

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Augustas Karpavičius

ULTRATRUMPUJŲ IMPULSŲ TRUKMĖS MATAVIMAS VIENABLYKSNE
METODIKA VIDURINIOJOJE INFRARAUDONOJOJE SRITYJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Augustas Karpavičius

Leista ginti

2022-05-26

Darbo vadovas

dr. Rytis Butkus

Centro direktorė

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

Turinys

1	Literatūros apžvalga	3
1.1	FROG matavimo metodika	3
1.2	TIPTOE matavimo metodika.....	5
1.2.1	TIPTOE matavimas dujose.....	5
1.2.2	TIPTOE analizė ir apribojimai.....	8
1.2.3	TIPTOE impulso atkūrimas	11
1.2.4	Vienablyksnis TIPTOE matavimas	12
2	Rezultatai ir jų aptarimas	16
2.1	Vienablyksnio TIPTOE matavimo schema	16
2.2	Netiesiškumas ir kalibracija	18
2.3	TIPTOE matavimo rezultatai	19
2.4	TIPTOE rezultatų patikimumo įvertinimas	26
2.4.1	Spektrinės fazės analizė	26
2.4.2	Palyginimas su FROG rezultatais	29
2.5	TIPTOE teorinis modeliavimas.....	32
3	Išvados	39
	Literatūros sąrašas	40
	Santrauka	43
	Summary	43

Įvadas

Didelės energijos artimosios IR spinduliuotės ultratrumpieji lazeriniai impulsai turi gausybę pritaikymų mokslo srityse, kur vienos iš svarbiausių sričių yra netiesinė optika bei kinetinė spektroskopija [1]. Fizikinių sistemų kinetinė spektroskopija yra pagrindinė motyvacija generuoti kuo trumpesnius artimosios IR srities impulsus, norint išsiaiškinti ir kontroliuoti branduolių bei elektronų dinamiką ypatingai trumpuose laiko intervaluose, siekiančiuose net atosekundes [2]. Tačiau viena iš pagrindinių šios srities ultratrumpųjų impulsų problemų yra jų impulso trukmės išmatavimas. Šių ypatingai trumpų impulsų charakterizavimas yra ypatingai svarbus fizinių ir cheminių procesų supratimui, kurie vyksta optiniam impulsui sąveikaujant su medžiaga. Bet pilnas impulso charakterizavimas reikalauja turėti "optinį osciloskopą" [3], kuris galėtų išskirti elektrinio lauko osciliacijas po impulso intensyvumo gaubtine, tai reiškia, kad jo laikinė skyra idealiu atveju turėtų būti sub-femtosekundinė. Nors dauguma aparatų yra jautrūs elektrinio lauko amplitudei, tačiau dėl ypatingai greitų jos svyravimų (pvz. matomai šviesai turime $\sim 10^{15}$ osciliacijų per sekundę) turime fizikinius dydžius suvidurkintus per elektrinio lauko periodą [4]. Taigi, nesunku suprasti, kad norint atlikti visišką optinio impulso charakterizavimą reikia turėti strobavimo/užtūrinį impulsą (angl. *"gate pulse"*), kurio trukmė būtų bent dvigubai trumpesnė už matuojamo impulso elektrinio lauko periodo trukmę. Tai buvo pademonstruota metodika paremta elektrinio lauko fotojonizuotų elektronų "ruožavimu" (angl. *"attosecond streaking"*) [4, 5], kur su 250 as XUV (angl. *"Extreme Ultraviolet"*) impulsu atominėse dujose išlaisvinti elektronai naudojami kaip zondas matuojamam lazeriniam impulsui, kurio elektrinis laukas sukuria elektronų impulso kiekio pokytį, fiksuojamą elektronų detektoriumi. Taip pat ultratrumpųjų impulsų strobavimas buvo realizuotas elektro-optiniu strobavimu (angl. *"EOS - electro-optic sampling"*) [6, 7], kur IR pluošto elektrinis laukas yra nuskaitomas naudojantis poliarizacijos pasukimu, atliekamu zondavimo impulsui išnaudojant Pokelso efektą. Tačiau pastarosios metodikos reikalauja matavimą atlikti skenuojant matuojamą impulsą zondavimo impulso atžvilgiu. Tai reiškia, kad informacija renkama iš didelio kiekio impulsų ir todėl visi lazerio sukurti impulsai turėtų idealiu atveju būti identiški [3], bei impulsų pasikartojimo dažnis pakankamai aukštas. Norint išvengti šių apribojimų verta pasitelkti vienablyksnę impulso charakterizavimo metodiką, kur vienas iš neseniai atsiradusių charakterizavimo metodų naudoja silicio kamerą, kurioje zondo vaidmenį atlieka didelio intensyvumo elektrinio lauko atsakas, kaip daugiafotonis arba tuneliavimo sužadینimas, kurie veikia kaip subcikliniai užtūros impulsai. Čia pačio charakterizuojamo impulso elektrinis laukas tampa matavimo įrankiu.

Taigi, šio darbo tikslas yra išmatuoti artimosios IR srities ultratrumpojo impulso trukmę ir charakterizuoti po impulso gaubtine esantį elektrinį lauką naudojantis vienablyksne matavimo metodika realizuojama silicio kameroje. Taip pat įvertinti rezultatų patikimumą, palyginant su kitomis impulso trukmės matavimo metodikomis.

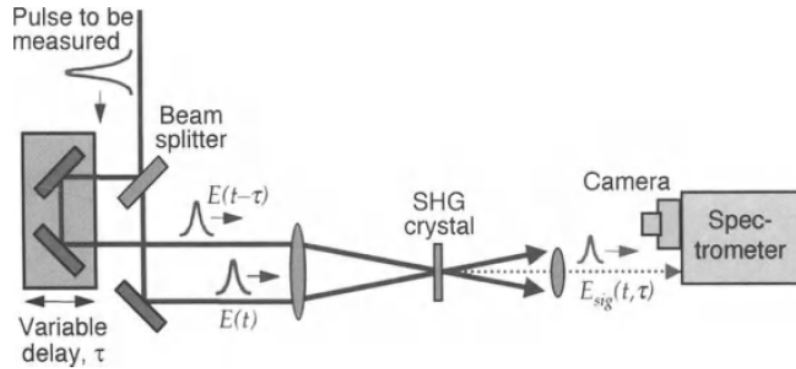
1 Literatūros apžvalga

1.1 FROG matavimo metodika

Naujų ultratrumpųjų intensyvių lazerinių šaltinių kūrimas bei tobulinimas, kuriuose turime didesnę laisvę impulso elektrinio lauko valdymui, paskatino naujų mokslo sričių, studijuojančių intensyvaus lauko spinduliuotės ir medžiagos sąveiką, plėtojimąsi [8]. Kaip vienas iš pavyzdžių yra kelių ciklų ultratrumpųjų impulsų generacija vidurinėje IR (angl. "mid-IR") srityje, kuri prisidėjo prie atosekundinio mokslo srities vystymosi [9]. Tačiau logiška, kad tokių impulsų panaudojime yra svarbu žinoti intensyvumo laikinę gaubtinę, o kartais ir pilnai charakterizuotą elektrinį lauką. Bendru atveju, tai galima atlikti dvejais būdais: naudojant ultratrumpąją laikinę užtūrą, kaip buvo minėta įvade, arba netiesinį medžiagos atsaką. Viena iš netiesinio medžiagos atsako metodikų, naudojama visiškai impulso charakterizavimui, kuri jau keletą dešimtmečių gausiai naudojama, detaliai išnagrinėta ir plačiai pripažinta, yra dažninės skyros optinės sklendės matavimas (angl. "FROG - Frequency Resolved Optical Gating"). FROG matavimas turi ne vieną gerai išvystytą variaciją, įvardinant kelias: antros harmonikos generacijos FROG (angl. SHG FROG), poliarizacinis FROG (angl. PG FROG), trečios harmonikos generacijos FROG (angl. THG FROG), savaiminės difrakcijos (angl. SD FROG) ir daugelis kitų [10]. Tačiau šiame darbe, siekiant patikrinti tiriamos matavimo metodikos rezultatus, FROG matavimai buvo atliekami naudojantis populiariausia SHG FROG matavimo metodika, todėl toliau apie ją ir kalbėsime. FROG matavimo metodika buvo sukurta 1991 metais R. Trebino ir D. Kane, kurie 1993 metais taip pat parašė dedikuotą impulso atkūrimo algoritmą ir pirmą kartą pilnai apibūdino FROG metodiką savo publikuotuose straipsniuose [11], [12], [13]. FROG matavimo konstrukcija niekuo nesiskiria nuo autokoreliatoriaus tik registruojame ne intensyvumą bet antros harmonikos spektrą. Tai reiškia, kad matavimo metu yra sukuriama nežinomo impulso replika (impulsas padalinamas į dvi dalis), ji pavėlinama laike ir kartu su originaliu impulsu įleidžiama į netiesinį kristalą, kur vyksta antrosios harmonikos generacija, kuri registruojama spektrometru. Ši konstrukcija yra pavaizduota 1.1 paveiksle, kur čia matome 50% pluošto daliklį, vėlinimo liniją, fokusuojantį veidrodį ar lęšį (dažniausiai 10-50cm židinio nuotolio), kuris sufokusuoja abu pluoštus į antros harmonikos generacijos kristalą (dažniausiai BBO arba KDP) ir galiausiai spektrometrą. FROG matavimo rezultatas yra spektrograma - nuo tarpimpulsinio vėlinimo priklausantis spektrinis intensyvumas, kuris gali būti aprašytas 1.1.1 formule [10].

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau) \exp\{-i\omega t\} dt \right|^2 \quad (1.1.1)$$

Tuomet iš spektro priklausomybės nuo vėlinimo su dedikuotais iteraciniais algoritmais (dažniausiai naudojamas apibendrintų projekcijų iteracinis algoritmas) galima beveik viena-reikšmiškai atkurti elektrinio lauko amplitudę ir fazę, kur šių algoritmų veikimas aprašy-



1.1 pav. Antros harmonikos generacijos FROG matavimo schema [10].

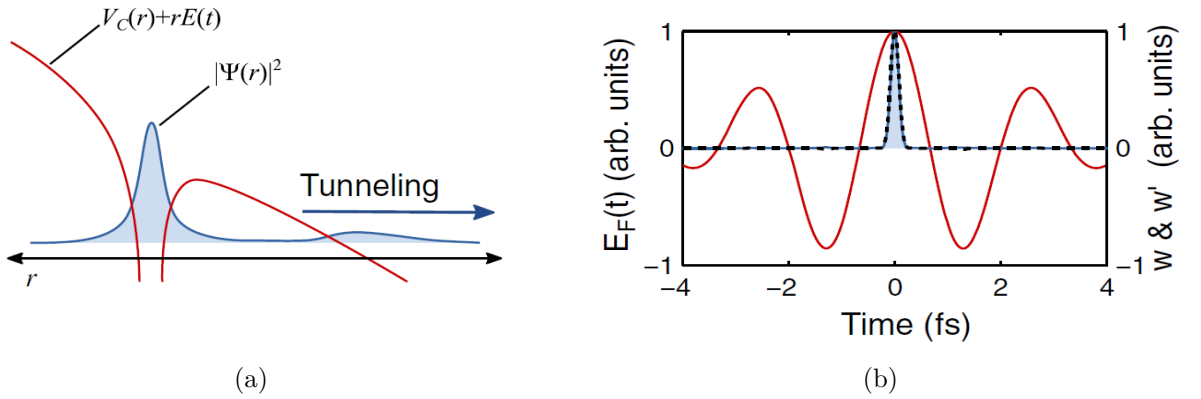
tas [10] [14]. Eksperimentiškai svarbiausias SHG FROG nevienareikšmiškumas yra neapibrėžta laiko kryptis, kuri kyla iš to, kad matuojame signalo modulio kvadratą (dėl kurio negalime vienareikšmiškai pasakyti, kurio ženklo yra fazinė moduliacija). Šį neapibrėžtumą galima nesunkiai panaikinti matuojant iškraipytą impulsą (pvz. impulsą praleidžiant pro žinomo ženklo dispersijos medžiagą). Pagrindinis SHG FROG privalumas yra didelis jautrumas - iš nedidelės galios impulsų gausime pakankamai signalo atlikti patikimą matavimą (tinka ir 1pJ energijos impulsai). Didelį jautrumą sąlygoja tai, kad naudojame kvadratinį netiesiškumą, kai tuo tarpu anksčiau išvardinti metodai naudoja kubinį netiesiškumą, kuris yra žymiai silpnesnis. Taip pat SHG FROG pasiekia geriausią signalo ir triukšmo santykį (angl. *S/N ratio*), nes sugeneruota antroji harmonika yra didesnio dažnio nei išsklaidyta šviesa, kuri lengvai gali būti nufiltruojama. Yra parodyta, kad SHG FROG matavimas tinka net kelių femtosekundžių impulsų matavimams. Pagrindinė šio eksperimento klaida gali būti per siauros stiprinimo juostos antrosios harmonikos kristalo naudojimas. SHG FROG matavime visos impulso dažninės turi būti konvertuojamos norint teisingai išmatuoti ar atkurti impulsą, todėl turime parinkti netiesinį kristalą ir jis negali būti per storas (pvz. 800nm 100fs impulsams KDP kristalas neturėtų būti storesnis nei $\sim 300\mu\text{m}$, o BBO - $\sim 100\mu\text{m}$ [10]), kitaip algoritmas nekonverguos.

Taip pat nors ir galima atlikti vienablyksnį FROG matavimą (kur galima charakterizuoti neidentiškų impulsų ir mažų pasikartojimo dažnių lazerinius šaltinius), tačiau čia išlieka keli nepatogumai: baigtinis matuojamas spektrinis ruožas (dažniausiai neviršijantis oktavos) dėl netiesinio kristalo sugerties bei fazinio sinchronizmo sąlygos, ilgas ir palyginamai lėtas iteracinis atkūrimo algoritmas, bei pakankamai sudėtingas metodas, kadangi turime daug derinimo laisvės laipsnių. Todėl kyla motyvacija ieškoti alternatyvių, pilnai impulsą charakterizuojančių matavimo metodikų.

1.2 TIPTOE matavimo metodika

1.2.1 TIPTOE matavimas dujose

Iš kelių anksčiau paminėtų charakterizavimo metodų, galime pasirinkti perturbuojančios tunelinės jonizacijos charakterizavimo metodą, skirtą elektrinio lauko laikinės priklausomybės registravimui, dar sutrumpintai vadinamą TIPTOE (angl. *"Tunneling Ionization with a Perturbation for the Time-domain Observation of an Electric field"*) [15]. Pirmą kartą šis metodas buvo pademonstruotas pasitelkiant tunelinę jonizaciją dujose [16]. Taigi, šioje metodikoje naudojama subciklinė tunelinė jonizacija yra kvantmechaninis reiškinys, kurio metu elektronų dinamiką galime apibūdinti elektronų banginės funkcijos modulio kvadratu (kuris apibūdina tikimybę rasti elektroną tam tikrame erdvės taške) kaip parodyta 1.2 paveikslo a) dalyje. Šiame paveiksle matome, kad kai atomas yra paveiktas stipriu lazerio elektriniu



1.2 pav. (a) Tunelinės jonizacijos iliustracija: mėlyna linija - elektronų banginės funkcijos modulio kvadratas, raudona linija - lazerinio elektrinio lauko deformuotas potencialinis barjeras. (b) Momentinė jonizacijos sparta $\omega(t)$ (mėlyna linija), momentinės jonizacijos spartos išvestinė pagal elektrinio lauko stiprį $\omega'(t)$ (punktyrinė linija) ir lazerinio impulso elektrinio lauko osciliacija (raudona linija) [16].

lauku, jo atominis potencialas (V_C) yra iškraipomas. Tokiu atveju dalis elektronų banginės funkcijos gali tuneliuoti per Kuloninį branduolio barjerą, taip išlaisvinant subciklinius elektronų paketus per kiekvieną elektrinio lauko svyravimo pusciklį, kaip pavaizduota 1.2 paveikslo b) dalyje. Čia grafike matome pavaizduotą momentinę jonizacijos spartą $\omega(E)$, kuri pagrįde priklauso nuo lazerio elektrinio lauko stiprio. Svarbu suprasti, kad tunelinės jonizacijos sparta eksponentiškai priklauso nuo elektrinio lauko intensyvumo, todėl tunelinės jonizacijos sparta $\omega(E)$ kartu su jos išvestine $\omega'(t)$ ties kiekvienu lazerinio impulso elektrinio lauko osciliacijos maksimumu yra artimos delta funkcijoms [16]. Tai reiškia, kad ties impulso smaile dėl pastarosios tunelinės jonizacijos savybės galime turėti ypatingai trumpą laikinę užtūrą, kurios paskaičiuota trukmė tam tikru atveju gali siekti vos 190 atosekundžių [17].

Taigi, šioje TIPTOE metodikoje ultratrumpasis impulsas yra padalinamas į dvi energiška ne vienodas dalis, kur didesnės energijos pagrindinis impulsas E_P sugeneruoja anksčiau

aprašytą subciklinį elektronų paketą, kuris yra naudojamas kaip laikinė užtūra mažesnės energijos signaliniam impulsui E_S . Svarbu paminėti, kad signalinis impulsas turi būti pakankamai mažos energijos (nuo 0.1% iki 0.01% pagrindinio impulso energijos), kad pats negalėtų indukuoti tunelinės jonizacijos, tačiau gebėtų moduluoti pagrindinio impulso indukuotą tunelinę jonizaciją. Tuomet moduluota tunelinės jonizacijos išeiga (sugeneruoti laisvieji krūvininkai ir jonai) yra matuojama tarp dviejų metalinių plokštelių, kurios prijungtos prie signalų stiprintuvo. Svarbu paminėti, kad čia tunelinės jonizacijos išeiga yra matuojama dviejuose kanaluose: etaloniniame kanale, kur turime jonizacijos išeigą N_0 tik iš pagrindinio impulso, ir signaliniame kanale, kur moduluota jonizacijos išeiga $N_0 + \delta N$ yra sukurta pagrindinio ir signalinio impulso, siekiant išvengti eksperimentinio triukšmo.

Norint gauti šios jonizacijos moduliacijos matematinį aprašymą, pirmiausia reikia žinoti jonizacijos spartos išraišką pagrindinio ir signalinio impulso superpozicijos atveju. Šiuo atveju jonizacijos spartą $w(E_P + E_S)$ skleidžiame Teiloro eilute pagrindinio impulso elektrinio lauko stiprio E_P aplinkoje, kaip parodyta 1.2.1 lygtyje.

$$w(E_P + E_S) = w(E_P) + [dw(E)/dE|_{E=E_P}]E_S + [d^2w(E)/2dE^2|_{E=E_P}]E_S^2 + [d^3w(E)/6dE^3|_{E=E_P}]E_S^3 + \dots \quad (1.2.1)$$

Kadangi mes registruojame jonizacijos išeigą, o ne jonizacijos spartą, pastarąją lygtį integruojame laike, kaip parodyta 1.2.2 išraiškoje.

$$N = N_0 + \delta N^{(1)} + \delta N^{(2)} + \delta N^{(3)} + \dots = \int w(E_P)dt + \int [dw(E)/dE|_{E=E_P}]E_S dt + \int [d^2w(E)/2dE^2|_{E=E_P}]E_S^2 dt + \int [d^3w(E)/6dE^3|_{E=E_P}]E_S^3 dt + \dots \quad (1.2.2)$$

Čia N_0 yra pagrindinio impulso sukurta jonizacijos išeiga, o $\delta N^{(1)}$, $\delta N^{(2)}$ ir $\delta N^{(3)}$ yra jonizacijos išeigos pataisos, atsirandančios dėl signalinio impulso poveikio. Nors ir skleidžiamoje eilutėje turime begalinį skaičių narių, tačiau augant nario eilei, jo įnešama pataisa sparčiai mažėja. Todėl norint įvertinti reliatyvias įnešamų pataisų amplitudes galime pažvelgti į 1 lentelę, kuri buvo gauta atliekant ADK ("Ammosov-Delong-Krainov") jonizacijos modelio skaičiavimus [16]. Čia matome, kad kai signalinis impulsas yra tūkstantį kartų silpnesnis

1 lentelė. Reliatyvios aukštesnių pataisų narių amplitudės, suskaičiuotos ADK jonizacijos modeliu argono dujose naudojant $I_P = 1 \times 10^{14}$ W/cm² intensyvumo pagrindinį impulsą [16].

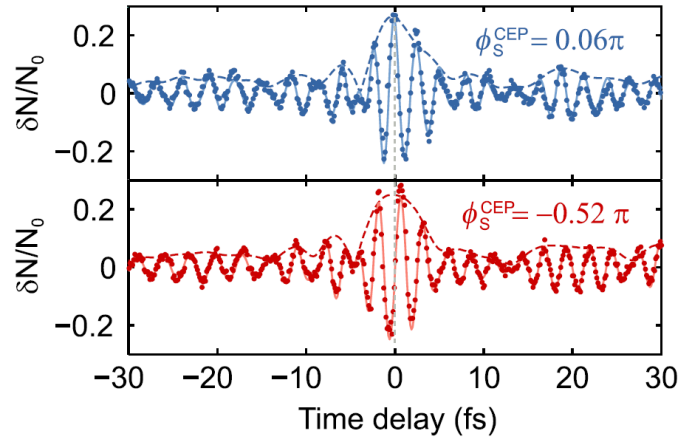
I_S/I_P	$\delta N^{(1)}/N_0$	$\delta N^{(2)}/N_0$	$\delta N^{(3)}/N_0$
10^{-2}	1.471	0.930	0.323
10^{-3}	0.465	0.093	0.010
10^{-4}	0.147	0.009	3.2e-4
10^{-5}	0.047	0.001	1.0e-5

už pagrindinį impulsą ($I_S/I_P = 10^{-3}$), pirmosios pataisos amplitudė siekia 47%, o antrosios ir trečiosios - 9% ir 1% atitinkamai. Svarbu pastebėti, kad antroji ir trečioji pataisos yra proporcingos E_S^2 ir E_S^3 atitinkamai, todėl jų sąlygojamos moduliacijos yra aukštesnio dažnio. Šie papildomi didesnio dažnio signalai užregistruotoje moduluotoje jonizacijoje yra pašalinami naudojant mažesnę I_S/I_P santykį arba atliekant spektrinį filtravimą. Todėl dažniausiu atveju matysime, kad jonizacija, sąlygota signalinio ir pagrindinio impulso superpozicijos, yra aprašoma naudojantis pirmojo laipsnio pataisa [15, 16, 18], kaip parodyta 1.2.3 lygtyje.

$$N = N_0 + \delta N = \int w(E_P)dt + \int [dw(E)/dE|_{E=E_P}]E_S dt \quad (1.2.3)$$

Turint šią išraišką matome, kad signalinio impulso elektrinio lauko osciliacijos yra gaunamos atliekant jonizacijos išėigos matavimus (N ir N_0) prie skirtingų vėlinimo verčių τ (tarp signalinio ir pagrindinio impulso), atimant pagrindinio impulso jonizaciją iš moduluotos jonizacijos ir atvaizduojant $\delta N/N_0 - 1$ priklausomybę nuo pastarojo vėlinimo τ .

