

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Lazerinių tyrimų centras

Jokūbas Pimpė

KONTINUUMO GENERACIJOS FOTONINIŲ KRISTALŲ ŠVIESOLAIDYJE TYRIMAS  
IR PANAUDOJIMAS NETIESINIAM LŪŽIO RODIKLIUI CHARAKTERIZUOTI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų  
studijų programa

Studentas

Jokūbas Pimpė

Darbo vadovas

Dr. Julius Vengelis

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

# Turinys

Santrumpų sąrašas .....	2
Įvadas .....	3
1 Teorinis įvadas .....	4
1.1 Netiesinė optika .....	4
1.2 Netiesinis lūžio rodiklis .....	5
1.3 Netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai .....	6
1.3.1 Z-skenavimo metodas .....	6
1.3.2 Kiti matavimo metodai .....	8
1.4 Netiesiniai efektai vykstantys fotoninių kristalų šviesolaidyje .....	10
1.4.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžiai .....	11
1.4.2 Netiesiniai reiškiniai vykstantys FKŠ .....	15
1.5 Ultratrumpųjų impulsų charakterizavimo metodai .....	19
1.5.1 Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodas .....	19
1.5.2 Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodas .....	21
2 Eksperimentinė dalis .....	24
2.1 SPOPO .....	24
2.2 Kontinuumo generacijos dinamikos bei netiesinio lūžio rodiklio dispersijos tyrimas .....	29
2.2.1 Eksperimento schema .....	29
2.2.2 Teorinis modelis .....	35
2.2.3 Kontinuumo generacijos dinamikos tyrimo rezultatai .....	36
2.2.4 Netiesinio lūžio rodiklio dispersijos tyrimo rezultatai .....	44
2.3 Kontinuumo generacijos priklausomybės nuo kaupinimo poliarizacijos tyrimas .....	45
2.3.1 Eksperimento schema .....	45
2.3.2 Spektrų plitimo priklausomybės nuo kaupinimo poliarizacijos rezultatai .....	47
Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	51
Literatūros sąrašas .....	52
Santrauka .....	58
Summary .....	59
Padėka .....	60
Aprobacija .....	61

## Santrumpų sąrašas

BBO –  $\beta$ -bario borato kristalas

DFG – skirtuminio dažnio generacija

FKŠ – fotoninių kristalų šviesolaidis

FROG – dažninės skyros optinės sklendės metodas

FWM – keturbangis dažnių maišymasis

GDD – grupinio vėlinimo dispersija

GVD – grupinių greičių dispersija

LBO – ličio triborato kristalas

PCMA – valdomo pradinio čirpo stiprinimas

SC – superkontinuumo generacija

SFG – suminio dažnio generacija

SHG – antros harmonikos generacija

SHG FROG – antros harmonikos generacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas

SPM – fazės moduliavimasis

SPOPO – sinchroninio kaupinimo stovinčios bangos parametrinis šviesos generatorius

SRS – priverstinė Ramano sklaida

TIR – visiškas vidaus atspindys

XFROG – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas

XPM – kryžminė fazės moduliacija

Yb:KGW –  $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$

ZDW – nulinės dispersijos bangos ilgis

# Įvadas

XIX amžiuje atsiradus optiniams šviesolaidžiams, pastarųjų pritaikymas smarkiai išplito. Tačiau standartiniai optiniai šviesolaidžiai turi keletą apribojimų, todėl buvo pasiūlyta alternatyvi bangolaidinė terpė – fotoninių kristalų šviesolaidžiai (FKŠ). Pastarieji nuo tradicinių optinių šviesolaidžių skiriasi tuo, kad fotoninių kristalų šviesolaidžiai turi unikalią išilgai jų sudarytą periodinių mikrostruktūrų sritį, kurios šerdyje sklinda lazerinė spinduliuotė. Keičiant šviesolaidžio mikrostruktūrų parametrus, galima lanksčiai derinti medžiagos optines savybes, tame tarpe ir medžiagos netiesinį atsaką [1–4]. Netiesinis atsakas į intensyvią krentančią spinduliuotę fotoninių kristalų šviesolaidyje yra sąlygojamas trečios eilės netiesiniu jautriu  $\chi^{(3)}$ , o pasireiškiantys netiesiniai efektai gali būti įvairūs: fazės moduliavimasis (SPM), kryžminė fazės moduliacija (XPM), keturbangis dažnių maišymasis (FWM) bei priverstinė Ramano sklaida (SRS) [5–7]. Be to, FKŠ vykstantys netiesiniai efektai gali lemti impulso laikines bei spektrines moduliacijas, t.y. kontinuumo generaciją. Pastarasis fenomenas yra plačiai taikomas įvairiuose srityse: nuo mokslinių iki medicininių tyrimų [8, 9]. Taigi, siekiant aprašyti netiesinį šviesos sklidimą fotoninių kristalų šviesolaidyje, privalu įvertinti šviesolaidžio netiesiškumą ( $\chi^{(3)}$ ), arba alternatyvų netiesinį parametą: netiesinį lūžio rodiklį ( $n_2$ ) bei jo priklausomybę nuo kaupinimo bangos ilgio, t.y.  $n_2$  dispersiją. Egzistuoja keletas metodų leidžiančių įvertinti medžiagos  $n_2$ . Žymiausias ir dažniausiai taikomas yra Z-skenavimo metodas, tačiau šis nėra tinkamas FKŠ, kadangi šviesa sklisdama per fotoninių kristalų šviesolaidį ar kitą šviesolaidinę terpę, dėl bangolaidinio efekto, yra transformuojama į erdvinę modą [5, 10]. Kiti metodai yra paremti netiesiniais procesais, tačiau tam yra tinkami tik ilgesni, pikosekundžių trukmės, impulsai [11–15].

Šio darbo tikslas yra eksperimentiškai ištirti kontinuumo generaciją fotoninių kristalų šviesolaidyje kaupinant įvairaus bangos ilgio femtosekundiniais impulsais, generuotais sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje ir pritaikyti naują metodą, kombinuojantį spektriškai išplitusių impulsų charakterizavimą bei teorinį modeliavimą, nustatyti netiesinį lūžio rodiklį bei jo dispersiją.

## Darbo uždaviniai:

1. Sukurti ir surinkti sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus optinę schemą bei ištirti pagrindines rezonatoriaus savybes.
2. Sukurti ir surinkti optinę schemą, naudojamą ištirti kontinuumo generaciją bei įvertinti fotoninių kristalų šviesolaidžio netiesinį lūžio rodiklį ties skirtingais kaupinimo bangos ilgiais.
3. Išmatuoti generuoto kontinuomo laikines bei spektrines charakteristikas, įvertinti ir išanalizuoti fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersijos bei kaupinimo impulso poliarizacijos įtaką kontinuomo generacijos dinamikai.
4. Pritaikius teorinį modeliavimą išanalizuoti gautus duomenis bei nustatyti fotoninių kristalų šviesolaidžio netiesinio lūžio rodiklio dispersiją.

# 1 Teorinis įvadas

## 1.1 Netiesinė optika

Netiesinė optika yra atskira optikos šaka, nagrinėjanti medžiagos netiesinį atsaką į intensyvių krentančios spinduliuotės elektrinį lauką. Tiesinės optikos režime, išorinis elektromagnetinis laukas dielektrinėse medžiagose sukuria dipolinį momentą, kurio osciliacijų dažnis sutampa su išoriniu elektrinio lauko dažniu. Oscilijuojantis dipolis sukuria medžiagos poliarizuotumą, kuris yra tiesiškai proporcingas krentančios spinduliuotės elektrinio lauko stipriui:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1)$$

čia  $\chi^{(1)}$  yra proporcingumo konstanta, vadinama medžiagos tiesiniu optiniu jautriu, o  $\epsilon_0$  yra vakuomo dielektrinė skvarba. Netiesinės optikos režime krentančios spinduliuotės elektrinio lauko stipris yra pakankamai stiprus, tačiau indukuotas netiesinis poliarizuotumas yra mažas, todėl medžiagos poliarizuotumas gali būti skleidžiamas elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

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

šioje išraiškoje  $\chi^{(2)}$  ir  $\chi^{(3)}$  yra atitinkamai antrosios bei trečiosios eilės netiesiniai optiniai jautriai. Pastarąją lygtį galima sutrumpinti į apibendrintą išraišką:

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots = P_T + P_{NT}. \quad (3)$$

$P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$  yra vadinamas antros eilės (kvadratinis) netiesiniu poliarizuotumu, o  $P^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t)$  – yra trečios eilės (kubinis) netiesinis poliarizuotumas. Netiesinių optinių jautrių vertės yra smarkiai mažesnės už tiesinio optinio jautrio vertę:  $\chi^{(1)} \approx \frac{\pi}{2}$ ,  $\chi^{(2)} \approx 2 \times 10^{-12}$  m/V ir  $\chi^{(3)} \approx 4 \times 10^{-24}$  m<sup>2</sup>/V<sup>2</sup>. Taigi, medžiagoje atsirandančius netiesinius reiškinius gali sąlygoti tik intensyvus krentančios spinduliuotės elektrinio lauko stipris. Kvadratinio netiesiškumo sąlygojami reiškiniai yra stebimi terpėse, kurios nepasižymi centrosimetriškumu, t.y. medžiagos neturinčios inversijos simetrijos, tuo tarpu kubinis netiesiškumas yra stebimas visose terpėse, nepriklausomai nuo jų simetrijos bei fizinės būsenos [5, 6].

Apibendrinant svarbu paminėti, jog netiesinės optikos aprašyme medžiagos poliarizuotumas yra svarbus, kadangi tik laike kintanti poliarizacija gali sukurti naujas elektromagnetines bangas, kurių atsiradimą matematiškai galima išreikšti per bangos sklidimo lygtį netiesinėje terpėje:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NT}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

kur  $c$  yra šviesos greitis, o  $n$  yra lūžio rodiklis. Iš nevienalytės bangos sklidimo lygties galima pastebėti, jog netiesinė poliarizuotumo dalis  $P_{NT}$  kuria elektrinį lauką  $E$ , kurio dėka įgreitinti bei virpantys krūvininkai spinduliuoja elektromagnetines bangas.

## 1.2 Netiesinis lūžio rodiklis

Netiesinėje optikoje, dėl intensyvios spinduliuotės kuriamo elektrinio lauko yra indukuojamas netiesinis medžiagos poliarizuotumas ((2) formulė). Kadangi fotoninių kristalų šviesolaidžiai yra izotropinės terpės, kuriose dėl centrosimetrijos antrosios eilės netiesinis optinis jautris yra lygus nuliui, o netiesiai efektai vykstantys šviesolaidyje yra indukuojami dėl kubinio netiesiškumo ( $P^{(3)}(t)$ ):

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4}\epsilon_0\chi^{(3)}E^3\cos 3\omega t + \frac{3}{4}\epsilon_0\chi^{(3)}E^3\cos\omega t. \quad (5)$$

Pirmasis šios išraiškos narys aprašo trečios harmonikos generaciją medžiagoje, o kitas, antrasis narys yra atsakingas už netiesinį lūžio rodiklį, t.y. medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo krentančios spinduliuotės intensyvumo. Pastarasis efektas yra žinomas kaip optinis Kero efektas, o jo matematinę išraišką galima užrašyti tokia forma:

$$n = n_0 + n_2I, \quad (6)$$

čia  $n_0$  yra tiesinis medžiagos lūžio rodiklis,  $I$  – krentančios spinduliuotės intensyvumas  $I = \frac{1}{2}n_0\epsilon_0cE^2$ , o  $n_2$  yra netiesinis medžiagos lūžio rodiklis. Netiesinio lūžio rodiklio  $n_2$  matavimo vienetai yra  $\text{m}^2/\text{W}$ . Be to, didelio intensyvumo spinduliuotė sklisdama per terpę pakeičia ir jos savybes: fazinį greitį, t.y. sukuria netiesinę dispersiją  $v_{ph} = \frac{c}{\text{Re}(n(\omega, I))}$ , ir sugerties koeficientą  $\kappa = \frac{\omega \text{Im}(n(\omega, I))}{c}$  [5–7]. Trečios eilės netiesinis optinis jautris bei medžiagos  $n_2$  yra tarpusavyje susieti dydžiai:

$$n_2 = \frac{3}{2n_0^2\epsilon_0c}\chi^{(3)}, \quad (7)$$

kur  $c$  pažymi šviesos greitį,  $\epsilon_0$  – vakuumo dielektrinė skvarba, o  $\chi^{(3)}$ , kaip minėta, trečios eilės netiesinį optinį jautrį. Šviesolaidžių netiesinis parametras taip pat yra proporcingas medžiagos  $n_2$  bei išreiškiamas formule [8, 16]:

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}}, \quad (8)$$

kur  $c$  yra šviesos greitis,  $\omega_0$  atitinka impulso centrinių dažnių, o  $A_{eff}$  aprašo efektyvų modos plotą. Galiausiai, optinis Kero efektas sąlygoja netiesinių procesų, kaip fazės moduliavimosi (ang. k. *self-phase modulation*, SPM), kryžminės fazės moduliacijos (ang. k. *cross-phase modulation*, XPM), keturbangio dažnių maišymosi (ang. k. *four-wave mixing*, FWM) bei priverstinės Ramano sklaidos (ang. k. *stimulated Raman scattering*, SRS) atsiradimą [5–7]. Detalesnė informacija apie kiekvieną procesą bus pateikta 1.4.2 skyriuje. Netiesinių efektų poveikis fotoninių kristalų šviesolaidyje lemia kontinuumo (superkontinuumo) generaciją, t.y. netiesinį optikos reiškinį, kai siauro dažnio juostos pločio lazerinis impulsas netiesinėje terpėje gali išplisti šimtus kartų [6].

Skaidriuose dielektrinėse terpėse, nepriklausomai nuo jų simetrijos savybių ar fizinės būklės, trečios eilės netiesinis optinis jautris sąlygoja nerezonansinį elektroninį netiesiškumą, vykstantį tarp virtualių lygmenų, kurių trumpa gyvavimo trukmė leidžia laikyti tokį atsaką momentiniu.

Atsako trukmę galima įvertinti iš šios išraiškos:

$$\tau = \frac{2\pi a_0}{v}, \quad (9)$$

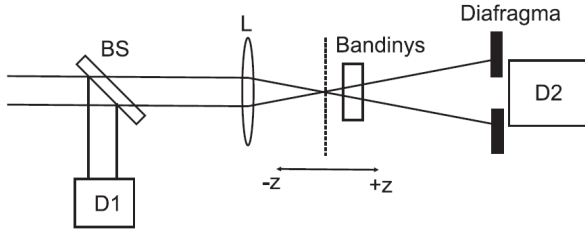
kurioje  $a_0$  pažymi Boro radiusą ( $a_0 = 0.5 \times 10^{-8}$  cm), o  $v$  aprašo elektrono orbitinį greitį, kurio vertė apytiksliai lygi  $c/137$ . Įstačius į išraišką skaičius, gaunama, kad tokio netiesiškumo atsako laikas yra  $\tau \approx 10^{-16}$  s eilės, o indukuoto netiesinio medžiagos lūžio rodiklio  $n_2$  vertė yra  $10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W eilės. Tokio tipo netiesiškumo atsiradimą pirmuoju artiniu puikiai iliustruoja klasikinis anharmoninio osciliatoriaus modelis, kuris nusako, jog elektroną veikianti išorinė jėga yra pakankamai didelė (dėl intensyvios krentančios spinduliuotės), jog elektrono judėjimą daugiau nebegalima aprašyti paraboline funkcija, o nuokrypiai nuo šios funkcijos ir lemia netiesiškumo atsiradimą dielektrinėse terpėse [5, 7].

### 1.3 Netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai

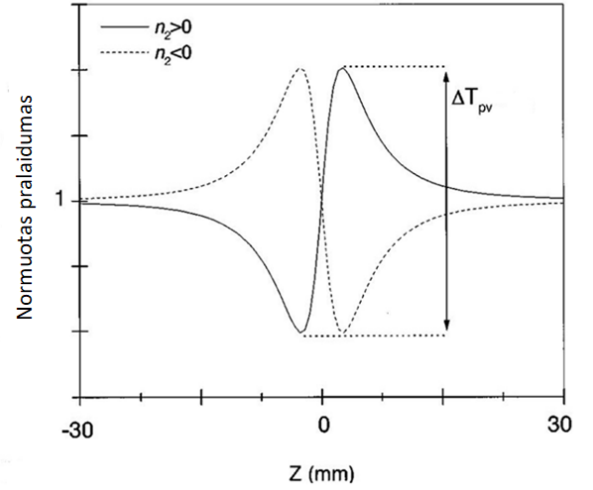
Netiesinis lūžio rodiklis yra vienas iš pagrindinių parametrų, aprašančių kubinio netiesiškumo (trečios eilės netiesinio optinio jautrio  $\chi^{(3)}$ ) sukeltų netiesinių reiškinių efektyvumą. Medžiagos  $n_2$  įvertinimui egzistuoja keletas matavimo metodų, iš kurių labiausiai paplitęs yra Z-skenavimo metodas. Kiti būdai, leidžiantys įvertinti medžiagos netiesinį lūžio rodiklį, yra paremti netiesiniais efektais: keturbangiu dažnių maišymosi, fazės moduliavimosi arba kryžminės fazės moduliacijos reiškiniais. Kituose skyriuose trumpai bus aptarti dažniausiai sutinkami netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai.

#### 1.3.1 Z-skenavimo metodas

1989 metais Sheik-Bahae pirmą kartą pasiūlė Z-skenavimo metodą, paremtą erdvinio pluošto iškraipymų matavimais. Taikant šį modelį galima nustatyti trečios eilės netiesinio jautrio dydį bei ženklą tiek realiai, tiek menamai daliai [17]. Egzistuoja dvi Z-skenavimo metodo variacijos: atviros diafragmos (ang. k. *open aperture*) bei uždaros diafragmos (ang. k. *closed aperture*). Pagrindinis šių metodų skirtumas, jog atviros diafragmos matavimo schemoje apertūrinė diafragma nėra naudojama, todėl tik netiesinis sugerties koeficientas gali būti įvertintas. Antroje metodo variacijoje, fiziškai pastatoma apertūrinė diafragma, ribojanti pluošto patekimą ant registruojančio detektoriaus. Pastaruoju metodu galima nustatyti netiesinio lūžio rodiklio dydį bei ženklą [18]. Fizinė šio metodo esmė yra paremta netiesiniu procesu: šviesos pluoštų fokusavimosi, kai intensyvi spinduliuotė medžiagoje indukuoja netiesinį lęšį. Z-skenavimo matavimo schema vaizduojama 1 paveiksle (1a pav.), o matavimo metodiką galima trumpai apibendrinti: lęšiu Gauso pluoštas yra stipriai fokusuojamas į ploną tiriamąją bandinį, galintį judėti išilgai pluošto sklidimo krypties ( $z$ ). Pakitus bandinio pozicijai, pakinta ir terpės sąveika su lazerine spinduliuote, kadangi skirtingose bandinio pozicijose ( $z$ ) pluošto intensyvumas, krentantis ant bandinio, yra nevienodas. Atlikus tiriamojo bandinio pralaidumo matavimo priklausomybę nuo bandinio pozicijos ( $z$ ), gaunama pralaidumo kreivė (1b pav.) Krintanti in-



(a) Z-skenavimo matavimo schema. Adaptuota iš [19].



(b) Pralaidumo kreivės:  $n_2 > 0$  (ištisinė linija) ir  $n_2 < 0$  (brūkšninė linija). Adaptuota iš [20].

1 pav. Medžiagos netiesinio lūžio rodiklio nustatymas taikant Z-skenavimo metodą.

tensyvi lazerinė spinduliuotė bandinyje indukuos netiesinį lęšį, kurio židinio atstumas priklausys nuo bandinio pozicijos  $z$  kryptimi. Šviesa, patenkanti pro apertūrinę diafragmą, yra registruojama D2 detektoriumi, o užregistruotas signalas normuojamas pagal atraminio detektoriaus D1 signalą. Pavyzdžiui, bandinys pasižymintis neigiamu netiesiniu lūžio rodikliu yra pastatomas  $-z$  pozicijoje ( $z=0$  žymi židinio plokštumą). Signalas registruojamas detektoriumi D2 yra pastovus, tačiau artėjant bandiniui link židinio taško, padidėjęs intensyvumas medžiagoje indukuoja netiesinį lęšį, kuris sumažina spinduliuotės pluošto diametrą (signalą vertė išauga). Toltant bandiniui nuo lęšio židinio taško, pasireiškia defokusavimas, todėl registruojamo pralaidumo vertė sumažėja. Nutolus nuo židinio plokštumos, signalo dydis, patenkantis į D2 detektorius, vėl tampa pastovus, kadangi spinduliuotės intensyvumas nebėra pakankamai didelis indukuoti pluošto fokusavimąsi. Netiesinio lūžio rodiklio ženklą galima įvertinti tiesiogiai iš išmatuotos pralaidumo kreivės, o medžiagos  $n_2$  vertė yra nustatoma iš mažiausio bei didžiausio pralaidumo verčių skirtumo  $\Delta T_{p-v}$  [5, 10]. Pralaidumą ( $T_{p-v}$ ) bei fazės pokytį ( $\Delta\phi_0$ ) sieja išraiška:

$$\Delta T_{p-v} \simeq 0.406(1 - S)^{0.25} |\Delta\phi_0|, \quad (10)$$

kur  $\Delta\phi_0(t) = kn_2 I_0(t) L_{eff}$ ,  $I_0$  intensyvumas židinio taške ( $z=0$ ),  $S$  – apertūrinės diafragmos tiesinis pralaidumas ir  $L_{eff} = (1 - \exp[-\alpha L]) / \alpha$  ( $\alpha$  tiesinis sugerties koeficientas) [20]. Nors Z-skenavimas yra paprastas bei jautrus metodas, tačiau pasižymi ir keliais trūkumais: signalo jautrumo priklausomybė nuo pluošto pozicijos, kintant nuo  $-z$  iki  $z$ , bei spinduliuotės galios svyravimų [21]. Be to, šį metodą negalima taikyti norint įvertinti šviesolaidžio netiesinį lūžio rodiklį, kadangi, dėl bangolaidinio efekto, šerdyje sklindanti spinduliuotė nepatiria erdvinių moduliacijų.



### 1.3.2 Kiti matavimo metodai

Kiti netiesinio lūžio rodiklio  $n_2$  matavimo metodai yra paremti netiesiniais procesais: keturbangiu dažnių maišymosi, fazės moduliavimosi bei kryžminės fazės moduliavimosi efektais. Šiame skyriuje trumpai bus aptarta kiekvieno iš šių metodų veikimo principas.

Medžiagos  $n_2$  galima įvertinti išmatuojant fazės moduliavimosi efekto sukeltą impulso spektro pokytį. Šio metodo esmėje slypi šviesolaidyje moduluotos šviesos spektro priklausomybės nuo kaupinimo galios matavimas. Impulso spektras, išplitęs dėl SPM reiškinių, yra užregistruojamas ties skirtinga į šviesolaidį ateinančia impulso galia, o  $n_2$  yra nustatomas iš išmatuotų spektro pločių. Impulso spektro pločio  $\Delta\nu$  kvadrata galima išreikšti formule:

$$\Delta\nu^2 = \Delta\nu_0^2 \left( 1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \gamma^2 P^2 \right), \quad (11)$$

kur  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} z_{eff}$  netiesiškumo parametras. Likę parametrai aprašo pradinį spektro plotį  $\Delta\nu_0$ , kaupinimo smailinę galią  $P$ , bangos ilgį  $\lambda$ , šviesolaidžio efektinį šerdies plotą  $A_{eff}$ , efektinį šviesolaidžio ilgį  $z_{eff}$ , priklausantį nuo nuostolių koeficiento  $\alpha$  bei šviesolaidžio ilgio  $L$  [12]. Nubrėžus išmatuoto impulso spektro pločio kvadrato priklausomybę nuo krentančios į šviesolaidį spinduliuotės galios bei remiantis aprašytomis formulėmis, galima išreikšti išraišką netiesiniam lūžio rodikliui. Šio metodo pagrindinį ribojimą lemia spektrometro skyra bei matavimo intervalas. Pavyzdžiui, esant mažai kaupinimo galiai, pasireiškiantis impulso spektro plitimas bus nežymus, todėl spektrometras fiziškai negalės užfiksuoti spektro pokyčių. Be to, esant dideliame spektro išplitimui, dalis spektro komponentų gali nepakliūti į spektrometro veikimo intervalą. Ši problema sprendžiama taikant interferometrą. Šioje konfigūracijoje fazės pokytis, indukuotas fazės moduliavimosi, išreiškiamas kaip funkcija, priklausanti nuo šviesolaidžio ilgio bei kaupinimo impulso smailinės galios. Išmatuota vertė yra išreiškiama kaip netiesinio lūžio rodiklio bei efektinio šviesolaidžio šerdies ploto santykis ( $n_2/A_{eff}$ ). Analizuojant iš šviesolaidžio išėjusios spinduliuotės fazės pokytį Fabry-Perot interferometre, galima išreikšti fazės pokyčio bei netiesinio lūžio rodiklio sąsają:

$$\delta\phi = \frac{2\pi L \delta n}{\lambda} = \frac{2\pi L n_2 P_m}{\lambda A_{eff}}, \quad (12)$$

kur  $L$  yra šviesolaidžio ilgis,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis. Kadangi pastarieji du parametrai yra žinomi, todėl nubraižius fazės poslinkio ( $\delta\phi$ ) priklausomybę nuo galios ( $P_m$ ), tiesės krypties koeficientas leistų nustatyti netiesinį koeficientą išraiškoje  $\frac{n_2}{A_{eff}}$  [11]. Šios konkrečios variacijos pagrindiniai trūkumai slypi tikslia smailinės galios matavime bei teisingame efektinės modos nustatyme, kadangi  $A_{eff}$  yra įvertinamas kompiuterinės analizės būdu. Be to, interferometras yra jautrus aplinkos poveikiams, todėl gauti rezultatai gali būti netikslūs.

Kitame metode medžiagos  $n_2$  yra įvertinamas remiantis kryžminės fazės moduliacijos sukeltą fazės pokyčio matavimu. Matavimo schemeje yra naudojami du impulsai: kaupinimo bei

zondavimo impulsai. Netiesinių reiškinų indukuotą fazės poslinkį  $\Phi$  galima išreikšti formule:

$$\Phi = \frac{2\pi L_{eff}}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}} (P_{probe} + 2bP_{pump}), \quad (13)$$

kur  $L_{eff}$  yra efektinis šviesolaidžio ilgis,  $\lambda$  zondavimo impulso bangos ilgis,  $A_{eff}$  – efektinis šerdies plotas,  $P_{probe}$  ir  $P_{pump}$  yra atitinkamai zondavimo ir kaupinimo impulsų galios bei  $b$  koeficientas, priklausantis nuo krintančių spinduliuočių poliarizacijos. Fazės moduliavimosi reiškinys yra aprašomas pirmuoju lygties nariu, o antrasis narys fazės pokytį išreiškia remiantis kryžminės fazės moduliacijos efektu. Kadangi zonduojančio impulso galia yra pakankamai maža, todėl šviesolaidyje toks impulsas patirs tik fazės pokytį, indukuotą kryžminės fazės moduliacijos metu (sukelto kaupinimo impulso), o efektai susiję su fazės moduliavimosi gali būti atmesti. Kaupinimo impulso signalas yra savaimė moduluojamas, o zondavimo impulso signalas šią moduliaciją patiria dėl kryžminės fazės moduliacijos. Netiesinis lūžio rodiklis yra įvertinamas registruojant prie skirtingų kaupinimo galių XPM paveiktas dažnines komponentes save vėlinančios heterodininės detekcijos metodu (ang. k. *self-delayed heterodyne*) [13,14].

Paskutinis netiesinio lūžio rodiklio įvertinimo metodas yra paremtas keturbangio dažnių maišymosi efektu. Į šviesolaidį įvedus du kaupinimo impulsus su skirtingais dažniais  $\omega_1$  ir  $\omega_2$ , dėl FWM proceso yra generuojamos naujos dažninės komponentės:  $(2\omega_2 - \omega_1)$  bei  $(2\omega_1 - \omega_2)$ . Siekiant gauti maksimalų keturbangio dažnių maišymosi efektyvumą, privalu teisingai nustatyti bei išlaikyti į šviesolaidį krintančių impulsų poliarizaciją. Matavimo metu yra registruojamos spektro komponentių galios bei atliekamas skaitmeninis modeliavimas, aprašantis šviesos sklaidimą šviesolaidyje remiantis netiesine Šrėdingerio lygtimi, įtraukiant ir efektus susijusius su chromatine dispersija, šviesolaidžio nuostoliais bei šviesolaidžio netiesiškumu, kurį galima išreikšti parametru  $\gamma$  [15]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}. \quad (14)$$

Skaitmeniniame modelyje keičiant netiesiškumo parametre esantį koeficientą  $n_2/A_{eff}$ , siekiama gauti didžiausią atitikimą tarp teorinių bei eksperimentinių rezultatų.

