

**VILNIAUS UNIVERSITETAS**

Vytautas Jukna

**KŪGINIŲ BANGŲ NENUOSTOVŪS ERDVĖLAIKINIAI REIŠKINIAI  
NETIESINĖSE KERRO TERPĖSE**

Daktaro disertacijos santrauka  
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius 2012

Disertacija rengta 2008-2012 metais Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos katedroje.

**Mokslinis vadovas:**

*prof. habil. dr. Gintaras Valiulis*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

**Konsultantas:**

*prof. habil. dr. Audrius Dubietis*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

**Disertacija ginama Vilniaus universiteto Fizikos mokslo krypties taryboje:**

Doktorantūros komitetas:

**Pirmininkas:**

*prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

**Nariai:**

*prof. habil. dr. Algirdas Petras Stabinis*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

*prof. habil. dr. Gediminas Gaigalas*  
(Lietuvos edukologijos universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

*prof. habil. dr. Eugenijus Šatkovskis*  
(Vilniaus Gedimino technikos universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

*habil. dr. Gedinimas Juzeliūnas*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

**Oponentai:**

*prof. habil. dr. Arnaud Couairon*  
(École Polytechnique, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

*dr. Eugenijus Gaižauskas*  
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Disertacija bus ginama viešame Fizikos mokslo krypties tarybos posėdyje 2012 m. rugsėjo 20 d. 15 val. Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto 510 auditorijoje.  
Adresas: Saulėtekio al. 9, LT - 10222, Vilnius, Lietuva.

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2012 m. rugpjūčio mėn. 15 d.  
Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto ir Fizinių ir technologijos mokslų centro bibliotekose.

**VILNIUS UNIVERSITY**

Vytautas Jukna

**CONICAL WAVE TRIGGERED TRANSIENT SPATIO-TEMPORAL EFFECTS  
IN KERR MEDIA**

Summary of doctoral dissertation  
Physical sciences, Physics (O2P)

Vilnius 2012

The researched was performed in 2008-2012 at Vilnius University

**Scientific supervisor:**

*prof. habil. dr. Gintaras Valiulis*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

**Consultant:**

*prof. habil. dr. Audrius Dubietis*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

Doctoral committee:

**Chairman:**

*prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

**Members:**

*prof. habil. dr. Algirdas Petras Stabinis*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

*prof. habil. dr. Gediminas Gaigalas*  
(Lithuanian University of Educational Sciences, Physical sciences, Physics - 02P)

*prof. habil. dr. Eugenijus Šatkovskis*  
(*Vilnius Gediminas Technical University*, Physical sciences, Physics - 02P)

*habil. dr. Gedinimas Juzeliūnas*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

**Opponents:**

*prof. habil. dr. Arnaud Couairon*  
(*École Polytechnique*, Physical sciences, Physics - 02P)

*dr. Eugenijus Gaižauskas*  
(*Vilnius University*, Physical sciences, Physics - 02P)

The dissertation will be defended under open consideration in the Council of Physics on the 20th of September, 2012, 3 p.m. at the Faculty of Physics of Vilnius University, room 510.

Address: Saulėtekio ave. 9, LT-10222, Vilnius, Lithuania.

The summary of the dissertation was distributed on the 15th of August, 2012.  
The dissertation is available at Vilnius University Library and Center for Physical Sciences and Technology Library.

## Ižanga

Ilgai ir siauri medžiagos pažeidimai buvo stebimi jau nuo 1964 metų [1], o pirmą kartą femtosekundinės trukmės šviesos gijos buvo stebimos 1995 metais [2]. Atliekant intensyvių infraraudonojo diapazono impulsų sklidimo ore tyrimus buvo pastebėta, kad pluoštas neišplinta nusklidus 20 m, o fokusuojasi ir sklinda didelius atstumus beveik nedifraguodamas. Tokiu būdu pirmą kartą buvo stebimas šviesos gijos susidarymas. Šviesos gijų bedifrakcinis sklidimas buvo aiškinamas remiantis solitoniniu modeliu [3]. Vėliau sekė daugybė publikacijų, kuriose bedifrakcinis sklidimas stebimas įvairiose terpėse. Atlikus detalesnį šviesos gijų sklidimo tyrimą buvo suprasta, kad solitoninis modelis netinka. Sukurti nauji, kvazinuostovaus fokusavimo [4], dinaminio erdvinio papildymo modeliai [5,6], gebantys paaiškinti bedifrakcinį sklidimą nesiremiant solitonų generacija. Nors šie modeliai atskleidžia daugelį sklidimo ypatumų, tačiau negali paaiškinti šviesos gijų tolimojo lauko skirstinio. Pastebėjus, kad X bangų kampinė dispersija gerai atitinka generuojamą šviesos gijos spektrą [7] buvo pasiūlytas kūgių bangų šviesos gijų modelis [8].

2004 metais nustatyta [9], kad netiesinėse terpėse besiformuojančios šviesos gijos esant netiesiniams nuostoliams yra kūginės bangos. Ši gijų savybė leidžia sklidimo metu išlaikyti beveik pastovų pluošto centrinės smailės intensyvumą net esant sugerčiai. Plačių ir nesimetriškų pluoštų atveju yra stebimas daugelio gijų susidarymas. Reikia paminėti, kad tradiciškai šviesos gijos yra formuojamos cilindrinės simetrijos pluoštais, ir tik neseniai pradėjus naudoti įvairių pavidalų pluoštus buvo suformuoti daugelio gijų masyvai.

Viename iš šio darbo skyrių yra nagrinėjamos šviesos gijų formavimosi bei sklidimo ypatybės sklaidančiose terpėse. Eksperimentiškai, bei specialia autoriaus sukurta kompiuterine programa, buvo tiriamas šviesos gijų formavimasis vandeninėje suspensijoje, esant įvairioms sklaidančių dalelių koncentracijoms. Sklaidai sukelti buvo naudojamos 2  $\mu\text{m}$  dydžio polistireno sferos. Pastebėta, kad šviesos gijos sklaidančioje terpėje formuojasi didesniuose atstumuose, be to jeigu pluošto galia dėl sklaidos sukeltų nuostolių pasidaro mažesnė už kritinę fokusavimo galia, gija terpėje nesusiformuoja.

Kitas aktualus uždavinys yra elipsinių pluoštų dinamikos Kerro terpėje nagrinėjimas siekiant formuoti stabilus, šūvis po šūvio atsikartojančius, daugelio gijų masyvus. Tokių darinių formavimosi fizikinė prigimtis nėra visiškai suprasta, todėl vienas iš disertacijos skyrių yra paskirtas daugiagijų pluoštų nagrinėjimui. Darbe pasiūlytas naujas teorinis daugiagijų pluoštų formavimosi modelis patikrintas skaitmeniniu modeliavimu. Pastebėta, kad elipsiniu pluoštu formuojamos šviesos gijos pasiskirsto išilgai elipsės ilgosios ašies, o atstumas tarp jų (periodas) priklauso nuo pluošto energijos. Smulkiosios intensyvumo struktūros tyrimas parodė, kad šviesos gijų formavimasis yra sąlygotas X-tipo moduliacinio nestabilumo.

Žymus spektro išplitimas yra stebimas tiek generuojant šviesos gijas, tiek ir superkontinuumo generacijos metu. Gaunamų darinių spektro intensyvumas kai kuriose spektro dalyse gali daugelį kartų viršyti vidutinę vertę. Išsami statistinė analizė atskleidė, kad gaunamas spektrinio intensyvumo skirstinys nėra simetrinis, tam tikroje kontrolinių parametrų srityje, o aprašomas L formos statistiniu skirstiniu būdingu ekstremaliems įvykiams. Tokių įvykių atsiradimas tūrinėje terpėje nagrinėjamas paskutiniame disertacijos skyriuje.

## **Darbo tikslai**

1. Ištirti pradinio pluošto diametro įtaką superkontinuumo spektrui.
2. Išnagrinėti šviesos gijų susidarymą sklaidančioje terpėje.
3. Išnagrinėti daugelio šviesos gijų formavimą elipsiniais pluoštais.
4. Rasti palankias sąlygas ekstremalių bangų generacijai, ir jas ištirti.
5. Minėtų reiškinių interpretavimas kūginės bangos paradigmos rėmuose.

## **Ginamieji teiginiai**

1. Stipri sklaida lemia šviesos gijos energijos rezervuaro pokyčius bei speklų struktūrų formavimąsi, tačiau menkai veikia šviesos gijų susidarymą ir sklaidimą netiesine sklaidančia terpe.
2. Didelės galios ir elipsiškumo pluoštų fokusavimasis sąlygoja periodinės ir šūvis po šūvio atsikartojančios daugiagijų šviesos pluoštų struktūros formavimąsi. Daugelio gijų masyvo erdvinė struktūra yra reguliari, o erdvėlaikinė individualių šviesos gijų dinamika gali būti valdoma keičiant pradinio pluošto energiją ir elipsiškumą.
3. X-bangų formavimosi normalios grupinių greičių dispersijos srityje sąlygota erdvinių ir laikinių reiškinių sąsaja lemia ekstremalių įvykių atsiradimą tūrinėse terpėse.
4. Tam tikroje pradinių impulsų energijų srityje generuojamo superkontinuumo spektro mėlynoji dalis tampa labai nestabili ir yra aprašoma ekstremalių bangų statistiniu pasiskirstymu.

## **Asmeninis autoriaus indėlis**

- Kompiuterinio modeliavimo programų sukūrimas.
- Kompiuterinio modelio įvertinančio sklaidančias daleles sukūrimas ir tobulinimas.
- Šviesos gijų generacijos sklaidančioje terpėje eksperimento atlikimas.
- Visų skaitmeninio modeliavimo eksperimentų atlikimas.
- Gautų rezultatų analizė, interpretacija bei skleidimas.

## **Pagrindiniai disertacijoje aprašytų mokslinių tyrimų bendraautoriai yra**

Habil. dr. G. Valiulis, habil. dr. A. Dubietis, Dr. Tamošauskas ir D. Majus.

Habil. dr. G. Valiulis sukūrė puikias sąlygas įgyvendinti bei patikrinti mokslines idėjas aprašytas šiame darbe. Teiginys, kad daugelio gijų periodinė generacija elipsiniu pluoštu yra nulemta kaskadinio keturbangio fazinio sinchronizmo sąlygomis buvo iškeltas G. Valiulio.

Habil. dr. A. Dubietis konsultavo įvairiais klausimais ir įžiebė bendradarbiavimą tarp eksperimentatorių ir teoretikų.

Dr. G. Tamošauskas padėjo atlikti šviesos gijų generacijos sklaidančioje terpėje eksperimentą.

Doktorantas D. Majus atliko eksperimentus ir pateikė eksperimentinius duomenis, kuriuos buvo galima palyginti su skaitmeniškai sumodeliuotais.

## **Mokslinis naujumas**

1. Pradinio pluošto diametro įtakos superkontinuumo spektrui nustatymas.
2. Superkontinuumo ir šviesos gijų spektrų aiškinimas pradinio impulso skilimu į du impulsus, kurių grupiniai greičiai priklauso nuo intensyvumo. Spekro išplitimo riba aiškinama skilusio impulso intensyvumo ribojimu.
3. Naujos skaitmeninio modeliavimo schemos, suteikiančios galimybę tirti lazerio pluošto sklidimą sklaidančia terpe sukūrimas ir panaudojimas šviesos gijų generacijos sklaidančioje terpėje tyrimui.
4. Daugiagijų pluoštų formuojamų elipsiniais pluoštais periodiškumo aiškinimas keturbangiu faziniu sinchronizmu.
5. Smulkiosios intensyvumo skirstinio struktūros aiškinamos X-tipo moduliaciniu nestabilumu.
6. Ekstremalių bangų statistikos atsirandančios generuojant superkontinuumą ir šviesos gijas skaitmeninis stebėjimas ir aiškinimas. Ekstremalių bangų statistinio pasiskirstymo slopinimo aiškinimas intensyvumo ribojimu.

## **Praktinė nauda**

Atskleista pluošto diametro įtaka superkontinuumo generacijai, gali būti panaudota didinant parametrinių stiprintuvų efektyvumą. Parodyta, kad šviesos gijos gali sklisti netiesine sklaidančia terpe. Sukurta skaitmeninio modeliavimo schema, įskaitanti dalelių sklaidą, gali būti pritaikoma įvairioms sklaidančioms terpėms analizuoti. Atskleistas daugiagijų pluoštų periodo keitimo mechanizmas suteikia galimybę šviesos gijų masyvą pritaikyti lygiagrečiame mikroapdirbime. Ekstremalių bangų sąsaja su kūginėmis X bangomis atskleidė ir ekstremalių bangų statistikos malšinimo mechanizmą.

## **Darbo struktūra ir turinys**

Disertacijos apimtis - 113 puslapių. Joje yra 41 iliustracija. Disertaciją sudaro įvadas, penki pagrindiniai skyriai ir išvados. Įvade aiškinamas sudėtingas šviesos gijų formavimosi procesas. Paaiškinami fizikiniai reiškiniai, lemiantys šviesos gijų generacijos bei evoliucijos ypatybes, supažindinama su įvairiais šviesos gijų susidarymo ir sklidimo modeliais. Antrajame skyriuje nagrinėjama pradinio pluošto diametro įtaka superkontinuumo spektrui. Trečias skyrius, skirtas šviesos gijų generacijos sklaidančioje terpėje tyrimui, apima atlikto eksperimento bei sukurtos naujos skaitmeninio modeliavimo schemos pristatymą, ir, galiausiai, skaitmeninio modeliavimo ir eksperimentinių rezultatų palyginimą. Ketvirtame skyriuje nagrinėjama daugelio gijų generacija elipsiniais pluoštais. Trumpai paaiškinta kaskadinio keturbangio maišymo įtaka šviesos gijų periodiškumui. Ištirta šviesos gijų periodo priklausomybė nuo bangos intensyvumo, ir atskleista daugelio gijų generacijos dinamika. Moduliacinio nestabilumo analizė ir jos įtaka taip pat pateikiama ketvirtame skyriuje. Penktajame skyriuje nagrinėjama ekstremalių įvykių tūrinėje Kerro terpėje atsiradimas. Palyginami plataus spektro generacijos kompiuterinio modeliavimo ir eksperimento metu surinkti statistiniai duomenys. Pabaigoje pateikti pagrindiniai darbo rezultatai ir išvados.

## Darbo aprobacija

Disertacijoje pateikiami rezultatai publikuoti 6 moksliniuose straipsniuose (ISI), dar 2 straipsniai yra nesusiję su disertacijos tema. Taip pat rezultatai pristatyti 11 pranešimų įvairiose konferencijose.

## Straipsniai, kurie tiesiogiai susiję su disertacijos tema

[A1] V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, M. Aputis, M. Puida, F. Ivanauskas, A. Dubietis, Filamentation of ultrashort light pulses in a liquid scattering medium, *Appl. Phys. B* **94**, 175-179 (2009).

[A2] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, *Phys. Rev. A* **79**, 033843 (2009).

[A3] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Three-dimensional mapping of multiple filament arrays, *Phys. Rev. A* **81**, 043811 (2010).

[A4] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, A. Dubietis, Spatiotemporal rogue events in femtosecond filamentation. *Phys. Rev. A* **83**, 025802 (2011).