Tokios matavimo metodikos panaudojimo pavyzdys - kelių ciklų trukmės impulsų, gautų Ti:Safyro lazerinei spinduliuotei prasklidus pro neono dujomis užpildytą 2 metrų HC (angl. "Hollow-Core") šviesolaidį, charakterizavimas. Čia 1.3 paveiksle yra pavaizduotos šių impulsų elektrinio lauko osciliacijos su impulsų gaubtinėmis prie skirtingų nešančiojo elektrinio lauko fazių - CEP (angl. "Carrier-Envelope Phase") [19], pamatuotos fokusuojant impulsus argono dujose. TIPTOE matavimo metu užregistruotas signalinio impulso elektrinis laukas



1.3 pav. Signalinio impulso matavimas: $\delta N/N_0$ eksperimentiniai duomenys (taškai), aproksimuotos elektrinio lauko osciliacijos (vientisos linijos) ir aproksimuotos impulso gaubtinės (punkttyrinės linijos) [16].

buvo palygintas su petahercinio optinio osciloskopo [20] matavimo metodu, kur abu metodai rodė gerą sutapimą su skirtingai čirpuotais impulsais, o išmatuota impulso trukmė buvo gauta 4.8 ± 0.5 fs. Taip pat, kaip matome iš skirtingų signalinio impulso CEP matavimų, impulso gaubtinė yra nepakitusi. Tačiau tiksliam signalinio impulso charakterizavimui pagrindinio impulso CEP turi būti lygi 0. Taigi, vienas iš šios TIPTOE matavimo metodikos variacijos trūkumų, norint pilnai charakterizuoti impulsą, yra stabilizuotos CEP lazerinio šal-

tinio turėjimas, kadangi informacija apie elektrinį lauką renkama iš didelio kiekio impulsų, kurie tarpusavyje turi turėti identiškas CEP. Taip pat vykdant TIPTOE ore ar kitose dujose dažniausiai reikės ypatingai didelių intensyvumų (10-100 TW/cm²) [15], kas dar labiau susiaurina charakterizuojamų šaltinių pasirinkimą. Tačiau, skirtingai nei netiesinio medžiagos atsako matavimo metodikose, čia nereikia jaudintis dėl netiesinės terpės pažaidos.

Be standartinės TIPTOE matavimo metodikos, matuojančios dujose sukurtus krūvininkus tarp dviejų metalinių plokščių elektrodų, neseniai buvo pademonstruoti alternatyvūs TIPTOE realizavimai. Vienas iš realizavimo būdų yra atvaizduoti plazmos (ar kitų kietų kūnų pvz. ZnO [15]) fluorescenciją, kuri yra proporcinga jonizacijos tikimybei [21]. Pasinaudojant šia "pilnai optine" (nereikalaujančia elektrinių krūvininkų detekcijos) TIPTOE matavimo konfigūracija yra registruojamas erdvinis jonizacijos tikimybės pasiskirstymas, iš kurio galima ištraukti matuojamo impulso "Gouy" fazę. Kita TIPTOE matavimo variacija yra vietoj anksčiau minėtų metalinių plokštelių elektrodų krūvio surinkimui naudoti lokalizuotą zondą - nanometrinę adatos viršūnę, kuri įgalina erdvėlaikinį impulso charakterizavimą vadinamame nanoTIPTOE matavime [22]. Taip pat čia yra dalinai išsprendžiamas apribojamas, leidžiantis TIPTOE atlikti tik didelės energijos impulsams - dėl mažo nanometrines adatos galiuko kreivumo radiuso yra pasiekiamas didesnis matuojamo lauko intensyvumas [23], todėl nėra reikalingi anksčiau minėti dideli lazerinės spinduliuotės intensyvumai. Taip pat vienas iš lengviausiai įgyvendinamų ir itin perspektyvus metodas yra vienablyksnis TIPTOE, realizuojamas krūvininkus sukuriant erdvinę skyrą turinčiame detektoriuje. Pastarasis TIPTOE metodas yra taikomas šiame moksliniame darbe ir yra plačiai aprašytas 1.2.4 skyriuje.

1.2.2 TIPTOE analizė ir apribojimai

Trumpai apžvelgus pirmąją TIPTOE realizaciją, šiame skyriuje vertėtų sustoti ir pasigilinti į jos mechanizmą iš matematinės pusės, kad galėtume geriau suprasti šios metodikos apribojimus, bei pranašumus. Svarbu prisiminti, kad pirmą kartą pritaikyta TIPTOE metodika buvo atlikta tik itin trumpiems impulsams, kurių trukmės siekė kelis optinius ciklus (kaip buvo aprašyta praeitame skyriuje), todėl reiktų taip pat panagrinėti ir multi-ciklinio impulso charakterizavimą.

Taigi, pirmiausia svarbu paminėti, kad TIPTOE metodas nėra apribotas tik tunelinės jonizacijos (nors ir pavadinimas siūlo kitaip), bet taip pat galime turėti ir daugiafotonę jonizaciją [15]. Todėl bendru atveju jonizacijos spartą galima apibrėžti kaip $w(E) = I^n = E^{2n}$ [18], čia n yra vadinamas netiesiškumo koeficientas, kurį galima surasti iš jonizacijos išeigos nuo spinduliuotės intensyvumo kreivės, atvaizduotos logaritminėje skalėje, polinkio kampo. Tuomet anksčiau 1.2.3 formulėje aprašytą jonizacijos moduliaciją δN galima užrašyti 1.2.4 lygtimi.

$$\delta N(\tau) = 2nr \int E_P(t - \tau)^{2n-1} E_S(t) dt \quad (1.2.4)$$

Čia r yra amplitudžių santykis tarp E_P ir E_S , o τ - vėlinimas tarp pagrindinio ir signalinio

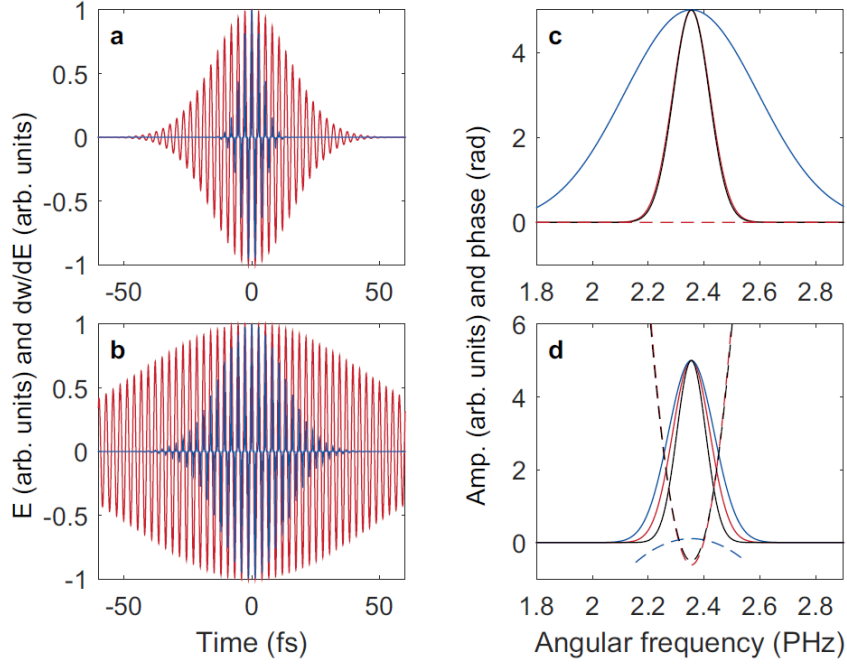
impulsų. Taigi, matome, kad jonizacijos spartos išvestinė $[dw(E)/dE]_{E=E_P} = E_P(t - \tau)^{2n-1}$ atlieka užtūros signalo vaidmenį. Ši užtūra ir taip pat su ja zondavimas laike stipriai priklausys nuo to, kokia bus matuojamo impulso laikinė gaubtinė. Jeigu matuojamo impulso trukmė ypatingai trumpa (kelių ciklų) ir CEP lygus 0, reikšminga jonizacija vyks tik pagrindinio impulso centrinio pusciklio metu, kaip pavaizduota 1.2 paveikslo b) dalyje. Todėl laikinė užtūra bus artima delta funkcijai ir jonizacijos išeigos moduliacija tiesiogiai atkartos impulso elektrinį lauką. Tačiau, kai impulso trukmė yra ilga (multiciklinė), jonizacija vyks iš daugelio pagrindinio impulso pusciklių ir tokio signalo atveju užregistruota jonizacijos išeigos moduliacija nebūtinai atkartos signalinio impulso laikinį profilį. Geresniam supratimui galima anksčiau užrašyti 1.2.4 lygčiai, kuri matematiškai apibūdina $E_P(t - \tau)^{2n-1}$ ir $E_S(t)$ funkcijų kryžminę koreliaciją, pritaikyti konvoliucijos teoremą ir ją perrašyti dažnių erdvėje 1.2.5 [18].

$$\mathcal{F}\{\delta N(t)\} \propto \mathcal{F}\{E_P(t)^{2n-1}\}^* * \mathcal{F}\{E_S(t)\} \quad (1.2.5)$$

Čia \mathcal{F} žymi Furjė transformaciją, todėl nesunku pastebėti, kad $\mathcal{F}\{E_P(t)^{2n-1}\}^*$ atitinka perdavimo funkciją, kuri apibūdina sąryšį tarp jonizacijos išeigos moduliacijos ir impulso elektrinio lauko. Taigi, ši perdavimo funkcija pasakys kiek jonizacijos išeigos moduliacija yra artima elektrinio lauko funkcijai, kadangi dauginant elektrinio lauko funkciją iš perdavimo funkcijos yra pakeičiama elektrinio lauko amplitudė bei fazė ir gaunama jonizacijos išeigos moduliacija.

Norint išsiaiškinti perdavimo funkcijos poveikį elektrinio lauko laikinei funkcijai, panagrinėsime du TIPTOE matavimo atvejus: spektriškai riboto ir stipriai čirpuoto Gausinio impulso. Čia 1.4 paveikslo a) dalyje matome pavaizduoją spektriškai riboto Gausinio impulso (25 fs) elektrinį lauką $E(t)$ (raudona linija) kartu su pirmąja jonizacijos spartos išvestine $E(t)^{2n-1}$ (mėlyna linija) [18]. Dėl pasirinkto pakankamai didelio netiesiškumo parametro ($n=7$), jonizacijos spartos išvestinė siekia vos 25% Gausinio impulso trukmės. Tuomet perėjus į dažnių erdvę, kaip pavaizduota 1.4 paveikslo c) dalyje, matome, kad perdavimo funkcijos spektro plotis (mėlyna kreivė) yra gerokai didesnis už Gausinio impulso spektro plotį (raudona kreivė), o spektrinė fazė - plokščia (mėlyna punktyrinė kreivė). Tai reiškia, kad dauginant impulso spektrą (raudona kreivė) iš perdavimo funkcijos, gauname jonizacijos moduliacijos spektrą (juoda kreivė), kuris beveik idealiai sutampa su impulso spektru (atitinkamai ir laikinėje erdvėje su laikinėmis priklausomybėmis). Šis jonizacijos moduliacijos spektro plotis gali būti suskaičiuotas spektriškai ribotam Gausiniam impulsui kaip $\Delta\omega\sqrt{(2n-1)/(2n)}$, kur čia $\Delta\omega$ yra Gausinio impulso spektro plotis. Su netiesiniu koeficientu $n = 7$, jonizacijos moduliacijos spektro plotis siekia 96% Gausinio impulso spektro pločio. Todėl, kai atliekame TIPTOE matavimą artimiems spektriškai ribotiems impulsams, perdavimo funkcijos įtaka yra minimali ir jonizacijos išeigos moduliacija $\delta N(t)$ yra labai gera signalinio impulso laikinės gaubtinės $E(t)$ aproksimacija [18].

Tačiau, kai atliekame TIPTOE matavimą čirpuotam impulsui, perdavimo funkcija pa-

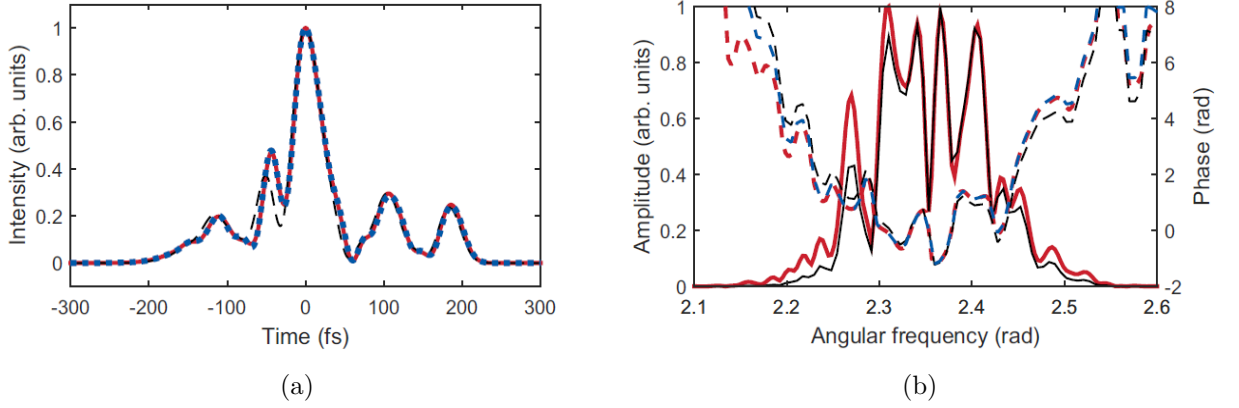


1.4 pav. TIPTOE matavimo modeliacija: (a) Spektriškai riboto Gausinio impulso (25fs) elektrinio lauko funkcija (raudona linija) ir jonizacijos spartos išvestinė (mėlyna linija). (b) Čirpuoto ($GVD = 640 \text{ fs}^2$) Gausinio impulso (75fs) elektrinio lauko funkcija (raudona linija) ir jonizacijos spartos išvestinė (mėlyna linija). (c,d) atitinkamų impulsų spektrinės amplitudės (linijos) ir spektrinės fazės (punktyrinės linijos): impulso spektro $\mathcal{F}\{E(t)\}$ atveju (raudonos), perdavimo funkcijos $\mathcal{F}\{E(t)^{2n-1}\}^*$ atveju (mėlynos), bei jonizacijos išiegos spektro atveju $\mathcal{F}\{\delta N(t)\}$ (juodos) [18].

sidaro reikšminga. Kaip pavyzdį 1.4 paveikslo b) dalyje matome čirpuotą Gausinį impulsą (75 fs), kurio trukmė yra tris kartus ilgesnė lyginant su spektriškai ribotu Gausiniu impulsu. Šiuo atveju jonizacijos spartos išvestinė yra palyginama su spektriškai riboto impulso trukme ir nors perdavimo funkcijos spektro plotis yra platesnis už Gausinio impulso funkcijos spektro plotį, kaip matome iš 1.4 paveikslo d) dalies, tačiau jonizacijos moduliacijos spektro plotis siekia tik 82% Gausinio impulso spektro pločio ir jo spektrinė fazė nėra plokščia. Todėl skirtingai nei spektriškai riboto impulso atveju, matome, kad jonizacijos moduliacijos spektrinė fazė nežymiai skiriasi nuo Gausinio impulso spektrinės fazės. Šiuo atveju jonizacijos išiegos moduliacija $\delta N(t)$ tiesiogiai neapibūdina impulso laikinės gaubtinės $E(t)$ ir norint išgauti tikrąją impulso laikinę gaubtinę reikia atlikti atkuriamuosius skaičiavimus, ištaisant perdavimo funkcijos įtaką. Šis nesudėtingas atkūrimo metodas, kuris buvo taikomas ir šio mokslinio darbo metu, yra aprašytas 1.2.3 skyriuje ir reikalauja papildomai turėti impulso spektrinę amplitudę, kuri gali būti gauta iš tiesiogiai pamatuoto spektro [18]. Galima paminėti, kad ta pati mokslinė grupė po kelių metų pristatė patobulintą iteracinį atkūrimo algoritmą, kurio realizavimas ir rezultatai aprašyti [24] moksliniame darbe.

Taip pat modeliuojant galima parodyti, kad net ir impulsui su sudėtinga laikine gaubtine, turinčiam priešimpulsus ir poimpulsus, TIPTOE matavimas atkuria teisingą impulso laikinę priklausomybę, dėl aukšto netiesiškumo šioje metodikoje. TIPTOE perdavimo funkcija

priklauso tik nuo tos dalies, kuri turi pakankamai energijos įvykdyti reikšmingą jonizacijos kiekį. Kaip sudėtingo impulso pavyzdį matome 1.5 paveikslo a) dalyje sugeneruotą sudėtingos intensyvumo gaubtinės impulsą (raudona kreivė) kartu su jonizacijos išeigos moduliacijos gaubtine (juoda punktyrinė kreivė) ir iš jos atkurto impulsu (mėlyna punktyrinė kreivė) pagal anksčiau paminėtą atkūrimo metodiką. Sugeneruoto impulso trukmė ($\tau=42.7$ fs) yra



1.5 pav. Sudėtingos laikinės intensyvumo gaubtinės impulso atkūrimas: (a) Impulso intensyvumo gaubtinė (raudona kreivė), jonizacijos išeigos moduliacijos gaubtinė (juoda punktyrinė kreivė) ir iš jos atkurto impulso intensyvumo gaubtinė (mėlyna punktyrinė kreivė). (b) Spektrinė amplitudė (vientisos linijos) ir spektrinė fazė (punktyrinės linijos): originalaus impulso (raudona), jonizacijos išeigos moduliacijos (juoda) ir atkurto signalo (mėlyna) [18].

beveik du kartus ilgesnė lyginant su spektriškai riboto impulso trukme ($\tau_{s-r}=25.1$ fs). Bet galima pastebėti, kad dar prieš naudojant impulso atkūrimą, jonizacijos išeigos moduliacija pakankamai neblogai sutampa su originalaus impulso intensyvumo kontūru. Pažvelgus į atitinkamo impulso spektrines priklausomybes, pavaizduotas 1.5 paveikslo b) dalyje, matome, kad kaip ir buvo galima tikėtis, jonizacijos moduliacijos spektras yra nežymiai siauresnis lyginant su originalaus impulso spektru (dėl neplokščios perdavimo funkcijos). Tačiau, kai yra panaudota amplitudės ir fazės atkūrimo metodika, atkurto impulso laikinė gaubtinė tampa identiška originalaus impulso laikinei gaubtinei, su atkurta 42.9 fs impulso trukme. Taigi, bendru atveju TIPTOE metodika yra pritaikoma multiciklinių impulsų matavimams, tačiau su maža paklaida (iki 5%) tik impulsams ne žymiai ilgesniems nei spektriškai riboto impulso trukmė. Tai pagrindinė TIPTOE matavimo metodikos riba, kylanti iš multiciklinės jonizacijos efekto, kai jonizacija vyksta iš didelio kiekio impulso pusciklių, o tai sąlygoja jonizacijos išeigos moduliacijos spektro siaurėjimą.

1.2.3 TIPTOE impulso atkūrimas

TIPTOE matavimo metodikos perdavimo funkcijos įtaka gali būti ištaisyta keliais skirtingais būdais [18, 24]. Šiame darbe yra naudojamas vienas iš paprasčiausių atkūrimo metodų, reikalaujančių, kad teisinga matuojamo impulso spektrinė amplitudė būtų žinoma (pvz.

iš tiesioginio spektro matavimo). Žinant šią spektrinę amplitudę pirmiausia yra sukonstruojama impulso aproksimacija dažnių erdvėje $E'(\omega)$, panaudojant išmatuotą spektrinę amplitudę $\tilde{A}(\omega)$ ir TIPTOE metodo užregistruotos jonizacijos moduliacijos fazę $\tilde{\phi}(\omega) = Arg\{\tilde{\delta}_N(\omega)\}$, kaip parodyta 1.2.6 lygtyje.

$$E'(\omega) = \tilde{A}(\omega)exp[i\tilde{\phi}(\omega)] \quad (1.2.6)$$

Tuomet norint gauti aproksimuoto impulso laikines charakteristikas (elektrinį lauką ir laikinę fazę), sukonstruotam impulsui atliekame atvirkštinę Furje transformaciją, kaip parodyta 1.2.7 lygtyje.

$$E'(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{A}(\omega)exp[i\tilde{\phi}(\omega)]\} \quad (1.2.7)$$

Kadangi žinome, kad TIPTOE užregistruota moduliacija yra užtūros ir matuojamo impulsų kryžminės koreliacijos rezultatas, norint atkurti matuojamą impulsą, pirmiausia reikia žinoti užtūros impulsą, kuris yra suskaičiuojamas pasinaudojant aproksimuotu impulsu, kaip parodyta 1.2.8 lygtyje.

$$E_{uzt}(t) = E'(t)^{2n-1} \quad (1.2.8)$$

Matuojant multiciklinio impulso TIPTOE užtūros impulsas nėra artimas delta funkcijai, todėl nesunku suprasti, kad jis sąlygoja neplokščią TIPTOE perdavimo funkciją. Taigi, norint pataisyti užregistruotos moduliacijos spektrinę fazę, reikia įvertinti TIPTOE perdavimo funkcijos spektrinę fazę, kuri ištraukiama iš užtūros impulso Furje transformacijos, kaip parodyta 1.2.9 lygtyje.

$$\tilde{\phi}_{perd}(\omega) = Arg\{\mathcal{F}[E'(t)^{2n-1}]*\} \quad (1.2.9)$$

Galiausiai atkurtas impulsas yra sukonstruojamas panaudojant eksperimentiškai užregistruotą spektrinę amplitudę ir pataisytą spektrinę fazę, kuri yra TIPTOE spektrinės fazės ir perdavimo funkcijos spektrinės fazės skirtumas, kaip parodyta 1.2.10 lygtyje.