Trumpai aptarus keletą medžiagos netiesinio lūžio rodiklio  $n_2$  įvertinimo metodų, pastebėta, jog dauguma jų nėra plačiai taikomi ultratrumpųjų impulsų (femtosekundžių trukmės) atveju. Kadangi metodai paremti fazės pokyčio įvertinimu, tik siauresnio spektro pločio pikosekundiniai impulsai, pasižymintys mažesne impulso moduliacija, yra tinkami. Taip pat, matavimuose privaloma naudoti lazerinę spinduliuotę, kurios bangos ilgis atitiktų šviesolaidžio nulinės dispersijos taško bangos ilgį, kadangi išvestos formulės neatsižvelgia į papildomai atsirandančios šviesos dispersijos įtaką. Be to, ultratrumpųjų impulsų atveju, dėl trumpo sąveikos ilgio, tenkinti fazinio sinchronizmo sąlygą keturbangio dažnių maišymosi procesui yra žymiai sunkiau negu pikosekundinių impulsų atveju.

## 1.4 Netiesiniai efektai vykstantys fotoninių kristalų šviesolaidyje

Netiesinė optika, kaip minėta, yra mokslas apie intensyvios spinduliuotės sąveika su medžiaga, kurioje laikinai modifikuojant terpės optines savybes yra stebimi unikalūs reiškiniai: aukštesnių harmonikų generacija, pluošto fokusavimasis, baltos šviesos generacija. Pastarasis efektas, dar žinomas kaip kontinuumo generacija (ang. k. *continuum generation*), yra unikalus netiesinės optikos reiškinys, išplečiantis sklindančio impulso spektrą. Kitas plačiai naudojamas reiškinio pavadinimas yra superkontinuumo generacija (ang. k. *supercontinuum generation*, SC), kuris žymi, kad spektro plitimas viršija vieną optinę oktavą. Pirmieji mokslininkai tyrėjai, kurie 1970-iais aprašė kontinuumo generaciją stikle buvo Alfano bei Shapiro [22]. Kontinuumo generacijos kilmę lemia daugelis vienu metu vykstančių netiesinės optikos reiškinų: fazės moduliavimasis, kryžminės fazės moduliacija, solitonų dinamika, priverstinė Ramano sklaida bei keturbangis dažnių maišymasis. Tačiau, pastarieji du reiškiniai dėl formavimosi ypatybių yra dažniau stebimi, kai lazerio impulso trukmė siekia pikosekundžių eiles [23, 24]. Be to, kontinuumo generacija fotoninių kristalų šviesolaidyje priklauso ir nuo kaupinimo spinduliuotės bangos ilgio, šviesolaidžio dispersijos bei krentančios spinduliuotės smailinio intensyvumo, kuris priklauso nuo impulso parametrų: galios, trukmės ir kitų dydžių [9].

Kontinuumo generacijos reiškinį, kaip minėta, galima stebėti įvairiuose terpėse, tačiau efektyviausiai reiškinys matomas medžiagose, pasižyminčiomis dideliu netiesiškumu, pvz., fotoninių kristalų šviesolaidžiuose [25]. FKŠ pasižymi mažu šerdies diametru bei neįprastomis dispersijos savybėmis, dėl kurių netiesiniai efektai tampa pastebimesni esant mažesniems kaupinimo intensyvumams [16]. Intensyviai ultratrumpajam impulsui sklindant per skaidrią terpę, t.y. fotoninių kristalų šviesolaidį, yra sukuriamas netiesinis medžiagos atsakas, kuris moduliuoja sklindančios spinduliuotės laikinius bei spektrinius parametrus. Iš visų šviesolaidyje vykstančių efektų galima išskirti du pagrindinius reiškinis, kurie sąlygoja impulso iškraipymus: fazės moduliavimąsi, nulemtą optinio Kero efekto (kubinio netiesiškumo) bei medžiagos dispersiją, t.y. lūžio rodiklio priklausomybę nuo spinduliuotės bangos ilgio. Tačiau egzistuoja tam tikri atvejai, kuomet netiesiniai efektai bei terpės dispersija kompensuoja vienas kitą, ir susidaręs impulsas, nepatirdamas jokių laikinių bei erdvinų moduliacijų, gali sklisti ilgą atstumą medžiagoje. Fazės moduliacija bei anomali grupinio vėlinimo dispersijos kombinacija lemia Nojo laipsnio solitono generaciją, o būtent kontinuumas (superkontinuumas) formuojasi skylant aukštesnių eilių solitonams į fundamentinius solitonus [9, 23, 26]. Svarbu pabrėžti, jog šiam reiškiniiui įvykti reikia pasiekti kritinę fokusavimo galią, kuri priklauso nuo netiesinio medžiagos lūžio rodiklio bei grupinio vėlinimo dispersijos [5]:

$$P_c = \frac{2n_0|g_0|S}{t_p^2 k_0 n_2}. \quad (15)$$

Kaupinimui esant normalios šviesolaidžio medžiagos grupinių greičių dispersijos intervale, kontinuumo generaciją fotoninių kristalų šviesolaidyje nulemia vienas iš pagrindinių netiesinės optikos reiškinų: fazės moduliavimasis [9, 22]. Kadangi kontinuumo generacijos metu yra smarkiai

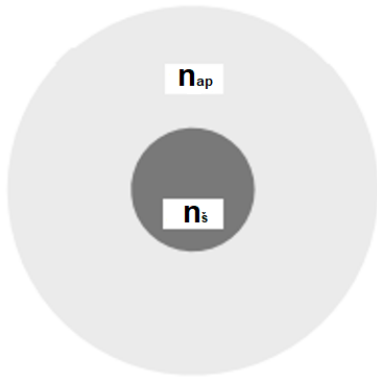
išdankoma impulso fazė, trukmė bei spektras, pilnam impulso charakterizavimui reikia tvirtų metodų, kaip kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodas, leidžiantis atstatyti pilną impulso informaciją [22]. Kontinuumas (superkontinuumas) kaip unikalus netiesinės optikos reiškinys yra plačiai naudojamas ne tik moksliniams tyrimams, bet ir gausiai taikomas pramonės srityse: medicinoje, spektroskopijoje, telekomunikacijoje, metrologijoje bei kituose srityse [8, 9].

Kaip minėta skyrelio pradžioje, fotoninių kristalų šviesolaidžiai yra unikalios netiesinės terpės, pasižyminčiomis išskirtinėmis optinėmis savybėmis. FKŠ struktūros dizaino lankstumas leidžia sukurti aplinką, kurioje galima generuoti efektyvesnę bei platesnę superkontinuumą, nei lyginant su standartinio lydyto kvarco šviesolaidžių ar tūrinių terpių (ang. k. *bulk*) atveju. Pagrindinį fotoninių kristalų šviesolaidžių pranašumą nulemia jų maža silicio šerdis bei ją supančios tuščiavidurės oro mikrostruktūros, kurio sukuria netik bangolaidinį efektą, bet ir tuo pačiu mažą efektyvų plotą, kuris sąlygoja aukštą netiesiškumo koeficientą [23]. Keičiant mikrostruktūrų geometriją, t.y. oro kapiliarų diametrus bei atstumus tarp jų, galima modifikuoti bendrą FKŠ dispersijos vertę. Parinkus tinkamus parametrus, suminę FKŠ chromatinę dispersiją, kurios vertė būtų lygi nuliui tam tikram bangos ilgiui (ang. k. *zero-dispersion wavelength*, ZDW), galima stumdyti spinduliuotės bangos ilgio atžvilgiu [9, 22]. Taigi, dėl šių unikalių FKŠ struktūros savybių, šios tapo idealiomis terpėmis nagrinėti netiesinius procesus, kurių tarpe vyksta ir kontinuumo generacija [8].

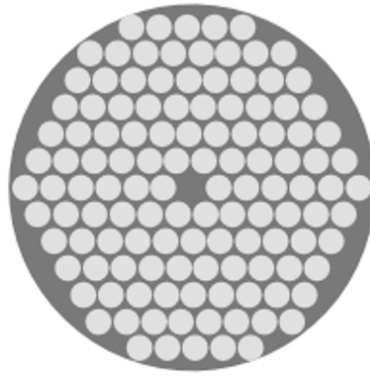
Tolesniuose skyriuose bus trumpai aptarta bendra fotoninių kristalų šviesolaidžių informacija bei trumpas įvadas į pagrindinius netiesinius efektus: fazės moduliavimąsi (SPM), kryžminę fazės moduliaciją (XPM), priverstinę Ramano sklaidą (SRS) ir keturbangį dažnių maišymąsi (FWM).

#### 1.4.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžiai

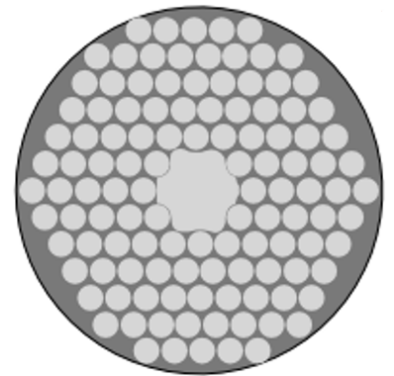
Įprasti optiniai šviesolaidžiai yra sudaryti iš dviejų pagrindinių elementų: šerdies bei apvalkalo. Šviesa optiniuose šviesolaidžiuose sklinda dėl visiško vidaus atspindžio (ang. k. *total internal reflection*, TIR) reiškinio, kurį galima realizuoti tik kai šviesolaidžio šerdies lūžio rodiklis yra didesnis negu apvalkalo [3]. Tokio tipo šviesolaidžiai yra plačiai taikomi telekomunikacijoje, duomenų perdavimo srityse, pramonėje ir daugelyje kitų sričių [27, 28]. Tačiau, įprasti optiniai šviesolaidžiai pasižymi keliais esminiais trūkumais: ribotas medžiagų pasirinkimas, kadangi idealiu atveju šerdies bei apvalkalo šiluminės savybės turėtų sutapti, taip pat yra griežtai apibrėžtas šerdies diametras bei bangos ilgių riba, ties kuria vis dar yra stebimas vienmodis šviesos sklidimas, o svarbiausia šviesolaidžio dispersijos vertės yra fiksuotos ir nulemtos tik pačios medžiagos [1, 2]. Šios problemos sprendimui buvo pasiūlyti fotoninių kristalų šviesolaidžiai (2 pav.), kurių idėją 1990-aisiais metais pasiūlė Philip St. J. Russell ir jo tyrimų grupė, o 1996-aisiais metais buvo pristatytas pirmasis fotoninių kristalų šviesolaidis Optical Fiber konferencijoje [1]. Pagrindinį tokio tipo šviesolaidžių skirtumą nuo tradicinių optinių šviesolaidžių lėmė stiklo skaiduloje sukurta mikrostruktūrų sritis, kurią sudaro periodiškai pa-



(a) Įprastas optinis šviesolaidis, sudarytas iš šerdies bei apvalako, kuriose lūžio rodikliai turi tenkinti nelygę  $n_s > n_{ap}$ .



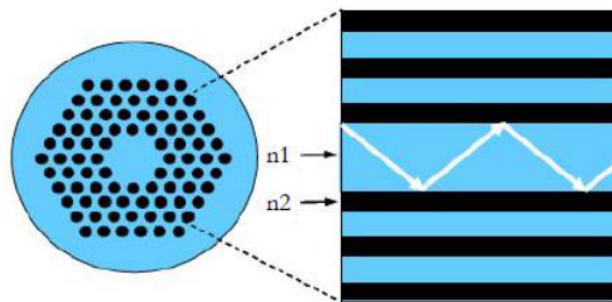
(b) Pirmo tipo fotoninių kristalų šviesolaidis.



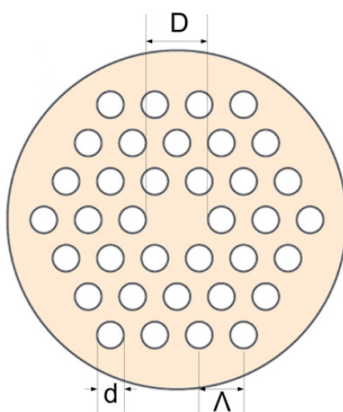
(c) Antro tipo fotoninių kristalų šviesolaidis.

2 pav. Optinių šviesolaidžių variacijos, kuriuose tamsios sritys pažymi medžiagą su didesne lūžio rodiklio verte. Adaptuota iš [24].

siskirstę maži oro kapiliariai [4]. Pirmajame sėkmingame fotoninių kristalų šviesolaidyje, šviesa sklido ne dėl fotoninio draustinio juosto tarpo, kaip buvo tikėtasi, tačiau dėl modifikuoto (efektinio) lūžio rodiklio, kurį sukūrė apvalkale esančios periodiškai išdėstytos oro skylutės. Iš pirmo žvilgsnio, bangolaidinis efektas fotoninių kristalų šviesolaidyje yra aprašomas identiškai kaip ir tradiciniuose optiniuose šviesolaidžiuose, tačiau galimybė keisti oro kapiliarų dydžius bei išdėstymo tvarką, leido drastiškai modifikuoti šviesolaidžio optines savybes, o pastarasis ir sąlygojo didelį FKŠ populiarumą. Modifikuojant oro skylių geometriją, galima manipuluoti bendrą medžiagos dispersiją bei paslinkti bangos ilgį, kuriam GGD vertė yra lygi nuliui į ilgesnių ar trumpesnių bangos ilgių sritį [22]. Mažinant šerdies diametrą ZDW vertė slinksis link trumpesnių bangos ilgių srities. Fotoninių kristalų šviesolaidžiai yra skirstomi į dvi grupes: I tipo (ang. k. *solid core PCF*) bei II tipo (ang. k. *hollow core PCF*). Pirmo tipo FKŠ šviesolaidžiai dar kartais yra vadinamai mikrostruktūrų šviesolaidžiais, kuriuos sudaro šerdis bei aplink ją suformuota oro kapiliarų mikrostruktūra, kuri sukuria moduluotą (efektinę) lūžio rodiklio vertę apvalkale (2 pav.) [2]. Vadinasi, šviesa pirmo tipo fotoninių kristalų šviesolaidyje sklis



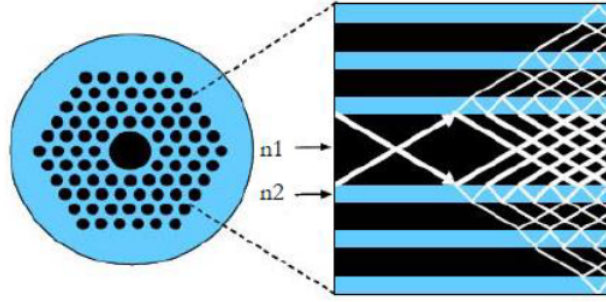
3 pav. Šviesos sklidimas I tipo fotoninių kristalų šviesolaidyje. Adaptuota iš [29].



4 pav. Fotoninių kristalų šviesolaidžio parametrai:  $d$  - kapiliarų diametras,  $D$  - šviesolaidžio šerdies diametras, o  $\Lambda$  - oro kapiliarų periodas. Adaptuota iš [31].

dėl modifikuoto visiško vidaus atspindžio efekto (3 pav.). Pagrindiniai parametrai apibūdinantys I tipo fotoninių kristalų šviesolaidžius yra  $\Lambda$ , nusakantis oro kapiliarų struktūros periodą, t.y. atstumą tarp dviejų gretimų skylių,  $d$  parametras nurodo kapiliarų diametą, o  $D$  – šviesolaidžio šerdies diametą (4 pav.). Keičiant šių periodinių struktūrų išsidėstymą galima modifikuoti ne tik dispersiją, kaip buvo minėta, bet galima sukurti ir šviesolaidžius, kuriuose yra išlaikomas vienmodis šviesos sklidimas plačioje bangos ilgų srityje (ang. k. *endlessly single mode fibers*). Ši savybė yra realizuojama, kai  $\frac{d}{\Lambda}$  santykio vertė yra mažesnė negu 0,4 [30]. Tokiu atveju fundamentinė moda liktų sklisti šviesolaidžio šerdyje, o tuo tarpu aukštesnių eilių modos būtų perkeltamos į šviesolaidžio apvaskalą [2–4]. Šviesolaidžių kūrimo lankstumas yra ypač aktualus siekiant išplėsti impulso spektrą, kadangi galima parinkti tokius šviesolaidžio parametrus, t.y. modifikuojant mikrostruktūrų geometriją, kurie geriausiai atitiktų kaupinimo lazerio kriterijus [29].

Antro tipo FKŠ yra sudaryti vėl iš periodinių mikrostruktūrų apvaskalo, tačiau šerdis tokio tipo šviesolaidžiuose yra paliekama tuščiaavidure, dažniausiai užpildyta oru. Kadangi šerdies lūžio rodiklis, šiuo atveju, tampa mažesnis negu apvaskalo, šviesos sklidimas visišku vidaus atspindžio efektu yra negalimas. Šviesos sklidimas antro tipo fotoninių kristalų šviesolaidyje yra aiškinamas fotoninių draustinių juostos tarpo efektu. Fizikinė idėja yra panaši į puslaidininkiuose sutinkamą elektroninę draustinę juostą tarpą, kuriame mažesnės energijos fotonai ( $E < E_g$ ) nėra sugeriami. Susiformavus fotoninio draustinio juostos tarpui, tam tikras dažnių ar bangos ilgio diapazonas negali pakliūti į šviesolaidžio šerdį. Fotonai, kurių energija yra didesnė nei draustinės energijos tarpas palaipsniui išnyks į šviesolaidžio apvaskalą, o likusi spinduliuotės dalis toliau išliks sklisti šviesolaidžio tuščiaavidure šerdimi. Kitaip tariant, tam tikras spinduliuotės dažnių intervalas sklisdamas gali pakliūti į šviesolaidžio apvaskalą, o likusi dalis dėl fotoninio draustinio juostos tarpo yra atspindima atgal į šerdį (5 pav.) [2, 3]. Fotoninio draustinio juostos tarpas yra modifikuojamas keičiant mikrostruktūrų geometriją, kapiliarų išsidėstymą bei dydžius [4]. Pagrindinis antro tipo šviesolaidžių privalumas yra tuščiaavidurė šerdis užpildyta oru. Kadangi tokia šviesolaidyje nepasireišk nei spinduliuotės sugertis, nei sklaida, II tipo FKŠ galima plačiai pritaikyti telekomunikacijoje [3, 29, 32]. Be to, oro netiesi-



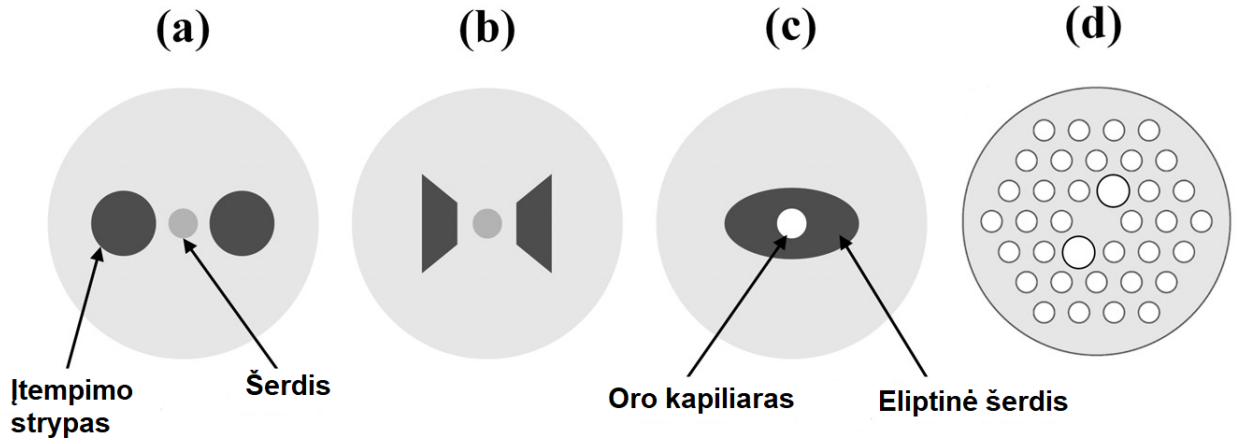
5 pav. Šviesos sklidimas II tipo fotoninių kristalų šviesolaidyje. Adaptuota iš. [29].

nis lūžio rodiklis yra sąlyginamai mažas, todėl šviesolaidyje nepasireišk kubinio netiesiškumo sąlygojami netiesiniai reiškiniai. Vadinasi, II tipo FKŠ puikiai tinka perduoti didelės galios impulsus nepatiriant didelių nuostolių [33]. Alternatyviai, užpildant tuščiaavidurę šerdį atitinkančiomis dujomis, pavyzdžiui inertinėmis dujomis, galima paskatinti Kero netiesiškumą, bei jo sukuriamus netiesinius efektus [22, 34].

Kaip buvo minėta, mikrostruktūrų šviesolaidžiai arba fotoninių kristalų šviesolaidžiai dėl gamybos lankstumo bei savybių unikalumo yra plačiausiai naudojami moksliniuose tyrimuose, todėl šio magistro baigiamojo darbo tyrimo objektu buvo pasirinktas pirmo tipo fotoninių kristalų šviesolaidis. Tinkamai parinkus periodiškai išdėstytų oro kapiliarų mikrostruktūrų geometriją, galima pakeisti kai kurias medžiagos optines savybes: dvejopą lūžį, netiesiškumo parametras, dispersiją (GVD dydį bei jo ženklą) ir svarbiausia ZDW vertę [2, 4, 34]. Bangos ilgio vertė, ties kuria GDD lygi nuliui, reikš, jog sklindantis tokio dažnio impulsas nepatirs šviesolaidžio chromatinės dispersijos įtakos, t.y. impulso laikinės charakteristikos išliks nepakitusios [29]. Be to, netiesiškumas yra atvirkščiai proporcingas efektingam šerdies diametru, todėl fotoninių kristalų šviesolaidžiuose su maža šerdimi, netiesiniai efektai pasireiškia net prie mažų spinduliuotės intensyvumų [8, 22]. Pirmuosiuose FKŠ mikrostruktūros geometrija buvo šešiakampio formos, tačiau tobulėjant technologijoms buvo sukurta naujų struktūrų: apskritinė, trikampė, kvadratinė, aštuonkampė, korio struktūros ir panašiai. Naujų geometrijų išradimas leido realizuoti aukštesnes šviesolaidžio skaitines apertūras, žemesnius įvedimo bei sklidimo nuostolius, didesnę netiesiškumo parametras, padidėjusį medžiagos dvejopą lūžį ir kitus parametrus. Kitas svarbus FKŠ parametras yra efektingas  $V$  skaičius (normalizuotas dažnio parametras). Šis parametras nusako šviesolaidžio modos sklidimo režimą, t.y. viendomį arba daugiamodį. Pagal susitarimą, įprastuose šviesolaidžiuose jeigu  $V \leq 2.045$ , tuomet tokie šviesolaidžiai yra laikomi vienmodžiais, o jei skaičius didesnis – daugiamodžiu. Fotoninių kristalų šviesolaidžio atveju, šios sąlygos yra tenkinamos kai  $V < \pi$  (vienamodiškumo sąlyga) [30]. Normalizuoto dažnio parametras fotoninių kristalų šviesolaidyje yra skaičiuojamas formule:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a NA = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{core}^2 - n_{cladding}^2}, \quad (16)$$

čia  $a$  žymi šerdies radiusą,  $\lambda$  spinduliuotės bangos ilgį, o  $n_{core}$  bei  $n_{cladding}$  - atitinkamai FKŠ



6 pav. Poliarizaciją išlaikančių šviesolaidžių pavyzdžiai: (a) - PANDA šviesolaidis; (b) - Bow Tie šviesolaidis; (c) - eliptinės šerdies šviesolaidis; (d) - I tipo fotoninių kristalų šviesolaidis. Adaptuota iš [31].

šerdies bei apvalkalo modifikuotą lūžio rodiklį [1, 29]. Be to, fotoninių kristalų šviesolaidžiai, kaip ir įprasti optiniai šviesolaidžiai, gali pasižymėti specialiai indukuotu dvejetainiškumu. Dvejetainiškumas yra anizotropinės medžiagos savybė, kai medžiagos lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo sklindančios spinduliuotės poliarizacijos. Dvejetainiškumu pasižymintys šviesolaidžiai yra vadinami poliarizaciją išlaikančiais šviesolaidžiais, kadangi spinduliuotės poliarizacija sklisdama greitąją arba lėtąją ašimi yra išlaikoma nepaisant visų išorinių veiksnių, t.y. šviesolaidžio sulenkimų bei temperatūrinių svyravimų. Populiariausios poliarizaciją išlaikančių šviesolaidžių struktūros yra PANDA bei Bow Tie, kuriuose dvejetainiškumą indukuoja papildomų elementų, pvz., boru legiruoti stiklinių strypų, sukelti mechaniniai įtempimai. Tačiau šviesolaidžiuose su eliptine šerdimi dvejetainiškumas yra nulemtas dėl nesimetrinės šviesolaidžio struktūros. Tuo tarpu, fotoninių kristalų šviesolaidžiuose dvejetainiškumą galima sukurti ir modifikuojant šerdį supančių mikrostruktūrų dydžius bei formas (6 pav.). FKŠ dvejetainiškumas  $B$  yra aprašomas formule:

$$B = \lambda(\beta_x - \beta_y)/2\pi = |n_{effx} - n_{effy}|, \quad (17)$$

kur  $\beta_x$  ir  $\beta_y$  statmenų ašių sklaidimo konstantos, o  $n_{effx}$  bei  $n_{effy}$  yra atitinkamai efektyviai lūžio rodikliai greitajai bei lėtajai ašiai [1, 35]. Taigi, apibendrinant, keičiant oro kapiliarų geometriją, t.y. jų dydį bei išsidėstymą, galima sukurti unikalius šviesolaidžius su modifikuotais optiniais parametrais.

#### 1.4.2 Netiesiniai reiškiniai vykstantys FKŠ

Praeitame skyrelyje buvo paminėta, jog impulso spektro plitimą fotoninių kristalų šviesolaidyje lemia kubinio netiesiškumo reiškiniai: fazės moduliavimasis, kryžminė fazės moduliacija, keturbangis dažnių maišymasis, priverstinė Ramano sklaida bei solitono dinamika. Kituose



paragrafuose bus aptarta keletas iš šių procesų.

Fazės moduliacija (SPM) yra optinio Kero efekto nelemtas netiesinis reiškinys, kai krentanti intensyvi spinduliuotė medžiagoje indukuoja netiesinį lūžio rodiklį, kur pastarasis galiausiai sukuria netiesinį impulso fazės pokytį, taip sąlygodamas impulso spektro moduliaciją [36, 37]. Pradinę impulso fazę galima išreikšti išraiška:

$$\varphi(t, z) = \omega_0 t - kz, \quad (18)$$

čia  $k = \omega_0 n/c$ , o lūžio rodiklis  $n$  esant stipriam elektriniam laukui tampa priklausomas nuo laike kintančio intensyvumo. Tuomet, indukuotas netiesinis impulso fazės pokytis yra aprašomas formule:

$$\delta\varphi(t) = \frac{\partial\varphi}{\partial n}\delta n = -\frac{\omega_0 z}{c}n_2^{(I)}I(t). \quad (19)$$

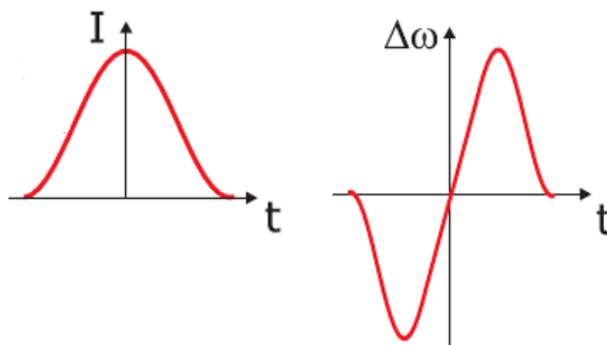
Iš bendrosios fizikos yra žinoma, jog laike fazės išvestinė yra lygi dažniui, todėl laike kintanti fazė sukelia ir momentinio dažnio pokytį:

$$\delta\omega = -\frac{\omega_0 z}{c}n_2^{(I)}\frac{dI}{dt}. \quad (20)$$

Šios lygtys parodo, jog netiesinio lūžio rodiklio indukuota impulso fazės moduliacija sąlygoja ir impulso dažnio moduliaciją, t.y. sklindančio impulso spektre atsiranda naujų dažnių komponentės. Impulso nešančiojo dažnio moduliacijos priklausomybė nuo krentančios spinduliuotės intensyvumo skirstinio yra pateiktas 7 paveikslėlyje. Tariant, jog indukuotas netiesinis lūžio rodiklis yra teigiamas, tuomet impulso priekinis frontas įgaus neigiamą dažnių poslinkį, o galinis – teigiamą dažnių poslinkį. Toks impulsas taps faziškai moduluotu, t.y. čirpuotu impulsu. Fazės moduliavimosi sukeltas impulso spektro plitimas bus simetriškas į abi puses centrinio dažnio atžvilgiu, o maksimalių fazės poslinkį galima išreikšti formule:

$$\delta\phi_{max} = -\frac{\omega_0}{c}n_2 I_0(0)z, \quad (21)$$

kur  $I_0$  yra pradinis impulso intensyvumas. Simetrišką impulso spektrinį plitimą nulemia tie-



7 pav. Kairėje – impulso intensyvumo skirstinys, dešinėje – impulso dažnio moduliacija. Adaptuota iš [5].

sinė fazės pokyčio priklausomybė nuo impulso intensyvumo. Tačiau, svarbu pabrėžti, jog tai galioja tik terpėse, kurių atsako trukmė yra mažesnė negu krentančio impulso trukmė. Tačiau, jei impulso trukmė bus mažesnė nei terpės atsako trukmė, bus stebimas asimetrinis spektro plitimas, t.y. plitimas tik į vieną pusę:

$$\delta\phi(z, t) = \frac{\omega}{c} \int_0^z \delta n(z, t) dz. \quad (22)$$

Kadangi, didesnę fazės poslinkį stebėsime ties impulso priekiniu frontu, todėl besiplečiančiame spektre atsiras žemesnio dažnio spektriniai komponentai: spektras slinksis į raudonąją bangos ilgių pusę. Vadinasi, kuo ilgesnis medžiagos atsako laikas palyginus su impulso trukme, tuo spektro plitimo asimetrija bus didesnė [5, 7]. Optiniuose šviesolaidžiuose SPM bei GVD kombinacija drastiškai išplečia ne tik impulso spektrą, bet tuo pačiu sąlygoja ir laikinio profilio iškraipymus [38, 39].

