

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Arminas Butkus

SKERSINĖS ANTROSIOS HARMONIKOS VIENAŠŪVIO AUTOKORELIATORIAUS
TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas	Arminas Butkus
Darbo vadovas	dr. Arūnas Varanavičius
Konsultantas	dokt. Rimantas Budriūnas
Recenzentas	doc., dr. Rytis Butkus
Katedros vedėjas	prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas	1
1 Literatūros apžvalga	4
1.1 Domenų indukuota antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato kristale	4
1.1.1 Bendrosios žinios apie antrosios harmonikos generaciją ir kvazisinchronizmą	4
1.1.2 Netvarki domeninė stroncio bario niobato struktūra ir jos sąlygota antros harmonikos generacija	7
1.2 Ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų charakterizavimas	11
1.2.1 Šviesos impulsų intensyvumo koreliacija ir jos matavimo metodai.....	11
1.2.2 Erdvėlaikiniai šviesos impulsų iškraipymai ir jų matavimo metodai	13
1.2.3 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius	15
2 Eksperimentų metodai ir schemas	17
2.1 Femtosekundinės lazerinės sistemos „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“	17
2.2 Antros eilės intensyvumo autokoreliatoriai.....	17
2.3 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius	18
2.3.1 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus optinė schema	18
2.3.2 Autokoreliacinio signalo atvaizdavimo ypatybės.....	21
2.3.3 Vienašūvio autokoreliatoriaus kalibravimas.....	22
2.3.4 Autokoreliacinio signalo analizės algoritmai	23
2.4 Pakrypusio amplitudinio fronto impulsų generacija	24
3 Matavimų rezultatai ir jų aptarimas	26
3.1 Šviesos impulsų trukmės matavimų eksperimentų rezultatai	26
3.1.1 Vienašūvio autokoreliatoriaus veikos optimizavimas	26
3.1.2 Šviesos impulsų trukmės priklausomybė nuo registracijos trukmės	28
3.1.3 Silpnų signalų autokoreliacinių funkcijų registravimo ypatybės	29
3.1.4 Vienašūvio autokoreliatoriaus laikinių parametrų matavimo galimybės	30
3.2 Šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio matavimų rezultatai	36
3.2.1 SBN:61 kristalo posūkiu indukuoto šviesos impulsų fronto pokrypio registracija ir analizė	36
3.2.2 Prizminio optinio spaustuvo derinimo galimybių tyrimas	37
3.2.3 „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio charakterizavimas	39
Išvados	40
Literatūros sąrašas	42
Santrauka	45
Summary	46

Įvadas

Plėtojantis lazerinės fizikos mokslui žymiai sumažėjo lazerių generuojamų šviesos impulsų trukmė, išaugo intensyvumas bei atsirado galimybė keisti spinduliuotės bangos ilgį. Tokių perversmą lėmė moduluotos fazės impulsų stiprinimo (ang. *chirped pulse amplification - CPA*) [1] ir moduluotos fazės impulsų optinio parametrinio stiprinimo (ang. *optical parametric chirped pulse amplification - OPCPA*) [2] metodikų išradimas. Koherentinė spinduliuotė turi labai platų pritaikymo spektrą – žadinimo-zondavimo spektroskopija, optinis ryšys, femtosekundinis mikroapdirbimas, atosekundinių impulsų generacija [3, 4]. Sėkmingam ultratrumpųjų šviesos impulsų pritaikymui yra svarbu gebėti tinkamai juos valdyti bei charakterizuoti. Šviesos impulsų galia, energija ar bangos ilgis yra išmatuojami standartiniais metodais, tačiau šiuolaikiniai optoelektronikos prietaisai nėra tinkami charakterizuoti ultratrumpųjų impulsų laikinius ir erdvėlaikinius parametrus, dėl per mažos laikinės skyros, todėl yra pasitelkiami optiniai koreliaciniai metodai. Vienas paprasčiausių ir fundamentaliausių metodų ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmei nustatyti yra antros eilės intensyvumo autokoreliacinės funkcijos matavimas [5,6]. Tačiau šis metodas nėra tinkamas ultratrumpųjų šviesos impulsų erdvėlaikinių charakteristikų matavimui. Yra žinoma, kad nesuderinti optinių impulsų spaustuvių [7,8] ar femtosekundiniai nekolinearūs optiniai parametriniai stiprintuvai [9] gali būti šviesos impulsų su erdvėlaikiniais iškreipymais šaltiniai. Šviesos impulsų erdvėlaikiniai iškreipymai neleidžia pasiekti didžiausio įmanomo smailinio intensyvumo, spektru ribotos impulso trukmės, riboja impulsinio pluošto fokusuojamumą [9]. Bene dažniausiai pasitaikantis ultratrumpųjų šviesos impulsų erdvėlaikinis iškreipymas yra amplitudinio fronto pokrypis. Amplitudinio fronto pokrypis pasireiškia esant impulsinio pluošto kampinei dispersijai [10,11] ar vienalaikiam erdviniam ir laikiniam čirpui [12]. Vienas populiariausių metodų charakterizuoti šviesos impulsų erdvėlaikines ir laikines charakteristikas yra GRENOUILLE autokoreliatorius (ang. *Grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light e-fields*) [13]. Yra ieškoma alternatyvių optinių koreliacinių metodų, kurie leistų supaprastinti ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių charakteristikų tyrimus.

Yra pademonstruota nesudėtinga vienašūvio autokoreliatoriaus koncepcija, kuri paremta skersine antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato (SBN) kristale [14–16]. Šiuo optiniu autokoreliatoriumi galima charakterizuoti ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmę bei amplitudinio fronto pokrypį. Pagrindinis šiame autokoreliatoriuje naudojamo SBN kristalo, kuris pasižymi netvarkia domenine struktūra, privalumas – antrosios harmonikos signalas gali būti generuojamas be temperatūrinio ar kampinio derinimo plačiame bangos ilgių diapazone, kurį iš esmės riboja tik SBN kristalo skaidrumo langas (0.38-6 μm). Mūsų žiniomis, mokslinės grupės, kurios atliko eksperimentus su tokio tipo vienašūviu autokoreliatoriumi, naudojo Ti:Safyro lazerines sistemas ir mokslinių straipsnių ar eksperimentų, kurie pagrįstų šios koncepcijos pritaikymą charakterizuojant kitų bangos ilgių ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinius ir

erdvėlaikinius parametrus, nėra, todėl yra būtini tolesni tyrimai.

Šio magistro studijų baigiamojo darbo tikslas yra suprojektuoti, surinkti ir optimizuoti vienašūvio autokoreliatoriaus optinę schemą, kuria būtų galima registruoti ultratrumpųjų šviesos impulsų autokoreliacines funkcijas bei amplitudinį fronto pokrypį, pademonstruoti galimybes charakterizuoti Yb:KGW „Pharos“ ir Ti:Safyro „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinius ir erdvinius-laikinius parametrus bei derinti optinius spaustuvus.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Domenų indukuota antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato kristale

1.1.1 Bendrosios žinios apie antrosios harmonikos generaciją ir kvazisinchronizmą

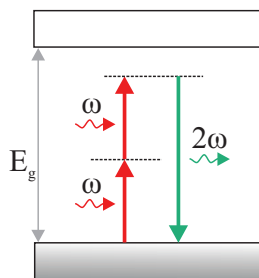
Iš tiesinės optikos ir elektromagnetizmo teorijos yra žinoma, kad dielektrinėje terpėje tik laike kintanti poliarizacija yra naujų elektromagnetinių bangų šaltinis. Elektrinio lauko indukuotas medžiagos poliarizuotumas yra tiesinė elektrinio lauko funkcija:

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

čia ϵ_0 yra vakuumo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$ – tiesinis optinis jautris, $\vec{E}(t)$ – elektrinis laukas, $\vec{P}(t)$ – medžiagos poliarizuotumas. Elektrinis laukas ir poliarizuotumas laike kinta optiniu dažniu. Netiesinėje optikoje medžiagos poliarizacinis atsakas netiesiškai priklauso nuo šviesos elektrinio lauko stiprio. Poliarizuotumą $\vec{P}(t)$ išskleidus Teiloro eilute yra gaunama ši išraiška:

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

čia $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ yra antros ir trečios eilės netiesiniai optiniai jautriai, kurie bendruoju atveju yra tenzoriniai dydžiai. Antros ir aukštesniųjų eilių netiesiniai nariai yra atsakingi už aibę netiesinės optikos fizikinių reiškinių – antros ir trečios harmonikos generaciją, suminio ir skirtuminio dažnio generaciją, parametrinį stiprinimą ir kitus [17].