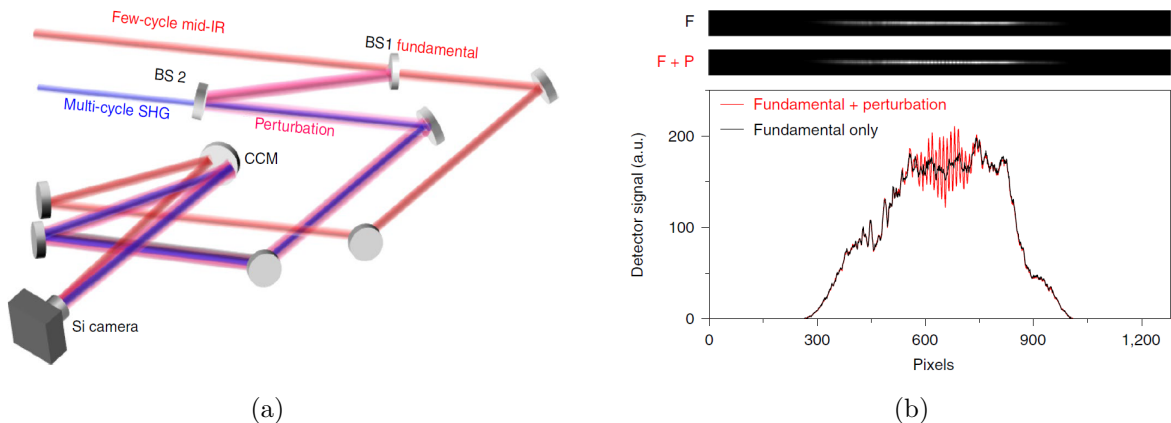
$$E_{atkur}(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{A}(\omega)exp[i[\tilde{\phi}(\omega) - \tilde{\phi}_{perd}(\omega)]]\} \quad (1.2.10)$$

Svarbu paminėti, kad kaip plačiai išanalizuota ir parodyta [18] moksliniame darbe, galima apibendrinti, kad ši atkūrimo metodika gerai pritaikoma tik impulsams, kurių trukmė τ nėra žymiai ilgesnė už spektriškai riboto impulso trukmę τ_{s-r} ($\tau < 4\tau_{s-r}$), kadangi šiuo atveju atkūrimo paklaida neviršija 5%.

1.2.4 Vienablyksnis TIPTOE matavimas

Kaip buvo aptarta praeituose skyriuose, tunelinės jonizacijos sparta gali būti registruojama surenkant sugeneruotus krūvininkus dujose, tačiau TIPTOE metodiką taip pat įmanoma realizuoti kietoje medžiagoje registruojant indukuotą medžiagos fluorescenciją [15] ar tiesiogiai ant detektoriaus sukurtą krūvį [3]. Čia, taip pat kaip ir bet kurioje kitoje TIPTOE metodikoje, kadangi matavimas remiasi lazerinio elektrinio lauko jozinacija, nėra reikalingas

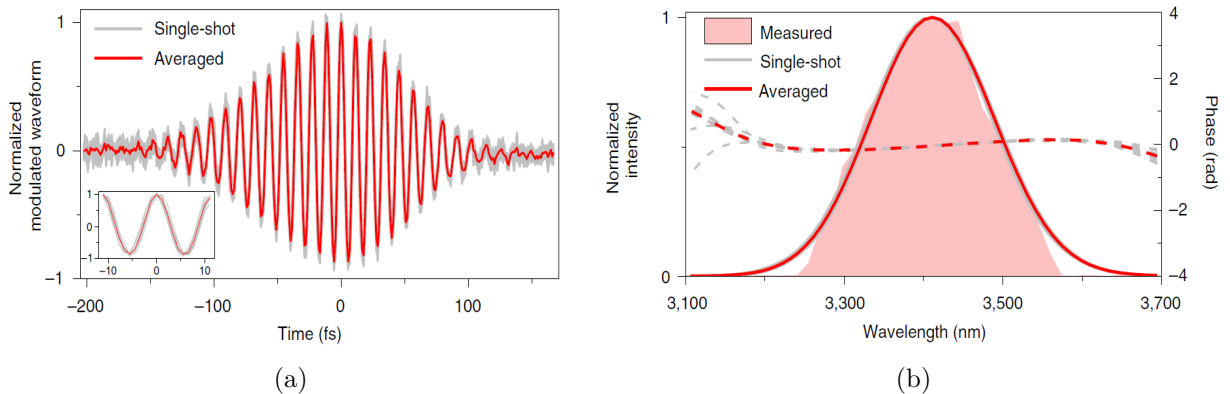
fazinis sinchronizmas ir gali būti charakterizuojami impulsai su bangos ilgiais nuo UV iki mid-IR [18], kadangi tunelinė jonizacija ar daugiafotonė sugertis gali būti pasiekta nepriklausomai nuo bangos ilgio (skirtingai nei netiesinės medžiagos atsako metodikose). Taip pat svarbu, kad lyginant su ultratrumpo laikinės užtūros metodikomis, čia nėra reikalinga sudėtinga ir brangi vakuuminė sistema, tik standartinis silicio detektorius. Šiuo konkrečiu analizuojamu atveju, pagrindinis impulsas sukuria laisvojo krūvio paketus silicio detektoriaus (8-bit CMOS sensorius) pikseliuose dėl daugiafotonės sugerties ir tunelinės jonizacijos, kur juos galime detektuoti kaip fotosrovę [3, 25]. Svarbu suprasti, kad silicio kamera šiuo atveju atlieka netiesinės medžiagos ir detektoriaus vaidmenį. Taip pat kaip ir buvo aprašyta anksčiau, sužadinimo tikimybė yra moduluojama silpnu signaliniu impulsu, dėl kurio turime surinkto krūvio moduliaciją ir atitinkamai moduluotą fotosrovę. Tačiau skirtingai nei minėjome praeituose skyriuose, matavimo metu pagrindinis ir signalinis impulsai nesklinda kolineariai, kur tarp jų keičiamas vėlinimas, registruojant jonizacijos išėigos moduliaciją. Šiuo atveju pastarieji pluoštai yra suvedami $\sim 3^\circ$ kampu į cilindrinį lęšį ($f = 50$ mm), kuris fokusuoja abu impulsus vienoje koordinatėje, sukertant juos ant detektoriaus. Tokioje geometrijoje laikinė vėlinimo koordinatė yra atvaizduojama kaip skersinė padėtis ant detektoriaus, todėl yra pasinaudojama detektoriaus erdvine skyra, įgalinančia atlikti vienablyksnį impulso charakterizavimo matavimą. Tuomet keičiant pagrindinio impulso poziciją laike, naudojantis vėlinimo linija, galima stebėti kaip slenkasi fotosrovės moduliacija, o iš to galima surasti sąryšį tarp geometrinės koordinatės ir laikinės koordinatės (susieti kokį poslinkį laike atitinka vieno pikselio poslinkis erdvėje, šiuo konkrečiu atveju - 0.948 fs/pikselis). Tokio eksperimento iliustracinė schema pavaizduota 1.6 paveikslo a) dalyje, kur čia taip pat matome antrosios harmonikos signalinį pluoštą, reikalingą impulso CEP įvertinimui. Šio



1.6 pav. (a) Iliustracinė vienablyksnės TIPTOE matavimo metodikos schema (BS - pluošto daliklis, CCM - Įgaubtas cilindrinis veidrodis). (b) Eksperimentiškai užregistruotos vienablyksnės metodikos nuotraukos (viršuje), ir atitinkamos nuotraukos skerspjūvio intensyvumo pasiskirstymas (apačioje), rodantis moduliotą fotosrovę, sukeltą signalinio impulso. (F - pagrindinis ("fundamental") pluoštas, P - signalinis pluoštas ("perturbation") [3].

vienablyksnio TIPTOE matavimo metu detektoriaus užregistruotos nuotraukos kartu su

atitinkamų nuotraukų skerspjūvio intensyvumo skirstiniais yra pavaizduotos 1.6 paveikslo b) dalyje. Taigi, matome, kad laike ir erdvėje ant detektoriaus sutapatinus signalinį ir pagrindinį impulsą atsiranda pagrindinio impulso intensyvumo skirstinio moduliacija. Svarbu suprasti, kad ši moduliacija nėra dviejų impulsų tiesinės interferencijos rezultatas erdvėje, bet kryžminė koreliacija tarp matuojamo signalinio impulso ir sub-ciklinio elektro-optinio užtūros impulso, susidarancio dėl daugiafotonės jonizacijos metu sugeneruotų krūvio paketų detektoriaus luste [25]. Matomas užregistruotas signalas buvo gautas detektoriaus plokštumoje pasiekus $\sim 10 \text{ GW/cm}^2$ pagrindinio pluošto intensyvumą ir $\sim 10 \text{ MW/cm}^2$ šalutinio pluošto intensyvumą. Kai signalinis impulsas šiuo atveju yra 1000 kartų silpnėsnis, moduliacijos gylis bendru atveju gaunamas 15-20% pagrindinio impulso intensyvumo [3]. Tuomet iš pastarojo užregistruoto signalo gaunama moduliacijos gaubtinė (pavaizduota 1.7 a) dalyje) atėmus pagrindinio impulso intensyvumo skirstinį ir atlikus normavimo procedūrą, kuri reikalinga norint panaikinti pagrindinio impulso įnešamą erdvinę pluošto profilio variaciją. Taip pat kaip matome iš pastarojo paveikslo, signalo ir triukšmo santykį galima padidinti



1.7 pav. (a) Užregistruota fotosrovės moduliacija po pagrindinio impulso intensyvumo skirstinio atėmimo ir normavimo. Intarpas kairėje rodo išdidintą moduliaciją centrinėje laikinio skirstinio dalyje. (b) Raudonas tūris rodo išmatuotą spektrą naudojant gardelinį spektrometrą su PbSe detektoriumi, tuo tarpu raudona linija vaizduoja TIPTOE matavimo metu atkurtą spektrą, o punktyrinė linija - spektrinę fazę. Abiejuose grafikuose pilkos linijos vaizduoja nuoseklius vienablyksnius dešimt TIPTOE matavimų be vidurkinimo, o raudonos linijos vaizduoja šių matavimų vidurkį [3].

atlikus vienablyksnių TIPTOE matavimų vidurkinimą ([3] mokslinio straipsnio priede įvertinta, kad šis triukšmas yra pagrinde statistinės prigimties). Tuomet pastarajai moduliacijai atlikus Furje transformaciją gaunamas spektras, kurį galima palyginti su atskirai pamatuotu spektru, ir spektrinę fazę, kaip pavaizduota 1.7 paveikslo b) dalyje. Taigi, kaip matome su vienablyksne TIPTOE metodika atkurto impulso spektras labai gerai sutampa su atskiru spektro matavimu, o išmatuota impulso trukmė siekia 95.6 fs. Taip pat svarbu paminėti, kad kaip galime pastebėti iš grafikuose pavaizduotų nuoseklių vienablyksnių matavimų, turime didelį TIPTOE metodikos atsikartojamumą, su ± 1.1 fs standartiniu nuokrypiu impulso trukmės matavimui. Kaip ir buvo minėta praeituose skyriuose, šiuo atveju fotosrovės

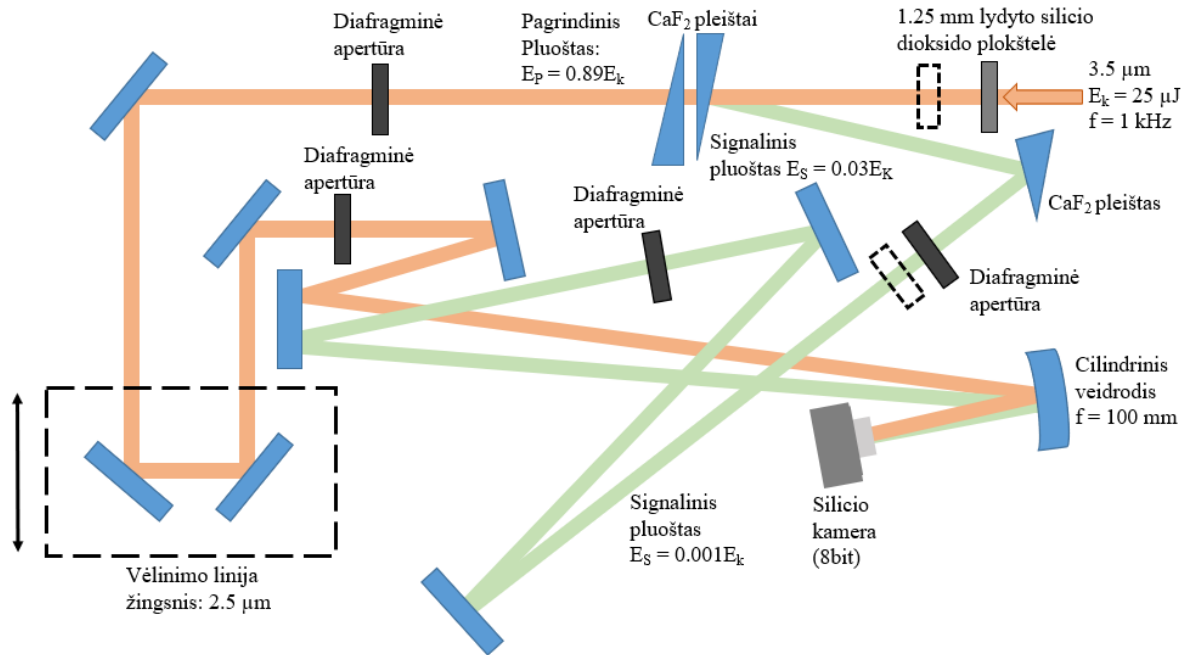
moduliacija atspindi elektrinio lauko laikinę priklausomybę ir laikinę fazę (tai reiškia, kad turime informaciją apie nešantį elektrinį lauką ir jo čirpą), tačiau nebuvo minėta ką vaizduoja moduliacijos CEP, tuo atveju kai pagrindinio impulso CEP nėra stabilizuota ir nelygi nuliui. Tokiu atveju ji vaizduoja ne signalinio impulso CEP, bet pagrindinio ir signalinio impulso reliatyvią CEP. Tačiau norint matuoti signalinio impulso CEP, pagrindinio impulso CEP gali būti nustatyta lygi nuliui, naudojant antros harmonikos signalinį impulsą, kaip buvo pavaizduota 1.6 paveikslo a) dalyje, reguliuojant CaF_2 pleiščių storį impulso kelyje, ir maksimalų moduliacijos signalą.

Taigi, galimybė vienu blyksniu užregistruoti elektrinio lauko laikinę priklausomybę tiek kelių ciklų, tiek multicikliniams impulsams, atveria tokias naujas galimybes kaip attosekundinės dinamikos registravimas šviesai sąveikaujant su medžiaga [8], molekulių impulsinių atsako bei laikinės žymės registravimas, jas paveikiant ultratrumpaisiais impulsais [26] ir daugelį kitų. Taip pat, išnaudojant dvimačio detektoriaus erdvinę skyrą, atsiveria galimybė analizuoti lazerinio impulso erdvėlaikinę struktūrą [3]. Svarbu paminėti, kad nors ir čia aprašyta vienablyksnė TIPTOE metodika naudojant silicio detektorius gali būti pritaikyta ir ilgesnių bangos ilgių analizei, tačiau kitas detektorius turi būti naudojamas norint pereiti į artimąją IR ir matomą bangos ilgių diapazoną.

2 Rezultatai ir jų aptarimas

2.1 Vienablyksnio TIPTOE matavimo schema

Šio mokslinio darbo metu, vienablyksnei TIPTOE matavimo metodikai atlikti, buvo surinkta schema, matoma 2.1 paveiksle. Su pastarąja schema matuojami impulsai buvo gau-



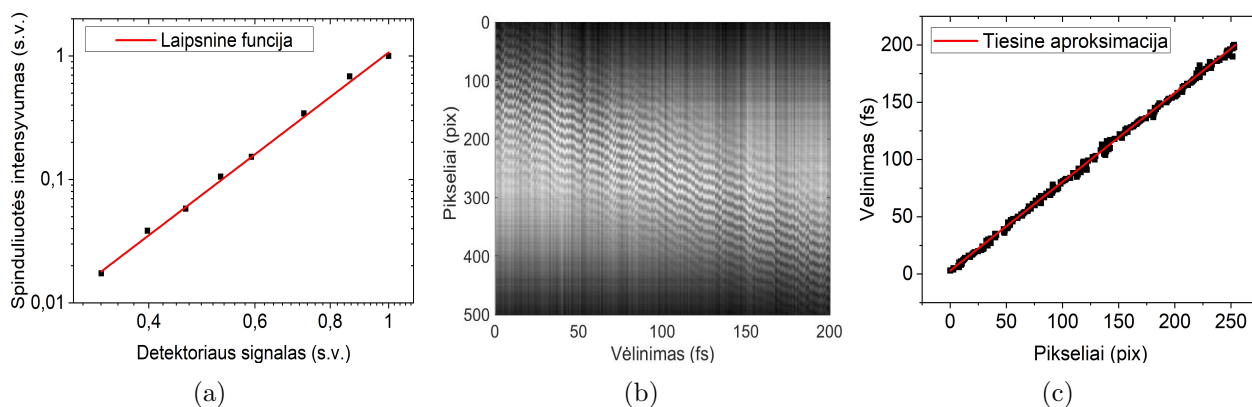
2.1 pav. Eksperimentinė vienablyksnio TIPTOE matavimo konstrukcija.

ti iš parametrinio šviesos stiprintuvo skirtuminio dažnio modulio, kuris kaupinamas 1 kHz Ti:Safyro lazeriu. Skirtuminio dažnio modulio generuojamas bangos ilgis buvo pasirinktas ~ 3500 nm, kadangi ties šiuo bangos ilgiu turime didžiausią energijos keitimo efektyvumą ir atitinkamai aukščiausią išvadinę impulso energiją - $26 \mu\text{J}$. Taigi, į TIPTOE schemą krentantis pluoštas pirmiausia sklinda pro 1.25 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę, kuri naudojama dėl dviejų priežasčių. Pirmiausia, pasinaudojant atspindžiais nuo jos paviršių yra sumažinama krentančios spinduliuotės energija, norint parinkti tokią indukuotos jonizacijos išėigą silicio detektoriuje, kuri pilnai išnaudotų detektoriaus 8 bitų dinaminį diapazoną (tuomet turėsime didžiausią signalo ir triukšmo santykį), jo nesotinant. Antra, spėjama, kad skirtuminio dažnio modulio generuojami impulsai yra teigiamai čirpuoti, kadangi pažvelgus į skirtuminio dažnio konstrukciją matome, kad šalutinė banga sklinda per du dideliais kampais išstatytus dichroinius pluošto daliklius, kurių storis siekia $\sim 4-5$ mm. Kadangi šalutinės bangos ilgis yra apie ~ 2080 nm, tai pluošto daliklio dispersija šiame spektriniame diapazone yra neigiama (anomali ($dn/d\omega < 0$), kur turime neigiamą $\text{GGD} = -119 \text{ fs}^2/\text{mm}$), sąlygojanti neigiamai čirpuotus šalutinės bangos impulsus. Tuo tarpu signaliniai impulsai, kurių bangos ilgis yra apie ~ 1300 nm, yra atspindimi nuo šių pluošto daliklių ir vieninteliai

optiniai komponentai jų optiniame kelyje yra BBO (beta Bario Boro Oksidas) netiesiniai kristalai, šiame spektriniame diapazone pasižymintys silpnai teigiama (normalia ($dn/d\omega > 0$), kur turime teigiamą $GGD = 13 \text{ fs}^2/\text{mm}$) dispersija, sąlygojančia silpnai teigiamai čirpuotus signalinės bangos impulsus. Taigi, generuojami $\sim 3500 \text{ nm}$ skirtuminio dažnio impulsai, iš silpnai teigiamai čirpuotos signalinės bangos ir neigiamai čirpuotos šalutinės bangos, yra teigiamai čirpuoti. Todėl tikimasi, kad skirtuminio dažnio impulsams sklindant per lydyto silicio dioksido plokštelę, jie laike dalinai susispaus, dėl neigiamos (anomalios ($dn/d\omega > 0$), kur turime neigiamą $GGD = -1055 \text{ fs}^2/\text{mm}$) dispersijos šiame spektriniame diapazone. Už šios stiklo plokštelės matome punktyrinės linijos kvadratą, kuris schemoje vaizduoja vietą, kur bus dedami bandiniai su žinoma grupinių greičių dispersija, naudojami TIPTOE metodikos spektrinės fazės atkūrimo patikrinimui. Tuomet lazeriniai impulsai ($\sim 17 \text{ }\mu\text{J}$) yra padalinami į didesnės energijos pagrindinius impulsus ($\sim 15 \text{ }\mu\text{J}$) ir į mažesnės energijos signalinius impulsus ($\sim 0.5 \text{ }\mu\text{J}$), kurie bus charakterizuojami. Šiam padalinimui yra naudojamas CaF_2 5° pleištas, kur signalinis impulsas gaunamas pasinaudojant $\sim 3\%$ atspindžiu nuo pirmojo pleišto paviršiaus. Toliau žvelgiant į pagrindinio pluošto šaką matome, kad po pirmojo CaF_2 pleišto atsiradęs pluošto krypties pokytis ir kampinė dispersija yra kompensuojami antruoju identišku CaF_2 5° pleištu, pozicijuotu atvirkščia kryptimi, kaip pavaizduota 2.1 brėžinyje. Tuomet pagrindinėje šakoje matome "Standa" vėlinimo liniją, kuri yra naudojama TIPTOE matavimo erdvės ir laiko koordinatės kalibracijai. Šios vėlinimo linijos minimalus žingsnis yra $2.5 \text{ }\mu\text{m}$, todėl dėl dvigubo kelio turime mažiausią $5 \text{ }\mu\text{m}$ poslinkį erdvėje, tai atitinka $\sim 16.7 \text{ fs}$ poslinkį laike. Galima paminėti, kad ši vėlinimo linija, pasitelkiant programinę įrangą, gali dalinti vieną žingsnį į 256 dalis, todėl galime turėti $\sim 10 \text{ nm}$ minimalius žingsnius, kurie bus naudojami laiko ir erdvės koordinatės kalibracijoje, kaip aprašyta 2.2 skyriuje. Galiausiai pagrindinis pluoštas yra nuvedamas į cilindrinį įgaubtą 100 mm židinio nuotolio sidabrinį veidrodį, su kuriuo jis vertikaloje koordinatėje yra fokusuojamas į 8 bitų silicio CCD kamerą. Pagrindinio pluošto paskaičiuotas intensyvumas ant kameros sensoriaus yra apie $16.2 \text{ GW}/\text{cm}^2$ (atsižvelgus į aliuminių veidrodžių nuostolius). Toliau žvelgiant į signalinio impulso šaką (pažymėta šviesiai žaliai brėžinyje), matome, kad po pirmojo CaF_2 5° pleišto jis yra antrą kartą atspindimas nuo identiško CaF_2 5° pleišto, pakartotinai atskeliant tik $\sim 3\%$ krentančios spinduliuotės energijos. Tuomet signalinis impulsas taip pat yra nuvedamas į anksčiau minėtą cilindrinį lęšį ir fokusuojamas ant silicio kameros. Signalinio impulso paskaičiuotas intensyvumas ant kameros sensoriaus yra apie $17.7 \text{ MW}/\text{cm}^2$ (atsižvelgiant į veidrodžių nuostolius). Taigi, galiausiai matome, kad mūsų eksperimento metu signalinio impulso intensyvumas yra apie 915 kartų silpnesnis lyginant su pagrindinio impulso intensyvumu. Todėl TIPTOE užregistruotoje moduliacijoje, remiantis teorija, tikimės stebėti fotosrovės moduliacijos gylį apie 20% pagrindinio impulso amplitudės [3].

