

VILNIAUS UNIVERSITETAS

AUDRIUS ZAUKEVIČIUS

**KAMPINĖS DISPERSIJOS PANAUDOJIMAS GALINGŲ IR ULTRATRUMPŲ
IMPULSINIŲ ŠVIESOS PLUOŠTŲ FORMAVIMUI NETIESINIŲ SAŲVEIKŲ
METU**

Daktaro disertacijos santrauka
Fiziniai mokslai, fizika (O2P)

Vilnius, 2012

Disertacija rengta 2008-2012 metais Vilniaus universitete

Mokslinis vadovas:

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

Konsultantas:

dr. Arūnas Varanavičius
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Disertacija ginama Vilniaus universiteto Fizikos mokslo krypties taryboje:

Pirmininkas:

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

Nariai:

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

dr. Andrejus Michailovas
(Fizinių ir technologijos mokslų centras, Fizikos institutas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija - 08T)

prof. dr. Artūras Jukna
(Vilniaus Gedimino technikos universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

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

Oponentai:

dr. Rytis Butkus
(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

dr. Valdas Girdauskas
(Vytauto Didžiojo universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P)

Disertacija bus ginama viešame Fizikos mokslo krypties tarybos posėdyje 2012 m. gruodžio mėn. 14 d. 15 val. Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto 510 auditorijoje. Adresas: Saulėtekio al. 9, LT - 10222, Vilnius, Lietuva.

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

VILNIUS UNIVERSITY

AUDRIUS ZAUKEVIČIUS

**THE USE OF ANGULAR DISPERSION FOR FORMATION OF HIGH PEAK
POWER AND ULTRASHORT PULSED LIGHT BEAMS IN NONLINEAR
INTERACTIONS**

Summary of doctoral dissertation
Physical sciences, physics (02P)

Vilnius, 2012

The researched was performed in 2008-2012 at Vilnius University

Scientific supervisor:

prof. dr. Gintaras Valiulis
(*Vilnius University*, physical sciences, physics - 02P)

Consultant:

dr. Arūnas Varanavičius
(*Vilnius University*, physical sciences, physics - 02P)

Doctoral committee:

Chairman:

prof. dr. Audrius Dubietis
(*Vilnius University*, physical sciences, physics - 02P)

Members:

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

dr. Andrejus Michailovas
(*Center for Physical Sciences and Technology, Physics Institute*, technology sciences, material engineering - 08T)

prof. dr. Artūras Jukna
(*Vilnius Gediminas Technical University*, physical sciences, physics - 02P)

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

Opponents:

dr. Rytis Butkus
(*Vilnius University*, physical sciences, physics - 02P)

dr. Valdas Girdauskas
(*Vytautas Magnus University*, physical sciences, physics - 02P)

The dissertation will be defended under open consideration in the Council of Physics on the 14th of December, 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 ___ th of November, 2012. The dissertation is available at Vilnius University Library and Center for Physical Sciences and Technology Library.

Ižanga

Čirpuotų impulsų stiprinimo metodas (angl. chirped-pulse amplification – CPA) [1], leidžia formuoti didelės energijos ultratrumpus šviesos impulsus, išvengiant impulso saviveikos bei aktyvios terpės optinio pažeidimo stiprinimo metu. Šio metodo esmę sudaro impulso smailinio intensyvumo sumažinimas prieš stiprinimą impulsą išplečiant laike. Po stiprinimo šviesos impulso trukmė yra atstatoma optinių impulsų spaustuvu. Šis metodas buvo pasiūlytas šviesos impulsų stiprinimui lazeriniuose stiprintuvuose, tačiau netrukus buvo suprasta, kad jis gali būti pritaikytas ir optiniuose parametriniuose stiprintuvuose (angl. optical parametric amplifier – OPA).

Pirmą kartą optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimas (angl. optical parametric chirped-pulse amplification OPCPA) buvo pademonstruotas lygiai prieš 20 metų Vilniaus universiteto kvantinės elektronikos katedroje [2]. Šis šviesos impulsų stiprinimo metodas susilaukė milžiniško susidomėjimo (minėtas darbas yra cituojamas daugiau kaip 350 straipsnių) ir tuos du dešimtmečius buvo intensyviai vystomas. Per šį laikotarpį šio metodo pagrindu buvo sukurta daug įvairios konfigūracijos lazerinių sistemų. Optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimas ir šiandien yra laikomas vienu perspektyviausių ultratrumpų šviesos impulsų stiprinimo būdų, siekiant ekstremalių smailinių galių.

Dvi pagrindinės savybės, lėmusios tokį mokslininkų susidomėjimą šiuo šviesos impulsų stiprinimo metodu, yra plati parametrinio stiprintuvo stiprinamų dažnių juosta, bei maža šilumos reiškinių įtaka. Plati stiprinimo juosta leidžia stiprinti labai trumpus impulsus, o parametrinė sąveika užtikrina mažą šilumos išsiskyrimą stiprintuve ir leidžia išvengti vienos opiausių įprastų lazerinių stiprintuvų problemų, t.y. stiprinamo impulsinio šviesos pluošto fazinio fronto iškraipymų dėl lūžio rodiklio gradientų lazerio aktyviajame elemente.

Tačiau parametriniai stiprintuvai taip pat pasižymi tam tikrais stiprinamo impulsinio šviesos pluošto iškraipymais, kuriuos nulemia momentiška parametrinė sąveika tarp stiprinamo ir kaupinimo impulsų. Momentinė parametrinė sąveika pasireiškia tuo, kad stiprinamo impulso, kuris vadinamas signalu, stiprinimas vyksta tik toje erdvės vietoje, kur signalinis ir kaupinimo impulsai yra persikloję. Norint išvengti signalinio impulso iškraipymų, jo trukmė turėtų būti kur kas mažesnė nei kaupinimo impulso trukmė. Tokiu atveju signalinis impulsas viso stiprinimo metu išliktų po kaupinimo impulso viršūne, bet iš kitos pusės tai nulemtų mažą stiprinimo efektyvumą, nes didžioji kaupinimo impulso dalis po savimi neturėtų signalo, kurį galėtų stiprinti.

Per tuos du dešimtmečius daugiausia dėmesio ir buvo skiriama šviesos impulsų parametrinio stiprinimo optimizavimui, siekiant kuo platesnės stiprinamų dažnių juostos ir kuo didesnio sąveikos efektyvumo. Tačiau mažai dėmesio buvo skiriama stiprinamo impulsinio šviesos pluošto erdvinės-laikinės dinamikos analizei.

Pastaruoju metu, atsiradus įvairiems šviesos impulsų charakterizavimo metodams, atsivėrė galimybės atidžiau pažiūrėti į sustiprinto impulso erdvinius-laikinius iškraipymus. O atsiradus pakankamai galingiems personaliniams kompiuteriams atsivėrė galimybės ištirti šiuos reiškinius net ir nenuėjus į laboratoriją. Vis daugiau pasaulio mokslinių laboratorijų turi savo teoretikus, kurie greta vykdomų eksperimentinių tyrimų atlieka skaitmeninį jų modeliavimą. Tokiu būdu siekiama išsamesnės tiriamų fizikinių reiškinių analizės ir gilesnio supratimo.

Šio darbo pagrindinis tikslas ir yra, taikant skaitmeninio modeliavimo metodus, išnagrinėti ir paaiškinti parametrinio stiprinimo metu vykstančius reiškinius, susijusius su signalinio impulso iškraipymais, ir pasiūlyti galimus šių problemų sprendimus.

Darbo uždaviniai

1. Ištirti impulsinio Gauso pluošto, turinčio pirmos eilės erdvinių-laikinių sąsajų, erdvinę-laikinę dinamiką, jam sklindant laisvoje erdvėje ir fokusuojantis po atspindžio nuo parabolinio veidrodžio.
2. Rasti optinę gradinę, tinkamą čirpuotų impulsų erdviniam-laikiniam fokusavimui tiesinės optikos metodais.
3. Ištirti signalinio impulso erdvinius-laikinius iškraipymus nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve ir pateikti kiekybinį šio reiškinio aprašymą.
4. Rasti paprastą ir praktišką optinę grandinę plačiajuosčiam optiniam parametriniam čirpuotų impulsų stiprinimui ir erdviniam-laikiniam signalo suspaudimui iš kart po stiprinimo.

Mokslinis naujumas

1. Parodytas svarbus erdvinio čirpo vaidmuo impulsinių Gauso pluoštų tiesinio sklidimo metu.
2. Pasiūlytas metodas, skirtas formuoti plokščios viršūnės impulsams, panaudojant kampinę dispersiją ir fokusavimą lęšiu.
3. Pasiūlyta optinė grandinė vienalaikiam čirpuotų impulsų fokusavimui erdvėje ir laike, naudojant tiesinės optikos metodus.
4. Impulsinių pluoštų analizė įvairiuose atvaizdavimuose buvo pritaikyta tiriant jų erdvinę-laikinę dinamiką parametrinio stiprinimo metu.
5. Gauti erdviniai-laikiniai, erdviniai laikinio spektro ir erdvinio-laikinio spektro intensyvumo profiliai atskleidė faktinius signalinio impulso erdvinius-laikinius iškraipymus nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve. Gautos formulės, kiekybiškai aprašančios šį reiškinį.
6. Pasiūlytas metodas, skirtas impulsinių kūginių bangų formavimui, parametriškai stiprinant jų tolimąjį lauką. Priešingai nei įprastame čirpuotų impulsų stiprinimo metode, šis metodas nereikalauja impulsų spaustuvo, o tai žymiai palengvina parametrinį kelių optinių ciklų šviesos impulsų stiprinimą.

Ginamieji teiginiai

1. Erdvinis čirpas lemia laikinio čirpo atsiradimą bei impulso fronto pakrypimą, kai impulsinio Gauso pluošto fazinis frontas nėra plokščias. Impulsinis Gauso pluoštas, turintis kampinę dispersiją, sklidimo laisvoje erdvėje metu gali spaustis laike net ir tuo atveju, kai jo pradinis laikinis čirpas yra neigiamas. Pradinis impulsinio Gauso pluošto fronto pokrypis dėl kampinės dispersijos gali būti atsvertas erdvinio čirpo, įgyto sklidimo laisvoje erdvėje metu.
2. Nekolineariame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve indukuotų erdvinės ir kampinės dispersijų mažėjimo sparta, didinant signalinio impulso laikinį čirpą, yra skirtinga. Indukuotas impulso fronto pokrypis praktiškai nepriklauso nuo signalinio impulso laikinio čirpo, tačiau jis visada yra mažesnis nei kaupinimo impulso pokrypis. Esant dideliame laikiniame čirpui, sustiprinto signalinio impulso fronto pokrypis iš esmės yra nulemtas tik erdvinio čirpo.
3. Naudojant netiesinį kristalą kaip erdvinio spektro filtrą, Gauso bangų paketo tolimasis laukas gali būti transformuojamas į impulsinių kūginių bangų tolimąjį lauką ir tuo pačiu sustiprinamas daug kartų.

Praktinė nauda

Išvestos analitinės formulės, aprašančios erdvinę-laikinę impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinių-laikinių sąsajų, dinamiką, suteikia intuityvų supratimą apie ultratrumpų impulsų evoliuciją ir galėtų būti panaudotos įvairiuose praktiniuose taikymuose. Pasiūlytas plokščios viršūnės impulsų formavimo metodas galėtų būti pritaikytas optiniuose parametriniuose čirpuotų impulsų stiprintuvuose, kuriems reikalingi plokščios viršūnės kaupinimo impulsai. Pasiūlyta optinė čirpuotų impulsų erdvinio-laikinio fokusavimo schema galėtų būti panaudota šviesos sąveikos su medžiaga eksperimentuose, kuriuose yra svarbi impulso smailinio intensyvumo lokalizacija. Paašškinta signalinio impulso erdvinių-laikinių iškraipymų nekoliniariuose parametriniuose stiprintuvuose priklausomybė nuo pradinių impulso parametrų galėtų būti panaudota kuriant analogiškus stiprintuvus be minėtų iškraipymų arba kuriant optines schemas, skirtas šių iškraipymų atitaisymui. Pasiūlytas impulsinių kūginių bangų formavimo metodas galėtų būti pritaikytas formuojant didelio smailinio intensyvumo invariantiškus bangų paketus, galinčius nusklisti daugelį Relėjaus nuotolių norimoje medžiagoje.

Darbo aprobacija

Disertacijoje pateikiami rezultatai yra publikuoti 3 moksliniuose straipsniuose (ISI). Taip pat rezultatai buvo pristatyti 5 pranešimuose įvairiose konferencijose.

Straipsniai, kurie tiesiogiai susiję su disertacijos tema

[A1] A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Manifestation of spatial chirp in femtosecond noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifier, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 2902-2908 (2011).

[A2] R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, A. P. Piskarskas, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, *Opt. Express* **19**, 3519-3524 (2011).

[A3] A. Zaukevičius, G. Valiulis, Gaussian wave-packet reshaping into conical via parametric amplification of the far field, *Opt. Commun.* **288**, 101-106 (2013).

Pranešimai konferencijose

Pristatyti Audriaus Zaukevičiaus:

[C1] Open readings, Vilnius, Lithuania, A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Spatial chirp and angular dispersion dynamics in femtosecond noncolinear OPCPA, 2009.

[C2] 39th LNFK, Vilnius, Lithuania, A. Zaukevičius, G. Valiulis, Space-time focusing of chirped pulses using axicons, 2011.

Bendraautorius šių pranešimų:

[C3] 38th LNFK, Vilnius, Lithuania, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, G. Valiulis, A. P. Piskarskas, 512 nm pumped OPCPA setup for ultrabroadband femtosecond pulses amplification, 2009.

[C4] 39th LNFK, Vilnius, Lithuania, V. Jukna, A. Zaukevičius, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Spatial chirp and angular dispersion dynamics in femtosecond noncollinear OPCPA, 2011.

[C5] ASSP 2012, San Diego, USA, V. Jukna, A. Zaukevičius, R. Antipenkov, V. Martinėnaitė, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, G. Valiulis, Spatial chirp and angular dispersion dynamics in femtosecond noncollinear OPCPA, 2012.

Bendra autorių indėlis

Visi tyrimai, susiję su šia disertacija, buvo atlikti Vilniaus universiteto fizikos fakulteto kvantinės elektronikos katedroje, vadovaujant prof. dr. G. Valiuliui. Skaitmeninis modeliavimas bei teorinė šio darbo dalis buvo atlikta paties autoriaus. Tačiau svarbu paminėti žymų bendra autorių indėlį į šį darbą:

1. Prof. dr. G. Valiulis pasiūlė pagrindines šio darbo idėjas ir paskatino gautų rezultatų publikavimą.
2. Prof. habil. dr. A. P. Piskarskas dalyvavo gautų rezultatų interpretavime [A1, A2].
3. Dr. A. Varanavičius užtikrino stiprų ir sklandų bendradarbiavimą tarp teoretikų ir eksperimentatorių. Be to, labai daug prisidėjo rengiant rankraščius straipsniams [A1, A2].
4. Dr. V. Jukna labai daug prisidėjo išvedant 4.2 skyriaus analitines formules. Be to, pristatė gautus rezultatus konferencijose [C4, C5].
5. Dr. R. Antipenkov parengė [A2] straipsnio rankraštį ir kartu su V. Martinėnaitė atliko eksperimentą, kuris yra pateiktas 4.4 skyriuje.

Taip pat svarbu paminėti, kad autoriaus supratimas apie reiškinius, susijusius su parametriniu stiprinimu, buvo ženkliai praplėstas diskutuojant su prof. A. Stabiniu (Vilniaus universitetas) ir dr. G. Arisholm (Norvegijos gynybos mokslinių tyrimų departamentas). Jų indėlis į šį darbą yra nepamatuojamas, tačiau labai žymus.

1. Tyrimų apžvalga

Nekolinerus optinis parametrinis stiprinimas leidžia generuoti ultratrumpus, didelės galios šviesos impulsus. Pritaikius čirpuotų impulsų stiprinimo metodą (angl. CPA) [1] nekolineariuose optiniuose parametriniuose stiprintuvuose (angl. noncollinear optical parametric amplifier – NOPA), kurie pasižymi labai plačia stiprinamų dažnių juosta [3], buvo sukurtas, dabar jau visiems gerai žinomas, optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimo metodas (angl. OPCPA). Šį metodą pirmasis pasiūlė A. Dubietis su kolegomis 1992 metais Vilniaus universiteto kvantinės elektronikos katedroje [2]. Nuo to laiko šio metodo pagrindu buvo sukurta daug lazerinių sistemų, gebančių generuoti femtosekundinius impulsus, kurių trukmė gali siekti vos 5 fs [4-12].

Dažniausiai nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve plati stiprinimo juosta yra užtikrinama parenkant taip vadinamą „magišką“ fazinio sinchronizmo kampą [13, 14]. Tačiau ši nekolinearaus stiprintuvo konfigūracija turi esminį trūkumą, kurį lemia nesutampantys signalinio ir kaupinimo impulsų frontai. Yra parodyta [15-17], kad dėl impulsų frontų nesutapimo signalinio impulso erdvinis-laikinis profilis yra iškraipomas, ir tai sąlygoja kampinės dispersijos ir erdvinio čirpo atsiradimą. Indukuota kampinė dispersija buvo nagrinėjama keliuose darbuose [5, 18, 19]. Tačiau šiuose darbuose buvo daroma neteisinga prielaida, kad impulso fronto pokrypis būtinai sąlygoja ir kampinės dispersijos atsiradimą. Todėl mes atlikome išsamų teorinį ir eksperimentinį šio reiškinio tyrimą [A1], iš kurio paaiškėjo, kad nekolinearaus parametrinio stiprinimo metu dėl nesutampančių signalinio ir kaupinimo impulso frontų, signalinio impulso frontas tampa pakrypęs, ir be kampinės dispersijos tuo pačiu metu yra indukuojamas ir erdvinis čirpas. Pagrindiniai šio tyrimo rezultatai yra pateikti 4 skyriuje.

Taigi, plati optinio parametrinio stiprintuvo (angl. OPA) stiprinimo juosta yra užtikrinama panaudojant nekolinearią sąveikos geometriją. Tačiau stiprinant signalinius impulsus, turinčius tam tikrą kampinę dispersiją, galima gauti dar platesnę stiprintuvo stiprinimo juostą [20-22]. Kampinės dispersijos panaudojimas taip pat atveria galimybes čirpuotų X-impulsų parametriniam stiprinimui, kurį pirmasis pasiūlė G. Valiulis su kolegomis 2008 metais Vilniaus universiteto kvantinės elektronikos katedroje [23, 24]. X-impulsai ypatingi tuo, kad sklidimo laisvoje erdvėje metu jie gali patys susispausti laike. Ši savybė yra ypač aktuali didelės smailinės galios impulsų stiprinimui, nes priešingai nei įprasto optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo metodo atveju, sustiprintų impulsų spaustuvas yra nebereikalingas. Tačiau tokios čirpuotų impulsų stiprinimo idėjos, kuriai nereikia impulsų spaustuvo, realizacija dar nėra pademonstruota, nes nėra tinkamo būdo kaip suformuoti pradinį X-impulsą, kuris galėtų būti panaudotas kaip užkratas.

Yra gerai žinoma, kad stiprinant aštriai sufokusuotą signalą, jis įgyja kampinę dispersiją, kuri atkartoja fazinio sinchronizmo kreivę [25]. Paprastai indukuota kampinė dispersija yra traktuojama kaip signalinio impulso iškraipymas. Tačiau yra eksperimentinių darbų, kurie demonstruoja, kad parametriškai stiprinant aštriai sufokusuotą signalą, galima formuoti impulsinius Beselio pluoštus [26] bei apskritai impulsines kūgines bangas (angl. pulsed conical wave – PCW) [27]. Šie darbai yra labai svarbūs ir juose gautų rezultatų pagrindu būtų galima sukurti metodą, kuris leistų formuoti X-impulsus, tinkamus parametrinio stiprintuvo užkratui. Tačiau tuose darbuose aštriai sufokusuotas signalas buvo stiprinamas artimajame lauke, kur jo diametras yra labai mažas, todėl parametrinis stiprinimas pasiekdavo soties režimą, nors iš kaupinimo impulso signalui būdavo perduota tik labai maža energijos dalis.