1 pav. Energijos lygmenų diagrama, kuri vaizduoja antros harmonikos generaciją. Du fundamentinės spinduliuotės ω dažnio fotonai yra sugeriami į virtualų lygmenį ir išspinduliuojamas vienas 2ω dažnio fotonas

Antros harmonikos (AH) generacija, yra netiesinės optikos reiškinys, kurio metu medžiagoje du ω dažnio fotonai yra sugeriami į virtualų lygmenį ir išspinduliuojamas vienas 2ω dažnio fotonas. Šio proceso energijos lygmenų diagrama pavaizduota 1 paveiksle. Antrosios harmonikos generacija matematiškai aprašoma surištųjų bangų amplitudžių lygtimis, kurios antrosios harmonikos generacijos atveju yra tokio pavidalo:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\sigma_1 A_1^* A_2 e^{-i\Delta k z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\frac{\sigma_2}{2} A_1^2 e^{i\Delta k z}, \quad (4)$$

čia A_1 – pirmosios harmonikos kompleksinė amplitudė, A_2 – antrosios harmonikos kompleksinė amplitudė, $\sigma_{1,2}$ – netiesinio sąryšio koeficientas, z – sklidimo kryptis, $\Delta\vec{k}$ – fazinis nederinimas. Šis fizikinis procesas gali būti stebimas medžiagose, kuriose antros eilės netiesinis optinis jautris $\chi^{(2)}$ yra nelygus nuliui. Ši sąlyga patenkinama dielektriniuose kristaluose, kuriuose nėra centrinės simetrijos. Dauguma feroelektrinių kristalų, taip pat ir stroncio bario niobatas, kambario temperatūroje neturi centrinės simetrijos [17, 18].

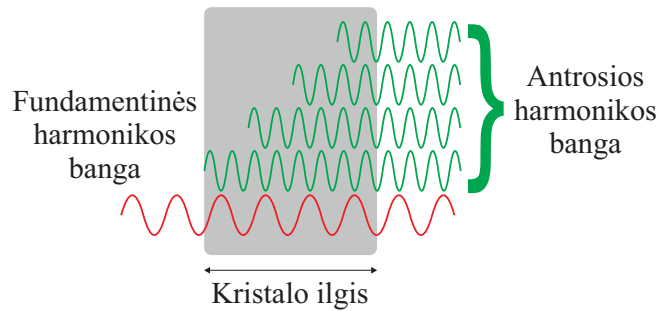
Ne visada įmanoma generuoti antrąją harmoniką, net ir patenkinus $\chi^{(2)} \neq 0$ sąlygą. Antrosios harmonikos generacijos metu medžiagoje sklinda ω ir 2ω dažnio bangos, kurių faziniai (grupiniai) greičiai, dėl medžiagos dispersijos, skiriasi. Skirtingose netiesinės terpės vietose medžiagos poliarizuotumas kuria skirtingos fazės antrosios harmonikos bangas, kurios tarpusavyje gali interferuoti tiek konstruktyviai, tiek destruktvyviai. Šios bangos interferuos konstruktyviai, kai bus patenkinta, vadinamoji, fazinio sinchronizmo sąlyga:

$$\vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega = \vec{k}_{2\omega}, \quad (5)$$

Tuomet fazinio nederinimo parametras bus lygus nuliui:

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_{2\omega} - 2\vec{k}_\omega = 0, \quad (6)$$

čia \vec{k}_j žymi atitinkamos banginį vektorių [17].

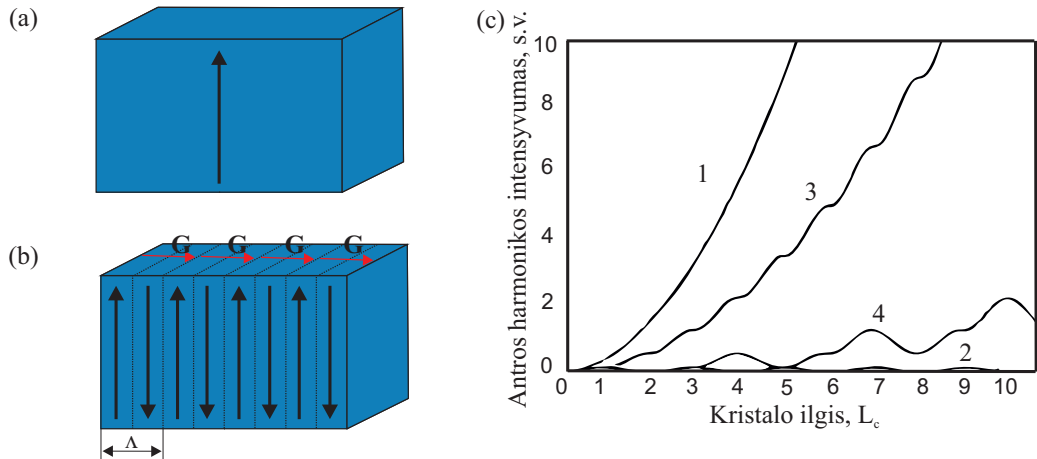


2 pav. Antrosios harmonikos generavimas tenkinant fazinio sinchronizmo (5) sąlygą, tuomet antrosios harmonikos bangos netiesiniame kristale interferuoja konstruktyviai

Medžiagos savo skaidrumo diapazone turi normaliąją dispersiją, todėl faziniam sinchronizmui įgyvendinti yra naudojami anizotropiniai kristalai. Anizotropiniuose kristaluose paprastosios bangos lūžio rodiklis yra pastovus, tačiau nepaprastosios bangos lūžio rodiklis priklauso sklidimo kampo optinės ašies atžvilgiu. Pasinaudojus šiomis kristalų savybėmis fazinio sinch-

ronizmo sąlyga gali būti patenkinama keliais būdais – skaliariniu (kolineari sąveika), vektoriniu (nekolineari sąveika) arba temperatūriniu (keičiant kristalo temperatūrą) [17].

Yra atvejų, kai netiesinio kristalo dvejetainiškumas yra per mažas įgyvendinti fazinio sinchronizmo (5) sąlygą minėtais būdais. Yra pasiūlytas metodas, kaip išvengti šio ribojimo [19]. Šio metodo veikimo principas yra nesudėtingas – netiesinį feroelektrinį kristalą reikia „supjaustyti“ į segmentus, kurių kiekvieno ilgis atitiktų parametrinės sąveikos koherentinį ilgį. Parametrinės sąveikos koherentinis ilgis yra atstumas, kuriame efektyviai generuojama antrosios harmonikos ar suminio dažnio banga. Tuomet šias plokšteles suklijuoti, tačiau kas antrą kristalo segmentą pasukti 180° kampu. Tokiu būdu sukurtas kristalas yra su periodiškai invertuota optine ašimi. Koherentinio sąveikos ilgio segmente vyksta efektyvi parametrinė sąveika, o pasiekus sekantį segmentą pasikeičia antros eilės netiesinio optinio jautrio χ^2 ženklas ir generuojamos bangos fazė pasislenka per $\pi/2$. Taip kiekviename kristalo segmente generuojamos bangos amplitudė auga, nors ir ne taip sparčiai, kaip visiško fazinio sinchronizmo atveju, tačiau pranašumas yra akivaizdus lyginant su atveju, kai fazinio nederinimo parametras $\Delta\vec{k}$ yra nelygus nuliui (3 (c) pav.) [17].



3 pav. (a) Vienalytis netiesinis kristalas, (b) periodiškai orientuotas netiesinis kristalas, juoda rodyklė žymi optinės ašies kryptį, o raudona – atvirkštinės gardelės vektorių \vec{G} , kuris guli kristalo optinės ašies moduliavimo plokštumoje, (c) netiesinėje terpėje generuojamos bangos amplitudės kitimo palyginimas esant (1) tiksliam faziniam sinchronizmui, (2) faziniam nederinimui, (3) pirmos eilės kvazisinchronizmui, (4) trečios eilės kvazisinchronizmui [17]

Erdvinė optinės ašies moduliacija iš principo yra ir $\chi^{(2)}$ ženklo moduliacija. Moduliacija judesio kiekio momentų erdvėje sukuria atvirkštinės gardelės vektorius \vec{G} , kurie guli moduliacijos plokštumoje (3 (b) pav. raudonos rodyklės). Sąryšis tarp koherentinio ilgio L_c ir optinės ašies erdvinio moduliacijos periodo Λ yra:

$$\Lambda = 2mL_c, \quad (7)$$

čia m yra kvazisinchronizmo eilė. Moduliacijos periodą Λ ir atvirkštinės gardelės vektorių \vec{G}

sieja toks sąryšis:

$$\vec{G} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{n}, \quad (8)$$

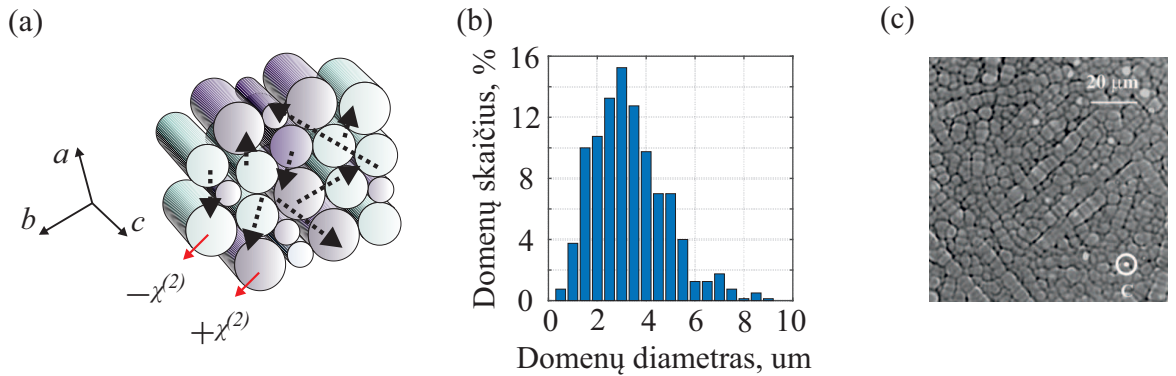
čia \vec{n} yra vienetinis vektorius, kuris nurodo kryptį. Atvirkštinės gardelės vektoriai \vec{G} kompensuoja fazinį nederinimą taip, kad yra išpildoma kvazisinchronizmo sąlyga:

$$\vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega + \vec{G} = \vec{k}_{2\omega}. \quad (9)$$