[A5] D. Majus, V. Jukna, E. Pileckis, G. Valiulis, A. Dubietis, Rogue-wave-like statistics in ultrafast white-light continuum generation in sapphire, *Opt. Express*, **19** (17), 16317 (2011).

[A6] V. Jukna, D. Majus, G. Valiulis, A. Dubietis, Transformation of the probability density function in an optical parametric amplifier: application to rogue-wave-like statistics, *Opt. Commun.* **285**, 3654–3658 (2012).

## Kiti straipsniai

[A7] A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Manifestation of spatial chirp in femtosecond noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifier, *JOSA B* **28**, 2902 (2011).

[A8] G. Valiulis, V. Jukna, O. Jedrkiewicz, M. Clerici, E. Rubino, P. DiTrapani, Propagation dynamics and X pulse formation in phase-mismatched second harmonic generation, *Phys. Rev. A* **83**, 043834 (2011)

## Pranešimai konferencijose

### Pristatytos Vytauto Juknos

[C1] V. Jukna, D. Majus, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, CLEO/Europe-EQEC 2009, Miunchen, June 14-19, 2009.

[C2] V. Jukna, D. Majus, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Three-dimensional mapping of multiple filament arrays, COFIL 2010, Heraklion, Greece, May 31 - June 5 2010.



[C3] V. Jukna, G. Valiulis, O. Jedrkiewicz, M. Clerici, E. Rubino, P. DiTrapani, Self-phase matching and X pulse formation in phase-mismatched second harmonic generation due to dimensionality transition, CLEO/Europe-EQEC 2011, Miunchen, May 22-26, 2011.

[C4] V. Jukna, A. Zaukevičius, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanavičius, A. Petras Piskarskas, G. Valiulis, Erdvinio čirpo ir kampinės dispersijos dinamika nekolineariame femtosekundiniame optiniame parametriniame stiprintuve, LNFK 39, Vilnius, Spalio 6-8, 2011.

[C5] V. Jukna, A. Zaukevičius, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Spatial chirp and angular dispersion dynamics in femtosecond noncollinear OPCPA, ASSP 2012, San Diegas, JAV, January 29 - February 3, 2012.

### **Bendraautorius**

[C6] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, A. Dubietis, Periodinio šviesos gijų skirstinio generavimas impulsiniu elipsiniu pluoštu, 38 Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Birželio 8-10, 2009.

[C7] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of elliptical ultrashort pulsed laser beams, Northern Optics 2009, Vilnius, August 26-28, 2009.

[C8] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Three-Dimensional Mapping of Multiple Filament Arrays, tarptautinis forumas „Mokslas ir visuomenė modernioje Europoje“, Vilnius, rugsėjo 23 – 26 d. 2010.

[C8] A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Spatial chirp and angular dispersion dynamics in femtosecond noncollinear OPCPA, Open readings, Vilnius, March 17-19, 2011.

[C9] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, A. Dubietis, Spatiotemporal rogue events in femtosecond filamentation, CLEO/Europe-EQEC 2011, Miunchen, May 22-26, 2011.

[C10] G. Valiulis, V. Jukna, O. Jedrkiewicz, M. Clerici, E. Rubino, P. DiTrapani, X impulsų susidarymas fazinio nederinimo atveju generuojant antrąją harmoniką, LNFK 39, Vilnius, Spalio 6-8, 2011.

[C11] A. Dubietis, D. Majus, V. Jukna, E. Pileckis, G. Valiulis, Ekstremaliųjų bangų statistika femtosekundinėse baltos šviesos gijose. LNFK 39, Vilnius, Spalio 6-8, 2011.

## 1. Literatūros apžvalga

Pirmajame skyriuje yra išsamiai aprašomi fizikiniai reiškiniai įtakoiantys šviesos gijų susidarymą. Pristatomos ir kelios teorijos, vienaip ar kitaip paaiškinančios gijų atsiradimą bei sklidimą. Papildomai aptariama ir dabartinė aukštesnių eilių netiesiškumo įvertinimo problema, bei pirmieji šviesos gijų skaitmeninio modeliavimo rezultatai. Pagrindinis įvado akcentas – penkių modelių aprašančių šviesos gijas atskleidimas ir paaiškinimas.

### 1.1 Solitoninis modelis (*Self-guiding model*)

Buvo manoma, kad bedifrakcinis šviesos gijos sklidimas yra sąlygotas stacionarios Taunso modos žadinimu. Taunso (Townes) solitonas – tai netiesinės Šredingerio lygties stacionarus sprendinys [3]. Taunso solitono pavidalas atitinka sąlygas, kuomet difrakcija yra visiškai kompensuojama pluošto fokusavimosi [11]. Kadangi Taunso pavidalas tik nežymiai skiriasi nuo Gauso pavidalo, buvo manoma, kad netiesinėje terpėje pradinis Gauso pluoštas spontaniškai transformuojasi į Taunso. Moll su kolegomis parodė [12], jog elipsinis pluoštas iš tikrųjų transformuojasi į cilindriškai simetrišką pluoštą, kuris yra labai artimas Taunso pavidalui. Žinoma, kad Taunso pavidalo pluoštas turi turėti galią lygią kritinei fokusavimosi galiai, tačiau ši sąlyga (būtina neaberaciniam sklidimui) prieštarauja eksperimentiniams faktams: šviesos gija gali turėti ir didesnę už kritinę fokusavimosi galią [13]. Taunso pavidalo pluoštai yra nestabilūs, kadangi difrakcija yra kompensuojama tik fokusavimosi, bet nėra įskaitomi kiti fizikiniai procesai: neparaksiališkumas, dispersija ir kt. reiškiniai visada vykstantys realiose sąlygose.

### 1.2 Kvazinuostovus fokusavimasis (*Moving focus model*)

Skirtingai nuo ankstesniojo modelio šis "kvazinuostovus" modelis aiškina intensyvių šviesos gijų sklidimo ypatybes remiantis impulso intensyvumo laikine moduliacija. Kvazinuostovaus modelio pagrindas – elektromagnetinio paketo laikinio profilio supjaustymas sluoksniais, kurie dėl skirtingo intensyvumo fokusuojasi skirtinguose atstumuose [4]. Didžiausio intensyvumo impulso dalies netiesinis židiny yra trumpiausias ir nusako viso pluošto netiesinį židinį. Kitos mažiau intensyvios dalys fokusuojasi tolimesniuose atstumuose. Tokiu būdu skirtingos dalys sudaro kintamo židinio struktūrą - šviesos giją. Toks aiškinimas įgalino atskleisti ne statinį šviesos gijų pobūdį, tačiau sudėtingą dinaminį procesą. Pirmą kartą šis modelis buvo panaudotas aiškinant šviesos gijų susidarymą ore [14]. Šio modelio pagrindinis trūkumas - prielaida, jog skirtingos impulso dalys yra nesusijusios viena su kita, todėl dispersija, plazma ir kiti efektai laikomi nykstamai mažais. Minėtas kintamo židinio modelis netinka ir kuomet pradinis pluoštas nėra kolimuotas, bet turi sferinį bangos frontą. Nežiūrint minėtų trūkumų, kintamo židinio modelis numato impulsų skilimą [15].

### 1.3 Dinaminis erdvinis papildymas (*Dynamical spatial replenishment*)

Populiariausias šviesos gijų susidarymo modelis yra vadinamas dinaminio erdvinio papildymo modeliu [5,6]. Jis įskaito tik erdvinius fizikinius reiškinius: fokusavimąsi ir plazmos generaciją, todėl labai supaprastina šviesos gijų sklidimo aiškinimą. Pluoštas, turintis didesnę nei kritinę fokusavimosi galią, fokusuojasi. Netoli netiesinio židinio labai išaugus intensyvumui vyksta daugiafotonė sugertis bei plazmos generacija. Susidariusi plazma defokusuoja šviesos pluoštą. Jeigu toks defokusuotas pluoštas vis dar turi pakankamai galios, tai jis patiria dar vieną fokusavimosi-

defokusavimosi ciklą. Akivaizdu, kad po kiekvieno tokio ciklo pluoštas turės mažiau galios ir ciklo periodas pailgės. Toks cikliškas sklidimas paaiškina šviesos gijos sklidimą, tačiau tik labai didelės galios pluoštams.

#### 1.4 Kūginių X bangų modelis (Concal X wave)

Anksčiau aptarti modeliai nepaaiškina specifinio šviesos gijų tolumojo lauko. X bangų žadinimo modelis yra moderniausias ir turi daug privalumų lyginant su kitais. Laikoma, kad šviesos gija – tai kelių X bangų superpozicija, kurios spontaniškai susiformuoja sklindant netiesine terpe. Kūginių X bangų modelis paaiškina ir gijų beveik nekintantį sklidimą netiesine sugeriančia terpe: centrinė šviesos gijos dalis yra kūginių bangų interferencijos rezultatas ir netgi disipatyvioje terpėje išlaiko beveik pastovų intensyvumą dėka energijos srauto iš neintensyvios periferinės dalies. Kampinė tokių bangų dispersija, sąlygojanti bedispersinį ir bedifracinį sklidimą, yra nusakoma sąlyga:

$$k_{\perp} = \sqrt{k^2 - k_z^2}, \quad (1)$$

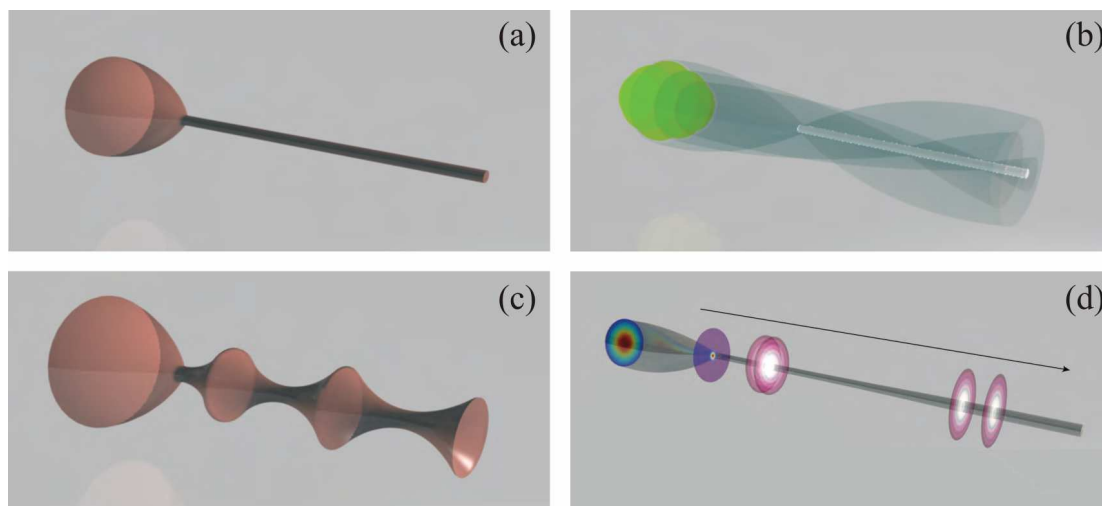
kur išilginis banginis vektorius tiesiškai priklauso nuo dažnio  $k_z = k_0 - k'_0 \Omega$ . Šios bangos tolumas ir artimas laukas normalios grupinių greičių dispersijos srityje yra X pavidalo, todėl tokios bangos ir yra vadinamos X bangomis. Pirmą kartą šių bangų formavimas buvo pademonstruotas kvadratinio netiesiškumo terpėje [16]. Kūginė šviesos gijų prigimtis buvo pademonstruota eksperimentiškai [17,18].

#### 1.5 Efektyvus trijų bangų maišymo modelis (Effective three wave mixing model)

Efektyvus trijų bangų modelis (ETBM) gerai paaiškina šviesos gijų tolumojo lauko prigimtį pasitelkiant trijų bangų sąveiką: pradinio lauko, netiesinio medžiagos atsako ir išsklaidyto lauko. Šviesos gijos susidarymo metu impulsas skyla į du impulsus, turinčius skirtingus greičius ( $v_r$ ;  $r=1;2$ ), todėl išsklaidytas laukas padalinamas į du komponentus. Rastas sprendinys, aprašantis tokio fazinio sinchronizmo sąlygas [8]:

$$\left| -k_z(\omega, k_x, k_y) + k_z(\Omega, u, v) + \frac{\omega - \Omega}{v_r} \right| = 0. \quad (2)$$

Jeigu pradinis laukas - monochromatinė banga, tai fazinio sinchronizmo sąlyga atitinka X bangos kampinę dispersiją. Kūginių X bangų ir ETBM modeliai turi panašumų – abu teigia, kad šviesos gija yra X bangų superpozicija. Skirtumas tarp šių modelių – X bangų žadinimo prigimtyje. Kūginių X bangų modelis aiškina X bangų spontaniinį generavimą medžiagos netiesiškumu, tuo tarpu ETBM – X bangą kaip tiesinės sklaidos rezultatą. Taip pat X bangų modelis tik postuluoja X bangų atsiradimą atsižvelgiant į eksperimentinius ir skaitmeninio modeliavimo rezultatus, o ETBM X bangos buvo rastos analiziškai.



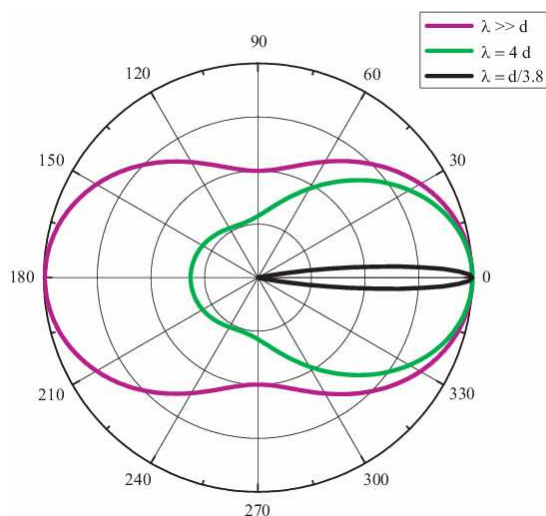
1 pav. Keturių šviesos gijų modelių palyginimas: (a) solitoninis modelis, (b) kvazinuostovaus fokusavimo modelis, (c) dinaminio erdvinio papildymo modelis ir (d) kūginės X bangos modelis.

Ši disertacija nagrinėja šviesos gijų formavimosi ypatumus remiantis minėtu X bangų modeliu, t.y. atskleidžiama nagrinėjamų banginių reiškinių kūginė prigimtis.

## 2. Šviesos gijų susidarymas sklaidančiose kubinio netiesiškumo terpėse

Šiame skyriuje pateikta medžiaga buvo publikuota straipsnyje [A1].

Šviesos sklaida gali būti suvokiama kaip optinės spinduliuotės erdvinio pasiskirstymo pokytis, susijęs su jos sklaidimo krypties pasikeitimu dėl sąveikos su kūno paviršiumi arba medžiagos dalelėmis, nekintant spinduliuotės vienspalvių sandų dažniams. Šviesos sklaida būna 2 tipų priklausomai nuo sklaidančių dalelių dydžio ir krintančios bangos ilgio santykio. Jeigu sklaidančių dalelių diametras yra mažesnis už  $1/15$  bangos ilgio, tokia sklaida vadinama Relėjaus sklaida, o kai dalelės dydis yra didesnis, tai tokią sklaidą priimta vadinti Mi sklaida. Šios sklaidos skiriasi daugeliu aspektų, tačiau pagrindinis iš jų – tai sklaidos kryptingumas [19, 20]. Kaip matyti iš 2 pav., Relėjaus sklaidos atveju banga sklaidoma visomis kryptimis, o Mi atveju – dominuoja sklaida į priekį.