Prisidėdami prie šios stiprinimo idėjos vystymo, mes pasiūlėme naują metodą, kuris, panaudojant optinius parametrinius stiprintuvus, leidžia stiprinti kelių optinių ciklų didelės smailinės galios šviesos impulsus [A3]. Pasiūlytas metodas apjungia

svarbiausius optinio parametrinio stiprintuvo bei čirpuotų impulsų stiprinimo metodo teikiamus privalumus ir yra realizuojamas naudojant paprastą optinę schemą, kurioje sustiprintų impulsų spaustuvai nėra reikalingas. Pagrindiniai šio metodo tyrimo rezultatai yra pateikti 5 skyriuje.

Pastaruoju metu pasirodo vis daugiau darbų, kuriuose yra nagrinėjamos įvairios impulsinių šviesos pluoštų, turinčių erdviųjų-laikinių sąsajų (angl. spatio-temporal coupling – STC), pritaikymo šviesos sąveikos su medžiaga eksperimentuose galimybės [28-35]. Ši didžiulį susidomėjimą tokiais impulsiniais šviesos pluoštais paskatino teoriniai darbai, kuriuose buvo detalai išnagrinėtos įvairios galimos erdvinės-laikinės sąsajos ir nustatyti ryšiai tarp skirtingų sąsajų. Šioje srityje labai didelį indėlį padarė S. Arkturk su kolegomis [36-39], kuris parodė, kad iš viso yra galimos aštuonios erdvinės-laikinės sąsajos, tačiau tik dvi iš jų gali būti nepriklausomos. Taip pat svarbu paminėti, kad šiuose darbuose buvo teoriškai parodyta, jog bendru atveju impulso fronto pokrypis yra nulemtas nebūtinai kampinės dispersijos: impulso frontas taip pat gali pakrypti, jei impulsas tuo pačiu metu turi laikinį ir erdvinį čirpą.

Vis dėlto impulsinio šviesos pluošto, turinčio erdviųjų-laikinių sąsajų, erdviųjų ir laikinių parametrų kitimas, jam sklindant tiesinėje optinėje sistemoje, dar nėra pakankamai gerai ištirtas. Mes atlikome teorinį tyrimą, kuris turėtų užpildyti šią spragą ir suteikti intuityvų supratimą apie impulsinio šviesos pluošto charakteringų parametrų kitimą dėl erdviųjų-laikinių sąsajų. Atlikto tyrimo rezultatai yra pateikti 3 skyriuje.

2. Darbo metodologija

Šiame disertacijos skyriuje yra aprašomas fizikinis modelis, kuris buvo naudojamas teoriniams ir skaitmeniniams darbo rezultatams gauti. Vienas svarbiausių dalykų teoriniame darbe yra naudojamo fizikinio modelio taikymo ribų žinojimas. Todėl šiame skyriuje, pradedant nuo Maksvelo lygčių, yra išvedamos pagrindinės darbe naudojamos lygtys, ypatingą dėmesį skiriant išvedime taikomoms aproksimacijoms ir prielaidoms.

2.1 Vienakryptė banginė lygtis su minimaliomis aproksimacijomis

Iš Maksvelo lygčių laikant, kad nagrinėjama aplinka, kurioje sklinda elektromagnetinės bangos, yra homogeninis, anizotropinis, nemagnetinis, idealus dielektrikas, lėtai evoliucionuojančios bangos artinyje (angl. slowly evolving wave approximation – SEWA) gaunama ši skaliarinė banginė lygtis spektriniame pavidale

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial z} + ik_z(\omega, k_x, k_y) \hat{E} = - \frac{i}{2k_z(\omega, k_x, k_y)} \frac{\omega^2 \hat{P}_{NL}}{c^2 \varepsilon_0}, \quad (1)$$

kur $\hat{E}(\omega, k_x, k_y)$ yra elektrinio lauko spektro dedamoji, ω žymi jos laikinį dažnį, k_x, k_y – erdviinius dažnius (sklidimo kryptį), $\hat{P}_{NL}(\omega, k_x, k_y)$ yra netiesinės poliarizacijos spektro dedamoji, ε_0 yra vakuomo dielektrinė skvarba, c yra šviesos greitis vakuume, $k_z(\omega, k_x, k_y)$ yra bangos vektoriaus projekcijos į z ašį modulis:

$$k_z(\omega, k_x, k_y) = \sqrt{k(\omega, k_x, k_y)^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (2)$$

kur $k(\omega, k_x, k_y)$ yra bangos vektoriaus modulis. Bendru atveju, bangos vektoriaus modulis priklauso nuo sklidimo krypties (k_x, k_y) . Vienašio anizotropinio kristalo atveju, kai optinė kristalo ašis yra xz plokštumoje, bangos vektoriaus modulio priklausomybė nuo sklidimo krypties gali būti išreikšta taip

$$k(\omega, k_x)^2 = \frac{k_0^2 k_e^2}{k_0^2 \sin^2 \theta + k_e^2 \cos^2 \theta} + \frac{k_0^4 \sin^2 \theta + k_e^4 \cos^2 \theta - k_0^2 k_e^2}{(k_0^2 \sin^2 \theta + k_e^2 \cos^2 \theta)^2} k_x^2 - \frac{k_0 k_e \sin(2\theta) (k_e^2 - k_0^2) \sqrt{k_0^2 \sin^2 \theta + k_e^2 \cos^2 \theta - k_x^2}}{(k_0^2 \sin^2 \theta + k_e^2 \cos^2 \theta)^2} k_x, \quad (3)$$

kur $k_0 = \frac{\omega}{c} n_0(\omega)$, $k_e = \frac{\omega}{c} n_e(\omega)$, o n_0 ir n_e yra paprastasis ir nepaprastasis lūžio rodikliai, θ yra kampas tarp kristalo optinės ašies ir z ašies. Kaip matome iš šios išraiškos, yra du nariai, kurie priklauso nuo sklidimo krypties kristale. Narys prie k_x lemia nepaprastosios bangos skersinį nunešimą dėl dvejetainio lūžio, o narys prie k_x^2 daro įtaką pluošto difrakcijai xz plokštumoje [40, 41].

Gautoji banginė lygtis (1) yra vadinama vienakrypte bangine lygtimi [42], nes yra nepaisoma atgal sklindanti banga. Šios bangos šaltiniu gali būti ir netiesinė poliarizacija \hat{P}_{NL} . Svarbu yra tai, kad bendru atveju į priekį ir atgal sklindančios bangos yra susietos per netiesinę poliarizaciją. Todėl (1) lygtis yra teisinga tik tuo atveju, kai galima nepaisyti atgal sklindančios bangos indėlio į netiesinę poliarizaciją \hat{P}_{NL} .

Šiame darbe yra įskaitomas antros ir trečios eilės medžiagos netiesiškumas. Tačiau medžiagos netiesiniai elektriniai jautriai yra laikomi skaliariniais dydžiais, ir yra laikoma, kad jie nepriklauso nuo laikinio bei erdvinio dažnių, t.y. laikoma, kad netiesinis medžiagos atsakas į išorinį elektrinį lauką yra momentinis ir izotropinis. Tokiu atveju, netiesinė poliarizacija gali būti išreikšta per efektines elektrinių jautrių vertes

$$\hat{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi_{\text{eff}}^{(2)} \hat{E}^2 + \varepsilon_0 \chi_{\text{eff}}^{(3)} \hat{E}^3, \quad (4)$$

kur $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ ir $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ yra atitinkamai antros ir trečios eilės efektyvūs netiesiniai jautriai.

Reikėtų paminėti, kad darbe yra nagrinėjamas ne elektrinis laukas, o jo kompleksinė amplitudė A , nusakanti elektrinio lauko gaubtinę

$$E(t, x, y, z) = \frac{1}{2} A(t, x, y, z) e^{i\omega_c t} + \frac{1}{2} A^*(t, x, y, z) e^{-i\omega_c t}, \quad (5)$$

kur ω_c yra nešantysis dažnis. Dažnai nagrinėjamų netiesinių sąveikų metu, medžiagą veikiantis elektrinis laukas yra sudarytas iš kelių elektrinio lauko dedamųjų, kurias viena nuo kitos galima atskirti pagal laikinį ar erdvinį spektrą, arba pagal poliarizaciją. Tokiu atveju pilnas elektrinis laukas gali būti užrašytas taip

$$E(t, x, y, z) = E_1(t, x, y, z) + E_2(t, x, y, z) + E_3(t, x, y, z) + \dots \quad (6)$$

$$= \frac{1}{2} A_1(t, x, y, z) e^{i\omega_1 t} + \frac{1}{2} A_2(t, x, y, z) e^{i\omega_2 t} + \frac{1}{2} A_3(t, x, y, z) e^{i\omega_3 t} + \dots + k. j.$$

kur A_1, A_2, A_3 yra elektrinio lauko dedamųjų kompleksinės amplitudės, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ yra jų nešantieji dažniai, „k. j.“ žymi kompleksiskai jungtinę dalį. Šis elektrinio lauko užrašymas yra panaudojamas kitame skyrelyje, išvedant susietųjų amplitudžių lygtis.

2.2 Naudingos vienakryptės banginės lygties aproksimacijos

Šiame disertacijos skyrelyje yra aptariami du literatūroje dažnai sutinkami artiniai, taikomi vienakrypčiai banginei lygčiai (1). Vienas jų yra vadinamas paraksialiniu artiniu, o kitas – kvazimonochromatiniu. Paraksialinio artinio atveju yra laikoma, kad erdvinis pluošto spektras yra pakankamai siauras ir galioja sąlyga $k_x^2 + k_y^2 \ll k^2(\omega, k_x, k_y)$. Tokiu atveju bangos vektoriaus projekcijos į z ašį modulis (2), gali būti aproksimuojamas, skleidžiant Teilorio eilute

$$k_z(\omega, k_x, k_y) \approx k(\omega, k_x, k_y) - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k(\omega, k_x, k_y)}, \quad (7)$$

Šis artinys yra svarbus tuo, kad gautojoje išraiškoje skirtingi nariai nusako skirtingus fizikinius reiškinius: pirmasis narys nusako impulso dispersinį plitimą medžiagoje, o antrasis – pluošto difrakciją. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad difrakcijos narys priklauso nuo laikinio dažnio. Tai atitinka faktą, jog skirtingo bangos ilgio pluoštų skėstis yra skirtinga.

Kvazimonochromatinio artinio atveju, yra laikoma, kad impulso spektras yra pakankamai siauras ir galioja sąlyga $\Omega = |\omega - \omega_R| \ll \omega_R$, kur ω_R yra pasirinktas atskaitos dažnis. Tokiu atveju (7) yra aproksimuojama taip

$$k_z(\omega, k_x, k_y) \approx k(\omega_R, k_x, k_y) + k' \Omega + k'' \Omega^2 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k(\omega_R, k_x, k_y)}, \quad (8)$$

kur $k' = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_R}$ nusako impulso grupinį greitį, o $k'' = \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_R}$ – grupinių greičių dispersiją. Kaip matome iš nario, nusakančio pluošto difrakciją, šiame artinyje jis nepriklauso nuo laikinio dažnio. Tai rodo, kad šiame artėjime yra laikoma, jog pluoštų skėstis yra vienoda, nepriklausomai nuo jų dažnio. Nepaisant to, šis artinys yra labai svarbus, nes jo rėmuose gali būti išvestos santykinai paprastos analitinės formulės, nusakančios impulsinio Gauso pluošto sklidimą. 3 skyriaus rezultatai yra gauti taikant šį artinį.

Netiesinės poliarizacijos narys, esantis dešinėje (1) lygties pusėje yra aproksimuojamas atskirai, taikant taip vadinamą lėtai kintančių gaubtinių artinį (angl. slowly varying envelope approximation – SVEA). Naudojantis šiuo artiniu yra išvedamos susietos diferencialinės lygtys, aprašančios tribangę parametrinę sąveiką, bei sąveikaujančių bangų savimoduliaciją, kryžminę moduliaciją, fokusavimąsi ir kryžminį fokusavimąsi dėl Kero efekto

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= -i \frac{\omega_1^2}{2k_1 c^2} \chi_{\text{eff}32}^{(2)} A_3 A_2^* - i \frac{\omega_1}{c} (n_{2_1} I_1 + 2n_{2_{12}} I_2 + 2n_{2_{13}} I_3) A_1, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= -i \frac{\omega_2^2}{2k_2 c^2} \chi_{\text{eff}31}^{(2)} A_3 A_1^* - i \frac{\omega_2}{c} (n_{2_2} I_2 + 2n_{2_{21}} I_1 + 2n_{2_{23}} I_3) A_2, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} &= -i \frac{\omega_3^2}{2k_3 c^2} \chi_{\text{eff}12}^{(2)} A_1 A_2 - i \frac{\omega_3}{c} (n_{2_3} I_3 + 2n_{2_{31}} I_1 + 2n_{2_{32}} I_2) A_3, \end{aligned} \quad (9)$$

kur $I_j = \frac{1}{2} n_j c \varepsilon_0 |A_j|^2$ yra bangos intensyvumas, n_j yra medžiagos lūžio rodiklis, $n_{2_j} = \frac{3\chi_{\text{eff}j}^{(3)}}{4n_j^2 c \varepsilon_0}$ yra netiesinis medžiagos lūžio rodiklis, $n_{2_{jk}} = \frac{3\chi_{\text{eff}jk}^{(3)}}{4n_j n_k c \varepsilon_0}$ yra netiesinis lūžio rodiklis dėl kryžminės moduliacijos, $j = 1, 2$ ir 3 nurodo signalinę, šalutinę ir kaupinimo bangas ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$). Indeksai šalia efektyvių netiesinių jautrių žymi efektyvias jų vertes konkrečios sąveikos atveju, tačiau įprastai yra laikoma, jog $\chi_{\text{eff}32}^{(2)} = \chi_{\text{eff}31}^{(2)} = \chi_{\text{eff}12}^{(2)} = \chi_{\text{eff}}^{(2)}$, bei $\chi_{\text{eff}j}^{(3)} = \chi_{\text{eff}jk}^{(3)} = \chi_{\text{eff}}^{(3)}$.

Skaitmeninio modeliavimo rezultatai, pateikti 4.3 ir 5.3 disertacijos skyreliuose, buvo gauti naudojantis (9) lygčių sistema, tuo tarpu 5.4 skyrelio rezultatai yra gauti naudojantis (1) lygtimi, t.y. nenaudojant lėtai kintančių gaubtinių artinio.

2.3 Parabolinio veidrodžio išskaitymas neparaksialiniu atveju

Skaitmeniškai modeliuojant žiedinio pluošto fokusavimą lęšiu, o tiksliau paraboliniu veidrodžiu, paaiškėjo, kad gerai žinoma plono lęšio formulė

$$\phi(r) = k \frac{r^2}{2f}, \quad (10)$$

galioja tik paraksialiniu atveju, t.y. kai $r \ll |f|$, kur f yra lęšio židinio nuotolis; k yra bangos vektoriaus modulis; r radialinė koordinatė cilindrinėje koordinačių sistemoje. Todėl buvo išvesta atitinkama formulė, galiojanti ir neparaksialiniu atveju

$$\phi(r) = \pm k \left(\sqrt{f^2 + r^2} - |f| \right). \quad (11)$$

Ši formulė tinka pluošto, atspindėto nuo parabolinio veidrodžio, įgytai erdvinei fazinei moduliacijai aprašyti. Tačiau gautoji formulė, kaip ir (10), tiksliai aprašo tik atvejį, kai į parabolinį veidrodį krinta plokščia banga, lygiagreti z ašiai, todėl yra taikytina tik darant prielaidą, jog erdvinis krintančio pluošto spektras yra siauras.

3. Impulsiniai Gauso pluoštai, turintys pirmos eilės erdvių-laikinių sąsajų

Dalis šiame skyriuje pateiktos medžiagos buvo pristatyta konferencijos pranešime [C2].

Erdvine-laikine sąsaja yra vadinama erdvių (laikinių) impulsinio šviesos pluošto parametrų priklausomybė nuo laiko (erdvinės) koordinatės. Vienas intuityviausių erdvinės-laikinės sąsajos pavyzdžių yra pakrypęs impulsinis šviesos pluoštas (1 pav., juoda linija). Akivaizdu, kad šiuo atveju pluošto padėtis kiekvienu laiko momentu yra skirtinga. Pasinaudojant Furjė transformacija, impulsinio šviesos pluošto intensyvumo profilis taip pat gali būti pavaizduotas ir kituose erdvės ir laiko domenuose: laikinio spektro domene ($\omega-x$), erdvinio-laikinio spektro domene ($\omega-k_x$), erdvinio spektro domene ($t-k_x$). Kiekviename domene intensyvumo profilio pokrypis reiškia tam tikrą erdvinę-laikinę sąsają. Kadangi skirtingi domenai yra susieti per Furjė transformaciją, yra galimos tik dvi nepriklausomos erdvinės-laikinės sąsajos [38].

3.1 Pakrypusio impulsinio Gauso pluošto charakterizavimas

Pakrypusio impulsinio Gauso pluošto intensyvumo profilis gali būti užrašytas taip

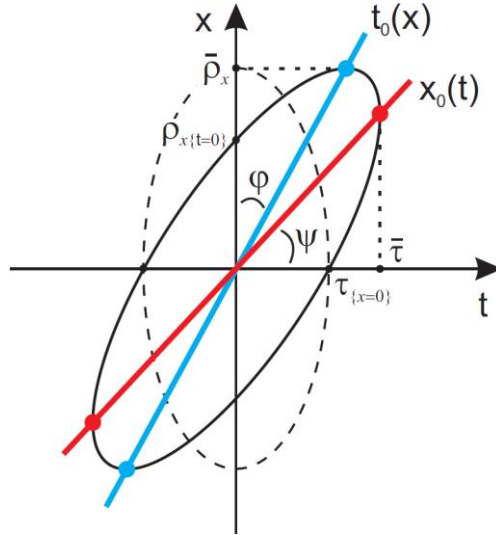
$$I(t, x, y) = I_{\text{peak}} \exp \left(-2 \frac{(t - p_{\text{pt}}x)^2}{\tau^2} - 2 \frac{x^2}{\rho_x^2} - 2 \frac{y^2}{\rho_y^2} \right), \quad (12)$$

kur I_{peak} yra smailinis intensyvumas, τ yra impulso trukmė, ρ_x, ρ_y yra pluošto radiusai x ir y kryptimis, o p_{pt} yra parametras, charakterizuojantis impulso fronto pokrypį. Kaip matome iš šios išraiškos, pakrypusio impulsinio Gauso pluošto izointensyvumo kontūras bendru atveju gali būti užrašytas taip

$$-At^2 + Btx - Cx^2 = -m_I, \quad (13)$$

kur A, C yra teigiami realūs skaičiai, B yra realus skaičius, nusakantis sąsają tarp t ir x , o m_I yra teigiamas realus skaičius, apibrėžiantis intensyvumo lygį $I_{\text{peak}} \exp(-m_I)$, kuriame yra vaizduojamas izointensyvumo kontūras.

Impulso fronto pokrypį galima išmatuoti dviem būdais: matuojant impulso



1 pav. Pakrypusio impulsinio Gauso pluošto izointensyvumo kontūras (juoda linija). Pradinis nepakrypęs impulsinio Gauso pluošto izointensyvumo kontūras yra pavaizduotas punktyrine linija. Mėlyna ir raudona tiesės nurodo du skirtingus būdus impulsinio pluošto pokrypiui charakterizuoti. Pilnaviduriai apskritimai atitinka labiausiai nutolusius izointensyvumo kontūro taškus išilgai koordinatinių sistemos ašių.

viršūnės vėlinimo priklausomybę nuo skersinės koordinatės $t_0(x)$ (1 pav., mėlyna tiesė), arba matuojant pluošto viršūnės padėtį kiekvienu laiko momentu $x_0(t)$ (1 pav., raudona tiesė). Galima parodyti, kad šių tiesių polinkio kampai yra lygūs atitinkamai

$$\tan \varphi = \frac{B}{2A}, \quad \tan \psi = \frac{B}{2C}. \quad (14)$$

Šie parametrai charakterizuoja impulsinio Gauso pluošto pokrypį $t-x$ domene. Tačiau tokiu pačiu būdu galima nusakyti intensyvumo profilio pokrypį ir kituose erdvės ir laiko domenuose ($\omega-x$, $\omega-k_x$, $t-k_x$). Bendru atveju galime užrašyti, kad impulsinio pluošto pokrypis p_{pt} , erdvinė dispersija p_{sd} , kampinė dispersija p_{ad} bei kampas nuo laiko p_{at} yra lygūs atitinkamai

$$\begin{aligned} p_{pt} = \tan \varphi_{t-x} &= \frac{B_{t-x}}{2A_{t-x}}, & p_{sd} = \tan \psi_{\omega-x} &= \frac{B_{\omega-x}}{2C_{\omega-x}}, \\ p_{ad} = \tan \psi_{\omega-k_x} &= \frac{B_{\omega-k_x}}{2C_{\omega-k_x}}, & p_{at} = \tan \psi_{t-k_x} &= \frac{B_{t-k_x}}{2C_{t-k_x}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Pilnam pakrypusio impulsinio pluošto charakterizavimui taip reikia apibrėžti integralinius ir lokalius jo matmenis [38]. Impulsinio Gauso pluošto atveju (12) integralinė trukmė ir radiusas $m_1 = 2$ intensyvumo aukštyje yra lygūs atitinkamai

$$\bar{\tau} = \sqrt{\tau^2 + \rho_x^2 p_{pt}^2}, \quad \bar{\rho}_x = \rho_x, \quad (16)$$

o trukmė, kai $x = 0$, bei radiusas, kai $t = 0$, yra lygūs atitinkamai

$$\tau_{\{x=0\}} = \tau, \quad \rho_{x\{t=0\}} = \rho_x \frac{\tau}{\bar{\tau}}. \quad (17)$$

Šie impulsinio pluošto parametrai yra pavaizduoti 1 paveiksle.