Iš (8) ir (9) sąryšių matyti, kad pasirinktas optinės kristalo ašies moduliacijos periodas apsprendžia bangos ilgį, kuriam gali būti išpildytos kvazisinchronizmo sąlygos [20].

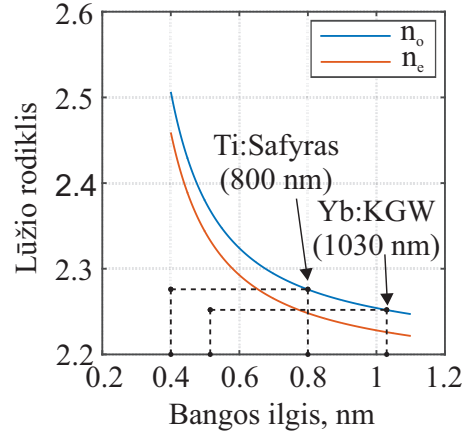
1.1.2 Netvarki domeninė stroncio bario niobato struktūra ir jos sąlygota antros harmonikos generacija

Stroncio bario niobatas (SBN:x) yra vienašis neigiamas feroelektrinis kristalas ir priklauso tetragoninei volframo bronzos medžiagų grupei. Šių kristalų elektrooptinės, dielektrinės ir kitos savybės keičiamos kontroliuojant stroncio ir bario atomų santykį, kuris stoichiometrinėje išraiškoje $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ yra pažymėtas x ($0,32 \leq x \leq 0,72$). Dėl savo unikalių charakteristikų, šis kristalas yra plačiai pritaikomas optoelektronikoje, optinėje holografijoje, optinių harmonikų generacijoje, piroelektriniuose detektoriuose [21–24].



4 pav. (a) Stroncio bario niobato kristalo domeninė struktūra, skirtingomis spalvomis pažymėti domenai yra invertuotomis optinėmis ašimis, brūkšniuotos rodyklės žymi atvirkštinės gardelės vektorius \vec{G} gulinčius kristalo a-b plokštumoje, kur c žymi kristalo optinę ašį (b) stroncio bario niobato kristalo domenų diametrų pasiskirstymas, (c) optiniu mikroskopu užregistruota stroncio bario niobato kristalo struktūra a-b plokštumoje [20]

Stepanovo [24] ar Čiochralskio [26] metodais užauginti stroncio bario niobato kristalai pasižymi netvarkia dviejų dimensijų domenine struktūra, kuri sudaryta iš aibės kvazicilindrinės formos domenų (4 (a) pav.). Šie domenai išsidėstę atsitiktine tvarka, jų aukštinės yra lygia-grečios kristalo optinei ašiai, o domenų diametrai turi tam tikrą pasiskirstymą (4 (b) ir (c) pav.). Svarbi šios kristalo savybė yra ta, kad domenų optinės ašys yra atsitiktinai invertuotos,

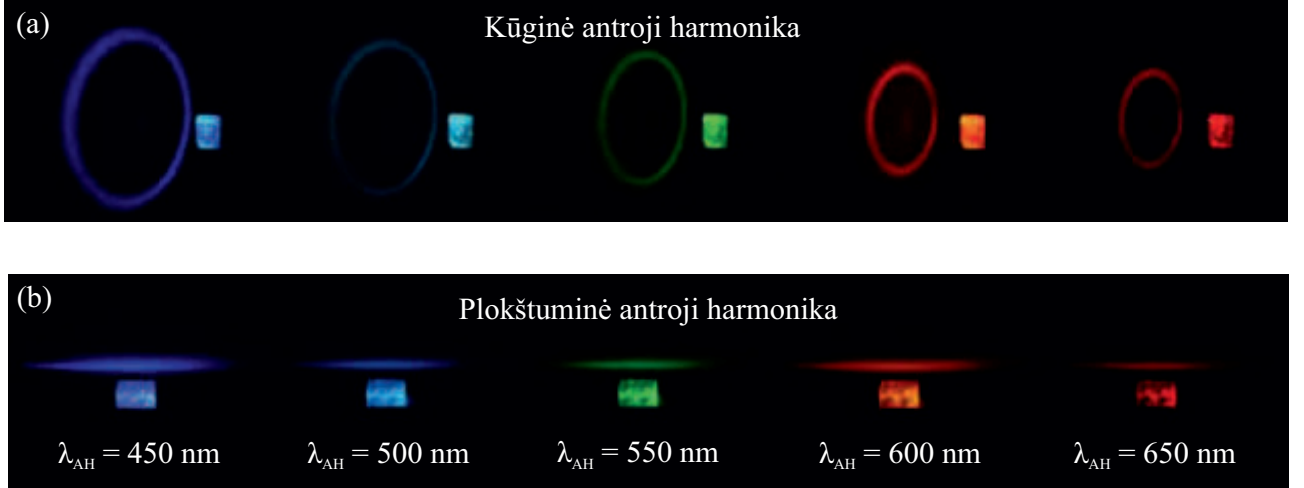


5 pav. SBN:61 lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio paprastajai ir nepaprastajai bangoms, dėl mažo stroncio bario niobato kristalo dvejetainiškumo išpildyti (5) fazinio sinchronizmo sąlygos 1030 nm ir 800 nm spinduliutei, pasinaudojant tik kristalo anizotropiškumu, yra neįmanoma [25]

o tai reiškia, kad antros eilės netiesinio optinio jautrio χ^2 ženklas yra atsitiktinai ir netvarkiai moduluotas dvejose dimensijose. Stroncio bario niobato domenų auginimas gali būti kontroliuojamas statiniu elektriniu lauku, bet tuomet struktūra nėra netvarki ir pasižymi kitokiomis savybėmis [27]. Panašia netvarkia domenine struktūra taip pat pasižymi kalcio bario niobato (CBN), stroncio tetra borato (SBO) kristalai. Tokie kristalai yra vadinami netiesiniais fotoniniais kristalais [20].

Stroncio bario niobate neįmanoma išpildyti (5) fazinio sinchronizmo sąlygos pasinaudojant kristalo anizotropiškumu, nes jis pasižymi mažu dvejetainiškumu ($\Delta n < 0.05$) [25]. 5 paveiksle pademonstruota, kad efektyviai oo-e sąveika generuoti antrąją harmoniką su Ti:Safyro (800 nm) ir Yb:KGW (1030 nm) spinduliuote yra neįmanoma. Tačiau, yra pademonstruota, kad galima panaudoti netvarkią stroncio bario niobato struktūrą ir dviejų dimensijų antros eilės netiesinio optinio jautrio moduliaciją $\chi^{(2)}$ a-b plokštumoje ir taip patenkinti (9) kvazisinchronizmo sąlygą generuoti suminį dažnį plačiame bangos ilgių diapazone, kurią iš esmės riboja tik kristalo skaidrumo juosta (0.38–6 μm). Kvazisinchronizmo sąlyga patenkinama plačiame bangos ilgių diapazone, nes stroncio bario niobato kristalo a-b plokštumoje $\chi^{(2)}$ moduliacija yra atsitiktinė ir netvarki, o tai sukuria įvairiausių ilgių bei krypčių gardelės vektorius \vec{G} , kurie gali moduliacijos plokštumoje a-b ir gali patenkinti kvazisinchronizmo (9) sąlygą įvairiems bangos ilgiams. Dėl tokio plačiajuosčio kvazisinchronizmo krenta generuojamos antrosios harmonikos efektyvumas [20, 28–30].