2.2 Netiesiškumas ir kalibracija

Prieš atliekant TIPTOE impulso charakterizavimo metodą vertėtų įsivertinti silicio detektoriuje pasiekiamą netiesiškumo koeficientą, naudojamam ~ 3500 nm bangos ilgiui. Kaip prisimename iš literatūros apžvalgos, netiesiškumo koeficientas "n" apsprendžia jonizacijos spartos dydį turint tam tikrą lazerinės spinduliuotės intensyvumą ($w = I^n$). Todėl netiesiškumo koeficientą galima įsivertinti iš jonizacijos išėigos nuo spinduliuotės intensyvumo kreivės laipsninės (angl. "Power law") aproksimacijos. O šiuo konkrečiu atveju - iš detektoriaus indukuotos fotosrovės priklausomybės nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo. Taigi 2.2 paveikslo a) dalyje yra pavaizduota detektoriaus atsako/signalų priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo logaritminėje-logaritminėje skalėje ir šios priklausomybės laipsninė aproksimacija. Iš šios priklausomybės laipsninės aproksimacijos ištrauktas TIPTOE



2.2 pav. (a) Detektoriaus atsako/signalų priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės intensyvumo logaritminėje-logaritminėje skalėje ir šios priklausomybės laipsninė aproksimacija. (b) Vėlinimo laike atvaizdavimas ant silicio kameros kaip moduliacijos postūmis erdvėje (ant detektoriaus matricos). (c) Laikinės ir erdvinės koordinatės kalibracijos grafikas vaizduojantis moduliacijos poslinkio priklausomybę nuo laikinio vėlinimo.

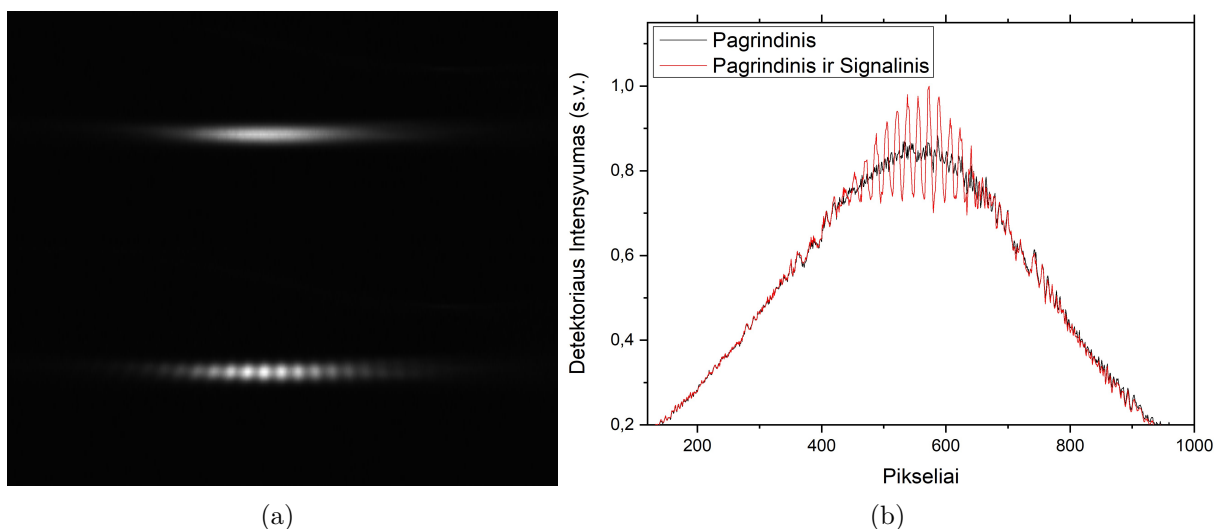
eksperimento netiesiškumo koeficientas siekia $n = 3.72$. Lyginant mūsų apskaičiuotą netiesiškumo koeficientą su [3] moksliniame darbe apskaičiuotu netiesiškumo koeficientu ($n = 3.73$), kur buvo matuojamas silicio detektoriaus signalas naudojantis 3450 nm spinduliuote, matome puikų sutapimą. Svarbu suprasti, kad TIPTOE matavimo metodikoje yra palankus aukštesnis netiesiškumo koeficientas. Didesnis netiesiškumo koeficientas lems trumpesnę jonizacijos spartos išvestinę, o tai reiškia trumpesnį zondojuojantį/užtvarinį impulsą. Taigi, aukštesnis netiesiškumo koeficientas sąlygos mažesnę perdavimo funkcijos įtaką matuojamam impulsui ir atitinkamai mažesnę jonizacijos moduliacijos spektro siaurėjimą. Pasinaudojant literatūros apžvalgoje pateikta spektro siaurėjimo lygtimi, įvertiname kad mūsų atveju turint $n = 3.72$ netiesiškumo koeficientą, jonizacijos moduliacijos spektro plotis spektriškai ribotam impulsui, siektų 93% atkuriamo impulso spektro pločio ($\Delta\omega_{mod} = 0.93\Delta\omega_{sig}$). Nors ir susiaurėjimas atrodo nemažas, tačiau svarbu paminėti, kad su tokiu moduliacijos spektro susiaurėjimu, TIPTOE metodikos nustatytas impulsas yra artimas tikrajam charakterizuo-

jamas impulsui net ir netaikant impulso atkūrimo, kaip buvo parodyta [18] moksliniame darbe.

Toliau prieš pradėdant TIPTOE matavimą reikia atlikti laiko ir erdvės koordinatės kalibraciją. Kalibracija buvo atliekama keičiant pagrindinės šakos vėlinimą $0.15 \mu\text{m}$ žingsniais (dėl dvigubo kelio turime $0.3 \mu\text{m}$ poslinkį), kurie atitinka 1 fs žingsnius laike, ir registruojant moduliacijos poslinkį ant detektoriaus pikselių matricos. Šis kalibracijos grafikas, kuriame matome moduliacijos slinkimą ant detektoriaus matricos prie skirtingų vėlinimų, yra pavaizduotas 2.2 paveikslo b) dalyje. Tuomet norint surasti kalibracijos koeficientą pirmiausia galima kiekvienai moduliacijai ties skirtingu laikiniu vėlinimu atlikti Furjė transformaciją ir ištraukti jos spektrinę fazę. Kaip žinome, ši spektrinė fazė talpins informaciją apie moduliacijos grupinį vėlinimą - poslinkį ant detektoriaus matricos, kuris yra proporcingas poslinkiui laike. Todėl suskaičiavus visų spektrinių fazių pirmąsias išvestines prie skirtingų laikinių vėlinimo verčių, turėsime kiekvienos moduliacijos grupinį vėlinimą, kurio priklausomybė nuo laikinio vėlinimo (sąlygoto vėlinimo linijos poslinkio) yra pavaizduota 2.2 paveikslo c) dalyje. Pastaroji priklausomybė yra tiesinė ir šios priklausomybės tiesinės aproksimacijos polinkio kampas atitiks ieškomą laiko ir erdvės kalibracijos koeficientą. Šiuo konkrečiu atveju iš aproksimacijos gautas kalibracijos koeficientas yra 0.68 fs/pikselis , kuris reiškia, kad vienas pikselio poslinkis ant detektoriaus atitinka 0.68 fs poslinkį laike. Taigi, šiame TIPTOE matavime yra pasiekama sub-femtosekundinė skyra. Svarbu paminėti, kad norint pagerinti eksperimento skyrą reikia mažinti pluoštų sukirtimo kampą. Tačiau didinant skyrą didėja moduliacijos plotas, kuris patenka ant pagrindinio impulso intensyvumo profilio, kol galiausiai moduliacijos kraštai pradeda netilpti ant pagrindinio impulso pluošto diametro, taip prarandant informaciją. Taip pat didelį skyros sumažinimą yra sunku realizuoti dėl didelių pluošto matmenų ir mažo atstumo tarp pagrindinės ir signalinės šakų veidrodžių.

2.3 TIPTOE matavimo rezultatai

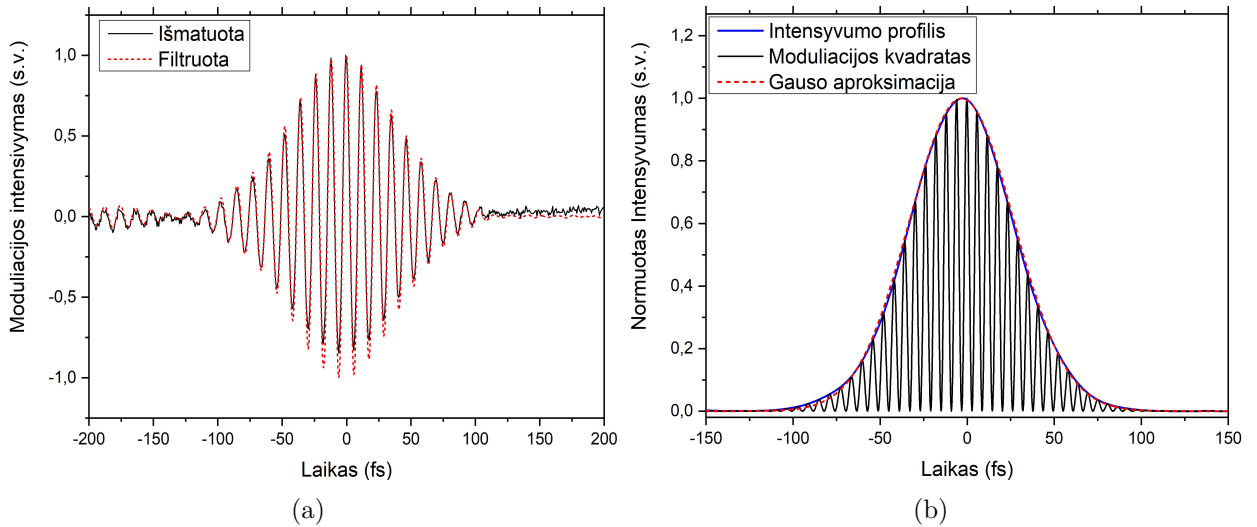
Įvertinus praeituose skyriuose aprašytus parametrus, galima atlikti vienablyksnį TIPTOE matavimą. Taigi, fokusuojant pagrindinį lazerio pluoštą E_P ant silicio detektoriaus yra stebima lazerinio pluošto indukuota fotosrovė, kaip matome 2.3 paveikslo a) dalies viršutinėje nuotraukoje. Tuomet užvedus signalinį pluoštą ant pagrindinio pluošto ir sutapatinus juos laike yra stebima pastarosios fotosrovės moduliacija, kaip parodyta 2.3 paveikslo a) dalies apatinėje nuotraukoje. Iš pastarųjų abiejų nuotraukų ištraukti atitinkami intensyvumo skerspjūviai yra pavaizduoti 2.3 paveikslo b) dalyje. Kaip ir buvo tikėtasi iš praeito skyriaus samprotavimų, matoma užregistruota netiesinė fotosrovės jonizacijos moduliacija pasižymi moduliacijos gyliu, siekiančiu 17.6% pagrindinio impulso amplitudės. Toliau iš modulioto intensyvumo atėmus pagrindinio impulso intensyvumo pasiskirstymą bei atlikus normavimo procedūrą, kad panaikintume pirminės fotosrovės pluošto profilio variaciją, gauname moduliacijos signalą, pavaizduotą 2.4 paveikslo a) dalyje. Čia taip pat raudona kreivė pavaizduota



2.3 pav. (a) Silicio detektoriuje eksperimentiškai užregistruotos nuotraukos: pagrindinio lazerinio impulso indukuota fotosrovė (viršuje) ir pagrindinio impulso indukuota fotosrovė, kuri moduluota signalinio impulso elektrinio lauko (apačioje). (b) Iš atitinkamų nuotraukų ištraukti intensyvumo skerspjūviai, vaizduojantys nemoduluotos srovės atvejį (krentant tik pagrindiniam impulsui) ir moduluotos srovės atvejį (krentant ir pagrindiniam ir signaliniam impulsui).

spektriškai išfiltruota moduliacija, kuri buvo gauta atlikus Furjė filtravimą išmetus nulinio dažnio ir ypatingai aukštų dažnių (atsirandančių iš triukšmų) spektrines komponentes. Taigi, pirmiausiai pastebime, kad nulinės moduliacijos tiesės atžvilgiu, nefiltruota moduliacija yra nežymiai nesimetrinė, kur šis nesimetriškumas yra sąlygojamas nulinio dažnio komponentės. Tačiau verta paminėti, kad [18] ir [3] moksliniuose darbuose registruotos moduliacijos yra taip pat nevysiškai simetrinės, kur taip pat teigiami svyravimai įgyja aukštesnes amplitudes lyginant su neigiamais svyravimais. Spėjama, kad mūsų atveju teigiamų ir neigiamų amplitudžių skirtumas gali būti sąlygotas laike kintančio pagrindinio pluošto intensyvumo lygio. Norint suprasti šio reiškinio galimą priežastį svarbu paminėti, kad matuojamo lazerinio šaltinio impulsai pasižymi energijos svyravimais, kurie siekia $\sim 1.5 - 2\%$ RMS ("Root Mean Square"). Taigi, gyvai stebint indukuotą fotosrovę silicio detektoriuje, dėl didelio sugerties netiesiškumo yra matomi dideli intensyvumo šokinėjimai. Kadangi pagrindinio ir abiejų pluoštų indukuotos fotosrovės buvo registruojamos skirtingu laiko momentu (dalies sekundės skirtumu), įmanoma užregistruoti pagrindinio pluošto indukuotą fotosrovę skirtingame lygyje, nei ji buvo, kai registruojame moduluotą fotosrovę.

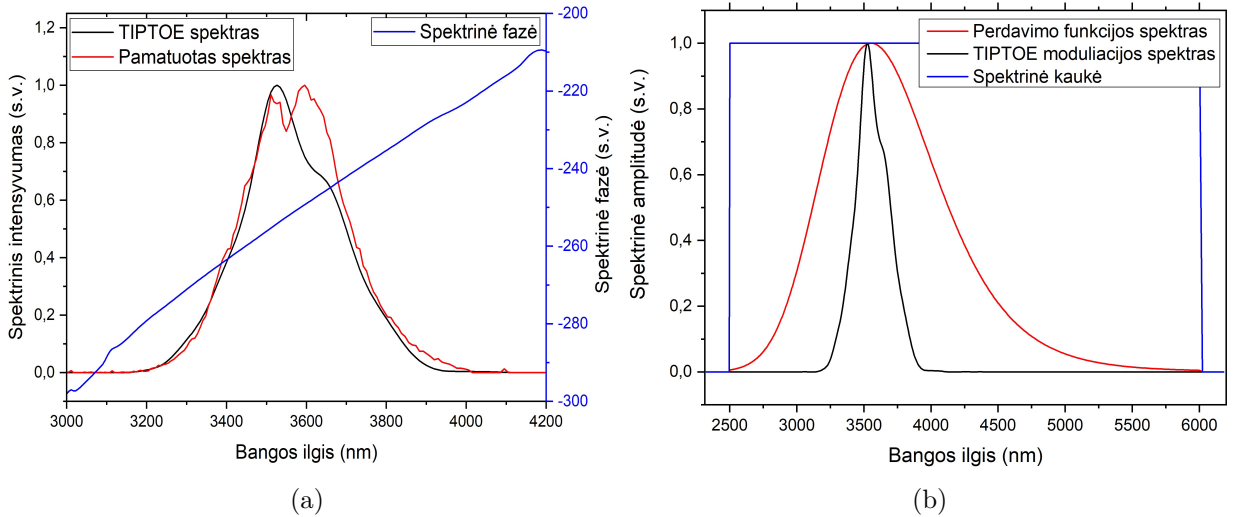
Tuomet norint palyginti užregistruotos moduliacijos trukmę su vėliau atkuriamo impulso trukme, mūsų realus moduliacijos signalas yra dirbtinai paverčiamas kompleksiniu, išmetant kompleksiskai konjuguotą spektro dalį ir paskaičiuojant šio kompleksinio moduliacijos signalo modulio kvadratą, kuris yra pavaizduotas 2.4 paveikslo b) dalyje mėlyna kreive. Čia taip pat be moduliacijos intensyvumo profilio, palyginimui, juoda kreive pavaizduotas moduliacijos kvadratas. Taigi, iš grafiko, kuriame taip pat yra intensyvumo profilio Gauso aproksimacija, matome, kad moduliacijos intensyvumo profilis yra Gauso funkcijos formos, o jo trukmė



2.4 pav. Vienablyksnio TIPTOE matavimo metodikos: (a) Išmatuota fotosrovės moduliacija, kuriai buvo atimtas pagrindinio signalo intensyvumo profilis ir atlikta normavimo procedūra (juoda), bei spektriškai išfiltruota fotosrovės moduliacija (raudona). (b) Iš filtruotos moduliacijos paskaičiuotas impulso intensyvumo kvadratas, intensyvumo profilis ir jo Gauso aproksimacija.

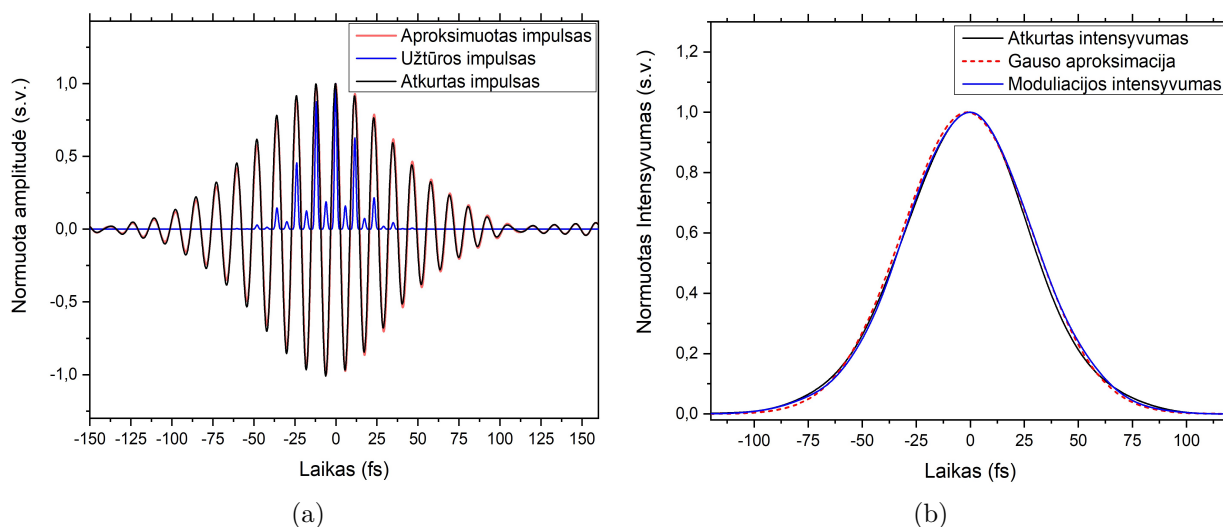
pusės aukštyje (FWHM) yra 70.9 fs. Kadangi iš pamatuoto impulso spektro, pavaizduoto 2.5 paveikslo a) dalyje raudona linija, kurio plotis pusės aukštyje (FWHM) siekia ~ 294 nm, paskaičiuojame, kad spektriškai ribotas Gauso formos 3550 nm bangos ilgio impulsas atitiktų 63 fs, matome, kad matuojamas impulsas yra artimas spektriškai ribotam. Todėl galime teigti, kad užregistruota moduliacija yra gera matuojamo impulso elektrinio lauko aproksimacija, kuri turėtų labai gerai sutapti su vėliau atkurtu impulso elektriniu lauku.

Toliau norint gauti charakterizuojamo impulso spektrą atliekame užregistruotos moduliacijos Furje transformaciją, iš kurios galime paskaičiuoti impulso spektrinį intensyvumą ir taip pat spektrinę fazę, kaip pavaizduota 2.5 paveikslo a) dalyje. Čia taip pat matome raudona linija pavaizduotą impulso spektrą, kuris buvo užregistruotas atskiru matavimu, naudojantis gardeliniu Czerny-Turner tipo "Andor Shamrock 500i" spektrografu ir Thorlabs PDA10PT(-EC) InAsSb fotodiodu. Iš TIPTOE moduliacijos ištraukto impulso spektro plotis pusės aukštyje (FWHM) yra ~ 273 nm, kuris siekia $\sim 92,5\%$ tikrojo impulso spektro pločio. Prisiminus teoriją ir netiesiškumo skaičiavimus, kurie pranašavo identišką moduliacijos spektro susiaurėjimą, galime teigti, kad šis teoriją atitinkantis TIPTOE matavimas yra patikimas, matuojantis silpnai faziškai moduluotą impulsą. Taip pat išorinį spektro registravimą pakankamai gerai atitinka ir atkurtas centrinis bangos ilgis, siekiantis ~ 3526 nm, kur tuo tarpu pamatuoto spektro centrinis bangos ilgis - ~ 3556 nm. Toliau žvelgiant į spektrinę fazę matome, kad čia pagrinde dominuoja grupinio vėlinimo sąlygota fazinė moduliacija, taigi iš pirmo žvilgsnio sunku įžvelgti kvadratinę ar kubinę fazinę moduliaciją. Todėl atlikta detali spektrinės fazės analizė matuojamiems impulsams yra aprašyta atskirame 2.4.1 skyriuje.



2.5 pav. (a) Iš vienablyksnio TIPTOE matavimo užregistruotos fotosrovės moduliacijos atkurtas impulso spektrinis intensyvumas ir spektrinė fazė, bei išoriniu matavimu užregistruotas impulso spektras impulso. (b) Impulso atkūrimo metu paskaičiuotas perdavimo funkcijos spektras kartu su TIPTOE moduliacijos spektru bei spektrine kauke, naudojama spektriniame filtravime.