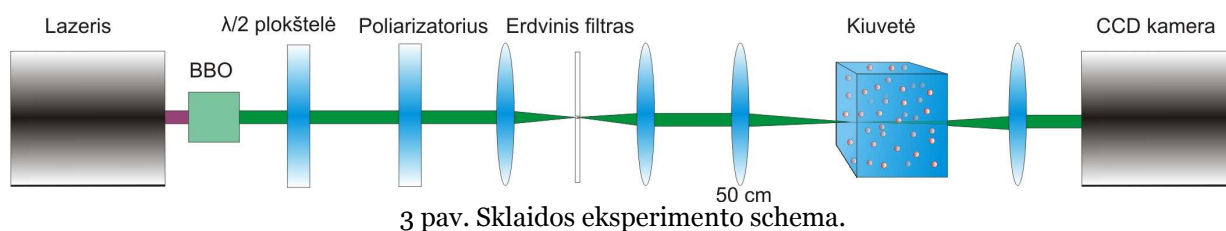


2 pav. Normuota išsklaidytos šviesos kampinė priklausomybė keliais sklaidančių dalelių dydžių atvejais, kur  $\lambda$  – bangos ilgis o  $d$  – dalelės diametras.

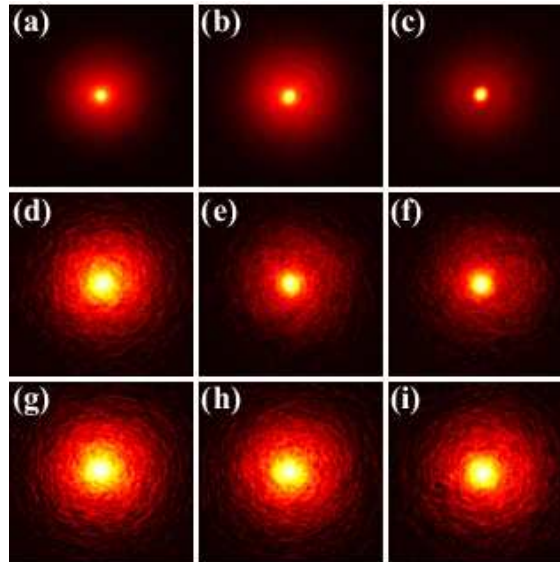
Antroji disertacijos dalis skirta šviesos gijų susidarymo sklaidančioje kubinio netiesiškumo terpėje tyrimui. Disertacijos įvade buvo minėta, kad šviesos gijos periferija yra svarbi pluošto dalis, įgalinanti tolimą intensyvios centrinės smailės sklidimą. Tokiu būdu, netiesiškai su medžiaga sąveikauja tik kūginio pluošto centrinė smailė, o periferinė dalis sklinda tiesiškai, nuolat papildydama centrinę smailę energija. Ankstesni eksperimentai parodė, kad šviesos gija geba sklisti net jei ji susiduria su mažomis kliūtimis kaip aerozoliai, vandens lašai ir kt. Tačiau šviesos gija nebesklinda panaikinus jos periferinę dalį. Kadangi galimybė atstatyti intensyvių centrinių maksimumą yra naudinga daugelyje taikymų biologijoje, atmosferos stebėjimuose ir kt., buvo atliktas eksperimentas, įrodantis šviesos gijos gebėjimą susidaryti ir sklisti sklaidančioje terpėje. Eksperimentinės sąlygos leido keisti sklaidančių dalelių tankį, tad buvo ištirta ir sklaidos nuostolių įtaka šviesos gijos generacijai ir sklidimui. Rezultatai, gauti naudojant naują skaitmeninio modeliavimo schemą, gerai atkartojo eksperimentinius, todėl gali būti laikoma patikimu metodu analizuojant sklaidos įtaką šviesos pluoštų sklidimui netiesinėse kubinio netiesiškumo terpėse.

### 2.1 Eksperimento schema ir rezultatai

Eksperimentui (3 pav.) atlikti buvo naudojamas Nd:stiklo sinchronizuotų modų lazeris, (Twinkle, Light Conversion Ltd) spinduliuojantis 1 ps impulsus, ties 1054 nm centriniu bangos ilgiu. Siekiant lengviau stebėti sklaidos poveikį šviesos gijai buvo generuojama antra harmonika BBO kristale. Erdviškai išfiltravus buvo gautas 527 nm centrinio bangos ilgio, 1,2 mm diametro (pusės intensyvumo aukštyje) pluoštas. Silpnai fokusuojant pluoštą 500 mm židinio nuotolio objektyvu į priekinį kiuvetės paviršių buvo gauta 80  $\mu\text{m}$  diametro dėmė. Kiuvetė užpildyta vandeniu, o inicijuoti sklaidą įvestos kalibruotos, identiškos 2  $\mu\text{m}$  polistireno dalelės. Impulso energija buvo fiksuojama ties 6  $\mu\text{J}$ . Esant tokiai energijai švariame vandenyje pavienės šviesos gijos generuojamos 12 mm atstumu nuo priekinio kiuvetės paviršiaus. Kadangi kiuvetės konstrukcija leidžia keisti jos ilgį, buvo užfiksuota šviesos gijos sklaidimo dinamika nesant ir esant sklaidai. Tai buvo daroma atvaizduojant galinį kiuvetės paviršių su 7 kartų didinimu į CCD kamerą (COHU-6612).



Ketvirtame paveiksle pavaizduota šviesos gijų generacijos dinamika nesant sklaidančių dalelių (4 pav. a-c), esant 6000  $\text{mm}^{-3}$  (4 pav. d-f) ir 8000  $\text{mm}^{-3}$  (4 pav. g-i) polistireno dalelių koncentracijoms.



4 pav. Eksperimentiškai gauti normuoti vieno impulso intensyvumo skirstiniai 12 mm, 16 mm ir 20 mm atstumais, a,b,c – grynas vanduo, d,e,f – 6000 mm<sup>-3</sup> koncentracijos sklaidančioje terpėje, g,h,i – 8000 mm<sup>-3</sup> koncentracijos.

Gryname vandenyje šviesos gijos susidaro maždaug 12 mm nuo kiuvetės priekinio paviršiaus, o esant sklaidančioms dalelėms netiesinis židiny pasislenka kiuvetės gilyn, tačiau šviesos gijos vis tiek formuojasi. Tipiniai šviesos gijų intensyvumo pasiskirstymai keičiant sklaidančių dalelių koncentracijas ir kiuvetės ilgį vaizduojami 4 pav. Nors sklaida ir įtakoja šviesos gijos susidarymo nuotolį, tačiau net esant labai didelei sklaidai (energijos praradimas pluošte apie 50%) erdviniam pluošto skirstinyje galima įžiūrėti intensyvią centrinę smailę ir periferinę jos dalį. Periferinė dalis nėra tolygi, turi maksimumų ir minimumų, tačiau vis tiek sugeba dinamiškai papildyti energija centrinę smailę. Sugeneruotos šviesos gijos diametras, matuojant pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje, yra 12 μm, t.y. tik šešis kartus didesnis nei sklaidančios dalelės diametras.

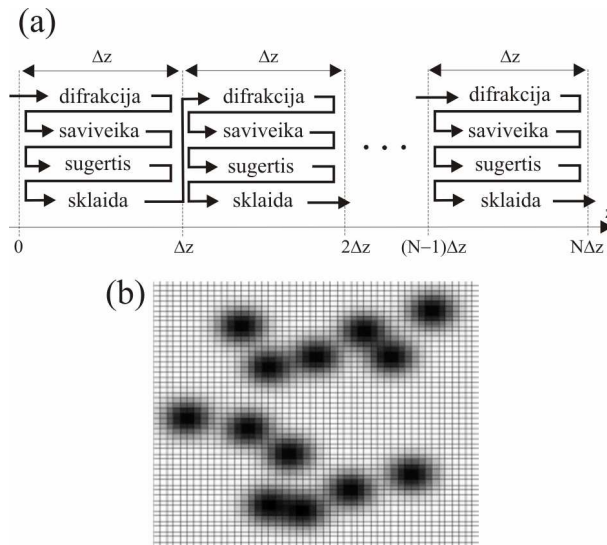
## 2.2 Skaitmeninis modeliavimas

Šviesos gijų generacijos modelis paremtas netiesine Šredingerio lygtimi. Lygtis monochromatinio lauko amplitudei  $A$ , įskaitant difrakciją, saviveiką, daugiafotonę sugertį [18, 21] bei stochastinį narį, aprašantį sklaidančių dalelių savybes, yra užrašoma tokia forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A + \frac{i\omega n_2}{c} |A|^2 A - \frac{\beta^{(K)}}{2} |A|^{2K-2} A - \gamma A, \quad (3)$$

kur  $z$  yra koordinatė sklidimo kryptimi,  $\omega$  spinduliuotės dažnis,  $k=n\omega/c$  banginis vektorius,  $n$  ir  $n_2$  tai tiesinis ir netiesinis lūžio rodikliai,  $\beta$  tai daugiafotonės sugerties koeficientas,  $K$  - jos laipsnis,  $\gamma$  tai stochastinė kompleksinė funkcija. Kadangi 3 lygties sprendimui naudojamas išskaidymo pagal fizikinius faktorius metodas, tai sklaida yra įskaitoma eilinių sluoksnį praeinant dar kartą.  $\gamma$  tai kompleksinių skaičių matrica, kuri atspindi atsitiktinėse pozicijose atsirandančias daleles su specifinėmis sugerties ir sklaidymo savybėmis. Reali dalis  $\text{Re}(\gamma(x,y))$  aprašo lokalią sugertį, o menamoji  $\text{Im}(\gamma(x,y))$  lokalų išfazavimą taške  $(x,y)$ . Kiekviename sluoksnyje generuojamos naujos kompleksinės matricos taip atspindinčios dalelių stochastinį išsidėstymą, o sklaidančių dalelių kiekis kiekviename sluoksnyje imituoja jų koncentraciją (5 pav). Sklidimo

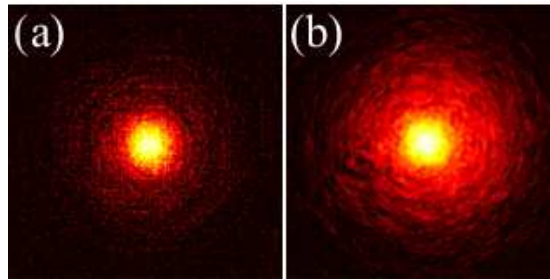
atstumas buvo diskretizuojamas  $\Delta z$  žingsniais, kurie lygūs vidutiniam atstumui tarp sklaidančių dalelių, t.y.  $\sim 45\text{-}55 \mu\text{m}$ , kai sklaidančių dalelių koncentracija nuo 10000 iki 6000  $\text{cm}^{-3}$ . Matricos dydis  $x,y$  plokštumoje buvo 0,2 mm ant 0,2 mm, su 0,4  $\mu\text{m}$  rezoliucija.



5 pav. (a) Išskaidymo pagal fizikinius faktorius metodo schema. (b)  $\gamma$  matricos pavyzdys.

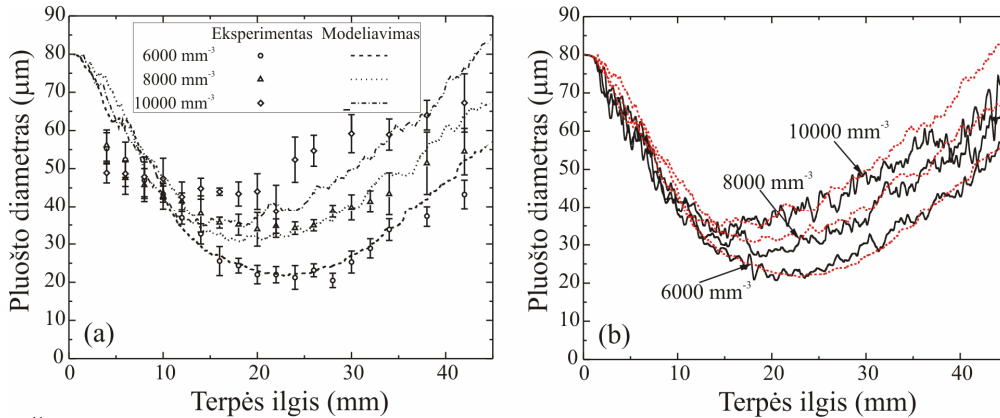
Kadangi tikrosios sklaidančiųjų dalelių savybės nėra žinomos (lūžio rodiklis, sugertis, ir k.t.), tikrieji sklaidos sukelti energijos nuostoliai pluošte buvo išmatuoti pluoštui sklindant sklaidančia terpe tiesinio sklidimo metu, t.y. kai pluošto galia yra daug mažesnė už fokusavimosi galią. Eksperimentiškai išmatuota, kad pluoštui sklindant 1 cm ilgio kiuvete energijos nuostoliai pluošte siekia 40%, 49% ir 57%, sklaidančių dalelių koncentracijai atitinkamai esant 6000  $\text{mm}^{-3}$ , 8000  $\text{mm}^{-3}$  ir 10000  $\text{mm}^{-3}$ . Energijos matavimui buvo panaudota 10 mm diametro skylutė ir energijos matuoklis pastatytas 1 metro atstumu nuo kiuvetės, tad surenkama energija, kuri telpa į 10 mrad kampų imtį. Išmatuoti sugerties koeficientai atitinkamai anksčiau paminėtoms koncentracijoms: 0,051  $\text{mm}^{-1}$ , 0,0673  $\text{mm}^{-1}$  ir 0,0844  $\text{mm}^{-1}$ . Šios vertės reikalingos modeliavimo dalelių kalibravimui.

Nors šis modelis yra pritaikytas tik monochromatinėms bangoms ir neįskaito sklaidančių dalelių poveikio impulso trukmei [22], gautas geras modeliavimo ir eksperimento duomenų atitikimas. 6 pav. palyginti eksperimentiniai ir modeliavimu gauti intensyvumo pasiskirstymai prasklidus 20 mm sklaidančia terpe, kurioje sklaidančių dalelių koncentracija siekė 8000  $\text{mm}^{-3}$ . Pluošto intensyvumo skirstiniai abiem atvejais pasižymi speklina struktūra. Skirtumas stebimas periferinėje dalyje, kadangi dideliais kampais išsklaidyta šviesa nėra surenkama vaizduojamuoju lęšiu (dėl ribotos apertūros).



6 pav. Sumodeliuotas (a) ir eksperimentiškai nustatytas (b) intensyvumo pasiskirstymai prasklidus 20 mm sklaidančia, 2  $\mu\text{m}$  diametro 8000  $\text{mm}^{-3}$  koncentracijos terpe.