Antrosios harmonikos (suminio dažnio) generacija stroncio bario kristale priklauso nuo to, kokia kryptimi optinės ašies atžvilgiu sklinda kaupinimo banga. Stroncio bario niobato kristale fundamentinei bangai sklindant išilgai optinės ašies yra generuojama kūginė antroji harmonika (6 (a) pav.), kuri iš analogijos su atomo fizika dar yra vadinama Čerenkovo antrąja harmonika [31]. Kūginės antrosios harmonikos generacija vyksta dėl to, kad fundamentinės harmonikos

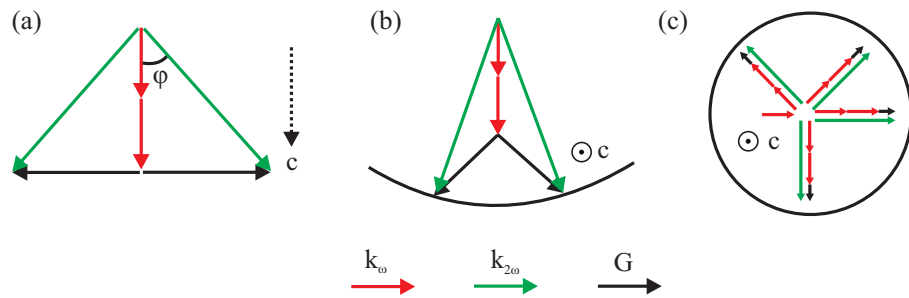


6 pav. (a) Kūginės antrosios harmonikos generacija ir (b) plokštuminės harmonikos generacija SBN kristale, kaupinant 900 - 1100 nm spinduliuote be jokio kampinio ar temperatūrinio derinimo [20]

sklidimas vyksta statmenai atvirkštinės gardelės vektorių \vec{G} gulėjimo plokštumai a-b ir sudaromos kvazisinchronizmo sąlygos generuoti tokio erdvinio pavidalo antrajai harmonikai, kaip tai pavaizduota 7 (a) paveiksle. Čia kampas θ_c yra Čerenkovo kampas ir tenkina šį sąryšį:

$$\cos \theta_c = \frac{n_\omega}{n_{2\omega}}, \quad (10)$$

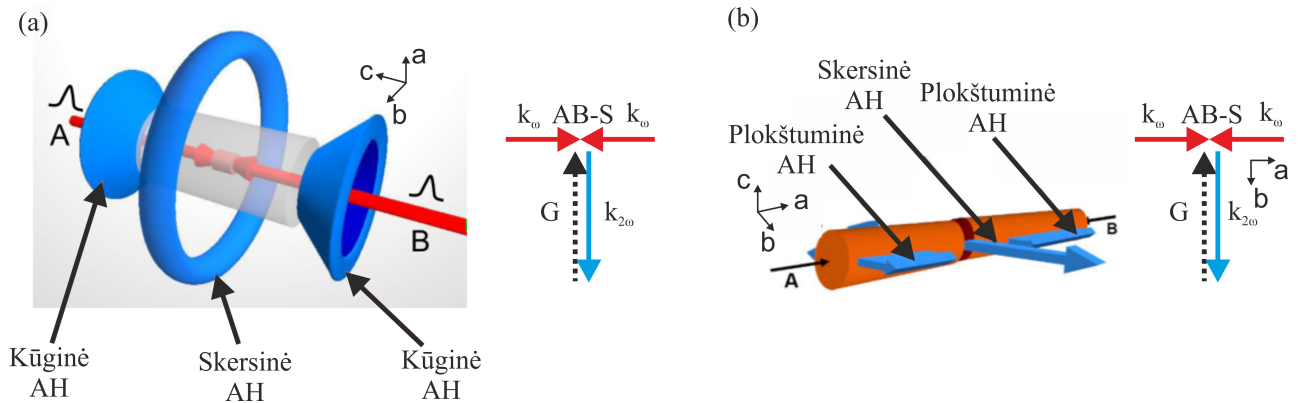
čia n_ω ir $n_{2\omega}$ atitinkamai yra fundamentinės harmonikos ir antros harmonikos lūžio rodikliai stroncio bario niobato kristale. Kūginės antrosios harmonikos poliarizacija yra radialinė, spinduliuotės intensyvumas yra homogeniškas per visą kūgio žiedą, o generacijos keitimo efektyvumas siekia iki 0.001% [20, 29].



7 pav. Fazinio sinchronizmo geometrijos SBN kristale: (a) kūginės antrosios harmonikos, (b) plokštuminės antrosios harmonikos (nekolieari sąveika), (c) plokštuminės antrosios harmonikos (kolieari sąveika)

Fundamentinei bangai sklindant statmenai stroncio bario niobato optinei ašiai yra generuojama plokštuminė antroji harmonika (6 (b) pav.). Ši spinduliuotė generuojama a-b plokštumoje homogeniškai 360° kampu. Plokštuminės antrosios harmonikos generacijos fizikiniai principai literatūroje aiškinamos dvejopai. Vienoje iš teorijų teigiama, kad ji yra generuojama nekolie-

ariai (7 (b) pav.), patenkinus aukštesniųjų eilių kvazisinchronizmo ($m > 1$) sąlygas [28]. Kitoje teigiama, kad fundamentinė kaupinimo banga yra sklaidoma nuo kristalo domenų sienelių ir tuomet kolineariniu būdu (7 (c) pav.) yra generuojama plokštuminė antroji harmonika patenkinus pirmosios eilės ($m = 1$) kvazisinchronizmo sąlygas [20]. Plokštuminės antrosios harmonikos generacija realizuojama su didžiausiu SBN kristalo χ^2 tenzorius elementu $d_{eff} \sim d_{33}$. Šiuo atveju, plokštuminės antrosios harmonikos generacijos keitimo efektyvumas siekia iki 0.1% [20].



8 pav. Skersinės antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato kristale: (a) kaupinimo bangos sklinda išilgai optine kristalo ašimi, tačiau priešingomis kryptimis, kiekviena iš kaupinimo bangų nepriklausomai generuoja ir kūginę antrąją harmoniką, (b) kaupinimo bangos sklinda statmenai kristalo optinei ašiai, tačiau priešingomis kryptimis, kiekviena iš kaupinimo bangų nepriklausomai generuoja ir plokštuminę antrąją harmoniką. Pažymėta: A ir B – kaupinimo bangos, $k_{1,2}$ – atitinkamų bangų banginis vektorius, \vec{G} – atvirkštinės gardelės vektorius, c – optinė SBN kristalo ašis. Paveikslai adaptuoti iš [15]

Stroncio bario niobato kristalą kaupinant dviem fundamentinės harmonikos pluoštais, kurie yra lygiagretūs, tačiau priešingų krypčių, yra generuojama skersinė antroji harmonika. Skersinė antroji harmonika ypatinga tuo, kad generuojama tik toje kristalo vietoje, kur kaupinimo kaupinimo pluoštai persikloja tiek erdvėje, tiek laike. Galimi du skersinės antrosios harmonikos generacijos atvejai – kaupinimo pluoštams sklindant išilgai arba statmenai optinės kristalo ašies. Kaupinimo pluoštams sklindant išilgai optinės ašies yra generuojama toroidinio pavidalo skersinė antroji harmonika (8 (a) pav.), nes atvirkštinės gardelės vektoriai \vec{G} guli plokštumoje a-b, kuri statmena kaupinimo pluoštams. Šiuo atveju įgyvendinama oo-e tipo sąveika. Jei kaupinama statmenai optinei ašiai, tuomet generuojama skersinė antroji harmonika yra a-b plokštumoje, kaip ir plokštuminė antroji harmonika, tačiau jos intensyvumas yra bent 3 kartus didesnis, nei aptartos plokštuminės antrosios harmonikos (8 (b) pav.). Šiuo atveju išnaudojamas didžiausias SBN kristalo χ^2 tenzorius elementu $d_{eff} \sim d_{33} = 12$ pmV ir realizuojama ee-e tipo sąveika [14–16]. Skersinę antrąją harmoniką galima panaudoti ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų monitoringui, tačiau apie tai plačiau 1.2.3 skyrelyje.

1.2 Ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų charakterizavimas

1.2.1 Šviesos impulsų intensyvumo koreliacija ir jos matavimo metodai

Vienas svarbiausių lazerinių impulsų charakteristikų yra jo laikiniai parametrai. Šviesos impulsų trukmių matavimai atliekami tiek elektroniniais, tiek optiniais metodais. Ilgesniems nei 100 ps trukmės lazerinės spinduliuotės impulsams matuoti yra tinkami greito atsako fotodiodai ir oscilografai. Šie elektronikos prietaisai taip pat tinkami stebėti sinchronizuotų modų lazerio veiką, derinti sinchronizacijos signalus. Trumpesnių nei 1 ps impulsų trukmei matuoti gali būti naudojama elektronoptinė kamera, kurios laikinė skyra siekia 200 fs [5]. Dar trumpesnių impulsų trukmei ir fazei išmatuoti tenka naudoti optinius metodus – intensyvumo koreliaciją [5], spektrinę interferometriją [32], spektrinės fazės interferometriją tiesioginei elektrinio lauko rekonstrukcijai (SPIDER – ang. Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) [33], optinę sklendę su dažnine skyra (FROG – ang. Frequency Resolved Optical Gating) [34], GRENOUILLE (ang. Grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light e-fields) [7], „Chirp scan“ [35] ir kitus.