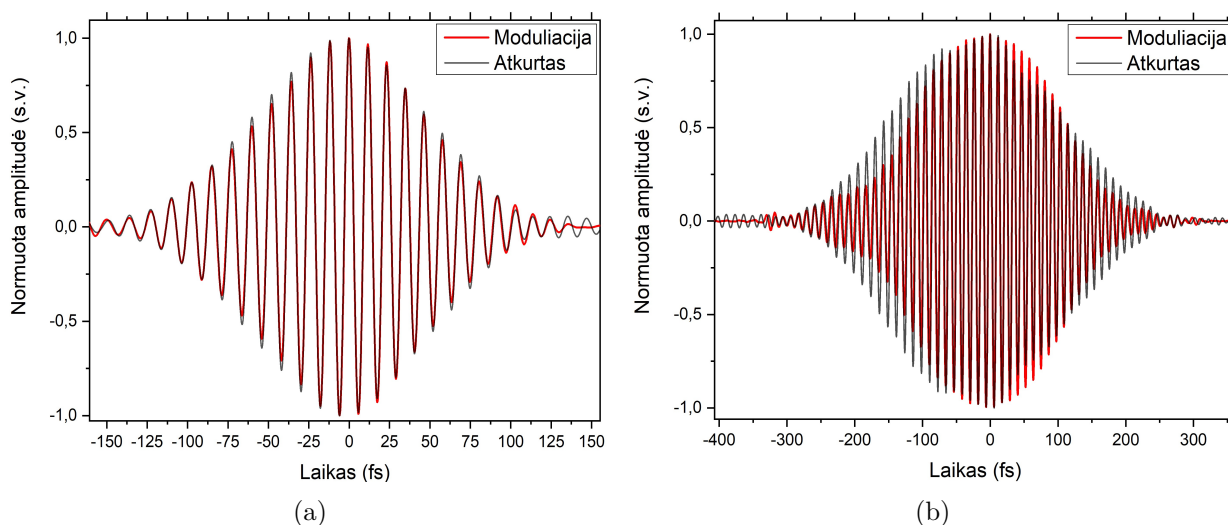
Toliau šiai užregistruotai moduliacijai buvo vykdomas impulso atkūrimas, kurio procedūra detalai aprašyta teorijos 1.2.3 skyriuje. Kaip prisimename iš pastarojo teorijos skyriaus, pirmiausia susikuriame aproksimuotą impulsą dažninėje erdvėje pasinaudojant išoriškai užregistruota spektrine amplitude ir TIPTOE moduliacijos spektrine faze, kurios abi pavaizduotos 2.5 paveikslo a) dalyje. Tuomet atliekant atvirkštinę Furje transformaciją gauname aproksimuoto impulso elektrinio lauko gaubtinę, pavaizduotą 2.6 paveikslo a) dalyje raudona kreive. Šis impulsas yra toliau naudojamas užtūros impulso sugeneravimui, kuris pavaizduotas pastarajame paveiksle mėlyna kreive. Čia verta paminėti, kad nesimetrinis užtūros impulsas yra sąlygotas $2n - 1$ laipsnio, kuriuo keliamė aproksimuoto impulso elektrinį lauką (tuo tarpu keliant sveiku nelyginiu laipsniu turėtume pilnai simetrinį impulsą). Prisiminus teoriją žinome, kad užtūros impulsas, sugeneruotas iš artimo spektriškai riboto impulso, sąlygos nedidelę TIPTOE perdavimo funkcijos įtaką registruojamai moduliacijai (priklausomai nuo netiesiškumo koeficiento). Tokiu atveju perdavimo funkcijos spektras turėtų būti gerokai platesnis už registruojamo impulso spektrą. Taigi, 2.5 paveikslo b) dalyje matome pavaizduotą šiam atveju paskaičiuotą perdavimo funkcijos spektrą kartu su TIPTOE moduliacijos spektru. Iš pastarojo grafiko matome, kad perdavimo funkcijos spektras yra beveik 4 kartus platesnis už impulso spektrą, todėl nėra stebimas didelis registruojamo impulso spektro susiaurėjimas, kaip matėme 2.5 paveikslo a) dalyje. 2.5 paveikslo b) dalyje taip pat matome pavaizduotą spektrinę kaukę, kuri buvo naudojama moduliacijos spektriniam filtravimui ir perdavimo funkcijos aukštesnių harmonikų pašalinimui. Galiausiai pasinaudojant išoriškai užregistruota spektrine amplitude ir pataisyta spektrine faze, gauta iš TIPTOE spektrinės fazės atėmus perdavimo funkcijos kompleksiskai konjuguotą spektrinę fazę, yra



2.6 pav. (a) Aproksimuoto impulso elektrinio lauko gaubtinė (raudona kreivė), kartu su užtūros impulsu, paskaičiuoto iš aproksimuoto impulso, gaubtinė (mėlyna kreivė) ir atkurto impulso elektrinio lauko gaubtinė (juoda kreivė). (b) Atkurto impulso intensyvumo gaubtinė (juoda kreivė) kartu su pastarosios intensyvumo gaubtinės Gauso aproksimacija (raudona punktyrinė kreivė) ir jonizacijos moduliacijos intensyvumo gaubtinė (mėlyna kreivė).

sukonstruojamas atkurtas impulsas, kurio elektrinio lauko gaubtinė yra pavaizduota 2.6 paveikslo a) dalyje juoda kreive. Čia lyginant aproksimuoto impulso elektrinį lauką su atkurto impulso elektriniu lauku matome labai nedidelę impulso atkūrimo pataisą. Galiausiai norint sužinoti atkurto impulso trukmę, yra suskaičiuojamas atkurto impulso elektrinio lauko modulio kvadratas, kuris kartu su Gauso aproksimacija yra pavaizduotas 2.6 paveikslo b) dalyje. Kaip ir spėjome anksčiau, atkurto impulso trukmė yra beveik identiška moduliacijos trukmei, siekianti 71.88 ± 1.31 fs, o impulso intensyvumo gaubtinė - Gauso funkcijos formos.

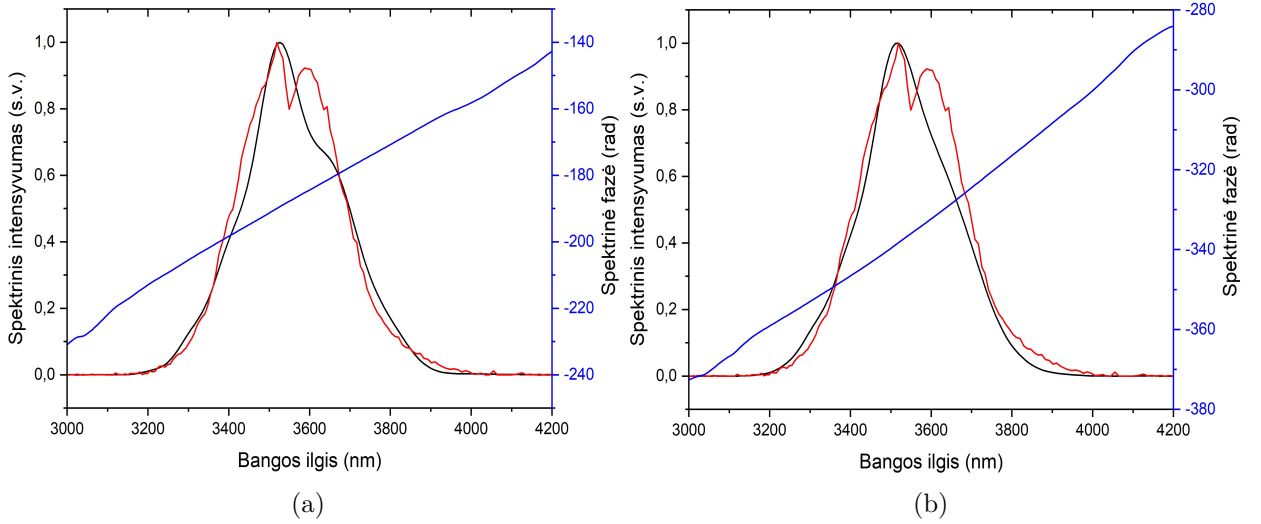
Norint toliau išbandyti vienablyksnį TIPTOE matavimo metodą, į signalinio impulso kelią buvo įdėta ~ 0.5 mm ir ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelės. Verta paminėti, kad lydytas silicio dioksidas šioje spektrinėje srityje pasižymi nemažu lūžio rodikliu ($n=1.404$), kuris sąlygoja apie 6% signalinio impulso energijos sumažėjimą dėl atspindžio nuo abiejų plokštelės paviršių. Todėl šio TIPTOE matavimo metu galime tikėtis mažesnio moduliacijos gylio, dėl didesnio intensyvumo santykio tarp pagrindinio ir signalinio impulso. Taip pat buvo pakoreguotas vėlinimas, norint kompensuoti optinio kelio prieaugį signalinio impulso šakoje, bei pataisytas pagrindinio ir signalinio pluošto susikirtimas ant silicio detektoriaus. Todėl svarbu suprasti, kad dėl šių koregavimo veiksmų neišvengiamai įnešame TIPTOE matavimo nevienodumų lyginant rezultatus tarp skirtingų registravimo sąlygų. Taigi, 2.7 paveikslo a) dalyje matome spektriškai filtruotą fotosrovės moduliaciją su atkurto elektriniu lauku, impulsui prasklidusiam pro 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę, o 2.7 paveikslo b) dalyje - atitinkamas kreives impulsui prasklidusiam pro 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę. Impulsui, prasklidusiam pro plonesnę stikliuką galima aiškiai pastebėti, kad filtruota fotosrovės moduliacija yra beveik identiška atkurtam impulso



2.7 pav. Vienablyksnio TIPTOE matavimo metodikos: (a) Filtruota fotosrovės moduliacija pro ~ 0.5 mm lydyto silicio dioksido plokštelę prasklidusiam impulsui, kartu su iš jos atkurto elektriniu lauku. (b) Filtruota fotosrovės moduliacija pro ~ 3.0 mm lydyto silicio dioksido plokštelę prasklidusiam impulsui, kartu su iš jos atkurto elektriniu lauku.

elektriniam laukui, kur tuo tarpu impulsui, prasklidusiam pro storesnį stikliuką yra stebimas atitinkamų kreivių skirtumas. Remiantis pastaraisiais pastebėjimais galime spėti, kad pirmasis impulsas yra artimas spektriškai ribotam, todėl jam matome minimalias atkūrimo paklaidas, o antrasis - stipriai faziškai moduluotas, kurio tiksliam atkūrimui reikalinga didelė korekcija. Žvelgiant į 2.7 b) dalies impulso moduliaciją pirmiausia galime pastebėti, kad jos amplitudės gaubtinė yra susiaurėjusi lyginant su atkurto impulso elektriniu lauku, ko ir galime tikėtis iš stipriai čirpuotų impulsų jonizacijos moduliacijos, kaip yra parodyta teorinio modeliavimo 2.5 skyriaus 2.15 paveikslo b) dalyje. Antra, matome, kad užregistruota moduliacija laiko skalėje yra nesimetriška: moduliacijos galiniame fronte (neigiamose laiko vertėse) matome išsitempusią moduliacijos uodegą, kuri yra būdinga impulsui prasklidusiam pro medžiagą su dideliu antros ir trečios eilės dispersijos koeficientu, kaip parodyta teorinio modeliavimo metu 2.15 paveikslo b) dalyje.

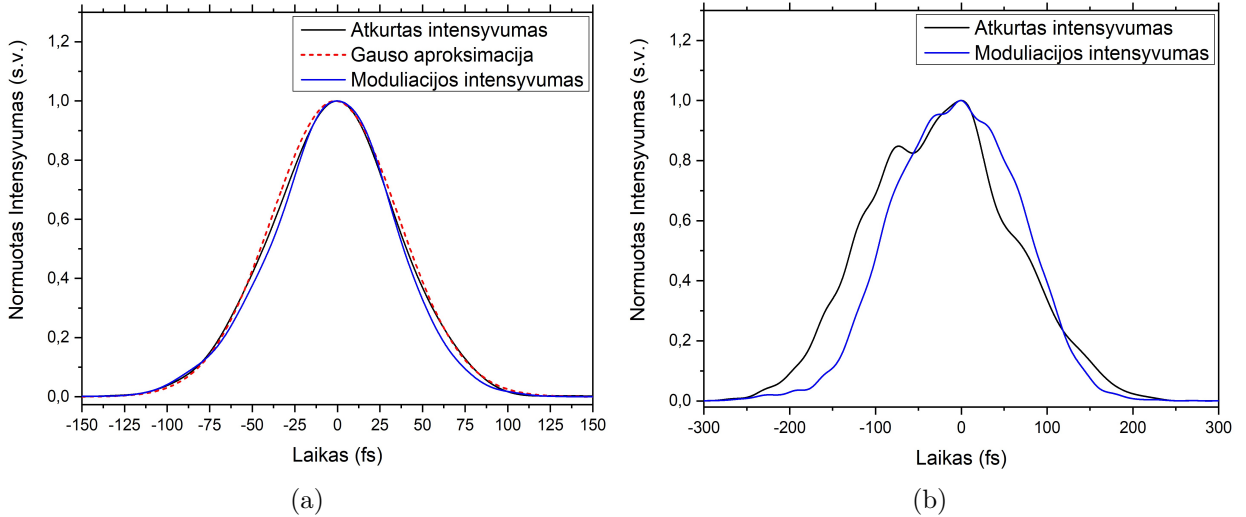
Tuomet iš pastarųjų filtruotų fotosrovės moduliacijų atkurti spektriniai intensyvumai ir spektrinės fazės kartu su atskiro matavimo užregistruotu impulso spektru yra pavaizduoti 2.7 paveiksle. Abiejų atkurtų spektrų centrinis bangos ilgis, ~ 3526 nm impulsui prasklidusiam pro plonesnę stiklo plokštelę ir ~ 3511 nm impulsui prasklidusiam pro storesnę plokštelę, gerai sutampa su išmatuoto spektro didžiausio intensyvumo smailės bangos ilgiu ~ 3519 nm. Žvelgiant į jonizacijos moduliacijos spektrus, matome, kad pastarųjų impulsų moduliacijų spektro pločiai, 267 nm impulsui prasklidusiam pro 0.5 mm stiklo plokštelę ir 254 nm impulsui prasklidusiam pro 3.0 mm stiklo plokštelę, pakankamai gerai sutampa su pamatuoto impulso spektro pločiu - 286 nm. Svarbu pastebėti, kad impulsui, keliaujančiam pro didesnę stiklo kiekį, nestebime vis labiau susiaurėjusio spektro, kaip tikimės



2.8 pav. Vienablyksnio TIPTOE matavimo metodikos: (a) Filtruotos fotosrovės moduliacijos spektras, spektrinė fazė ir atskiru matavimu pamatuotas spektras, impulsui prasklidusiam pro ~ 0.5 mm lydyto silicio dioksido plokštelę. (b) Filtruotos fotosrovės moduliacijos spektras, spektrinė fazė ir atskiru matavimu pamatuotas spektras, impulsui prasklidusiam pro ~ 3.0 mm lydyto silicio dioksido plokštelę.

iš teorinių samprotavimų: prisimename, kad neprasklidusiam pro papildomą stiklo kiekį $\Delta\omega_{mod} = 0.93\Delta\omega_{sig}$, tuomet impulsui prasklidusiam pro 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę - $\Delta\omega_{mod-0.5mm} = 0.93\Delta\omega_{sig-0.5mm}$ ir impulsui prasklidusiam pro 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę - $\Delta\omega_{mod-3.0mm} = 0.89\Delta\omega_{sig-3.0mm}$. Tačiau reikia prisiminti, kad šio TIPTOE eksperimento metu papildomas stiklo kiekis yra dedamas į signalinio impulso šaką, taigi, pagrindinio impulso sugeneruotas užtūros impulsas nesikeičia (laikė neplinta) ir todėl neturime siauresnės perdavimo funkcijos spektro, kuris sąlygotų siauresnę jonizacijos moduliacijos spektrą. Tuomet žvelgiant į atitinkamų moduliacijų spektrines fazes čia taip pat stebime dominuojančią grupinio vėlinimo sąlygotą fazinę moduliaciją, kuri užgožia aukštesnių laipsnių fazines moduliacijas. Tačiau geriau išžiūrėjus į pro 3.0 mm storio plokštelę prasklidusio impulso spektrinę fazę, pavaizduotą 2.8 paveikslo b) dalyje matome neryškia neigiamą kvadratinę fazinę moduliaciją, sąlygotą didelio kiekio dispersinės medžiagos. Tikslesnė spektrinės fazės analizė pastariesiems impulsams yra atlikta 2.4.1 skyriuje.

Galiausiai norint įvertinti pastarųjų impulsų atkurtas trukmes galime pažvelgti į 2.9 paveikslą, kuriame matome paskaičiuotus impulso intensyvumo profilius kartu su pradinės moduliacijos intensyvumo profiliais. Impulsui prasklidusiam pro 0.5 mm storio stiklo plokštelę, pavaizduotam a) pastarojo paveikslo dalyje, išmatuota impulso trukmė pusės aukštyje (FWHM) siekia 84.14 ± 0.3 fs, o impulsui prasklidusiam pro 3.0 mm storio stiklo plokštelę, pavaizduotam b) dalyje, išmatuota impulso trukmė pusės aukštyje (FWHM) siekia 202.53 ± 2.12 fs. Prisiminus, kad be papildomų stiklų atkurto impulso trukmė buvo 71.88 ± 1.31 fs, galima suskaičiuoti kiek 294 nm spektro pločio ~ 3550 nm bangos ilgio Gauso formos impulsas išplistų sklindant per ~ 0.5 mm ir per ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokšteles. At-



2.9 pav. Vienablyksnio TIPTOE matavimo metodikos: (a) Atkurtas impulso prasklidusiam pro ~ 0.5 mm lydyto silicio dioksido plokštelę intensyvumo profilis ir jo Gauso aproksimacija kartu su moduliacijos intensyvumo profiliu. (b) Atkurtas impulso prasklidusiam pro ~ 3.0 mm lydyto silicio dioksido plokštelę intensyvumo profilis ir jo Gauso aproksimacija kartu su moduliacijos intensyvumo profiliu.

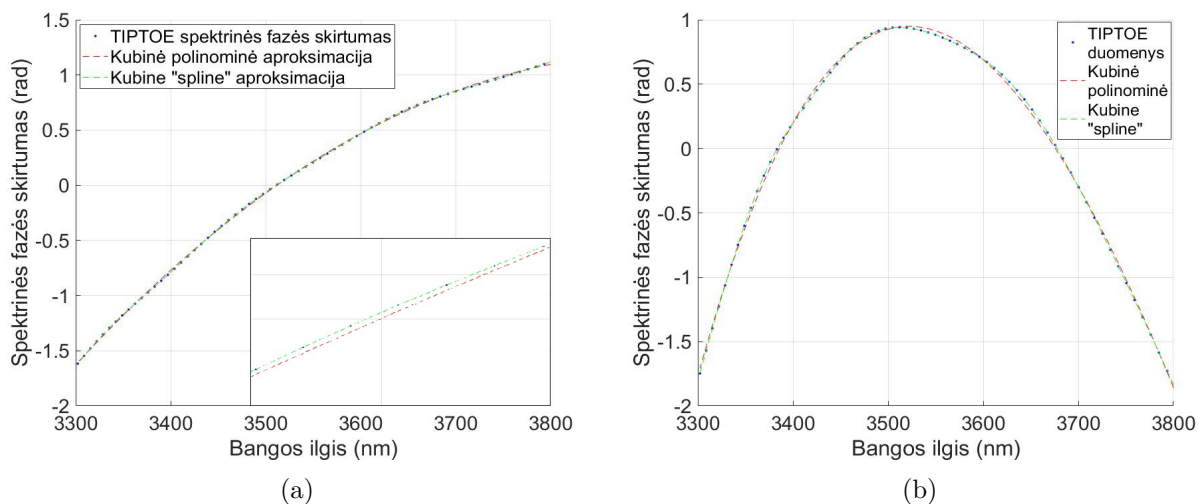
likus teorinius skaičiavimus randama, kad impulsas sklisdamas per ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę turėtų išplisti iki ~ 78 fs, o per ~ 3.0 mm storio atitinkamą plokštelę - iki ~ 175 fs. Taigi, matome, kad pirmuoju atveju turime ~ 6 fs neatitikimą su teoriniais skaičiavimais, kuris atitinka $\sim 8\%$ absoliučios išplitusio impulso trukmės paklaidą, o antruoju atveju - ~ 27 fs neatitikimą su teoriniais skaičiavimais, kuris atitinka $\sim 15\%$ atitinkamos paklaidos. Šios paklaidos gali būti sąlygotos kelių priežasčių: TIPTOE metodikos matavimo paklaidos, kuri ateina iš kalibracijos paklaidos (neatsikartojantis kalibracijos koeficientas), registravimo paklaidos (laike nesutampantys signalinio ir fundamentinio impulso intensyvumo lygiai), atkūrimo paklaidos (pagrinde ateinančios iš naudojamo skirtingu matavimu registruoto spektro matavimo paklaidos), taip pat matuojamas impulsas nėra visiškai Gauso formos, kuri buvo naudojama laikinio plitimo skaičiavimuose.

2.4 TIPTOE rezultatų patikimumo įvertinimas

2.4.1 Spektrinės fazės analizė

Šiame moksliniame darbe spektrinės fazės analizė buvo atliekama naudojantis dvejomis metodikomis: kubinio polinomo aproksimavimu ir kubine "spline" aproksimacija. Taigi, norint sužinoti ar TIPTOE matavimo metodas teisingai atkuria išmatuoto impulso spektrinę fazę, pirmiausia reikia jai atlikti spektrinės fazės analizę, kurios metu galėtume ištraukti fazinės moduliacijos koeficientus ir palyginti juos su su realiomis medžiagos dispersiją apibūdinančiomis vertėmis. Kadangi norime turėti fazinės moduliacijos koeficientus atitinkančius medžiagos dispersijos koeficientus, pirmiausia yra suskaičiuojamas spektrinių fazių skirtu-

mas tarp impulso, prasklidusio ir neprasklidusio per žinomos dispersijos stiklo plokštelę, taip pašalinant pradinę impulso spektrinės fazės priklausomybę nuo ciklinio dažnio. Šie suskaičiuoti spektrinės fazės skirtumai skirtumai ~ 0.5 mm ir ~ 3.0 mm storių lydyto silicio dioksido plokštelių atvejais yra pavaizduoti 2.10 paveiksle, kur taip pat matome kubinio polinomo ir kubinės "spline" funkcijos aproksimacijas. Pirmiausia, abejais atvejais galime pastebėti, kad

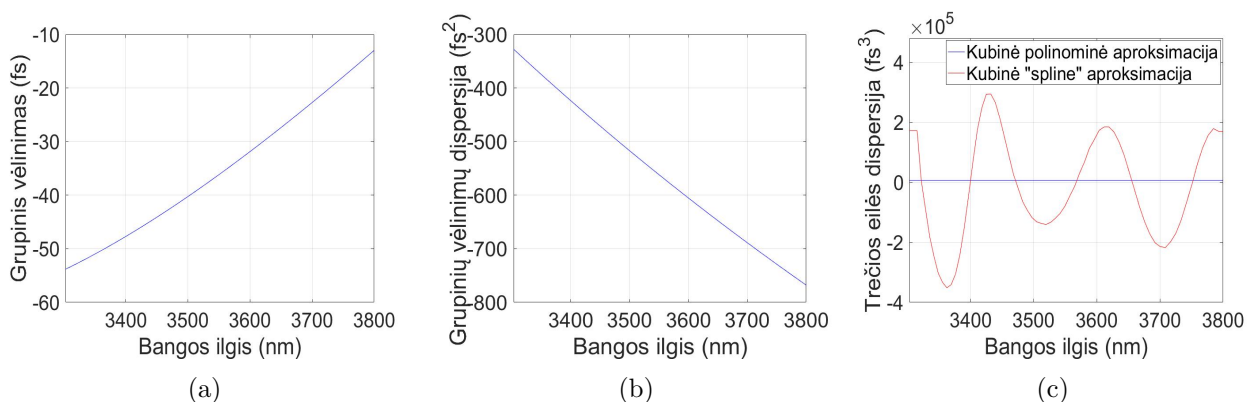


2.10 pav. (a) TIPTOE vienablyksnio matavimo metu atkurtų spektrinių fazių skirtumas tarp impulso spektrinės fazės, kuris prasklido pro ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę ir laisvoje erdvėje sklidusio impulso spektrinės fazės. (b) TIPTOE vienablyksnio matavimo metu atkurtų spektrinių fazių skirtumas tarp impulso spektrinės fazės, kuris prasklido pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę ir laisvoje erdvėje sklidusio impulso spektrinės fazės. Taip pat abejais atvejais kartu pavaizduotos kubinės polinominės aproksimacijos ir kubinės "spline" aproksimacijos.

