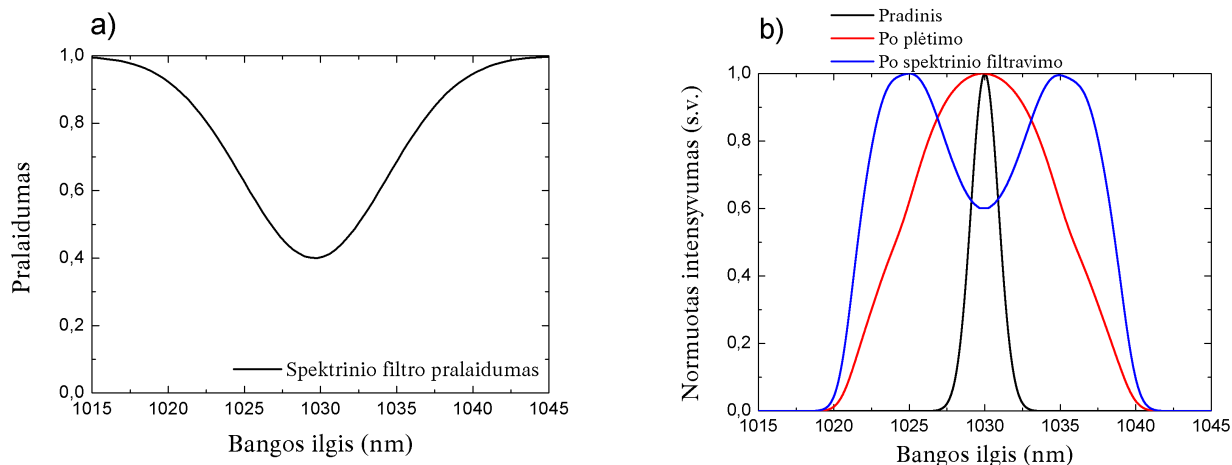
7.3 Skaitmeninis impulsų spektro formavimo tyrimas

Faziškai moduluotus impulsus stiprinant skaiduliniuose stiprintuvuose susiduriama su fundamentine problema - impulsų spektro siaurėjimu dėl stiprinimo. Esant dideliems impulsų stiprinimams, tai tampa pagrindiniu impulsų trukmės ribojimu lazerinės sistemos išėjime.

Šių tyrimų metu buvo atliktas supaprastintas skaitmeninis impulsų modeliavimas, remiantis eksperimentinėmis parametru vertėmis gaunamomis skaiduliniame lazeryje. Iš pradžių buvo apibrėžtas 0,5 nJ energijos Gausinio pasiskirstymo impulsas, kurio trukmė lygi 1 ps, spektro plotis - 1,68 nm. Impulso spektras buvo skaitmeniškai išplėstas iki 11,8 nm pločio dėl fazės moduliavimosi 50 metrų ilgio šviesolaidyje, įskaičius antros eilės dispersijos ir netiesiškumo parametrus. Pradinis impulsų spektras ir spektras po plėtimo vaizduojami 18b paveikslėlyje (juoda ir raudona kreivės).

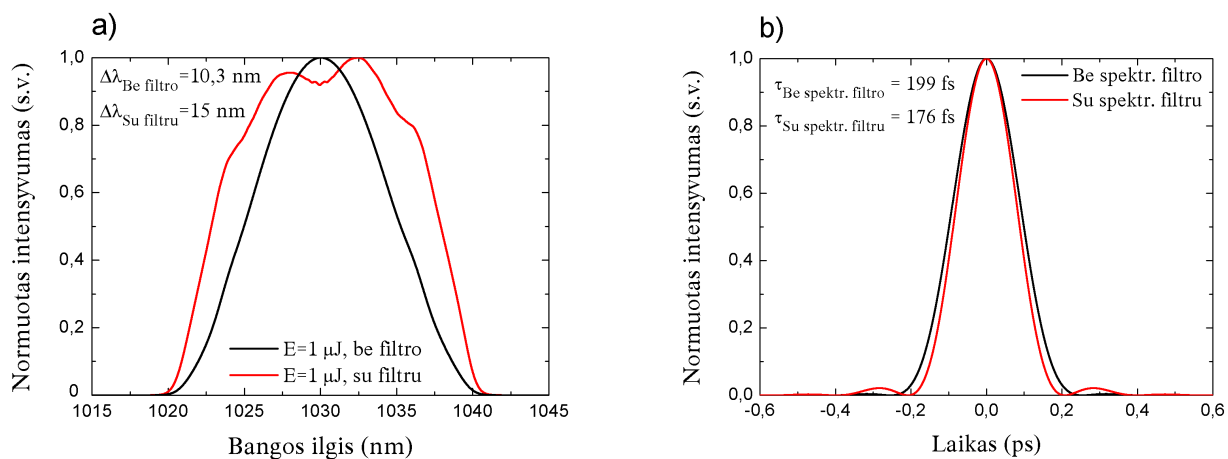
Turint platų impulsų spektrą buvo vykdomas spektrinių komponentių filtravimas. Filtravimui naudojamas invertuoto Gausinio pasiskirstymo filtras (18a pav.), kurio plotis pusės maksimalaus intensyvumo lygyje lygus 11 nm. Tokiu filtru labiausiai atenuojamos spektrinės komponentės ties centriniu bangos ilgiu (pralaidumo koeficientas - 0,4), o šoninės spektrinės komponentės slopinamos mažiau. Lazero spinduliuotės spektras, praėjus šį filtrą, pavaizduotas 18b pav. Naudojant filtrą suformuojamas impulsų spektras, kurio centrinio bangos ilgio spektrinių komponentių intensyvumas yra mažesnis, nei kraštinių bangos ilgių.

Impulsai, kurių spektrai pateikiami 18b pav. buvo skaitmeniškai stiprinami iki 1 μJ energijos. Impulsų spektro plotis pusės maksimalaus intensyvumo lygyje, kai nevykdomas spektrinis filtravimas siekė 10,3 nm, o spektrinio filtravimo atveju - 15 nm (19a pav.). Ma-



18 pav.: Filtravimui naudojamo invertuoto Gausinio pasiskirstymo filtro pralaidumo funkcija (a). Skaitmeniškai sumodeliuoti impulsų spektrai skirtinguose spektro formavimo etapuose (b). Juoda kreivė - pradinis impulsų spektras, raudona kreivė - spektras po skaitmeninio impulsų plėtimo, mėlyna kreivė - lazerio spinduliuotės spektras, praėjus spektrinį filtrą

tomas žymus spektro pločių skirtumas. Atlikus šių spektrų Furjė transformaciją, įvertinama spektriškai ribotų impulsų trukmė. Trumpesni impulsai gaunami taikant filtravimo metodiką. Impulso trukmė pusės maksimalaus intensyvumo lygyje spektrinio filtravimo atveju yra 176fs , o atveju, kai nebuvo taikomas spektrinis filtravimas – 199fs (19b pav.). Spektro pločiui skiriantis beveik 5nm ($\sim 45\%$), minimali impulsų trukmė skiriasi 23fs ($\sim 12\%$). Taip yra dėl to, kad impulsų spektro formavimo metodika leidžia suformuoti platesnį spektrą, taip pat ir trumpesnės trukmės impulsus.