Kadangi 2  $\mu\text{m}$  diametro dalelės sukelia stiprią pluošto difrakciją, o Furje transformacija yra atliekama ribotoje erdvėje, sukurtas algoritmas netinkamas naudoti, kuomet difragavusi šviesa pasiekia srities kraštus ir yra atspindima, taip paveikdama gaunamus rezultatus. Šiai problemai panaikinti buvo pasitelktas erdvinių dažnių filtravimas kiekviename žingsnyje, kuris nufiltruoja dalelių sukurtą dideliais kampais sklindančią šviesą, tačiau palieka neliečią šviesos gijos spektro dalį. Kita išeitis yra naudoti efektines didesnio diametro, tačiau mažiau sugeriančias daleles. Kadangi didesnės dalelės mažiau sklaido, žinomus sklaidos nuostolius reikia įskaičiuoti į dalelės sugerties koeficientą ( $\text{Re}(\gamma(x,y))$ ). Abu sprendimai turi savo plusus ir minusus. Pirmuoju atveju dalelės dydis yra toks pat kaip eksperimente, tačiau spektrinis filtravimas turi būti atidžiai parenkamas, kad nenufiltruotų šviesos gijos užimamus dažnius. Antruoju atveju nereikalingas spektrinis filtravimas, tačiau didinant dalelės diametrą iki lango dydžio, modeliuojame šviesos gijos sklidimą tiesiškai sugeriančia terpe, kurios sugerties koeficientas priklauso nuo dalelių koncentracijos, taip pat nebesiformuos speklų struktūros.



7 pav. (a) Šviesos gijų generacijos sklaidančioje terpėje eksperimentinių ir skaitmeninio modeliavimo rezultatų palyginimas. (b) Skirtingų skaitmeninio modelio algoritmų rezultatų palyginimas, ištisinė linija – su erdviniu filtravimu, taškuota linija – su didesnėmis efektingėmis dalelėmis.

Kaip pavyzdys buvo sumodeliuotas šviesos gijos sklidimas esant 16  $\mu\text{m}$  diametro efektyvioms dalelėms, rezultatai pateikti 7 pav. Pirmaisiais sklidimo milimetrais modeliavimo ir eksperimento diametro vertės nesutampa todėl, kad modeliuojant su didesnėmis dalelėmis speklų struktūra nėra tokia ryški, o tai turi įtakos rezultatui. Modeliuojant su 2  $\mu\text{m}$  diametro dalelėmis, matomas staigus diametro kritimas, kaip ir eksperimentiniuose duomenyse. Galima padaryti išvadą, kad filtruojant erdvinius dažnius gauname panašų efektą, kaip vaizduojamasis lęšis atvaizduoja tik ribotą banginių vektorių kiekį. Pradiniai modeliavimo pluošto parametrai buvo parinkti iš eksperimentinių duomenų, kurie buvo atidžiai išmatuoti.



### 3. Periodinio daugelio gijų skirstinio generacija elipsiniais pluoštais

Šiame skyriuje pateikta medžiaga buvo publikuota straipsniuose [A2, A3] ir konferencijų pranešimuose [C1, C2, C6, C7, C8]

Skyriuje aptariamas daugiagijis susidarymas, modeliavimo rezultatai palyginami su eksperimentiniais ir pateikiamas teorinis modelis, kuris paaiškina periodinių gijų išsidėstymą. Daugiagijų pluoštų susidarymo valdyme galima išskirti du atvejus: valdyti stochastinį arba deterministinį gijų susidarymą. Amplitudės ar fazės iškraipymai pasitelkiant optinius elementus (amplitudines bei fazines kaukes, deformuojamus veidrodžius [23–26]) sukelia apibrėžtus netolygumus, kurie atsikartoja visiems impulsams, tačiau oro turbulencija, kvantinis triukšmas yra stochastiniai reiškiniai, kurie kinta laike, todėl yra skirtingi skirtingiems impulsams. Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad net mažas pluošto elipsiškumas leidžia generuoti šviesos gijas deterministiškai, t.y. šviesos gijos generuojamos tik tam tikrose, apibrėžtose vietose, o jų pozicija atsikartoja kiekviename impulse [27–30].

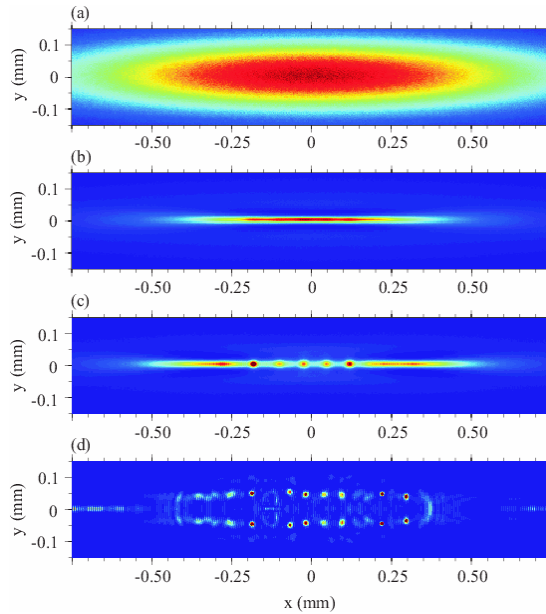
#### 3.1 Dvimatis skaitmeninis modeliavimas

Elipsinio pluošto fokusavimosi ir gijų sudarymo dinamikai modeliuoti buvo sukurta programa, leidžianti stebėti įvairių intensyvumo skirstinių impulsų saviveiką. Skaitmeniškai sprendžiama lygtis (3) jau buvo aprašyta ankstesniame santraukos skyriuje. Modeliavimo terpe buvo pasirinktas lydytas kvarcas, kadangi ši medžiaga buvo naudojama eksperimentuose [A2]. Pluošto kompleksinė amplitudė  $A$  pradinio momentu apibrėžiama taip:

$$A(x, y) = A_0 \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{x^2}{a_x^2} + \frac{y^2}{a_y^2} \right) \right], \quad (4)$$

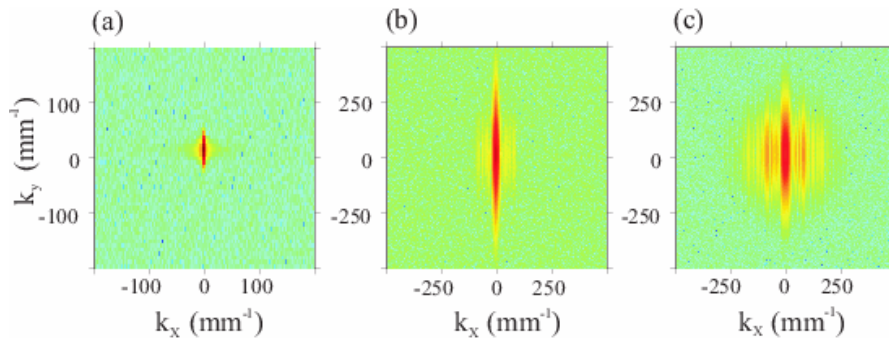
kur  $a_x = 1,3$  mm ir  $a_y = 0,17$  mm; 0,02 mm tai pluošto diametrai pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje  $x$  ir  $y$  ašių kryptimis. Buvo įskaitytas ir 5 % pradinio pluošto amplitudės triukšmas, kuris buvo artimas eksperimentiškai nustatytam. Kompiuterinio modeliavimo pagalba nustatyta, kad keičiant triukšmo lygį nuo 1% iki 10% šviesos gijų periodas beveik nesikeičia, tai patvirtina ir kitų mokslinių grupių darbai [25]. Pradinis intensyvumas buvo keičiamas nuo 30 GW/cm<sup>2</sup> iki 600 GW/cm<sup>2</sup> padengiant platų eksperimentiškai pamatuotų verčių diapazoną.

Paveiksle 8 (a) – (c) pavaizduota šviesos gijų masyvo generacijos dinamika lydytame kvarce, pradiniam pluošto intensyvumui esant 32 GW/cm<sup>2</sup>. Pirmuosiuose 40 mm stebimas pluošto fokusavimasis. Pasiekus fokusavimosi ribą, pluoštas suskyla į gijų eilę išsidėsčiusią ant ilgosios elipsės ašies. Padidinus pradinį pluošto intensyvumą iki 58 GW/cm<sup>2</sup>, generuojamos šoninės šviesos gijos.



8 pav. Elipsinio pluošto fokusavimo ir gijų masyvo susidarymo kompiuterinio modeliavimo rezultatai. a) pradinis pluoštas, b) prasklidus 40 mm ir c) 45 mm lydytu kvarcu, pradiniam pluošto intensyvumui siekiant 32 GW/cm<sup>2</sup>. d) šoninių gijų susidarymas pluoštui prasklidus 45 mm, pradiniam intensyvumui esant 58 GW/cm<sup>2</sup>.

Siekiant išsiaiškinti kodėl šviesos gijos išsidėsto periodiškai, buvo atkreiptas dėmesys į Furje spektrą. Pav. 9 vaizduoja spektro dinamiką  $k_x$ ,  $k_y$  erdvėje. Pluošto erdvinio spektro paveikslai atitinka pav. 8 pavaizduotus intensyvumo skirstinius. Šie spektriniai paveikslai rodo, jog pradinio pluošto erdvinis spektras akivaizdžiai išplinta  $k_y$  kryptimi dėka smarkaus fokusavimo, kita  $k_x$  kryptimi atsirandantys atskiri nauji erdviniai dažniai sukelia pluošto skilimą į atskiras šviesos gijas. Šių naujų erdvinių dažnių atsiradimas lemia šviesos gijų periodą.



9 pav. Spektrinio intensyvumo pasiskirstymai (logaritminė intensyvumo skalė) pavaizduoti  $k_x$ ,  $k_y$  erdvėje, kurie atitinka paveiksle 8 a)-c) pavaizduotus intensyvumo pasiskirstymus.

### 3.2 Analitinis modelis

Kadangi pluoštas sklinda netiesine Kero terpe, nauji erdviniai dažniai gali atsirasti tik dėl keturbangio stiprinimo metu atsiradusio fazinio sinchronizmo. Todėl buvo pasiūlytas naujas modelis, kuris paaikškina periodinį gijų išsidėstymą pasitelkiant tik kelias keturbangio sinchronizmo sąlygas. Naujų erdvinių dažnių atsiradimas sąlygotas keturbangio maišymo fazinio sinchronizmo yra schematiškai pavaizduotas 10 paveiksle. Tarkime, kad pradinio pluošto spektras banginių vektorių srityje yra apribotas elipse, pavaizduota brūkšniuota linija 10 (a) paveiksle. Pluoštas veikiamas fokusavimo plečia spektrą  $k_y$  kryptimi tiek, kad į jį patenka ir  $k_4$  banginis vektorius, kuris tenkina keturbangio fazinio sinchronizmo sąlygą:

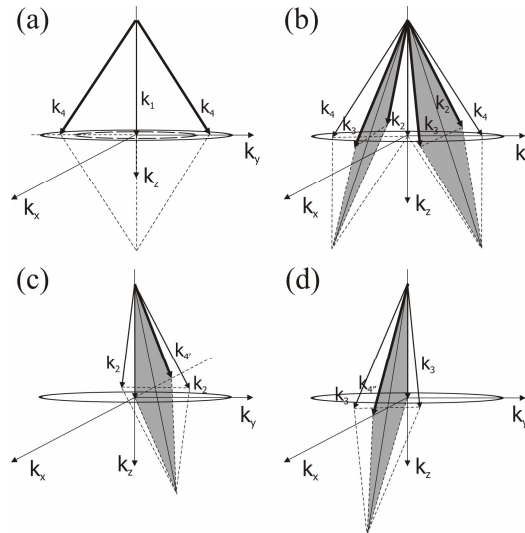
$$\vec{k}_1 + \vec{k}_1 = \vec{k}_4 + \vec{k}_4, \quad (5)$$

kur

$$|\vec{k}_1| = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 + n_2 I_0), \quad (6)$$

$$|\vec{k}_4| = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 + 2n_2 I_0),$$

yra banginiai vektoriai. Kadangi pluoštas sklisdamas netiesine terpe keičia jos lūžio rodiklį, tai banginiai vektoriai taip pat turi kisti, todėl  $k_1$  vektoriaus išraiškoje yra narys, kuris nusako fazinės savimoduliacijos įtakotą vektoriaus pailgėjimą. Prie  $k_4$  vektoriaus daugiklis 2 atsiranda dėl kryžminės fazinės moduliacijos. Kita keturbangio maišymo pakopa vyksta tarp komponentų aprašomų vektoriais  $k_1$  ir  $k_4$ . Šie komponentai generuoja naujus aprašomus vektorius  $k_2$  ir  $k_3$  (pav. 10 (b)). Šie nauji vektoriai guli plokštumoje, statmenoje  $k_1$  ir  $k_4$  gulėjimo plokštumai. Trečiojoje pakopoje komponentai  $k_2$  ir  $k_3$  sąveikaudami su  $k_1$ , generuoja naujus  $k_4'$  ir  $k_4''$  komponentus (pav. 10 (c),(d)).



10 pav. Iliustracijos vaizduojančios keturbangio maišymo fazinio synchronizmo sąlygas. Naujų dažnių generacija pavaizduota storomis rodyklėmis. Pilkomis sritimis vaizduojamos plokštumos kuriose guli nauji vektoriai.

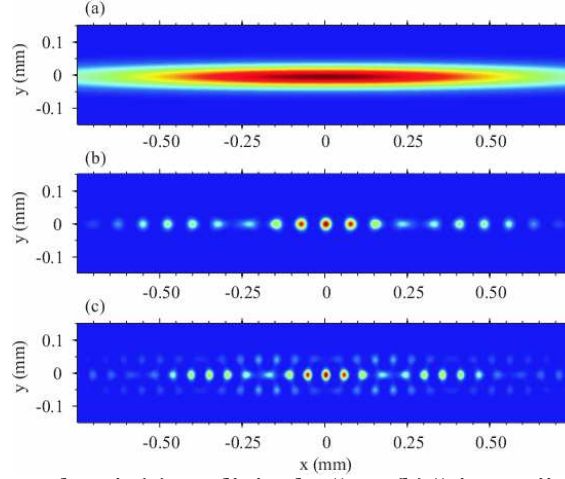
Kelių pakopų keturbangio maišymo metu generuojami specifiniai banginiai komponentai apibūdinami vektorių aibe  $\vec{k}_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4, 4', 4''$ ). Tarkime, kad naujos keturbangio maišymo metu generuojamų komponentų gaubtinės yra pradinio pluošto  $A_{in}$  replikos, tuomet:

$$A_j(x, y) = C_j A_m(x, y) \exp[i(k_{j,x}x + k_{j,y}y)], \quad (7)$$

kur  $k_{j,x}$  ir  $k_{j,y}$  tai vektoriaus  $k_j$  projekcijos į  $k_x$  ir  $k_y$  ašis,  $C_j$  - santykinė banginių vektorių amplitudė. Gautas intensyvumo skirstinys tai visų šių banginių vektorių interferencijos rezultatas

$$I(\vec{r}) = \left| \sum A_j(x, y) \right|^2. \quad (8)$$

Analitinio modelio rezultatai pateikti 11 paveiksle. Juose pavaizduoti intensyvumo skirstiniai, kurie kokybiškai atkartoja eksperimentiškai gautus rezultatus. Periodiniai dariniai sukuriama dėl interferencijos sukurtų intensyvumų mūšos. Kadangi yra žinoma, jog intensyvesnės pluošto vietos siekia fokusuotis, tad periodinis šviesos gijų išsidėstymas yra įtakotas periodinio intensyvumo mušimo.