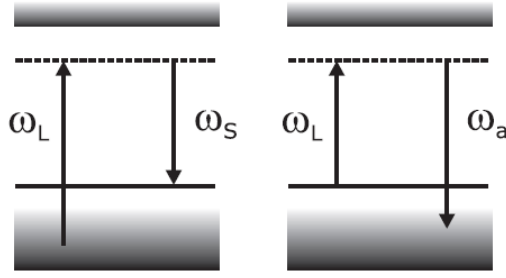
Kitas netiesinis reiškiny, glaudžiai susijęs su SPM, yra kryžminė fazės moduliacija (XPM). Kai netiesinėje terpėje sklinda kelios skirtingo intensyvumo bangos, silpnesnioji banga įgaus fazės moduliaciją dėl indukuoto netiesinio lūžio rodiklio moduliacijos, kurią sukuria sklindanti stiprioji banga [5, 39]. Kiekvienai bangai įgautus fazės poslinkius galima užrašyti formulėmis:

$$\phi_1 = \frac{\omega_1 n_2}{c} (I_1 + 2I_2) z, \quad (23)$$

$$\phi_2 = \frac{\omega_2 n_2}{c} (I_2 + 2I_1) z, \quad (24)$$

kur  $z$  yra sklidimo atstumas. Jeigu  $I_1 \gg I_2$ , tuomet  $I_2$  narį lygtyse galima ignoruoti, ir pirmosios bangos fazės poslinkis bus stebimas tik dėl fazės moduliavimosi, o antrosios bangos fazės poslinkis dėl kryžminės fazės moduliacijos. Lūžio rodiklio pokytis stipresnei bangai bus lygus  $n_2 I_1$ , o silpnesnei –  $2n_2 I_1$ . Vadinasi, stebimas spektro plitimas bus didesnis silpnesnio impulso atveju, o mažesnis plitimas – stipresnio impulso atveju [5].

Dar vienas netiesinis efektas, prisidedantis prie kontinuumo generacijos, yra neelastinė šviesos sklaida, žinoma kaip priverstinė Ramano sklaida [5]. Šio proceso metu yra sugeriamas krentančios spinduliuotės  $\omega_I$  dažnio fotonas, o dėl netamprios sąveikos, yra išspinduliuojamas mažesnio dažnio fotonas  $\omega_S$  (pasižymintis Stokso poslinkiu), o pati medžiaga išlieka pakitusios energetinės būsenos, t.y. vyksta neparimetrinis procesas. Dažnių skirtumas tarp dviejų fotonų, kritusio bei išspinduliuoto, apibūdina terpės virpesinio lygmens padėtį  $\omega_v = \omega_I - \omega_S$ . Retesnis šio proceso atvejis, kai krintantis fotonas yra sugeriamas ne pagrindinėje medžiagos būsenoje (nesužadintame lygmenyje), bet jau sužadintoje virpesinėje būsenoje, ir tokiu atveju yra išspinduliuojamas didesnio dažnio fotonas ( $\omega_A$ ), pasižymintis Anti-Stokso poslinkiu  $\omega_A = \omega_I - \omega_v$  (8 pav.). Savaiminė Ramano sklaida vyksta dėl nepriklausomai virpančių molekulių, todėl sąveikos efektyvumas yra mažas, o šviesos sklidimo kryptys neapibrėžtos. Tačiau, intensyvios spinduliuotės atveju, Stoksinio dažnio komponentai yra stiprinami dėl priverstinės spinduliuotės, t.y. atskirai osciliuojančių dipolių sukurti fotonai pasižymi vienoda faze bei kryptingumu. Toks procesas yra vadinamas priverstine Ramano sklaida (SRS), kuris dažniausiai pasireiškia



8 pav. Energijos lygmenų diagrama, vaizduojanti išspinduliuotus fotonus su Stokso poslinkiu (kairėje) ir su Anti-Stokso poslinkiu (dešinėje). Adaptuota iš [5].

netiesinėje terpėje, kaupinant pikosekundžių trukmės impulsais [17, 23, 36, 40].

Paskutinis netiesinis reiškinys įtakojantis spektro plitimą yra keturbangis dažnių maišymas (FWM). FWM procesas yra stebimas dėl medžiagoje indukuojamo kubinio netiesiškumo, kuriame keturių skirtingų dažnių bangos tarpusavyje sąveikauja. Pavyzdžiui, į terpę krenta  $\omega_1$  bei  $\omega_2$  dažnio bangos, tuomet naujų generuojamų dažnių komponentai yra išreiškiami sekančiomis formulėmis [41]:

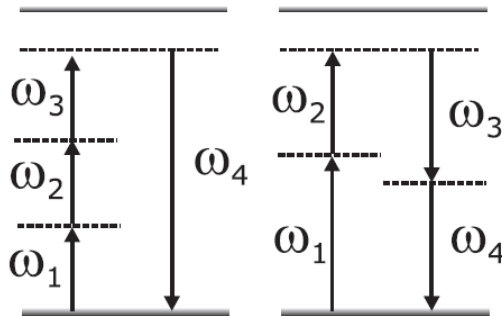
$$\omega_3 = \omega_1 - (\omega_2 - \omega_1), \quad (25)$$

$$\omega_4 = \omega_2 + (\omega_2 - \omega_1). \quad (26)$$

Alternatyviai galima stebėti ir kitokį bangų maišymą, kai krintančios spinduliuotės elektrinis laukas yra sudarytas iš trijų skirtingų dažnių komponentų:

$$\omega_{i,j,k} = \omega_i + \omega_j - \omega_k. \quad (27)$$

Pagal šią išraišką, keturbangio dažnių maišymosi proceso metu galima generuoti net 27 dažnius komponentus, tačiau realybėje naujų dažnių skaičius dėl simetrijos yra žymiai mažesnis. Įvairūs galimi dažnių maišymosi procesai yra pateikti 9 paveikslėlyje. Svarbu paminėti, jog FWM proceso efektyvumą, kaip ir kitus parametrinius procesus, nulems fazinio synchronizmo sąlygos. Vadinasi, femtosekundinių impulsų atveju dėl trumpo sąveikos ilgio, šis netiesinis rei-



9 pav. Keturbangio maišymosi energijos lygmenų diagrama. Adaptuota iš [5].

kinys bus keletą kartų silpnesnis lyginant su prieš tai aptartais netiesiniais procesais [23, 39, 41].

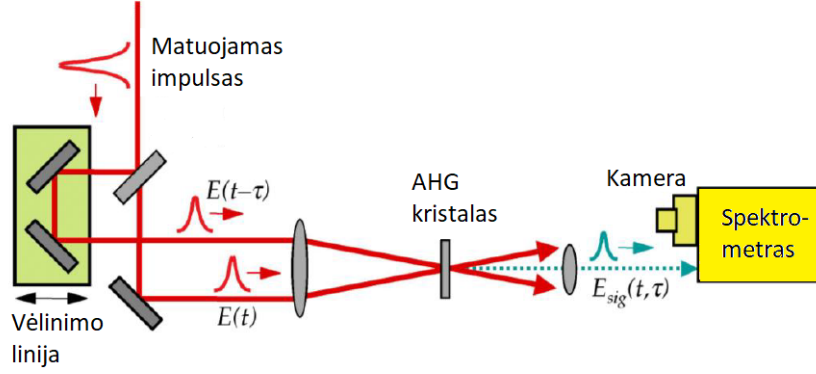
## 1.5 Ultratrumpųjų impulsų charakterizavimo metodai

Lazerių fizikoje yra svarbu žinoti kiekvieną impulsą apibūdinantį parametą, todėl lazeriniam spinduliuotės charakterizavimui buvo įgyvendinti keletas metodų. Paprasčiausias metodas, nereikalaujantis jokių sudėtingų schemų ar skaičiavimo algoritmų yra fotoelektronų kamera (ang. k. - *streak camera*) [42]. Tačiau esminis šio metodo trūkumas, jog išmatuoti rezultatai parodo tik impulso trukmę ir neatskleidžia jokios informacijos apie elektrinio lauko fazę. Be to, išmatuojama maksimali impulso trukmė yra apribojama dėl veikiančių elektronikos komponentų ir tokio tipo prietaisai leidžia įvertinti impulso trukmes iki pikosekundžių eilės. Impulso trukmių matavimo ribą galima išplėsti iki femtosekundžių eilės su sudėtingesniais schemomis, pavyzdžiui, autokoreliatoriaus matavimo metodu, tačiau esminis trūkumas išlieka panašus - išmatuoti rezultatai atskleidžia tik impulso trukmę. Šiai problemai spręsti buvo pasiūlyti metodai, leidžiantys detaliam charakterizuoti lazerinį impulsą, ir yra žinomi kaip dažninės skyros optinės sklendės (ang. k. - *frequency resolved optical gating*, FROG) metodas bei alternatyvus matavimo būdas, reikalaujantis papildomai pilnai charakterizuoto impulso - kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (ang. k. - *cross correlation frequency resolved optical gating*, XFROG) metodas [43–45]. Šie du metodai yra plačiai taikomi impulsų charakterizavimui, kadangi išmatuota informacija leidžia pilnai atstatyti visą informaciją apie sklindantį impulsą: trukmę, fazę, spektrą, spektrinę fazę bei intensyvumą. Tokio tipo matavimo metodai yra plačiai taikomi ir kontinuumo generacijos tyrime, kuomet femtosekundiniam impulsui praėjus pro fotoninių kristalų šviesolaidį yra įgaunamos laikinės bei spektrinės moduliacijos, sąlygotos kubinio netiesiškumo bei šviesolaidžio dispersijos [8]. Šių metodų privalumas, jog išdaryti impulsai gali būti pilnai charakterizuoti, t.y. sužinota jų laikinė forma bei fazė, spektrinė forma bei fazė ir impulso intensyvumas.

### 1.5.1 Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodas

Pirmasis matavimo metodas, naudojamas išsamiam femtosekundinio optinio impulso charakterizavimui, t.y. impulso intensyvumui, trukmei, laikinės fazės, spektrui bei spektrinės fazės nustatymui, yra žinomas kaip dažninės skyros optinės sklendės metodas (FROG). Šį metodą pirmieji sugalvojo ir aprašė R. Trebino bei D. Kane 1991 m. bei pristatė savo publikacijose 1993 metais [46–48]. FROG metodas yra matematiškai griežtas bei tvirtas, o matavimai gali būti atlikti plačiame dažnių intervale, su įvairiomis impulsų energijomis ar net impulsų trukmėmis, todėl matavimo metu naudojant FROG metodą galima charakterizuoti net pačius trumpiausius impulsus [49].

FROG metodo matavimo schema (10 pav.) primena autokoreliatoriaus matavimo schemą, tačiau esminis skirtumas tarp šių metodų slypi registravimo instrumente. Autokoreliatoriaus schemoje yra naudojamas detektorius, tuo tarpu FROG metode detektorius yra pakeičiamas į spektrometrą. Krentantis nežinomas impulsas yra padalijamas į dvi dalis, kur viena impulso



10 pav. Principinė SHG FROG matavimo schema. Adaptuota iš [50].

replika yra pavėlinama laike. Registruojamas signalas yra gaunamas sukertant šiuos du impulsus, t.y. pro pluošto daliklį praėjusį bei atsispindėjusį ir laike pavėlintą impulsą, netiesiniame kristale, kur pasireiškia kvadratinio netiesiškumo lemiami reiškiniai. Dėl momentinio netiesinio atsako kristale (atsako trukmė yra žymiai spartesnė nei sąveikaujančių impulsų trukmės), šis metodas leidžia realizuoti matavimus su ultratrumpaisiais impulsais. Dažniausiai matavimams naudojamas netiesinis procesas yra antros harmonikos generacija (ang. k. *second harmonic generation (SHG)*). Pamatotas FROG signalas yra vadinamas spektrograma, kuri parodo signalo spektro priklausomybę nuo laiko. Matematinė tokio signalo išraiška yra [49]:

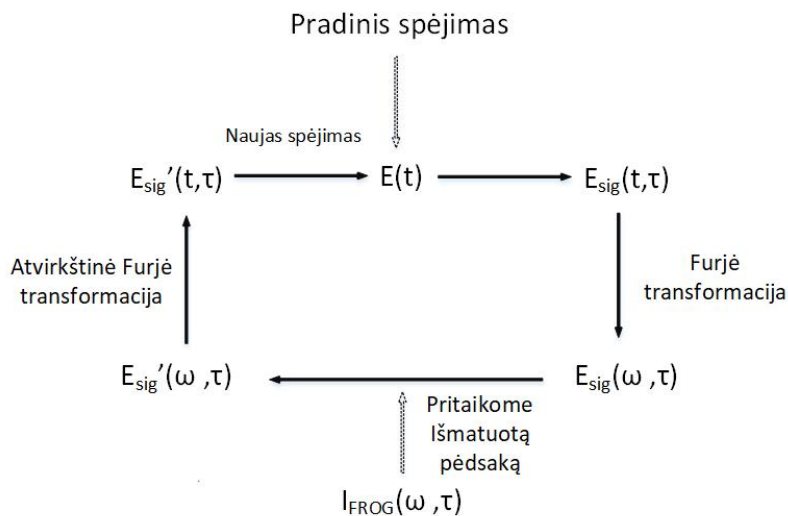
$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{Sig}(t, \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2, \quad (28)$$

kur  $E_{Sig}$  yra FROG signalo elektrinis laukas. Antros harmonikos generacijos atveju FROG  $E_{Sig}$  yra išreiškiamas tokia forma:

$$E_{Sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau). \quad (29)$$

FROG metodas turi keletą įvairių variacijų, tokių kaip jau aptarta antros harmonikos generacijos FROG, poliarizacinės sklendės FROG (ang. k. *polarization-gate*), savaiminės difrakcijos FROG (ang. k. *self-diffraction*), trečios harmonikos generacijos FROG ir keletas kitų. Iš visų išvardintų matavimo variantų, jautriausiu bei stipriausiu generuojamu signalu pasižymi antros harmonikos generacijos FROG (SHG FROG). Šio metodo didelį jautrumą nulemia didelis kristalo antrojo laipsnio netiesinis optinis jautris  $\chi^{(2)}$  [44, 49, 51].

FROG signalo apdorojimo algoritmas yra paremtas (11 pav.) iteracine Furjė transformacija ir yra pavadintas apibendrintu projekcijų algoritmu [49, 53, 54]. Impulso charakteristikų atstatymas prasideda nuo pradinio lauko  $E(t)$  spėjimo, ir tuomet remiantis (29) formulės išraiška yra sukuriamas  $E_{Sig}$  laukas. Sekančiame žingsnyje yra pritaikoma Furjė transformacija, kuri perkelia savo erdvę iš laikinių parametrų į dažninę  $\tilde{E}_{Sig}(\omega, \tau)$ . Norint sugeneruoti patobulintą signalo lauką  $\tilde{E}'_{Sig}(\omega, \tau)$ , išmatuotas FROG pėdsakas  $I_{FROG}(\omega, \tau)$  yra panaudojamas. Matematiškai gautas signalo lauko kvadratas dažnių erdvėje turėtų būti lygus FROG pėdsakui, ir dažniausiai šiame etape, signalo laukas dažnių erdvėje yra pakeičiamas su FROG pėdsako kvadratine šaknimi, ir taip sugeneruojama patobulinta signalo lauko išraiška. Gautas naujas



11 pav. Principinė FROG algoritmo schema. Adaptuota iš [52].

signalas yra grąžinamas atgal į laikinę erdvę panaudojant atvirkštinę Furjė transformaciją. Pasikutinės iteracijos metu, modifikuotas elektrinis laukas sugeneruoja naują  $E(t)$  spėjimą ir ciklas vėl kartojasi, kol galiausiai sprendinys konverguoja, t.y. pasiekiamą užbrėžta paklaidos vertė. Toks algoritmas yra paprastas, greitas bei patikimai tikslus [49, 52].

Tačiau, nors ir buvo paminėta, jog FROG atstato pilną impulso charakteristiką, tačiau visgi egzistuoja keletas matavimo dviprasmybių. Kadangi FROG signalas yra modulio kvadrato dydžio reikšmė, algoritmas negali nustatyti impulso absoliutinę fazę  $\varphi_0$ , kuri yra randama spektrinės fazės Teiloro eilutės išraiškoje:

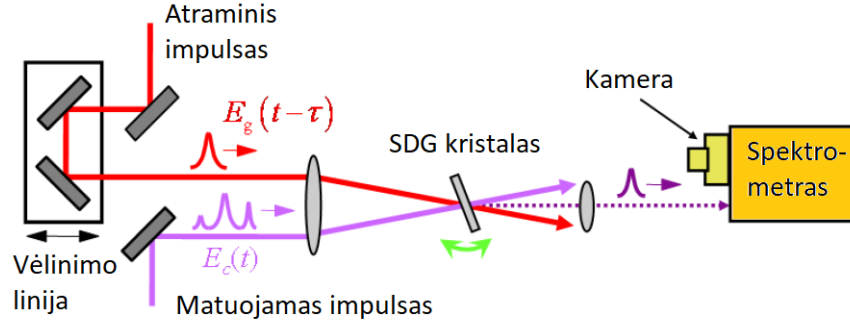
$$\varphi(\omega, z) = \varphi(\omega_0, z) + \frac{d\varphi(\omega, z)}{d\omega} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi(\omega, z)}{d\omega^2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\varphi(\omega, z)}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (30)$$

Kita šio metodo dviprasmybė yra laiko krypties (ang. k. *direction of time ambiguity*). Iš esmės ši dviprasmybė dėl matuojamų signalų simetriškumo, neleidžia tinkamai nustatyti kuria kryptimi atkeliaavo zonduojantis impulsas [49].

SHG FROG matavimo metodo universalumas yra parodomas ne tik teoriškai, bet ir praktiškai, pritaikant šį metodą išmatuoti lazerinį impulsą, kurio trukmė siekia  $\sim 10$  fs [55].

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

Tam tikromis aplinkybėmis, pavyzdžiui matuojamo signalo intensyvumas yra labai mažas, jog net jautriausia antros harmonikos generacijos FROG konfigūracija negali užregistruoti signalo, FROG metodas tampa sunkiai pritaikomas. Ši problema yra sprendžiama pritaikant alternatyvią FROG matavimo schemą, kurios esminį skirtumą nulemia, jog tiriamąjį impulsą skenuoja jau pilnai charakterizuotas papildomas impulsas, vadinama kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodu (XFROG) [49, 56, 57]. FROG metodas leidžia įvertinti impulso charakteristiką be jokių papildomų atraminių impulsų, tačiau XFROG matavimo atveju, atskiras atraminis impulsas sąveikaudamas netiesiniame kristale gali sukurti aukštesnio



12 pav. Suminio dažnio generacijos XFROG matavimo principinė schema. Adaptuota iš [50].

intensyvumo signalus. Tokia konfigūracija gali būti žymiai jautresnė nei SHG FROG konfigūracija. XFROG metodas buvo pirmą kartą pademonstruotas S. Linden ir kolegų 1998 metais [57]. Principinė XFROG matavimo schema yra pavaizduota 12 paveikslėlyje. Pagrindinis skirtumas tarp FROG metodo, kaip minėta, impulso replika yra pakeičiama gerai žinomu atraminiu impulsu, kuris vėl yra pavėlinamas laike ir netiesiniame kristale sukertamas su nežinomu impulsu, o gaunamas naujas signalas užregistruojamas spektrometru. XFROG metodas taip pat turi keletą matavimo schemų variacijų, tarp kurių gali būti suminio dažnio generacija (ang. k. - *sum frequency generation*, SFG), skirtuminio dažnio generacija (ang. k. - *difference frequency generation*, DFG) [49, 58] ar net poliarizacinės sklendės XFROG (ang. k. - *polarization-gate*) [59]. Suminio dažnio generacijos XFROG metodo atveju elektrinis laukas yra išreiškiamas tokia forma:

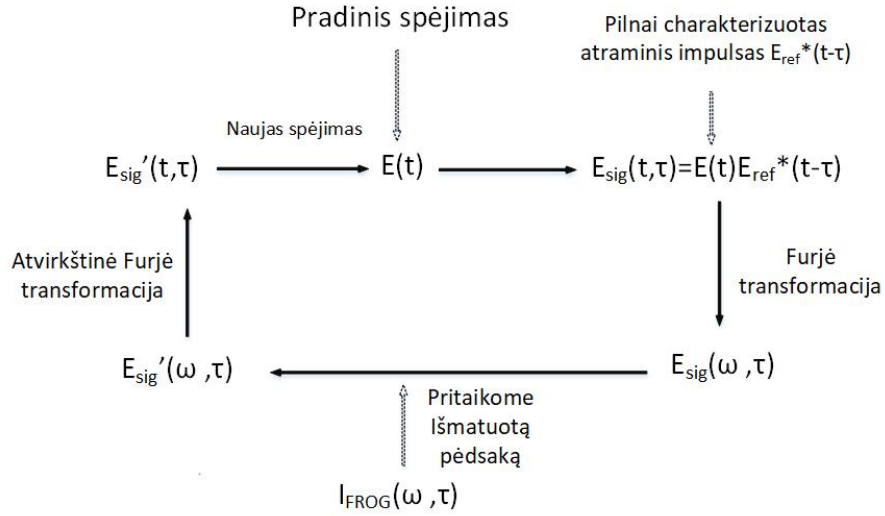
$$E_{Sig}^{SFG}(t, \tau) = E(t)E_{Ref}(t - \tau). \quad (31)$$

XFROG pėdsakas arba spektrograma tuomet yra išreiškiamas sekančia formule [49]:

$$I_{XFROG}^{SFG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E_{Ref}(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (32)$$

Kadangi į XFROG elektrinio lauko signalo išraišką ((31) formulė) patenka tiriamojo impulso sandauga su atraminiu signalu, tai reiškia, net esant pakankamai silpnam nežinomam impulsui, suminio dažnio signalas, sukertant šiuos du impulsus, bus pastiprinamas atraminio impulso sąskaita, ir rezultate suminio dažnio spinduliuotė bus pakankamai stipri, jog būtų tinkamai užregistruota spektrometro. Taigi, tokia konfigūracija leidžia charakterizuoti net pačius silpniausius signalus [49, 50, 57, 58].

Tiriamojo impulso parametrų atstatymui yra naudojamas apibendrintas iteracinis Furjė transformacijos projekcijų algoritmas. Algoritmo matematinių veiksmų seka yra pavaizduota 13 paveikslėlyje. Eksperimentiškai išmatuotas XFROG pėdsakas ir žinomas atraminio impulso elektrinis laukas yra pagrindiniai šio algoritmo įvardiniai duomenys. Algoritmas prasideda nuo tiriamojo impulso atsitiktinio elektrinio lauko spėjimo  $E(t_i)$  ir tuomet yra skaičiuojamas atitinkantis signalo laukas pagal (31) formulę. Kadangi pamatuotas XFROG signalas yra dažnių erdvėje, skaičiuojamam signalui turi būti pritaikoma Furjė transformacija. Pakeisdami



13 pav. Principinė XFROG algoritmo schema. Adaptuota iš [56].

sugeneruoto spėjimo signalo lauko amplitudę į išmatuoto XFROG signalo kvadratinę šaknį, yra gaunamas modifikuotas lauko signalas  $\tilde{E}'_{Sig}(\omega_i, \tau_j)$ . Tuomet panaudojus atvirkštinę Furjė transformaciją, modifikuotas signalas yra grąžinamas atgal į laikinę erdvę ir vėl yra generuojamas naujas spėjimas. Viso algoritmo metu atraminis impulsas bei jo charakteristikos išlieka nepakitusios. Kiekviena XFROG algoritmo iteracija mažina skirtumą tarp pamatuoto signalo bei eksperimentiškai išmatuoto, kol galiausiai abu signalai yra tapatūs ir galutinė vertė konverguoja [49, 57].

Kaip minėta, XFROG metodas yra FROG metodo kopija, su vienu mažu pakeitimu: pilnai charakterizuotas impulsas yra naudojamas kaip atraminis impulsas tirti nežinomų parametru impulsus. Be to, XFROG metodas yra pakankamai universalus, paprastai realizuojamas ir svarbiausia nereikalaujantis spektrinio persiklojimo tarp dviejų, atraminio bei tiriamojo, impulsų [49, 56, 57]. Tačiau šis metodas taip pasižymi ir trivialiomis dviprasmybėmis: absoliučios fazės nustatymu ( $\varphi_0$ ), kadangi vėl išmatuotas signalas yra dydžio modulio kvadratas. Retkarčiais ir laiko krypties dviprasmybė gali būti ignoruojama, kadangi išmatuotas XFROG signalas nebūtinai bus simetriškas vėlinimo atžvilgiu. Apibendrinant, XFROG metodas yra plačiai naudojamas charakterizuoti ypač silpnus, pvz., atodžiaulių galios impulsus [58, 60], UV ar IR spektrinės srities impulsus, signalus su itin prastu erdviniu bei laikiniu koherentiškumu, taip pat signalus su atsitiktinėmis fazėmis (pavyzdžiui bandinio fluorescencija) ar net komplikotos formos impulsus [49, 60].

Galiausiai, tinkamas XFROG bei FROG pėdsakų užrašymas reikalauja didelio duomenų kiekio, todėl tokių eksperimentų automatizavimas yra būtinas. Ganėtinai paprasta bei lengvai naudojama programavimo įranga LabVIEW (National instruments) yra populiarus pasirinkimas automatizuoti laboratorinius prietaisus ilgiems bei sudėtingiems matavimams [61, 62].



## 2 Eksperimentinė dalis

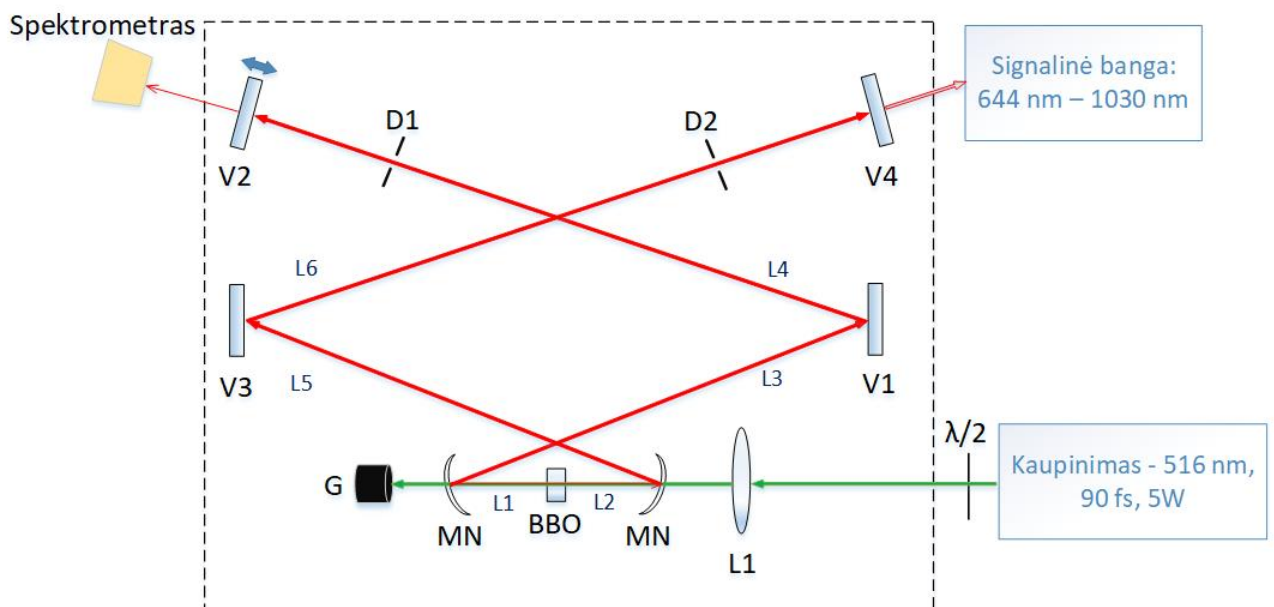
### 2.1 SPOPO

Derinamo dažnio femtosekundinė lazerinė spinduliuotė buvo realizuojama sukuriant sinchroninio kaupinimo stovinčios bangos parametrinį šviesos generatorių. Sinchroninio kaupinimo veikos režimas reiškia, jog impulso apėjimo laikas rezonatoriuje turi tiksliai sutapti su kaupinimo šaltinio rezonatoriaus apėjimo laiku. Todėl, parametrinio generatoriaus ilgis turi tiksliai atitikti kaupinimo osciliatoriaus ilgį. Šiame darbe buvo naudojamas Yb:KGW osciliatorius su pasikartojimo dažniu lygiu 76 MHz, tuomet fizinis rezonatoriaus ilgis yra randamas pagal formulę:

$$L_{rez} = \frac{c}{2f}. \quad (33)$$

Įstatę į išraišką žinomas vertes yra gaunama, jog tokio rezonatoriaus ilgis apytiksliai yra lygus 1,974 m. Sukonstruoto bei suderinto parametrinio šviesos osciliatoriaus schema yra pateikta 14 paveikslėlyje.