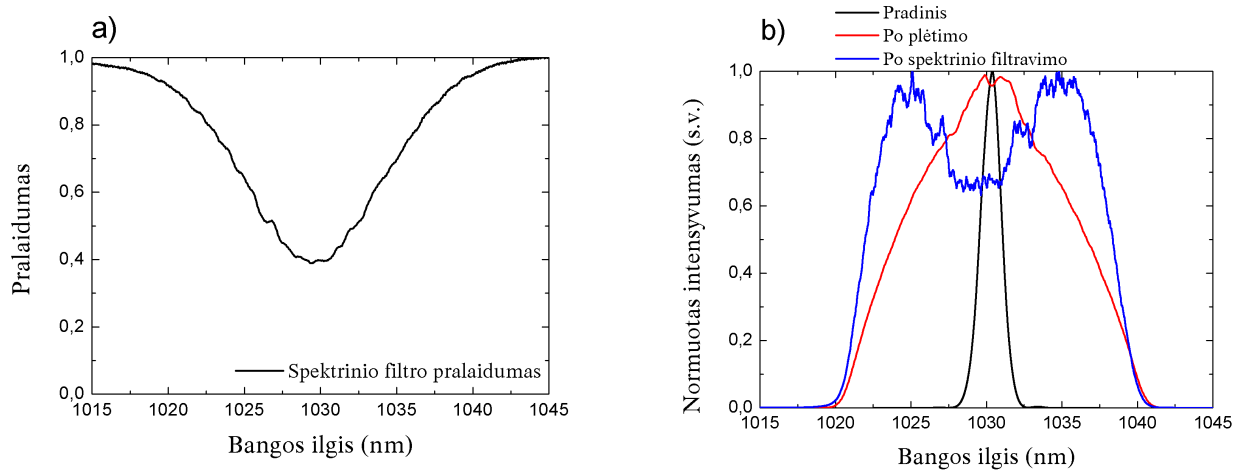


19 pav.: Skaitmeniškai sumodeliuotų ir sustiprintų impulsų spektrai (a) ir juos atitinkantys spektriškai riboti impulsai (b) naudojant ir nenaudojant spektrinio filtravimo

7.4 Eksperimentinis impulsų spektro formavimo tyrimas

Skaitmeninio modeliavimo rezultatai parodė, jog naudojant impulsų spektro filtravimo metodiką lazerinės sistemos išėjime įmanoma gauti platesnį impulsų spektrą ir trumpesnius impulsus. Toliau buvo atlikti eksperimentiniai tyrimai, kurie pristatomi šiame skyrelyje.

Filtravimo metodikos principas eksperimentiniuose tyrimuose išlaikomas toks pat, kaip teorinio modeliavimo atveju. Faziškai moduluotų impulsų realizacija realioje skaidulinėje sistemoje jau buvo aptarta skyrelyje „7.1 Faziškai moduluoti impulsai skaiduliniame lazeryje“. Čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė impulsus laike išplėtė iki 430 ps trukmės (spektro plotis - 12,7 nm). Šių laikinių bei spektrinių charakteristikų signalas patenka į spektro formavimo pakopą (žr. principinę lazerio schemą - 5 pav.). Spektrinio filtro funkciją atliko skaidulinė Brego gardelė su specialiai parinktu pralaidumo profiliu - centrinės spektrinės komponentės slopinamos kraštinių atžvilgiu. Eksperimentuose naudoto filtro pralaidumo funkcija vaizduojama 20a paveikslėlyje. Faziškai moduluoto impulso spektras yra modifikuojamas, kai spinduliuotė praeina šį spektrinį filtrą: centrinio bangos ilgio spektrinės komponentės yra nufiltruojamos ir taip sukuriamas įdubimas impulsų spektre (20b pav.). Išfiltruotame spektre matomi spektriniai netolygumai atkartoja filtro pralaidumo funkcijos netolygumus. Šių netolygumų būtų galima išvengti naudojant filtrą su glotnesniu pralaidumo profiliu (artimesniu teorinei Gauso funkcijai).



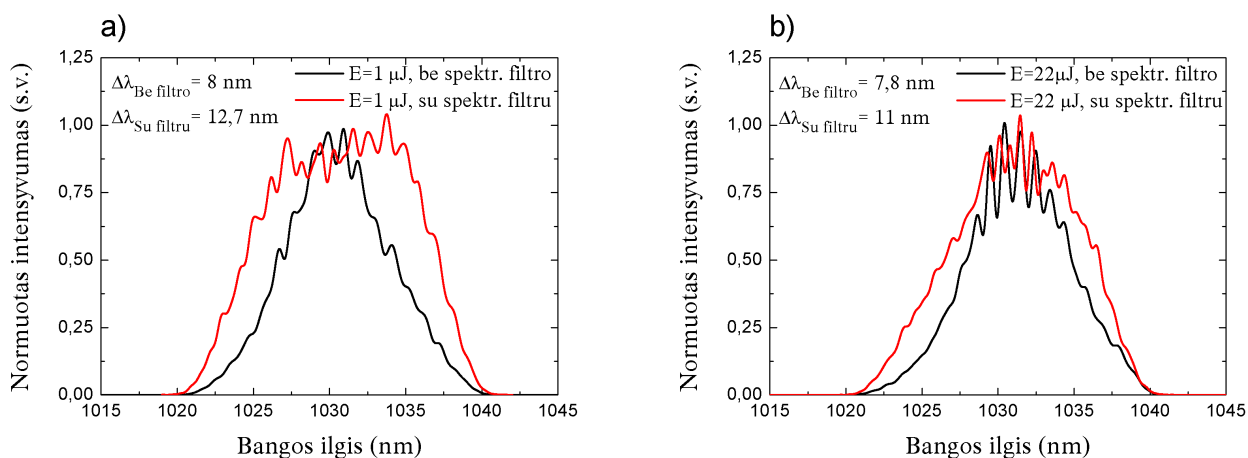
20 pav.: Filtravimui naudojamo realaus filtro pralaidumo funkcija (a). Eksperimentiškai išmatuoti impulsų spektrai skirtinguose spektro formavimo etapuose (b). Juoda kreivė - pradinis impulsų spektras, raudona kreivė - spektras po netiesinio impulsų plėtimo pasyvioje skaiduloje, mėlyna kreivė - lazerio spinduliuotės spektras, praėjus spektrinį filtrą

Impulsų pasikartojimo dažnio valdymui buvo naudojamas akustooptinis modulatorius. Eksperimentinių tyrimų metu impulsų pasikartojimo dažnis buvo mažinamas nuo pradinių 40 MHz, generuojamų osciliatoriaus, iki kelių šimtų kHz. Mažesnio pasikartojimo dažnio impulsai skaiduliniame stiprintuve gali būti sustiprinti iki didesnių energijų esant tai pačiai kaupinimo galiai.