11 pav. Analitinio modelio rezultatai: (a) pradinis pluoštas, (b) šviesos gijų masyvas esant 90 GW/cm<sup>2</sup> pradiniam intensyvumui, (c) gijų masyvas esant 170 GW/cm<sup>2</sup> pradiniam intensyvumui.

### 3.3 Trimatis skaitmeninis modelis ir rezultatai

Siekiant analizuoti elipsinio pluošto transformacijas ir laikinėje koordinatėje, buvo sukurta kompiuterinė programa, sprendžianti netiesinę Šredingerio lygtį, kurioje įskaitoma ne tik pilna medžiagos dispersija, tačiau ir neparaksialus pluošto sklidimas, saviveika, netiesinė sugertis, plazmos generacija, jos defokusacija ir sugertis. Kompleksinei amplitudei  $A(x,y,t,z)$  lygtis apibrėžiama taip:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \iint_{+\infty}^{-\infty} \int T(t', x', y') A(t-t', x-x', y-y', z) dx' dy' dt' = \frac{i\omega n_2}{c} |A|^2 A - \frac{\beta^{(K)}}{2} |A|^{2K-2} A - \frac{\sigma}{2} (1 - i\omega_0 \tau_c) \rho A, \quad (9)$$

kur  $z$  – sklidimo atstumas,  $t$  – laikinė koordinatė, slenkanti grupiniu impulso greičiu

$$v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_0}, \quad \omega_0 - \text{centrinis impulso dažnis, } k(\omega) = \omega n(\omega)/c - \text{banginis vektorius, } k_0 = k(\omega_0)$$

– banginis vektorius ties centriniu dažniu,  $n$ ,  $n_2$  – tiesinis ir netiesinis lūžio rodikliai,  $c$  – šviesos greitis,  $K$  – daugiafotonės sugerties laipsnis,  $\beta^{(K)}$  – daugiafotonės sugerties koeficientas,  $\rho$  – laisvų elektronų tankis,  $\sigma$  – elektrono-neutrono inversinio stabdomojo spinduliavimo (bremsstrahlung) skerspjūvis,  $\tau_c$  – elektronų susidūrimo laikas. Kompleksinės amplitudės kitimas dėl difrakcijos ir dispersijos buvo įvertintas pasitelkiant medžiagos atsako funkciją:

$$T(t, x, y) = \iint_{+\infty}^{-\infty} \int D(\Omega, k_x, k_y) \exp[-i(\Omega t - k_x x - k_y y)] d\Omega dk_x dk_y, \quad (10)$$

kur dispersinis ir difrakcinis narys, įskaitantis fazės pokytį yra toks:

$$D(\Omega, k_x, k_y) = \sqrt{k(\omega_0 + \Omega)^2 - k_x^2 - k_y^2} - k_0 - \frac{\Omega}{v_g}. \quad (11)$$

Laisvų elektronų tankio kitimas aprašomas tokia lygtimi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\beta^{(K)}}{K\hbar\omega_0} |A|^{2K} + \frac{\sigma}{E_g} \rho |A|^2, \quad (12)$$

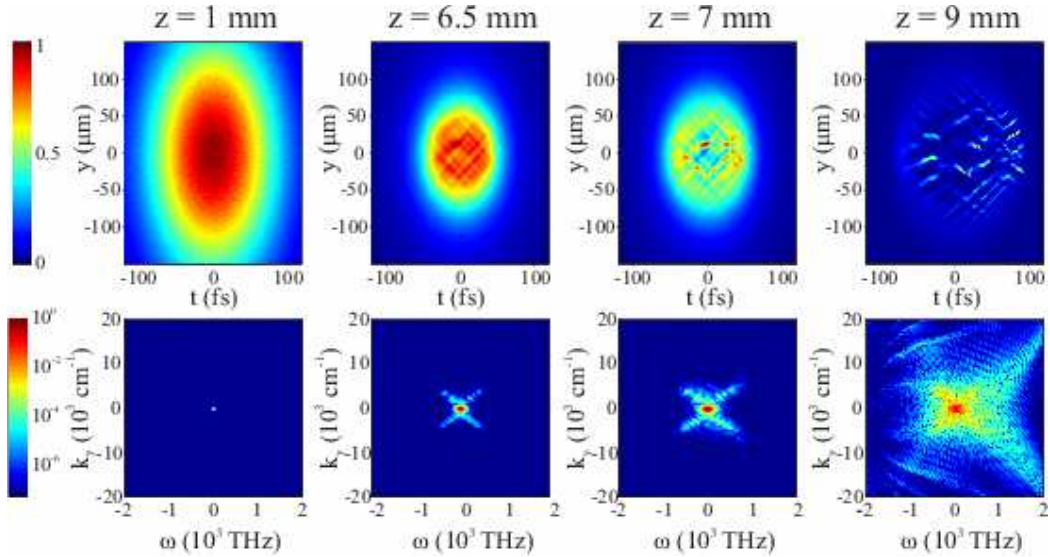
kurios pirmasis narys aprašo laisvų elektronų didėjimą dėl daugiafotonės sugerties, o antrasis dėl griūtinės jonizacijos. Kadangi elektronų rekombinacijos trukmė ilgesnė už patį impulsą, rekombinacinio nario nepaisome. Elektrono–neutrono inversinio stabdomojo spinduliavimo skerspjūvis:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_c}{cn_0 \varepsilon_0 m (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)}. \quad (13)$$

Eksperimentiškai šviesos gijų erdvėlaikiniai intensyvumo profiliai buvo gauti perklojant daugiagijų intensyvumo profilį 30 fs trukmės impulsu. Siekiant tai atkartoti, skaitmeninio modeliavimo gauti rezultatai buvo koreliuojami 30 fs impulsu:

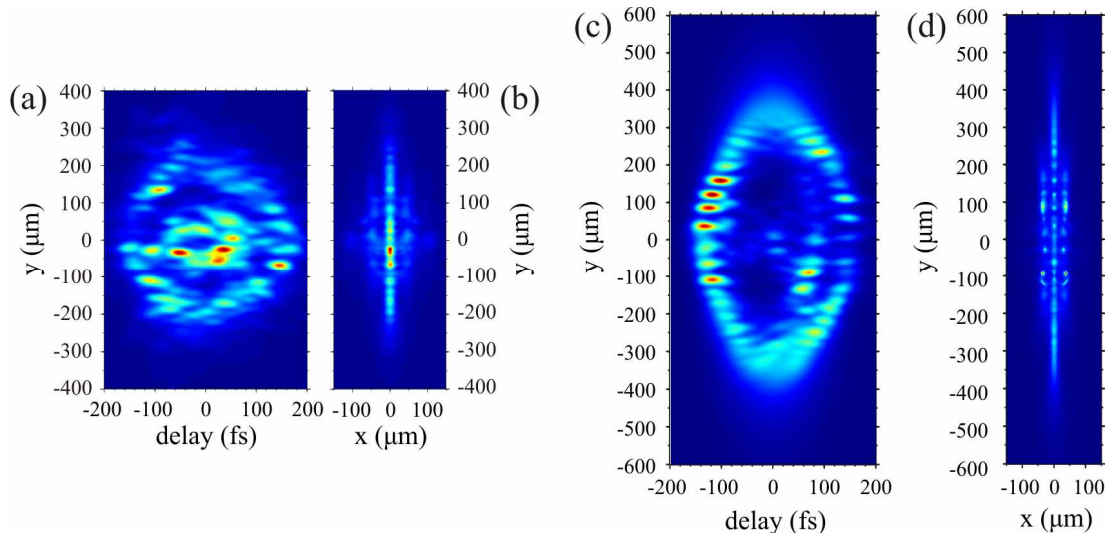
$$I_{cc}(t, x, y) = \int I_t(t, x, y) I_p(t - \tau, x, y) dt = \frac{1}{2\pi} \int S_t(\Omega, x, t) \exp\left(-\frac{\Omega^2 \tau_p^2}{16 \ln 2}\right) \exp(-i\Omega t) d\Omega. \quad (14)$$

Skaitmeniškai sprendžiant netiesinę Šredingerio lygtį su įskaityta laikine priklausomybe pastebėta, kad šviesos gijų masyvas ir pačios šviesos gijos yra 2–4 kartus mažesnės už eksperimentiškai pamatuotas. Iš ankstesnių darbų yra žinoma, kad šviesos gijos diametras priklauso nuo netiesinių nuostolių. Tačiau dėl kompiuterinio modelio ribotumo šviesos gijų diametras yra dažnai pervertinamas [33]. Nepaisant šių skirtumų kompiuterinio modeliavimo rezultatai suteikia naudingos išvalgos šviesos gijų masyvo generacijos dinamikoje. Eksperimentiškai nustatyta, kad šviesos gijos generuojamos elipsiniais pluoštais turi kreivus intensyvumo pasiskirstymus. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai parodė, kad šio kreivumo priežastis - X pavidalo moduliacinis nestabilumas. Šis nestabilumas generuoja tokius elektromagnetinių bangų darinius, kurie tarpusavyje koreliuoja tik tam tikromis erdvėlaikinėmis kryptimis. Moduliacinio nestabilumo įtaka šviesos gijų generacijai vaizduojama 12 paveiksle. Paveiksle vaizduojama erdvėlaikinio intensyvumo skirstinio ir spektro dinamika sklindant netiesine terpe. Pluoštui nusklidus 6,5 mm moduliacinis nestabilumas pasireiškia suraižydamas intensyvumo skirstinį tam tikromis kryptimis, kurios yra įstrižos laiko  $t$  ir erdvės  $y$  ašims. Šios linijos intensyvėja ir sudaro tinklo formos skirstinį prasklidus 7 mm. Tuo pat metu spektre aiškiai matomas generuojamas X pavidalo darinys, kurio šakos tiksliai atitinka keturbangio fazinio sinchronizmo sąlygas. Suintensyvėjęs moduliacinio nestabilumo suraižymas sudaro intensyvumo traukos centrus, kuriuose formuojasi šviesos gijos.



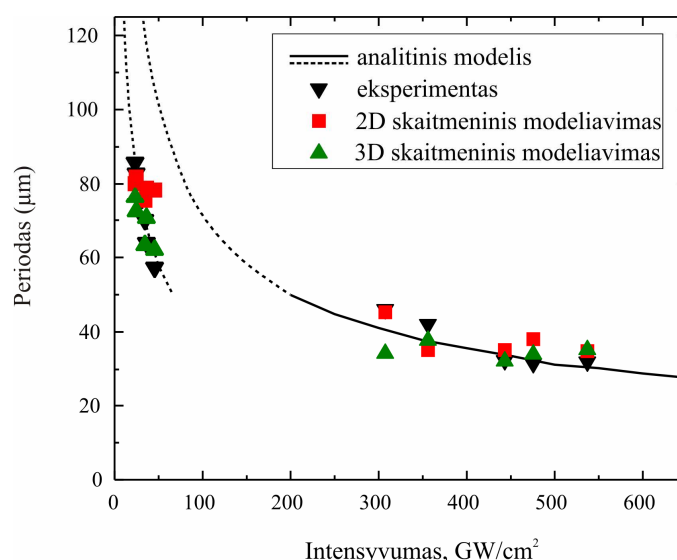
12 pav. Laikinė-erdvinė intensyvumo skirstinio (viršutinė eilutė) ir atitinkamo spektro dinamika elipsiniam pluoštui sklindant netiesine Kero terpe.

Erdvėlaikiniam daugiagijų pluoštų analizavimui buvo pasirinkti du pluoštai: vidutinio ir didelio elipsiškumo. Vidutinio elipsiškumo pluošto trumpoji ašis  $a_x=80$   $\mu\text{m}$ , o ilgoji –  $a_y=280$   $\mu\text{m}$ , tad elipsiškumas –  $a_y/a_x=3,5$ . Skaitmeniškai modeliuojant šio pluošto sklidimą netiesine terpe pastebėta, kad pluoštas suskyla į gijų masyvą. Erdvėlaikinis daugiagijų pluoštų vaizdavimas (pav. 13 (a)) parodė, kad atskirų gijų trajektorijos išsikreivina, o toks skirstinys yra inicijuotas pakrypusio (X-tipo) koherentiškumo (pav. 12). Pakeitus pluoštą elipsiškesniu, kurio trumpoji ašis –  $a_x=90$   $\mu\text{m}$ , ilgoji ašis –  $a_y=610$   $\mu\text{m}$ , o elipsiškumas –  $a_y/a_x=6,8$ , erdvėlaikinis sugeneruotų gijų skirstinys (pav. 13 (c)) išsiskiria lanko formos impulso pradžia, sudaryta iš ultratrumpų impulsų. Impulsai ant lanko formos erdvėlaikinio skirstinio išsidėsto periodiškai, tačiau impulso galinis frontas yra gana smarkiai moduluotas dėka likutinio X-tipo koherentiškumo ir kūginių X bangų.



13 pav. (a) Vidutinio ( $I_{in}= 250$   $\text{GW}/\text{cm}^2$ ) ir (c) didelio ( $I_{in}= 180$   $\text{GW}/\text{cm}^2$ ) elipsiškumo inicijuoti daugiagijų pluoštų intensyvumo skirstiniai y-t plokštumoje. (b) ir (d) vaizduoja laike integruotus intensyvumo skirstinius.

Eksperimentinio, kompiuterinio modeliavimo ir teorinio modelio rezultatai pateikti 14 paveiksle, kuriame atvaizduotas elipsinių pluoštų suformuotų šviesos gijų periodų palyginimas. Pastebėta, kad kompiuterinio modeliavimo ir eksperimento rezultatai pakankamai gerai atkartoja vienas kitą. Prie mažų pradinių intensyvumų analitinio modelio įvertintas periodas nesutampa su pamatuotais, kadangi analitinis modelis neįskaito pluošto fokusavimo metu išaugusio intensyvumo ir tokiu būdu pakitusio fazinio sinchronizmo. Pasidaro neaišku, koks buvo intensyvumas prieš generuojant šviesos gijas. Tačiau teorinio modelio atitikimas prie mažesnių intensyvumų gali būti pasiektas tariant, kad pradinis intensyvumas padidėjo tris kartus prieš pluoštui suskylant į šviesos gijas. Gauta pataisyta teorinė kreivė vaizduojama 14 paveiksle punktyrine linija. Didelių intensyvumų srityje visi ir analitinio, ir eksperimentinio, ir modeliavimo rezultatai sutampa, kadangi pluošto diametras buvo toks, kad pluošto fokusavimas nevyko. 3D skaitmeniniu modeliavimu gauti šviesos gijų periodai turėjo būti padauginti iš 2, siekiant atitikti eksperimentiškai pamatuotus šviesos gijų periodus. Taip pat šviesos gijų diametrai skyrėsi du kartus. Toks neatitikimas yra dažnas generuojant šviesos gijas [33].



14 pav. Eksperimento, modeliavimo ir teorinio modelio rezultatų palyginimas.