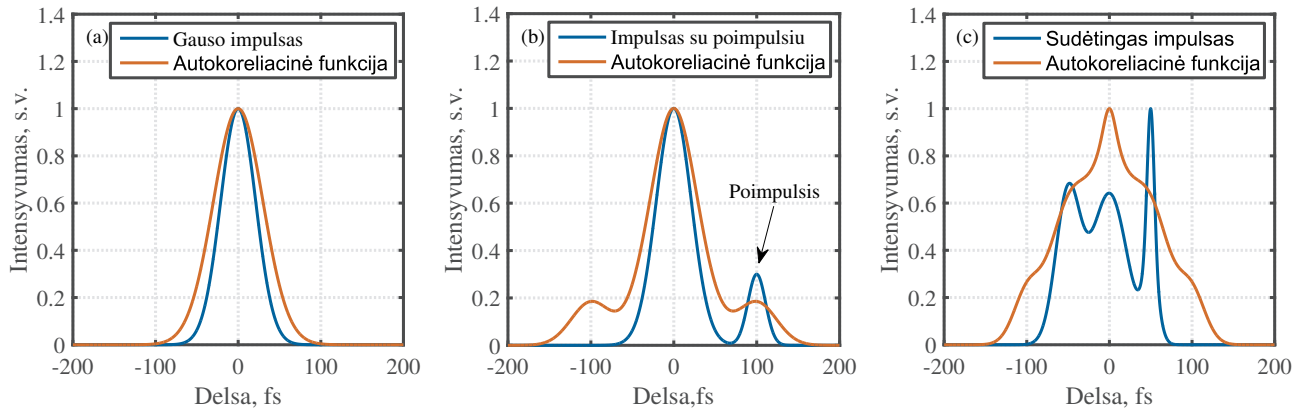
Vienas paprasčiausių ir fundamentaliausių metodų ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmei nustatyti yra antros eilės intensyvumo autokoreliacinės funkcijos matavimas. Intensyvumo koreliacinės funkcijos matematinis pavidalas yra toks:

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)E(t - \tau)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I_2(t - \tau)dt, \quad (11)$$

čia $I_{1,2}$ – signalinio ir atraminio impulsų intensyvumai, τ – delsa. Autokoreliacinės funkcijos matavimo atveju atraminio impulso vaidmenį atlieka signalinio impulso kopija. Informacija, kurią suteikia autokoreliacinė funkcija yra šviesos impulso trukmė, tačiau būtina padaryti prielaidą apie impulso pavidalą, todėl ši metodika tinkamiausia charakterizuoti šviesos impulsus, kurių gaubtinės yra nesudėtingos, pavyzdžiui, varpo formos. Gauso impulso atveju autokoreliacinės funkcijos plotis pusės intensyvumo aukštyje $\tau_{0,5}$ yra $\sqrt{2}$ ilgesnis, nei tiriamojo impulso trukmė [5,6]. Gauso impulsas ir jo autokoreliacinė funkcija pavaizduota 9 (a) paveiksle.

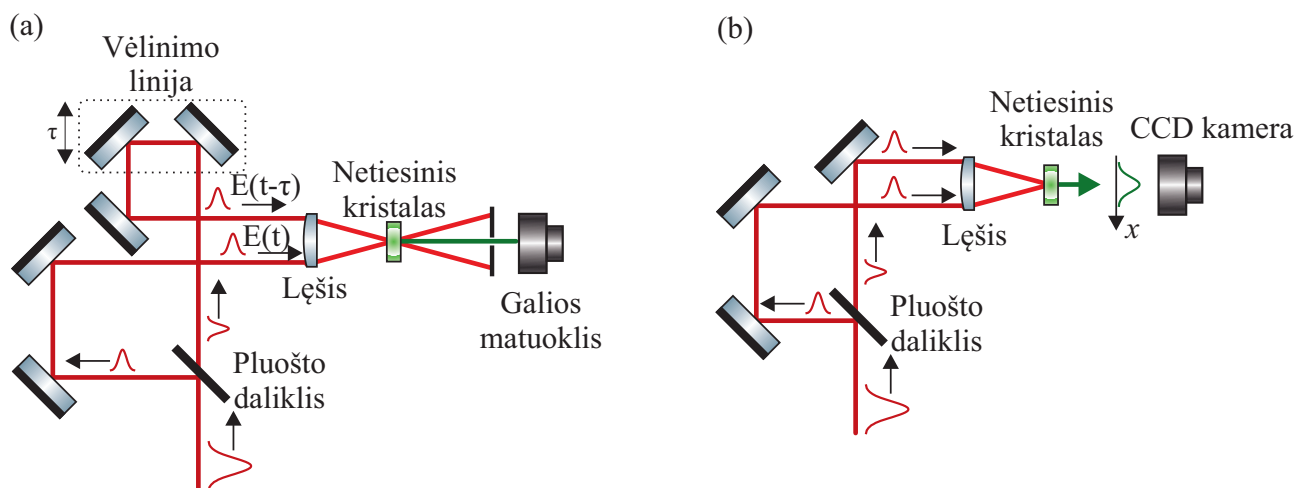
Antros eilės intensyvumo autokoreliacinė funkcija visada yra simetrinė ir nesuteikia pilnos informacijos apie impulso pavidalą ar fazę, nes daugybė simetrinių ar nesimetrinių impulsų gali turėti panašias autokoreliacines funkcijas. Analizuojant autokoreliacinę funkciją galima nustatyti satelitinio laikinį atstumą iki pagrindinio impulso, kaip tai pavaizduota 9 (b) paveiksle, tačiau pasakyti tai priešimpulsis ar poimpulsis yra neįmanoma. Sudėtingų laikinių struktūrų impulsų atveju, autokoreliacinės funkcijoje ryškėja centrinė smailė, kaip tai pavaizduota 9 (c) paveiksle [5,6].

Ultratrumpųjų šviesos impulsų autokoreliacinės funkcijos yra matuojamos prietaisais, kurie vadinami optiniais autokoreliatoriais. Šie yra skirstomi į vienašūvius ir daugiašūvius. Daugia-



9 pav. (a) Gauso impulsas ir jo autokoreliacinė funkcija, kuri pusės intensyvumo aukštyje yra $\sqrt{2}$ kartų platesnė, (b) šviesos impulsas su poimpulsiu ir jo autokoreliacinė funkcija, (c) sudėtingo pavidalo impulsas ir jo autokoreliacinė funkcija

šūvio autokoreliatoriaus principinė optinė schema pateikta 10 (a) paveiksle. Tokio tipo autokoreliatoriuje tiriamasis šviesos impulsas pluošto dalikliu yra padalinamas į dvi šakas, galiausiai spinduliai nelineariai sukertami netiesiniame kristale. Antroji harmonika (autokoreliacinis signalas) kristale yra generuojama tik tuo atveju, kai lazeriniai impulsiniai pluoštai persikloja tiek erdvėje, tiek laike. Keičiant vieno iš impulsų vėlinimą ir, atitinkamai, lėtu integruojančiu detektoriumi registruojant antrosios harmonikos vidutinę galią yra išmatuojama autokoreliacinė funkcija. Kadangi šiam metodui reikalingas didelis matavimų skaičius, jis nėra tinkamas charakterizuoti lazerines sistemas, kurios veikia žemu pasikartojimo dažniu ar negeneruoja tapačios impulsų voros [5, 6].



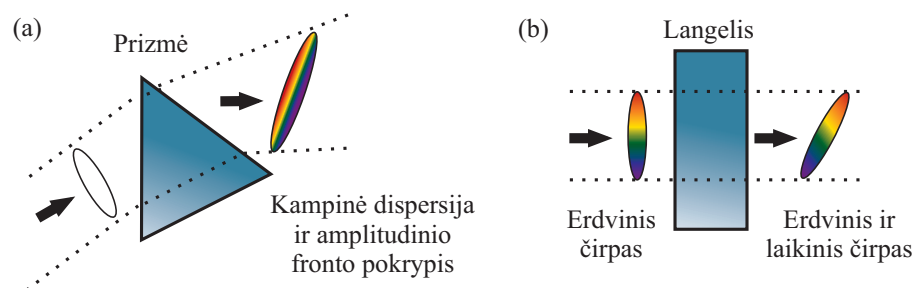
10 pav. Principinės optinės schemas: (a) nelinearaus daugiašūvio intensyvumo autokoreliatoriaus, (b) vienašūvio intensyvumo autokoreliatoriaus

Alternatyva daugiašūviams autokoreliatoriams yra vienašūviai autokoreliatoriai. Šie autokoreliatoriai ypatingi tuo, kad išmatuoti autokoreliacinę funkciją pakanka vieno impulso. Šio tipo autokoreliatorių principinė optinė schema pateikta 10 (b) paveiksle. Vienašūvio au-

tokoreliatoriaus geometrija yra panaši aptartajam daugiašūviui, tačiau šiuo atveju optinėje schemoje vėlinimo linija yra nereikalinga. Autokoreliacinė funkcija yra išmatuojama užregistruojant antrosios harmonikos signalo erdvinį skirstinį. Skirtingos erdvinio skirstinio padėtyse atitinka skirtingus delsos laikus. Vienašūvio autokoreliatoriaus specifinė geometrija reikalauja, kad tiriamojo impulso erdvinis ilgis būtų žymiai trumpesnis už impulsinio pluošto skersinius matmenis [5, 6].