Šiame skyrelyje gautos išraiškos yra panaudojamos 3.2 ir 3.3 skyreliuose, kuriuose yra nagrinėjama erdvinė-laikinė impulsinio Gauso pluošto dinamika tiesinio sklidimo metu.

3.2 Impulsinių Gauso pluoštų, turinčių kampinę dispersiją, fokusavimas

Šiame disertacijos skyrelyje yra nagrinėjama erdvinė-laikinė impulsinio Gauso pluošto dinamika, jam sklindat per optinę schemą, kuri yra pateikta 2 paveiksle. Laikant, kad optinės schemos įėjime impulsinis Gauso pluoštas turi laikinį čirpą ir tam tikrą fazinį frontą, jo pradinė kompleksinė amplitudė gali būti užrašyta taip

$$A_0(t, x, y) = a_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}(1 - i\gamma_{t0}) - \frac{x^2}{\rho_{x0}^2}(1 - i\gamma_{x0}) - \frac{y^2}{\rho_{y0}^2}(1 - i\gamma_{y0})\right), \quad (18)$$

kur a_0 yra smailinė elektrinio lauko amplitudė, τ_0 yra pradinė trukmė, γ_{t0} yra parametras, charakterizuojantis impulso laikinį čirpą, ρ_{x0}, ρ_{y0} yra pradiniai pluošto radiusai x ir y kryptimis, o γ_{x0}, γ_{y0} parametrai, charakterizuojantys fazinio fronto kreivumą. Gauso impulso atveju laikinio čirpo parametras gali būti išreikštas taip

$$\gamma_{t0} = \pm \sqrt{\frac{\tau_0^2}{\tau_{TL}^2} - 1}, \quad (19)$$

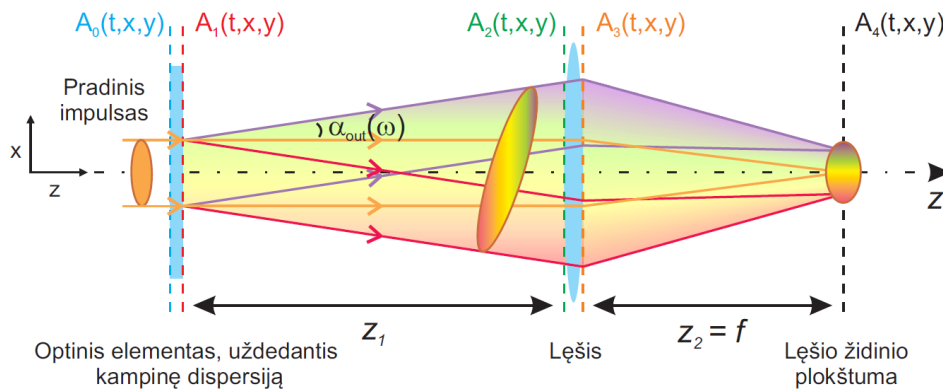
kur τ_{TL} yra spektriškai riboto impulso trukmė, „+“ reiškia teigiamai čirpuotą impulsą, t.y. kai impulso priekyje yra mažesnio dažnio, o gale – didesnio dažnio spektro komponentai, o „-“ reiškia neigiamai čirpuotą impulsą. Atitinkamai gali būti išreikšti ir fazinio fronto kreivumą charakterizuojantys parametrai

$$\gamma_{x0} = \pm \sqrt{\frac{\rho_{x0}^2}{\rho_{xDL}^2} - 1}, \quad \gamma_{y0} = \pm \sqrt{\frac{\rho_{y0}^2}{\rho_{yDL}^2} - 1}, \quad (20)$$

kur ρ_{xDL}, ρ_{yDL} yra difrakciškai riboto pluošto radiusai x ir y kryptimis, „+“ reiškia konverguojantį fazinį frontą, o „-“ – diverguojantį.

Impulsinio Gauso pluošto kompleksinė amplitudė po kampinės dispersijos optinio elemento yra randama suskaičiavus dalinę pradinės kompleksinės amplitudės Furjė transformaciją, padauginus ją iš atitinkamo fazinio daugiklio, ir suskaičiavus Furjė transformaciją atgal

$$A_1(t, x, y) = \mathcal{F}_\Omega^{-1}\{\mathcal{F}_t\{A_0(t, x, y)\} \cdot \exp(-ik'_x \Omega x)\}, \quad (21)$$



2 pav. Impulsinio pluošto, turinčio kampinę dispersiją, fokusavimo lęšiu schema. Paveikslas atitinka konkretų atvejį, kai įėjime impulsinis pluoštas yra spektriškai ir difrakciškai ribotas, todėl lęšio židinio plokštumoje impulsinis pluoštas nėra pakrypęs, tačiau be kampinės dispersijos taip pat turi ir erdvinį čirpą. z_1 žymi atstumą nuo kampinės dispersijos optinio elemento iki lęšio, f žymi lęšio židinio nuotolį, $\alpha_{out}(\omega)$ žymi pluošto sklidimo kryptį, kuri priklauso nuo jo dažnio.

kur $k'_{x_0} = \frac{\omega_0}{c} \frac{d\alpha_{\text{out}}}{d\omega} \Big|_{\omega_0} = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d\alpha_{\text{out}}}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}$ nusako impulsiniam Gauso pluoštui uždėtą tiesinę kampinę dispersiją, o \mathcal{F} žymi Furjė transformaciją.

Dėl kampinės dispersijos impulsinis Gauso pluoštas įgyja fronto pokrypį $p_{\text{pt}1} = k'_{x_0}$, o jo integralinė trukmė tampa lygi

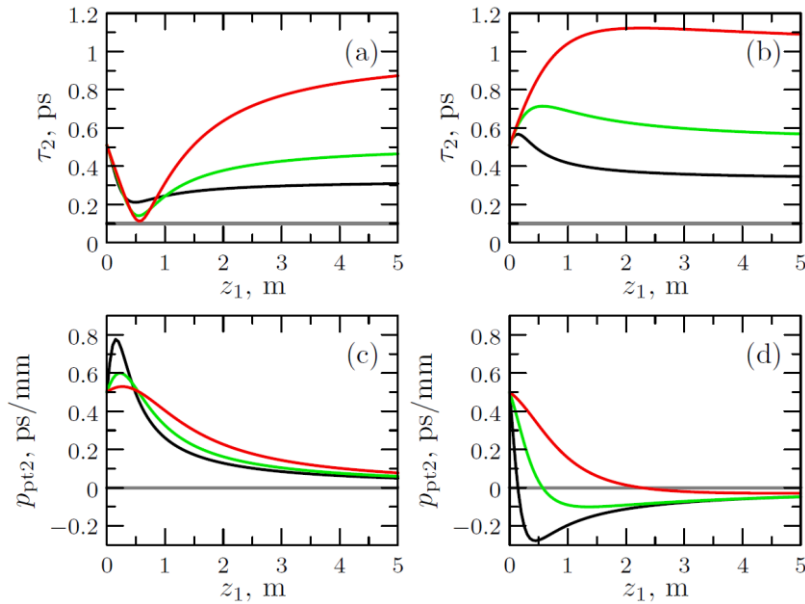
$$\bar{\tau}_1 = \sqrt{\tau_0^2 + \rho_{x_0}^2 k_{x_0}'^2}. \quad (22)$$

Kaip matyti iš šios išraiškos, integralinė pakrypusio impulsinio Gauso pluošto trukmė didėja, didėjant pradiniam pluošto radiusui ρ_{x_0} bei kampinei dispersijai k'_{x_0} .

Kompleksinė impulsinio Gauso pluošto amplitudė, jam nusklidus atstumą z_1 laisvoje erdvėje, yra randama pasinaudojant (8) lygtimi, t.y. taikant paraksialinį ir kvazimonochromatinį artinius

$$A_2(t, x, y) = \mathcal{F}_{k_x, k_y}^{-1} \left\{ \mathcal{F}_{x, y} \{A_1(t, x, y)\} \cdot \exp \left[-i \left(k_0 + \frac{\Omega}{c} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0} \right) z_1 \right] \right\}. \quad (23)$$

Sklandant impulsiniam Gauso pluoštui laisvoje erdvėje, nepriklausomai nuo turimos kampinės dispersijos ženklo, jis įgyja neigiamą laikinį čirpą. Todėl tuo atveju, kai pradinis laikinis čirpas yra teigiamas, sklidimo metu impulsinis Gauso pluoštas spaudžiasi laike (3a pav.). Tačiau minimalios trukmės taške impulsas nėra spektriškai ribotas dėl sklidimo metu įgyto erdvinio čirpo. Suprantama, erdvinio čirpo daroma įtaka impulso trukmei yra mažesnė, esant didesniai pluošto diametrai. Tai matyti iš 3a paveiksle raudona linija pavaizduotos kreivės. Šiuo atveju impulso trukmė, minimalios trukmės taške, yra praktiškai lygi spektriškai riboto impulso trukmei. Įdomu, kad impulsinio pluošto, turinčio kampinę dispersiją, trukmė sklidimo metu gali sumažėti ir tuo atveju, kai pradinis laikinis impulso čirpas yra neigiamas (3b pav., juoda linija). Šiuo atveju impulso laikinę spūdą lemia sklidimo metu įgytas erdvinis čirpas.



3 pav. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio kampinę dispersiją, trukmės (FWHM) (a) ir (b), bei jo pokrypio parametro (c) ir (d) priklausomybės nuo sklidimo nuotolio, esant trims skirtingiems pradiniam pluošto diametrams (FWHM): 0.5 mm (juoda linija), 1 mm (žalia linija) ir 2 mm (raudona linija). (a) ir (c) grafikuose $\gamma_{t_0} = 5$; (b) ir (d) grafikuose $\gamma_{t_0} = -5$. Spektriškai riboto impulso trukmė buvo $\tau_{\text{TL}} = 100$ fs (FWHM). (a) ir (b) grafikuose ji yra pavaizduota horizontalia pilka linija. $k'_{x_0} = 0.5$ ps/mm, $\gamma_{x_0} = 0$, $\lambda_0 = 0.8$ μm .

3c ir 3d paveikslai vaizduoja, kaip keičiasi nagrinėjamo impulsinio Gauso plušoto fronto pokrypis, jam sklindant laisvoje erdvėje. Kaip galime matyti iš pateiktų grafikų, po pereinamųjų kitimų impulso fronto pokrypis sparčiai mažėja, didėjant sklidimo nuotoliui. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad tuo atveju, kai pradinis laikinis impulso čirpas yra neigiamas ($\gamma_{t0} < 0$), impulso fronto pokrypis tampa lygus nuliui, tiksliau, jis keičia ženklą tam tikrame sklidimo nuotolyje (3d pav.). Šiame taške impulsinis pluoštas nėra pakrypęs, nors ir turi tokią pačią kampinę dispersiją, kaip ir sklidimo pradžioje. Tai rodo, kad impulso fronto pokrypį taip pat lemia sklidimo metu įgytas erdvinis čirpas. Esant didesniai pradiniam pluošto diametru, erdvinio čirpo daroma įtaka yra mažesnė, todėl sklidimo nuotolis, reikalingas atsverti pradinį impulso pokrypį dėl kampinės dispersijos, yra didesnis (3d pav., raudona linija).

Toliau impulsinis Gauso pluoštas sklinda per lęšį. Kompleksinė amplitudė plokštumoje, iš kart po lęšio, yra randama pasinaudojant (10) lygtimi

$$A_3(t, x, y) = A_2(t, x, y) \cdot \exp\left(ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2f}\right), \quad (24)$$

o lęšio židinio plokštumoje, suskaičiuojant sklidimą laisvoje erdvėje

$$A_4(t, x, y) = \mathcal{F}_{k_x, k_y}^{-1} \left\{ \mathcal{F}_{x, y} \{A_3(t, x, y)\} \cdot \exp \left[-i \left(k_0 + \frac{\Omega}{c} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0} \right) f \right] \right\}, \quad (25)$$

kur f yra lęšio židinio nuotolis. Lęšio židinio plokštumoje erdvinis-laikinis impulsinio Gauso pluošto intensyvumo profilis įgyja pavidalą, pateiktą (12) lygtyje, todėl charakteringi impulsinio pluošto parametrai yra randami pasinaudojant (15)–(17) lygtimis

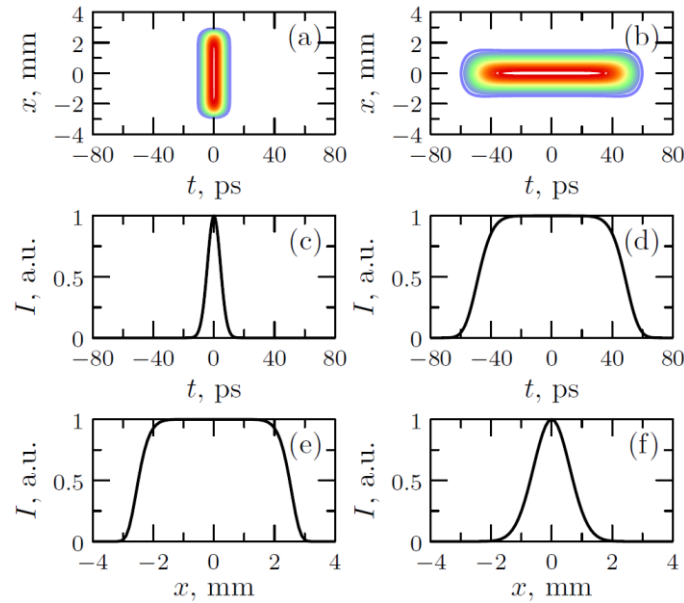
$$\begin{aligned} \tau_4 &= \sqrt{\frac{\bar{\tau}_1^4 + (\tau_0^2 \gamma_{x0} + \rho_{x0}^2 k_{x0}'^2 \gamma_{t0})^2}{\bar{\tau}_1^2 + \tau_0^2 \gamma_{x0}^2 + \rho_{x0}^2 k_{x0}'^2 \gamma_{t0}^2}}, & \bar{\tau}_4 &= \bar{\tau}_1 \\ \bar{\rho}_{x4} &= \rho_{x0} \frac{|f| \sqrt{\bar{\tau}_1^2 + \tau_0^2 \gamma_{x0}^2 + \rho_{x0}^2 k_{x0}'^2 \gamma_{t0}^2}}{z_{Rx} \tau_0}, & \rho_{y4} &= \rho_{y0} \frac{|f|}{z_{Ry}} \sqrt{1 + \gamma_{y0}^2}, \\ p_{pt4} &= -k_{x0}' \frac{\rho_{x0}^2 f}{\bar{\rho}_{x4}^2 z_{Rx}} (\gamma_{x0} - \gamma_{t0}), & p_{sd4} &= f \frac{k_{x0}'}{k_0}, \\ p_{ad4} &= k_{x0}' \left(1 - \frac{z_1}{f}\right), & p_{at4} &= -\frac{2k_{x0}' z_{Rx}}{\bar{\tau}_1^2 f} \left(1 + \frac{f - z_1}{z_{Rx}} (\gamma_{x0} - \gamma_{t0})\right), \end{aligned} \quad (26)$$

kur $z_{Rx} = \frac{k_0 \rho_{x0}^2}{2}$, $z_{Ry} = \frac{k_0 \rho_{y0}^2}{2}$ yra Relėjaus nuotoliai pradiniam pluošto radiusams.

Iš gautų τ_4 , $\bar{\rho}_{x4}$, ρ_{y4} , p_{pt4} išraiškų matome, kad erdvinis-laikinis impulsinio Gauso pluošto profilis lęšio židinio plokštumoje nepriklauso nuo sklidimo nuotolio z_1 prieš lęšį, tačiau bendru atveju erdvinis-laikinis profilis yra pakrypęs ($p_{pt4} \neq 0$). Kaip matome iš p_{pt4} išraiškos, impulsinio Gauso pluošto fronto pokrypis lęšio židinio plokštumoje priklauso nuo pradinio pluošto fazinio fronto kreivumo γ_{x0} , ir tuo atveju, kai $\gamma_{x0} = \gamma_{t0}$, pokrypis išnyksta. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad nuo pradinio pluošto fazinio fronto kreivumo γ_{x0} taip pat priklauso ir ašinė impulso trukmė τ_4 (t.y. impulso trukmė ties $x, y = 0$). Tačiau kaip matome, integralinė impulso trukmė $\bar{\tau}_4$ lęšio židinio plokštumoje yra tiesiog lygi integralinei impulso trukmei, įgytai po kampinės dispersijos optinio elemento (22).

Kaip matome iš p_{sd4} išraiškos, lęšio židinio plokštumoje impulsinis Gauso pluoštas visada turi erdvinę dispersiją, nebent $k'_{x_0} = 0$, t.y. pradiniam impulsiniam pluoštui kampinė dispersija nebuvo uždėta. Tuo tarpu kampinės dispersijos lęšio židinio plokštumoje impulsinis Gauso pluoštas gali ir neturėti, jei $z_1 = f$. Tai atitinka atvejį iš geometrinės optikos, kai spindulių šaltinis yra lęšio židinyje, todėl po lęšio visi spinduliai sklinda lygiagrečiai z ašiai.

Tuo atveju, kai po kampinės dispersijos optinio elemento integralinė impulsinio Gauso pluošto trukmė $\bar{\tau}_1$ yra daug didesnė nei pradinė impulso trukmė τ_0 , t.y. kai galioja sąlyga $\rho_{x_0} k'_{x_0} \gg \tau_0$, ši schema (2 pav.) gali būti pritaikyta plokščios viršūnės impulsų formavimui. Tai yra pademonstruota 4 paveiksle, iš kurio matyti, kad pradinis impulsinis super-Gauso pluoštas (4a pav.) lęšio židinio plokštumoje tampa impulsiniu Gauso pluoštu (4b pav.), o jo laikinis profilis įgyja super-Gauso pavidalą (4d pav.). Palyginę 4c ir 4d, bei 4e ir 4f paveiksluose pavaizduotus profilius, matome, kad lęšio židinio plokštumoje laikinis impulso profilis įgyja pradinio pluošto profilio pavidalą, o erdvinis – pradinio laikinio profilio pavidalą. Tokiu būdu, turint plokščios viršūnės pluoštus, galima formuoti plokščios viršūnės impulsus. Plokščios viršūnės kaupinimo impulsai gali būti labai naudingi optiniuose parametriniuose čirpuotų impulsų stiprintuvuose.



4 pav. Impulsinio pluošto erdviniai-laikiniai profiliai 2 paveiksle pateiktos optinės schemos įėjime (a) ir išėjime (b). Atitinkami jų laikiniai profiliai, kai $x = 0$, yra pavaizduoti (c) ir (d), o erdviniai, kai $t = 0$, pavaizduoti (e) ir (f) grafikuose. Visi grafikai yra sunormuoti. Pradiniai impulsinio pluošto parametrai: $I_{\text{peak0}} = 10 \text{ GW/cm}^2$, $\tau_0 = 10 \text{ ps}$ (FWHM), $\rho_{x_0} = 5 \text{ mm}$ (FWHM), $k'_{x_0} = 20 \text{ ps/mm}$, $z_1 = f = 3 \text{ m}$, $\lambda_0 = 0.532 \text{ }\mu\text{m}$, $\gamma_{t0} = \gamma_{x0} = 0$. Impulsinio pluošto parametrai lęšio židinio plokštumoje: $\bar{\tau}_4 = 99.5 \text{ ps}$, $I_{\text{peak0}} = 3.5 \text{ GW/cm}^2$, $\tau_4 = 97 \text{ ps}$ (FWHM), $\rho_{x_4} = 1.4 \text{ mm}$ (FWHM).