#### 4. Ekstremalių įvykių generacija tūrinėje medžiagoje

Šiame skyriuje pateikta medžiaga buvo publikuota straipsniuose [A4, A5, A6] ir konferencijų pranešimuose [C9, C11]

##### 4.1 Skaitmeninis modelis

Siekiant ne tik kokybiškai bet ir kiekybiškai atkurti eksperimento metu stebimas ekstremalias bangas, buvo sukurta dar viena kompiuterinė programa, kuri sprendžia netiesinę radialinės simetrijos Šredingerio lygtį. Sprendžiamoji lygtis spektriniame atvaizdavime atrodo taip:

$$\frac{\partial S(\Omega, k_{\perp})}{\partial z} + iD(\Omega, k_{\perp})S(\Omega, k_{\perp}) = S_N(\Omega, k_{\perp}), \quad (15)$$

kur  $z$  tai sklaidimo koordinatė,  $\Omega = \omega - \omega_0$  tai dažnio nuokrypis nuo centrinio dažnio  $\omega_0$ ,  $k_{\perp}$  tai pluošto banginio vektoriaus skersinė dedamoji.  $D(\Omega, k_{\perp})$  funkcija aprašo elektromagnetinių bangų paketo tiesinį sklaidimą: difrakcinį sklaidimą neparaksialiniu artiniu, pilną medžiagos dispersiją ir tiesinę sugertį:

$$D(\Omega, k_{\perp}) = \sqrt{k(\omega_0 + \Omega)^2 - k_{\perp}^2} - k_0 - \frac{\Omega}{v_g} - ia(\Omega), \quad (16)$$

kur  $v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_0}$  tai grupinis impulso greitis,  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  – bangos skaičius,  $k_0 = k(\omega_0)$

bangos skaičius ties centriniu dažniu ir  $a(\Omega)$  tai sugerties koeficientas, kurio vertės priklauso nuo dažnio. Kompleksinė amplitudė  $A(t, r, z)$  su spektru  $S(\Omega, k_{\perp})$  yra susieti Furje ir Hankelio transformacija:

$$A(t, r, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} S(\Omega, k_{\perp}) e^{i\Omega t} J_0(k_{\perp} r) k_{\perp} dk_{\perp} \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (17)$$

$S_N(\Omega, k_{\perp})$  tai netiesinių narių spektrinis apibrėžimas:

$$S_N(\Omega, k_{\perp}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} N(t, r) e^{-i\Omega t} J_0(k_{\perp} r) r dr dt, \quad (18)$$

kur

$$N(t, r) = \frac{i\omega_0 n_2}{c} |A|^2 A - \frac{n_2}{c} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - \frac{\beta^{(K)}}{2} |A|^{2K-2} - \frac{\sigma}{2} (1 - i\omega_0 \tau_c) \rho A. \quad (19)$$

Šioje lygtyje įskaityti keturi netiesiniai efektai: saviveikos, smūginės bangos susidarymo, daugiafotonės sugerties ir susidariusios plazmos defokusacijos bei sugerties.

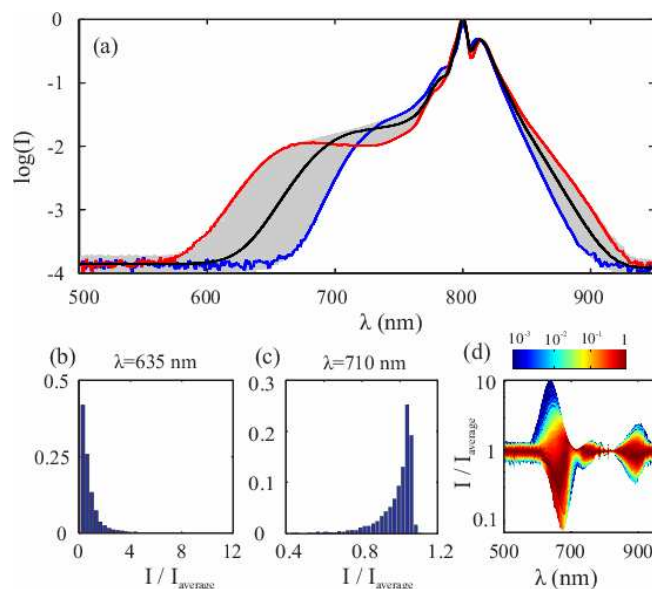
Ekstremalių įvykių žadinimo spektrinė analizė generuojant šviesos gijas vandenyje buvo atlikta eksperimentiškai ir kompiuterinio modeliavimo pagalba. 800 nm centrinio bangos ilgio, 130 fs impulsai buvo silpnai fokusuojami (iki 60  $\mu\text{m}$  diametro dėmės, su 133  $\text{GW}/\text{cm}^2$  maksimaliu intensyvumu) į kiuvetės, pripildytos vandeniu priekinį paviršių. Kiuvetės ilgis – 43 mm. Siekiant kuo tiksliau atkartoti eksperimentu gautus rezultatus buvo įskaitytas 2 % intensyvumo, 0,5 % fazės ir 0,3% energijos triukšmas. Gausinio triukšmo statistinis skirstinys buvo sugeneruotas pasinaudojus Box-Miuller'io tolygiojo skirstinio transformacija.

#### 4.2 Ekstremalių įvykių eksperimentinis ir skaitmeninis stebėjimas

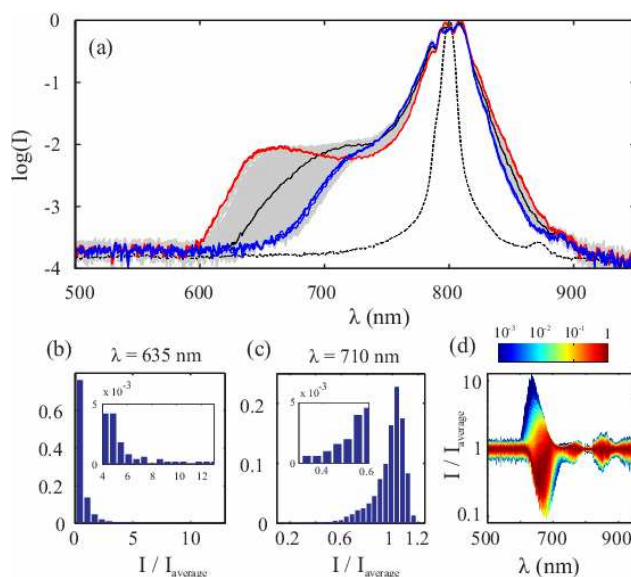
Ekstremalių įvykių atsiradimas generuojant šviesos gijas yra stebimas statistiškai analizuojant spektrinio intensyvumo skirstinius. Pav. 15 pavaizduoti 3500 skaitmeniškai suskaičiuoti šviesos gijų spektrai. Pilkomis linijomis vaizduojami atskirų šviesos gijų spektrai, o juoda linija vaizduoja vidutinį. Plačiausias ir siauriausias spektrai vaizduojami raudona ir mėlyna linijomis. Gilesnė spektrinė analizė pavaizduota Pav. 15 (b) ir (c) paveiksluose. Juose pateikti spektrinio intensyvumo



statistiniai skirstiniai ties 635 nm ir 710 nm bangos ilgiais. Paveikslai vaizduoja, kad ties 635 nm bangos ilgiu statistinis spektrinio intensyvumo skirstinys yra labai nesimetrinis (L pavidalo), ir apima vertes, kurios yra daug kartų ( $>10$ ) didesnės nei vidutinės, kitaip tariant šis statistinis skirstinys rodo, kad šiame spektriniame diapazone generuojami ekstremalūs įvykiai. Tuo tarpu ties 710 nm statistinis skirstinys yra apverstas, turintis ilgą šlaitą į mažesniųjų verčių pusę. Statistiniai skirstiniai prie visų bangos ilgių yra apibendrinti 15 (d) paveiksle. Matyti, kad ekstremalių bangų statistika ryškiausia mėlynojoje spektro srityje. Paveiksle 16 pavaizduoti 5000 impulsų spektrų imties eksperimentiniai duomenys. Statistiniai eksperimento ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai sutampa.

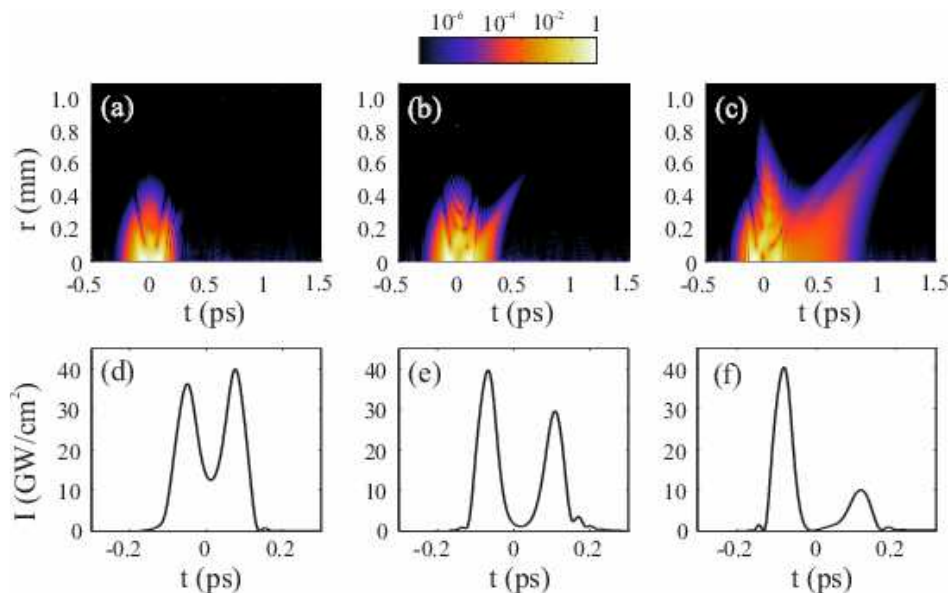


15 pav. (a) Skaitmeniškai sumodeliuoti 3500 sugeneruotų šviesos gijų spektrai. Juoda linija vaizduoja vidutinį šviesos gijos spektrą, raudona linija pavaizduotas maksimaliai platus, o mėlyna – siauriausias šviesos gijos spektras. Statistinis spektrinio intensyvumo pasiskirstymas ties 635 nm pavaizduotas (b), ties 710 nm – (c), o ties visais bangos ilgiais – (d) paveiksluose.



16 pav. (a) Eksperimentiškai pamatuoti 5000 šviesos gijų spektrai. Juoda linija vaizduoja vidutinį šviesos gijos spektrą, raudona linija pavaizduotas maksimaliai platus, o mėlyna – siauriausias šviesos gijos spektras. Statistinis spektrinio intensyvumo pasiskirstymas ties 635 nm pavaizduotas (b), ties 710 nm – (c), o ties visais bangos ilgiais – (d) paveiksluose.

Ekstremalios bangos gaunamos šviesolaidžiuose yra sietinos su solitonais, kurie susidaro anomalios dispersijos srityje. Šių didelio intensyvumo solitonų centriniai bangos ilgiai yra pasislinkę į ilgabangę sritį [34]. Manoma, kad solitonai yra inicijuoti moduliacinio nestabilumo, o jų susidūrimai lemia ekstremalių bangų atsiradimą [35]. Tačiau šviesos gijų generacija tūrinėse medžiagose skiriasi nuo impulso netiesinio sklidimo šviesolaidžiais. Spektro plitimas siejamas su impulso skilimu į du (normalios grupinių greičių dispersijos srityje). Didesniu greičiu sklindantis impulsas atsakingas už raudonosios srities plitimą, o tuo tarpu lėtesnis, galinis – už mėlynosios. Paveikslai 17 a–c vaizduoja siauriausio, vidutinio ir plačiausio spektro atitinkamus erdvėlaikinius intensyvumo pasiskirstymus. Intensyvumo skirstiniai įrodo netiesinių X bangų formavimąsi, kadangi matomi specifiniai šių bangų X-tipo erdvėlaikiniai dariniai. Atvaizdavus atitinkamų impulsų ašinius laikinius pjūvius, matomi suskilusių impulsų profiliai. Pastebėta, kad galinis impulsas yra jautriausias spektro pločiui. Esant plačiausiam spektrui galinis impulsas kiuvetės išėjime turi mažiausią intensyvumą, ir jo jautrumas pradinėms sąlygoms yra daug kartų didesnis nei priekinio impulso. Todėl galime teigti, kad ekstremalios bangos mėlynojoje spektro srityje generuojant šviesos gijas yra sietinos su X bangų žadinimu, o tiksliau – su galiniu skilusiu X impulsu.



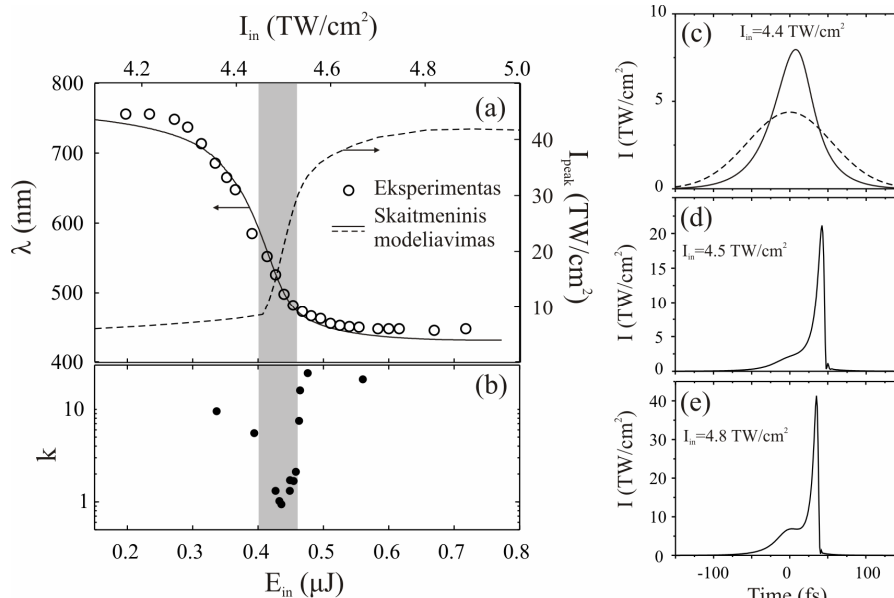
17 pav. Siauriausio (a), vidutinio (b) ir plačiausio (c) spektro impulsų intensyvumo erdvėlaikiniai skirstiniai ir atitinkami impulsų ašiniai laikiniai pjūviai.

Analizuojant superkontinuumo generaciją safyro kristale ekstremalių bangų statistika stebima mėlynojoje spektro srityje, kaip ir generuojant šviesos gijas vandenyje. Siekiant išsiaiškinti ekstremalių bangų prigimtį, analizuojama sugeneruoto spektro pločio priklausomybė nuo pradinės impulso energijos. Eksperimento duomenys parodė, kad ašinio spektro mėlynasis kraštas pasislenka nuo 590 nm iki 480 nm didinant energiją nuo 0,4  $\mu$ J iki 0,46  $\mu$ J. Skaitmeniniam superkontinuumo generacijos analizavimui pasitelkta sukurta programa, spendžianti (15) lygtį. Šiuo atveju, analizuojant superkontinuumo spektro krašto kitimą nebuvo įskaitytas lazerinės sistemos triukšmas, tad pradinis pluoštas ir impulsas buvo glotnūs. Keičiant maksimalų pradinį intensyvumą ir fiksuojant spektro postūmį  $10^{-3.5} I_{max}$  lygyje, kur  $I_{max}$  tai maksimalus spektrinis intensyvumas ties 800 nm, nubrėžiama spektro postūmio priklausomybė nuo pradinės impulso energijos (pav. 18). Eksperimento metu išmatuoti ir skaitmeniniu modeliavimu gauti rezultatai sutampa plačiame energijų ir bangos ilgių intervale.