1.2.2 Erdvėlaikiniai šviesos impulsų iškraipymai ir jų matavimo metodai

Įprastai šviesos impulso elektrinio lauko erdvinės ir laikinės charakteristikos nagrinėjamos atskirai, kaip nepriklausomos funkcijos. Šis artinys nebegalioja, kuomet tenka įskaityti impulsinių šviesos pluoštų erdvinės-laikines sąsajas. Manipuliuojant erdvėlaikinėmis sąsajomis šviesos impulsai patiria erdvėlaikinius iškraipymus. Yra išskiriami trys pagrindiniai erdvėlaikinių iškraipymų tipai - kampinė dispersija, erdvinis čirpas ir amplitudinio fronto pokrypis. Klasikinis erdvinių-laikinių sąsajų panaudojimo ir manipuliavimo pavyzdys – ultratrumpųjų šviesos impulsų plėtra bei spūda. Blogai suderintas šviesos impulsų plėstuvas/spaustuvas yra erdvėlaikinių iškraipymų šaltinis [7, 8]. Šie iškraipymai įprastuose lazerinės spinduliuotės tykymuose dažniausiai yra nepageidaujami, nes neleidžia pasiekti didžiausio įmanomo smailinio intensyvumo, spektru ribotos impulso trukmės, riboja impulsinio pluošto fokusuojamumą [9]. Laboratorijose naudojami optiniai elementai, kaip difrakcinės gardelės, prizmės, langeliai, lęšiai ar diafragmos taip pat gali būti erdvėlaikinių iškraipymų šaltiniai [36, 37]. Yra atvejų, kai erdvėlaikiniai iškraipymai yra pageidaujami ir naudingi. Pavyzdžiui, yra atvejų, kai femtosekundiniame nekoliniariame optiniame parametriniame stiprintuve sustiprinta signalinė banga netiesinį kristalą palieka su pasvirusiu amplitudiniu frontu. To galima išvengti kaupinant šviesos impulsais, kurių amplitudiniai frontai yra pasukti atitinkamu kampu [9]. Nepriklausomai erdvėlaikiniai iškraipymai yra pageidaujami ar ne, yra būtina gebėti charakterizuoti erdvėlaikines ultratrumpųjų šviesos impulsų charakteristikas.



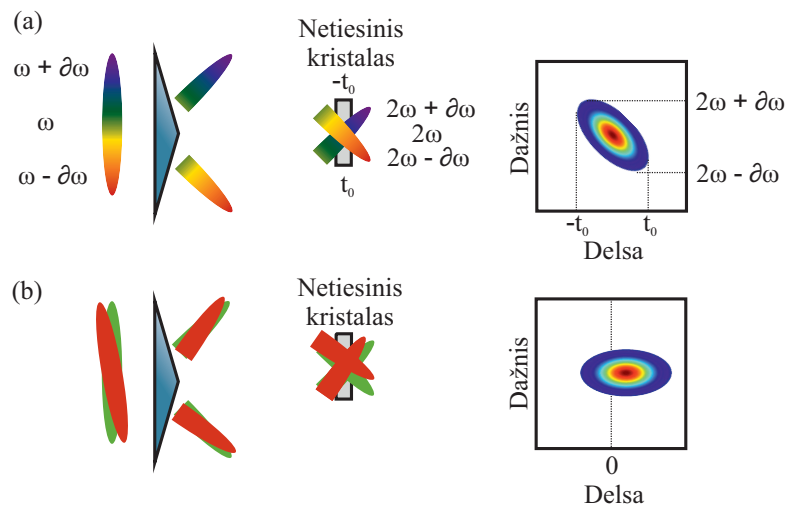
11 pav. Šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio atsiradimo priežastys: (a) kampinė dispersija, (b) vienalaikis erdvinis ir laikinis čirpas

Geometrinės optikos ir plokščių bangų artiniuose buvo parodyta, kad kampinė dispersija ir amplitudinio fronto pokrypis yra ekvivalentūs reiškiniai ir pasireiškus vienam reiškiniui pasireiškia ir kitas [10, 11]. Kolimuotiems pluoštams sąryšis tarp amplitudinio fronto pokrypio ir kampinės dispersijos:

$$\tan \gamma = -\lambda_0 \frac{d\varepsilon}{d\lambda}, \quad (12)$$

čia γ – amplitudinio fronto pokrypio kampas, kuris apibrėžiamas tarp amplitudinio ir fazinio fronto, λ_0 – centrinis spinduliuotės bangos ilgis, $\frac{d\varepsilon}{d\lambda}$ – kampinė dispersija. Ši išraiška yra tinkama tiek dispersinėms prizmės, tiek difrakcinėms gardelėms. Yra žinoma, kad Gauso pluoštams amplitudinio fronto pokrypis priklauso nuo sklidimo atstumo [38]. Amplitudinio fronto pokrypis taip pat gali egzistuoti ir dėl vienalaikio erdvinio bei laikinio čirpo [12]. Šis atvejis pademonstruotas 11 paveiksle. Taigi, esant kampinei dispersijai būtinai egzistuos amplitudinio fronto pokrypis, tačiau ne visada *vice versa*.

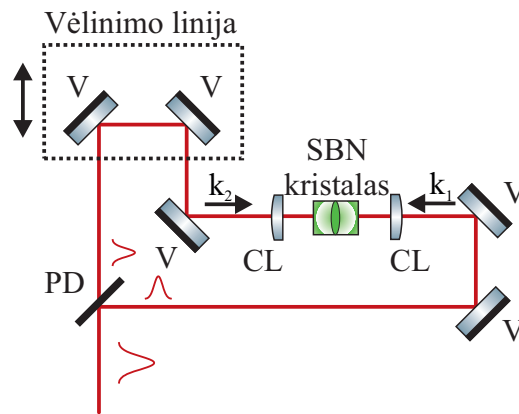
Vienas iš metodų, kuriuo galima išmatuoti ne tik ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmę, bet ir minėtus erdvėlaikinius iškraipymus yra GRENOUILLE optinis autokoreliatorius. Šiame vienašūviame matuoklyje tiriamas šviesos impulsas yra padalinamas į dvi šakas, spinduliuotė nukreipiama į Frenelio biprizmę, kuri sufokusuoja šviesos impulsus į netiesinį kristalą, kur yra generuojama antroji harmonika (autokoreliacinis signalas) ir kamera yra užregistruojamas antrosios harmonikos pluošto erdvinis skirstinys. Priklausomai nuo vyraujančių erdvėlaikinių iškraipymų, užregistruotas erdvinis skirstinys gali būti pakrypęs ar nesimetriškas nulinės delsos atžvilgiu [13], kaip tai pavaizduota paveiksle 12 paveiksle.



12 pav. (a) Erdvinis čirpas pakreipia GRENOUILLE pėdsaką, (b) impulsinio pluošto fronto pokrypis transliuoja GRENOUILLE pėdsaką nulinės delsos atžvilgiu

1.2.3 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius

Stroncio bario niobato kristalas gali būti naudojamas ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų diagnostikoje [14–16]. Tam tikslui yra panaudojama skersinė antroji harmonika, kuri generuojama toje kristalo vietoje, kur kaupinimo pluoštai persikloja tiek erdvėje, tiek laike. Kadangi šviesos impulsai perbėga vienas per kitą, tai skersinės antrosios harmonikos erdvinis skirstinys yra intensyvumo autokoreliacinė funkcija, o toks matuoklis – antros eilės intensyvumo autokoreliatorius. Fizikiniai antrosios harmonikos generacijos stroncio bario niobate principai aptarti 1.1.2 skyrelyje. Principinė tokio vienašūvio autokoreliatoriaus schema pateikta 13 paveiksle.