Kitame skyriuje esančioje schemoje paminėta, jog Yb:KGW spinduliuotė, skirta kaupinti parametrinį generatorių, buvo pastiprinta šviesolaidiniame stiprintuve bei LBO kristale buvo sugeneruota šios spinduliuotės antroji harmonika, kuri dichroiniu veidrodžiu buvo nukreipta į rezonatorių. Prieš parametrinį generatorių papildomai pastatoma  $\lambda/2$  fazinė plokštelė, skirta nustatyti tinkamą kaupinimo spinduliuotės poliarizaciją, jog būtų pilnai tenkinamos fazinio sinchronizmo sąlygos. Galiausiai spinduliuotė patenka į tripletinį lęšį L1 ( $f=77$  mm), kuris sufo-



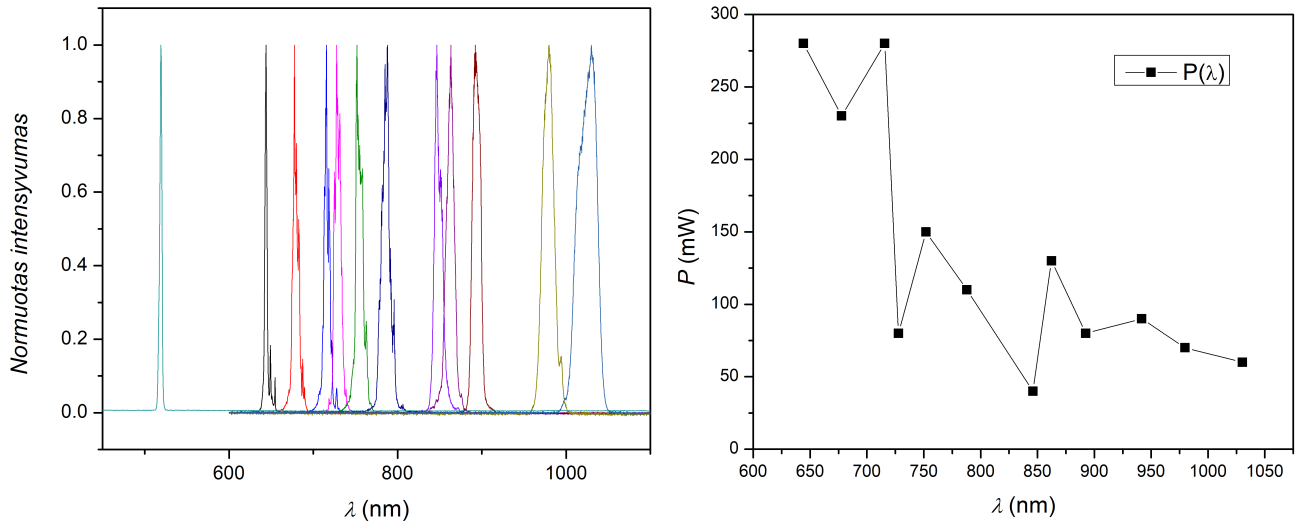
14 pav. Sinchroninio kaupinimo parametrinio šviesos generatoriaus schema:  $\lambda/2$  – fazinė plokštelė; L1 – tripletinis lęšis; MN – meniskiniai veidrodžiai; G – pluošto gaudyklė; BBO –  $\beta$ -bario borato kristalas; V1,V2,V3 – didelio atspindžio veidrodžiai; V4 – 93% išvadinis veidrodis; D1 bei D2 – diafragmos. Punktyrinės linijos žymi optinės plokštės perimetrą, ant kurios surinktas rezonatorius.

kusuoja pluoštą į netiesinį 2 mm storio BBO kristalą. Šiame darbe buvo kuriamas parametrinis šviesos generatorius, kurio rezonatoriuje būtų stiprinama tik viena stovinti banga – signalinė banga. Tokio tipo rezonatorių sudarantys pagrindiniai optiniai elementai yra netiesinis BBO kristalas, du meniskiniai veidrodžiai MN su 100 mm kreivumo spinduliais, pastatytais ant tikslaus poslinkio transliacinių staliukų, jog būtų galimybė derinti meniskinių veidrodžių atstumus iki netiesinio kristalo. Siekiant padidinti generacijos efektyvumą, meniskiniai veidrodžiai buvo padengti didelio atspindžio dielektrine danga, skirta signalinei bangai, kurios bangos ilgių intervalas siekia nuo 640 nm iki 1030 nm. Sekantys svarbūs rezonatoriaus elementai yra plokštieji veidrodžiai, kurie padeda kompaktiškai realizuoti  $\approx 2$  m ilgio rezonatorių. Parametrinio šviesos generatoriaus konstrukcijoje buvo naudojami trys didelio atspindžio (99,9%) veidrodžiai, bei vienas išvadinis veidrodis (V4), kurio pralaidumas siekė 7%. Kaip buvo minėta skyrelio pradžioje, sinchroninio kaupinimo parametrinio šviesos generatoriaus pagrindinis veikimo kriterijus buvo tikslus rezonatoriaus ilgio nustatymas, todėl plokščias veidrodis V2 buvo įtvirtintas ant mikrometrų tikslumo transliacinio staliuko (8MT173, Standa). Be to, tinkamai parinkus rezonatoriaus ilgį, SPOPO nebūtinai generuos naujų dažnių komponentes. Taip yra todėl, jog pati rezonatoriaus konfigūracija gali būti nestabili, todėl reikia tinkamai parinkti ir meniskinių veidrodžių pozicijas. Rezonatoriaus stabilumo kriterijų nustatymui buvo naudojama „LASCAD“ programinė įranga. Tinkamai nustačius rezonatoriaus stabilumo sritis, buvo rasti atstumai tarp meniskinių veidrodžių bei BBO kristalo paviršių, kurių vertės yra:  $L1 = 49,2$  mm, o  $L2 = 52,6$  mm. Likusieji atstumai buvo rasti iš suminio rezonatoriaus ilgio:

$$L_{rez} = L1 + L2 + n(BBO) \cdot l_{BBO} + L3 + L4 + L5 + L6 = 1,974 \text{ m} \quad (34)$$

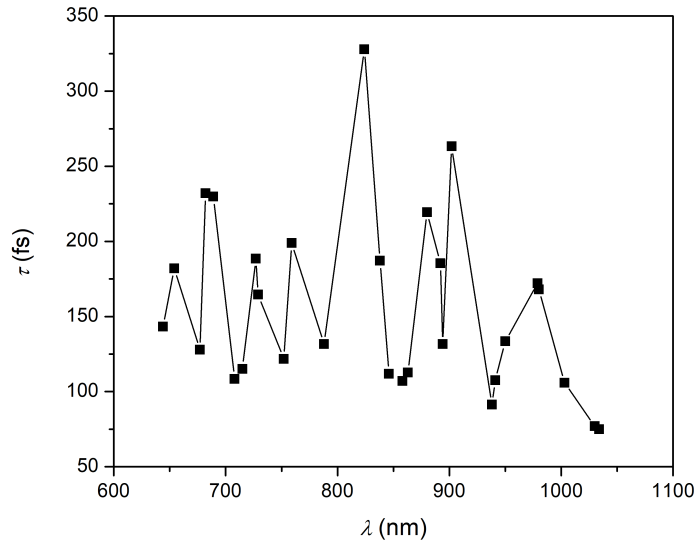
Irisinės diafragmos D1 bei D2 buvo naudojamos kaip atsarginės apertūros, skirtos lengvesniam parametrinės generacijos atstatymui. Už veidrodžio V2 buvo pastatytas Avantos spektrometras (AvaSpec-2048-USB2, registravimo ribos – 630 nm - 1100 nm), kurio paskirtis buvo stebėti derinamo bangos ilgio spinduliuotę. Ties išvadiniu veidrodžiu V4 buvo pastatytas filtras, skirtas pašalinti likusią kaupinimo spinduliuotę, o tuo tarpu praėjusi signalinė banga buvo nukreipiama link fotoninių kristalų šviesolaidžio, kur vyko kontinuumo generacijos tyrimas, leidžiantis įvertinti ir FKŠ netiesinio lūžio rodiklio dispersiją.

Surinkus bei suderinus parametrinį šviesos generatorių, buvo atliktas rezonatoriaus charakteristikų tyrimas. Optimizavus parametrinį osciliatorių, buvo gautas platus signalinės bangos derinimo dažnio (bangos ilgio) diapazonas, kurio vertė siekė nuo 640 nm iki 1030 nm (15 pav.). Derinant netiesinio kristalo poziciją, t.y. posūkio kampą, bei rezonatoriaus ilgį buvo stengiamasi pasiekti maksimalią išvadinę galią, kurios priklausomybė nuo generuojamo bangos ilgio yra pateikta 15 paveikslėlyje. Svarbu paminėti, jog generuojamos galios matavimai buvo atliekami ne ties išvadiniu V4 veidrodžiu, bet prieš mikroskopo objektyvą (19 pav.), kadangi tik ši spinduliuotės galia bus naudojama kontinuumo generacijos tyrimui. Išvadinės galios kritimą didėjant bangos ilgiui, galima paaiškinti remiantis grupinių greičių nederinimu. Signalinei bangai artėjant link išsigimusio režimo, didėja ir grupinių greičių nederinimas tarp kaupinimo bei signalinės



15 pav. Kairėje – užfiksuoti skirtingi generuojamų bangos ilgių spektrai, o dešinėje – SPOPO generuojamos galios priklausomybė nuo bangos ilgio.

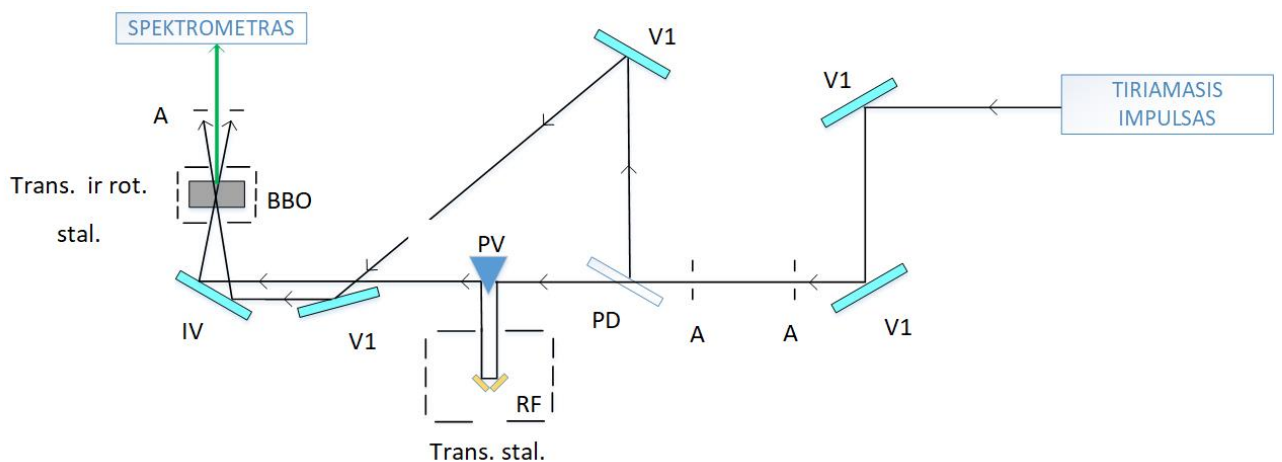
bangų, todėl sumažėja ir netiesinės sąveikos ilgis, o tai galiausiai lemia ir išvadinės galios kritimą. Be to, išmatuota galia nėra maksimaliai leistina galia, kurią galėtų generuoti parametrinis šviesos generatorius. Kadangi kaupinimo impulso galia siekė apytiksliai 5 W, todėl rezonatoriuje susidarydavo ir aukštesnių eilių skersinės modos, kurių galia palyginus su fundamentine  $TEM_{00}$  moda yra žymiai didesnė. Matavimams buvo stengiamasi išlaikyti pagrindinę skersinę modą, todėl atitinkamai buvo įnešami papildomi nuostoliai į rezonatorių. Žinoma rezonatoriuje egzistuoja ir savaiminiai nuostoliai, kuriuos būtų galima sumažinti, parinkus tinkamą optiką: veidrodžių atspindžio charakteristika nėra vienoda visiems bangos ilgiams, paviršiai nėra idealūs, todėl atsiranda ir sklaidos tikimybė, be to netiesinis BBO kristalas nebuvo skaidrintas signalinės bangos ilgių intervalui, todėl per vieną pilną rezonatoriaus apėjimą, kristale yra sukuriama keturi papildomi Frenelio atspindžiai, kurie įneša nereikalingus nuotolius rezonatoriuje. Be to, buvo pastebėta ir dispersijos, t.y. rezonatoriaus optinių elementų sukuriama grupinio vėlinimo dispersijos, įtaka generuojamam bangos ilgiui. Esant fiksuotai netiesinio BBO kristalo pozicijai, derinant rezonatoriaus ilgį, generuojamos spinduliuotės bangos ilgis atitinkamai irgi kito. Pakitus rezonatoriaus ilgiui, pakinta ir impulso lėkio trukmė rezonatoriuje, todėl siekiant, jog optinė parametrinė generacija nenutrūktų (būtų išlaikytos sinchroninio kaupinimo sąlygos), generuojamo impulso dažnis turi pasislinkti tinkama kryptimi. Grupinio vėlinimo dispersija įneša papildomą nestabilumą į rezonatoriaus veiką, kadangi net smulkiausi mechaniniai virpesiai ar temperatūros fliktuacijos, gali sukelti mažus atstumo pokyčius, kurie sąlygos ir bangos ilgio pokytį. Susidariusį grupinių greičių dispersijos dydį galima netiesiogiai įvertinti iš pamatuotų generuojamų impulsų trukmės priklausomybės nuo spinduliuotės bangos ilgio (16 pav.). Be to, grupinių greičių dispersija turi įtakos generuojamai išvadinei galiai. Keičiantis GVD dydžiui, kinta ir signalinės bangos impulso trukmė, todėl keičiasi ir netiesinės sąveikos ilgis tarp kaupinimo bei signalinės bangų, o tai sąlygoja ir išvadinės galios kritimą. Šias problemas galima išspręsti sukuriant veidrodžius pasižyminčiais geresnėmis GVD charakteristikomis bei plačiu at-



16 pav. Generuojamų impulsų trukmės priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio.

spindžio koeficientu visam signalinės bangos ilgio diapazonui, tačiau tokio projekto realizavimas yra sunkiai įgyvendinamas dėl komplikotos gamybos ir didelių išlaidų. SPOPO rezonatoriaus generuojamų impulsų charakterizavimui bei impulso čirpo vertės nustatymui buvo atliekami matavimai naudojant FROG metodą.

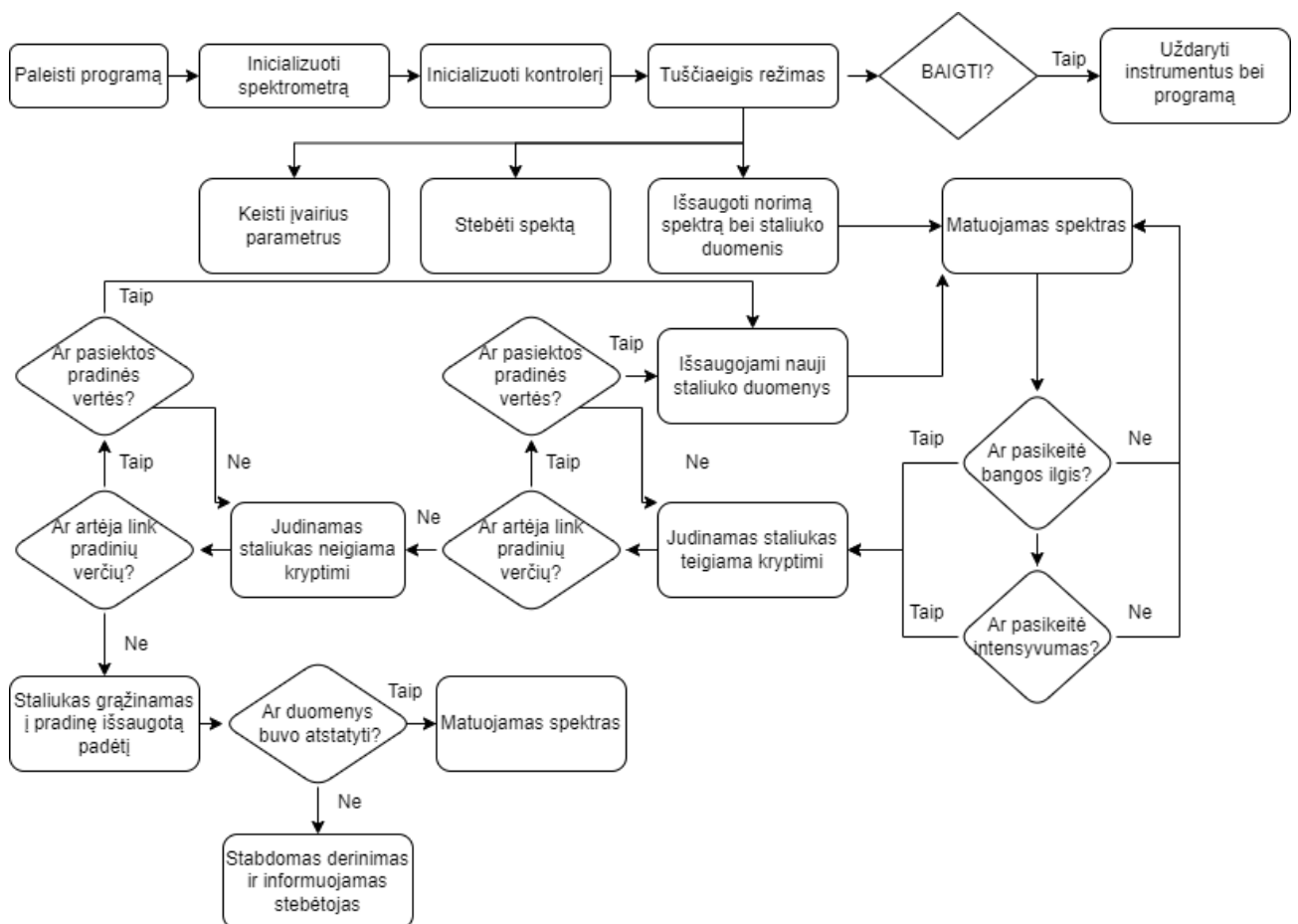
Sukonstruota bei surinkta optinė schema yra pateikta 17 paveikslėlyje. FROG matavimams buvo naudojami sidabro dangos veidrodžiai bei apertūros, skirtos tinkamai užvesti pluoštą į matavimo stendą. Tuomet suderintas impulsas pluošto dalikliu yra padalijamas į dvi dalis. Atspindėjęs pluoštas sidabro dangos veidrodžiais yra nukreipiamas link įgaubto veidrodžio, o



17 pav. Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodo matavimo schema. Schemos elementai: V1 – sidabro dangos veidrodžiai; A – apertūra; PD – pluošto daliklis; PV – prizminis veidrodis (ang. k. *knife edge right angle prism mirror*); RF – retroreflektorius; Trans. stal. – transliacinis staliukas; IV – įgaubtas sidabro dangos veidrodis; BBO –  $\beta$ -bario borato kristalas; Trans. ir rot. stal. – transliacinis bei rotacinis staliukai.

praėjęs impulsas pataiko į prizminį veidrodį, kur pluoštas yra atspindimas į retroreflektorių, pastatytą ant motorizuoto transliacinio staliuko (8MT30-50, Standa). Transliacinis staliukas yra naudojamas generuoti impulso replikos laikines vėlinimo vertes, t.y. pavėlinti impulsą atsispindėjusio impulso atžvilgiu. Galiausiai, abu impulsai įgaubtu veidrodžiu yra fokusuojami į netiesinį kristalą, kuriame yra generuojamas šių dviejų signalų atsakas – suminio dažnio (antros harmonikos) generacija. Netiesiniam atsakui generuoti buvo naudojamas 0,6 mm storio  $\beta$ -bario borato (BBO) kristalas, išpjautas  $\theta = 30^\circ$  ir  $\phi = 0^\circ$  laipsnių kampais, jog būtų tenkinamos I tipo fazinio synchronizmo sąlygos. Siekiant tinkamai bei efektyviai gauti maksimalų dviejų impulsų atsako signalą, netiesinis kristalas buvo pastatytas ant mikrometrinio poslinkio bei rotacinio staliukų. Pašalinis kaupinimo impulsų fonas buvo panaikintas pastačius už kristalo papildomą apertūrą. Antrosios harmonikos signalas buvo registruojamas Avantes spektrometru (AvaSpec-ULS2048CL), kurio registravimo ribos siekia nuo 200 nm iki 1100 nm. Šiam matavimui buvo naudojama parašyta LabVIEW matavimo programa, siekiant išlaikyti panašias eksperimento sąlygas.

Kaip buvo minėta skyrelio pradžioje, dėl įvairių aplinkos faktorių, derinamo dažnio spinduliuotės generacija parametriniame šviesos generatoriuje nėra pakankamai stabili, t.y. laikui bėgant pasikeičia ne tik spinduliuotės bangos ilgis, bet ir sumažėja generuoja impulso išvadinė



18 pav. Blokinė LabVIEW diagrama, skirta pademonstruoti duomenų sklaidimo seką, kuri naudojama aktyviam rezonatoriaus ilgio stabilizavimui matavimo metu.

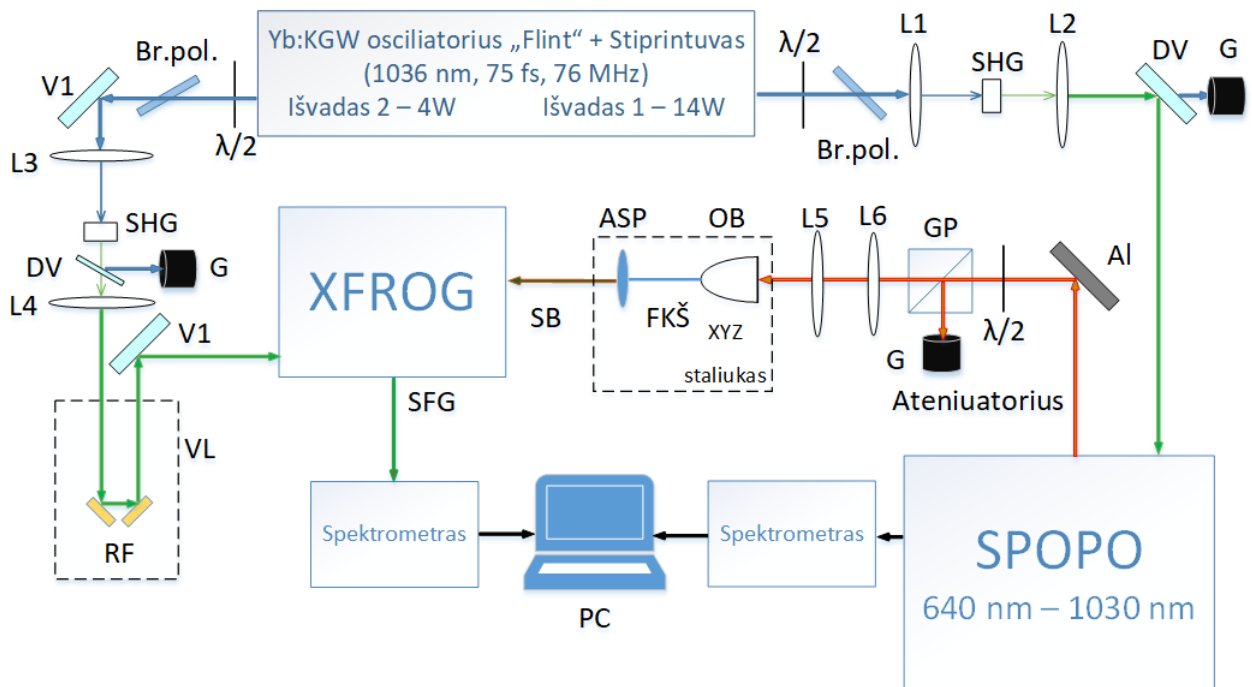
galia. Impulso spektro moduliacijos FKŠ tyrimas yra laikui imlus, todėl reikalauja tam tikro kaupinimo spinduliuotės stabilumo. Todėl buvo sukurtas LabVIEW programinis kodas, skirtas palaikyti pastovią rezonatoriaus konfigūraciją, t.y. vykdomas aktyvus rezonatoriaus ilgio stabilizavimas. Šį kodą sudaro du instrumentai: Avantes spektrometras bei motorizuotas transliacinis staliukas (Standa). Kadangi LabVIEW programos kodą yra sunku vizualiai pademonstruoti dėl daugybės kode esančių „for“ bei „while“ ciklų, tam tikrų sąlygų bei veiksmų nulemtų struktūrų, bei kitų funkcijų, todėl trumpa duomenų perdavimo seka yra pavaizduota blokinėje schemeje (18 pav.). Paleidus LabVIEW kodą, yra automatiškai inicializuojami visi instrumentai bei jų parametrai, ir galiausiai dėl sukurtos struktūros (ang. k. *event-driven structure*) kodas įvykdo kiekvieną vartotojo komandą. Nustačius tinkamas stabilizavo ribas (bangos ilgio bei spektro intensyvumo nuokrypį), yra išsaugojamas norimas spektras, t.y. nuskaitoma impulso spektro smailės padėtis bei maksimali amplitudės vertė. Inicializavus stabilizavimo procesą, algoritmas registruoja spektrus ir lygina ar naujai išmatuotos vertės atitinka išsaugotas. Esant neatitikimui, kodas judina transliacinį staliuką tiek į vieną, tiek į kitą pusę, kol pavyksta atstatyti norimą impulso spektrą. Radus tinkamą poziciją, vėl yra registruojami spektrai ir tikrinamos vertės. Tačiau, jeigu nepavyksta rasti stabiliausios pozicijos, staliukas yra gražinamas į pradinę išsaugotą vertę ir paskutinį kartą patikrina ar išmatuotos vertės sutampa su nustatytomis. Galiausiai neradus atitikimo, stabilizavo algoritmas yra stabdomas ir garsiniu signalu yra pranešama vartotojui. Pabaigus matavimo darbus, LabVIEW programa yra išjungiamą, kurios metu kodas tinkamai uždaro visas sąsajas su veikiančiais instrumentais.

## 2.2 Kontinuumo generacijos dinamikos bei netiesinio lūžio rodiklio dispersijos tyrimas

### 2.2.1 Eksperimento schema

Kontinuumo generacijos dinamikos kaupinant derinamo dažnio femtosekundiniais impulsais fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimui bei jo panaudojimui netiesiam lūžio rodikliu įvertinti buvo sukonstruota 19 paveikslėlyje pateikta optinė schema. Eksperimento metu buvo naudojamas Flint (Light Conversion) femtosekundinis Yb:KGW osciliatorius, generuojantis 1036 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę su 76 MHz impulsų pasikartojimo dažniu bei impulso trukme siekiančia 90 fs. Kero lęšio modų sinchronizmo režimu veikiančio osciliatoriaus generuojamų impulsų vidutinė galia siekia 4,5 W. Lazerinio osciliatoriaus galia buvo ženkliai padidinta naudojant sukurtą vieno lėkio valdomo pradinio čirpo (ang. k. *pre-chirp managed amplification*, PCMA) šviesolaidinę stiprinimo sistemą. Detalesnę informaciją apie šią stiprinimo sistemą galima rasti moksliniuose darbuose [63, 64].