Kadangi spektrinio intensyvumo statistiniai skirstiniai yra labai nesimetriški, eksperimentinių duomenų spektrinei analizei atlikti pasitelktas Weibull [36] skirstinys:

$$f(x) = C \left( \frac{x - x_0}{l} \right)^{k-1} \exp \left( - \left( \frac{x - x_0}{l} \right)^k \right), \quad (20)$$

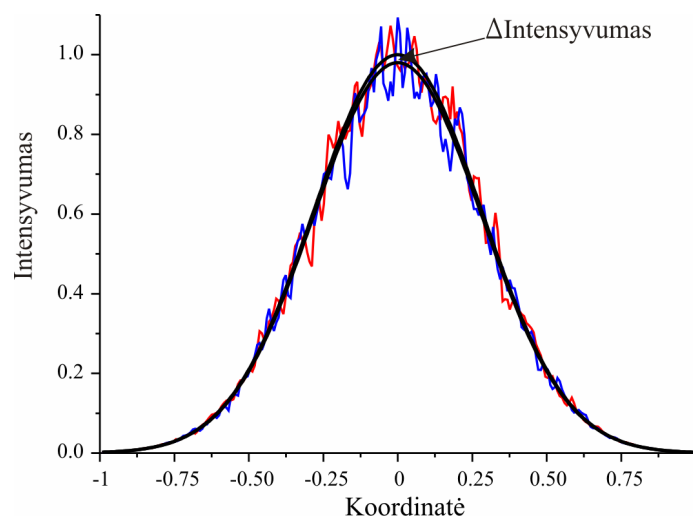
kur  $k$  – formos,  $l$  – mastelio ir  $x_0$  – pozicijos parametrai, o  $C$  tai normavimo konstanta. Formos parametro, nusakančio skirstinio nesimetriškumą, kitimas didinant pradinio impulso energiją pavaizduotas 18 (b) paveiksle. Kuo didesnė  $k$  parametro vertė tuo simetriškesnis statistinis skirstinys. Iš 18 (a)-(b) paveikslų seka, kad ekstremalių bangų statistikos dinamiką galima suskirstyti į tris dalis. Pirmojoje dalyje pradinei impulso energijai esant mažesnei už  $0,3 \mu\text{J}$  skirstinys yra simetrinis, kadangi nevyksta superkontinuumo generacija, o spektras nedaug plečiasi tik dėl fazinės savimoduliacijos. Didinant impulso energiją iki  $0,4 \mu\text{J}$  pastebimas spektro plitimas, statistinis skirstinys šiek tiek nesimetrinis. Tačiau spektro plitimą šioje dalyje daugiausia lemia fazinė savimoduliacija, o impulsas nėra suskilęs. Pav. 18 (c) vaizduoja impulso laikinę intensyvumo gaubtinę, pasiekus maksimalų intensyvumą medžiagoje. Ekstremalios bangos generuojamos tada, kada spektras drastiškai išplinta, o kartu ir maksimalus pasiektas intensyvumas staiga išauga. Staigus maksimalaus intensyvumo išaugimas yra sąlygotas impulso skilimu. Spektras į mėlynąją spektro sritį išplinta dėl labai nesimetrinio impulsų skilimo (pav. 18 (d)). Energijų srityje  $0,4-0,46 \mu\text{J}$  (pažymėtoje pilka sritimi) statistinis spektrinio intensyvumo skirstinys yra labai nesimetrinis, turintis ilgą uodegą į didesniųjų intensyvumų sritį, tai parodo ir formos parametro  $k$  staigus sumažėjimas. Kadangi spektro plotis šioje srityje stipriai priklauso nuo pradinės impulso energijos, tad maža intensyvumo fluktuacija ar energijos padidėjimas sukurs daug platesnį spektrą, o šis žymų spektrinio intensyvumo padidėjimą. Tokiu būdu generuojamas labai nesimetriškas skirstinys ir ekstremalūs įvykiai. Trečiojoje dalyje, pradinei impulso energijai viršijant  $0,46 \mu\text{J}$ , spektro plitimas sulėtėja ir įsisotina, o nuo  $0,55 \mu\text{J}$  ir maksimalus pasiektas intensyvumas įsisotina ties  $41 \text{ TW/cm}^2$ . Maksimalaus pasiekto intensyvumo sotis atsiranda dėl daugiafotonės sugerties, kuri šiuo atveju yra penkiafotonė. Impulso intensyvumo skirstinys esant šočiai pavaizduotas 18 (e) paveiksle. Ekstremalios bangos nebestebimos, kadangi maži intensyvumo ar energijos pokyčiai nebesukelia didelių spektro pločio fluktuacijų. Formos koeficientas ( $k$ ) pasiekia dideles vertes, o tai rodo, kad statistinis skirstinys tampa simetrinis. Ekstremalūs įvykiai stebimi tik nedidelėje pradinio impulso energijų srityje, kuri iš vienos pusės ribojama impulso skilimo nebuvimu, o kitos - suskilusio impulso intensyvumo įsisotinimu.



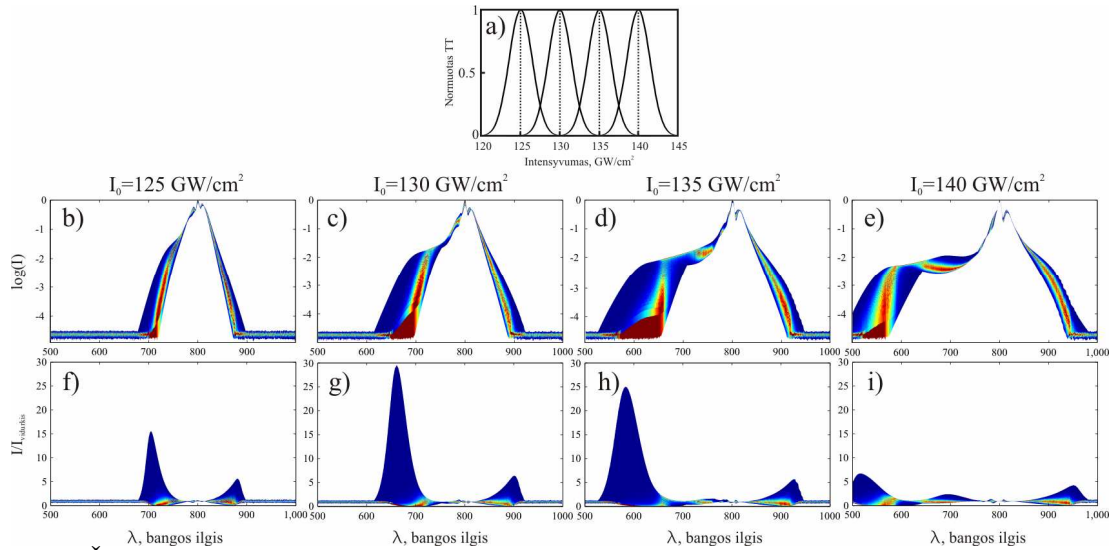
18 pav. (a) spektro mėlynojo krašto priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Brūkšniuota linija žymi maksimalų pasiektą skilusio impulso intensyvumą safyro kristale. (b) Weibullio statistinio skirstinio formos parametro priklausomybė nuo impulso energijos. Pilka sritis žymi ekstremalių bangų statistikos stebėjimo sritį. (c) – (e) ašiniai laikiniai intensyvumo profiliai, pasiekus maksimalų intensyvumą.

### 4.3 Deterministinis ekstremalių bangų stebėjimo modelis

Impulsas sklisdamas netiesine terpe patiria stiprų triukšmo valymą [37, 38, 39]. Intensyvumo, fazės netolygumai (triukšmas) yra išsklaidomi laike ir erdvėje dėl bendro dispersijos, difrakcijos, medžiagos netiesiškumo ir sugerties poveikio. Todėl du elektromagnetinių bangų paketai, turintys skirtingą triukšmo pasiskirstymą, tačiau tą pačią energiją išsivystys į du skirtingus paketus, turinčius skirtingą intensyvumą ir energiją (pav.19). Didžiausią įtaką šis energijų pokytis turi ties šviesos gijų susidarymo slenksčiu. Lazerio generuojami impulsai turi gaubtinės svyravimus (net turintys tą pačią energiją) todėl šviesos gijos generuojamos ties susidarymo slenksčiu yra nestabilios.

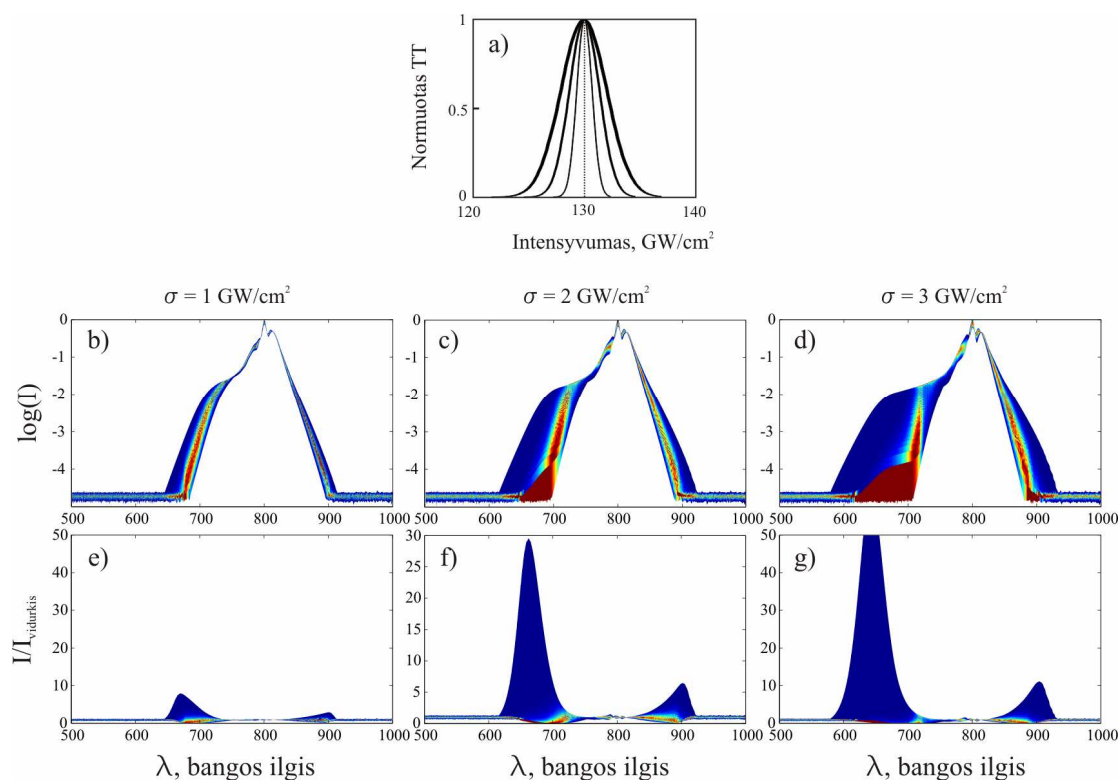


19 pav. Mėlyna ir raudona linija pavaizduoti impulso/pluošto intensyvumo skirstiniai turintys tą pačią energiją, tačiau skirtingą triukšmą. Dvi juodos linijos vaizduoja likusią energiją, po triukšmo valymo.



20 pav. Šviesos gijų ašinio spektro variacijos (b–i) dėl pradinio elektromagnetinių bangų paketo intensyvumo kitimo. (a) Keturi pradinio intensyvumo pasiskirstymo skirstiniai esant keturioms skirtingoms vidutinio intensyvumo vertėms. (b–e) vaizduoja šviesos gijų variacijas, o (f–i) – spektrinio intensyvumo statistikos pokytį keičiant pradinio intensyvumo vidurkį. Vidutiniai intensyvumai pasirinkti atitinkamai 125 GW/cm<sup>2</sup>, 130 GW/cm<sup>2</sup>, 135 GW/cm<sup>2</sup> ir 140 GW/cm<sup>2</sup>. Standartinis nuokrypis 2 GW/cm<sup>2</sup> visiems atvejams vienodas.

Teiginys, kad elektromagnetinio paketo energija yra pagrindinis parametras formuojantis šviesos gijoms, sudaro deterministinio ekstremalių įvykių modelio pagrindą. Siekiant patikrinti deterministinių ekstremalių bangų susidarymą buvo atlikti keli skaitmeniniai eksperimentai. Pirmuoju eksperimentu skaitmeniškai generuojamos šviesos gijos, kurių pradiniai elektromagnetinių bangų paketai buvo glotnūs, turintys Gausinį pasiskirstymą, impulsų trukmės ir pluošto diametrai buvo vienodi, tačiau keičiamas maksimalus intensyvumas (energija). Kadangi eksperimento metu nustatyta, jog lazerinių impulsų energijos statistinis skirstinys artimas Gausiniam, buvo atlikti skaičiavimai, kada intensyvumo skirstinys atitinka normalųjį skirstinį. Analizuojami keturi skirtingi atvejai atitinkantys keturias skirtingas vidutinio intensyvumo vertes (125 GW/cm<sup>2</sup>, 130 GW/cm<sup>2</sup>, 135 GW/cm<sup>2</sup> ir 140 GW/cm<sup>2</sup>). Standartinis nuokrypis visais atvejais buvo vienodas ir lygus 2 GW/cm<sup>2</sup>. Rezultatai pateikti 20 paveiksle. Eksperimentiškai gauti statistiniai skirstiniai panašūs į skaitmeniškai sumodeliuotus, t.y. ekstremalių bangų statistika (L formos statistika) gaunama tiesiog keičiant vidutinę intensyvumo vertę. Normalios grupinių greičių dispersijos srityje impulsams suskilus į dvi X bangas, ekstremalių bangų statistika stebima ir raudonojoje ir mėlynojoje spektro srityse (pav. 20). Mėlynojo poslinkio impulsas daug intensyvesnis ir jautresnis pradinei impulso energijai nei raudonojo poslinkio impulsas. Esant net mažai pradinio impulso intensyvumo variacijai (<1%) ties šviesos gijos generacijos riba, spektras labai nestabilus (ypatingai mėlynojoje spektro srityje) ir sudaro L formos spektrinio intensyvumo pasiskirstymą. Ekstremalūs įvykiai labiausiai išreikšti ties 130 GW/cm<sup>2</sup> vidutiniu impulso intensyvumu. Esant didesniems intensyvumams ekstremalių bangų statistika yra slopinama (pav. 20 (i)) dėka atsirandančio šviesos gijos intensyvumo ribojimo (išotrinimo) [A5, A6].