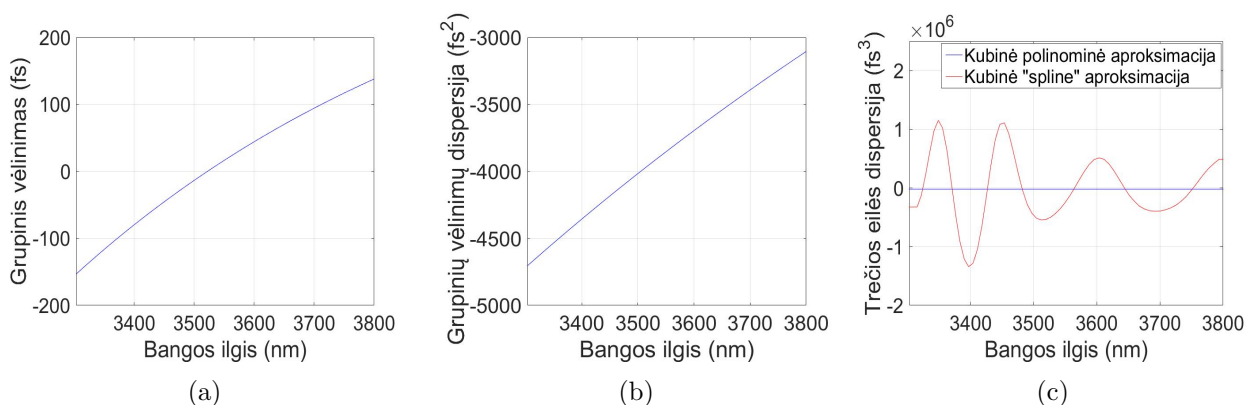
"spline" aproksimacija geriau sutampa su TIPTOE spektrinės fazės taškais (tai gerai matoma 2.10 paveikslo a) papildintame intarpe). Tačiau kaip buvo įsitikinta teorinio modeliavimo metu, kur impulsas buvo modeliuojamas iš realaus išmatuoto spektro, o gautai jonizacijos moduliacijai pridėtas minimalus triukšmas, "spline" aproksimacija gerai aproksimuoja gautus triukšmus ir jos atkurtos dispersijos koeficientų vertės nesutapo su modeliavimo metu užduotomis vertėmis. Tuo tarpu atliekant tą patį modeliavimą ir spektrinės fazės skirtumą aproksimuojant kubiniu polinomu, atkurtos dispersijos koeficientų vertės gerai sutapo su modeliavimo metu užduotomis vertėmis. Taigi, dėl šios triukšmų "suvidurkinimo" kubinio polinomo aproksimavimo savybės, tolesnėje realių spektrinių fazių analizėje naudosime kubinio polinomo aproksimaciją. Grįžtant prie 2.10 paveikslo grafikų matome, kad a) grafike turime labai gerą kubinio polinomo aproksimaciją, lyginant su b) grafike matoma aproksimacija, todėl tikimės, kad pirmuoju atveju atkurtų dispersijos koeficientų lyginimas su realiomis vertėmis yra tikslesnis TIPTOE spektrinės fazės atkūrimo įvertinimas.

Taigi, turint analitinę funkciją, aprašančią spektrinę fazę, dispersijos koeficientai yra randami skaičiuojant pastarosios funkcijos išvestines pagal ciklinį dažnį ir paimant išvestinės vertę prie konkretaus bangos ilgio [27], kuris šiuo atveju yra ~ 3550 nm. Suskaičiuotos

grupinio vėlinimo, grupinės greičių dispersijos ir trečios eilės dispersijos priklausomybės nuo bangos ilgio yra pavaizduotos 2.11 paveiksle - impulsui prasklidusiam pro ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę, bei 2.12 paveiksle - impulsui prasklidusiam pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę. Abiejuose pastaruosiuose grafikuose galime pastebėti



2.11 pav. Impulso prasklidusio pro ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę spektrinės fazės kubinio polinomo aproksimacijos: pirmoji išvestinė pagal ciklinį dažnį - grupinis vėlinimas (a), antroji išvestinė pagal ciklinį dažnį - grupinių greičių dispersija (b) ir trečioji išvestinė pagal ciklinį dažnį - trečios eilės dispersija (c) kartu su spline aproksimacijos trečiaja išvestine, naudojama palyginimui.



2.12 pav. Impulso prasklidusio pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę spektrinės fazės kubinio polinomo aproksimacijos: pirmoji išvestinė pagal ciklinį dažnį - grupinis vėlinimas (a), antroji išvestinė pagal ciklinį dažnį - grupinių greičių dispersija (b) ir trečioji išvestinė pagal ciklinį dažnį - trečios eilės dispersija (c) kartu su spline aproksimacijos trečiaja išvestine, naudojama palyginimui.

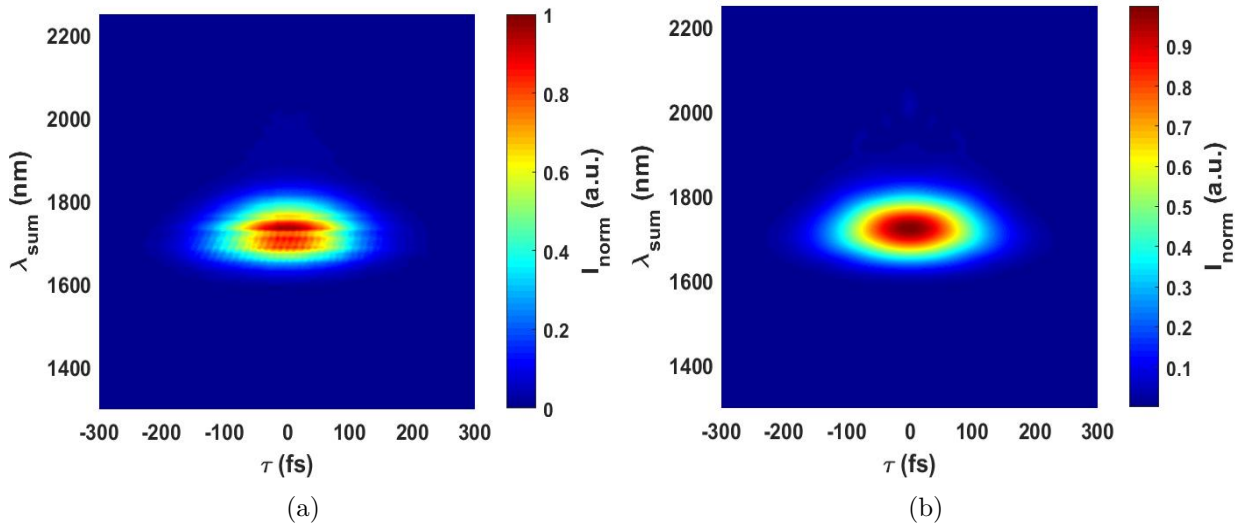
grupinio vėlinimo augimą nuo bangos ilgio, parodantį, kad impulsas yra neigiamai čirpuotas. Tai gerai atitinka teoriją, kadangi žinome, kad lydytas silicio dioksidas šiame spektriniame diapazone pasižymi anomalija grupinių greičių dispersija. Toliau žvelgiant į grupinių greičių dispersijos priklausomybę nuo bangos ilgių, matome nesutapimą tarp impulso prasklidusio pro plonesnę plokštelę ir impulso prasklidusio pro storesnę plokštelę. Todėl žvelgiant į trečios eilės dispersijos grafikus pirmuoju atveju, pavaizduotu 2.11 paveikslo c) dalyje, matome

teigiamą trečios eilės dispersijos koeficientą (mėlyna tiesė yra virš 0 ribos), tuo tarpu antruoju atveju, pavaizduotu 2.11 paveikslo c) dalyje, matome neigiamą trečios eilės dispersijos koeficientą (mėlyna tiesė yra žemiau 0 ribos). Taigi, atkreipiant dėmesį į konkrečias dispersijos koeficientų vertes, impulsui prasklidusiam pro ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę, iš pastarųjų grafikų suskaičiuoti dispersijos koeficientai: $GGD * z = -561.8 \text{ fs}^2$, $TED * z = 5903.8 \text{ fs}^3$, kur $z = 0.5$ mm, tuo tarpu iš teorijos paskaičiuoti: $GGD * z = -563 \text{ fs}^2$, $TED * z = 4941 \text{ fs}^3$. O impulsui prasklidusiam pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę: $GGD * z = -3853,8 \text{ fs}^2$, $TED * z = -21460.2 \text{ fs}^3$, kur $z = 3.0$ mm, tuo tarpu iš teorijos paskaičiuoti: $GGD * z = -3378 \text{ fs}^2$, $TED * z = 29646 \text{ fs}^3$. Taigi, matome, kad pirmojo impulso atveju atkurtas grupinio greičio koeficientas puikiai sutampa su realiomis medžiagos charakteristikomis, o tuo tarpu trečios eilės dispersijos koeficientas yra $\sim 19\%$ pervertintas (didesnis). Antrojo impulso atveju grupinių greičių dispersijos koeficientas yra $\sim 14\%$ pervertintas, o tuo tarpu trečios eilės koeficientas visiškai neatitinka realybės ir yra skirtingo ženklo. Pastarasis neatitikimas gali kilti dėl netikslios kubinės polinominės aproksimacijos, kadangi skaičiuojant trečios eilės išvestinę net ir maži neatitikimai spektrinėje fazėje gali išaugti į dideles paklaidas. Vienas iš pastebėjimų, kad atkurtas didesnis grupinių greičių dispersijos koeficientas impulsui prasklidusiam pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę, galėjo nulemti atkurtą ilgesnę impulso trukmę, registruotą praeitame skyriuje. Taip pat verta atkreipti dėmesį, kad 2.11 ir 2.12 paveikslų c) dalyse yra atvaizduotos ir "spline" aproksimacijos trečiosios eilės išvestinės, kurių vertės po impulso gaubtine osciliuoja ir kinta bent keliasdešimt kartų. Tai yra dar vienas pagrindimas, kodėl buvo naudojamas kubinės polinominės aproksimacijos, o ne "spline" funkcijos ar realių spektrinės fazės verčių diferencijavimas, kurioms atliekant diferencijavimą dėl egzistuojančių triukšmų turime didelį verčių pasibarstymą. Tačiau verta paminėti, kad šio darbo metu nėra lyginami skirtingi spektrinės fazės koeficientų ištraukimo metodai ir jų patikimumas - neteigiama, kad vienas iš šių metodų yra pranašesnis. Šio mokslinio darbo metu dispersijos koeficientų ištraukimo metodas iš spektrinės fazės yra pasirinktas vadovaujantis šio konkretaus atvejo teoriniais modeliavimais.

2.4.2 Palyginimas su FROG rezultatais

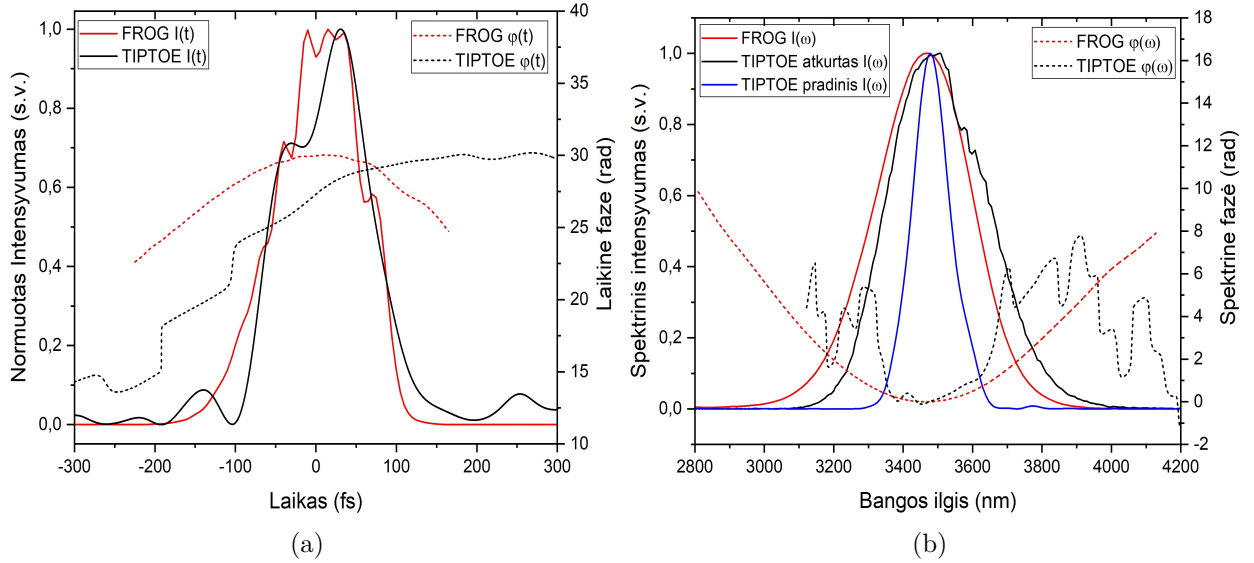
Norint patikrinti TIPTOE metodikos rezultatų patikimumą, vertėtų palyginti TIPTOE metodikos rezultatus su atitinkamo impulso FROG matavimo rezultatais. Šiuo atveju buvo naudojama išorinė FROG matavimo schema, kurioje pluoštų padalinimas buvo atliekamas "pusmėnulio" formos pusiniu veidrodžiu, o suminio dažnio generavimas buvo atliekamas ~ 10 μm storio BBO netiesiniame kristale. Kristale sugeneruotas suminis dažnis buvo registruojamas InGaAs NIRQuest 512-2.5 (Ocean Optics) spektrometru, kur nuo tarp-impulsinio vėlinimo buvo užrašomas spektrinis intensyvumas - spektrograma. Iš užregistruotos spektrogramos nežinomas impulsas yra atkuriamas naudojantis "Frog 3.2.4" programa (Femtosoft

Technologies). Šioje programoje pradinei neapdorotai FROG spektrogramai yra atliekamas triukšmo pašalinimas: atimamas didžiausio ir mažiausio vėlinimo vidutinis intensyvumas iš viso spektro, briaunų išryškinimas (atimamas ant briaunų esančių dviejų gretimų pikselių vidurkis), pavienių pikselių panaikinimas ir t.t. Toliau standartiškai FROG pėdsakas yra patalpinamas pasirinkto dydžio matricoje: mūsų atveju ji sudaryta iš 256x256 pikselių. Galiausiai programa atlieka iteracinę generalizuotų projekcijų Furje transformacijos algoritmą, kuriam standartiškai buvo leista konverguoti iki 500 iteracijų. Taigi, charakterizuojamo impulso, prasklidusio pro ~ 1.25 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę ir 0.150 μm storio nežinomą stikliuką, užregistruotą FROG matavimo pėdsaką ir programos atkurtą pėdsaką matome 2.13 paveikslo a) ir b) grafikuose atitinkamai. Pirmiausia, išmatuotame FROG



2.13 pav. Parametrinio šviesos stiprintuvo skirtuminio dažnio modulio, kaupinamo Ti:Safyro lazeriu, (a) impulso, prasklidusio pro ~ 1.25 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę ir 0.125 μm storio nežinomą stikliuką, FROG matavimo pėdsakas ir (b) iteracinio algoritmo atkurtas FROG pėdsakas interpretuojant pastarąjį impulsą.

pėdsake galima pastebėti periodinius intensyvumo svyravimus bangos ilgių koordinatėje. Kadangi matomas FROG pėdsakas yra 3 atskirų FROG pėdsakų matavimų vidurkis, todėl spėjama, kad jie atsiranda dėl spektrometro registravimo problemų. Pastarojo FROG pėdsako atkūrimo paklaida siekia 0.74% (RMS skirtumas tarp išmatuoto FROG pėdsako ir atkurto FROG pėdsako, kuris suskaičiuojamas lyginant kiekvieną pikselį ties konkrečiu vėlinimu ir bangos ilgiu), kuri spėjama yra sąlygota dalinai išdarytos spektrogramos. Taigi, šio FROG pėdsako interpretacija - impulso gaubtinė bei laikinė fazė ir spektrinis intensyvumas su spektrine faze - yra matomi 2.14 paveikslo a) ir b) dalyje atitinkamai, kur čia taip pat pavaizduojama TIPTOE matavimo metodikos atkurta impulso laikinė ir spektrinė gaubtinė, kartu su spektrine faze. Pirmiausia žvelgiant į laikinės priklausomybės grafiką galime pastebėti, kad FROG ir TIPTOE metodikų atkurtų impulsų intensyvumo gaubtinės gerai sutampa, kur FROG metodu atkurto charakterizuojamo impulso trukmė siekia 135



2.14 pav. (a) Iš FROG matavimo atkurta charakterizuojamo impulso laikinė gaubtinė ir laikinė fazė kartu su TIPTOE matavimo atkurta charakterizuojamo impulso laikine gaubtine ir laikine fazė. (b) Iš FROG matavimo atkurta charakterizuojamo impulso spektrinis intensyvumas ir spektrinė fazė kartu su TIPTOE matavimo metodikos atkurto impulso spektriniu intensyvumu ir spektrine fazė. Taip pat mėlyna kreivė vaizduoja TIPTOE matavimo metodikos jonizacijos moduliacijos spektrą.

fs, o TIPTOE metodu atkurto impulso trukmė - 133 fs. Toliau žvelgiant į atkurtą spektrą, matome, kad FROG atkurto spektro centrinis bangos ilgis (~ 3460 nm) pakankamai gerai sutampa su TIPTOE matavimo jonizacijos moduliacijos spektro centriniu bangos ilgiu (~ 3480 nm) ir atskiro spektro matavimo/TIPTOE atkurto impulso centriniu bangos ilgiu (~ 3486 nm). Taip pat žvelgiant spektro pločius, matome gerą sutapimą tarp FROG metodo atkurto impulso spektro pločio (~ 327 nm) ir TIPTOE metodo atkurto spektro pločio (~ 337 nm). Tačiau matome, kad TIPTOE jonizacijos moduliacijos spektras yra stipriai susiaurėjęs, siekiantis tik ~ 125 nm ($\Delta\omega_{mod} = 0.37\Delta\omega_{sig}$). Kadangi šiuo atveju matuojame daugiau kaip du kartus išplitusį impulsą laike manoma, kad matomas ryškus spektro susiaurėjimas yra sąlygotas siauro perdavimo funkcijos spektro (prie kurio prisideda ir mažas netiesiškumas $n=3.72$), kurio spektro plotis šiuo atveju yra palyginamas su originalaus impulso spektro pločiu. Žvelgiant į abiejų metodų atkurtas spektrines fazes matome teigiamą fazinę moduliaciją. Nors ir žinome, kad FROG metodas pasižymi laiko krypties nevienareikšmiškumu, dėl ko negalime vienareikšmiškai nustatyti fazinės moduliacijos ženklo, tačiau TIPTOE metodas, kuris neturi šio trūkumo, patvirtina teisingą fazinės moduliacijos ženklą. Taigi, nors ir pastaruosiuose grafikuose matoma ryški kvadratinė fazinė moduliacija, tačiau verta atkreipti dėmesį į spektrinės fazės vertes, kurios nuo ~ 3200 nm iki ~ 3800 nm bangos ilgių kinta tik ~ 6.3 radianų TIPTOE atveju ir ~ 2.5 radianų FROG atveju. Todėl nenuostabu, kad atlikus spektrinės fazės analizę pastarosioms FROG ir TIPTOE spektrinėms fazėms, gauti dispersijos koeficientai yra artimi nuliui ir spėjama, kad nėra patikimi ($GGD * z = 0.8$ fs² TIPTOE atveju ir $GGD * z = 0.02$ fs² FROG atveju). Taip pat verta paminėti, kad 2.14 paveiksle

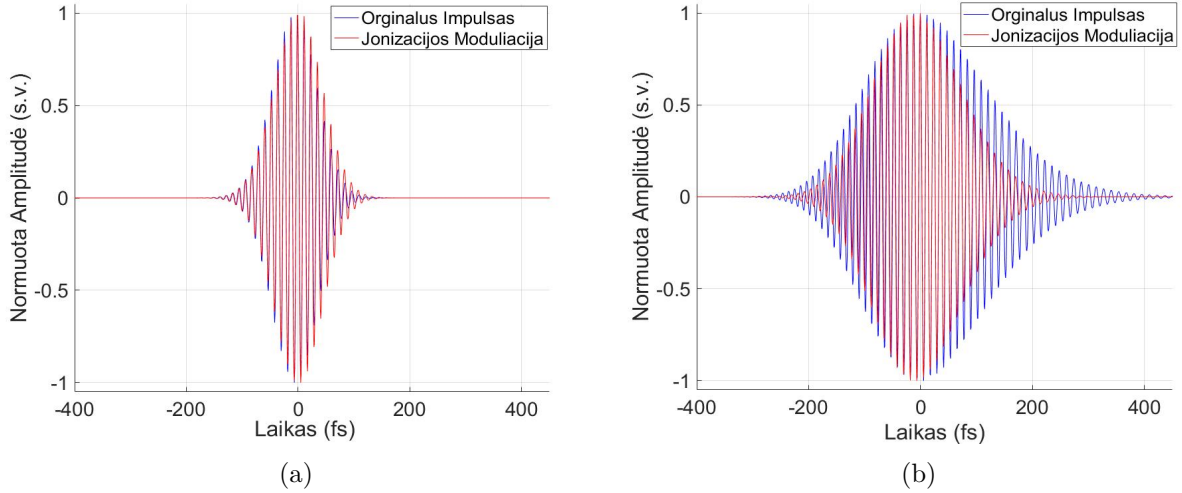
pavaizduotoms TIPTOE metodo fazėms buvo panaikinta pirmos eilės fazinė moduliacija, tam kad galėtume vizualiai jas palyginti su FROG metodo atkurtomis fazėmis.