3.3 Impulsinių Gauso pluoštų, turinčių erdvinę dispersiją, fokusavimas

Šiame disertacijos skyrelyje yra nagrinėjama erdvinė-laikinė impulsinio Gauso pluošto dinamika, jam sklindant per optinę schemą, kuri yra pateikta 5 paveiksle. Kaip ir 3.2 skyrelyje yra laikoma, kad optinės schemos įėjime impulsinis Gauso pluoštas turi laikinį čirpą ir tam tikrą fazinį frontą, o jo kompleksinė amplitudė yra nusakoma (18) lygtimi. Kaip matyti iš 5 pav., šiuo atveju impulsinis Gauso pluoštas prieš lęšį neturi

kampinės dispersijos, todėl, remiantis geometrine optika, galima daryti išvadą, kad lęšio židinio plokštumoje jis neturės erdvinės dispersijos.

Impulsinio Gauso pluošto kompleksinė amplitudė po erdvinės dispersijos optinio elemento yra randama suskaičiavus dalinę pradinės kompleksinės amplitudės Furjė transformaciją, padauginus ją iš atitinkamo fazinio daugiklio ir suskaičiavus Furjė transformaciją atgal

$$A_1(t, x, y) = \mathcal{F}_{\Omega, k_x}^{-1} \{ \mathcal{F}_{t, x} \{ A_0(t, x, y) \} \cdot \exp(ix'_0 \Omega x) \}, \quad (27)$$

kur $x'_0 = \left. \frac{dx_{\text{out}}}{d\omega} \right|_{\omega_0}$ nusako impulsiniam Gauso pluoštui uždėtą tiesinę erdvinę dispersiją, o \mathcal{F} žymi Furjė transformaciją. Impulsiniam Gauso pluoštui uždėjus erdvinę dispersiją, jis įgyja fronto pokrypį

$$p_{\text{pt1}} = \frac{2x'_0}{\rho_{x0}^2} \frac{\gamma_{t0} + \gamma_{x0}}{1 + \frac{4x'_0{}^2}{\tau_0^2 \rho_{x0}^2} (1 + \gamma_{t0}^2)}, \quad (28)$$

o jo integralinė trukmė tampa lygi

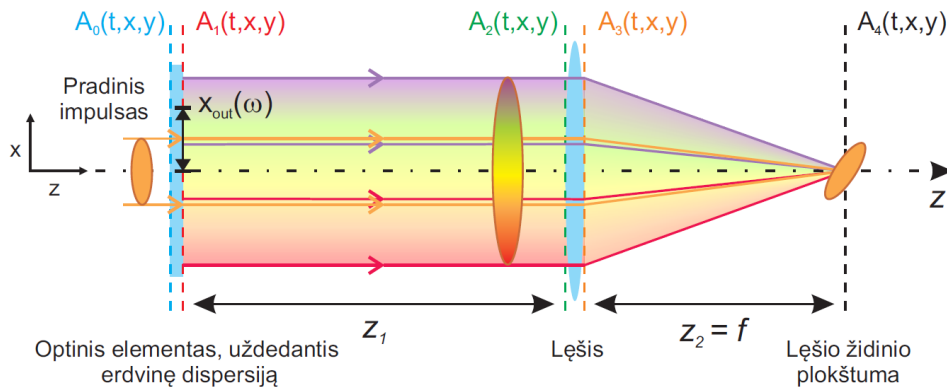
$$\bar{\tau}_1 = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{4x'_0{}^2}{\tau_0^2 \rho_{x0}^2} (1 + \gamma_{x0}^2)}. \quad (29)$$

Kaip matyti iš šios išraiškos, integralinė impulso trukmė didėja, didinat erdvinę dispersiją x'_0 bei pradinio pluošto fazinio fronto kreivumą γ_{x0} , tačiau didinant pradinį pluošto radiusą ρ_{x0} – mažėja. Iš p_{pt1} išraiškos matome, kad, uždėjus erdvinę dispersiją, impulsinis Gauso pluoštas pakrypsta, tačiau tik tuo atveju, jei jis turi laikinį čirpą ($\gamma_{t0} \neq 0$) arba jo fazinis frontas nėra plokščias ($\gamma_{x0} \neq 0$).

Jei fazinis impulsinio Gauso pluošto frontas nėra plokščias, erdvinė dispersija taip pat turi įtakos ir jo laikiniam čirpui. Tai matyti iš žemiau pateiktos laikinio čirpo išraiškos, gautos po erdvinės dispersijos optinio elemento

$$\gamma_{t1} = \frac{\gamma_{t0} - \frac{4x'_0{}^2}{\tau_0^2 \rho_{x0}^2} \gamma_{x0} (1 + \gamma_{t0}^2)}{1 + \frac{4x'_0{}^2}{\tau_0^2 \rho_{x0}^2} (1 + \gamma_{t0}^2)}. \quad (30)$$

Kaip matome, esant diverguojančiam pluošto frontui ($\gamma_{x0} < 0$), erdvinė dispersija lemia



5 pav. Impulsinio pluošto, turinčio erdvinę dispersiją, fokusavimo lęšiu schema. Paveikslas atitinka konkretų atvejį, kai įėjime impulsinis pluoštas yra spektriškai ribotas, todėl lęšio židinio plokštumoje jis taip pat yra spektriškai ribotas. Lęšio židinio plokštumoje impulsinis pluoštas turi fronto pokrypį ir kampinę dispersiją, bet neturi erdvinio čirpo. z_1 žymi atstumą nuo kampinės dispersijos optinio elemento iki lęšio, f žymi lęšio židinio nuotolį, $x_{\text{out}}(\omega)$ žymi pluošto padėtį, kuri priklauso nuo jo dažnio.

teigiamo laikinio čirpo atsiradimą. Tuo tarpu erdvinės dispersijos ženklas laikinio čirpo ženklo neįtakoja.

Impulsinio Gauso pluošto kompleksinė amplitudė lęšio židinio plokštumoje randama naudojantis (24) ir (25) lygtimis, o charakteringi impulsinio pluošto parametrai yra randami pasinaudojant (15)–(17) lygtimis

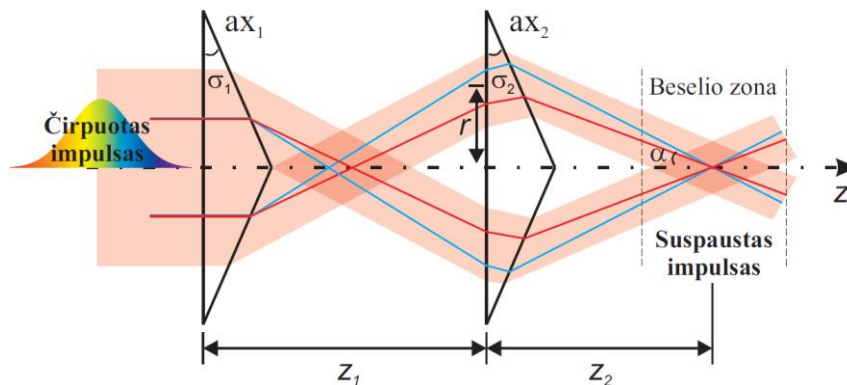
$$\begin{aligned}
 \tau_4 &= \tau_0, & \bar{\tau}_4 &= \bar{\tau}_1, \\
 \bar{\rho}_{x4} &= \rho_{x0} \frac{|f|}{z_{Rx}} \sqrt{1 + \gamma_{x0}^2}, & \rho_{y4} &= \rho_{y0} \frac{|f|}{z_{Ry}} \sqrt{1 + \gamma_{y0}^2}, \\
 p_{pt4} &= p_{ad4}, & p_{sd4} &= 0, \\
 p_{ad4} &= -k_0 \frac{x'_0}{f}, & p_{at4} &= -\frac{2x'_0 k_0}{\bar{\tau}_1^2 f} \left(\gamma_{t0} + \gamma_{x0} - \frac{z_1 - f}{z_{Rx}} (1 + \gamma_{x0}^2) \right).
 \end{aligned} \tag{31}$$

Kaip matome iš gautų τ_4 , $\bar{\rho}_{x4}$, ρ_{y4} , p_{pt4} išraiškų, erdvinis-laikinis impulsinio Gauso pluošto profilis lęšio židinio plokštumoje nepriklauso nuo sklidimo nuotolio z_1 prieš lęšį, tačiau erdvinis-laikinis profilis yra pakrypęs dėl kampinės dispersijos ($p_{pt4} = p_{ad4}$). Reikėtų atkreipti dėmesį, kad lęšio židinio plokštumoje impulsinis Gauso pluoštas erdvinės dispersijos neturi ($p_{sd4} = 0$), jo ašinė trukmė τ_4 yra lygi pradinei impulso trukmei τ_0 , o integralinė trukmė $\bar{\tau}_4$ yra lygi integralinei impulso trukmei, įgytai po erdvinės dispersijos optinio elemento (29).

3.4 Laike čirpuotų impulsų erdvinis-laikinis fokusavimas

Norint, kad impulsinis šviesos pluoštas, turintis laikinį čirpą, sklidimo laisvoje erdvėje metu susifokusuotų tiek laike tiek erdvėje, reikia užtikrinti, kad visi jo spektriniai komponentai vienu metu susitiktų tame pačiame erdvės taške. Šiam tikslui buvo pasiūlyta optinė schema, kuri yra pavaizduota 6 paveiksle.

Šiame disertacijos skyrelyje yra nagrinėjama impulsinio Gauso pluošto, turinčio laikinį čirpą, erdvinė-laikinė spūda, jam sklindant per 6 pav. pateiktą optinę schemą. Svarbu atkreipti dėmesį į tai, kad pradinis impulsinis Gauso pluoštas šioje schemoje yra transformuojamas į taip vadinamą impulsinį Beselio–Gauso pluoštą. Panašiai, kaip Gauso pluoštai yra charakterizuojami pagal Relėjaus nuotolį, taip Beselio–Gauso pluoštai yra charakterizuojami pagal Beselio zonos ilgį. Beselio–Gauso pluošto



6 pav. Erdvinio-laikinio fokusavimo, naudojant du eksikonus, schema. ax_1 ir ax_2 žymi eksikonus, kurių laužiamieji kampai yra atitinkamai σ_1 ir σ_2 . Raudona ir mėlyna linijos žymi skirtingų impulso spektrinių komponentų skirtingus optinius kelius šioje schemoje. α žymi susikirtimo kampą, r žymi suformuoto židinio pluošto radiusą, z_1 – atstumas tarp eksikonų, z_2 – atstumas nuo antrojo eksikono iki Beselio zonos centro.

diametras Beselio zonoje priklauso tik nuo susikirtimo kampo α ir nuo centrinio bangos ilgio λ_0 . Todėl Beselio–Gauso pluoštų fokusavimui erdvėje lęšis nėra reikalingas. Tuo tarpu Beselio zonos ilgį, kaip galima matyti iš 6 pav., apsprendžia besikertančių pluoštų diametrai bei susikirtimo kampas α .

Impulsinis Beselio–Gauso pluoštas yra suformuojamas impulsinį Gauso pluoštą fokusuojant eksikonu (kūgine prizme). Suformuotas impulsinis Beselio–Gauso pluoštas už pirmojo eksikono (ax_1) laisvoje erdvėje nusklidęs atstumą z_1 įgyja žiedo pavidalą. Toliau šis impulsinis pluoštas yra fokusuojamas antru eksikonu (ax_2) ir laisvoje erdvėje nusklidęs atstumą z_2 suformuoja Beselio zoną, kurioje jo diametras pusės intensyvumo aukštyje yra labai mažas. Svarbu yra tai, kad sklisdamas laisvoje erdvėje už antrojo eksikono, tuo pačiu metu impulsinis Beselio–Gauso pluoštas susispaudžia ir laike. Idealiu atveju Beselio zonos centre jo trukmė yra lygi spektriškai ribotai trukmei.

Laikinę impulso spūdą sklidimo laisvoje erdvėje metu lemia kampinė dispersija, įgyta dėl lūžimo eksikonų optiniuose paviršiuose. Norint pasiekti, kad impulsas susispautų iki spektriškai ribotos trukmės, jo laikinis čirpas optinės schemos įėjime turi būti tam tikras. Reikalingą pradinį laikinį čirpą galima surasti, suskaičiavus impulso spektrinių komponentų optinius kelius. Parinkus eksikonų laužiamuosius kampus bei medžiagas, iš kurių yra padaryti eksikonai, laikinės spūdos koeficientas priklauso tik nuo atstumo z_1 tarp eksikonų. Tačiau, didėjant atstumui tarp eksikonų, didėja ir suformuoto žiedinio pluošto radiusas r ties antruoju eksikonu. Todėl atstumas z_1 yra apribotas eksikono skersinių matmenų.

Reikia atkreipti dėmesį, kad suformuotas impulsinis žiedo pavidalo pluoštas ties antruoju eksikonu turi turėti tam tikrą erdvinį čirpą, norint, kad visi jo spektriniai komponentai Beselio zonoje susikirstų ant z ašies tame pačiame taške. Priešingu atveju impulsinis Beselio–Gauso pluoštas Beselio zonoje įgis erdvinį čirpą, todėl jo trukmė nebus spektriškai ribota.

Erdvinio čirpo įtaka impulsinio Beselio–Gauso pluošto trukmei Beselio zonos centre buvo įvertinta skaitmeniškai, pradiniam 10 fs trukmės (FWHM) ir 1 mm diametro (FWHM) impulsiniam Gauso pluoštui uždejus atitinkamą kampinę ir erdvinę dispersijas, apskaičiuotas naudojantis geometrine optika. Tokiu būdu impulsinis Gauso pluoštas buvo transformuotas į impulsinį Beselio–Gauso pluoštą, o jo trukmė ir diametras buvo atitinkamai 10.6 fs (FWHM) ir 3.5 μm (FWHM). Kaip matome, esant 1 mm pradiniam Gauso pluošto diametru erdvinio čirpo įtaka impulso trukmei nėra žymi. Skaičiavimuose buvo laikoma, kad pirmasis eksikonas yra padarytas iš BK7 stiklo, o antrasis – iš SF11, o jų laužiamieji kampai vienodi ir lygūs 20 deg. Abiejų eksikonų diametrai buvo 50 mm. Apskaičiuotas impulsinio žiedinio pluošto radiusas ties antruoju eksikonu buvo $r = 19.8$ mm. Atstumas tarp eksikonų buvo $z_1 = 110$ mm, o atstumas nuo antrojo eksikono iki Beselio zonos centro – $z_2 = 242$ mm. Centriniam bangos ilgiui $\lambda_0 = 800$ nm susikirtimo kampas už antrojo eksikono buvo $\alpha = 4.76$ deg.

3.5 Išvados

Dėl kampinės dispersijos impulsinis Gauso pluoštas sklidimo laisvoje erdvėje metu įgyja neigiamą laikinį čirpą. Todėl sklidimo metu jis spaudžiasi laike, jei jo pradinis laikinis čirpas yra teigiamas. Tačiau tokiu būdu spektriškai ribota impulsinio Gauso pluošto trukmė negali būti pasiekta dėl sklidimo metu įgyto erdvinio čirpo.

Erdvinis čirpas lemia laikinio čirpo atsiradimą bei impulso fronto pakrypimą, jei impulsinio Gauso pluošto fazinis frontas nėra plokščias. Todėl tam tikromis sąlygomis impulsinis Gauso pluoštas, turintis kampinę dispersiją, sklidimo laisvoje erdvėje metu gali spaustis laike net ir tuo atveju, kai jo pradinis laikinis čirpas yra neigiamas. Be to, pradinis impulso fronto pokrypis dėl kampinės dispersijos gali būti atsvertas sklidimo

laisvoje erdvėje metu dėl įgyto erdvinio čirpo. Tam tikrame sklidimo nuotolyje, impulsinio Gauso pluošto pokrypis išnyksta, nepaisant to, kad impulsinis pluoštas turi tokią pačią kampinę dispersiją, kaip ir sklidimo pradžioje.

Fokusuojant impulsinį Gauso pluoštą, turintį kampinę ar erdvinę dispersiją, jo erdvinis-laikinis profilis lęšio židinio plokštumoje nepriklauso nuo sklidimo nuotolio prieš lęšį, tačiau jis yra pakrypęs. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio kampinę dispersiją, atveju fronto pokrypis lęšio židinio plokštumoje priklauso nuo pradinių impulsinio pluošto parametrų, ir jo ženklas gali būti keičiamas, keičiant pradinį fazinio fronto kreivumą ar laikinį čirpą. Tuo tarpu impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinę dispersiją, atveju fronto pokrypis lęšio židinio plokštumoje nuo impulsinio pluošto pradinių parametrų nepriklauso ir yra nulemtas tik įgytos kampinės dispersijos.

Tuo atveju, kai integralinė impulsinio Gauso pluošto trukmė po kampinės dispersijos optinio elemento yra daug didesnė už pradinę trukmę, jo trukmė lęšio židinio plokštumoje nepriklauso nuo pradinės trukmės, o diametras – nuo pradinio diametro. Šiuo atveju, nagrinėta optinė schema gali būti pritaikyta plokščios viršūnės impulsų formavimui.

4. Signalinio impulso erdvinio-laikinio profilio kitimas parametrinio stiprinimo metu

Šiame skyriuje pateikta medžiaga buvo publikuota straipsniuose [A1, A2] ir konferencijų pranešimuose [C1, C3, C4, C5]

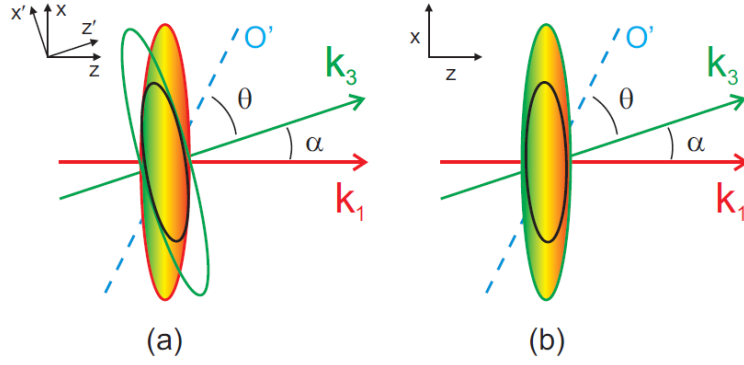
Daugelis mokslinėje literatūroje sutinkamų teorinių darbų, skirtų optinių parametrinių čirpuotų impulsų stiprintuvų analizei ir optimizavimui, apsiriboja plokščių bangų artiniu, t.y. daro prielaidą, kad sąveikaujantys impulsiniai šviesos pluoštai yra begalo platūs. Tuose darbuose pagrindinis dėmesys yra skiriamas sustiprinto signalo spektro pločio bei sąveikos efektyvumo tyrimams. Tačiau visai neseniai atliktas išsamus šių parametrinių stiprintuvų tyrimas [A1], įskaitantis ir sąveikaujančių impulsinių šviesos pluoštų realius matmenis, atskleidė naujus faktus apie signalo erdvinius-laikinius iškraipymus nekolineariame parametriniame stiprintuve.

4.1 Erdvinio čirpo pasireiškimas

Dažniausiai nekolineariame optiniame parametriniame stiprintuve plati stiprinimų dažnių juosta yra užtikrinama parenkant taip vadinamą „magišką“ fazinio sinchronizmo kampą [13, 14]. Tipinis toks stiprintuvas, kaupinamas femtosekundiniais impulsais, buvo studijuojamas [A2]. Atlikti sustiprinto signalinio impulso spektro matavimai parodė, kad po netiesinio kristalo signalas įgyja erdvinį čirpą. Šis rezultatas paskatino tolimesnius signalo erdvinių-laikinių iškraipymų nekolineariame stiprintuve tyrimus. Iš šio tyrimo rezultatų, kurie yra pateikiami šiame skyriuje, paaiškėjo, kad dėl signalinio impulso fronto pokrypio, kurį stiprinimo metu nulemia kaupinimo impulsas, atsiranda erdvinis čirpas ir kampinė dispersija. Tačiau kai signalo pradinis laikinis čirpas yra didelis, įgyta kampinė dispersija pasidaro nykstamai maža.