13 pav. Principinė skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus principinė optinė schema. Pažymėta: PD – pluošto daliklis, V – veidrodis, CL - cilindrinis lęšis, $k_{1,2}$ – fundamentinės bangos vektoriai

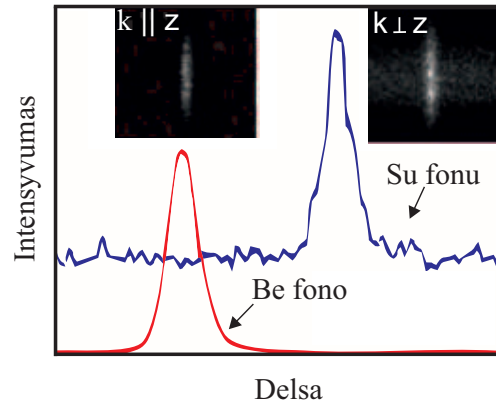
Lazerinė spinduliuotė vienašūviame autokoreliatoriuje pluošto dalikliu padalinama į dvi lygias dalis ir cilindriniais lęšiais fokusuojama į stroncio bario niobato kristalą. Autokoreliacinis signalas optine sistema atvaizduojamas ant CCD kameros matricos. Autokoreliacinio signalo erdvinės ir laikinės koordinatės yra susietos tokiu sąryšiu:

$$\tau = \frac{2sn\omega}{c}, \quad (13)$$

čia τ – autokoreliacinės funkcijos laikinis plotis, s – autokoreliacinės funkcijos erdvinis plotis, $n\omega$ – spinduliuotės grupinis greitis stroncio bario niobato kristale, c – šviesos greitis. Pavyzdžiui, 1030 nm 200 fs šviesos impulsų autokoreliacinės funkcijos plotis SBN:61 kristale siekia ~ 18.2 μm .

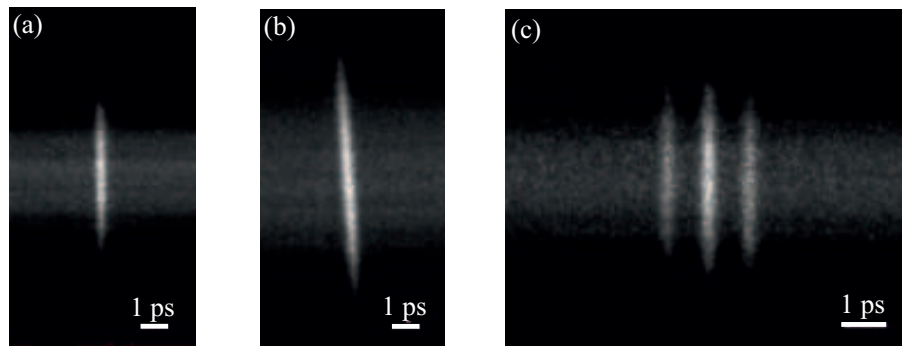
Vienas didžiausių šio vienašūvio autokoreliatoriaus privalumų yra tai, kad stroncio bario niobato kristale galima įgyvendinti kvazisinchronizmą plačiame bangos ilgių diapazone, todėl teoriškai šis autokoreliatorius yra tinkamas įvairių bangos ilgių spinduliuotei charakterizuoti, yra nereikalingas kampinis ar temperatūrinis derinimas. Lyginant su 1.2.1 skyrelyje aptartu vienašūviu autokoreliatoriumi, šiam autokoreliatoriui nebūtini platūs pluoštai, jis pasižymi pla-

čiu laikiniu langu ($1 \text{ mm SBN} = 7 \text{ ps}$). Iki šiol buvo pademonstruotas tik Ti:Safyro lazerinės sistemos šviesos impulsų ($\tau = 189 \text{ fs}$) charakterizavimas šio tipo vienašūviu autokoreliatoriumi ir pasiektas $\sim 10\%$ nesutapimas lyginant su GRENOUILLE metodikos rezultatais [14–16].



14 pav. Skersinių antrosios harmonikos autokoreliacinių funkcijos su fonu ($k_{1,2} \parallel c$) ir be fono ($k_{1,2} \perp c$) [14]

Priklausomai nuo kristalo optinės ašies padėties kaupinimo bangų atžvilgiu išmatuota autokoreliacinė funkcija gali būti su fonu ($k_{1,2} \parallel c$) arba be fono ($k_{1,2} \perp c$), kaip tai pateikta 14 paveiksle. Autokoreliacinio signalo su fonu intensyvumas yra didesnis, nes netiesinė sąveika realizuojama su didžiausiu SBN kristalo χ^2 tenzoriaus elementu d_{33} . Fonas yra dėl plokštuminės antrosios harmonikos, kuri yra generuojama abiejų kaupinimo bangų. Šiuo atveju skersinės antrosios harmonikos intensyvumas yra bent tris kartus didesnis nei fono [14–16].



15 pav. Vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi užregistruoti autokoreliaciniai pėdsakai: (a) be amplitudinio fronto pokrypio, (b) su amplitudiniu fronto pokrypiu, (c) su satelitiniu impulsu [14]

Vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi galima identifikuoti amplitudinio fronto pokrypį bei satelitinius impulsus, tai pavaizduota 15 paveiksle. Amplitudinio fronto pokrypį galima užregistruoti tik autokoreliacinės funkcijos atvaizdavimo plokštumoje. Dėl antros eilės intensyvumo autokoreliacinės funkcijos savybių nustatyti ar užregistruoti satelitiniai impulsai yra poimpulsiai ar priešimpulsiai – neįmanoma, tačiau galima nustatyti kokiu atstumu nuo pagrindinio impulso šie artefaktai yra nutolę [14–16].

2 Eksperimentų metodai ir schemos

2.1 Femtosekundinės lazerinės sistemos „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“

Magistro studijų baigiamajame darbe buvo naudojamos dvi femtosekundinės lazerinės sistemos: „Pharos“ („Šviesos konversija“, Lietuva) ir „Libra-USP-HE“ („Coherent“, JAV).

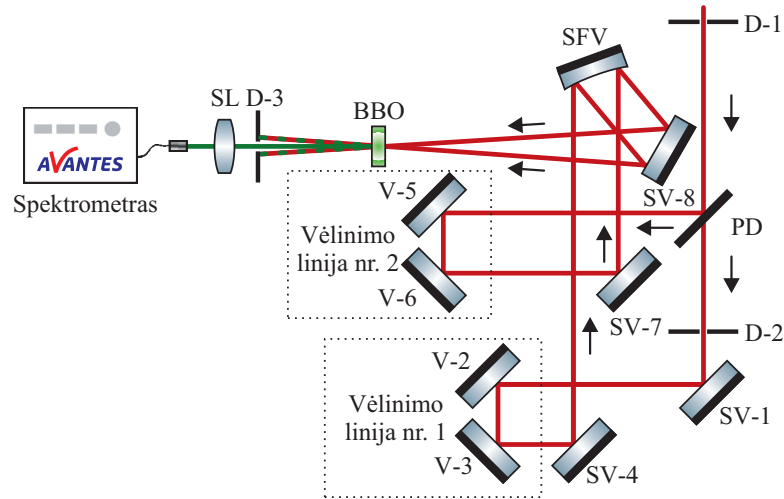
- „Pharos“ („Šviesos konversija“, Lietuva) yra diodinio kaupinimo femtosekundinė moduluotos fazės impulsų stiprinimo lazerinė sistema. Šios sistemos aktyvioji terpė – kalio gadolinio volframatas legiruotas iterbio jonais (Yb:KGW), o centrinis bangos ilgis ~ 1030 nm. Eksperimentų metu lazerinė sistema veikė 1 kHz pasikartojimo dažniu.
- „Libra-USP-HE“ („Coherent“, JAV) yra suderintas regeneratyvinis femtosekundinių impulsų stiprintuvas, kurio aktyvioji terpė yra safyras legiruotas titano jonais, su 30 W kietojo kūno kaupinimo lazeriu. Spinduliuotės centrinis bangos ilgis ~ 800 nm. Eksperimentų metu sistema veikė 1 kHz pasikartojimo dažniu.

2.2 Antros eilės intensyvumo autokoreliatoriai

Skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus tyrimo rezultatų įvertinimui atlikome nepriklausomus eksperimentus su kitais antros eilės intensyvumo autokoreliatoriais. Atliekant tyrimus su femtosekundinės lazerinės sistemos „Pharos“ šviesos impulsams charakterizuoti buvo naudojamas daugiašūvis antros eilės intensyvumo autokoreliatorius, kuris taip pat pritaikytas optinės sklendės su dažnine skyra autokoreliaciniams matavimams. Šis autokoreliatorius nėra komercinis produktas ir buvo surinktas Vilniaus universitete kvantinės elektronikos katedroje. Atliekant tyrimus su „Libra-USP-HE“ femtosekundine lazerine sistema nepriklausomiems šviesos impulsų trukmės matavimams buvo naudojamas komercinis daugiašūvis antros eilės intensyvumo autokoreliatorius „Mini PD“ („APE“, Vokietija). Tokio tipo autokoreliatoriaus veikimo principas yra aptartas 1.2.1 skyrelyje.