21 pav. Šviesos gijų ašinio spektro variacijos (b–g) dėl pradinio elektromagnetinių bangų paketo intensyvumo kitimo. (a) Trys pradinio intensyvumo pasiskirstymo skirstiniai esant trims skirtingoms intensyvumo standartinio nuokrypio vėrtėms. (b–d) vaizduoja šviesos gijų variacijas, o (e–g) – spektrinio intensyvumo statistikos pokytį keičiant pradinio intensyvumo pasiskirstymo plotį. Standartinės deviacijos parinktos atitinkamai 1 GW/cm<sup>2</sup>, 2 GW/cm<sup>2</sup> ir 3 GW/cm<sup>2</sup>. Vidutinis intensyvumas - 130 GW/cm<sup>2</sup> visiems atvejams vienodas.

Pasiūlytas deterministinis ekstremalių įvykių modelis yra labai lankstus. Galima analizuoti ekstremalius įvykius ne tik keičiant vidutinį intensyvumą, tačiau ir intensyvumo variacijos plotį (standartinę variaciją) (pav. 21). Keičiant pradinio impulso intensyvumo pasiskirstymo standartinę deviaciją nuo 1 GW/cm<sup>2</sup> iki 3 GW/cm<sup>2</sup> stebimas spektrinio nestabilumo didėjimas. Statistinė spektrinio intensyvumo analizė (pav. 21 (e–g)) rodo ryškų maksimalaus pokyčio nuo vidutinės vėrtės didėjimą ir maksimumo slinkimą į mėlynąją spektro pusę.

Deterministinių ekstremalių įvykių modelis paremtas netiesine pradinio intensyvumo skirstinio transformacija. Modelis įrodo, kad intensyvumo išsotinimas sąlygoja spektrinio intensyvumo skirstinio simetrizavimą ir ekstremalių įvykių statistikos slopinimą. Netiesinės statistinio skirstinio transformacijos yra dažnos ir panašios daugelyje netiesinių sistemų. Neseniai buvo pademonstruota, kad parametrinis stiprintuvas tam tikroje parametrų srityje generuoja nesimetrinį intensyvumo pasiskirstymą ir šis gali būti simetrizuotas išotinant stiprintuvą [A6].

## Išvados

1. Gauso pluoštas, sklindantis netiesine sklaidančia terpe, transformuojasi į kūginę bangą, t.y. šviesos giją gebančią sklusti atstumus žymiai viršijančius Relėjaus nuotolį. Parodyta, kad polistireno dalelių sukelta sklaida paslenka netiesinį židinį (šviesos gijos susidarymo tašką) link kiuvetės galinio paviršiaus. Šviesos gijos diametras tampa didesnis, formuojamos speklų struktūros periferinėje pluošto dalyje.
2. Intensyvus elipsinis pluoštas sklisdamas netiesine Kero terpe formuoja periodiškai išsidėsčiusių šviesos gijų vienmačius arba dvimačius masyvus. Šviesos gijos yra inicijuotos atsitiktinai pasiskirsčiusių amplitudžių triukšmo, tačiau jų pozicijos atsikartoja šūvis po šūvio, o keičiant pluošto intensyvumą yra keičiamas šviesos gijų periodas. Periodiškumas yra sąlygotas kaskadinio nekolinearaus keturbangio fazinio sinchronizmo kryptimis sustiprintų erdvinių dažnių interferencijos. Pluošto intensyvumo įtaka šviesos gijų periodui aiškinama fazinio sinchronizmo sąlygų pokyčiu dėl fazinės savimoduliacijos ir kryžminės fazinės moduliacijos.
3. Erdvėlaikinė šviesos gijų struktūra yra sąlygota pradinio pluošto elipsiškumo bei galios. Esant vidutiniam pluošto elipsiškumui individualių kūginių bangų trajektorijos išsikreivina, formuojamos sudėtingos erdvėlaikinės struktūros, turbulenciškai sklindančios optine terpe. Šis intensyvumo skirstinys inicijuotas pakrypusio (X-tipo) koherentiškumo, kuris savo ruožtu atitinka keturbangio fazinio sinchronizmo sąlygas. Didelio elipsiškumo pluoštas skyla į kvazistabilius darinius, kurie formuoja lanko formos impulso pradžią, sudarytą iš ultratrumpų impulsų suformuotų generuojant X bangas ir stačius smūginius frontus. Atskiros susidariusios kūginės bangos turi daug panašumų su pavienėmis šviesos gijomis.
4. Didieji ir mažieji spektrinio intensyvumo nuokrypiai šviesos gijose yra ekstremalūs įvykiai, kuriems yra būdingas nesimetrinis statistinis pasiskirstymas arba į didesniąją arba į mažesniąją intensyvumų sritį. Erdvėlaikyje ekstremalūs įvykiai yra siejami su impulsų skilimu bei energijos persiskirstymu erdvėje ir laike. Šie įvykiai pasireiškia kaip didelės erdvėlaikinės fluktuacijos formuojantis kūginėms X bangoms.
5. Superkontinuumo generacijos metu plataus draustinio tarpo medžiagose spektrinio intensyvumo ekstremalių įvykių statistika yra stebima tik pereinamuoju metu, ir aiškinama impulso skilimu bei lėtesniosios kūginės bangos intensyvumo padidėjimu, kuris labai jautriai priklauso nuo pradinio impulso intensyvumo. Intensyvumo ribojimas yra pagrindinis veiksnys slopinantis ekstremalių įvykių atsiradimą. Tai paaiškina, kodėl ekstremalių bangų statistika stebima tūrinėje terpėje tik siaurame pradinių energijų verčių diapazone.
6. Ekstremalių įvykių statistikos atsiradimą paaiškina ir deterministinis modelis, paremtas netiesine statistinio skirstinio transformacija.

## Literatūros sąrašas

1. M. Hercher, Laser-induced Damage in Transparent Media, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 563 (1964).
2. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, Self-channeling of highpeak-power femtosecond laser pulses in air. *Opt. Lett.*, **20**, 73-75 (1995).
3. R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, Self-trapping of optical beams. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479-482 (1964).
4. V. N. Lugovoi, A. M. Prokhorov, A possible explanation of the small-scale self-focusing filaments. *JETP Lett.*, **7**, 117-119 (1969).
5. M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt. Lett.*, **23**, 382-384 (1998).
6. M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, Femtosecond pulse propagation in argon: a pressure dependence study. *Phys. Rev. E*, **58**, 4903-4910 (1998).
7. M. Kolesik, E.M.Wright, J.V. Moloney, Dynamic nonlinear xwaves for femtosecond pulse propagation in water. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253901 (2004).
8. M. Kolesik, E.M.Wright, J.V. Moloney, Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media. *Opt. Express*, **13**, 10729-10741 (2005).
9. A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas, P. Di Trapani, Light filaments without self-channeling, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253903 (2004).
10. D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubietis, F. Bragheri, A. Couairon, P. Di Trapani, Conical emission, pulse splitting, and x-wave parametric amplification in nonlinear dynamics of ultrashort light pulses. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 193901 (2006).
11. G. Fibich, A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides. *Opt. Lett.*, **25**, 335-337 (2000).
12. K. D. Moll, A. L. Gaeta, G. Fibich, Self-similar optical wave collapse: Observation of the townes profile. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 203902 (2003).
13. N. Zhavoronkov, Fine control of self-compression dynamics in a femtosecond filament. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, 125201 (2009).
14. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Opt. Lett.*, **22**, 304-306 (1997).
15. Y. R. Shen, Michael M. T. Loy, Theoretical interpretation of small-scale filaments of light originating from moving focal spots. *Phys. Rev. A.*, **3**, 2099-2105 (1971).
16. G. Valiulis, J. Kilius, O. Jedrkiewicz, A. Bramati, S. Minardi, C. Conti, S. Trillo, A. Piskarskas, P. Di Trapani, Space-time nonlinear compression and three-dimensional complex trapping in normal dispersion. In *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2001. QELS '01. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the*, pages QPD10-1 - QPD10-2, may 2001.
17. A. Dubietis, E. Kučinskas, G. Tamošauskas, M. A. Porras, E. Gaižauskas, P. Di Trapani, Self-reconstruction of light filaments. *Opt. Lett.*, **29**, 2893 (2004).
18. A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas, P. Di Trapani, Light filaments without self-channeling. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253903 (2004).



19. A. A. Kokhanovsky, *Light scattering media optics. Problems and solutions.* Springer, New York, 2004
20. C.F. Bohren, D. R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles.* Wiley, New York, 2004.
21. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, P. W. Smith, Continuous-wave self-focusing and selftrapping of light in artificial kerr media. *Opt. Lett.*, **7**, 276 (1982).
22. C. Calba, C. Rozé, T. Girasole, L. Méès, Monte carlo simulation of the interaction between an ultra-short pulse and a strongly scattering medium: The case of large particles. *Opt. Commun.*, **265**, 373 (2006).
23. G. Mechain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, Organizing multiple femtosecond filamentation in air, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035003 (2004).
24. T. Pfeifer, L. Gallmann, M. J. Abel, D. M. Neumark, S. R. Leone, Circular phase mask for control and stabilization of single optical filaments, *Opt. Lett.* **31**, 2326–2328 (2006).
25. Z. Jin, J. Zhang, M. H. Lu, Y. T. Li, Z. H. Wang, Z. Y. Wei, X. H. Yuan, W. Yu, Control of filamentation induced by femtosecond laser pulses propagating in air. *Opt. Express*, **13** 10424-10430 (2005).
26. H. Schroeder, J. Liu, S. L. Chin, From random to controlled small-scale filamentation in water. *Opt. Express*, **12**, 4768-4774 (2004).
27. A. Dubietis, G. Tamošauskas, G. Fibich, B. Ilan. Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity. *Opt. Lett.*, **29**, 1126-1128 (2004).
28. G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, A. Ziegler. Control of multiple filamentation in air. *Opt. Lett.*, **29**, 1772-1774 (2004).
29. M. Centurion, Y. Pu, D. Psaltis, Self-organization of spatial solitons. *Opt. Express*, **13**, 6202-6211 (2005).
30. V. Kudriašov, E. Gaižauskas, V. Sirutkaitis. Beam transformation and permanent modification in fused silica induced by femtosecond filaments. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 2619-2627 (2005).
31. T. D. Grow, A. L. Gaeta. Dependence of multiple filamentation on beam ellipticity. *Opt. Express*, **13**, 4594-4599 (2005).
32. G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, Y. Erlich, M. Fraenkel, Z. Henis, A. Gaeta, A. Zigler, Selffocusing distance of very high power laser pulses. *Opt. Express*, **13**, 5897-5903 (2005).
33. A. Dubietis, A. Couairon, G. Tamošauskas, E. Kučinskas, E. Gaižauskas, D. Faccio, P. Di Trapani, Measurement and calculation of nonlinear absorption associated with femtosecond filaments in water. *Appl. Phys. B*, **84**, 439-446 (2006).
34. D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, Optical rogue waves. *Nature*, **450**, 1054 (2007).
35. M. Erkintalo, G. Genty, J. M. Dudley, Giant dispersive wave generation through soliton collision. *Opt. Lett.*, **35**, 658-660 (2010).
36. J. M. Dudley, G. Genty, B. J. Eggleton, Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation. *Opt. Express*, **16**, 3644-3651 (2008).

37. B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couairon, H. Buersing, B. Eberle, M. Krenz, D. Seiffer, O. Vasseur, Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air. *Opt. Lett.*, **31**, 2601-2603 (2006).
38. S.L. Chin, F. Théberge, W. Liu, Filamentation nonlinear optics. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **86**, 477-483 (2007).
39. W. W. Liu, S. Chin, Understanding the beam self-cleaning behavior of ultrashort laser pulse filamentation. *Sci. China Ser. E-Tech. Sci.*, **50**, 413 - 421 (2007).

## Summary

### **CONICAL WAVE TRIGGERED TRANSIENT SPATIO-TEMPORAL EFFECTS IN KERR MEDIUM**

This Ph. D. thesis contains experimental, numerical and theoretical analysis of conical wave generation and propagation peculiarities in nonlinear Kerr medium. Numerical and theoretical work disclosed the initial diameter size impact to spectrum broadening. The conical wave phase matching connection to pulse intensity revealed, that spectrum maximum broadening to the blue side of the spectrum is associated to intensity clamping. Whereas red side of the spectrum is broadened due to steep front formation. This explanation is plausible when generating broad spectrum near the zero group velocity dispersion, like in the standard scheme when Ti:Sapphire laser pulse generates supercontinuum in sapphire crystal. Experimental and numerical analysis demonstrated the filament ability to propagate in scattering medium. The sustained nonlinear propagation in highly scattering medium was supported by the peripheral part of the conical wave. The new developed numerical scheme demonstrated to be an accurate tool for nonlinear beam propagation through scattering nonlinear medium investigation. Elliptical beam generation of deterministic multiple filaments was studied numerically. The filament period estimation by theoretical cascaded four wave mixing technique closely followed experimental and numerical outcome. 3D numerical investigation of multiple filament generation led to the conclusion that conical waves were triggered by modulation instability. Modulation instability supports the four wave mixing angular dispersion therefore the new spectral frequencies are generated at the defined angular-spectral positions. Intense pulse propagating in nonlinear Kerr medium experiences drastic changes, and by generating conical waves the spectrum drastically broadens. The spectrum statistical analysis investigated numerically and proven experimentally demonstrated the rogue wave statistics. At certain spectral frequencies the spectral intensity may reach many times higher than average value. The investigation disclosed the rogue wave connection to conical wave. The highly unsymmetrical statistics is directly connected to spectrum broadening dependence on initial pulse energy, and rogue wave statistics is evident in certain regions. The rogue wave energy region is restricted by intensity clamping on higher energies, and the insufficient power to generate conical waves on the lower energies.

## Trumpos žinios apie doktorantą

**Vardas:** Vytautas

**Pavardė:** Jukna

*Gimimo data:* 1984 03 01

*Gimimo vieta:* Šiauliai

*El. paštas:* Vytautas.Jukna@gmail.com

*Telefono nr.:* +37065024064

### Išsilavinimas

**2002-2006** Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, *Fizikos bakalauro laipsnis.*

**2006-2008** Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, *Fizikos magistro laipsnis.*

**2007 sausis - liepa** Università degli Studi dell'Insubria, *Magistro studijos (pagal Erasmus pasikeitimo programa).*

**2008-2012** Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra, *Doktorantūra.*

### Mokslininko darbo patirtis:

**2007-2008** Laborantas, Vilniaus universiteto, kvantinės elektronikos katedra.

**2008-2012** Jaunesnysis mokslo darbuotojas, Vilniaus universiteto, kvantinės elektronikos katedra.

## Curriculum Vitae

**Name:** Vytautas

**Surname:** Jukna

*Date of birth:* 1984 03 01

*Place of birth:* Šiauliai

*E-mail:* Vytautas.Jukna@gmail.com

*Phone:* +37065024064

### Education:

**2002-2006** Vilnius university, Faculty of physics. (*Bachelor degree*)

**2006-2008** Vilnius university, Faculty of physics. (*Master degree*)

**2007 January - July** Università degli Studi dell'Insubria. (*Master studies according to Erasmus exchange program*)

**2008-2012** Vilnius university, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics (*Ph. D. studies*)

### Professional experience:

**2007-2008** Laboratory assistant at Vilnius university Department of Quantum Electronics.

**2008-2012** Junior research fellow at Vilnius university Department of Quantum Electronics.