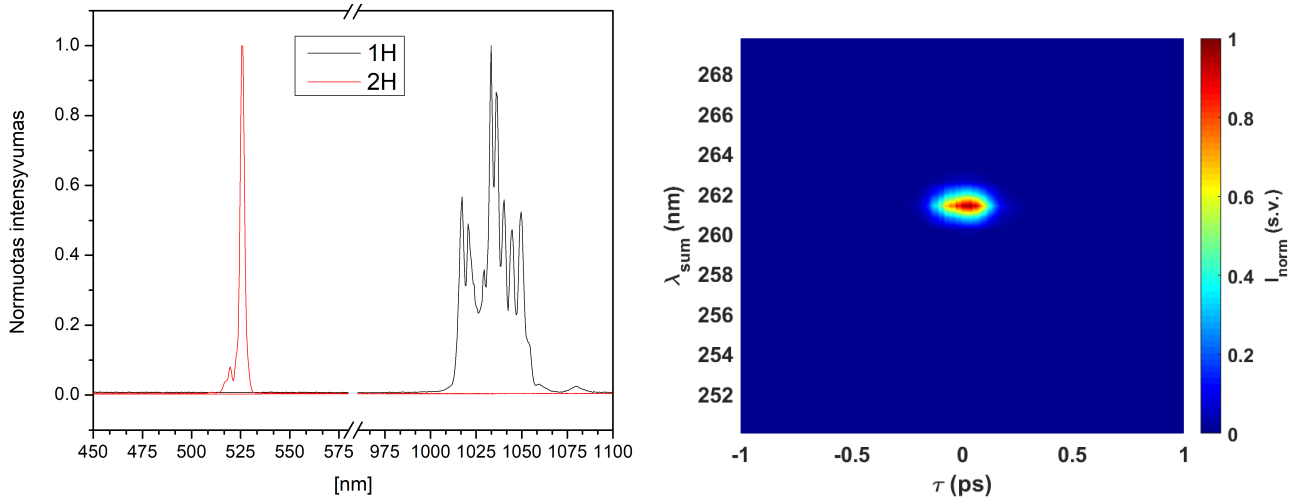
Šviesolaidinės stiprinimo sistemos dėka, Yb:KGW osciliatoriaus generuojamos spinduliuotės vidutinė galia padidinama nuo 4,5 W iki 18 W. Stiprinimo sistemos schemas pabaigoje yra pluošto daliklis, kuris padalija sustiprintą impulsą į dvi dalis: atraminį impulsą su 4 W vidutine galia, naudojamą XFROG matavimams, bei 14 W vidutinės galios impulsą, skirtą kaupinti



19 pav. Principinė optinė schema. Schemos elementai:  $\lambda/2$  -  $\lambda/2$  plokštėlė; Br. pol. - Briusterio poliarizatorius; V1 - dielektriniai veidrodžiai; L1, L2, L3, L4, L5, L6 - skirtingo židinio nuotolio lęšiai; SHG - antros harmonikos generacijos netiesinis LBO kristalas; DV - dichroinis veidrodys; G - pluošto gaudyklė; Al - aliuminio dangos veidrodys; GP - Glano prizmė; OB - mikroskopo objektyvas; FKŠ - fotoninių kristalų šviesolaidis; ASP - asferinis lęšis; SPOPO - sinchroninio kaupinio stovinčios bangos parametrinis šviesos generatorius; RF - retroreflektorius; VL - vėlinimo linija; XFROG - kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas. SB žymi spektriškai išplitusį impulsą, o SFG - suminio dažnio generaciją.

sinchroninio kaupinio stovinčios bangos parametrinį šviesos generatorių (SPOPO). Išvadinės galios manipuliavimui ties kiekvienu išėjimu buvo sukonstruoti optiniai atenuatoriai, sudaryti iš  $\lambda/2$  fazinės plokštėlės bei Briusterio poliarizatoriaus. Atraminio impulso šakoje (mažesnės galios išvade), dielektriniais veidrodžiais spinduliuotė buvo nukreipiama į vėlinimo liniją, sudarytą iš mikrometrinio poslinkio staliuko bei retroreflektoriaus, tačiau prieš tai spinduliuotė L3 lęšiu fokusuojama į 2,5 mm storio ličio triborato (LBO) netiesinį kristalą (išpjovimo kampai  $\phi=13,8^\circ$  ir  $\theta=90^\circ$ ), siekiant sugeneruoti atraminio impulso antrosios harmonikos signalą. Fundamentinė harmonika dichroiniu veidrodžiu nukreipiama į pluošto gaudyklę, o likusi spinduliuotė sukoliuojama L4 lęšiu. Sugeneruotos 1 W vidutinės galios antrosios harmonikos impulsai, tuomet yra nukreipiami link XFROG matavimo stendo. Lengvesnei XFROG duomenų analizei buvo pasirinkta naudoti atraminio impulso antrąją harmoniką dėl gaunamo spinduliuotės spektro, pavaizduoto 20 paveikslėlyje. Tokio impulso trukmė, nustatyta naudojant FROG metodą, siekia apie 144 fs, o išmatuota spektrograma pateikta 20 paveikslėlyje.

Kitas išėjimas, kaip buvo minėta, yra skirtas kaupinti SPOPO rezonatorių. Kadangi norima optinio parametrinio generavimo sritis yra regimojoje šviesos diapazone, optinį parametrinį generatorių turime kaupinti Yb:KGW spinduliuotės antrąją harmoniką. Taigi, pluoštas praėjęs pro optinį atenuatorių, pirmuoju lęšiu L1 yra sufokusuojamas į netiesinį LBO kristalą (storis



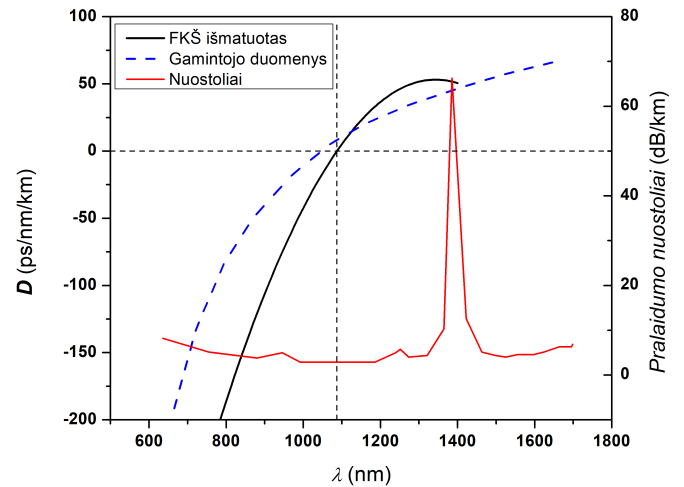
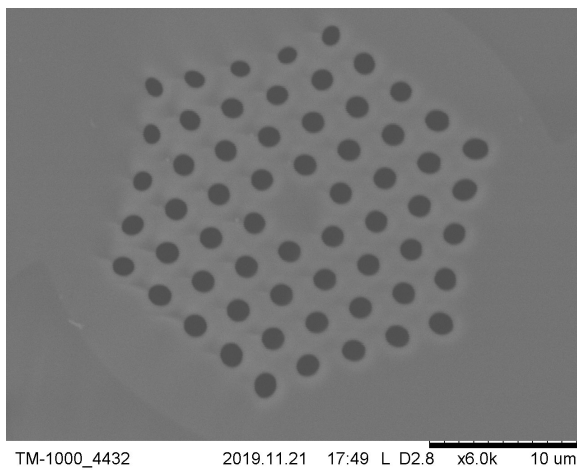
20 pav. Kairėje – atraminio impulso pirmosios bei antrosios harmonikų spektrai. Dešinėje – FROG metodu užfiksuota atraminio impulso spektrograma.

2,5 mm, o išpjovimo kampai  $\phi=13,8^\circ$  ir  $\theta=90^\circ$  leidžia realizuoti I tipo fazinį sinchronizmą), kuriame dėl kvadratinio netiesiškumo, yra generuojama antrosios harmonikos spinduliuotė su vidutine galia siekiančia 4,9 W. Besiskečiantis pluoštas tuomet yra sukolinuojamas sekančiu lęšiu, o dichroinis veidrodis DV praleidžia fundamentinės harmonikos spinduliuotę į pluošto gaudyklę, tuo tarpu antrąją harmoniką atspindi į SPOPO rezonatorių. Detalesnė informacija apie SPOPO rezonatorių, jo veikimą bei parametrus buvo aptarta 2.1 skyriuje. Derinamo dažnio spinduliuotė aliuminio dangos veidrodžiais yra nukreipiama link mikroskopo objektyvo, tačiau prieš tai patikrinamas pluošto dydis. Sufokusuotos spinduliuotės pluošto dydis turėtų kuo labiau atitikti fotoninių kristalų šviesolaidžio šerdies diametrą ( $4,3 \pm 0,2 \mu\text{m}$ ), jog įvedimo nuostoliai būtų sumažinti iki minimalios vertės. Teoriškai apskaičiavus reikiamą pluošto diametrą, pagal formulę:

$$2w_0 = \frac{4M^2\lambda f}{\pi D}, \quad (35)$$

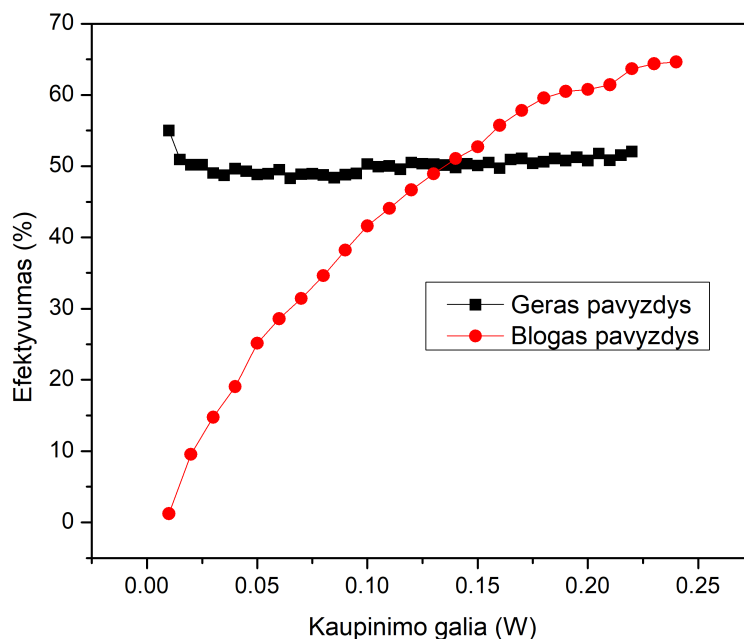
buvo gauta, jog pluošto dydis  $D$  prieš objektyvą ( $f = 4,5 \text{ mm}$ ) turi būti lygus 1 mm. Pritaikant peilio metodą, buvo išmatuota, jog lazerio pluošto dydis išeinantis iš rezonatoriaus ties 646 nm yra lygus 2,57 mm. Taigi, pluošto diametras turėjo būti sumažintas apie 2,5 karto. Koreguoto dydžio pluoštas tuomet yra sufokusuojamas mikroskopo objektyvu bei įvedamas į fotoninių kristalų šviesolaidį. Tiksliam šviesos įvedimui į FKŠ buvo naudojamas itin aukšto tikslumo mikrometrinis XYZ staliukas (Thorlabs). Šiame darbe buvo tiriama I tipo (ang. k. *solid core photonic crystal fiber*) fotoninių kristalų šviesolaidžio - SC-5.0-1040-PM (NKT Photonics) - kontinuumo generacija bei netiesinio lūžio rodiklio dispersija. Šviesolaidžio skerspjūvio plotas bei struktūra, užfiksuota skenuojančiu elektronų mikroskopu, dispersijos parametro kreivė bei pralaidumo nuostoliai yra pavaizduoti 21 paveikslėlyje. Pagal gamintojų duomenų lapą, šio modelio poliarizaciją išlaikančio SC-5.0-1040-PM FKŠ šerdies diametras yra lygus  $4,3 \pm 0,2 \mu\text{m}$ , o bangos ilgis ties kuriuo grupinių greičių dispersija yra lygi nuliui (ZDW) yra ties  $1040 \pm 15 \mu\text{m}$ . Pastaroji vertė yra pateikiama gamintojų duomenų lape, tačiau šio konkretaus šviesolaidžio





21 pav. Kairėje – I tipo fotoninių kristalų šviesolaidžio (SC-5.0-1040-PM), naudojamo šiame darbe, mikrostruktūrų išsidėstymo nuotrauka, užfiksuota skenuojančiu elektronų mikroskopu. Dešinėje – išmatuota FKŠ dispersijos kreivė (juoda ištisinė linija), kurioje fotoninių kristalų šviesolaidžio ZDW vertė yra 1087,4 nm [65], o mėlyna brūkšninė linija žymi gamintojo duomenis (ZDW = 1040 nm). FKŠ pralaidumo nuostoliai yra pateikti raudona kreive.

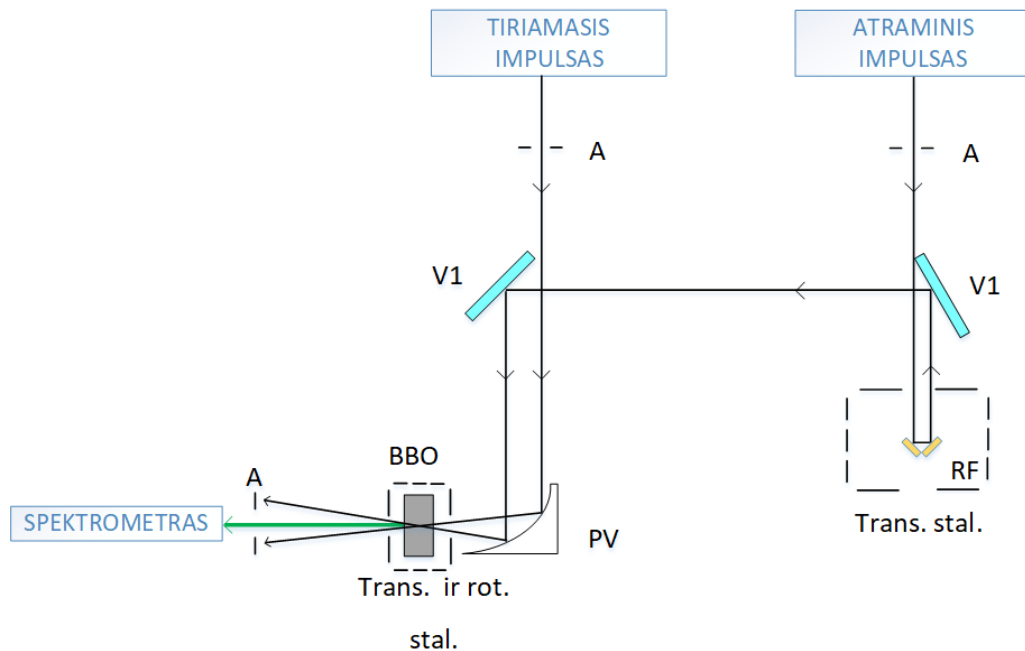
grupinių greičių dispersijos nulio vertė buvo išmatuota ir eksperimentiškai gauta, jog  $ZDW = 1087,4 \pm 10$  nm [65]. Lazeriniam pluoštui praėjus pro FKŠ bei įgavus atitinkamą moduliaciją, besisiekianti šviesa yra surenkama asferiniu lęšiu ir nukreipiama link matavimo stendo, kuriame užfiksuojami moduluotos spinduliuotės spektrų priklausomybės nuo kaupinimo galios. Kaupinimo galia yra keičiama automatizuotu atenuatoriumi, sudarytu iš achromatinės  $\lambda/2$  plokštelės bei Glano prizmės. Šioje vietoje svarbu pabrėžti tinkamą atenuatoriaus išstatymą, kadangi besisukanti fazinė plokštelė (ar kiti elementai, slopinantys spinduliuotę, pvz., metali-



22 pav. Tinkamai sukalibruoto (juodi taškai) bei netinkamai sukalibruoto (raudoni taškai) atenuatoriaus keičiamos kaupinimo galios keitimo efektyvumas fotoninių kristalų šviesolaidyje.

zuotas diskas), gali įnešti atitinkamo dydžio pluošto nunešimą, todėl automatizuoto matavimo metu galima gauti rezultatus, neatitinkančius realybės. Tinkamą atenuatoriaus išstatymą galima patikrinti matuojant šviesos keitimo efektyvumą, t.y. registruojant spinduliuotės galią prieš objektyvą ir po šviesolaidžio. Gauta efektyvumo vertė neturėtų drastiškai keistis, keičiantis kaupinimo galiai (22 pav.).

Moduliuotos šviesos impulsų charakterizavimas yra atliekamas pritaikant kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodą. Sukonstruota bei suderinta XFROG matavimo schema yra pateikta 23 paveikslėlyje. XFROG matavimas prasideda nuo tinkamo pluošto įvedimo į matavimo stendą, kuris yra atliekamas panaudojus pagalbines apertūras. Atraminis impulsas yra nukreipimas link retroreflektoriaus, pastatyto ant motorizuoto transliacinio staliuko (8MT30-50, Standa). Transliacinis staliukas yra naudojamas pavélinti atraminį impulsą nežinomo impulso atžvilgiu. Atsispindėjęs spindulys dielektriniais veidrodžiais yra nukreipimas į parabolinį veidrodį, kuriame kartu su tiriamuoju impulsu, t.y. impulsu praėjusiu pro FKŠ, yra sufokusuojami į netiesinį kristalą, kuriame yra generuojamas šių dviejų impulsų atsako signalas - suminio dažnio generacija. Suminio dažnio generacijai (SFG) realizuoti yra naudojamas 0,3 mm storio  $\beta$ -bario borato (BBO) kristalas, išpjautas  $\phi = 0^\circ$  ir  $\theta = 30^\circ$  laipsnių kampais, jog būtų tenkinamas II tipo fazinis synchronizmas. Siekiant tinkamai bei efektyviai gauti maksimalų dviejų impulsų atsako signalą, netiesinis kristalas buvo statomas ant mikrometrinio poslinkio bei rotacinio staliukų. Pašalinis dviejų kaupinimo impulsų fonas yra panaikinamas pastačius po kristalo papildomą apertūrą. Suminio dažnio spinduliuotė buvo



23 pav. Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodo matavimo schema. Schemos elementai: A - apertūra; RF - retroreflektorius; V1 - dielektriniais veidrodžiais, PV - parabolinis veidrodys, BBO -  $\beta$ -bario borato kristalas; Trans. ir rot. stal. - transliacinis bei rotacinis staliukai.

registruojama Avantes spektrometru (AvaSpec–ULS2048CL), kurio registravimo ribos siekia nuo 200 nm iki 1100 nm. Specialiai šiam matavimui buvo sukurta LabVIEW programa susiejanti spektrometrą bei motorizuotą transliacinį staliuką, valdomą per kontrolerį (Stepper & DC motor controller 8SMC5–USB, Standa). Programinis kodas pagal nustatytus parametrus keičia mikrometrinio tikslumo transliacinio staliuko poziciją, t.y. sukuria atraminio impulso vėlinimą, bei ties kiekvienu žingsniu užfiksuoja suminio dažnio generacijos spektrą. Šiame eksperimente XFROG pėdsakai buvo matuojami ties skirtingomis krentančios spinduliuotės galiomis, reguliuojant kaupinimo impulso galią prieš mikroskopo objektyvą. Tikslesni rezultatai yra gaunami išlaikant panašias matavimo sąlygas bei sumažinant žmogiškąsias paklaidas, todėl XFROG pėdsako priklausomybės nuo kaupinimo galios matavimas buvo automatizuotas LabVIEW programiniu kodu.

Parašytos LabVIEW programos kodą yra sunku vizualiai pademonstruoti dėl daugybės kode esančių „for“ bei „while“ ciklų, tam tikrų sąlygų bei veiksmų nulemtų struktūrų bei kitų funkcijų, todėl trumpa duomenų perdavimo seka yra pavaizduota blokinėje schemoje (24 pav.). LabVIEW kodas buvo sukurtas automatizuoti bei susieti keturis skirtingus instrumentus, reikalingus matavimams atlikti: du motorizuoti transliaciniai staliukai bei jų valdymo kontrolieriai,



24 pav. Blokinė LabVIEW diagrama, skirta pademonstruoti duomenų sklaidimo seką, kuri naudojama XFROG pėdsako priklausomybės nuo kaupinimo galios matavimo metu. Matavimo programa taip pat buvo naudojama ir bakalauro baigiamajame darbe [66].

Avantes spektrometras bei Ophir Nova II galios matuoklis. Spektrometro bei kontrolierių sąsajos su LabVIEW kodu yra surišami gamintojų sukurtomis bazinėmis projektų bibliotekomis, tuo tarpu galios matuoklis yra aktyvus tik per ActiveX serverį. Paleidus LabVIEW kodą, yra automatiškai inicializuojami visi instrumentai bei jų parametrai, ir galiausiai dėl sukurtos struktūros (ang. k. *event-driven structure*) kodas įvykdo kiekvieną vartotojo komandą. Tuščiosios eigos režime, t.y. vartotojas nenurodo jokios komandos, galima keisti pagrindinius instrumentų parametrus, pajudinti poslinkio arba rotacinį staliuką bei stebėti registruojamo signalo spektrą. Tinkamai parinkus instrumentų parametrus, vartotojas pagrindinius matavimus pradeda nuo kalibracinės kreivės, kurią sudaro spinduliuotės galios priklausomybė nuo rotacinio staliuko (ateniuatoriaus) pozicijos. Sekančiame žingsnyje vartotojas gali pasirinkti norimą matavimą: išplitusio impulso spektro priklausomybė nuo impulso galios matavimas arba XFROG pėdsako priklausomybė nuo krentančios spinduliuotės galios matavimas. Alternatyviai, šį kodą galima panaudoti ir FROG matavimams, nurodant tik vieną krentančios spinduliuotės galią. Impulso spektro priklausomybės nuo spinduliuotės galios matavimui, yra sugeneruojamas galios verčių masyvas ir šio masyvo dydis nurodo kode esančio „for“ ciklo iteracijų skaičių. Programa pajudina rotacinį staliuką į pradžios (ang. k. *start*) poziciją ( $i = 0$ ), pamatuoja impulso spektrą, įrašo į nurodytą failą ir vėl pajudina rotacinį staliuką į sekančią iteraciją ( $i = i + 1$ ), t.y. sekančią galios vertę, iki kol ciklas yra pilnai įvykdomas. XFROG pėdsako priklausomybės nuo krentančios spinduliuotės galios matavimo metu, algoritmas truputį pasunkėja: galios verčių masyvas vėl yra sugeneruojamas valdyti rotaciniam staliukui, o kiti įvesties parametrai kaip starto pozicija, pabaigos pozicija bei žingsnio (ang. k. *step*) dydis yra naudojami tinkamai išstatyti transliacinį staliuką. Algoritmas prasideda nustatčius rotacinį bei transliacinį staliukus į starto poziciją ( $i = 0$  bei  $j = 0$ ), taip inicializuodamas XFROG matavimus: registruojamas suminio dažnio generacijos spektras, išsaugojama gauta informacija nurodytame faile ir galiausiai transliacinis staliukas vėl yra pastumiamas per nurodytą žingsnio vertę ( $j = j + 1$ ). „While“ ciklas kartojasi iki transliacinio staliuko pabaigos pozicijos, kuri nurodo ir XFROG matavimo pabaigą. Pasibaigus matavimui, programa keičia krentančios spinduliuotės galią pasukdama rotacinį staliuką į kitą poziciją ( $i = i + 1$ ) ir vėl iš naujo yra pradedamas XFROG matavimas. Tokia algoritmo seka tęsiasi iki paskutinės nurodytos spinduliuotės galios. Pabaigus matavimus, vartotojas išjungia programa, kurios metu LabVIEW kodas tinkamai uždaro visas sąsajas su veikiančiais instrumentais.

### 2.2.2 Teorinis modelis

Atlikus eksperimentinius matavimus, kontinuumo generacija bei netiesinis lūžio rodiklis ir jo dispersija fotoninių kristalų šviesolaidyje buvo įvertinti remiantis teoriniu modeliavimu. Kaupinimo impulso parametrai: trukmė, čirpas, centrinis bangos ilgis buvo įvertinti jau minėtu FROG metodu, o FKŠ parametrai (prie skirtingų kaupinimo bangos ilgių), tokie kaip fazinis bei grupinis lūžio rodiklis ir šerdies skerspjūvio plotas buvo apskaičiuoti analizuojant fotoninių kristalų šviesolaidžio geometrinę mikrostruktūrų sritį (21 pav.). Matavimo metu naudojamo

FKŠ ilgis siekė apytiksliai 17,5 cm. Radus reikiamus parametrus konstruojama teorinė modelio lygtis, kurios galutinę išraišką galima aprašyti šia forma:

$$\frac{\partial \hat{S}}{\partial z} = -\alpha \hat{S} - i(k - \kappa) \hat{S} - i \frac{\omega^2 2n_0 I_0}{c^2 k + \kappa} \left[ (n_2 + \Omega n'_2) \mathcal{F} \{ |\hat{A}|^2 \hat{A} \} + (in'_2 - \beta) \mathcal{F} \left\{ \hat{A} \frac{\partial |\hat{A}|^2}{\partial t} \right\} \right]. \quad (36)$$

Tačiau skaitiniam modeliavimui yra patogiau įvesti bedimensinę sklidimo koordinatę  $\zeta$ , normuota į terpės ilgį  $L$ , t.y.  $z = L\zeta$ . Apibrėžiame naujus koeficientus:

$$\delta = \alpha L, \quad (37)$$

$$D(\Omega) = (k - \kappa)L, \quad (38)$$

$$N_1(\Omega) = L \frac{\omega^2 2n_0 I_0}{c^2 k + \kappa} (n_2 + \Omega n'_2), \quad (39)$$

$$N_2(\Omega) = L \frac{\omega^2 2n_0 I_0}{c^2 k + \kappa} (in'_2 - \beta), \quad (40)$$

ir perrašome modelio lygtį:

$$\frac{\partial \hat{S}}{\partial \zeta} = -\delta \hat{S} - iD\hat{S} - iN_1 \mathcal{F} \{ |\hat{A}|^2 \hat{A} \} - iN_2 \mathcal{F} \left\{ \hat{A} \frac{\partial |\hat{A}|^2}{\partial t} \right\}. \quad (41)$$

Lygtyje  $S$  žymi impulso gaubtinės amplitudės spektrą,  $\delta$  narys aprašo šviesos sklidimo metu patiriamus nuostolius,  $D(\Omega)$  yra skirtas aprašyti dispersinį šviesos sklidimą fotoninių kristalų šviesolaidyje, o likę parametrai yra skirti FKŠ netiesinio lūžio rodiklio įvertinimui.  $N_1(\Omega)$  narys aprašo momentinį šviesos ir medžiagos sąveiką, t.y. fazės moduliavimąsi arba kitaip tariant netiesinį lūžio rodiklio atsiradimą, o  $N_2(\Omega)$  įskaito medžiagos inercinį atsaką į lazerinę spinduliuotę. Norint išspręsti šią lygtį reikia apibrėžti ir kraštinę sąlygą - pradinę amplitudę, kuri aprašoma čirpuotu Gauso impulsu:

$$\hat{A}(0, t) = \exp \left( -\frac{t^2}{\tau_0^2 (1 + i\gamma)} \right), \quad (42)$$

kur  $\gamma$  yra čirpo parametras. Teorinis modelis yra atliekamas keičiant nurodytus parametrus, kol eksperimentiškai išmatuoti duomenys sutampa su teorinio modelio gautais duomenimis.

### 2.2.3 Kontinuumo generacijos dinamikos tyrimo rezultatai

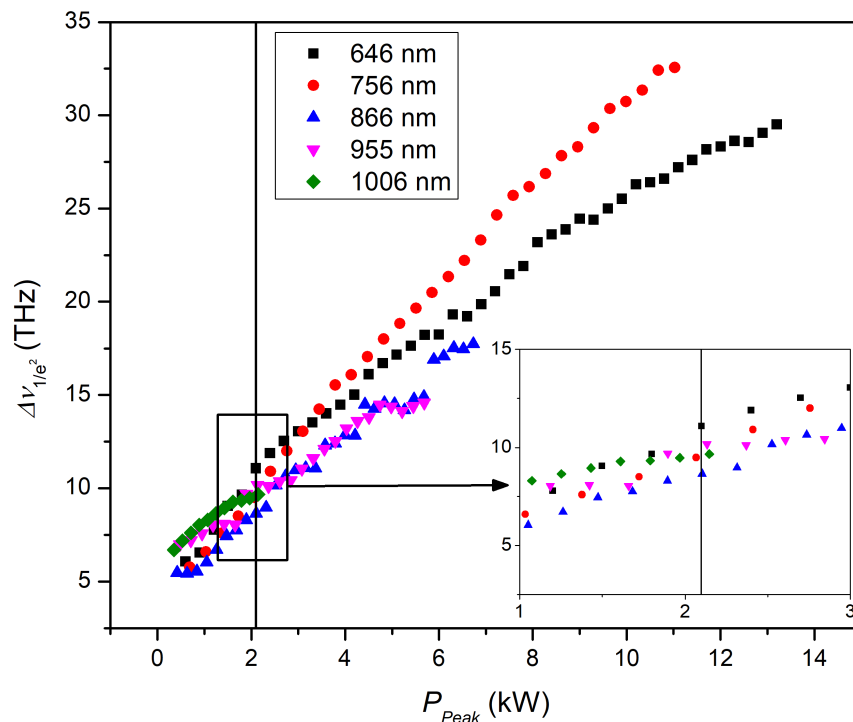
Sukonstravus bei sujustiravus sinchroninio kaupinimo stovinčios bangos parametrinį šviesos generatorių, buvo išmatuota kontinuumo generacija fotoninių kristalų šviesolaidyje kaupinant derinamo dažnio femtosekundiniais impulsais. Spektriniai eksperimento rezultatai buvo gauti matuojant FKŠ moduluotos šviesos spektro priklausomybę nuo kaupinimo galios, o laikinės kontinuumo generacijos charakteristikos buvo išmatuotos taikant kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodą, kurio metu buvo gauta XFROG pėdsakų priklausomybės nuo kaupinimo galios. Šio darbo metu kaupinimo galia yra apibrėžiam kaip galia užfiksuota

prie fotoninių kristalų šviesolaidžio pradžios, t.y. atėmus mikroskopo objektyvo sukeltus šviesos nuostolius. Minėtosios vertės buvo gautos matuojant spinduliuotės galią tiesiogiai už FKŠ ir teigiant, jog šviesos sklidimo nuostoliai fotoninių kristalų šviesolaidyje yra sąlyginai maži (21 pav.), todėl apytiksliai išmatuota galia bus lygi galiai ateinančiai į fotoninių kristalų šviesolaidį. 2.1 skyriuje buvo minėta, jog SPOPO generuojamų spinduliuočių bangos ilgiai, tiek laikinės bei spektrinės charakteristikų atžvilgiu, nėra identiški. Todėl kokybiškam rezultatų tarpusavio įvertinimui, t.y. palyginti spektro pločius kaupinant FKŠ skirtingo dažnio spinduliuote, reikia apskaičiuoti krentančios šviesos smailinius intensyvumus. Nors šviesolaidžio modos plotas priklauso nuo sklindančios spinduliuotės bangos ilgio, tačiau buvo padaryta prielaida, jog matuojamame dažnių srityje šis modos ploto pokytis yra sąlyginai mažas, todėl buvo įvertinta tik impulso smailinė galia:

$$P_{Peak} = \frac{P_{Avg}}{f_{rep} \cdot \tau}, \quad (43)$$

kur  $P_{Avg}$  yra vidutinė spinduliuotės galia,  $f_{rep}$  lazerio pasikartojimo dažnis, o  $\tau$  yra impulso trukmė. Šiame moksliniame darbe buvo pasirinkta ištirti penkis skirtingus atvejus, t.y. kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį, kurio ilgis buvo fiksuotas ir lygus 17,5 cm, penkiais skirtingais kaupinimo bangos ilgiais: 646 nm, 756 nm, 866 nm, 955 nm bei 1006 nm.