Impulsų spektro siaurėjimo dėl stiprinimo efekto sumažėjimo tyrimas, taikant impulsų spektrinių komponentių filtravimo metodiką, buvo atliekamas impulsus stiprinant dviejuose skirtinguose skaiduliniuose stiprintuvuose. Impulsai, kurių energija lygi 0,5 nJ, buvo stiprinami iki 1 μJ energijos iterbio jonais legiruotoje skaiduloje, kurios šerdies diametras lygus 10 μm. Kaupinimo spinduliuotė (976 nm bangos ilgis) įvedama į 125 μm skersmens skaidulos apvaskalą. Spinduliuotei sklindant apvaskalu, ši persikloja su šerdimi ir joje yra sugerama iterbio jonų. Užkrato spinduliuotės stiprinimui iki dešimčių μJ energijos buvo naudojamas fotoninių kristalų skaidulos 40 μm šerdies diametro stiprintuvas. Didesnio šerdies ploto aktyvi skaidula leidžia

sustiprinti impulsus iki didesnių energijų. Šiuo atveju kaupinimo spinduliuotė buvo įvedama į 200 μm skersmens skaidulos apvalkalą per laisvą erdvę, priešinga signalo sklidimo kryptimi.

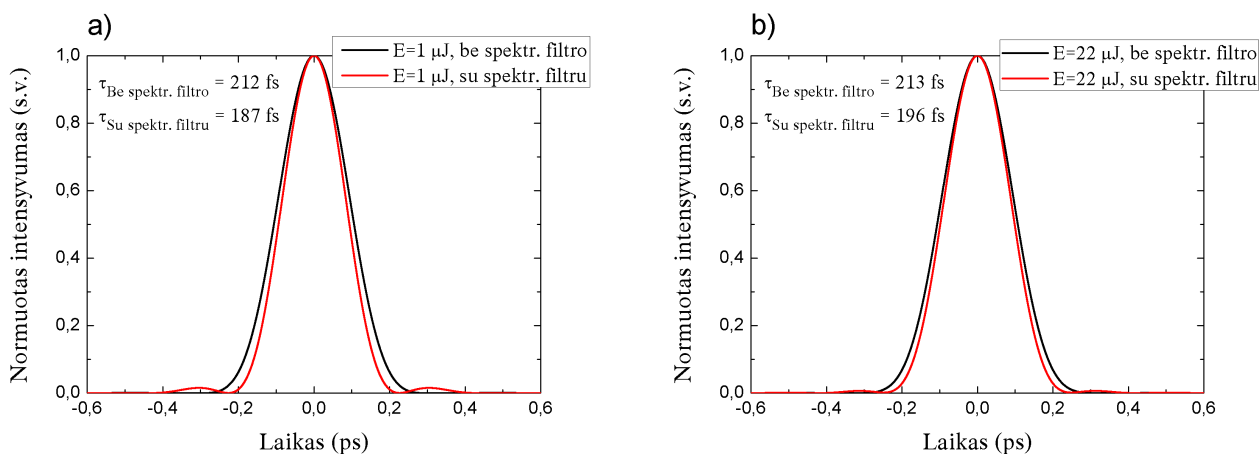
Filtravimo efektyvumo įvertinimui, kaip ir teorinių skaičiavimų atveju, lyginami sustiprintų impulsų spektrai, kai spektrinis filtravimas neatliekamas ir kai naudojamas spektrinis filtras. Impulsai, atitinkamuose stiprintuvuose, buvo sustiprinti iki 1 μJ bei 22 μJ energijos. Sustiprintų impulsų spektrai pavaizduoti 21 paveikslėlyje. Geresniam spektrų gaubtinės formos išskyrimui, spektrai buvo suglotninti. Impulsų, kurių energija 1 μJ , spektro plotis, kai nebuvo vykdomas spektrinis filtravimas lygus 8 nm , o spektrinio filtravimo atveju – 12,7 nm . Spektro plotis net 4,7 nm didesnis spektrinio filtravimo atveju. Šis skirtumas sumažėja impulsus stiprinant iki 22 μJ energijos. Šiuo atveju impulsų spektro pločiai buvo atitinkamai lygūs 7,8 nm ir 11 nm .



21 pav.: Eksperimentiškai išmatuotų sustiprintų impulsų, iki 1 μJ (a) ir 22 μJ (b) energijos, spektrai naudojant ir nenaudojant spektrinio filtravimo

Atlikus šių spektrų Furjė transformaciją, įvertinta spektriškai ribotų impulsų trukmė. Esant 1 μJ energijai impulso trukmė spektrinio filtravimo atveju lygi 187 fs , o atveju, kai nebuvo taikomas spektrinis filtravimas – 212 fs . Taigi, idealiai suspaustų impulsų trukmė sumažėtų apie 12%. Impulsų trukmės gaunamos šiek tiek didesnės 22 μJ energijos atveju, dėl susiaurėjusio impulsų spektro - spektriškai ribotų impulsų trukmės, spektrinio filtravimo ir atraminio matavimo atvejais atitinkamai lygios 196 fs ir 213 fs . Eksperimentinių spektrų suskaičiuotos spektriškai ribotų impulsų gaubtinės pavaizduotos 22 paveikslėlyje.

Eksperimentinis impulsų spektro formavimo tyrimas patvirtino skaitmeninio modelavimo rezultatus. Impulsų spektras stiprinimo metu susiaurėja žymiai mažiau taikant impulsų spektrinių komponentų filtravimo metodiką. Platesnis galutinis impulsų spektras leistų pasiekti apie 12% trumpesnius impulsus lazerinės sistemos išėjime esant optimaliam spaudimui. Impulsų trukmės sumažėjimas, galimai, yra ne vienintelis filtravimo metodikos privalumas. Stipriai čirpuotų impulsų spektras atitinka impulsų laikinį pavidalą. Spektrinio filtravimo atveju sustiprinti impulsai įgauna plokščios viršūnės laikinę formą. Tokių impulsų smailinis intensyvumas yra mažesnis nei tos pačios energijos Gausinio pavidalo impulsų. Impulsus sunormavus į vienodą amplitudę (smailinį intensyvumą) matyti, jog spektriškai filtruoto impulso



22 pav.: Spektriškai riboti $1 \mu J$ (a) ir $22 \mu J$ (b) energijos impulsai naudojant ir nenaudojant spektrinio filtravimo

plotas po kreive (t.y. energija) yra 1,53 karto didesnis nei atraminiu atveju esant $1 \mu J$ energijai. Todėl taikant spektro formavimo metodiką, galbūt, įmanoma generuoti 50% didesnės energijos impulsus. Esant $22 \mu J$ energijai šis impulsų energijų santykis sumažėja iki ~30%.