4.2 Erdvinis čirpas ir kampinė dispersija nekolineariame optiniame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve

Signalinio impulso fronto pokrypio ir erdvinio čirpo atsiradimas gali būti paaiškinti pasinaudojant schematine diagrama, pavaizduota 7a pav. Šiame paveiksle sąveikaujantys impulsai yra pavaizduoti izointensyvumo linijomis: raudona elipsė žymi



7 pav. Nekolinaros sąveikos schema, kai kaupinimo ir signalo impulsų frontai nėra sutapatinti (a) ir kai jų frontai yra sutapatinti (b). Bangos vektoriai \mathbf{k}_1 ir \mathbf{k}_3 žymi signalo ir kaupinimo impulsų sklaidimo kryptis; O' žymi optinę netiesinio kristalo ašį; θ - fazinio sinchronizmo kampą, α – nekolinearumo kampą tarp kaupinimo ir signalo.

signalinį impulsą, o žalia – kaupinimo impulsą. Nekolinariniame stiprintuve signalinis ir kaupinimo impulsai sklinda šiek tiek skirtingomis kryptimis, kurios šiame paveiksle yra nurodytos bangos vektoriais \mathbf{k}_1 ir \mathbf{k}_3 . Dažniausiai nekolinariniame stiprintuve signalo ir kaupinimo impulsų frontai nėra sutapatinti. Tokiu atveju nesunkiai galima įsivaizduoti, kad stiprinimo kontūras (juoda elipsė) yra pakrypęs signalinio impulso fronto atžvilgiu. Todėl intensyvus kaupinimo impulsas parametrinio stiprinimo metu pakreipia signalo frontą. Be to, jeigu pradinis signalinis impulsas turi laikinį čirpą, tai skirtingi jo spektriniai komponentai bus pastiprinti skirtingose erdvės vietose (žr. 7a pav.). Tokiu būdu signalinis impulsas įgyja erdvinį čirpą, kuris, kaip parodyta [36], gali būti charakterizuojamas dviem dydžiais: erdvine dispersija ir dažnio gradientu. Šiame paveiksle taip pat galima matyti, kad erdvinio čirpo didumas priklausys nuo signalinio impulso laikinio čirpo didumo.

Signalinio impulso erdvinį-laikinių iškraipymų dėl nekolinearaus parametrinio stiprinimo kiekybiniam aprašymui buvo išvestos analitinės formulės, nusakančios įgyto fronto pokrypio, erdvinės dispersijos bei kampinės dispersijos didumą. Analitinės formulės buvo gautos iš apytiksliai susietų banginių lygčių, nusakančių tribangę parametrinę sąveiką mažo signalo stiprinimo atveju, sprendinio. Išvedant formules, buvo daroma papildoma prielaida, kad dispersijos ir difrakcijos efektai yra nereikšmingi. Žinoma, tokia prielaida galioja tik kristalo ilgiui esant, daug trumpesniau nei charakteringi tų efektų nuotoliai. Tačiau svarbu yra tai, kad toks „stacionarios“ parametrinės sąveikos modelis parodo, jog įgytas signalinio impulso fronto pokrypis bei erdvinė ir kampinė dispersijos atsiranda akimirksniu ir gali būti paaiškinti remiantis nesutapatintais kaupinimo ir signalo impulsų frontais.

Taikant minėtas prielaidas, darbe buvo gauta tokia sustiprinto signalinio impulso kompleksinės amplitudės išraiška

$$A_1(t, x, z) \approx A_0 \exp \left[-\frac{t^2}{\tau_1^2} (1 - i\gamma) - \frac{x^2}{\rho_1^2} - \frac{(t - p_0 x)^2}{\tau^2} \Gamma z - \frac{x^2}{\rho^2} \Gamma z \right], \quad (32)$$

kur $\Gamma = \sigma A_{30}$ yra mažo signalo stiprinimo koeficientas, σ yra netiesinės sąveikos koeficientas, $A_0 = \frac{1}{2} A_{10} \exp(\Gamma z)$ yra sustiprinto signalo smailinė amplitudė, z yra sklaidimo nuotolis netiesiniame kristale, A_{30} ir A_{10} yra kaupinimo ir signalo pradinės smailinės amplitudės, γ yra parametras, nusakantis pradinį signalo laikinį čirpą, τ_1 yra pradinė signalo trukmė, o ρ_1 – jo pradinis radiusas, τ , ρ , p_0 yra parametrai, nusakantys kaupinimo impulso trukmę, radiusą ir pokrypį koordinatinių sistemoje susietoje su signalu

$$\tau = \tau_3 \frac{\rho_3}{\rho}, \quad \rho = \sqrt{\rho_3^2 \cos^2 \alpha_{\text{int}} + \tau_3^2 u_3^2 \sin^2 \alpha_{\text{int}}}, \quad p_0 = (\rho_3^2 - \tau_3^2 u_3^2) \frac{\cos \alpha_{\text{int}} \sin \alpha_{\text{int}}}{\rho u_3}, \quad (33)$$

kur τ_3 ir ρ_3 yra kaupinimo impulso trukmė ir radiusas, α_{int} yra vidinis nekolinearumo kampas, o u_3 yra kaupinimo impulso grupinis greitis netiesiniame kristale.

Pasinaudojant gauta signalo kompleksinės amplitudės išraiška, galima nusakyti, koks yra jo fronto pokrypis, koks yra indukuotas erdvinis čirpas ir kokia yra indukuota kampinė dispersija. Erdvinis čirpas yra nustatomas iš laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymo erdvėje $F(\omega, x)$, o kampinė dispersija iš erdvinio-laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymo $G(\omega, k_x)$. Šie pasiskirstymai yra gaunami atlikus kompleksinės amplitudės (32) atitinkamas Furjė transformacijas:

$$F(\omega, x) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_1(t, x) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (34)$$

$$G(\omega, k_x) = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} A_1(t, x) \exp(i\omega t - ik_x x) dt dx \right|^2. \quad (35)$$

Šie intensyvumo pasiskirstymai yra pavaizduoti 8 paveiksle, esant trims skirtingoms signalinio impulso laikinio čirpo parametro γ vertėms. Šiuose grafikuose tiesės, jungiančios pilnavidurius apskritimus, nusako erdvinę ir kampinę dispersijas. Darbe buvo parodyta, kad šių tiesių polinkio koeficientai yra lygūs

$$\frac{dx_0}{d\omega} = \frac{\gamma A_{\text{sd}}}{\gamma^2 B + C}, \quad (36)$$

$$\frac{dk_{x0}}{d\omega} = \frac{A_{\text{ad}}}{\gamma^2 B + C}, \quad (37)$$

kur A_{sd} , A_{ad} , B ir C yra koeficientai, į kuriuos įeina pradiniai impulsų parametrai bei netiesinės sąveikos koeficientas σ ir netiesinio kristalo ilgis z

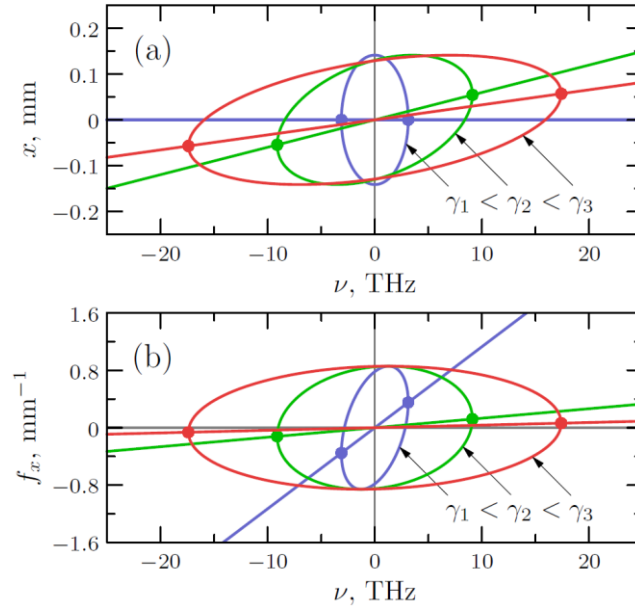
$$\begin{aligned} A_{\text{sd}} &= \frac{1}{2} p_0 \tau_1^2 \rho_1^2 \tau_3'^2 \rho_3'^2, \\ A_{\text{ad}} &= p_0 \tau_1^2 ((\tau_1^2 + \tau_3'^2)(\rho_1^2 + \rho_3'^2) + p_0^2 \rho_1^2 \rho_3'^2), \\ B &= \tau_3'^2 (\tau_3'^2 (\rho_1^2 + \rho_3'^2) + p_0^2 \rho_1^2 \rho_3'^2), \\ C &= (\tau_1^2 + \tau_3'^2) ((\tau_1^2 + \tau_3'^2)(\rho_1^2 + \rho_3'^2) + p_0^2 \rho_1^2 \rho_3'^2), \end{aligned} \quad (38)$$

kur $\tau_3' = \tau/\sqrt{\Gamma z}$, $\rho_3' = \rho/\sqrt{\Gamma z}$ yra redukuota kaupinimo impulso trukmė ir radiusas.

Taip pat buvo gauta ir atitinkama išraiška, nusakanti sustiprinto signalinio impulso pokrypį:

$$p = \frac{dt_0}{dx} = \frac{p_0}{1 + \tau_3'^2/\tau_1^2}. \quad (39)$$

Šame darbe ypatingas dėmesys yra skiriamas signalinio impulso stiprinimo metu įgyto pokrypio, bei erdvinės ir kampinės dispersijų priklausomybėms nuo pradinio laikinio čirpo parametro γ . Kaip matyti iš (39), signalinio impulso pokrypis priklauso nuo signalo ir kaupinimo impulsų trukmių santykio, tačiau nuo pradinio signalo laikinio čirpo nepriklauso. Tuo tarpu stiprinimo metu įgytos erdvinė ir kampinė dispersijos priklauso nuo pradinio signalo laikinio čirpo ir jų kitimą, didėjant čirpui, galime matyti 8 pav. Kuo didesnis laikinis čirpas, tuo platesnis pradinis signalinio



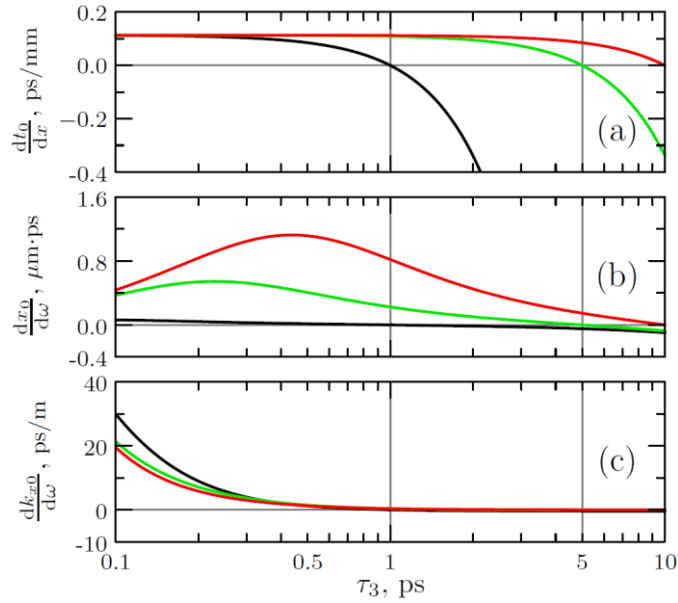
8 pav. Normuotų spektrų izointensyvumo linijų, apibrėžtų kaip (a) $F(2\pi\nu, x) = \frac{1}{2}$ ir (b) $G(2\pi\nu, 2\pi f_x) = \frac{1}{2}$, kai yra didinamas signalinio impulso čirpas γ : $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = 5$, $\gamma_3 = 10$. Pilnaviduriai apskritimai atitinka tolimiausius izointensyvumo linijos taškus išilgai dažnių ašies. $\tau_3 = 300$ fs (FWHM), $u_3 = 0.2$ $\mu\text{m}/\text{fs}$, $\rho_3 = 1$ mm (FWHM), $\Gamma z = 9$, $\alpha_{\text{int}} = 2.6$ deg, $\tau_1 = 100$ fs (FWHM), $\rho_1 = \rho_3$.

impulso spektras. Kadangi signalo pluošto diametras yra fiksuotas, tai, kaip matome iš 8 pav., laikinio čirpo didinimas lemia tiesių, charakterizuojančių erdvinę ir kampinę dispersijas, polinkio su horizontalia ašimi mažėjimą.

Kaip galime matyti iš (37), esant didelėms γ parametro vertėms, įgyta kampinė dispersija nyksta kaip $1/\gamma^2$. Tuo tarpu erdvinės dispersijos didumas, nusakomas (36) formule, mažėja tik kaip $1/\gamma$. Taigi galime daryti išvadą, kad esant dideliame pradiniam signalo čirpui ($\gamma \gg 1$), įgytas fronto pokrypis yra didžiąja dalimi nulemtas erdvinio ir laikinio čirpų. Tačiau iš kitos pusės, kai yra stiprinamas spektriškai ribotas signalas ($\gamma = 0$), po stiprinimo signalas neturi erdvinės dispersijos, tačiau įgyja kampinę dispersiją. Reikėtų pabrėžti, kad įgyta kampinė dispersija yra nulemta išskirtinai impulso fronto pakreipimo ir yra visiškai nesusijusi su faziniu sinchronizmu netiesiniame kristale. Svarbu atkreipti dėmesį ir į tai, kad tuo atveju, kai signalo ir kaupinimo impulsų frontai yra sutapatinti (7b pav.), kaupinimo impulso pokrypio parametras p_0 tampa lygus nuliui, ir signalinis impulsas neįgyja nei erdvinės, nei kampinės dispersijos.

Iš (39) galime matyti, kad signalo impulso pokrypis yra *visada* mažesnis nei kaupinimo impulso pokrypis p_0 , ir mažėja, mažinant signalinio impulso pradinę trukmę τ_1 . Tai rodo, kad erdvinių-laikinių iškraipymų būtų galima išvengti, jeigu signalo trukmė būtų daug mažesnė nei kaupinimo, tačiau tokiu atveju ir sąveikos efektyvumas bus labai mažas. Yra parodyta [43], kad signalo ir kaupinimo impulsų trukmių santykis $\tau_3/\tau_1 = \sqrt{\Gamma z}$ yra optimalus, vertinant sąveikos efektyvumą ir sustiprinto signalo spektro plotį. Todėl tolimesnėje analizėje signalinio impulso trukmė yra susiejama su kaupinimo impulso trukme būtent šiuo sąryšiu.

Kaip matyti iš (33), kaupinimo impulso pokrypio parametras p_0 priklauso nuo jo trukmės ir diametro santykio, o savo ruožtu nuo kaupinimo impulso pokrypio priklauso ir erdviniai-laikiniai signalinio impulso iškraipymai stiprinimo metu. Būtent tai yra demonstruojama 9 paveiksle, kuriame yra pavaizduotos sustiprinto signalinio impulso įgyto pokrypio bei erdvinės ir kampinės dispersijų priklausomybės nuo pradinės kaupinimo impulso trukmės τ_3 , esant trimis skirtingiems kaupinimo pluošto pradiniam



9 pav. Sustiprinto signalinio impulso pokrypio (a), erdvinės dispersijos (b), ir kampinės dispersijos (c) priklausomybės nuo pradinės kaupinimo impulso trukmės (FWHM), esant trimis skirtingiems pradiniamis kaupinimo pluošto diametrams (FWHM): 2 mm (raudona linija), 1 mm (žalia linija) ir 0.2 mm (juoda linija). $u_3 = 0.2 \mu\text{m}/\text{fs}$, $\Gamma z = 9$, $\alpha_{\text{int}} = 2.6 \text{ deg}$, $\tau_1 = \tau_3/\sqrt{\Gamma z}$, $\rho_1 = \rho_3$, $\tau_{\text{TL}} = 10 \text{ fs}$ (FWHM), $\gamma = \sqrt{\tau_1^2/\tau_{\text{TL}}^2 - 1}$. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad x ašies skalė yra logaritminė, ir kad signalinio impulso pradinio spektro plotis yra fiksuotas, todėl keičiantis pradinei signalo trukmei, atitinkamai keičiasi ir γ parametras.

radiusams ρ_3 . Iš šių grafikų galima matyti, kad esant vienodiems kaupinimo impulso išilginiams ir skersiniams matmenims, t.y. kai $\tau_3 u_3 = \rho_3$, signalinio impulso įgytas pokrypis bei erdvinė ir kampinė dispersijos išnyksta. Tai reiškia, kad parametrinio stiprinimo metu erdvinių-laikinių signalo iškraipymų galima išvengti suvienodinant kaupinimo impulso išilginius ir skersinius matmenis.

Kaip matyti iš grafikų, pateiktų 9b ir 9c pav., signalo įgytos erdvinės dispersijos ir kampinės dispersijos priklausomybių nuo kaupinimo impulso trukmės, pobūdis yra skirtingas. Kampinė dispersija (9c pav.), nepriklausomai nuo kaupinimo pluošto diametro, visada sparčiai mažėja ir pasidaro nykstamai maža, kai kaupinimo impulso trukmė tampa didesnė už 1 ps. Tuo tarpu erdvinė dispersija (9b pav.), priklausomai nuo kaupinimo pluošto diametro, gali būti daugmaž tokio paties didumo tiek femtosekundinių, tiek pikosekundinių kaupinimo impulso trukmių atveju. Svarbu atkreipti dėmesį, kad didinant kaupinimo pluošto diametą, erdvinė dispersija didėja. Taigi šie paveikslai parodo, kad erdvinė ir kampinė dispersijos tampa svarbiomis femtosekundinių kaupinimo impulsų trukmių atveju, kai išilginiai kaupinimo impulso matmenys yra gerokai mažesni už jo diametą.

4.3 Skaitmeniniai eksperimentai

Gautų analitinių rezultatų patikrinimui buvo atlikti trijų bangų parametrinės sąveikos netiesiniame BBO kristale skaitmeniniai eksperimentai. Buvo naudojamas taip vadinamas „split-step“ metodas [44, 45]. Kaip galima spręsti iš pavadinimo, šio metodo esmę sudaro aplinkos, kurioje modeliuojamas bangų sklidimas, sudalinimas į plonas juosteles, ir kiekvienoje jų tiesinis (difrakcija, dispersinis plitimas) ir netiesinis (parametrinė sąveika, savimoduliacija) bangų sklidimas yra įskaitomi atskirai. Tiesinis bangų sklidimas buvo įskaitomas per Furjė domeną, naudojantis (2) lygtimi:

$$A_j(t, x, y, z) = \mathcal{F}_{\Omega, k_x, k_y}^{-1} \left\{ \mathcal{F}_{t, x, y} \{A_j(t, x, y)\} \cdot \exp \left(-i \sqrt{k(\omega, k_x)^2 - k_x^2 - k_y^2 z} \right) \right\}, \quad (40)$$

kur $j = 1, 2$ ir 3 nurodo atitinkamai signalinę, šalutinę ir kaupinimo bangą, o \mathcal{F} žymi Furjė transformaciją. Difrakcijos ir dispersijos efektai buvo įskaitomi per narius eksponentėje, kur $k(\omega, k_x) = \frac{\omega}{c} n(\omega, k_x)$ yra bangos vektoriaus didumas, o $n(\omega, k_x)$ yra medžiagos lūžio rodiklis. Nepaprastosios bangos skersinis nunešimas dėl dvejo lūžio buvo įskaitytas per lūžio rodiklio $n(\omega, k_x)$ priklausomybę nuo k_x , t.y. nuo sklidimo krypties kristale (3).