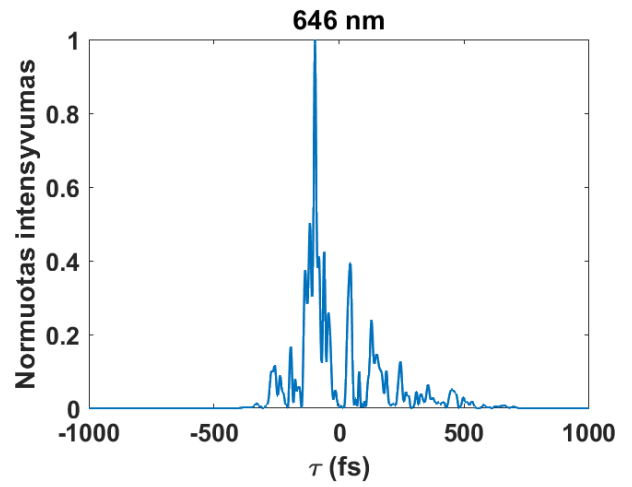
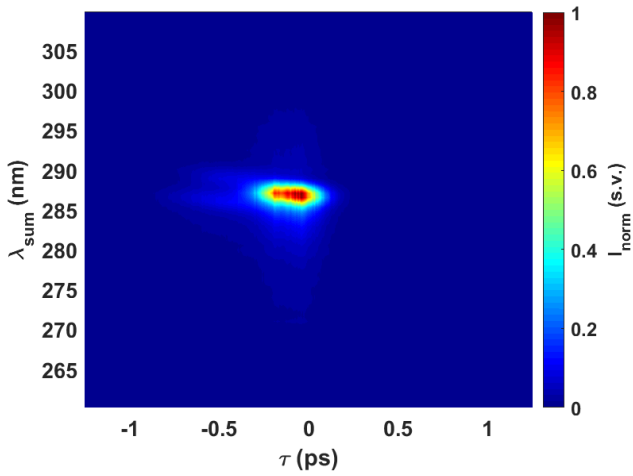
Įvertinus impulsų smailines galias ties skirtingais kaupinimo spinduliuotės bangos ilgiais, mažiausia smailinė galia buvo gauta kaupinant 1006 nm bangos ilgio spinduliuote, kadangi tai atitiko mažiausią generuojamą išvadinę galią (žr. 15 pav.). Apskaičiuota vertė siekė  $P_{peak} = 2,1$



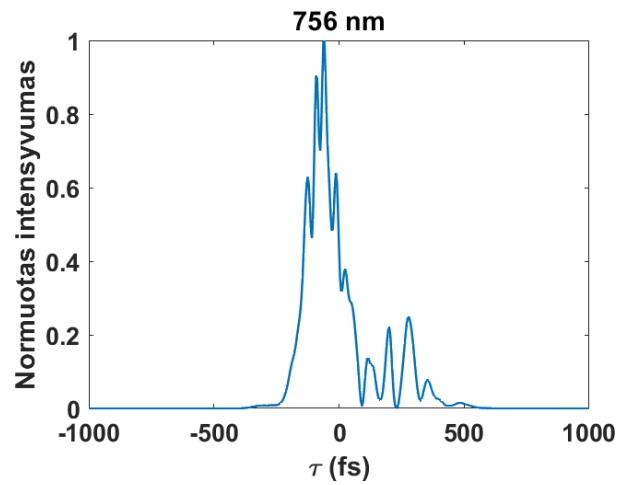
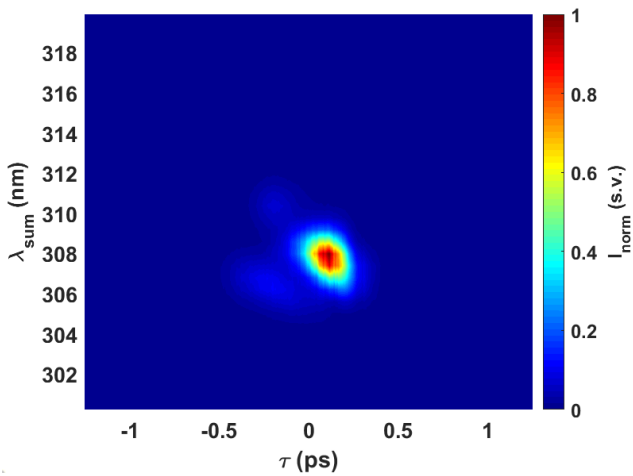
25 pav. Kontinuumo impulso spektro pločių priklausomybė nuo krentančios spinduliuotės smailinės galios esant skirtingam kaupinimo bangos ilgiui. Vertikalus brūkšnylis žymi 2,1 kW smailinę galią, ties kuria yra lyginami sugeneruoto kontinuumo spektro pločiai.

kW. Atitinkamai pagal šią įvertintą smailinę galią buvo apskaičiuota likusių kaupinimo bangų vidutinės impulso galios, ties kuriomis bus lyginami gauti XFROG pėdsakai. Išplitusių impulsų spektrų pločiai, dėl įgaunamų moduliacijų, buvo įvertinami  $1/e^2$  lygyje, tačiau prieš tai svarbu įsivertinti ir pradinių (kaupinimo impulsų) spektrų pločius. SPOPO generuojamų spinduliuočių spektrų pločiai yra santykinai panašūs: 7,7 THz (ties 646 nm), 6,3 THz (ties 756 nm), 6,2 THz (ties 866 nm), 6 THz (ties 955 nm) bei 7,6 THz (ties 1006 nm). Iš išmatuotų spektrų plitimų ties vienoda 2,1 kW smailine galia buvo atitinkamai gauta išplitusio impulso spektro plotis: 11,1 THz (ties 646 nm), 9,5 THz (ties 756 nm), 8,5 THz (ties 866 nm), 10,1 THz (ties 955 nm) bei 9,7 THz (ties 1006 nm). Mažą spektro išplitimą lėmė du pagrindiniai aspektai: mažas kaupinimo spinduliuotės smailinis intensyvumas (galia) bei trumpas šviesolaidžio ilgis ( $L = 17,5$  cm). Apibendrinta kontinuumo impulso spektro pločio priklausomybė nuo smailinės galios yra pateikta 25 paveikslėlyje. Iš gautų rezultatų galima matyti tolygų spektro pločio augimą didėjant kaupinimo spinduliuotės smailinei galiai. Be to, iš grafike pavaizduotų duomenų galima pastebėti, jog kontinuumo generaciją nulemia keli itin svarbūs parametrai: netiesinis lūžio rodiklis (detalesni rezultatai pateikiami kitame skyriuje 2.2.4) bei šviesolaidžio dispersija (21 pav.). Kadangi kontinuumo tyrimas buvo atliekamas normalioje fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersijos srityje, todėl spektro plitimą įtakojantys netiesiniai veiksniai apsiriboja tik fazės savimoduliacija, o pats spektro išplitimas yra proporcingas  $n_2 I$  sandaugai. Priklausomai nuo pradinio impulso trukmės bei dispersijos vertės, impulso smailinė galia, o tiksliau būtų šviesos intensyvumas, atitinkamai bus mažesnis arba didesnis, o pastarojo vertė nulems ir siauresnį/platesnį impulso spektro išplitimą sklindant fotoninių kristalų šviesolaidyje. Informatyvesnė dispersijos įtaka yra stebima laikiniame impulso profilyje (26 pav.).

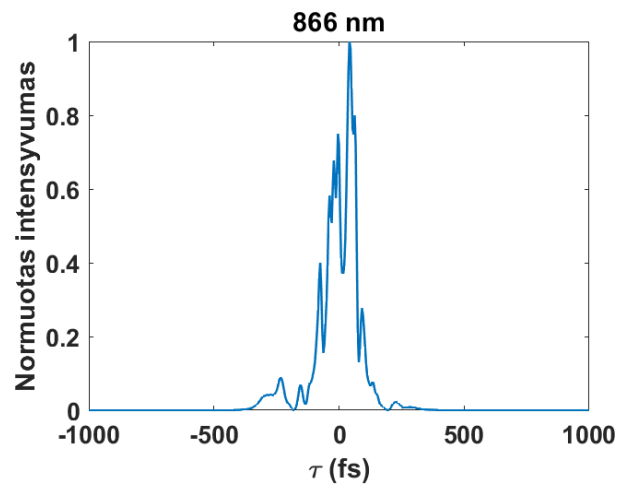
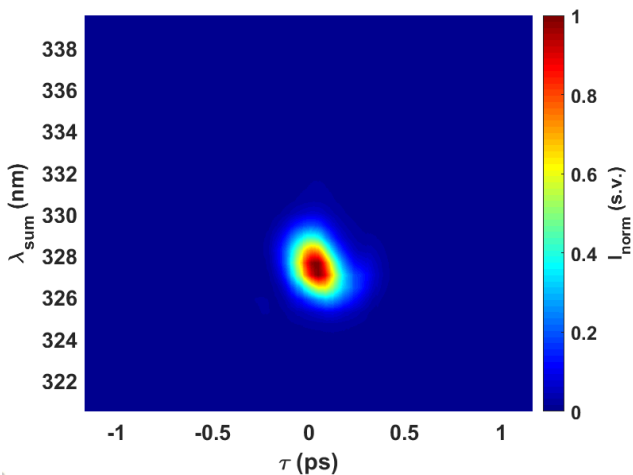
Laikinių impulso parametrų charakterizavimui buvo matuojami XFROG pėdsakų priklausomybės nuo kaupinimo galios (žr. 2.2.1 skyrių). Gautų spektrogramų analizei buvo naudojama FROG (Femtosecond technologies) programa, o atstatytos laikinės impulsų formos bei išmatuoti XFROG pėdsakai yra pateikti 26 paveikslėlyje. Esant santykinai toli nuo fotoninių kristalų šviesolaidžio ZDW vertės, krentančios 646 nm bangos ilgio spinduliuotės impulsas patirs didesnę laikinę moduliaciją negu, pvz., 1006 nm bangos ilgio spinduliuotė. Taigi, tokio dažnio impulsai sklisdami dispersine terpe patiria stiprius laikinius iškraipymus, t.y. impulso trukmė pailgėja, o intensyvumas sumažėja. Vadinasi, impulsui FKŠ nusklidus pirmus kelis centimetrus bus stebimas ir smailinės galios sumažėjimas. Tačiau svarbu pabrėžti, jog galutiniame impulso laikiniame išplitime svarbu ir pradinė impulso trukmė, kuri kinta kiekvienam SPOPO generuojamų bangos ilgių spinduliuotėms. Kitas svarbus aspektas, jog kaupinimo impulsų bangos ilgiai atitiko FKŠ normalios dispersijos sritį, todėl nebuvo stebimi (arba pasireiškė labai silpnai) netiesiniai efektai susiję su anomalija šviesolaidžio dispersija, t.y. buvo išvengta solitoninės dinamikos režimo, o išmatuotus spektro išplitimus buvo galima paaiškinti remiantis fazės moduliavimosi reiškiniu bei normaliąja FKŠ dispersija. Impulso parametrai, kaip trukmė ar čirpas, didesnę įtaką turi spinduliuotės kitimui kaupinant anomalioje šviesolaidžio dispersijos srityje, kadangi nuo paminėtų impulso parametrų priklausys kelinto (N-oto) laipsnio solitonai susidarys



- (a) Išmatuotas 646 nm moduluotos spinduliuotės (b) Atstatyta 646 nm moduluoto impulso laikinė XFROG pėdsakas kaupiant 31 mW vidutinės galios impulsais. gaubtinė.

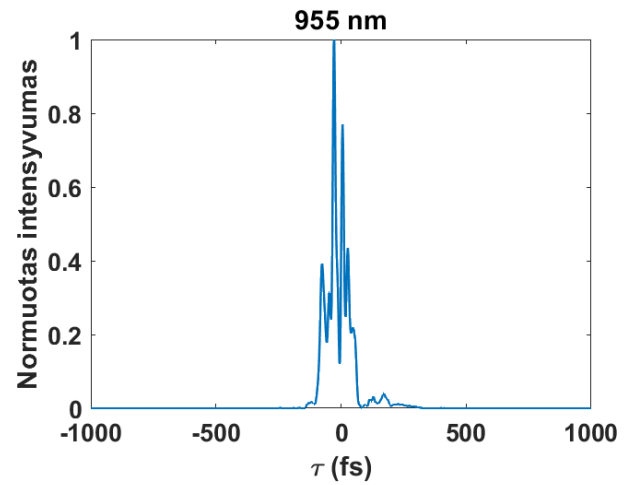
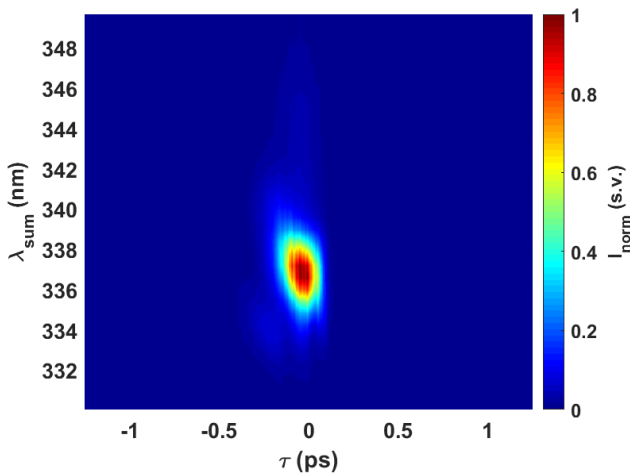


- (c) Išmatuotas 756 nm moduluotos spinduliuotės (d) Atstatyta 756 nm moduluoto impulso laikinė XFROG pėdsakas kaupiant 29 mW vidutinės galios impulsais. gaubtinė.

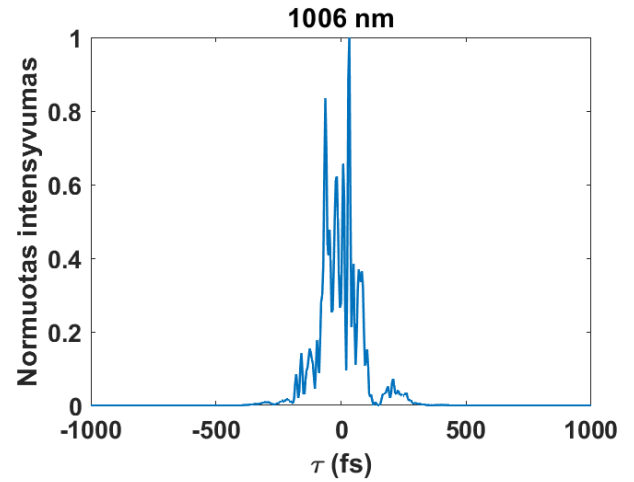
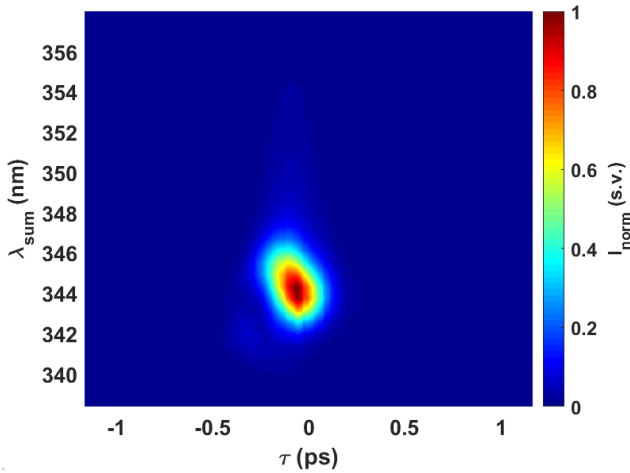


- (e) Išmatuotas 866 nm moduluotos spinduliuotės (f) Atstatyta 866 nm moduluoto impulso laikinė XFROG pėdsakas kaupiant 27 mW vidutinės galios impulsais. gaubtinė.





(g) Išmatuotas 955 nm moduluotos spinduliuotės (h) Atstatyta 955 nm moduluoto impulso laikinė XFROG pėdsakas kaupiant 21 mW vidutinės galios impulsais. gaubtinė.



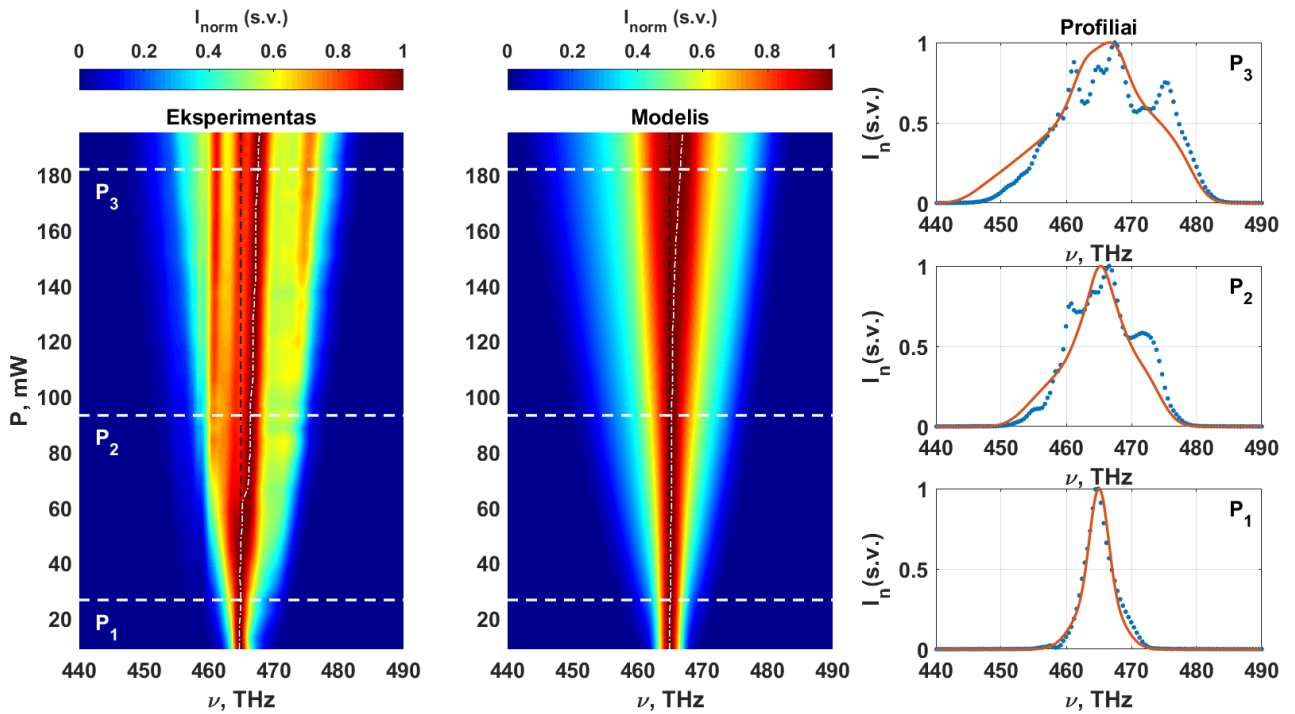
(i) Išmatuotas 1006 nm moduluotos spinduliuotės (j) Atstatyta 1006 nm moduluoto impulso laikinė XFROG pėdsakas kaupiant 24 mW vidutinės galios impulsais. gaubtinė.

26 pav. Kairėje - išmatuota skirtingų dažnių moduluotos šviesos XFROG pėdsakai, atitinkantys vienodą smailinę kaupinimo galią  $P_{peak} = 2,1$  kW. Dešinėje - teoriškai atstatyto skirtingų dažnių moduluoto impulso laikinės gaubtinės.

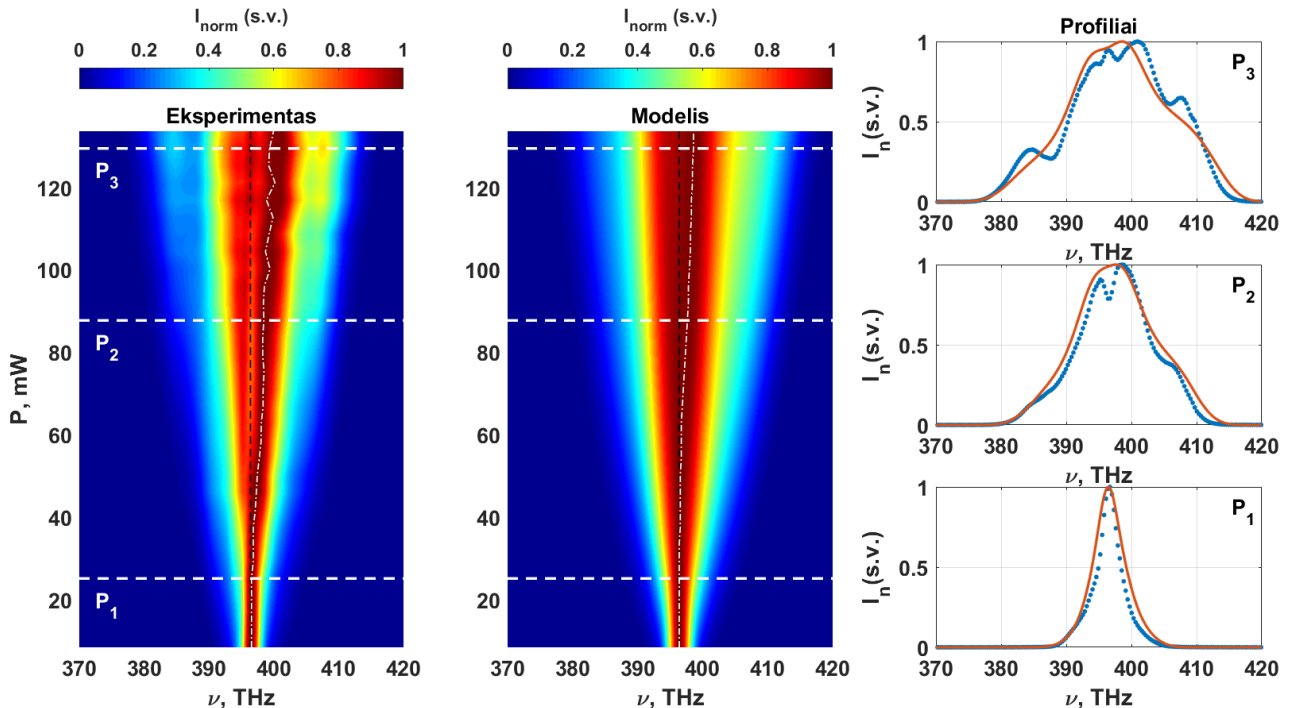
sklidimo metu [22].

Spektrų plitimų priklausomybei nuo kaupinimo impulso galios analizei bei netiesinio lūžio rodiklio įvertinimui buvo pritaikomas aprašytas teorinis modelis bei palyginamas su gautais eksperimentiniais rezultatais (27 pav.). Teorinis modeliavimas buvo atliekamas skaitmeniškai sprendžiant 41 lygtį, kuri aprašo impulso spektro amplitudės pokytį sklindant fotoninių kristalų šviesolaidyje. Varijuojant konstantas, esančias lygtyje, buvo bandoma gauti kokybiškai į eksperimento duomenis panašus rezultatus. Visų pirma, iš eksperimentinių duomenų galima pastebėti net tik spektrinį impulso išplitimą, bet ir centrinio bangos ilgio poslinkio priklausomybę nuo kaupinimo galios. Didėjant į fotoninių kristalų šviesolaidį patenkančios kaupinimo spinduliuo-

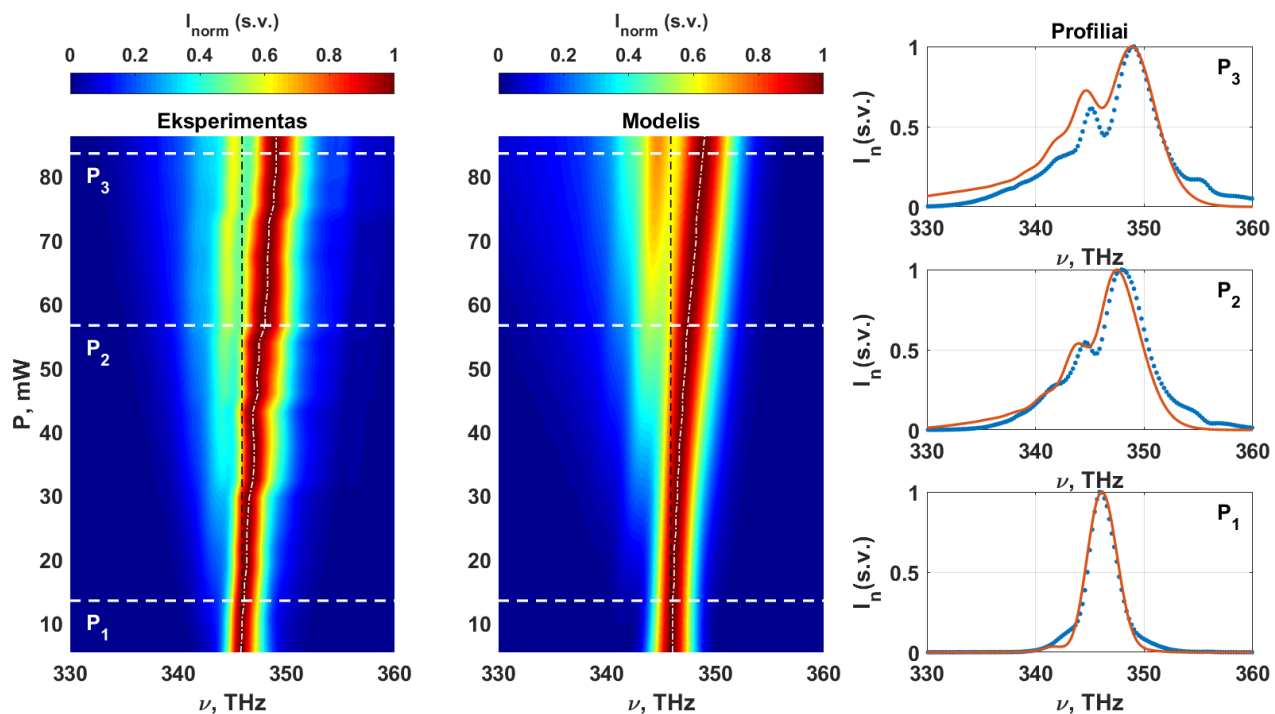
tės galiai atitinkamai spektro smailė slenkasi į ilgesnių dažnių (trumpesnių bangos ilgių) pusę. Kadangi impulso spektro plitimą nulemiantis fazės moduliavimosi efektas duotų simetrišką impulso plitimą, tačiau iš rezultatų galima pastebėti, jog plitimas yra asimetrinis, todėl privalu įskaityti netiesinio lūžio rodiklio dispersiją ( $dn_2/d\omega \neq 0$ ) bei inercinį netiesinį atsaką dėl spinduliuotės intensyvumo kitimo laike. Inercinis atsakas aprašo netiesinį grupinį greitį, proporcingą



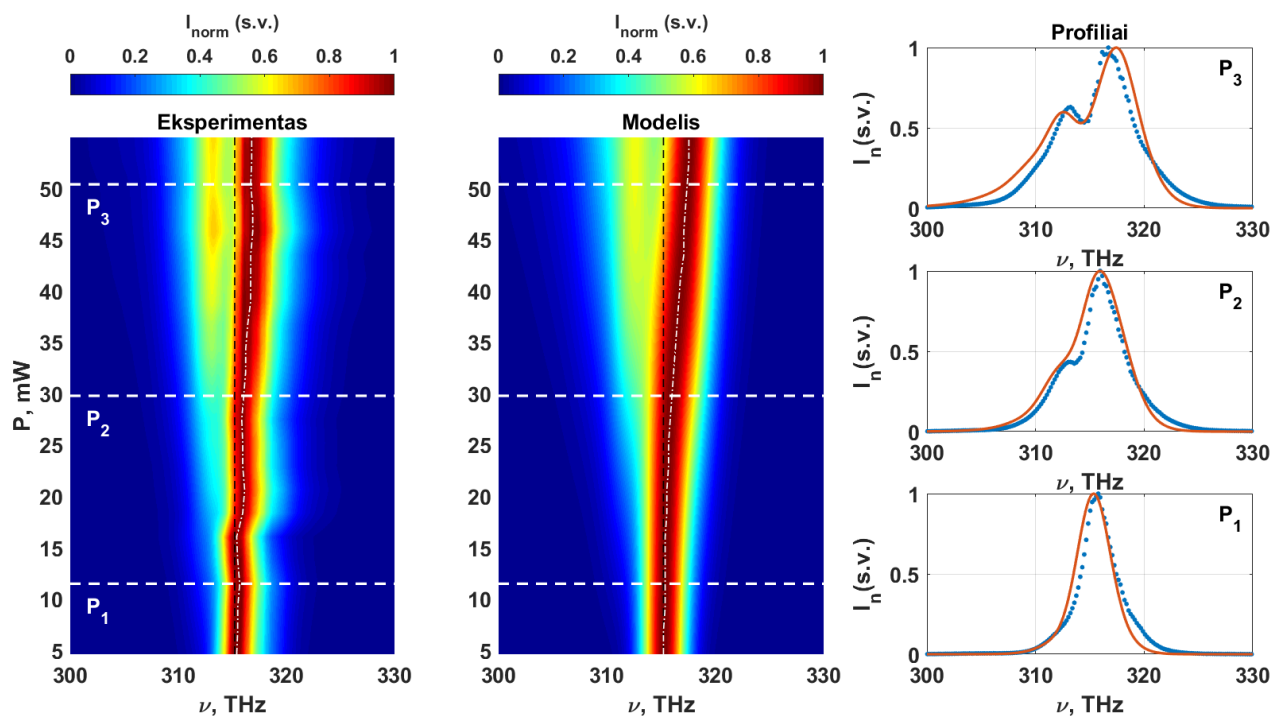
(a) Spektriškai išplitusių impulsų charakteristikos kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį 646 nm spinduliuote.