Taigi, eksperimentiniai impulsų spektro formavimo tyrimas parodė, jog spektrinio filtravimo metodika leidžia gauti platesnį impulsų spektrą po stiprinimo ir galimai trumpesnius impulsus lazerio išėjime bei leistų sumažinti smailinę čirpuotų impulsų galią galios stiprintuve.

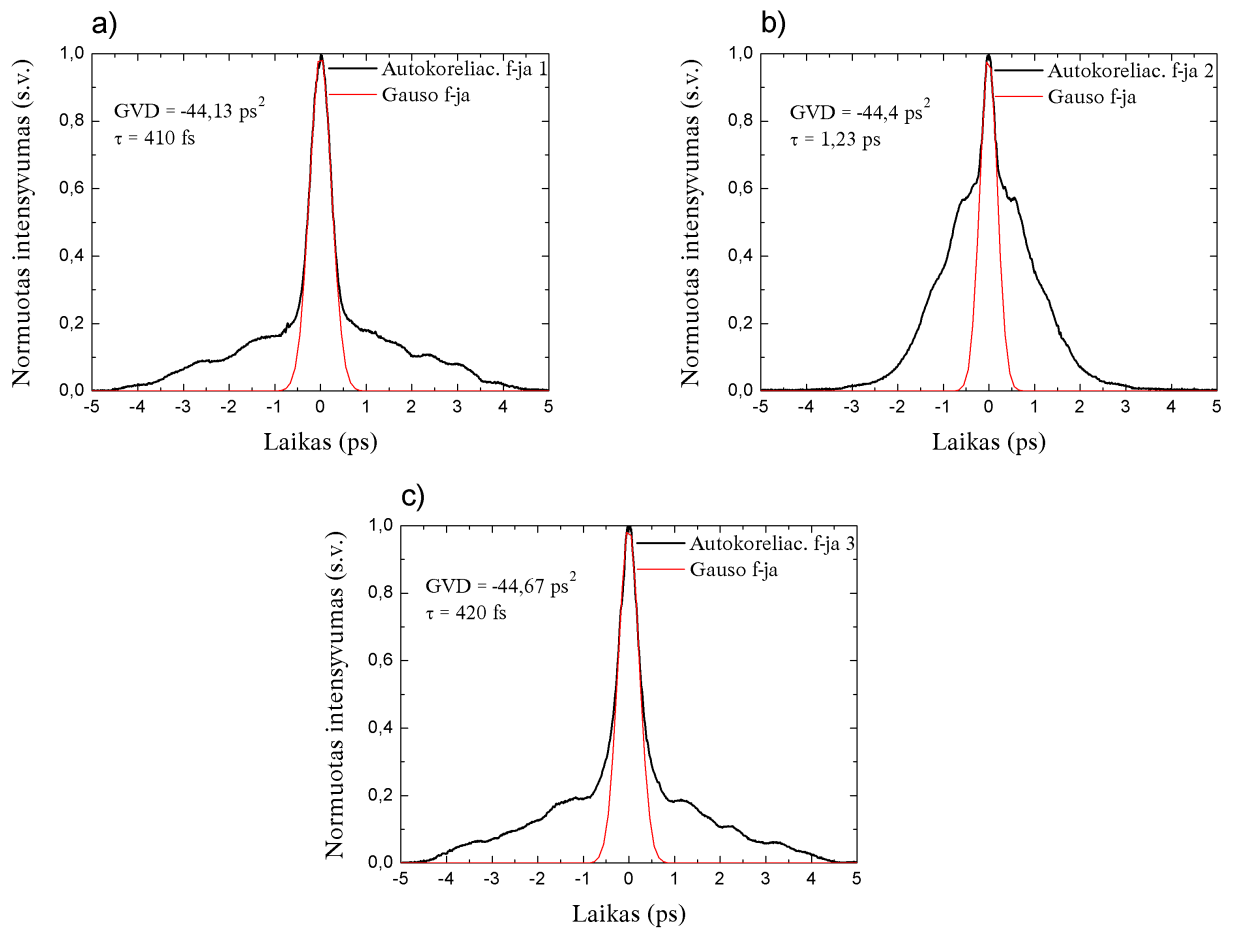
7.5 Eksperimentinis spektriškai filtruotų impulsų spaudimas

Faziškai moduluoti impulsai už galios stiprintuvo gali būti suspausti iki trukmės, artimos spektrinei ribai. Šiame skyrelyje pateikiami eksperimentiniai spektriškai filtruotų impulsų spaudimo rezultatai.

Lazerinės spinduliuotės pluoštas iš skaidulinės sistemos yra kolimuojamas laisvoje erdvėje ir nukreipiamas į difrakcinių gardelių kompresorių. Difrakcinių gardelių pora atitinka terpę, pasižyminčią anomalia grupinių greičių dispersija. Taigi, sustiprintų faziškai moduluotų impulsų teigiama GGD kompensuojama sklidimo metu tarp difrakcinių gardelių. Ultratrumpųjų impulsų trukmė matuojama antros harmonikos intensyvumo autokoreliatoriumi.

Impulsų spektro formavimo tyrimuose naudotas spektrinis filtras suprojektuotas taip, jog turėtų norimą bangos ilgių pralaidumo profilį, tačiau dispersiniai parametrai nebuvo valdomi. Dėl šios priežasties filtras galėjo turėti tam tikrą nežinomą dispersijos profilį. Nekontroliuojama dispersija sistemoje daro įtaką suspaustų impulsų kokybei. Atliktas spektriškai filtruotų impulsų spaudimo tyrimas, patvirtino šią hipotezę. Suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės prie skirtingų kompresoriaus GVD verčių vaizduojamos 23 pav. Egzistuoja du suspaudimo (impulsų trukmės) minimumai (23 pav. a ir c autokoreliacinės funkcijos), esant skirtingoms kompresoriaus GVD vėrtėms, atitinkamai lygioms $-44,13 ps^2$ ir $-44,67 ps^2$. Minimali impulsų trukmė, pusės maksimalaus intensyvumo lygyje, lygi $\sim 415 fs$. Matomas nespūdas pikosekundinis pjedestalas, kuriame sukaupia didelė impulso energijos dalis. Išmatuota autokoreliacinė kreivė (23b pav.) tarp minėtų trukmės minimumo padėčių patvirtina impulsų nespūdumo teo-