Netiesinis žingsnis, t.y. parametrinė bangų sąveika, buvo atliekamas ketvirtos eilės Rungės–Kutos skaitmeniniu metodu, integruojant susietąsias trijų bangų lygtis (9) artimajame lauke (t, x, y)

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= -i \frac{\omega_1^2}{2k_1 c^2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} A_3 A_2^*, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= -i \frac{\omega_2^2}{2k_2 c^2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} A_3 A_1^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} &= -i \frac{\omega_3^2}{2k_3 c^2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} A_1 A_2. \end{aligned} \quad (41)$$

Skaitmeniniame eksperimente taip pat buvo įskaitytas ir sąveikaujančių bangų fokusavimas ir kryžminis fokusavimas bei fazinė savimoduliacija ir kryžminė fazinė moduliacija dėl trečios eilės netiesiškumo BBO kristale. Erdvinė-laikinė fazinė moduliacija buvo įskaitoma kiekviename žingsnyje, taikant lėtai kintančios amplitudės artinį, t.y. pasinaudojant (9) lygtimis

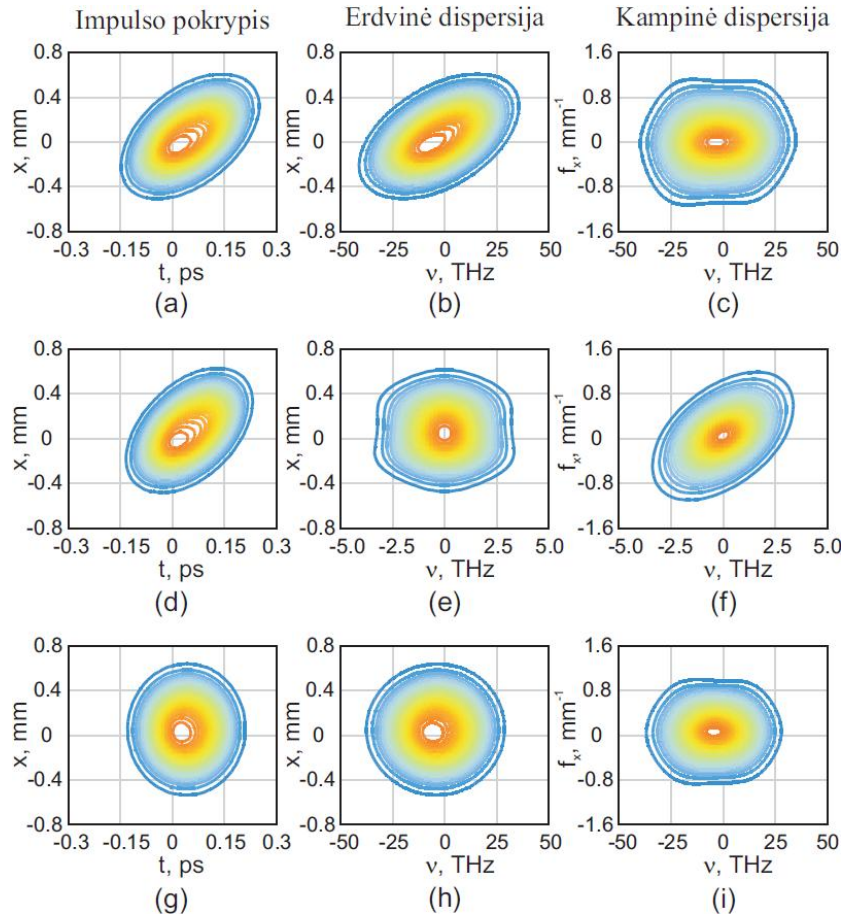
$$A_j(t, x, y, z) = A_j(t, x, y) \cdot \exp \left[-i \frac{\omega_j}{c} n_2 \left(I_j(t, x, y) + 2 \sum_{k=1, k \neq j}^{k=3} I_k(t, x, y) \right) z \right], \quad (42)$$

kur $I_j(t, x, y)$ yra bangos intensyvumas, o ω_j jos centrinis dažnis. Skaičiavimuose buvo naudojama tokia netiesinio lūžio rodiklio vertė $n_2 = 5.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [46].

Skaitmeniniai eksperimentai buvo atliekami pirmo tipo (oo-e) sąveikos atveju 1.5 mm ilgio BBO kristale, esant $\theta = 24.67 \text{ deg}$ fazinio sinchronizmo kampui, bei $\alpha_{\text{int}} = 2.6 \text{ deg}$ vidiniam nekolinearumo kampui. Tokie kampai leido užtikrinti plačiajuostį fazinį sinchronizmą tarp 512 nm kaupinimo ir 800 nm signalo bangos ilgių.

Skaitmeniniuose eksperimentuose kaupinimo impulso trukmė buvo 300 fs, o signalo – 200 fs (FWHM). Signalinio impulso spektro plotis atitiko 10 fs (FWHM) spektriškai riboto Gauso impulso spektro plotį. Taigi signalinio impulso laikinio čirpo parametro vertė buvo $\gamma = 20$. Tiek kaupinimo, tiek signalo pluoštų diametrai buvo lygūs 1 mm (FWHM), tuo tarpu smailiniai intensyvumai buvo atitinkamai 40 GW/cm² ir 0.03 GW/cm². Abiejų impulsų erdviniai ir laikiniai profiliai buvo Gauso. Zelmejerio (Sellmeier) koeficientai BBO kristalui buvo paimti iš [47], o efektinė netiesinio jautrio vertė skaičiavimuose buvo $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 4 \text{ pm/V}$.

Susisteminti skaitmeninio modeliavimo rezultatai yra pateikti 10 pav. Trys grafikų eilutės atitinka tris skirtingas pradines sąlygas: čirpuoto signalinio impulso stiprinimo atveju, kai kaupinimo ir signalo frontai nėra sutapatinti, rezultatai yra pateikti pirmoje eilutėje (a-c), tomis pačiomis sąlygomis, tačiau spektriškai riboto signalo atveju gauti rezultatai yra pateikti antroje eilutėje (d-f), o trečioje eilutėje



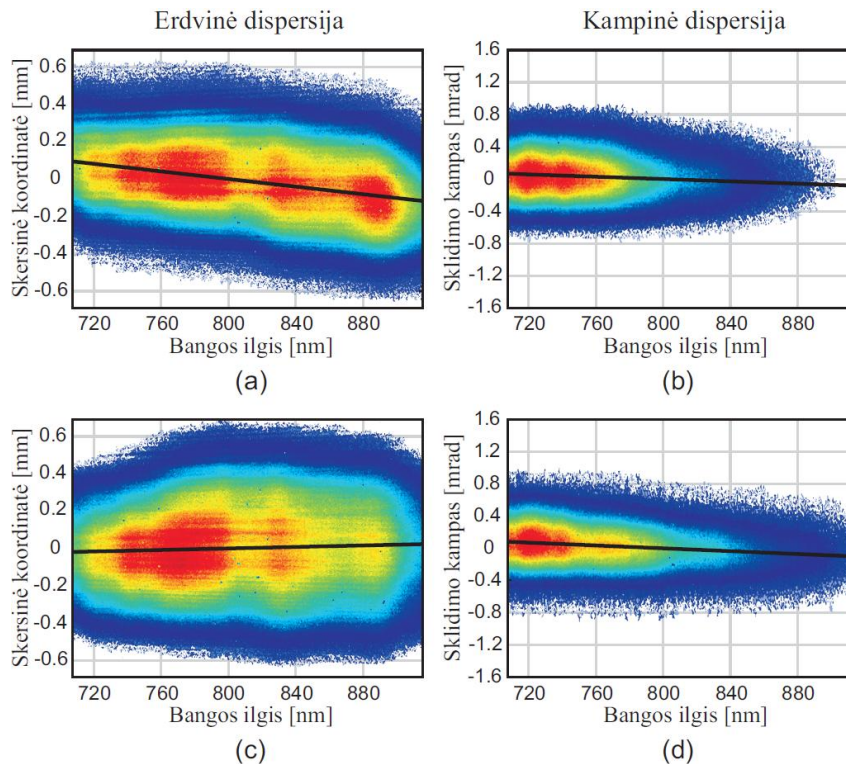
10 pav. Normuoti sustiprinto signalinio impulso intensyvumo profiliai trijuose skirtinguose domenuose, esant trims skirtingoms pradinėms sąlygoms: (a-c) kai signalinis impulsas turi laikinį čirpą ($\gamma = 20$); (d-f) kai signalinis impulsas yra spektriškai ribotas ($\gamma = 0$); (g-i) kai signalinio ir kaupinimo impulso frontai yra sutapatinti ($\gamma = 20$). Atkreipkite dėmesį, kad (e) ir (f) dažnių skalės intervalai yra dešimt kartų mažesni, nes spektriškai riboto signalo spektras yra kur kas siauresnis.

pateikti gauti rezultatai, kai impulsų frontai yra sutapatinti, bet signalas yra čirpuotas (g-i). Trys grafikų stulpeliai atitinka tris skirtingus domenų, kuriuose yra pavaizduotas sustiprinto signalinio impulso intensyvumo pasiskirstymas: pirmasis stulpelis (a, d, g) vaizduoja intensyvumo pasiskirstymą artimajame signalo lauke $|A(t, x)|^2$, antrasis stulpelis (b, e, h) erdvinį laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymą $F(2\pi\nu, x)$, o trečiasis stulpelis (c, f, i) vaizduoja erdvinio-laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymą $G(2\pi\nu, 2\pi f_x)$. Iš grafikų, pateiktų pirmojoje eilutėje, galima matyti, kad po stiprinimo čirpuotas signalinis impulsas tampa pakrypęs (10a pav.) ir turi erdvinį čirpą (10b pav.), tačiau įgyta kampinė dispersija yra nykstamai maža (10c pav.). Tuo tarpu iš grafikų, pateiktų antroje eilutėje, galima matyti, kad sustiprintas spektriškai ribotas signalas neturi erdvinio čirpo (10e pav.), bet įgyja kampinę dispersiją (10f pav.). Atkreipkite dėmesį, kad šiuo atveju signalinio impulso pokrypis (10d pav.) yra praktiškai toks pat, kaip ir čirpuoto signalinio impulso atveju. Kaip matome iš grafikų, pateiktų trečiojoje eilutėje, sutapatintų impulsų frontų atveju, kaip ir buvo galima tikėtis, sustiprintas signalinis impulsas neturi erdvinių-laikinių iškreipymų (10g, h, i pav.).

4.4 Eksperimentinis patvirtinimas

Eksperimentiniai tyrimai buvo atlikti, naudojant dvipakopį nekelelinearų optinį parametrinį stiprintuvą [A2], kaupinamą femtosekundine Yb:KGW lazerine sistema („PHAROS“, Šviesos konversija), kuri po antros harmonikos generacijos išduodavo 200 μJ ir 300 fs impulsus. Kaupinimo impulso centrinis bangos ilgis buvo 512 nm. Kaip užkratas buvo naudojamas baltos šviesos kontinuumas, sugeneruotas safyre. Parametrinis stiprinimas buvo atliekamas pirmo tipo BBO kristale, esant 24.6 deg fazinio sinchronizmo kampui. Vidinis nekelelinearumo kampas buvo ≈ 2.6 deg.

Pirmojoje stiprinimo pakopoje signalinis impulsas buvo pastiprintas iki 1 μJ . Erdviniai-laikiniai signalinio impulso iškraipymai šioje stiprinimo pakopoje buvo nežymūs, nes tiek kaupinimo, tiek signalo pluoštų diametrai buvo pakankamai maži $\approx 70 \mu\text{m}$ (FWHM). Kitoje pakopoje signalo pluoštas buvo išplėstas iki 1.2 mm diametro (FWHM) ir sukolinuotas į antrąjį BBO kristalą, kurio ilgis buvo 2.5 mm. Kaupinimo impulso intensyvumas šioje stiprinimo pakopoje buvo 35 GW/cm². Po antrosios stiprinimo pakopos signalo energija padidėjo iki 14 μJ . Apytiksliai nustatyta signalinio impulso trukmė buvo 200 fs, o jo spektro plotis atitiko 10 fs spektriškai ribotą impulsą, taigi parametro, nusakančio signalinio impulso laikinį čirpą, vertė buvo $\gamma = 20$.



11 pav. Sustiprinto signalo erdvinis laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymas $F(\lambda, x)$ (a, c) ir erdvinio-laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymas $G(\lambda, \beta)$ (b, d), kai impulsų frontai nėra sutapatinti (pirma eilutė) ir kai impulsų frontai sutapatinti (antra eilutė).

Erdviniai-laikiniai signalinio impulso iškraipymai buvo eksperimentiškai tiriami dviem atvejais, kai impulsų frontai yra sutapatinti ir kai nesutapatinti. Tam kad būtų įsitikinta, jog matavimo metodika yra patikima, buvo atlikti signalinio impulso iškraipymų matavimai ir prieš stiprinimą. Šie matavimai parodė, kad eksperimento paklaidų ribose signalinis impulsas neturi erdvinių-laikinių iškraipymų. Tačiau atlikti analogiški matavimai sustiprinto signalinio impulso atveju, parodė, kad po stiprinimo, kai impulsų frontai nėra sutapatinti, signalinis impulsas įgyja 1 $\mu\text{m}/\text{nm}$ erdvinę

dispersiją (11a pav.), tačiau kampinė dispersija yra nykstamai maža (11b pav.). Jei signalinio impulso fronto pokrypis būtų sąlygotas tik kampinės dispersijos, tai jis būtų 0.03 – 0.04 deg, kuris yra nereikšmingas palyginus su nekolinearumo kampu tarp kaupinimo ir signalinio impulsų. Todėl galime daryti išvadą, kad signalinio impulso fronto pokrypis yra sąlygotas erdvinio ir laikinio čirpų. Matavimai parodė, kad sutapatinus kaupinimo ir signalo impulsų frontus, po stiprinimo signalinis impulsas neturi nei erdvinio čirpo (11c pav.), nei kampinės dispersijos (11d pav.).

4.5 Išvados

Atliktas signalinio impulso erdvinių-laikinių iškraipymų, įgytų nekolineariame optiniame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve, tyrimas. Buvo parodyta, kad įgytas signalinio impulso fronto pokrypis yra visada mažesnis už kaupinimo impulso pokrypį, ir kad abiejų impulsų pokrypiai išnyksta, kai kaupinimo impulso išilginiai ir skersiniai matmenys pasidaro vienodi. Iš gautų analitinių rezultatų ir atlikto skaitmeninio eksperimento paaiškėjo, kad stiprinant nekolineariame parametriniame stiprintuve smarkiai čirpuotą signalą, jis įgyja erdvinį čirpą ir impulso pokrypį, tačiau įgyta kampinė dispersija yra nykstamai maža. Ir priešingai, stiprinant spektriškai ribotą signalą, jis įgyja impulso pokrypį ir kampinę dispersiją, o erdvinis čirpas yra nykstamai mažas. Teoriniai rezultatai buvo patvirtinti eksperimentiškai.

5. Optinis parametrinis X-impulsų stiprinimas su erdviniu-laikiniu fokusavimu be impulsų spaustuvo

Šiame skyriuje pateikta medžiaga buvo publikuota straipsnyje [A3]

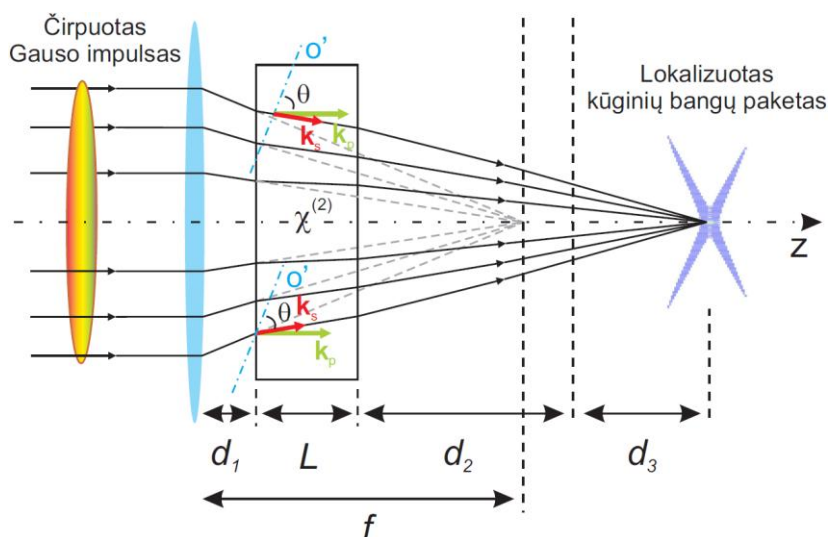
Šiame skyriuje pateikto teorinio tyrimo tikslas yra pasiūlyti naują kelių optinių ciklų didelės smailinės galios šviesos impulsų generavimo ir parametrinio stiprinimo metodą. Tyrimo metu buvo detaliai išnagrinėta pačių pasiūlyta optinė schema, apjungianti svarbiausius optinio parametrinio stiprintuvo bei čirpuotų impulsų stiprinimo metodo teikiamus privalumus, o sustiprintų impulsų spūda šioje schemoje yra realizuojama nenaudojant impulsų spaustuvo.

5.1 Gauso bangų paketo transformavimas į kūginių bangų paketą, parametriškai stiprinant tolimąjį lauką

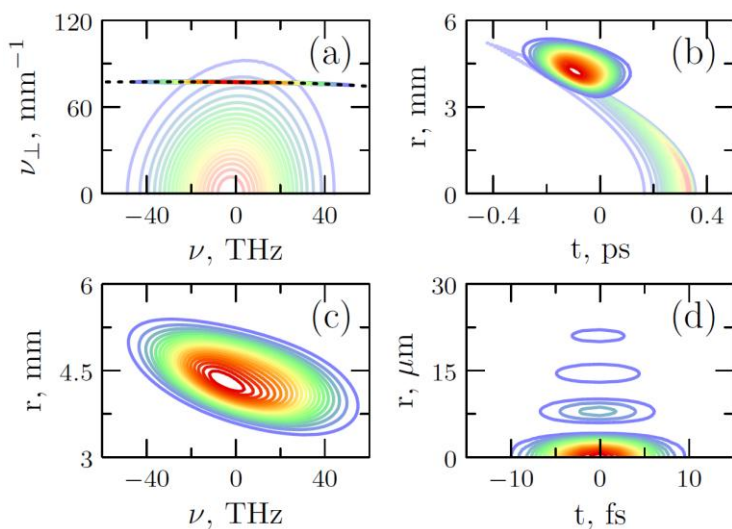
Parametriniame stiprintuve stiprinant aštriai sufokusuotą signalą, jis įgyja kampinę dispersiją, kuri atitinka fazinio sinchronizmo kreivę. Dažniausiai įgyta kampinė dispersija yra traktuojama kaip signalo iškraipymas [25], tačiau šviesos impulsų stiprinimo schemoje, kuri yra pateikta 12 paveiksle, ji įgalina sustiprintų impulsų laikinę spūdą, tiesiog jiems sklindant laisvoje erdvėje. Tai yra vienas pagrindinių šio metodo privalumų lyginant su įprastu optiniu parametriniu čirpuotų impulsų stiprinimo metodu, nes impulsų spaustuvas yra nebereikalingas.

Skaitmeninio modeliavimo rezultatai, gauti modeliuojant parametrinį stiprinimą pagal pateiktą schemą, rodo, kad Gauso bangų paketas gali būti transformuojamas į kūginių bangų paketą vien tik lęšio ir netiesinio kristalo pagalba. Tai iliustruoja 13a pav., kuriame yra pateiktas signalo erdvinis-laikinis spektras prieš (blankus) ir po (ryškus) stiprinimo netiesiniame kristale. Taip pat šiame paveiksle yra pavaizduota ir fazinio sinchronizmo kreivė (juoda punktyrinė linija). Kaip galima matyti, iš plataus Gauso bangų paketo erdvinio spektro, kurį jis įgijo dėl aštraus fokusavimo lęšiu, yra išstiprinami tik tie spektro komponentai, kurie yra faziniame sinchronizme su kaupinimo banga. Šis signalo erdvinio-laikinio spektro performavimas neabejotinai

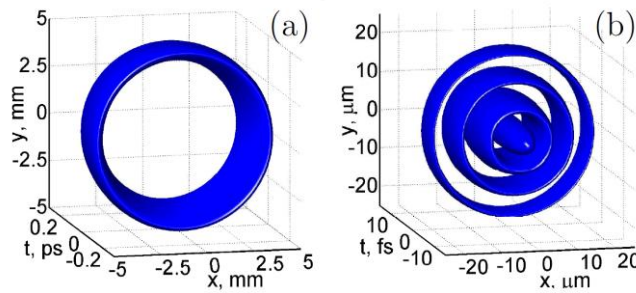
pakeičia ir jo erdvinį-laikinį profilį. Kaip matome iš 13b pav., pradinis signalo erdvinis-laikinis profilis yra paraboloido pavidalo (blankus), kurį jis įgijo dėl fokusavimo lęšiu, tačiau netiesinio kristalo išėjimo plokštumoje jis įgyja žiedo pavidalą (ryškus). Be to signalas įgyja erdvinį čirpą (13c pav.), nes skirtingo bangos ilgio spektro komponentai yra stiprinami šiek tiek skirtingose erdvės vietose. Tokiu būdu dėl selektyvaus stiprinimo (spektrinių komponentų atžvilgiu) yra suformuojamas impulsinės kūginės bangos tolیمasis laukas. Suformuotos impulsinės kūginės bangos izointensyvumo paviršius yra pateiktas 14a pav.