Taip pat palyginimui galime paminėti, kad atliekant TIPTOE ir FROG matavimus buvo išvelgti keli TIPTOE matavimo metodikos privalumai. Vienas iš pagrindinių privalumų - matavimo ir atkūrimo greitis. Pirmiausia, registruojant fotosrovės moduliaciją idealiu atveju užtenka dviejų nuotraukų, kurios gali būti užregistruotos net ir gretimais impulsais, todėl registravimas gali užtrukti sekundės dalį. Tuo tarpu atliekant FROG matavimą reikia skenuoti laikinę koordinatę, stumdant vieną impulsą laike ir mūsų atveju registravimas užtrukdavo kelias minutes. Taip pat TIPTOE impulso atkūrimo procedūra trunka kelias sekundes ir susideda iš palyginamai nesudėtingo informacijos ištraukimo ir duomenų manipuliacijos. Tuo tarpu FROG impulso atkūrimas yra vykdomas pirmiausia pašalinant spektrogramos triukšmus (gali užtrukti kelias minutes) ir toliau vykdamas palyginamai sudėtingą ir priklausomai nuo iteracijų skaičiaus ilgai trunkantį apibendrintų projekcijų iteracinį algoritmą. Taip pat verta paminėti, kad pastarasis FROG iteracinis algoritmas tam pačiam FROG pėdsakui gali konverguoti skirtingai net su tais pačiais įvadiniais duomenimis, priešingai nuo TIPTOE matavimo, kur rezultatas pilnai priklauso nuo užregistruotų nuotraukų, kalibracijos koeficiento ir atskiru matavimu užregistruoto spektro. Todėl visais TIPTOE matavimo atvejais impulso indukuotos fotosrovės užregistravimas ir impulso charakterizavimas trukdavo keliasdešimt sekundžių. Taip pat TIPTOE metodika gali būti lengvai ir nebrangiai realizuojama, kadangi čia netiesinės medžiagos vaidmenį atlieka paprastas silicio detektorius (kuriam nereikia pasiekti fazinio sinchronizmo sąlygos), taigi, nėra reikalingi papildomi netiesiniai kristalai (kurie tinka tik ribotai spektrinei sričiai). Galiausiai galima pasikartoti, kad skirtingai nei FROG matavime, TIPTOE matavimo metodikoje turime vienareikšmę laiko skalę (iš vieno matavimo galima nustatyti impulso fazinės moduliacijos ženklą).

2.5 TIPTOE teorinis modeliavimas

Be eksperimentinio TIPTOE išbandymo, šio mokslinio darbo metu taip pat buvo atliktas TIPTOE teorinis modeliavimas. Pagrindinis šio modeliavimo tikslas yra patikrinti impulso atkūrimo algoritmą naudojamą eksperimentiniuose matavimuose ir jo veikimo ribas skirtingų lazerinio impulso parametrų erdvėje. Taigi, modeliavimo metu yra pirmiausia dažnių erdvėje sugeneruojamas pasirinkto bangos ilgio, spektro pločio ir fazinės moduliacijos Gauso impulsas. Šiuo atveju fazinė moduliacija yra įvedama sugeneruojant spektrinę fazę, pasinaudojant Teiloro eilutės skleidiniu ciklinių dažnių erdvėje ir užduodant grupinio vėlinimo, grupinių greičių dispersijos ir trečios eilės dispersijos koeficientus. Tuomet pradinis impulsas laikinėje erdvėje gaunamas atlikus Furje transformaciją. TIPTOE eksperimento metu stebima jonizacijos moduliacija yra sumodeliuojama atliekant kryžminę koreliaciją tarp sugeneruoto užtūros impulso ir signalinio impulso elektrinio lauko prie skirtingų tarp-impulsinių vėlinimų, kaip parodyta 1.2.4 formulėje. Impulso vėlinimas laike buvo realizuojamas kaip jo kompleksi-

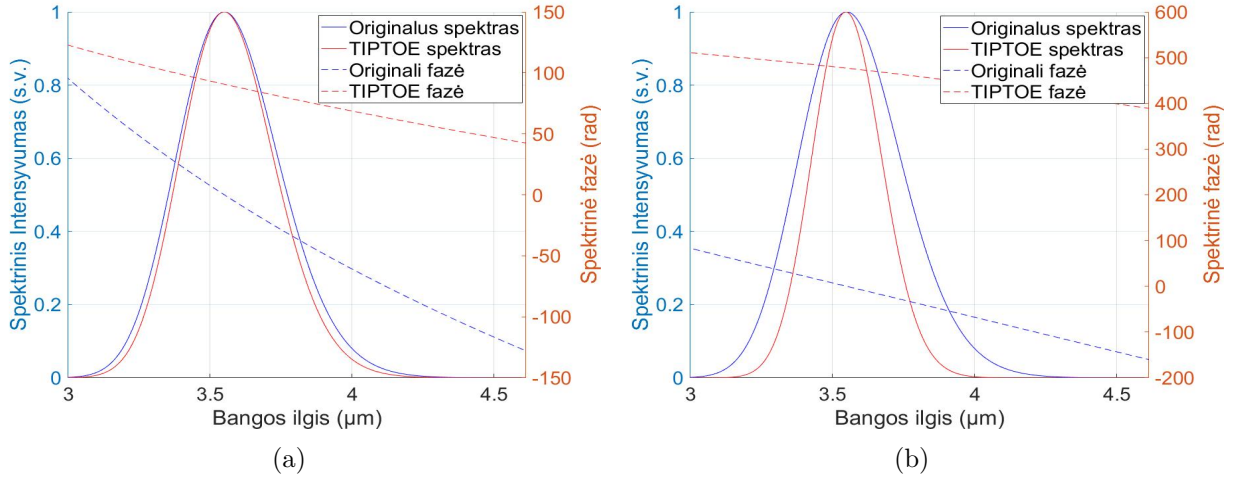
nio spektro daugyba iš kintamo $e^{-i\omega t}$ koeficiento, kur ω yra ciklinių dažnių masyvas, kuriame apibrėžtas impulso spektras, o t - kintama vėlinimo vertė. Šiuo konkrečiu atveju pasirinkta netiesiškumo koeficientas atitinkantis TIPTOE eksperimentą ($n=3.72$), su kuriuo palyginimui sugeneruotos dvi skirtingos jonizacijos moduliacijos, pavaizduotos 2.15 paveikslo a) ir b) dalyse atitinkamai. Pirmoji jonizacijos moduliacija buvo generuojama spektriškai ribotam



2.15 pav. (a) Originalaus impulso, kurio trukmė pusės aukštyje 67.5 fs, elektrinio lauko gaubtinė (mėlyna kreivė), kartu su jo sugeneruota jonizacijos moduliacija (raudona kreivė) TIPTOE eksperimento modeliavimo metu. (b) Originalaus impulso, kurio trukmė pusės aukštyje 181.4 fs, elektrinio lauko gaubtinė (mėlyna kreivė), kartu su jo sugeneruota jonizacijos moduliacija (raudona kreivė) TIPTOE eksperimento modeliavimo metu.

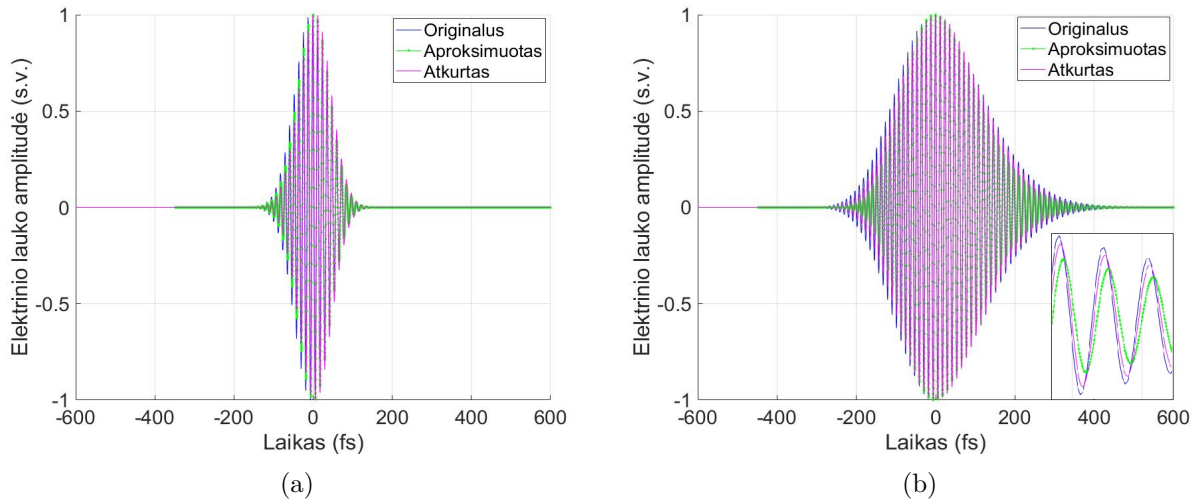
impulsui, kuris yra prasklides per 0.5 mm lydyto silicio dioksido plokštelę ($GGD * z = -563 \text{ fs}^2$, $TED * z = 4941 \text{ fs}^3$, kur $z = 0.5 \text{ mm}$), o antroji - prasklidusiam per 3.0 mm lydyto silicio dioksido plokštelę ($GGD * z = -3378 \text{ fs}^2$, $TED * z = 29646 \text{ fs}^3$, kur $z = 3.0 \text{ mm}$). Svarbu paminėti, kad šie modeliuojami atvejai nėra tapatūs TIPTOE eksperimentinės dalies rezultatams, kadangi eksperimento metu pradinis impulsas, prieš patekdamas į lydyto silicio dioksido plokšteles nebuvo spektriškai ribotas ir taip pat stiklo plokštelės paveikė tik signalinį impulsą. Tačiau nors ir absoliučios trukmės ar impulso fazinės moduliacijos nėra tapačios su TIPTOE eksperimento atveju, bet šio modeliavimo rezultatai gali būti reliatyviai lyginami su TIPTOE eksperimentiniais rezultatais (atpažįstant impulso plėtros tendencijas). Taigi, pirmuoju atveju matome, kad impulsas, kuris yra artimas spektriškai ribotam impulsui, TIPTOE modeliavimo metu sugeneruoja jonizacijos moduliaciją, kuri yra beveik identiška originalaus impulso elektriniam laukui (kaip ir tikėjomės eksperimento metu). Tuo tarpu beveik tris kartus ilgesnio už spektriškai ribotą impulsą ($TBP = 2.88$, čia TBP atkeliauja iš angliškos sąvokos "*Time-Bandwidth Product*") impulso sugeneruota jonizacijos moduliacija neatitinka originalaus impulso elektrinio lauko - skiriasi amplitudės gaubtinė bei fazė, kaip matome 2.15 paveikslo b) dalyje. Geresniam moduliacijos palyginimui su originaliu impulsu, verta pažvelgti į moduliacijos spektrus ir spektrines fazes, kurios pavaizduotos 2.16 paveiksle,

bei palyginti juos su originalaus impulso spektru ir spektrine faze. Pirmiausia ką pastebi-



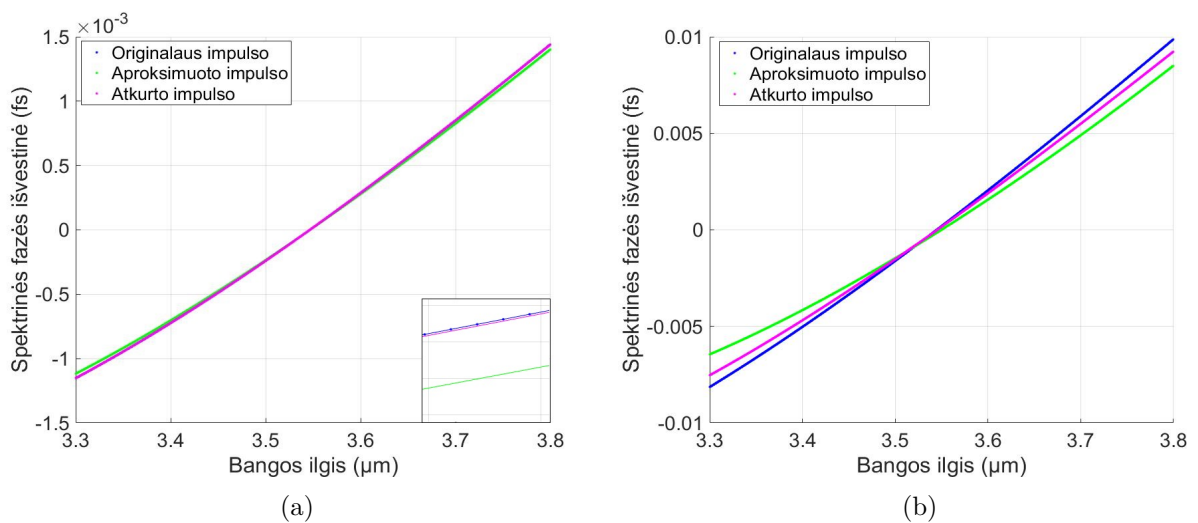
2.16 pav. (a) Originalaus impulso, kuris artimas spektriškai ribotam, spektras ir spektrinė fazė, kartu su jo jonizacijos moduliacijos spektru bei spektrine faze. (b) Originalaus impulso, kuris beveik tris kartus ilgesnis už spektriškai ribotą, spektras ir spektrinė fazė, kartu su jo jonizacijos moduliacijos spektru bei spektrine faze.

me, ko galėjome tikėtis iš teorijos, kad artimo spektriškai ribotam impulso moduliacijos spektras yra nedaug susiaurėjęs ($\Delta\omega_{mod} = 0.92\Delta\omega_{sig}$) lyginant su beveik tris kartus ilgesnio impulso moduliacijos spektru ($\Delta\omega_{mod} = 0.69\Delta\omega_{sig}$). Tuomet atkreipiant dėmesį į spektrines fazes matome, kad šiame grafike kvadratinę ir kubinę fazines moduliacijas maskuoja tiesinė fazinė moduliacija, todėl yra reikalingas sudėtingesnis atvaizdavimas, kuris bus matomas 2.18 paveiksle. Vis dėlto galime aiškiai pastebėti, kad moduliacijoje yra prarandama informacija apie absoliučiąją fazę ir absoliutųjį impulso grupinį vėlinimą (tačiau kaip parodyta 2.2 skyriuje, atlikdami TIPTOE kalibraciją, reliatyvus grupinis vėlinimas tarp dviejų TIPTOE moduliacijų yra teisingas). Toliau žvelgiant į originalaus, aproksimuoto ir TIPTOE atkurto impulso elektrines gaubtines, kurios pavaizduotos 2.17 paveiksle, pirmiausia matome, kad neišplitusio impulso atveju beveik visos gaubtinės yra identiškos, kur vienintelis minimalus neatitikimas yra ties impulso priekiniu frontu (neigiamuose laikuose) - atkurto ir aproksimuoto impulso amplitudės yra nuslopintos lyginant su originalaus impulso amplitude. Taigi, kaip ir spėjome TIPTOE eksperimento metu, atkūrimo procedūros pataisa beveik spektriškai ribotiems impulsams yra minimali, todėl šiuo atveju impulso atkūrimas gali būti nevykdomas. Tuo tarpu žvelgiant į išplitusio impulso elektrinio lauko gaubtines, matome, kad aproksimuoto impulso elektrinio lauko gaubtinė yra neteisingos amplitudės (susmailėjusi/sutrumpėjusi) ir taip pat impulso kraštuose matome neteisingą spektrinę fazę. Tuomet atlikus TIPTOE impulso atkūrimo procedūrą, elektrinio lauko amplitudė bei spektrinė fazė yra pataisoma tiek, kad atkurto impulso elektrinis laukas tampa beveik tapačiu originalaus impulso elektriniam laukui, su nežymiais nukrypimais, parodytais 2.17 paveikslo b) dalies priartintame intarpe. Norint tiksliau įvertinti atkurtą spektrinę fazę, išvengiant tiesinės fazi-



2.17 pav. (a) Originalaus impulso, kuris artimas spektriškai ribotam, elektrinio lauko gaubtinė kartu su jo TIPTOE modeliavimo aproksimuoto impulso elektrinio lauko gaubtine, bei atkurto impulso elektrinio lauko gaubtinė. (b) Originalaus impulso, kuris beveik tris kartus ilgesnis už spektriškai ribotą, elektrinio lauko gaubtinė kartu su jo TIPTOE modeliavimo aproksimuoto impulso elektrinio lauko gaubtine, bei atkurto impulso elektrinio lauko gaubtinė.

nės moduliacijos didelių verčių, atvaizduojame originalaus, aproksimuoto ir atkurto impulso pirmąsias spektrinės fazės išvestines, atėmę tiesinės fazinės moduliacijos konstantą (kitais žodžiais - prilyginę grupinio vėlinimo įtaką nuliui), kaip pavaizduota 2.18 paveiksle. Taigi,



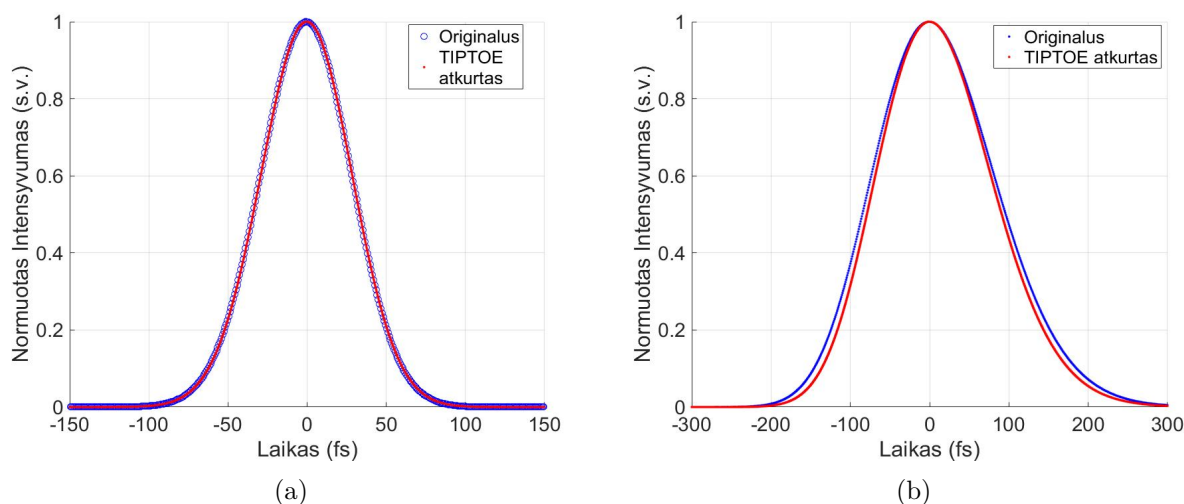
2.18 pav. (a) Originalaus impulso, kuris artimas spektriškai ribotam, spektrinės fazės pirmoji išvestinė pagal ciklinį dažnį kartu su jo TIPTOE modeliavimo aproksimuoto impulso spektrinės fazės pirmąja išvestine, bei atkurto impulso spektrinės fazės pirmąja išvestine. (b) Originalaus impulso, kuris beveik tris kartus ilgesnis už spektriškai ribotą, spektrinės fazės pirmoji išvestinė pagal ciklinį dažnį kartu su jo TIPTOE modeliavimo aproksimuoto impulso spektrinės fazės pirmąja išvestine, bei atkurto impulso spektrinės fazės pirmąja išvestine.

šiuose grafikuose vertikali centrinio bangos ilgio pirmosios išvestinės spektrinės fazės padėtis

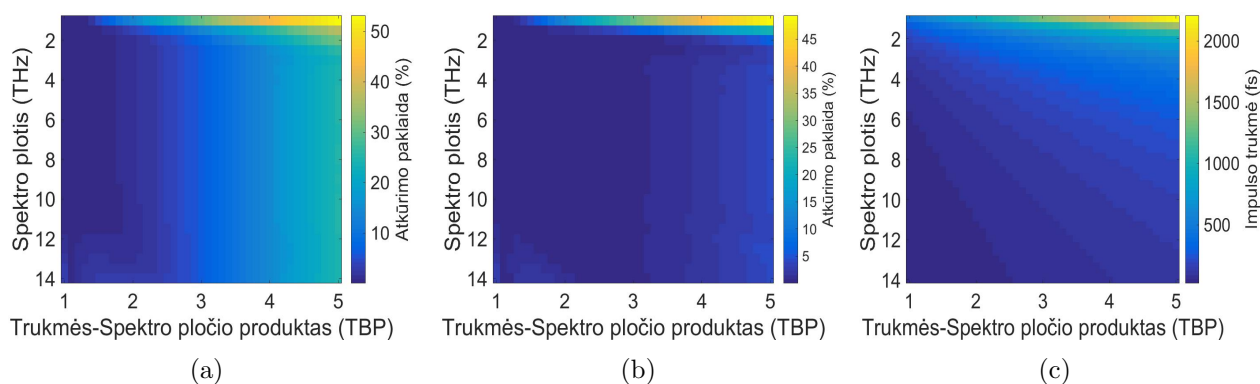
yra dirbtinai prilyginta nuliui, o gautų kreivių polinkio kampas vaizduoja kvadratinę fazinę moduliaciją (atsirandančia dėl grupinių greičių dispersijos, kurią įvedėme modeliuojant impulsą). Taip pat verta paminėti, kad pastarosios kreivės nėra tiesės, kadangi turime ir kubinę fazinę moduliaciją, kuri aiškiai stebima 2.18 paveikslo b) dalyje. Pirmiausia žvelgiant į artimo spektriškai ribotam impulso spektrinės fazės išvestinę matome, kad aproksimuoto impulso kvadratinė fazinė moduliacija (kuri atitinka TIPTOE moduliacijos kvadratinę fazinę moduliaciją) skiriasi lyginant su originalaus impulso kvadratinė fazinė moduliacija. Tačiau atkurto impulso spektrinės išvestinės kreivė puikiai persikloja su originalaus impulso kreive (tikslėniam įvertinimui galime atkreipti dėmesį į padidinto vaizdo intarpą), kas nurodo kad kvadratinė ir kubinė atkurto impulso fazinės moduliacijos yra beveik identiškos originalaus impulso fazinėms moduliacijoms. Tai patvirtina ir kubinio polinomo spektrinės fazės aproksimacija ir diferencijavimas, iš kurio ištraukti fazinę moduliaciją nulėmę dispersijos parametrai: $GGD * z = -549.3 \text{ fs}^2$, $TED * z = 4943 \text{ fs}^3$, kur $z = 0.5 \text{ mm}$ (modeliuojant užduoti parametrai: $GGD * z = -563 \text{ fs}^2$, $TED * z = 4941 \text{ fs}^3$). Tuo tarpu žvelgiant į beveik tris kartus išplitusio impulso spektrinės fazės pirmąją išvestinę matome, kad nors ir atkūrimo procedūra stipriai pakoreguoja aproksimuoto impulso spektrinę fazę, tačiau matome nemažą skirtumą tarp kreivės polinkio kampo (atitinkančio kvadratinę fazinę moduliaciją) ir pačios kreivės kreivumo laipsnio (atitinkančio kubine fazinę moduliaciją). Tą rodo ir kubinio polinomo aproksimacijos ir diferencijavimo metu gauti dispersijos parametrai, kurie nutolsta nuo modeliavimui naudotų verčių: $GGD * z = -3144.9 \text{ fs}^2$, $TED * z = 29603.8 \text{ fs}^3$, kur $z = 3.0 \text{ mm}$ (modeliuojant užduoti parametrai: $GGD * z = -3378 \text{ fs}^2$, $TED * z = 29646 \text{ fs}^3$).