riją dėl likutinės dispersijos vertės įnešamos spektrinio filtro. Čia impulso trukmė lygi $1,23\text{ps}$. Kadangi egzistuoja du suspaudimo minimai, prie skirtingų GVD verčių, panašu, jog filtras tarsi padalina spektrą į dvi dalis. Tokiu atveju atskirai spaudžiamos ilgabangė ir trumpabangė spektrų dalys. Dėl to reikalinga skirtinga GVD vertė atskirų spektrinių komponentų kompensavimui. Tai gali reikšti, kad spektrinis filtras turi aukštos eilės GVD narių ($n > 3$), nekompensuojamų kompresoriuje. Dėl šios priežasties eksperimentiškai negalima patvirtinti teorinių modeliavimų rezultatų, jog naudojant spektrinio filtravimo metodiką lazerio išėjime gaunami trumpesni impulsai. Reikiamos dispersijos profilis gali būti įrašytas skaiduliniame spektriniame filtre. Įvedus pataisą dispersijos derinimo problema gali būti išspręsta. Taigi, šie impulsų trukmės matavimo rezultatai nepaneigia skaitmeninio modeliavimo rezultatų.



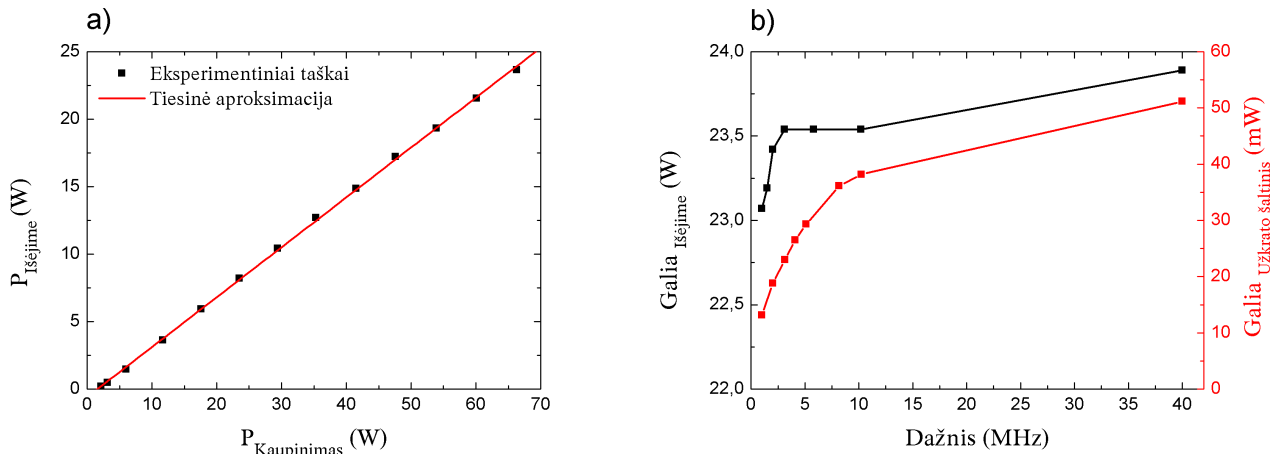
23 pav.: Eksperimentiškai išmatuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės spektrinio filtravimo metodikos atveju esant skirtingoms impulsų kompresoriaus GVD vertėms (a-c kreivės)

8 Didelės galios visiškai skaidulinis femtosekundinis lazeris

8.1 Fotoninių kristalų skaidulinio stiprintuvo charakteristikos

Faziškai moduluotų impulsų stiprinimas skaidulinėje sistemoje jau buvo aptartas šio darbo tiriamojame dalyje. Šis skyrelis orientuotas apžvelgti fotoninių kristalų skaidulinio stiprintuvo stiprinimo charakteristikas bei lazerinio pluošto kokybę.

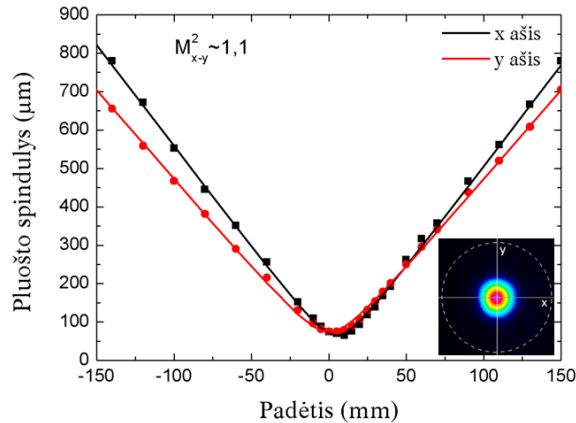
Faziškai moduluoti 430 ps trukmės, ~10 nm spektro pločio impulsai iš užkrato šaltinio buvo stiprinami 40 μm šerdies diametro fotoninių kristalų skaidulos stiprintuve. Lazerinės spinduliuotės galios sistemos išėjime už impulsų kompresoriaus priklausomybė nuo kaupinimo galios vaizduojama 24a paveikslėlyje. Čia impulsų pasikartojimo dažnis buvo 1 MHz. Matyti, jog išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios yra tiesinė. Esant maksimaliai (66 W) kaupinimo galiai pasiekama 23,7 W lazerinės spinduliuotės galia sistemos išėjime. Įskaičiuojant visus sistemos nenaudingus nuostolius (kompresoriaus, optikos, izoliatoriaus), įvertinama, jog lazerinės spinduliuotės galia tiesiai iš fotoninių kristalų šviesolaidžio siekia apie 33,4 W. Spinduliuotės galia iš užkrato šaltinio (prieš fotoninių kristalų skaidulinį stiprintuvą) siekė apie 13 mW. Šiuo atveju užkrato šaltinio spinduliuotės stiprinimas fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve lygus 34 dB.



24 pav.: Lazerinės spinduliuotės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios fotoninių kristalų skaidulinės lazerinės sistemos išėjime (už impulsų kompresoriaus), esant 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniui (a). Spinduliuotės galios priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio, esant maksimaliam 66 W kaupinimui (b). Užkrato šaltinio spinduliuotės galios priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio (b)

Lazerinės spinduliuotės galios priklausomybė sistemos išėjime (už impulsų kompresoriaus) priklausomai nuo impulsų pasikartojimo dažnio vaizduojama 24b paveikslėlyje. Tame pačiame grafike vaizduojama ir užkrato šaltinio spinduliuotės galios priklausomybė. Impulsų pasikartojimo dažniui mažėjant nuo 40 MHz iki 1 MHz, užkrato šaltinio galia sumažėja nuo 51 mW iki 13 mW. Nepaisant to, sustiprintos lazerinės spinduliuotės galia sistemos išėjime esant maksimaliai kaupinimo galiai lieka beveik nepakitusi. Vadinasi užkrato šaltinio galia sumažėjus ~4 kartus, stiprintuvas išlieka beveik pilnai įsotintas.