12 pav. Impulsinių kūginių bangų stiprinimo schema. \mathbf{k}_s ir \mathbf{k}_p žymi atitinkamai signalo ir kaupinimo bangos vektorius; O' žymi optinę netiesinio kristalo ašį, θ – fazinio synchronizmo kampą, f – lęšio židinio nuotolis, L – netiesinio kristalo storį, d_1 – atstumą nuo lęšio iki netiesinio kristalo įėjimo plokštumos, d_2 – atstumą nuo netiesinio kristalo išėjimo plokštumos iki tikrosios lęšio židinio plokštumos padėties, d_3 – atstumą nuo lęšio židinio plokštumos iki Beselio zonos centro.



13 pav. (a) Signalo erdvinis-laikinis spektras prieš stiprinimą (blankus) ir po stiprinimo (ryškus) netiesiniame kristale; fazinio synchronizmo kreivė yra pavaizduota juoda punktyrine linija. (b) Signalo erdvinis-laikinis profilis prieš (blankus) ir po (ryškus) stiprinimo netiesiniame kristale. (c) Sustiprinto signalo erdvinis laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymas. (d) Sustiprinto signalo erdvinis-laikinis profilis Beselio zonos centre. Pateikti profiliai atitinka DKDP⁽¹⁾ atvejį. Visi grafikai yra sunormuoti.

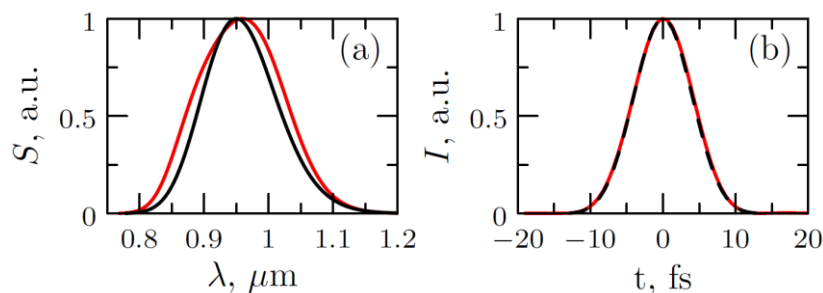


14 pav. Suformuotos impulsinės kūginės bangos izointensyvumo paviršius netiesinio kristalo išėjimo plokštumoje (a) ir Beselio zonos centre (b). Izointensyvumo paviršiai yra pavaizduoti 0.5 ir 0.05 maksimalaus intensyvumo aukštyje. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad pateiktų grafikų ašies skalės yra nevienodos.

Suformuotos impulsinės kūginės bangos, išėjusios iš netiesinio kristalo ir sklindančios laivoje erdvėje, erdvinis-laikinis profilis nuolat keičiasi. Galiausiai židinyje ji tampa lokalizuota impulsine kūgine banga (13d pav.). Čia jos erdvinį-laikinį profilį iš esmės apsprendžia tik kampinė dispersija. Nagrinėtu atveju kampinė dispersija atitiko taip vadinamų impulsinių Beselio–Gauso pluoštų kampinę dispersiją. Tokių pluoštų sklidimas yra charakterizuojamas Beselio zona, kurioje smailinis intensyvumas yra labai didelis, o pluošto diametras yra praktiškai pastovus. Suformuotos impulsinės kūginės bangos izointensyvumo paviršius Beselio zonos centre yra pateiktas 14b pav.

Svarbu paminėti, kad priešingai nei įprastuose optiniuose parametriniuose stiprintuvuose, šioje schemeje plati stiprintuvo stiprinimų dažnių juosta nėra susieta su kokiu nors specifiniu fazinio sinchronizmo kampu. Platus aštriai sufokusuoto signalo erdvinis spektras užtikrina achromatinį sinchronizmą, esant praktiškai bet kokiam faziniam sinchronizmo kampui. O keičiant fazinio sinchronizmo kampą, galima formuoti impulsines kūgines bangas su įvairaus pobūdžio kampine dispersija.

Sustiprinto signalo laikinis spektras yra pavaizduotas 15a pav. (raudona linija). Kaip matome, sustiprintas spektras atkartoja pradinio (juoda linija) Gauso spektro profilį, ir neturi jokių nepageidaujamų šoninių pikų, kurie labai dažnai pasitaiko įprastuose optiniuose parametriniuose čirpuotų impulsų stiprintuvuose, kuriuose visi signalo spektriniai komponentai yra stiprinami, esant taip vadinamam „magiškam“ fazinio sinchronizmo kampui [45, 48].



15 pav. (a) Sustiprinto signalo spektras (raudona linija) ir jo pradinis spektras (juoda linija). (b) Sustiprinto signalo laikinis profilis Beselio zonos centre (raudona linija), ir jo spektriškai ribotas laikinis profilis (juoda punktyrinė linija). Visi grafikai yra sunormuoti.

5.2 Signalinio impulso laikinio čirpo paruošimas

Tam, kad suformuotos impulsinės kūginės bangos trukmė Beselio zonos centre būtų spektriškai ribota, būtina paruošti signalinį impulsą su atitinkamu pradiniu laikiniu čirpu. Šiame skyrelyje yra detaliam išdėstoma į ką reikia atsižvelgti, norint įvertinti koks turėtų būti pradinis signalo laikinis čirpas ir kaip galima suskaičiuoti jį nusakančius charakteringus parametrus.

5.3 Skaitmeniniai eksperimentai

Skaitmeniniai eksperimentai buvo atliekami pirmo tipo (oo-e) DKDP kristale, naudojant taip vadinamą „split-step“ metodą. Kaip ir 4.3 skyriuje, tiesinis bangų sklidimas buvo modeliuojamas Furjė domene, naudojantis (2) ir įskaitant pilną medžiagos dispersiją bei pluoštų neparaksiališumą:

$$A_j(t, r, z) = \mathcal{F}_{\Omega, k_{\perp}}^{-1} \left\{ \mathcal{F}_{t, r} \{A_j(t, r)\} \cdot \exp \left(-i \sqrt{k(\omega)^2 - k_{\perp}^2} z \right) \right\}, \quad (43)$$

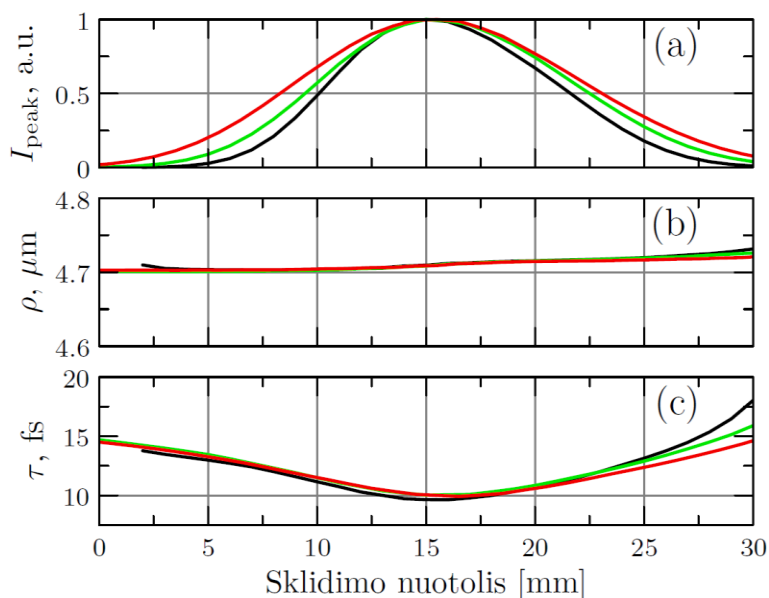
kur $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $j = 1, 2$ ir 3 nurodo atitinkamai signalinę, šalutinę ir kaupinimo bangą, $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$ yra bangos vektoriaus didumas, $n(\omega)$ – medžiagos lūžio rodiklis, o \mathcal{F} žymi Furjė transformaciją. Erdvinės koordinatės Furjė transformacija buvo atliekama naudojantis Hankelio transformacija [49, 50]. Netiesinis žingsnis buvo skaičiuojamas sprendžiant trijų bangų susietąsias lygtis (41) ketvirtos eilės Rungės–Kutos metodu.

Skaitmeniniame eksperimente taip pat buvo įskaitytas ir sąveikaujančių bangų fokusavimasis ir kryžminis fokusavimasis bei fazinė savimoduliacija ir kryžminė fazinė moduliacija dėl trečios eilės netiesiškumo DKDP kristale. Erdvinė-laikinė fazinė moduliacija buvo įskaitoma kiekviename žingsnyje naudojantis (42) lygtimi. Kaupinimo impulsui netiesinio lūžio rodiklio vertė buvo $n_2 = 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, o signaliniam ir šalutiniam impulsams – $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Tačiau gautiems rezultatams Kero efekto įtaka buvo nežymi.

Zelmejerio (Sellmeier) koeficientai DKDP kristalui buvo paimti iš [51], o efektinė netiesinio antros eilės jautrio vertė skaičiavimuose buvo $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 0.4 \text{ pm/V}$. Kaupinimo ir signalo centriniai bangos ilgiai buvo atitinkamai 532 nm ir 950 nm. Fazinio sinchronizmo kampas buvo $\theta = 40 \text{ deg}$, todėl išorinis nekolinearumo kampas centriniam signalo bangos ilgiui buvo $\alpha = 4.2 \text{ deg}$. Pasirinkti bangų ilgiai ir fazinio sinchronizmo kampas užtikrino mažą grupinių greičių dispersiją (angl. group velocity dispersion – GVD), lokalizuotai impulsinei kūginei bangai sklindant Beselio zonoje.

Pradinis signalo laikinis spektras atitiko 10 fs (FWHM) spektriškai riboto Gauso impulso spektrą. Tačiau signalui buvo uždėtas atitinkamas pradinis laikinis čirpas, tam kad jo trukmė Beselio zonos centre būtų spektriškai ribota. Lęšio židinio nuotolis buvo 60 mm, o signalinio Gauso pluošto diametras prieš lęšį buvo 5 mm (FWHM). Neesant parametrinio stiprinimo netiesiniame kristale, signalinio pluošto diametras lęšio židinyje buvo 5 μm (FWHM). Kaupinimo erdvinis-laikinis profilis buvo aukštos eilės super-Gausas, o jo trukmė ir diametras buvo 2.4 ps ir 15.5 mm atitinkamai.

Skaitmeniniai eksperimentai buvo atlikti trimis atvejais, kurie vienas nuo kito skyrėsi tokiomis pradinėmis sąlygomis: (a) DKDP⁽¹⁾: $E_s = 30 \text{ nJ}$, $I_p = 50 \text{ GW/cm}^2$, $L = 23 \text{ mm}$; (a) DKDP⁽²⁾: $E_s = 30 \text{ pJ}$, $I_p = 50 \text{ GW/cm}^2$, $L = 31.8 \text{ mm}$; (a) DKDP⁽¹⁾: $E_s = 30 \text{ nJ}$, $I_p = 25 \text{ GW/cm}^2$, $L = 31.6 \text{ mm}$; kur E_s žymi pradinę signalo energiją, I_p – pradinį smailinį kaupinimo intensyvumą, L – DKDP kristalo ilgį.



16 pav. Lokalizuotos impulsinės kūginės bangos normuoto smailinio intensyvumo (a), diametro (FWHM) (b) ir trukmės (FWHM) (c) priklausomybės nuo sklidimo nuotolio Beselio zonoje. Visuose trijuose grafikuose juoda linija atitinka DKDP⁽¹⁾ atvejį, žalia – DKDP⁽²⁾, raudona – DKDP⁽³⁾, o x ašies nulis atitinkamai 44 mm, 45 mm ir 44.5 mm atstumą nuo kristalo išėjimo plokštumos.

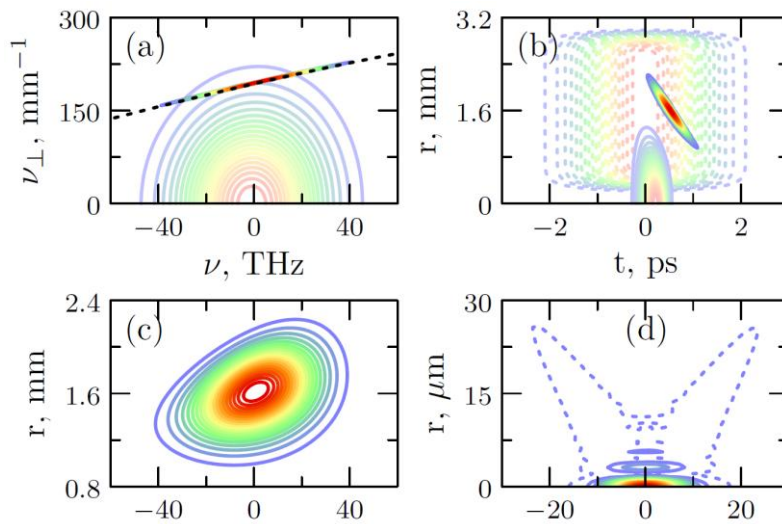
Visais trimis atvejais buvo tiriamas suformuotos impulsinės kūginės bangos sklidimas Beselio zonoje. 16 paveiksle yra pateiktos smailinio intensyvumo (16a pav.), diametro (16b pav.) ir trukmės (16c pav.) priklausomybės nuo sklidimo nuotolio Beselio-zonoje. Kaip matome, visais atvejais Beselio zonos centre smailinis intensyvumas pasiekia maksimalią vertę, o trukmė tampa artima spektriškai ribotai trukmei (≈ 9.5 fs). Tuo tarpu pluošto diametras, kaip ir buvo galima tikėtis, nuo sklidimo nuotolio Beselio zonoje praktiškai nepriklauso. Palyginimui reikėtų pasakyti, kad tokio paties diametro (4.7 μm) Gauso pluošto Relėjaus nuotolis yra tik 53 μm , o lokalizuotų impulsinių kūginių bangų Beselio zonų ilgiai buvo net keliomis eilėmis didesni: atitinkamai 11.5 mm, 13 mm ir 15 mm.

Lyginant pradinę ir galutinę signalo energiją, buvo nustatyti tokie stiprinimo koeficientai: (a) 5×10^4 , (b) 5×10^7 , (c) 2.5×10^4 . Taigi signalo energija išėjime buvo atitinkamai: 1.54 mJ, 1.52 mJ ir 0.77 mJ. O smailinio intensyvumo maksimali vertė Beselio zonoje buvo: 7.6 PW/cm², 6.2 PW/cm² ir 2.7 PW/cm². Siekiant didesnių energijų ir smailinių intensyvumų, reikėtų didinti netiesinio kristalo apertūrą ir tuo pačiu atstumą nuo kristalo išėjimo plokštumos iki Beselio zonos centro.

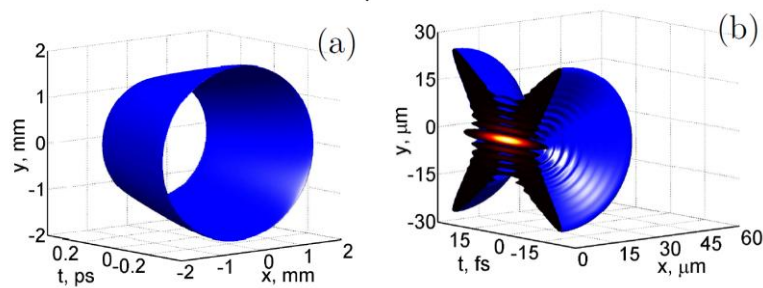
5.4 Impulsinių kūginių bangų parametrinis stiprinimas izotropinėse medžiagose keturbangio maišymo metu

Kadangi yra pademonstruota, kad keturbangis maišymas gali būti pritaikytas ultratrumpų impulsų generacijai ultravioletiniame diapazone [52-57], mes atlikome skaitmeninį eksperimentą, skirtą ištirti galimybes anksčiau aprašytu metodu formuoti impulsines kūgines bangas lydytame kvarce.

Skaitmeninis eksperimentas buvo atliktas naudojantis vienakrypte bangine lygtimi (1). Kero netiesiškumas buvo įskaitytas Furjė domene, taigi buvo įskaityti tokie efektai kaip savimoduliacija, fokusavimasis, smūginės bangos susidarymas, kryžminė fazės moduliacija, kryžminis fokusavimasis ir, žinoma, keturbangė parametrinė sąveika.



17 pav. (a) Signalo erdvinis-laikinis spektras prieš (blankus) ir po stiprinimo lydytame kvarce (ryškus); fazinio synchronizmo kreivė yra pavaizduota juoda punktyrine linija. (b) Signalo erdvinis-laikinis profilis prieš (blankus) ir po (ryškus) stiprinimo; punktyrinė blanki linija vaizduoja kaupinimo erdvinį-laikinį profilį. (c) Sustiprinto signalo erdvinis laikinio spektro intensyvumo pasiskirstymas. (d) Sustiprinto signalo erdvinis-laikinis profilis Beselio zonos centre. Visi grafikai yra sunormuoti.



18 pav. Suformuotos impulsinės kūginės bangos izointensyvumo paviršius lydyto kvarco išėjimo plokštumoje (a) ir Beselio zonos centre (b). Izointensyvumo paviršiai yra pavaizduoti 0.5 ir 0.005 maksimalaus intensyvumo aukštyje. Atkreipkite dėmesį, kad pateiktų grafikų ašių skalės yra nevienodas. (b) grafike izointensyvumo paviršius yra perpjautas pusiau, kad būtų galima geriau matyti jo pavidalą.

Centriniai signalo ir kaupinimo bangos ilgiai buvo atitinkamai 395 nm ir 527 nm. Lydyto kvarco storis buvo 14.5 mm, o atstumas nuo lydyto kvarco išėjimo plokštumos iki Beselio zonos centro – 21.2 mm. Lęšio židinio nuotolis buvo 15 mm, o Gauso signalo pluošto diametras prieš lęšį buvo 1.25 mm (FWHM). Išorinis nekolinearumo kampas centriniam signalo bangos ilgiui buvo 4.4 deg. Netiesinis lūžio rodiklis buvo $n_2 = 2.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, o kaupinimo intensyvumas 300 GW/cm². Kaupinimo laikinis profilis buvo Gauso, o trukmė 2 ps (FWHM). Tuo tarpu jo erdvinis profilis buvo 15 eilės super-Gauso ir, be to, žiedo pavidalo (17b pav., punktyrinė blanki linija). Kaupinimo žiedo diametras buvo 2.5 mm (FWHM), o žiedo radiusas – 1.6 mm. Signalinio impulso spektro plotis atitiko 10 fs (FWHM) spektriškai riboto Gauso impulso spektro plotį. Tačiau signalui buvo uždėtas atitinkamas pradinis laikinis čirpas, tam kad jo trukmė Beselio zonos centre būtų artima spektriškai ribotai trukmei.

Kaip ir stiprinimo DKDP kristale atveju, iš plataus erdvinio-laikinio signalo spektro (17a pav., blankus), lydytame kvarce buvo išstiprinta tik siaura juostelė palei fazinio synchronizmo kreivę (17a pav., ryškus). Lydyto kvarco išėjimo plokštumoje signalas taip pat įgijo žiedo pavidalą (17b pav.) bei erdvinį čirpą (17c pav.), tačiau jo erdvinis-laikinis profilis Beselio zonos centre buvo X-formos (17d pav.). Suformuotos

impulsinės kūginės bangos izointensyvumo paviršiai tolimajame ir artimajame lauke yra pavaizduoti 18 paveiksle. Maksimalus smailinis intensyvumas Beselio zonoje buvo 4.7 GW/cm^2 , pluošto diametras – $1.85 \mu\text{m}$ (FWHM), o impulso trukmė Beselio zonos centre buvo 12 fs (FWHM), t.y. artima spektriškai ribotai trukmei (11.5 fs).

Esant 2 nJ pradinei signalo energijai, buvo pasiektas 1.41×10^5 stiprinimas. Tačiau gilaus kaupinimo nuskurdinimo nepavyko pasiekti dėl sąveikaujančių bangų savimoduliacijos bei kryžminės fazės moduliacijos.