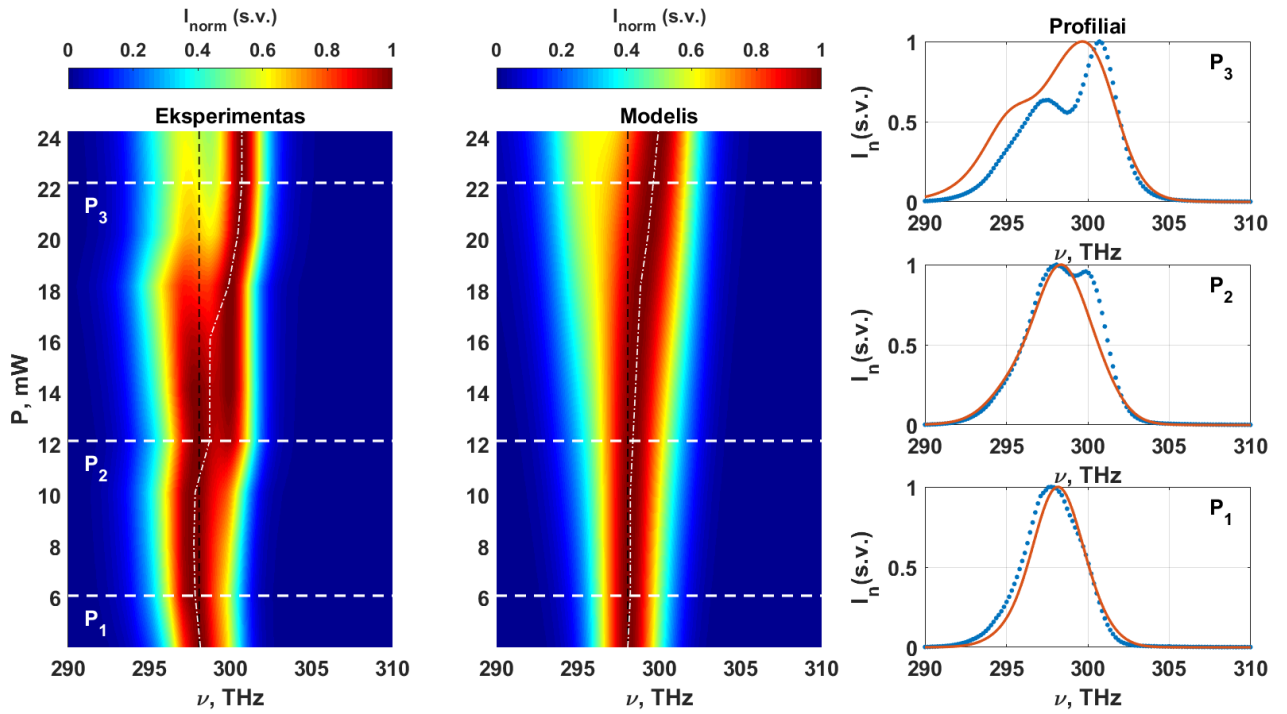
(b) Spektriškai išplitusių impulsų charakteristikos kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį 756 nm spinduliuote.



(c) Spektriškai išplitusių impulsų charakteristikos kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį 866 nm spinduliuote.



(d) Spektriškai išplitusių impulsų charakteristikos kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį 955 nm spinduliuote.



(e) Spektriškai išplitusių impulsų charakteristikos kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį 1006 nm spinduliuote.

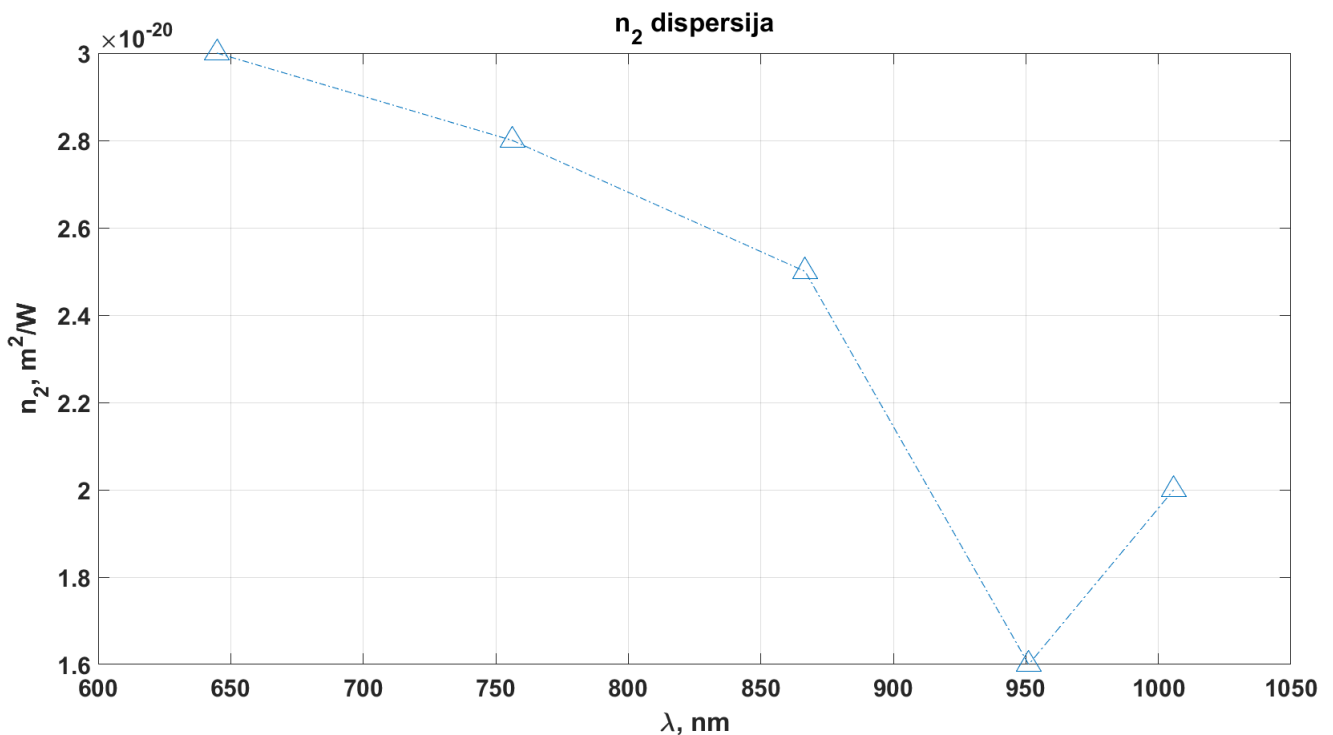
27 pav. Kairėje - pavaizduota eksperimentiškai išmatuoto bei teorinio modeliavimo metu gauto impulso spektro priklausomybės nuo kaupinimo spinduliuotės galios, o dešinėje - spektrų pjūvių palyginimai tarp eksperimento bei teorinio modelio duomenų ties trimis skirtingomis galios vertėmis.

netiesinio lūžio rodiklio dispersijai, kuris irgi tampa priklausomas nuo spinduliuotės intensyvumo, o tai reiškia, kad ir grupinių greičių dispersija tampa priklausoma nuo intensyvumo. Toks efektas yra žinomas kaip fronto statėjimas: skirtingi dažniai paveja laike kitus dažnius, todėl impulso frontas statėja, o tai sąlygoja kitokią impulso spektro plitimo tendenciją. Rezultato duomenų palyginimui tarp eksperimento bei teorinio modeliavimo buvo atlikti trys pjūviai iš impulso spektro plitimo priklausomybės nuo kaupinimo galios ties skirtingomis galiomis:  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ . Pjūviuose mėlyna kreivė vaizduoja eksperimentiškai gautus impulso spektrus, o oranžinė kreivė vaizduoja teorinio modeliavimo metu gautus impulso spektrus. Lyginant eksperimento ir teorinio modelio rezultatus, galima teigti, jog kreivės kokybiškai ir beveik kiekybiškai tarpusavyje sutampa. Žinoma, galima pastebėti mažus neatitikimus ties didžiausiomis kaupinimo galiomis, kaip pavyzdžiui 646 nm grafike (27a pav.). Tokius nuokrypius galėjo lemti ne itin tikslus šviesos įvedimas į fotoninių kristalų šviesolaidžio šerdį, todėl susidariusios spinduliuotės intensyvumas nebuvo lygus intensyvumo vertei, naudojamai teoriniame modelyje. Be to, kaip buvo minėta skyrelio pradžioje, yra teigiama jog nuostoliai šviesolaidyje yra pastovūs, tačiau atlikus papildomus matavimus, buvo pastebėta, jog realybėje situacija yra kitokia: nuostoliai išilgai FKŠ krenta eksponentiniu dėsnio. Galiausiai, neatitikimus gali nulemti ir pats sinchroninio kaupinimo parametrinis šviesos generatorius. Modeliuojant šviesos sklaidimą fotoninių kristalų šviesolaidyje, yra laikoma, kad pradinė impulso forma atitinka čirpuotą Gauso pavidai-

lą (žr. 2.2.2 skyrių), tačiau SPOPO rezonatoriuje visgi susidaro neidealus, iškraipytos formos impulsas, kurį tinkamai aprašyti yra sunku. Be to, kaip buvo minėta 2.1 skyriuje, SPOPO rezonatorius nepasižymi itin dideliu veikimo stabilumu, todėl išvadinės spinduliuotės galia bei spektras nuolatos truputį kinta, o šį kitimą galima stebėti ir eksperimentiniuose duomenyse, kaip pavyzdžiui 1006 nm grafike (27e pav.). Šios sukeltos fliktuacijos irgi nulems neatitikimą tarp eksperimento bei teorinio modelio duomenų. Tačiau nepaisant šių smulkių neatitikimų iš gautų teorinio modeliavimo rezultatų buvo įvertintos ir FKŠ netiesinio lūžio rodiklio vertės ties skirtingais kaupinimo impulso bangos ilgiais, o gauti rezultatai bus aptariami kitame skyriuje.

#### 2.2.4 Netiesinio lūžio rodiklio dispersijos tyrimo rezultatai

Fotoninių kristalų šviesolaidžio netiesinis lūžio rodiklis bei jo dispersija buvo įvertinta atliekant teorinį modeliavimą ir lyginant gautus rezultatus su eksperimentiškai išmatuotomis kontinuumo spektrų priklausomybėmis nuo kaupinimo impulso galios kaupinant derinamo dažnio femtosekundiniais impulsais. Teorinio modeliavimo metu gavus kokybiškai ir beveik kiekybiškai panašius rezultatus į eksperimentiškai išmatuotus, fotoninių kristalų šviesolaidžio netiesinio lūžio rodiklio vertės kaupinant skirtingo bangos ilgio spinduliuotėmis yra pateikiamos 28 paveikslėlyje. Netiesinis lūžio rodiklis fotoninių kristalų šviesolaidyje ties skirtingais kaupinimo bangos ilgiais yra lygus:  $n_2 = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (646 nm);  $n_2 = 2,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (756 nm);  $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (866 nm);  $n_2 = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (955 nm);  $n_2 = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (1006 nm). Svarbu pabrėžti, jog iš gautų rezultatų matyti ženkli netiesinio lūžio rodiklio dispersija: spektro



28 pav. Teorinio modeliavimo metu gautos netiesinio lūžio rodiklio vertės kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį skirtingo dažnio impulsais.

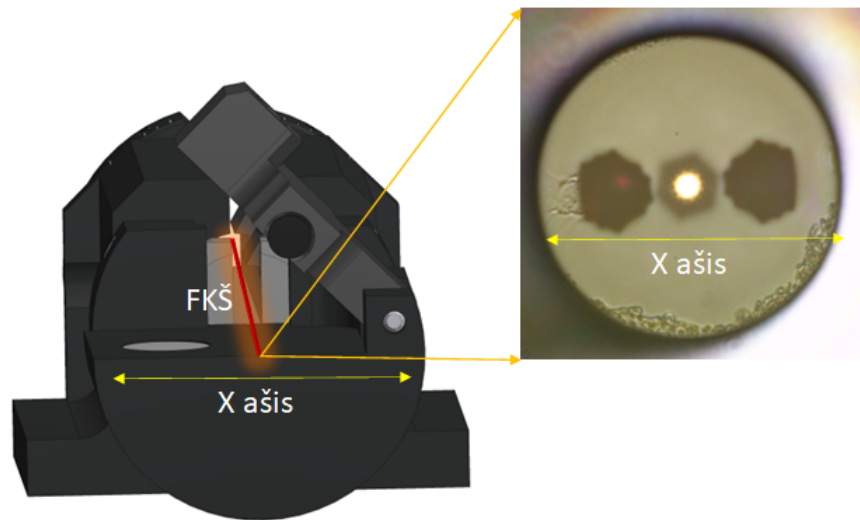
sirtyje, kurioje atlikti  $n_2$  matavimai parodė, jog netiesinio lūžio rodiklio vertė kinta beveik du kartus. Iki šiol netiesinio lūžio rodiklio dispersija fotoninių kristalų šviesolaidžiuose nebuvo įvertinta. Dažniausiai  $n_2$  yra įvertinamas medžiagai, iš kurios yra pagamintas FKŠ. Standartinė lydyto kvarco  $n_2$  vertė svyruoja nuo  $1,9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  iki  $4,44 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , tačiau sutarta naudojama vertė yra  $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [67–69]. Kriterijus nustatantis medžiagos netiesinį lūžio rodiklį yra pati medžiaga, tačiau papildomos priemonės ar kiti gamybos aspektai gali keisti  $n_2$  vertę, keisdami medžiagos tankį bei struktūrą [70]. Netiesinio lūžio rodiklio dispersija tūrinėse terpėse naudojant Z-skenavimo metodą lydytam kvarcui buvo pademonstruota ties trimis skirtingais bangos ilgiais: 772 nm, 1030 nm bei 1550 nm, o atitinkamai  $n_2$  vertės buvo  $2,07 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $2,23 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  bei  $2,42 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [71]. Optiniuose šviesolaidžiuose, dažniausiai naudojamuose telekomunikacijoje, netiesinis lūžio rodiklis irgi buvo įvertintas remiantis įvairiais metodais. Pastumtos dispersijos šviesolaidžiuose (ang. k. *dispersion shifted fibers*) netiesinis lūžio rodiklis buvo įvertintas keturbangio dažnių maišymosi metodu, o gauti rezultatai parodė, jog  $n_2$ , kaupinant 1550 nm bangos ilgio spinduliuote, yra lygus  $2,67 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [72]. Alternatyvus metodas  $n_2$  įvertinimui išnaudoja SPM fazės pokyčius, kurie yra detektuojami šviesolaidyje integruotu Sagnac interferometru. Tokiu būdu gauta netiesinio lūžio rodiklio vertė ties 1550 nm yra  $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [73]. Kitame straipsnyje buvo parodyta, kad pasitelkiant FROG metodu bei SPM indukuotos fazės aproksimacija, gautas netiesinis lūžio rodiklis ties 1030 nm yra lygus  $2,19 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [74]. Atitinkamai kitame straipsnyje buvo lyginama netiesinio lūžio rodiklio vertė keliuose skirtinguose optiniuose šviesolaidžiuose remiantis kryžminės fazės moduliacijos metodu. Buvo tiriami pastumtos dispersijos šviesolaidis, standartinis vienamodis šviesolaidis bei dispersiją kompensuojantis šviesolaidis (ang. k. *dispersion compensating fiber*), o gautos  $n_2$  vertės atitinkamai buvo lygios  $3,35 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ,  $2,96 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  bei  $4,44 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Netiesinis lūžio rodiklis buvo įvertintas naudojant 1550 nm bangos ilgio spinduliuotę. Gauti rezultatai parodė, kad šviesolaidžio netiesinis lūžio rodiklis yra smarkiai priklausomas nuo stiklo sudėties [75].

## 2.3 Kontinuumo generacijos priklausomybės nuo kaupinimo poliarizacijos tyrimas

### 2.3.1 Eksperimento schema

Kontinuumo generacijos priklausomybės nuo kaupinimo impulso poliarizacijos tyrimas buvo atliktas sukonstravus 29 paveikslėlyje pateiktą schemą. Eksperimentui įgyvendinti buvo naudojamas stabilesnis komercinis lazerinis šaltinis: Yb:KGW femtosekundinis osciliatorius Flint (Light Conversion), generuojantis 1028 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotę su 75,2 MHz pasikartojimo dažniu bei impulso trukme siekiančia 121 fs. Kero lęšio modų sinchronizmo režimu veikiančio osciliatoriaus generuojamų impulsų vidutinė galia siekia 6,5 W, su galimybe valdyti išvadinę galią vidiniu lazerio atenuatoriumi. Išvadinė lazerio spinduliuotė dielektriniais veidrodžiais yra nukreipiama link fotoninių kristalų šviesolaidžio, tačiau prieš tai pluošto dydis





30 pav. Fotoninių kristalų šviesolaidžio orientacija optiniame šviesolaidžių laikiklyje.

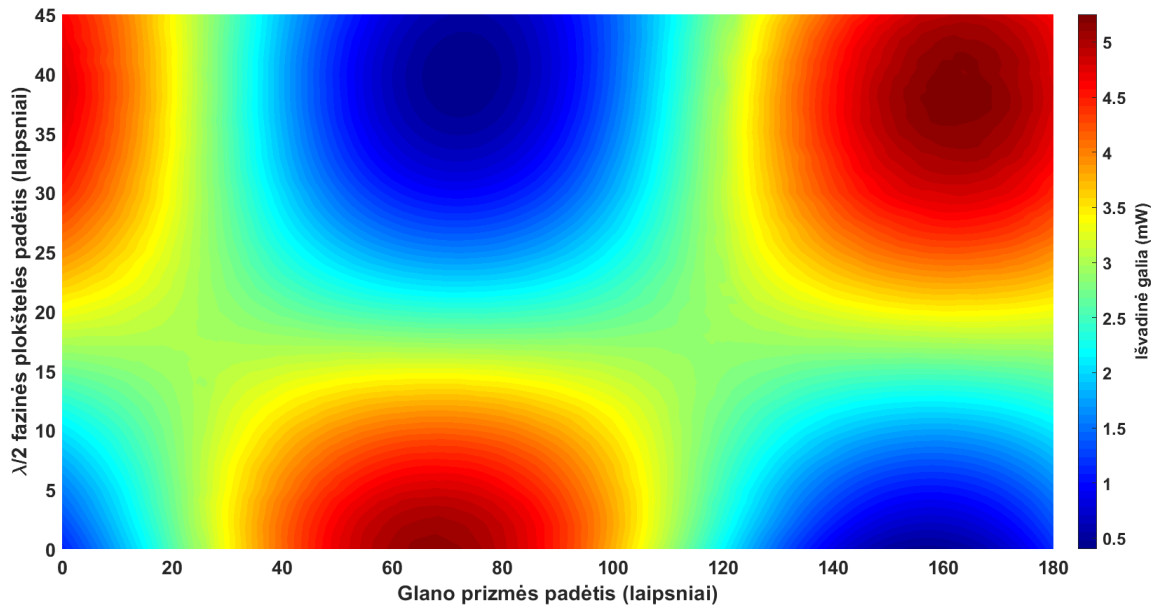
mas itin aukšto tikslumo mikrometrinis XYZ staliukas (Thorlabs). Lazeriniam pluoštui praėjus pro FKŠ bei įgavus atitinkamą moduliaciją, besiskečianti šviesa yra surenkama asferiniu lęšiu ir nukreipiama link Glano prizmės, už kurio pastatomas galios matuoklis arba spektrometras. Tokia matavimo schemas konfigūracija leidžia tirti fotoninių kristalų šviesolaidžio poliarizacijos išlaikymo bei kontinuumo spektro formavimosi ypatybes.

Siekiant tinkamai įvertinti krintančios spinduliuotės poliarizacijos įtaką kontinuumo generacijai, fotoninių kristalų šviesolaidis buvo įstatomas į specialų šviesolaidžių laikiklį, kuriame FKŠ įtempimų ašys (dvejopalaūžiškumo ašys) yra sulygiuojamos stalo atžvilgiu (X ašis), kaip pateikta 30 paveikslėlyje. Tokiu atveju, yra panaikinamas šviesolaidžio orientacijos neapibrėžtumas. Be to, eksperimento matavimas buvo automatizuotas LabVIEW programa, todėl kitame skyriuje matavimo rezultatuose  $\lambda/2$  fazinės plokštelės bei Glano prizmės pozicijų nulinės vertės atitinka vertikaliai poliarizuotos šviesos kryptį (Y ašis) stalo atžvilgiu.

### 2.3.2 Spektrų plitimo priklausomybės nuo kaupinimo poliarizacijos rezultatai

Tinkamai orientavus fotoninių kristalų šviesolaidį stalo atžvilgiu buvo atliktas spektrų plitimo priklausomybės nuo kaupinimo impulso poliarizacijos tyrimas. Tačiau prieš tai buvo patikrinama šio konkretaus SC-5.0-1040-PM fotoninių kristalų šviesolaidžio poliarizacijos išlaikymo savybės. Šiam tyrimui atlikti buvo matuojamas dvimatis masyvas, kuriame registruojama išeinančios spinduliuotės galios priklausomybė nuo Glano prizmės padėties esant konkrečiai kaupinimo spinduliuotės įvadinei poliarizacijai (31 pav.). Svarbu paminėti, jog matavimo metu kaupinimo galia siekė vos keliasdešimt milivatų taip siekiant išvengti netiesinio šviesos sklaidimo fotoninių kristalų šviesolaidyje. Iš gautų rezultatų, galima įsitikinti, jog orientavus krintančios šviesos poliarizaciją vienos iš FKŠ įtempimo ašių (X arba Y kryptimi) atžvilgiu, išeinanti šviesos poliarizacija išliks nepakitusi, tačiau šiuo atveju buvo pastebėtas ir 90 laipsnių išvadinės spinduliuotės poliarizacijos pasukimas. Šį reiškinį galima paaiškinti remiantis ganėtinai sudėtingu





31 pav. Išvadinės spinduliuotės galios pasiskirstymo priklausomybė nuo įvadinės spinduliuotės poliarizacijos ir Glano prizmės analizatoriaus padėties.

fotoninių kristalų šviesolaidžio gamybos procesu. Šviesolaidžio tempimo metu, dėl mechaninių įtempimų yra didelė tikimybė, jog pačio šviesolaidžio struktūra pradėjo sukstis aplink savo ašį, todėl, priklausomai nuo esamo FKŠ ilgio, yra stebimas visos struktūros pasukimas, o tuo pačiu ir išvadinės spinduliuotės poliarizacijos pokytis. Šis pastebėjimas įrodo, kokia yra sudėtinga fotoninių kristalų šviesolaidžių gamyba, nulemianti ne tik pačios struktūros galimus pokyčius, bet ir lūžio rodiklio modifikacijas. Pastarasis pakitimas nulems ir netiesinio lūžio rodiklio pokytį bei kontinuumo generacijos dinamiką. Kitas įdomus pastebėjimas yra kaupinant FKŠ 45 laipsnių kampu poliarizuota įvadine spinduliuote. Tokiu atveju išvadinės spinduliuotės poliarizacija tampa beveik apskritiminė. Tokį reiškinį galima paaiškinti remiantis indukuotu šviesolaidžio medžiagos dvejojpalaužiškumu. Susidariusios greitoji ir lėtoji poliarizacinės ašys pasižymės skirtingais lūžio rodikliais, todėl atitinkamai jomis sklindančių bangų fazinis greitis skirsis. Kitaip tariant, poliarizaciją išlaikantį šviesolaidį galima įsivaizduoti kaip fazinę plokštelę. Dėl apvalkale įterptų įtempimų elementų medžiagos dvejoją lūžį  $B$ , t.y. lūžio rodiklių skirtumą, galima išreikšti formule:

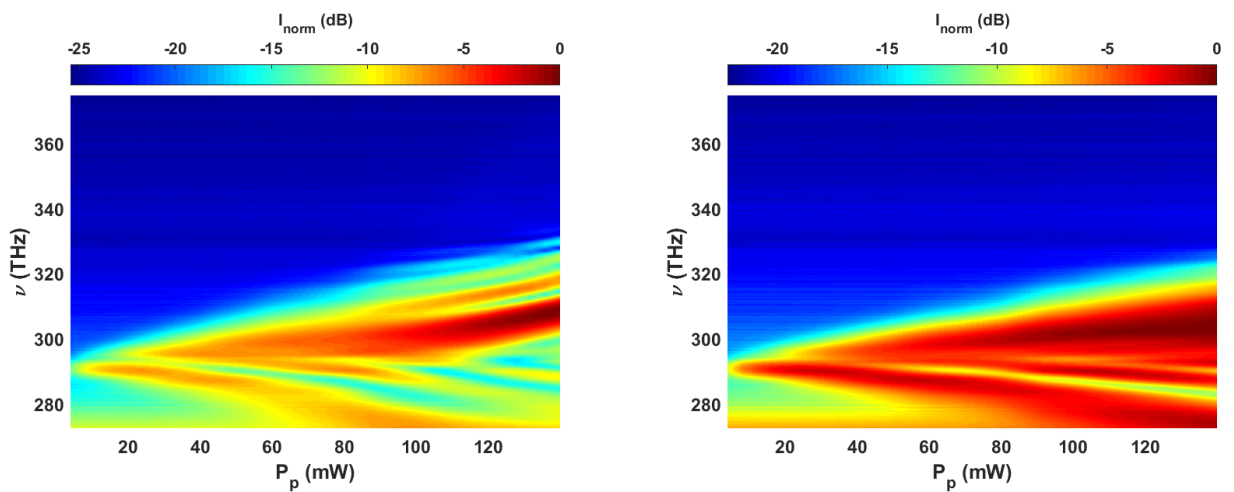
$$B = n_{slow} - n_{fast}, \quad (44)$$

kur  $n_{slow}$  (X ašis) bei  $n_{fast}$  (Y ašis) yra atitinkamai lėtosios bei greitosios ašių lūžio rodiklių vertės. Jeigu FKŠ bus kaupinamas spinduliuote, kurio impulso elektrinio lauko virpesiai yra orientuoti 45 laipsnių kampu vienos iš X arba Y ašių atžvilgiu, bangos amplitudė bus padalijama po lygiai šioms dvejoms ortogonalioms kryptims. Tokios bangos pasižymės vienoda amplitudė bei faze ties FKŠ įėjimu, tačiau sklindant išilgai šviesolaidžiu, jų fazės pradės išsiskirti dėl susidariusio lūžio rodiklių skirtumo. Banga, poliarizuota lygiagrečiai lėtąja ašimi nuskulis mažesnę atstumą per tam tikrą osciliacijų skaičių nei lyginant su banga, orientuota greitosios ašies atžvilgiu. Taigi, fazių skirtumas tarp šių bangų tiesiškai priklausys nuo sklidimo atstumo.