Fotoninių kristalų skaidulinio stiprintuvo išėjime atliktas pluošto kokybės parametro M^2 matavimas. CCD kamera išmatavus pluošto intensyvumo skirstinius skirtingose padėtyse fokusuojančio lęšio židinio atžvilgiu, nustatyta, jog pluoštelis yra itin geros kokybės - M^2 parametras yra mažesnis nei 1,1 abiejose (x ir y) matavimo ašyse (25 pav.). Taigi, pluošto intensyvumo profilis yra artimas teorinei Gauso funkcijai. Lazerio pluošto intensyvumo skirstinys fokusuojančio lęšio židinio padėtyje įterptas 25 paveikslėlyje.



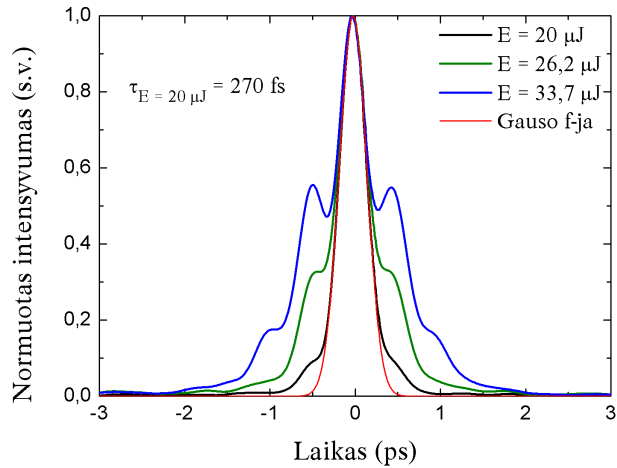
25 pav.: Pluošto kokybės M^2 matavimas. Įterptas lazario pluošto intensyvumo skirstinys fokusuojančio lęšio židinio padėtyje

8.2 Aukštos kokybės μJ energijos femtosekundiniai impulsai

Faziškai moduluotų impulsų stiprinimo metu fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve pasiekiamos ne tik didelės vidutinės galios, bet ir keliasdešimties mikrodžaulių energijos impulsai. Optimizavus užkrato šaltinio parametrus buvo siekiama gauti didesnės energijos aukštos kokybės femtosekundinius impulsus sistemos išėjime.

Faziškai moduluoti 1,3 nJ impulsai iš užkrato šaltinio, neatliekant spektrinio filtravimo, buvo stiprinami fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve. Sustiprintų impulsų energija, priklausė nuo impulsų pasikartojimo dažnio. Faziškai moduluotus impulsus suspaudus difrakcinių gardelių kompresoriuje išmatuotos autokoreliacinės kreivės vaizduojamos 26 paveikslėlyje. Buvo gauti aukštos kokybės 20 μJ energijos impulsai, kurių trukmė lygi 270 fs, esant 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniui ir 20 W vidutinei spinduliuotės galiai. Mažinant impulsų pasikartojimo dažnį bei didinant sustiprintų impulsų energiją, stebimas impulsų kontrasto blogėjimas, pasireiškiantis impulso šlaitų augimu išmatuotoje autokoreliacinėje kreivėje (žr. 26 pav.). Šis suspaustų impulsų kontrasto blogėjimas augant energijai kyla dėl optinio Kero efekto ir netiesinės fazės nekompensavimo. Atlikus skaičiavimus nustatyta, jog B integralas (netiesinė fazės pokytis) fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve esant 20 μJ impulsų energijai yra lygus apie $3,3\pi rad$. Didėjant impulsų energijai, kartu auga ir B integralo vertė. Esant 33,7 μJ energijai B integralo vertė lygi $5,2\pi rad$, o impulsų laikinis kontrastas labai prastas.

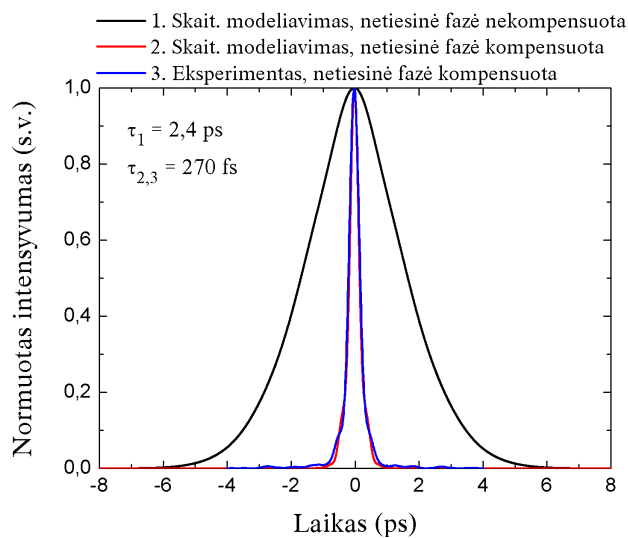
Netiesinis fazės pokytis, atsirandantis dėl impulsų stiprinimo fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve, gali būti dalinai kompensuotas antros eilės dispersijos verte difrakcinių



26 pav.: Eksperimentiškai išmatuotos skirtingos energijos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės lazerinės sistemos išėjime dalinai kompensavus netiesinės fazės pokytį

gardelių kompresoriuje. Netiesinis fazės pokytis skaiduliniame stiprintuve esant mažai impulsų energijai yra minimalus. Fiksavus impulsų spektrinių komponentių vėlinimą tarp difrakcinių gardelių (kompresoriaus GGD vertę) prie mažos impulsų energijos ir nekompensavus netiesinės fazės pokyčio padidėjus impulsų energijai, sistemos išėjime yra gaunami iki galo nesuspausti impulsai. Eksperimentiškai nustatyta, jog $3,3\pi$ rad netiesinės fazės pokyčio kompensavimui reikalinga apie $0,2 \text{ ps}^2$ GVD vertė.