5.5 Tiesinis impulsinių kūginių bangų sklidimas

Naudojantis pasiūlytu impulsinių kūginių bangų parametrinio stiprinimo metodu, galima iš impulsinio Gauso pluošto suformuoti impulsines kūgines bangas. Impulsinių kūginių bangų kampinę dispersiją vienareikšmiškai apsprendžia fazinio sinchronizmo sąlyga netiesiniame kristale, tuo pačiu yra apsprendžiamas ir jos profilio pavidalas bei ypatumai, susiję su tiesiniu sklidimu. Šiame skyrelyje yra išsamiai aptariama kampinės dispersijos įtaka impulsinių kūginių bangų tiesiniam sklidimui bei jų tolimojo lauko pavidalui. Šie du aspektai gali turėti lemiamos įtakos, projektuojant realias parametrinio stiprinimo sistemas šio metodo pagrindu.

5.6 Išvados

Pasiūlytas naujas ir universalus metodas, skirtas formuoti lokalizuotas ultraintensyvias kelių optinių ciklų impulsines kūgines bangas. Šis metodas leidžia iš Gauso bangų paketo suformuoti į impulsinės kūginės bangos tolimąjį lauką ir tuo pačiu pasiekti didelį stiprinimo kartų skaičių. Šiame metode yra užtikrinamas achromatinis fazinis sinchronizmas, todėl galima sustiprinti spektrą, atitinkantį kelių optinių ciklų Gauso impulsą. Taip pat šis metodas suteikia galimybę išsirinkti norimą formuojamos impulsinės kūginės bangos kampinę dispersiją, atitinkančią vieną iš daugelio galimų netiesinio kristalo fazinio sinchronizmo kreivių. Tokiu būdu galima suformuoti impulsines kūgines bangas su įvairaus pobūdžio kampinėmis dispersijomis. Taip pat yra galimybė stiprinimo metu pavarijuoti kampinę dispersiją, keičiant fazinio sinchronizmo kampą arba netiesinio kristalo temperatūrą.

Atstumas iki laikinio židinio gali būti kontroliuojamas, parenkant signalinio impulso pradinį laikinį čirpą. Tačiau Beselio zonos ilgis yra nulemtas apertūrinio kampo bei išorinio nekolinearumo kampo tarp signalo ir kaupinimo. Todėl jis nėra laisvai pasirenkamas. Taip pat ir impulsinės kūginės bangos diametras Beselio zonoje nėra laisvai keičiamas parametras, nes jį užduoda pasirinktas signalo centrinis bangos ilgis bei nekolinearumo kampas.

Pasiūlytas metodas perteikia pagrindines optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo metodo savybes, tačiau jam nereikalingas impulsų spaustuvas. Todėl jis gali būti panaudotas kaip išeities sprendimas optinių parametrinių čirpuotų impulsų stiprintuvų schemose, kuriose impulsų spaustuvas yra ribojantis faktorius. Naudojant 4-f lęšių sistemą, gali būti pastatytos papildomos stiprinimo pakopos. Kiekviena tokia pakopa galėtų būti suprojektuota vis didesnei kaupinimo energijai.

Šis metodas taip pat gali būti pritaikytas parametriniam impulsinių kūginių bangų stiprinimui ir medžiagose su Kero netiesiškumu, naudojant keturbangį maišymą. Buvo pademonstruota, kad santykinai didelis 10^5 stiprinimas gali būti pasiektas su 300 GW/cm^2 kaupinimo intensyvumu, neviršijančiu filamentacijos slenksčio.

Išvados

1. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinę ar kampinę dispersiją, integralinė trukmė sklidimo laisvoje erdvėje metu nesikeičia, nepaisant to, kad jo erdvinis-laikinis profilis kinta. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinę ar kampinę dispersiją, fronto pokrypis sklidimo laisvoje erdvėje metu palaipsniui išnyksta.
2. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinę ar kampinę dispersiją, erdvinis-laikinis profilis lęšio židinio plokštumoje nepriklauso nuo sklidimo nuotolio prieš lęšį, tačiau jis yra pakrypęs. Impulsinio Gauso pluošto, turinčio kampinę dispersiją, atveju fronto pokrypis lęšio židinio plokštumoje priklauso nuo pradinių impulsinio pluošto parametrų. Tuo tarpu impulsinio Gauso pluošto, turinčio erdvinę dispersiją, atveju fronto pokrypis lęšio židinio plokštumoje nuo pradinių impulsinio pluošto parametrų nepriklauso ir yra nulemtas tik įgytos kampinės dispersijos.
3. Erdviniai-laikiniai signalinio impulso iškraipymai nekolineariame optiniame parametriniame čirpuotų impulsų stiprintuve yra nulemti nesutapatintų impulsų frontų. Įgytas signalinio impulso fronto pokrypis yra visada mažesnis už kaupinimo impulso fronto pokrypį, ir išnyksta, jeigu išilgininiai ir skersiniai kaupinimo impulso matmenys pasidaro vienodi.
4. Signalas, turintis didelį laikinį čirpą, stiprinimo nekolineariame parametriniame stiprintuve metu įgyja impulso fronto pokrypį ir erdvinį čirpą, tačiau įgyta kampinė dispersija yra nykstamai maža. Tomis pačiomis sąlygomis stiprinant spektriškai ribotą signalą, įgytas impulso fronto pokrypis yra toks pat, tačiau sustiprintas signalas turi tik kampinę dispersiją.
5. Pasiūlytas impulsinės kūginės bangos parametrinio stiprinimo metodas yra naujas ir universalus būdas generuoti ir parametriškai stiprinti ultraintensyvias kelių optinių ciklų lokalizuotas impulsines kūgines bangas. Šiame metode yra panaudojamas achromatinis fazinis sinchronizmas, įgalinantis generuoti įvairaus tipo lokalizuotas impulsines kūgines bangas, pasižyminčias specifinėmis savybėmis tiesinio sklidimo metu.
6. Pasiūlytas metodas leidžia pasiekti didelį stiprinimo koeficientą ir yra gimingas optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo metodei, tačiau jam nereikalingas impulsų spaustuvai. Jis gali būti pritaikytas optiniuose parametriniuose čirpuotų impulsų stiprintuvuose, kuriuose impulsų spaustuvai yra nepageidaujamas.
7. Šis metodas gali būti pritaikytas impulsinių kūginių bangų parametriniam stiprinimui, naudojant keturbangį maišymą medžiagose, pasižyminčiose Kero netiesiškumu. Santykinai didelis signalo stiprinimas gali būti pasiektas su kaupinimo impulso intensyvumu, neviršijančiu filamentacijos slenksčio.

Literatūros sąrašas

- [1] D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
- [2] A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88**, 437–440 (1992).
- [3] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, and F. Hache, Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **20**, 1562–1564 (1995).
- [4] A. Baltuška, T. Fuji, and T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27**, 306–308 (2002).
- [5] T. Kobayashi and A. Shirakawa, Tunable visible and near-infrared pulse generator in a 5 fs regime, *Appl. Phys. B* **70**, S239–S246 (2000).
- [6] G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira, and S. D. Silvestri, Sub-8-fs pulses from an ultrabroadband optical parametric amplifier in the visible, *Opt. Lett.* **23**, 1283–1285 (1998).
- [7] S. Witte, R. T. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. E. Eikema, A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **14**, 8168–8177 (2006).
- [8] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, Y. Yamamoto, M. Tanoue, A. Akutsu, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Daido, T. Kimura, and N. Miyanaga, High-energy, high-contrast, multiterawatt laser pulses by optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **32**, 2315–2317 (2007).
- [9] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **34**, 2459–2461 (2009).
- [10] P. Wnuk, Y. Stepanenko, and C. Radzewicz, Multi-terawatt chirped pulse optical parametric amplifier with a time-shear power amplification stage, *Opt. Express* **17**, 15264–15273 (2009).
- [11] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, and S. Watanabe, 1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz, *Opt. Lett.* **32**, 2487–2489 (2007).
- [12] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, and A. Tünnermann, High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system, *Opt. Express* **18**, 12719–12726 (2010).
- [13] D. N. Schimpf, J. Rothhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, and D. C. Hanna, Theoretical analysis of the gain bandwidth for noncollinear parametric amplification of ultrafast pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2837–2846 (2007).
- [14] A. Piskarskas, A. Stabinis, and V. Pyragaite, Ultrabroad bandwidth of optical parametric amplifiers, *IEEE J. Quantum Electron.* **46**, 1031–1038 (2010).
- [15] A. Shirakawa and T. Kobayashi, Noncollinearly phase-matched femtosecond optical parametric amplification with a 2000 cm⁻¹ bandwidth, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 147–149 (1998).
- [16] P. Tzankov, J. Zheng, M. Mero, D. Polli, C. Manzoni, and G. Cerullo, 300 μJ noncollinear optical parametric amplifier in the visible at 1 kHz repetition rate, *Opt. Lett.* **31**, 3629–3631 (2006).
- [17] R. Antipenkov, A. Varanavicius, A. Zaukevičius, and A. P. Piskarskas, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, *Opt. Express* **19**, 3519–3524 (2011).
- [18] A. Shirakawa, I. Sakane, and T. Kobayashi, Pulse-front-matched optical parametric amplification for sub-10-fs pulse generation tunable in the visible and near infrared, *Opt. Lett.* **23**, 1292–1294 (1998).
- [19] O. Isaienko and E. Borguet, Pulse-front matching of ultrabroadband near-infrared noncollinear optical parametric amplified pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 965–972 (2009).
- [20] G. Arisholm, J. Biegert, P. Schlup, C. Hauri, and U. Keller, Ultra-broadband chirped-pulse optical parametric amplifier with angularly dispersed beams, *Opt. Express* **12**, 518–530 (2004).

- [21] K. Yamane, T. Tanigawa, T. Sekikawa, and M. Yamashita, Angularly-dispersed optical parametric amplification of optical pulses with one-octave bandwidth toward monocycle regime, *Opt. Express* **16**, 18345–18353 (2008).
- [22] L. Cardoso, H. Pires, and G. Figueira, Increased bandwidth optical parametric amplification of supercontinuum pulses with angular dispersion, *Opt. Lett.* **34**, 1369–1371 (2009).
- [23] G. Valiulis, A. Dubietis, and A. Piskarskas, Optical parametric amplification of chirped X pulses, *Phys. Rev. A* **77**, 043824 (2008).
- [24] A. Dubietis, V. Smilgevicius, A. Stabinis, G. Valiulis, and A. Piskarskas, Optical parametric amplification of X-shaped localised wave-packets, *Quantum Electron.* **39**, 599 (2009).
- [25] J. Bromage, C. Dorrer, and J. D. Zuegel, Angular-dispersion-induced spatiotemporal aberrations in noncollinear optical parametric amplifiers, *Opt. Lett.* **35**, 2251–2253 (2010).
- [26] M. Clerici, O. Jedrkiewicz, E. Rubino, D. Faccio, L. Tartara, V. Degiorgio, and P. D. Trapani, Generation and amplification of pulsed Bessel beams by seeding an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **33**, 2296–2298 (2008).
- [27] O. Jedrkiewicz, M. Clerici, E. Rubino, and P. Di Trapani, Generation and control of phase-locked conical wave packets in type-I seeded optical parametric amplification, *Phys. Rev. A* **80**, 033813 (2009).
- [28] H. Vincenti and F. Quéré, Attosecond Lighthouses: How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 113904 (2012).
- [29] L.-C. Cheng, C.-Y. Chang, C.-Y. Lin, K.-C. Cho, W.-C. Yen, N.-S. Chang, C. Xu, C. Y. Dong, and S.-J. Chen, Spatiotemporal focusing-based widefield multiphoton microscopy for fast optical sectioning, *Opt. Express* **20**, 8939–8948 (2012).
- [30] B. Zeng, W. Chu, H. Gao, W. Liu, G. Li, H. Zhang, J. Yao, J. Ni, S. L. Chin, Y. Cheng, and Z. Xu, Enhancement of peak intensity in a filament core with spatiotemporally focused femtosecond laser pulses, *Phys. Rev. A* **84**, 063819 (2011).
- [31] D. N. Vitek, E. Block, Y. Bellouard, D. E. Adams, S. Backus, D. Kleinfeld, C. G. Durfee, and J. A. Squier, Spatio-temporally focused femtosecond laser pulses for nonreciprocal writing in optically transparent materials, *Opt. Express* **18**, 24673–24678 (2010).
- [32] F. He, H. Xu, Y. Cheng, J. Ni, H. Xiong, Z. Xu, K. Sugioka, and K. Midorikawa, Fabrication of microfluidic channels with a circular cross section using spatiotemporally focused femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* **35**, 1106–1108 (2010).
- [33] M. E. Durst, A. A. Straub, and C. Xu, Enhanced axial confinement of sum-frequency generation in a temporal focusing setup, *Opt. Lett.* **34**, 1786–1788 (2009).
- [34] M. Durst, G. Zhu, and C. Xu, Simultaneous spatial and temporal focusing in nonlinear microscopy, *Opt. Commun.* **281**, 1796–1805 (2008).
- [35] D. Oron, E. Tal, and Y. Silberberg, Scanningless depth-resolved microscopy, *Opt. Express* **13**, 1468–1476 (2005).
- [36] X. Gu, S. Akturk, and R. Trebino, Spatial chirp in ultrafast optics, *Opt. Commun.* **242**, 599–604 (2004).
- [37] S. Akturk, X. Gu, E. Zeek, and R. Trebino, Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp, *Opt. Express* **12**, 4399–4410 (2004).
- [38] S. Akturk, X. Gu, P. Gabolde, and R. Trebino, The general theory of first-order spatio-temporal distortions of Gaussian pulses and beams, *Opt. Express* **13**, 8642–8661 (2005).
- [39] P. Gabolde, D. Lee, S. Akturk, and R. Trebino, Describing first-order spatio-temporal distortions in ultrashort pulses using normalized parameters, *Opt. Express* **15**, 242–251 (2007).
- [40] J. J. A. Fleck and M. D. Feit, Beam propagation in uniaxial anisotropic media, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 920–926 (1983).
- [41] J. J. Stamnes and V. Dhayalan, Double refraction of a Gaussian beam into a uniaxial crystal, *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 486–497 (2012).
- [42] M. Kolesik and J. V. Moloney, Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell’s to unidirectional equations, *Phys. Rev. E* **70**, 036604 (2004).

- [43] V. Pyragaite, A. Stabinis, R. Butkus, R. Antipenkov, and A. Varanavicius, Parametric amplification of chirped optical pulses under pump depletion, *Opt. Commun.* **283**, 1144–1151 (2010).
- [44] G. Arisholm, General numerical methods for simulating second-order nonlinear interactions in birefringent media, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2543–2549 (1997).
- [45] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. Eikema, Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system, *Appl. Phys. B* **87**, 677–684 (2007).
- [46] R. DeSalvo, A. Said, D. Hagan, E. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae, Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1324–1333 (1996).
- [47] K. Kato, Second-harmonic generation to 2048 Å in β -BaB₂O₄, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1013–1014 (1986).
- [48] A. Thai, C. Skrobol, P. K. Bates, G. Arisholm, Z. Major, F. Krausz, S. Karsch, and J. Biegert, Simulations of petawatt-class few-cycle optical-parametric chirped-pulse amplification, including nonlinear refractive index effects, *Opt. Lett.* **35**, 3471–3473 (2010).
- [49] L. Yu, M. Huang, M. Chen, W. Chen, W. Huang, and Z. Zhu, Quasi-discrete Hankel transform, *Opt. Lett.* **23**, 409–411 (1998).
- [50] M. Guizar-Sicairos and J. C. Gutiérrez-Vega, Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields, *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 53–58 (2004).
- [51] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. A. Khazanov, O. V. Palashov, A. M. Sergeev, and I. V. Yakovlev, Study of Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification in a DKDP Crystal Pumped by the Second Harmonic of a Nd:YLF Laser, *Laser Phys.* **15**, 1319–1333 (2005).
- [52] J. Darginavicius, G. Tamošauskas, A. Piskarskas, and A. Dubietis, Generation of 30-fs ultraviolet pulses by four-wave optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **18**, 16096–16101 (2010).
- [53] C. G. D. III, S. Backus, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, Intense 8-fs pulse generation in the deep ultraviolet, *Opt. Lett.* **24**, 697–699 (1999).
- [54] I. Babushkin and J. Herrmann, High energy sub-10 fs pulse generation in vacuum ultraviolet using chirped four wave mixing in hollow waveguides, *Opt. Express* **16**, 17774–17779 (2008).
- [55] Y. Kida, J. Liu, and T. Kobayashi, Single 10-fs deep-ultraviolet pulses generated by broadband four-wave mixing and high-order dispersion compensation, *Appl. Phys. B* **105**, 675–679 (2011).
- [56] T. Fuji, T. Horio, and T. Suzuki, Generation of 12 fs deep-ultraviolet pulses by four-wave mixing through filamentation in neon gas, *Opt. Lett.* **32**, 2481–2483 (2007).
- [57] J. ao L. Silva, H. M. Crespo, and R. Weigand, Generation of high-energy vacuum UV femtosecond pulses by multiple-beam cascaded four-wave mixing in a transparent solid, *Appl. Opt.* **50**, 1968–1973 (2011).

Summary

THE USE OF ANGULAR DISPERSION FOR FORMATION OF HIGH PEAK POWER AND ULTRASHORT PULSED LIGHT BEAMS IN NONLINEAR INTERACTIONS

In this thesis the results of the theoretical and experimental study of spatio-temporal distortions emerging in noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifiers are presented. In noncollinear parametric amplifier, when pulse fronts of pump and signal are not matched, the signal pulse becomes tilted and aside from angular dispersion has a spatial chirp. The expressions relating the magnitudes of the acquired spatial chirp and angular dispersion to the temporal chirp of the signal pulse are derived. It is shown that the magnitudes of the induced spatial chirp and angular dispersion decrease at different rates with the increase of the signal pulse temporal chirp and for the large temporal chirp mainly the spatial chirp contributes to the pulse-front tilt of the signal. Whereas the induced signal pulse-front tilt is independent of the signal pulse temporal chirp, but is always smaller than the pulse-front tilt of the pump pulse. In addition to the spatio-temporal distortions experienced by the signal pulse in the noncollinear parametric amplifier, the results of the theoretical study of spatio-temporal dynamics of the pulsed Gaussian beam possessing first-order spatio-temporal couplings are presented. It is shown, that aside a well-know contribution of the angular dispersion, the spatial chirp also plays an essential role in spatio-temporal evolution of the pulsed beam during its propagation through linear optical system. It has been demonstrated, that spatial chirp accompanied by the phase-front curvature of the beam gives rise to the temporal chirp of the pulse. In addition, it is shown that pulse-front tilt, caused by the angular dispersion, may be counterweighted by the spatial chirp during propagation in free space. Lastly, in this thesis we propose a novel and versatile method for pulsed conical wave parametric amplification with subsequent spatio-temporal compression during propagation in free space. It is numerically demonstrated that Gaussian wave-packet can be reshaped into pulsed conical wave (PCW) just by means of the lens and nonlinear crystal. We point out that performing the far field amplification of the PCW is the key for generation of localized PCWs with ultrahigh intensities. It allows to form ultra-intense and propagation invariant wave-packets capable to propagate over many Rayleigh range in the desired material. The method exploits achromatic phase matching and empowers the parametric amplification of bandwidths corresponding to few-cycle light pulses with Gaussian temporal spectrum. In contrast to ordinary chirped-pulse amplification technique it does not require a pulse compressor, thus greatly facilitates the parametric amplification of few-cycle light pulses.

Trumpos žinios apie doktorantą

Vardas: Audrius

Pavardė: Zaukevičius

Gimimo data: 1983 12 30

Gimimo vieta: Tauragė

El. paštas: Audrius.Zaukevicius@ff.stud.vu.lt

Išsilavinimas:

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

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

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

Stažotės:

2011 sausio mėn. Vienos technikos universitetas, Fotonikos institutas, Austrija.

Mokslinio darbo patirtis:

2003-2008 Laborantas, Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra.

2006-2008 Inžinierius, UAB MGF "Šviesos konversija".

2008-2012 Jaunesnysis mokslo darbuotojas, Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra.

Curriculum Vitae

Name: Audrius

Surname: Zaukevičius

Date of birth: 1983 12 30

Place of birth: Tauragė

E-mail: Audrius.Zaukevicius@ff.stud.vu.lt

Education:

2002-2006 Vilnius University, Faculty of Physics. (*Bachelor degree*)

2006-2008 Vilnius University, Faculty of Physics. (*Master degree*)

2008-2012 Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics (*PhD studies*)

Internships:

2011 in January Vienna University of Technology, Photonics Institute, Austria.

Professional experience:

2003-2008 Laboratory assistant, Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics.

2006-2008 Engineer, UAB MGF "Light Conversion".

2008-2012 Junior research fellow, Vilnius University, Faculty of Physics, Department of Quantum Electronics.