Galiausiai žvelgiant į pastarųjų impulsų originalias ir TIPTOE atkurtas intensyvumo gaubtines, pavaizduotas 2.19 paveiksle, matome aiškų skirtumą. Artimam spektriškai ribotam impulsui atkurta impulso trukmė pusės aukštyje siekia 67.533 fs, kur originalaus impulso trukmė buvo 67.541 fs. Taigi, šiuo atveju atkūrimo paklaida yra tik 0.013%, demonstruojanti nuostabų TIPTOE matavimo metodikos patikimumą nestipriai čirpuotiems impulsams. Tuo tarpu beveik tris kartus išplitusio impulso atkurta trukmė pusės aukštyje siekia 170.619 fs, kur originalaus impulso trukmė buvo 184.414 fs. Taigi, stipriai čirpuoto impulso atveju atkūrimo paklaida siekia 5.95%, demonstruojanti TIPTOE matavimo metodikos ribinį atkūrimo patikimumo atvejį esant impulso išplitimui.

Tikslėniam TIPTOE matavimo metodikos teoriniam ribų įvertinimui buvo atlikti atkūrimo paklaidų priklausomybės skaičiavimai nuo impulso spektro pločio ir impulso trukmės-spektro pločio produkto (TBP), dvejiems netiesiškumo koeficiento atvejams ($n=3.7$ ir $n=7$), kurie pavaizduoti 2.20 paveiksle. Čia a) ir b) grafikuose spalvinė skalė rodo procentinę atkūrimo paklaidą, o c) grafikas skirtas atvaizduoti pastaruosiuose grafikuose pasiekiamas impulso trukmes. Svarbus pastebėjimas, kad c) grafikas dideliuose spektro pločiuose ($\Delta f_{FWHM} > 3 \text{ THz}$) nekoreliuoja su a) ir b) grafikais. Tai reiškia, kad atliekant TIPTOE matavimus, atkūrimo paklaida priklausys nuo impulso fazinės moduliacijos laipsnio (kitais žodžiais trukmės-



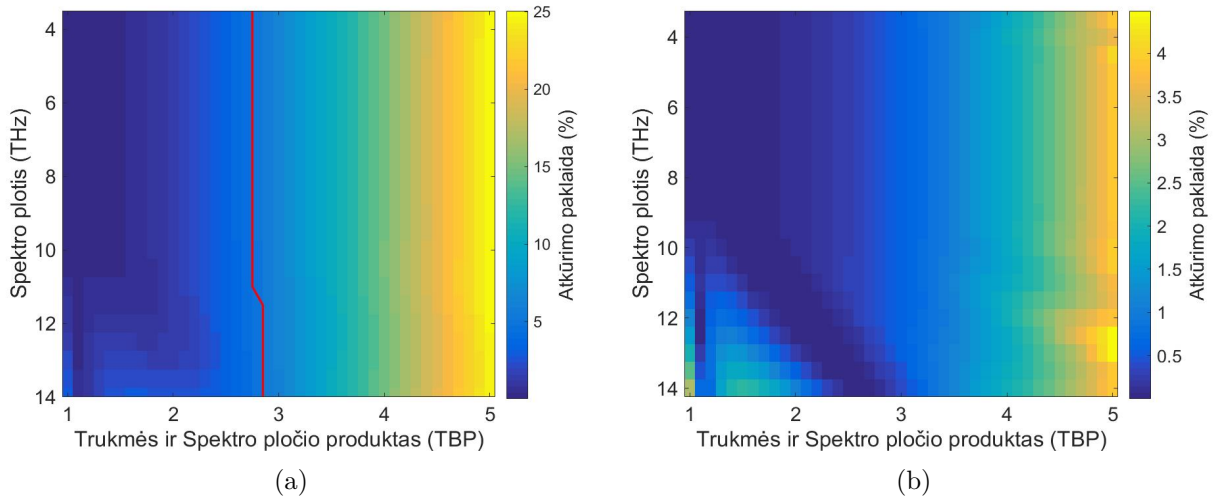
2.19 pav. (a) Originalaus impulso, kurio trukmė pusės aukštyje 67.533 fs, intensyvumo gaubtinė, kartu su jo TIPTOE eksperimento modeliavimo metu atkurto impulso intensyvumo gaubtine. (b) Originalaus impulso, kurio trukmė pusės aukštyje 181.414 fs, intensyvumo gaubtinė, kartu su jo TIPTOE eksperimento modeliavimo metu atkurto impulso intensyvumo gaubtine.



2.20 pav. TIPTOE atkūrimo paklaidos priklausomybė nuo impulso spektro pločio ir impulso trukmės ir spektro pločio produkto: $n=3.7$ netiesiškumo koeficiento atveju (a) ir $n=7$ netiesiškumo koeficiento atveju (b). Impulso trukmės priklausomybė nuo impulso spektro pločio ir impulso trukmės ir spektro pločio produkto (c).

spekto pločio produkto), o ne nuo absoliučios impulso trukmės. Tuo tarpu matome, kad siauruose spektro pločiuose atkūrimo paklaida koreliuoja su impulso trukme, tačiau tai yra skaičiavimo artifaktas, kadangi ilgėjant impulsui reikia imti kryžminės koreliacijos vėlinimo vertes, kurios viršija kelias pikosekundes. Taigi, atlikus atskirus matavimus <1 THz spektro pločiuose, kurie čia nėra pavaizduoti, pastebėta, kad net impulsui siekiant kelias pikosekundes atkūrimo paklaidos priklausomybė išliko tokia pati kaip stebima ir platesniuose spektro pločiuose 2.20 paveiksle. Tai reiškia, kad teoriškai TIPTOE metodiką galima atlikti ir siauro spektro pločio impulsams, jeigu tik turėsime pakankamai energijos pasiekti daugiafotonę jonizaciją. Taip pat svarbus pastebėjimas lyginant a) ir b) 2.20 paveikslo grafikus yra

TIPTOE metodikos pritaikymo ribų (kuomet atkūrimo paklaida neviršija 5%) išplitimas, naudojant didesnį netiesiškumą. Galima prisiminti, kad didesnis netiesiškumas gali būti gaunamas turint aukštesnį daugiafotonės sugerties laipsnį, o tai galime pasiekti naudojant ilgesnį bangos ilgį arba registruojant su detektoriumi, kuris turi platesnę (didesnės energijos tarpo) draustinę juostą. Norint geriau įvertinti atkūrimo paklaidos priklausomybes, jos yra atvaizduojamos 2.21 paveiksle su pašalintomis siaurų spektro pločių ($\Delta f_{FWHM} < 3.5$ THz) vertėmis. Pirmiausia reikia paminėti, kad matomas paklaidų išaugimas plataus spektro



2.21 pav. TIPTOE atkūrimo paklaidos priklausomybė nuo impulso spektro pločio ir impulso trukmės ir spektro pločio produkto, pašalinus siaurų spektro pločių ($\Delta f_{FWHM} < 3.5$ THz) duomenis: $n=3.7$ netiesiškumo koeficiento atveju (a) ir $n=7$ netiesiškumo koeficiento atveju (b).

pločio ($\sim 13-14$ THz) artimiems spektriškai ribotiems ($TBP = 1-2$) impulsams yra dėl per siauros spektrinės kaukės naudojimo šiame konkrečiame TIPTOE atkūrimo algoritme. Taigi, pastarieji atkūrimo paklaidos prieaugiai neturi fizikinės priežasties ir šios analizės atveju turėtų būti ignoruojami. Antra, vertėtų atkreipti dėmesį į TIPTOE atkūrimo paklaidų spalvos skalę $n=3.7$ ir $n=7$ netiesiškumo atveju. Galime pastebėti, kad su $n=7$ netiesiškumo koeficientu teoriškai galėtume matuoti net 5 kartus laike išplitusius impulsus, kai tuo tarpu su $n=3.7$ netiesiškumo koeficientu, kokybiško atkūrimo zona susiaurėja iki 2.8 kartų laike išplitusių impulsų, kuri pažymėta raudona kreive 2.21 paveikslo a) dalyje. Taip pat verta pastebėti, kad atkūrimo paklaida nemažėja augant impulso spektro pločiui (ignoruojant plačius spektro pločius, kuriems skaičiuojant reiktų aktyviai koreguoti atkūrimo algoritmą). Taigi, galime apibendrinti, kad TIPTOE matavimo metodiką galime taikyti tiek plataus, tiek siauro spektro impulsams, kol jie nėra per didelės fazinės moduliacijos tam tikram netiesiškumo koeficientui. Tuo tarpu šiuo konkrečiu atveju turint $n=3.7$ netiesiškumo koeficientą, TIPTOE metodiką galime atlikti plačiame spektro pločių intervale, impulsams, kurių trukmės ir spektro pločio produktas neviršija 2.8 vertės.

3 Išvados

1. Šio mokslinio darbo metu naudojantis TIPTOE matavimo metodika buvo atkurtos charakterizuojamų impulsų elektrinio lauko osciliacijos, spektriniai intensyvumai ir spektrinės fazės. Atkurtų ~ 3550 nm lazerinių impulsų parametrai: pradiniam impulsui - $\tau_{FWHM} = 71.88 \pm 1.31$ fs ir $\Delta\lambda = 273$ nm, impulsui prasklidusiam pro ~ 0.5 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę - $\tau_{FWHM} = 84.14 \pm 0.30$ fs ir $\Delta\lambda = 267$ nm, ir impulsui prasklidusiam pro ~ 3.0 mm storio lydyto silicio dioksido plokštelę - $\tau_{FWHM} = 202.53 \pm 2.12$ fs ir $\Delta\lambda = 254$ nm. Taip pat pastariesiems dviems impulsams apskaičiuoti grupinio vėlinimo dispersijos koeficientai dėl sklidimo dispersinėje medžiagoje: $GDD_{0.5mm} = -561.8$ fs² ir $GDD_{3.0mm} = -3853,8$ fs².
2. Lyginant TIPTOE impulso charakterizavimo metodą su FROG impulso charakterizavimo metodu, pastebėtas geras atkurtų parametrų sutapimas ~ 3550 nm bangos ilgio impulsui, kur TIPTOE metodo atkurto impulso trukmė siekė $\tau_{FWHM} = 133$ fs ir spektro plotis $\Delta\lambda = 337$ nm, tuo tarpu FROG metodo atkurto impulso trukmė - $\tau_{FWHM} = 135$ fs ir spektro plotis - $\Delta\lambda = 327$ nm.
3. Teorinio modeliavimo metu buvo pademonstruotas detalus dviejų skirtingai faziškai moduluotų impulsų TIPTOE atkūrimas. Taip pat atlikti TIPTOE metodo atkūrimo paklaidų priklausomybės nuo impulso trukmės-spektro pločio produkto ir impulso spektro pločio skaičiavimai, kurie rodo, kad TIPTOE atkūrimo paklaidos nepriklauso nuo impulso spektro pločio. Galiausiai buvo įvertinta, kad šiuo konkrečiu TIPTOE matavimo atveju, naudojant silicio detektorius ir ~ 3550 nm lazerinę spinduliuotę, galime matuoti iki 2.8 kartų laike išplitusius impulsus (lyginant su spektriškai riboto impulso trukme), neviršijant žemų atkūrimo paklaidų ($<5\%$) ribos.

Literatūros sąrašas

- [1] M. Ghotbi, V. Petrov, F. Noack, Generation of tunable, ultrashort pulses in the near-ir with an opa system based on bibo, in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (Optical Society of America, 2010), CFN5.
- [2] A. G. Ciriolo, M. Negro, M. Devetta, E. Cinquanta, D. Faccialà, A. Pusala, S. De Silvestri, S. Stagira, C. Vozzi, Optical parametric amplification techniques for the generation of high-energy few-optical-cycles ir pulses for strong field applications, *Applied Sciences* **7**(3), 265 (2017).
- [3] Y. Liu, J. E. Beetar, J. Nesper, S. Gholam-Mirzaei, M. Chini, Single-shot measurement of few-cycle optical waveforms on a chip, *Nature Photonics* **16**(2), 109–112 (2022).
- [4] E. Goulielmakis, M. Uiberacker, R. Kienberger, A. Baltuska, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, et al., Direct measurement of light waves, *Science* **305**(5688), 1267–1269 (2004).
- [5] D. Zimin, M. Weidman, J. Schötz, M. F. Kling, V. S. Yakovlev, F. Krausz, N. Karpowicz, Petahertz-scale nonlinear photoconductive sampling in air, *Optica* **8**(5), 586–590 (2021).
- [6] S. Keiber, S. Sederberg, A. Schwarz, M. Trubetskov, V. Pervak, F. Krausz, N. Karpowicz, Electro-optic sampling of near-infrared waveforms, *Nature Photonics* **10**(3), 159–162 (2016).
- [7] Q. Wu, X.-C. Zhang, Free-space electro-optic sampling of terahertz beams, *Applied Physics Letters* **67**(24), 3523–3525 (1995).
- [8] T. Brabec, F. Krausz, Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics, *Reviews of Modern Physics* **72**(2), 545 (2000).
- [9] F. Krausz, M. Ivanov, Attosecond physics, *Reviews of modern physics* **81**(1), 163 (2009).
- [10] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer Science & Business Media, 2000).
- [11] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**(2), 571–579 (1993).
- [12] R. Trebino, D. J. Kane, Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating, *JOSA A* **10**(5), 1101–1111 (1993).

- [13] D. J. Kane, R. Trebino, Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating, *Optics letters* **18**(10), 823–825 (1993).
- [14] K. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, W. White, Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation, *JOSA B* **11**(11), 2206–2215 (1994).
- [15] Y. Liu, S. Gholam-Mirzaei, J. E. Beetar, J. Nesper, A. Yousif, M. Nrisimhamurty, M. Chini, All-optical sampling of few-cycle infrared pulses using tunneling in a solid, *Photonics Research* **9**(6), 929–936 (2021).
- [16] S. B. Park, K. Kim, W. Cho, S. I. Hwang, I. Ivanov, C. H. Nam, K. T. Kim, Direct sampling of a light wave in air, *Optica* **5**(4), 402–408 (2018).
- [17] M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov, Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field **664**, 138–141 (1986).
- [18] W. Cho, S. I. Hwang, C. H. Nam, M. R. Bionta, P. Lassonde, B. E. Schmidt, H. Ibrahim, F. Légaré, K. T. Kim, Temporal characterization of femtosecond laser pulses using tunneling ionization in the uv, visible, and mid-ir ranges, *Scientific reports* **9**(1), 1–11 (2019).
- [19] D. R. Paschotta, Carrier-envelope Offset — rp-photonics.com, https://www.rp-photonics.com/carrier_envelope_offset.html, [Accessed 15-Jan-2023] (Published: February 05, 2022).
- [20] K. T. Kim, C. Zhang, A. D. Shiner, B. E. Schmidt, F. Légaré, D. Villeneuve, P. Corkum, Petahertz optical oscilloscope, *Nature Photonics* **7**(12), 958–962 (2013).
- [21] N. Saito, N. Ishii, T. Kanai, J. Itatani, All-optical characterization of the two-dimensional waveform and the gouy phase of an infrared pulse based on plasma fluorescence of gas, *Optics Express* **26**(19), 24591–24601 (2018).
- [22] J. Blöchl, J. Schötz, A. Maliakkal, N. Šreibere, Z. Wang, P. Rosenberger, P. Hommelhoff, A. Staudte, P. B. Corkum, B. Bergues, et al., Spatiotemporal sampling of near-petahertz vortex fields, *Optica* **9**(7), 755–761 (2022).
- [23] S. Thomas, G. Wachter, C. Lemell, J. Burgdörfer, P. Hommelhoff, Large optical field enhancement for nanotips with large opening angles, *New Journal of Physics* **17**(6), 063010 (2015).
- [24] W. Cho, J.-u. Shin, K. T. Kim, Reconstruction algorithm for tunneling ionization with a perturbation for the time-domain observation of an electric-field, *Scientific Reports* **11**(1), 1–9 (2021).

- [25] K. A. Briggman, L. J. Richter, J. C. Stephenson, Imaging and autocorrelation of ultra-fast infrared laser pulses in the 3–11- μm range with silicon ccd cameras and photodiodes, *Optics Letters* **26**(4), 238–240 (2001).
- [26] O. Ghafur, A. Rouzée, A. Gijsbertsen, W. K. Siu, S. Stolte, M. J. Vrakking, Impulsive orientation and alignment of quantum-state-selected no molecules, *Nature physics* **5**(4), 289–293 (2009).
- [27] Y. Deng, W. Yang, C. Zhou, X. Wang, J. Tao, W. Kong, Z. Zhang, Wavelet-transform analysis for group delay extraction of white light spectral interferograms, *Optics express* **17**(8), 6038–6043 (2009).
- [28] R. Trebino, P. Bowlan, P. Gabolde, X. Gu, S. Akturk, M. Kimmel, Measuring everything you’ve ever wanted to know about an ultrashort light pulse, *Mitr. P. Lodz. Pl* 1–41 (2008).

Santrauka

Augustas Karpavičius

ULTRATRUMPŲJŲ IMPULSŲ TRUKMĖS MATAVIMAS VIENABLYKSNE METODIKA VIDURINIOJOJE INFRARAUDONOJOJE SRITYJE

Lazerinių impulsų laikinė charakterizacija yra vienas iš pirmųjų ir esminių žingsnių tyrinėjant ypatingai sparčią šviesos ir medžiagos sąveiką. Todėl nenuostabu, kad turime ne vieną charakterizavimo metodiką, kuri remiasi arba netiesinės medžiagos atsaku (pvz. FROG, SPIDER, GRENOUILLE ir t.t. [18]) arba ultratrumpojo užtūros impulso naudojimu (pvz. fotojonizuotų elektronų "ruožavimas", petahercinis osciloskopas ir t.t. [4, 5]). Problema, kad pirmuoju atveju turime ribotą pritaikymo spektrinį diapazoną, sąlygotą fazinio sinchronizmo, o antruoju atveju reikia naudoti ypatingai sudėtingas ir brangias vakuuminės sistemas, todėl kyla motyvacija ieškoti alternatyvių impulso trukmės matavimo metodikų, kur čia į pagalbą ateina TIPTOE matavimo metodika.

Šio mokslinio darbo iškeltas tikslas yra išmatuoti artimosios IR srities ultratrumpojo impulso trukmę, atkuriant jo elektrinį lauką ir spektrines charakteristikas, naudojantis vienablyksne TIPTOE matavimo metodika, realizuojama silicio kameroje, bei palyginti matavimo rezultatus su FROG metodika. Taigi, šio darbo metu norint išbandyti TIPTOE charakterizavimo metodo ribas buvo atkurti trys skirtingos fazinės moduliacijos impulsai, kuriems atlikta spektrinės fazės analizė patvirtino teisingai atkurtą spektrinę fazę, talpinančią informaciją apie tam tikros medžiagos, pro kurią sklido impulsas, dispersijos koeficientus. Taip pat TIPTOE atkurto impulso laikinės ir spektrinės charakteristikos buvo palygintos su išorinėje schemoje realizuotu suminio dažnio FROG matavimu, atliktu naudojantis $\sim 10 \mu\text{m}$ storio BBO kristalu, kurios demonstravo gerą atitinkamų charakterizavimo metodikų sutapimą.

Tuomet norint patikrinti TIPTOE charakterizavimo metodikos patikimumą ir gero veikimo ribas (kuomet neviršijama $< 5\%$ atkūrimo paklaida) skirtingų lazerinio impulso parametrų erdvėje, buvo atliktas teorinis TIPTOE modeliavimas. Pasinaudojant modeliavimo rezultatais buvo pademonstruotas nuodugnus dviejų skirtingai faziškai moduluotų impulsų atkūrimas, bei įvertintas atkūrimo tikslumas. Taip pat įvertinant TIPTOE charakterizavimo metodo atkūrimo paklaidas skirtingo impulso spektro pločio ir trukmės-spektro pločio produkto atvejams, buvo suskaičiuotas atkūrimo paklaidų "žemėlapis", vaizduojantis TIPTOE atkūrimo paklaidos priklausomybę nuo pastarųjų parametrų, taip apibrėžiantis TIPTOE charakterizavimo metodo veikimo ribas. Iš suskaičiuotų atkūrimo paklaidų "žemėlapių" įvertinta, kad atkūrimo paklaida nepriklauso nuo impulso spektro pločio ir priklauso nuo impulso fazinės moduliacijos, bei pasiekiamo TIPTOE metodikos netiesiškumo. Galiausiai buvo įvertinta, kad mūsų realizuotoje TIPTOE charakterizavimo schemoje be didelių atkūrimo paklaidų galime matuoti iki 2.8 kartų laike išplitusius lazerinius impulsus.

Summary

Augustas Karpavičius

MEASUREMENT OF ULTRASHORT PULSE DURATIONS USING A SINGLE-SHOT METHODOLOGY IN THE MID-INFRARED REGION

The temporal characterization of laser pulses is one of the first and most essential steps in studying ultrafast light and matter interactions. Therefore, it is not surprising that we have multiple characterization techniques based on either nonlinear material response (e.g., FROG, SPIDER, GRENOUILLE, etc. [18]) or the utilization of an ultrashort gating pulse (e.g., photoionization "streaking," petahertz oscilloscope, etc. [4, 5]). In the former case, the spectral range that can be effectively utilized is restricted due to phase-matching condition, while the latter case demands intricate and costly vacuum systems. This stimulates the exploration of alternative methods for measuring pulse duration, leading to the emergence of the TIPTOE measurement methodology.

The objective of this scientific work is to measure the duration of an ultrashort pulse in the near-infrared region, by reconstructing its electric field and spectral characteristics using a single-shot TIPTOE measurement methodology implemented in a silicon camera, and compare the measurement results with the FROG methodology. Therefore, in this work, to explore the limits of the TIPTOE characterization method, three differently phase-modulated pulses were reconstructed, where spectral phase analysis confirmed the accurate reconstruction of the TIPTOE retrieved spectral phase, which contained information about the dispersion coefficients of the medium through which the pulse propagated. Furthermore, the temporal and spectral characteristics of the TIPTOE-reconstructed pulse were compared with the frequency-resolved optical gating (FROG) measurement performed using a ~ 10 μm thickness BBO crystal, demonstrating good agreement between the respective characterization methods.

Moreover, to verify the reliability and application limits of the TIPTOE characterization methodology, the theoretical TIPTOE modeling was carried out for various laser pulse parameters. The modeling results were used to demonstrate the detailed reconstruction of two differently phase-modulated pulses and evaluate the retrieval accuracy. Additionally, by assessing the retrieval errors of the TIPTOE characterization method for different pulse spectrum widths and pulse duration-bandwidth products (TBP), a "map" of reconstruction errors was calculated, illustrating the dependence of the TIPTOE retrieval error on these parameters and defining the operational limits of the TIPTOE characterization method. From the calculated pulse retrieval error maps, it was determined that the retrieval error is independent of the pulse spectrum width, but depends on the pulse phase modulation (TBP) and employed TIPTOE nonlinearity. Finally, it was estimated that in our implemented TIPTOE characterization setup, we can measure laser pulses that are temporally broadened up to 2.8 times without significant reconstruction errors.