Atliktas skaitmeninio modeliavimo tyrimas pademonstruojantis netiesinės fazės pokyčio kompensavimo svarbą, aukštos kokybės femtosekundinių impulsų gavimui lazerinės sistemos išėjime (27 pav). Nekompensavus netiesinės fazės gaunami iki galo nesuspausti, $2,4 \text{ ps}$ trukmės impulsai. Papildomai įvedus $0,2 \text{ ps}^2$ dydžio GVD vertę, kompensuojama netiesinis fazės pokytis



27 pav.: Skaitmeniškai sumodeliuotos autokoreliacinės kreivės nekompensavus $3,3\pi$ rad netiesinės fazės pokyčio, esant $20 \mu\text{J}$ impulsų energijai. Eksperimentinė impulsų ($20 \mu\text{J}$) autokoreliacinė kreivė lyginama su skaitmeniškai sumodeliuota impulsų autokoreliacine kreive, kai netiesinės fazės pokytis yra kompensuotas

bei gaunami impulsai, kurių trukmė mažesnė nei 300 fs . Skaitmeninio modeliavimo rezultatai pakankamai gerai sutampa su eksperimentiniais rezultatais, esant $20\ \mu\text{J}$ impulsų energijai. Eksperimentiškai išmatuotos ir skaitmeniškai suskaičiuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės gaunamos kokybiškai tapačios (žr. 27 pav.).

Taigi, šio darbo metu visiškai skaidulinėje lazerinėje sistemoje $20\ \text{pJ}$ energijos $\sim 1\ \text{ps}$ trukmės impulsai iš skaidulinio osciliatoriaus galiausiai buvo sustiprinti milijoną kartų ($60\ \text{dB}$) iki aukštos kokybės $20\ \mu\text{J}$ energijos ir suspausti iki $270\ \text{fs}$ trukmės impulsų. Pademonstruota, jog netiesinis fazės pokytis ($3,3\pi\ \text{rad.}$) gali būti dalinai kompensuotas difrakcinių gardelių kompresoriuje įvedus GVD pataisą. Tai leido sistemos išėjime gauti aukštos kokybės femtosekundinius impulsus. Netiesiniai efektai, aukštesnių netiesinės fazės eilių nekompensavimas sąlygojo impulsų kokybės prastėjimą ir buvo viena pagrindinių impulsų energiją ribojančių priežasčių.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Skaitmeninis bei eksperimentinis osciliatorių, kuriuose naudojamos mažos anomalios dispersijos čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės (ČŠBG) dispersijos kompensavimui, tyrimas leido optimizuoti ir sukurti visiškai skaidulinį osciliatorių, pasižymintį geromis impulsų laikinėmis bei spektrinėmis savybėmis, ir sugeneruoti 1 ps trukmės impulsus.
2. Nustatyta laikinė solitoninio oscilatoriaus šoninių spektrinių komponentų impulsų spektre filtravimo galimybė, optimizuojant atspindinčio įsisotinčio sugėriklio relaksacijos trukmę. Impulsų spektro kontrastas pagerintas apie tris kartus, naudojant 1 ps relaksacijos trukmės įsisotinantį sugėriklį. Efektyvi spektrinė filtracija, optimizavus šviesolaidinės Brego gardelės atspindžio spektro plotį oscilatoriuje, leido sumažinti satelitinių spektrinių komponentų intensyvumą keliais šimtais kartų.
3. Skaitmeninis impulsų spektro formavimo tyrimas parodė impulsų spektro siaurėjimo dėl stiprinimo efekto sumažėjimą, taikant impulsų spektrinių komponentų filtravimo metodiką, kuri eksperimentiškai realizuota panaudojus spektrinį filtrą, paremtą šviesolaidinės Brego gardelės technologija. Ši metodika leidžia gauti platesnį (37% prie 1 μJ ir 30% prie 22 μJ energijos) impulsų spektrą ir galimai mažesnės trukmės (apie 12%) impulsus lazerinės sistemos išėjime.
4. Visiškai skaidulinėje faziškai moduluotų impulsų sistemoje 20 pJ energijos impulsai iš skaidulinio oscilatoriaus galiausiai buvo sustiprinti milijoną kartų (60 dB) iki aukštos kokybės 20 μJ energijos impulsų, kurie buvo suspausti iki 270 fs, dalinai kompensavus netiesinį fazės pokytį difrakcinių gardelių kompresoriuje.

Santrauka

Impulsų laikinių ir spektrinių parametru valdymas didelės galios skaiduliniame lazeryje

Šiame darbe aprašoma subpikosekundinės trukmės impulsų generacija osciliatoriuje, impulsų laikinių ir spektrinių parametru valdymas didelės vidutinės galios ir energijos skaiduliniuose stiprintuvuose bei aukštos kokybės kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsų realizacija visiškai skaidulinėje lazerinėje sistemoje. Skaitmeninių modeliavimų ir eksperimentinių tyrimų rezultatai leido sukurti skaidulinį osciliatorių, pasižymintį geromis impulsų laikinėmis bei spektrinėmis savybėmis. Efektyvi spektrinė šoninių spektrinių komponentų impulsų spektre filtracija, optimizavus šviesolaidinės Brego gardelės atspindžio spektro plotį osciliatoriuje leido sumažinti satelitinių spektrinių komponentų intensyvumą keliais šimtais kartų ir pagerinti spektrinį kontrastą. Pademonstruota visiškai skaidulinė faziškai moduluotų impulsų sistema. Impulsai iš skaidulinio osciliatoriaus buvo išplėsti nuo pradinės 1 ps iki 430 ps trukmės, o spektro plotis išplėstas nuo $1,68\text{ nm}$ iki $12,7\text{ nm}$. Skaitmeninis impulsų spektro formavimo tyrimas parodė impulsų spektro siaurėjimo dėl stiprinimo efekto sumažėjimą, taikant impulsų spektrinių komponentų filtravimo metodiką. Eksperimentiškai pademonstruota, jog remiantis šia metodika, lazerinėje sistemoje gaunamas platesnis impulsų spektras (37% prie $1\text{ }\mu\text{J}$ ir 30% prie $22\text{ }\mu\text{J}$ energijos), kas leistų pasiekti $\sim 12\%$ trumpesnius impulsus lazerinės sistemos išėjime. Visiškai skaidulinėje lazerinėje sistemoje užkrato šaltinio spinduliuotė buvo pastiprinta fotoninių kristalų skaiduliniame stiprintuve iki $23,7\text{ W}$. Sistemos išėjime gauti $20\text{ }\mu\text{J}$ energijos impulsai, kurie buvo suspausti iki 270 fs , dalinai kompensavus netiesinį fazės pokytį difrakcinių gardelių kompresoriuje.