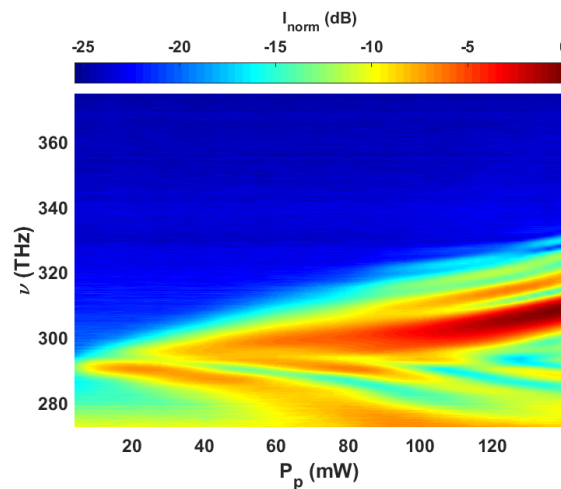
Sklidimo vietos (atstumas), kuriame šių dviejų bangų fazės vėl sutaps, t.y. bus  $2\pi$  kartoninis, yra vadinamas mušimo ilgiu (ang. k. *beat length*):

$$L_p = \frac{\lambda}{B}, \quad (45)$$

kur  $\lambda$  yra spinduliuotės bangos ilgis. Šių dviejų bangų suma, bet kuriame šviesolaidžio taške, nulems išvadinės spinduliuotės poliarizacinę būseną. Jeigu bangų fazės sutaps, turėsime tiesinę poliarizaciją, tačiau jei jų fazių skirtumas sieks  $\pi/2$  ( $90^\circ$ ), stebėsime išvadinę spinduliuotę su apskritimine poliarizacija. Moksliniame darbe nagrinėjamo FKŠ dvejetainio dvejopalaūžiškumo vertė  $B$  yra lygi  $1,7 \cdot 10^{-4}$  (vertė nurodyta 1060 nm bangos ilgiui), todėl apskaičiavus mušimo ilgį, apytiksliai gauta 6 mm. Taigi, po ketvirčio mušimo ilgio atstumo išvadinė spinduliuotė pasi-



- (a) Kontinuumo generacijos spektras kaupinant FKŠ vertikaliai orientuotos poliarizacijos impulsais. (b) Kontinuumo generacijos spektras kaupinant FKŠ tarpine ( $45$  laipsniais) orientuotos poliarizacijos impulsais.



- (c) Kontinuumo generacijos spektras kaupinant FKŠ horizontaliai orientuotos poliarizacijos impulsais.

32 pav. Kontinuumo spektro plitimo dinamikos priklausomybė nuo kaupinančios spinduliuotės įvadinės poliarizacijos.

žymėtų  $\pi/2$  fazių skirtumu (apskritiminė poliarizacija), po pusės šio atstumo turėtume tiesinę spinduliuotės poliarizaciją, tačiau pasuktą 90 laipsnių, o po pilno mušimo ilgio atstumo spinduliuotės poliarizacija grįžtų į originalią būseną. Kadangi šio eksperimento metu šviesolaidžio ilgis apytiksliai siekė 145 mm, taigi šis atstumas sudarytų 24 pilnus mušimo ilgio atstumus per kuriuos spinduliuotės poliarizacija išliktų nepakitusi, bet papildomai liekantis 1 mm sklidimo atstumas fotoninių kristalų šviesolaidyje atitiktų ketvirtį mušimo ilgio, todėl išvadinės spinduliuotės poliarizacija bus artima apskritiminiai poliarizacijai. Būtent toks rezultatas, t.y. išvadinės spinduliuotės poliarizacija, ir yra stebimas 31 grafike. Tarpinėse poliarizacijos variantuose bus stebima spinduliuotė, pasižyminti eliptine poliarizacine būsena, kadangi bangų amplitudžių vertės, tenkančios greitajai bei lėtajai ašims, bus nevienodos.

Tiriant įvadinės spinduliuotės poliarizacijos įtaką kontinuumo generacijai buvo išmatuoti impulsų spektrų priklausomybės nuo kaupinimo spinduliuotės galios. Gautuose rezultatuose yra stebimas aiškus impulso spektro plitimo dinamikos skirtumas (32 pav.). Kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį horizontaliai arba vertikalčiai, t.y. X arba Y ašimis, orientuota spinduliuotės poliarizacija, impulso spektrai vizualiai išplinta apytiksliai panašiai, tačiau įvertinus spektro pločius FWHM aukštyje (tiksliau įvertinti vidutiniai kvadratiniai spektro pločiai (RMS) bei perskaičiuoti į FWHM vertes) ties 140 mW kaupinimo galia, pastebėta, jog X ašimi spektro plotis siekia 18,5 THz, o Y ašimi 15,2 THz. Spektrų centriniai bangos ilgiai atitinkamai buvo 970 nm bei 967,9 nm (32a, 32c pav.). Šį skirtumą iš esmės gali nulemti skirtingos lūžio rodiklių vertės greitajai bei lėtajai ašiai bei ne itin tikslus FKŠ įtempimo ašių išstatymas stalo atžvilgiu, todėl impulso sklidimo metu dalis energijos patenka į kitą poliarizacinę modą. Tačiau orientavus krintančios spinduliuotės elektrinio lauko virpesius 45 laipsnių kampu greitosios ir lėtosios ašies atžvilgiu, spektro išplitimas smarkiai pasikeičia. Tokiu atveju, vėlgi spinduliuotės amplitudė yra padalijama į dvi ortogonalias modas, kurios pasižymi skirtingais lūžio rodikliais, todėl netiesiniame sklidimo režime, bus stebima ir kitokia netiesinė medžiagos ir spinduliuotės sąveika, kadangi, kaip buvo minėta praeituose skyriuose, spektro plitimas priklauso nuo  $n_2I$  sandaugos. Šiuo atveju spektro plotis ties 140 mW kaupinimo galia siekia 21,5 THz (spektro centrinis bangos ilgis 988,8 nm) (32b pav.). Taigi, iš gautų rezultatų stebimas akivaizdus spektro plitimo dinamikos skirtumas kaupinant fotoninių kristalų šviesolaidį skirtingos poliarizacijos impulsais.

Galiausiai, svarbu pabrėžti, jog poliarizaciją išlaikančiuose fotoninių kristalų šviesolaidžiuose tiriant kontinuumo generaciją arba siekiant įvertinti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį yra svarbu atsižvelgti į kaupinimo spinduliuotės poliarizaciją, kadangi teoriniame modeliavime dažniausiai yra atsižvelgiama tik į vieną sklidimo modą. Todėl, teisingam ir korektiškam skaitmeninio modeliavimo analizei reiktų ne tik tinkamai orientuoti FKŠ, bet ir įvertinti energijos pasiskirstymą kiekvienai poliarizaciniai modai.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Surinkta sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus optinė schema, leidžianti derinti generuojamos spinduliuotės bangos ilgį nuo 640 nm iki 1030 nm, kurią pasitelkus galima eksperimentiškai tirti FKŠ dispersijos įtaką impulso sklidimui ir kontinuumo spektro plitimui bei įvertinti netiesinio lūžio rodiklio dispersiją.
2. Surinkus optinę schemą, skirtą kontinuumo generacijos tyrimui fotoninių kristalų šviesolaidyje, buvo eksperimentiškai iširta impulso saviveika fotoninių kristalų šviesolaidyje, kaupinant bangos ilgiais, esančiais fotoninių kristalų šviesolaidžio normalios dispersijos srityje.
3. Atlikus teorinį modeliavimą, buvo gautos kokybiškai panašios išplitusio impulso spektrų priklausomybės nuo kaupinimo impulso galios, patvirtinančios, jog impulso spektro plitimo efektyvumą normalios dispersijos srityje iš esmės nulemia šviesolaidžio dispersijos vertė bei fazės moduliavimasis, kuris yra tiesiogiai susijęs su netiesiniu lūžio rodikliu.
4. Kintant kaupinimo impulso poliarizacijai, kontinuumo spektro plotis bei forma modifikuojasi dėl skirtingų lūžio rodiklio verčių ortogonaliom poliarizacinėms modoms, o mažėjant dispersijos įtakai impulso sklidimui, t.y. artėjant link nulinės dispersijos bangos ilgio vertės, kontinuumo impulso laikinė charakteristika trumpėja.
5. Atlikus skaitmeninį modeliavimą ir gavus netiesinio lūžio rodiklio vertes, kaupinant skirtingo dažnio spinduliuote, buvo stebima ženkli  $n_2$  dispersija fotoninių kristalų šviesolaidžio medžiagoje.

## Literatūros sąrašas

- [1] R. Buczynski, Photonic crystal fibers, *Acta Physica Polonica Series A* **106**(2), 141–168 (2004).
- [2] N. Mahnot, S. Maheshwary, R. Mehra, Photonic crystal fiber-an overview, *International Journal of Scientific & Engineering Research* **6**(2), 2229–5518 (2015).
- [3] P. Russell, Photonic crystal fibers, *science* **299**(5605), 358–362 (2003).
- [4] S. Singla, P. Singal, Photonic crystal fiber: construction, properties, developments and applications, *Int J Electron Eng* **9**, 193–200 (2017).
- [5] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universiteto leidykla, 2011).
- [6] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition* (Academic Press, Inc., USA, 2008), 3rd edition.
- [7] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, 2008).
- [8] K. Sakamaki, M. Nakao, M. Naganuma, M. Izutsu, Soliton induced supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**(5), 876–884 (2004).
- [9] K. P. Hansen, Introduction to nonlinear photonic crystal fibers, *Journal of Optical and Fiber Communications Reports* **2**(3), 226–254 (2005).
- [10] L. Pálfalvi, B. Tóth, G. Almási, J. Fülöp, J. Hebling, A general z-scan theory, *Applied Physics B* **97**(3), 679–685 (2009).
- [11] K. Kim, R. Stolen, W. Reed, K. Quoi, Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers, *Optics letters* **19**(4), 257–259 (1994).
- [12] M. Asobe, K. Suzuki, T. Kanamori, K. Kubodera, Nonlinear refractive index measurement in chalcogenide-glass fibers by self-phase modulation, *Applied Physics Letters* **60**(10), 1153–1154 (1992).
- [13] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, M. Nishimura, Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light, *Optics Letters* **20**(9), 988–990 (1995).
- [14] M. Artiglia, R. Caponi, F. Cisternino, C. Naddeo, D. Roccatò, A new method for the measurement of the nonlinear refractive index of optical fiber, *Optical Fiber Technology* **2**(1), 75–79 (1996).

- [15] L. Prigent, J.-P. Hamaide, Measurement of fiber nonlinear kerr coefficient by four-wave mixing, *IEEE Photonics Technology Letters* **5**(9), 1092–1095 (1993).
- [16] K. M. Hilligsøe, H. N. Paulsen, J. Thøgersen, S. R. Keiding, J. J. Larsen, Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers, *JOSA B* **20**(9), 1887–1893 (2003).
- [17] S. P. Singh, R. Gangwar, N. Singh, Nonlinear scattering effects in optical fibers, *Progress In Electromagnetics Research* **74**, 379–405 (2007).
- [18] M. Vivacqua, D. Espinosa, A. Martins Figueiredo Neto, Application of the z-scan technique to determine the optical kerr coefficient and two-photon absorption coefficient of magnetite nanoparticles colloidal suspension, *Journal of Applied Physics* **111**(11), 113509 (2012).
- [19] A. Dubietis, A. Couairon, *Ultrafast supercontinuum generation in transparent solid-state media* (Springer, 2019).
- [20] E. Ule, Measurement of the nonlinear refractive index by z-scan technique, University of Ljubljana, Slovenia 4–5 (2015).
- [21] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, P. Persephonis, V. Giannetas, Z-scan technique through beam radius measurements, *Applied Physics B* **76**(1), 83–86 (2003).
- [22] J. M. Dudley, J. R. Taylor, Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre, *Nature Photonics* **3**(2), 85–90 (2009).
- [23] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, K. Hansen, High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers, *Optics Communications* **228**(1-3), 71–78 (2003).
- [24] A. M. Zheltikov, Nonlinear optics of microstructure fibers, *Physics-Uspekhi* **47**(1), 69 (2004).
- [25] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Reviews of modern physics* **78**(4), 1135 (2006).
- [26] I. Zeylikovich, V. Kartazaev, R. Alfano, Spectral, temporal, and coherence properties of supercontinuum generation in microstructure fiber, *JOSA B* **22**(7), 1453–1460 (2005).
- [27] S. Miller, *Optical fiber telecommunications* (Elsevier, 2012).
- [28] S. Keren, E. Brand, Y. Levi, B. Levit, M. Horowitz, Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry, *Optics letters* **27**(2), 125–127 (2002).
- [29] S. Gafsi, Highly nonlinear fiber characterization for mid-infrared applications (2016).

- [30] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen, Modal cutoff and the  $v$  parameter in photonic crystal fibers, *Optics letters* **28**(20), 1879–1881 (2003).
- [31] J. Vengelis, *Characterization of photonic crystal fiber dispersion and investigation of supercontinuum generation*, Ph.D. thesis, Vilniaus universitetas (2018).
- [32] J. C. Knight, Photonic crystal fibres, *nature* **424**(6950), 847–851 (2003).
- [33] Y. Wang, M. Alharbi, T. D. Bradley, C. Fourcade-Dutin, B. Debord, B. Beaudou, F. Gerôme, F. Benabid, Hollow-core photonic crystal fibre for high power laser beam delivery, *High Power Laser Science and Engineering* **1**(1), 17–28 (2013).
- [34] P. S. J. Russell, Photonic-crystal fibers, *Journal of lightwave technology* **24**(12), 4729–4749 (2006).
- [35] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, M. Fujita, Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Optics Express* **9**(13), 676–680 (2001).
- [36] J. C. White, Stimulated raman scattering, *Tunable lasers* 115–207 (1987).
- [37] R. Paschotta, Self-phase modulation, *RP Photonics-Encyclopedia of Laser Physics and Technology* (2007).
- [38] R. Stolen, C. Lin, Self-phase-modulation in silica optical fibers, *Physical Review A* **17**(4), 1448 (1978).
- [39] M. F. Ferreira, *Nonlinear effects in optical fibers*, volume 2 (John Wiley & Sons, 2011).
- [40] D. Christodoulides, R. Joseph, Theory of stimulated raman scattering in optical fibers in the pulse walkoff regime, *IEEE journal of quantum electronics* **25**(3), 273–279 (1989).
- [41] R. Paschotta, Four-wave mixing, *Encyclopaedia of Laser Physics and* (2004).
- [42] G. Kassier, K. Haupt, N. Erasmus, E. Rohwer, H. von Bergmann, H. Schwoerer, S. Coelho, F. Auret, A compact streak camera for 150 fs time resolved measurement of bright pulses in ultrafast electron diffraction, *The Review of scientific instruments* **81**, 105103 (2010).
- [43] G. J. Dixon, *Advanced techniques measure ultrashort pulses* (1997).
- [44] A. Monmayrant, S. Weber, B. Chatel, A newcomer’s guide to ultrashort pulse shaping and characterization, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **43**(10), 103001 (2010).
- [45] A. Borzsonyi, A. P. Kovacs, K. Osvay, What we can learn about ultrashort pulses by linear optical methods, *Applied Sciences* **3**(2), 515–544 (2013).

- [46] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**(2), 571–579 (1993).
- [47] R. Trebino, D. J. Kane, Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating, *JOSA A* **10**(5), 1101–1111 (1993).
- [48] D. J. Kane, R. Trebino, Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating, *Optics letters* **18**(10), 823–825 (1993).
- [49] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer, 2000).
- [50] R. Trebino, P. Bowlan, P. Gabolde, X. Gu, S. Akturk, M. Kimmel, Measuring everything you’ve ever wanted to know about an ultrashort light pulse, *Mittr. P. Lodz. Pl* 1–41 (2008).
- [51] K. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, W. White, Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation, *JOSA B* **11**(11), 2206–2215 (1994).
- [52] K. W. DeLong, R. Trebino, Improved ultrashort pulse-retrieval algorithm for frequency-resolved optical gating, *JOSA A* **11**(9), 2429–2437 (1994).
- [53] K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler, K. Wilson, Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections, *Optics letters* **19**(24), 2152–2154 (1994).
- [54] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, D. J. Kane, Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating, *Review of Scientific Instruments* **68**(9), 3277–3295 (1997).
- [55] G. Taft, A. Rundquist, M. M. Murnane, I. P. Christov, H. C. Kapteyn, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, M. A. Krumbügel, J. N. Sweetser, R. Trebino, Measurement of 10-fs laser pulses, *IEEE journal of selected topics in quantum electronics* **2**(3), 575–585 (1996).
- [56] S. Linden, J. Kuhl, H. Giessen, Amplitude and phase characterization of weak blue ultrashort pulses by downconversion, *Optics letters* **24**(8), 569–571 (1999).
- [57] S. Linden, H. Gießen, J. Kuhl, Xfrog—a new method for amplitude and phase characterization of weak ultrashort pulses, *physica status solidi (b)* **206**(1), 119–124 (1998).
- [58] J. Zhang, A. P. Shreenath, M. Kimmel, E. Zeek, R. Trebino, S. Link, Measurement of the intensity and phase of attojoule femtosecond light pulses using optical-parametric-amplification cross-correlation frequency-resolved optical gating, *Optics Express* **11**(6), 601–609 (2003).



- [59] J. Ratner, R. Trebino, XFROG retrieval of extremely complex pulses, in *Frontiers in Optics* (Optical Society of America, 2011), FThV6.
- [60] F. Träger, *Springer handbook of lasers and optics* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [61] A. A. Sabri, B. Sabir, H. Toumi, M. Moussetad, A. Fahli, et al., Remote control laboratory experiments in physics using labview, *International Journal of Information Science and Technology* **1**(1), 11–16 (2018).
- [62] P. Tiernan, Enhancing the learning experience of undergraduate technology students with labview™ software, *Computers & Education* **55**(4), 1579–1588 (2010).
- [63] J. Banys, J. Vengelis, Efficient single-pass and double-pass pre-chirp managed yb-doped rod-type fiber amplifiers using gires–toursnois interferometric mirrors, *Optik* **249**, 168185 (2022).
- [64] J. Banys, Šviesolaidinio stiprinimo sistemos femtosekundiniam *Yb:KGW* osciliatoriui tyrimas ir optimizavimas, magistro diplominis darbas (2021).
- [65] M. Kuliešaitė, Netiesinio lūžio rodiklio matavimas fotoninių kristalų šviesolaidyje, magistro diplominis darbas (2020).
- [66] J. Pimpé, Measurement of nonlinear refractive index and its dispersion in photonic crystal fiber, bakalauro diplominis darbas (2021).
- [67] D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Applied optics* **37**(3), 546–550 (1998).
- [68] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Nishimura, Estimation of nonlinear refractive index in various silica-based glasses for optical fibers, *Optics letters* **20**(22), 2279–2281 (1995).
- [69] R. Adair, L. Chase, S. A. Payne, Nonlinear refractive index of optical crystals, *Physical Review B* **39**(5), 3337 (1989).
- [70] A. Wada, S. Okude, T. Sakai, R. Yamauchi, GeO<sub>2</sub> concentration dependence of nonlinear refractive index coefficients of silica-based optical fibers, *Electronics and Communications in Japan (Part I: Communications)* **79**(11), 12–19 (1996).
- [71] S. R. Flom, G. Beadie, S. S. Bayya, B. Shaw, J. M. Auxier, Ultrafast z-scan measurements of nonlinear optical constants of window materials at 772, 1030, and 1550 nm, *Applied Optics* **54**(31), F123–F128 (2015).
- [72] P. André, J. Pinto, Simultaneous measurement of the nonlinear refractive index and chromatic dispersion of optical fibers by four-wave mixing, *Microwave and Optical Technology Letters* **34**(4), 305–307 (2002).

- [73] M. Artiglia, R. Caponi, F. Cisternino, C. Naddeo, D. Roccatò, A new method for the measurement of the nonlinear refractive index of optical fiber, *Optical Fiber Technology* **2**(1), 75–79 (1996).
- [74] P. Kabaciński, T. M. Kardaś, Y. Stepanenko, C. Radzewicz, Nonlinear refractive index measurement by spm-induced phase regression, *Optics express* **27**(8), 11018–11028 (2019).
- [75] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, M. Nishimura, Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light, *Optics Letters* **20**(9), 988–990 (1995).

# Santrauka

Jokūbas Pimpė

Kontinuumo generacijos fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimas ir panaudojimas netiesiniam lūžio rodikliui charakterizuoti

Unikali šviesolaidžių rūšis - fotoninių kristalų šviesolaidžiai (FKŠ), pasižymi periodine struktūra, leidžiančia sukurti išskirtiniais bruožais pasižyminčius šviesolaidžius. Inžinerinis gebėjimas modifikuoti periodiškai išsidėsčiusių oro kapiliarų diametrus bei atstumą tarp jų, leido sukurti netiesinę terpę, pasižyminčią išaugusiu medžiagos netiesiu atsaku [1–4]. Pastarasis veiksnys nulemia ir šviesolaidyje vykstančių kubinio netiesiškumo ( $\chi^{(3)}$ ) sąlygojamų procesų, tokių kaip kontinuumo generacija, efektyvumą. Kokybiškai įvertinti netiesinius reiškinius, vykstančius fotoninių kristalų šviesolaidyje, galima žinant medžiagos netiesinį lūžio rodiklį bei jo priklausomybę nuo kaupinimo bangos ilgio, t.y.  $n_2$  dispersiją [5–7].

Baigiamojo mokslinio darbo temos tikslas buvo ištirti kontinuumo generaciją fotoninių kristalų šviesolaidyje bei įvertinti netiesinio lūžio rodiklio dispersijos vertę kaupinant derinamo dažnio femtosekundiniais impulsais. Matavimai buvo atlikti naudojant derinamo dažnio sinchroninio kaupinimo stovinčios bangos parametrinio šviesos generatoriaus signalą (640 nm - 1030 nm), kur pastarasis buvo kaupinamas sustiprintais Yb:KGW lazerinio osciliatoriaus impulsais, kurių pasikartojimo dažnis siekė 76 MHz. Spektrinei kontinuumo generacijos analizei bei netiesinio lūžio rodiklio dispersijos įvertinimui buvo išmatuotos moduluotos šviesos spektrų priklausomybės nuo kaupinimo galios, o laikinių charakteristikų įvertinimui buvo pritaikytas kryžminės koreliacijos dažninės skyros optines sklendės (XFROG) metodas, kurio rezultatai buvo gauti matuojant XFROG pėdsakų signalus prie skirtingų kaupinimo galių. Tada siekiant kokybiškai paaiškinti gautus rezultatus buvo atliktas teorinis modeliavimas, kurio vertės buvo palyginamos su išmatuotomis vertėmis.

Atlikus kontinuumo generacijos tyrimą fotoninių kristalų šviesolaidyje kaupinant derinamo dažnio femtosekundiniais impulsais, buvo įvertinta ne tik FKŠ netiesinio lūžio rodiklio dispersija, bet ir impulso spektro kitimo dinamika. Pastebėta, jog impulso išplitimą normalioje šviesolaidžio dispersijos srityje labiausiai nulemia fazės moduliavimasis bei pačio šviesolaidžio dispersija. Be to, kaupinimo impulso poliarizacija, šviesolaidžio dvejetainiškumo ašių atžvilgiu, taip pat turi įtakos kontinuumo spektro formavimosi dinamikai. Įvertinus netiesinį lūžio rodiklį fotoninių kristalų šviesolaidyje, ties skirtingais kaupinimo bangos ilgiais, buvo pastebėta ir  $n_2$  dispersija:  $n_2 = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (646 nm);  $n_2 = 2,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (756 nm);  $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (866 nm);  $n_2 = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (955 nm);  $n_2 = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (1006 nm). Svarbu pabrėžti, jog iš gautų rezultatų matyti ženkliai netiesinio lūžio rodiklio dispersija. Be to, pastebėta, jog spektrinį impulso išplitimą nulemia ne tik dispersijos ir fazės moduliavimosi efektai, bet ir asimetrinį impulso spektro plitimą nulemiantis inercinis medžiagos atsakas, atsirandantis dėl impulso intensyvumo kitimo laike.

# Summary

Jokūbas Pimpė

Investigation of continuum generation in photonic crystal fiber and application for characterizing nonlinear refractive index

Photonic crystal fibers (PCFs) are a unique type of optical fibers, containing a periodic microstructure area, thus allowing to enhance some of the fiber's main characteristics. The engineering ability to modify the periodically orientated air hole diameter and distance between them, allowed to manufacture a nonlinear medium with enhanced nonlinearity [1–4]. Material nonlinearity will determine the efficiency of nonlinear effects caused by third order nonlinear optical susceptibility ( $\chi^{(3)}$ ). Nonlinear processes appearing in PCF can be qualitatively evaluated only if materials nonlinear refractive index and its dependency on pump wavelengths, i.e.,  $n_2$  dispersion is known [5–7].

The main task was to investigate continuum generation in photonic crystal fiber and evaluate nonlinear refractive index dispersion using tunable frequency femtosecond pulses. Latter pulses were obtained by constructing synchronically pumped optical parametric oscillator (644 nm - 1030 nm), which was seeded with amplified pulses, generated from Yb:KGW laser oscillator operating at 76 MHz repetition rate. For analysis of spectral continuum generation and nonlinear refractive index evaluation measurement of light spectrum dependency on pump power were performed, meanwhile temporal domain characteristics were obtained by implementing cross-correlation frequency resolved optical gating (XFROG) technique, where XFROG traces were measured at various pump power values. Lastly, for qualitative analysis numerical simulation was applied and obtained results were compared with experimentally measured data.

After investigating continuum generation in photonic crystal fiber using tunable frequency femtosecond pulses, not only PCF nonlinear refractive index dispersion, but also pulse spectral change dynamics were evaluated. It was observed, that the pulse broadening in normal dispersion regime is mainly influenced by self-phase modulation and also fiber's dispersion value. Furthermore, continuum spectrum formation also depends on the alignment of input light polarization with one of the fibers birefringence axes. Finally, after evaluating the photonic crystal fiber's nonlinear refractive index at various pump pulse wavelengths,  $n_2$  dispersion was evaluated:  $n_2 = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (646 nm);  $n_2 = 2,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (756 nm);  $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (866 nm);  $n_2 = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (955 nm);  $n_2 = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  (1006 nm). From obtained results a significant dispersion of nonlinear refractive index can be observed. Furthermore, from obtained results it was noticed, that pulse spectral broadening is not only determined by dispersion and self-phase modulation effects, but also asymmetrical pulse broadening is determined by inertial material response, due to pulse intensity change in time.

## Padėka

Norėčiau išreikšti padėką doc. dr. Vygandui Jaručiui už sukurtus teorinius modelius bei konsultaciją visais susijusiais klausimais.

Taip pat norėčiau padėkoti ir doktorantei Miglei Kuliešaitei už pagalbą atliekant eksperimentinius matavimus.

# Aprobacija

Studentas pristatė ar yra bendraautorius šiuose pranešimuose:

1. M. Kuliešaitė, J. Pimpė, V. Jarutis, J. Vengelis, UV-visible light generation in photonic crystal fiber pumped by IR 110 fs pump pulses, 64th International conference for students of physics and natural sciences “Open Readings 2021”, March 16 - 19, Vilnius, Lithuania 2021.
2. M. Kuliešaitė, V. Jarutis, J. Pimpė, J. Vengelis, Investigation of UV-VIS light generation in the photonic crystal fiber, 44th Lithuanian National Physics Conference, October 6 - 8, Vilnius, Lithuania 2021.
3. J. Pimpė, J. Vengelis, V. Jarutis, M. Kuliešaitė, Measurement of nonlinear refractive index and its dispersion in photonic crystal fiber, 65th International conference for students of physics and natural sciences “Open Readings 2022”, March 15 - 18, Vilnius, Lithuania 2022.
4. M. Kuliešaitė, J. Pimpė, V. Jarutis and J. Vengelis, Investigation of femtosecond supercontinuum generation in different length photonic crystal fiber, International conference “SPIE Photonics Europe”, April 3 - 7, Strasbourg, France 2022.
5. M. Kuliešaitė, J. Pimpė, J. Vengelis, V. Jarutis, Analysis of nonlinear response using continuum generation in photonic crystal fiber by tunable frequency femtosecond laser pulses, “Optica Laser Congress and Exhibition 2022”, December 11 - December 15, Barcelona, Spain 2022.
6. J. Pimpė, M. Kuliešaitė, J. Vengelis, V. Jarutis, Measurement of nonlinear refractive index dispersion in photonic crystal fiber, 66th International conference for students of physical and natural sciences “Open Readings 2023”, April 18 - 21, Vilnius, Lithuania 2023.
7. J. Pimpė, M. Kuliešaitė, J. Vengelis, V. Jarutis, Measurement of nonlinear refractive index dispersion in photonic crystal fiber, International conference “SPIE Optics + Optoelectronics 2023”, April 24 - 27, Prague, Czech Republic, 2023.

Studentas yra bendraautorius šių straipsnių:

1. M. Kuliešaitė, V. Jarutis, J. Pimpė, J. Vengelis, Partially coherent UV-VIS light generation in photonic crystal fiber using femtosecond pulses, Results in Physics 31, 104965 (2021).
2. M. Kuliešaitė, J. Pimpė, V. Jarutis, J. Vengelis, Investigation of femtosecond supercontinuum generation in different length photonic crystal fiber, Proceedings of SPIE 12143, 121430F (2022).

3. J. Banys, J. Pimpė, O. Balachninaite, V. Jarutis, J. Vengelis, Non-destructive periodic poling quality evaluation of MgO:PPLN and Rb:PPKTP crystals based on crystal translation and parametric light generation, *Optik* 277, 170686 (2023).

Patentinės paraiškos:

1. Method for estimation of crystal periodic poling quality

Application number: EP22204506.4

Abstract: A non-destructive method for estimation of periodically poled crystal poling quality in the whole crystal volume, at small periods, such as significantly smaller than 10  $\mu\text{m}$ , with high precision at periods equal or less than periods of poling of the periodically poled crystal using a nonlinear process based periodic poling quality measurement setup. The method is also applicable to fan-out type periodically poled crystals to estimate periodic poling quality in the whole volume where poling period should be equal.

Type: Application

Filed: 2022 10 28 Inventors: Julius Vengelis, Jonas Banys, Jokūbas Pimpė.