Summary

Temporal and Spectral Pulse Shaping for High Power Fiber Laser

In this work subpicosecond pulse generation from SESAM mode-locked fiber oscillator is described. The management of pulse temporal and spectral properties in high power and high energy fiber amplifiers was investigated. The experimental realization of high contrast several hundred of femtosecond pulses from fiber chirped pulse amplification (FCPA) system was demonstrated. Numerical simulations and experimental results led to the development of fiber oscillator with temporal and spectral properties suitable for FCPA system. Effective spectral filtering technique of spectral sidebands was demonstrated. The optimization of chirped fiber Bragg grating (CFBG) reflection spectrum bandwidth in the fiber oscillator reduced the intensity of spectral sidebands and improved spectral contrast by a factor of 100. Near transform limited 1 *ps* pulses from fiber oscillator were stretched up to 430 *ps* duration, while their spectrum was broadened to 12.7 *nm* by self-phase modulation in a passive fiber. The compensation of gain narrowing in Yb doped all-in-fiber chirped pulse amplification system was investigated both numerically and experimentally. Pulse spectrum was broadened up to 37% at 1 μJ and up to 30% at 22 μJ pulse energy by spectral filtering technique using fiber Bragg grating filter with optimized transmission spectrum. Shorter pulses (approximately 12%) can potentially be obtained at the output of the laser system after the compensation. The laser radiation from the seed source was amplified in photonic crystal fiber amplifier up to 23.7 *W* average power. High contrast 270 *fs* duration and 20 μJ energy pulses were achieved after pulse compression. The impact of the nonlinear phase compensation for the output pulses was demonstrated.

Literatūra

- [1] R. Gumenyuk, I. Vartiainen, H. Tuovinen, S. Kivistö, Y. Chamorovskiy, O.G. Okhotnikov, Dispersion compensation technologies for femtosecond fiber system, *Appl. Optics* **50**(6), 797-801 (2011).
- [2] G. Imeshev, I. Hartl, M.E. Fermann, Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor, *Opt. Lett.* **29**(7), 679-681 (2004).
- [3] L. Kuznetsova, F. Wise, S. Kane, J. Squier, Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor, *Appl. Phys. B* **88**, 515-518 (2007).
- [4] G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic Press, San Diego, 2001).
- [5] A.P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpujų šviesos impulsų netiesinė optika* (Vilniaus Universitetas, Vilnius, 2008).
- [6] S. Ramachandran, J.M. Fini, M. Mermelstein, J.W. Nicholson, S. Ghalmi, M.F. Yan, Ultra-large effective-area, higher-order mode fibers: a new strategy for high-power lasers, *Laser & Photon. Rev.* **2**(6), 429-448 (2008).
- [7] O.V. Sinkin, R. Holzlohner, J. Zweck, C.R. Menyuk, Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems, *J. Lightwave Technol.* **21**(1), 61-68 (2003).
- [8] D. Čiplys, A. Krotkus, V. Smilgevičius, *Šviesolaidžių optika* (Vilniaus Universiteto leidykla, Vilnius, 2008).
- [9] J.C. Knight, J. Arriaga, T.A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, Anomalous dispersion in photonic crystal fiber, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **12**(7), 807-809 (2000).
- [10] H. Lim, F.Ö. Ilday, F.W. Wise, Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control, *Opt. Express* **10**(25), 1497-1502 (2002).
- [11] A. Isomaki, O.G. Okhotnikov, All-fiber ytterbium soliton mode-locked laser with dispersion control by solidcore photonic bandgap fiber, *Opt. Express* **14**(10), 4368-4373 (2006).
- [12] M. Schultz, O. Prochnow, A. Ruehl, D. Wandt, D. Kracht, S. Ramachandran, S. Ghalmi, Sub-60-fs ytterbium-doped fiber laser with a fiberbased dispersion compensation, *Opt. Lett.* **32**(16), 2372-2374 (2007).
- [13] E.B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**(9), 454-458 (1969).

- [14] R.H. Stolen, C. Lin, Self-phase-modulation in silica optical fibers, *Phys. Rev. A* **17**(4), 1448-1454 (1978).
- [15] S. Boscolo, A.I. Latkin, S.K. Turitsyn, Passive nonlinear pulse shaping in normally dispersive fiber systems, *IEEE J. Quantum Electron.* **44**(12), 1196-1203 (2008).
- [16] S.O. Iakushev, O.V. Shulika, I.A. Sukhoivanov, V.I. Fesenko, M.V. Andres, H. Sayinc, Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers, *Opt. Express* **22**(23), 29119-34 (2014).
- [17] O. Katz, Y. Sintov, Y. Nafcha, Y. Glick, Passively mode-locked ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-Bragg-gratings for dispersion control, *Opt. Comm.* **269**(1), 156-165 (2007).
- [18] S.M. Kelly, Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton, *Electron Lett.* **28**(8), 806-807 (1992).
- [19] M. Baumgartl, B. Ortac, J. Limpert, A. Tunnermann, Impact of dispersion on pulse dynamics in chirped-pulse fiber lasers, *Appl. Phys. B.* **107**(2), 263-274 (2012).
- [20] H. Takebe, T. Murata, K. Moriga, Compositional dependence of absorption and fluorescence of Yb³⁺ in oxide glasses, *J. Amer. Ceram. Soc.* **79**(3), 681-687 (1996).
- [21] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, D.C. Hanna, Ytterbium-doped fiber amplifiers, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**(7), 1049-1056 (1997).
- [22] J. Laegsgaard, Control of fibre laser mode-locking by narrow-band Bragg gratings, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 1-10 (2008).
- [23] G.P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems* (John Wiley & Sons, New Jersey, 2010).
- [24] T. Erdogan, Fiber grating spectra, *J. Lightwave Technol.* **15**(8), 1277-1294 (1997).
- [25] S. Kivisto, Short pulse lasers using advanced fiber technology and saturable absorbers, disertacija, Tampere University of Technology (2010).
- [26] M. Haiml, R. Grange, U. Keller, Optical characterization of semiconductor saturable absorbers, *Appl. Phys. B* **79**, 331-339 (2004).
- [27] R. Herda, Semiconductor mirrors for ultrafast fiber technology, disertacija, Tampere University of Technology (2006).
- [28] M.J. Adams, *An introduction to optical waveguides* (J. Wiley, New York, 1981).
- [29] C.D. Brooks, F.D. Teodoro, Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 um core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 111119 (2006).

- [30] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, 1986).
- [31] D.N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, A. Tunnermann, Self-phase modulation compensated by positive dispersion in chirped-pulse systems, *Opt. Express* **17**, 4997-5007 (2009).
- [32] D.N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, A. Tunnermann, The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems, *Opt. Express* **16**, 10664-10674 (2008).
- [33] N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, A.P. Lutsenko, S.Y. Tenyakov, Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses, *Opt. Express* **16**, 3178-3190 (2008).
- [34] D.N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, A. Tunnermann, Decrease of pulse-contrast in nonlinear chirped-pulse amplification systems due to high-frequency spectral phase ripples, *Opt. Express* **16**, 8876-8886 (2008).
- [35] D.N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, Compensation of gain narrowing by self phase modulation in high-energy ultrafast fiber chirped-pulse amplifiers, *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **15**(1), 182-186 (2009).
- [36] Y. Chiba, H. Takada, K. Torizuka, K. Misawa, 65-fs Yb-doped fiber laser system with gain-narrowing compensation, *Opt. Express* **23**(5), 6809-6814 (2015).