Daugiašūviame antros eilės intensyvumo autokoreliatoriuje, kurio optinė schema pateikta 16 paveiksle, lazerinė spinduliuotė į yra įvedama pro diafragmas D-1 ir D-2. Plačiajuosčiu pluošto dalikliu PD ($R = 45\%$) šviesa padalinama į dvi šakas. Vienoje šakoje spinduliuotė nukreipiama į vėlinimo liniją nr. 1 (mechaninė), o kita – į vėlinimo liniją nr. 2 (motorizuota). Mechanine vėlinimo linija užtikrinamas optinių kelių suderinimas. Automatizuotos vėlinimo linijos pagalba realizuojama delsos skenavimas tarp šviesos impulsų. SV sferinio veidrodžio židinio plokštumoje sinchronizmo kampu yra pastatytas beta bario borato (BBO) 0,01 mm ilgio kristalas, kuriame buvo nekolineariai generuojamas autokoreliacinis antrosios harmonikos signalas. Šis signalas nukreipiamas pro diafragmą D-3 į sferinį lešį L ($f = 125$ mm) ir $2f-2f$

konfigūracija atvaizduojamas į šviesolaidžio įėjimą, kuris prijungtas prie „Avantes“ spektrometro. Diafragma D-3 užtikrinama šalutinės nepageidaujamos spinduliuotės blokas. Visa registracija automatizuota programine įranga „Labview“ terpėje.



16 pav. Daugiašūvio antros eilės intensyvumo autokoreliatoriaus optinė schema. Pažymėta: D – diafragma, PD – pluošto daliklis, SV – sidabrinis veidrodis, SFV – sferinis veidrodis, BBO – beta bario borato netiesinis kristalas (0,01 mm), SL – sferinis lęšis, skaičius šalia optinės sistemos komponento žymi jo numerį

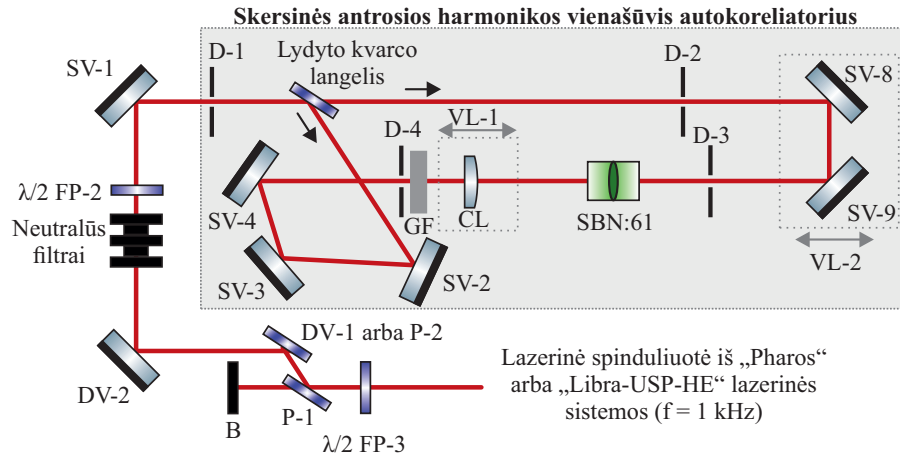
2.3 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius

2.3.1 Skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus optinė schema

Vienas iš magistro studijų baigiamojo darbo tikslų buvo surinkti skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus optinę schemą, kuri pavaizduota 17 paveiksle. Ši optinė schema yra modifikuota ir skiriasi nuo tos, kuri pateikta literatūros apžvalgos 1.2.3 skyrelyje. Tikslui pasiekti buvo išskelti šie uždaviniai:

1. Vienašūvis autokoreliatorius turi turėti minimalų optinių komponentų skaičių.
2. Vienašūvis autokoreliatoriaus optiniai komponentai turi veikti su 800 nm ir 1030 nm bangos ilgio spinduliuote.
3. Vienašūvio autokoreliatoriaus geometrija turi leisti užregistruoti šviesos impulsų autokoreliacinį pėdsaką, kuris teiktų informaciją apie šviesos impulsų trukmę bei amplitudinio fronto pokrypį.

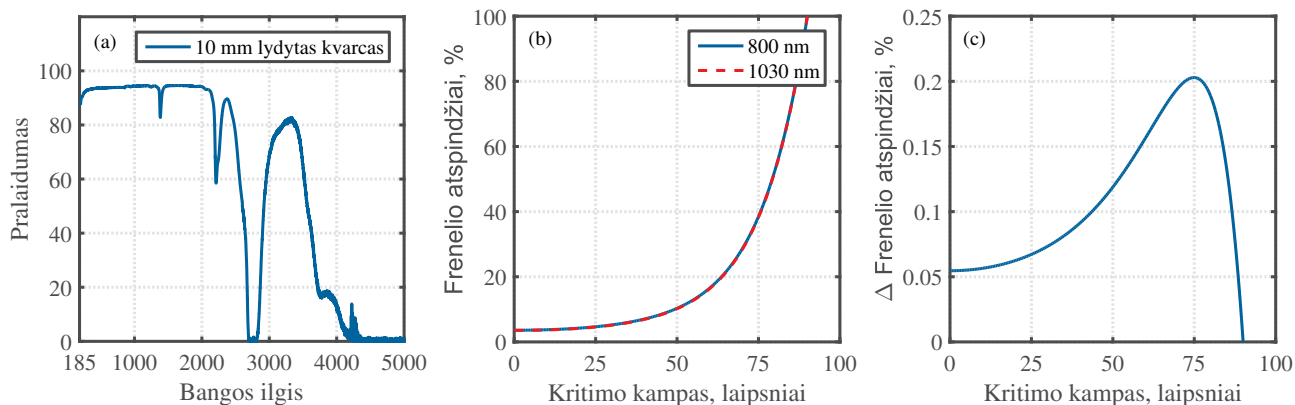
Skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius buvo surinktas ant optinio padėklo, kurio matmenys yra 20×40 cm, todėl jį nesudėtinga transportuoti. Autokoreliatoriaus



17 pav. Skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus optinė schema. Pažymėta: SV - sidabrinis veidrodis, DV - dielektrinis veidrodis, $\lambda/2$ FP - pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, D - diafragma, VL - vėlinimo linija, SBN:61 - stroncio bario niobato kristalas, P - poliarizatorius, B - lazerinės spinduliuotės blokuotojas, GF - gradientinis filtras, skaičius šalia optinės sistemos komponento žymi jo numerį

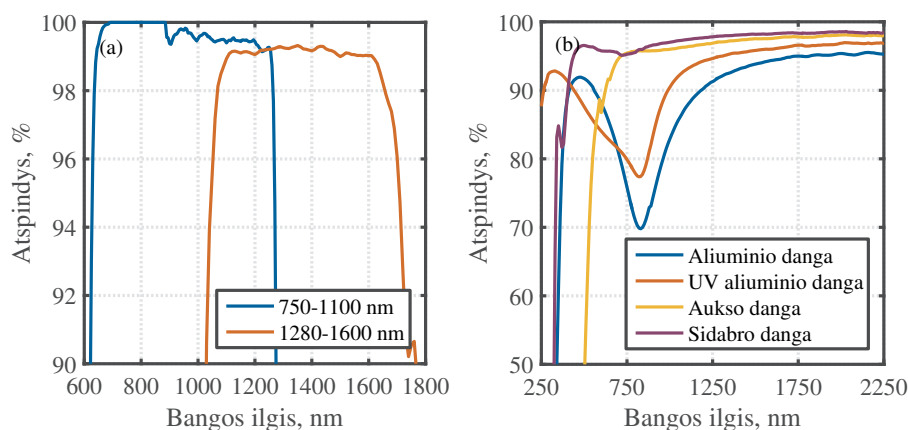
optinė schema pateikta 17 paveiksle pilkame fone. Dalis spinduliuotės, kuri patenka į autokoreliatorių, lydyto kvarco langeliu ($l = 10$ mm) atspindima į vieną autokoreliatoriaus šaką ($<20\%$ per du atspindžius), o praėjusi spinduliuotė ($\sim 80\%$) patenka į kitą šaką. Prieš autokoreliatorių esanti fazinė plokštelė $\lambda/2$ FP-2 skirta optimizuoti atspindėtos spinduliuotės dalį nuo lydyto kvarco langelio. Vėlinimo linija VL-2 užtikrinama tinkama delsa tarp autokoreliatoriaus šakų bei atliekama autokoreliatoriaus kalibracija. Atspindėtos spinduliuotės šakoje yra naudojamas cilindrinis lęšis, kuris spinduliuotę fokusuoja į $5 \times 5 \times 5$ mm matmenų stroncio bario niobato (SBN:61) netiesinį kristalą. Diafragmomis yra užtikrinamas tinkamas įvedimo į SBN:61 kristalą suderinimas. SBN:61 kristalo orientacija yra tokia, kad autokoreliacinis signalas generuojamas be fono, t.y. fundamentinės spinduliuotės sklaidymas vyksta išilgai SBN:61 kristalo optinės (c) ašies ($k_{\omega} \parallel c$). Eksperimentų metu spinduliuotės galia (impulsų energija) autokoreliatoriaus įėjime buvo valdoma poliarizaciniu galios (energijos) dalikliu ir neutraliais filtrais.

Projektuojant optinę schemą pirmasis uždavinys buvo pasirinkti tinkamą pluošto daliklį, kuris į šaką su cilindrinio lęšiu atspindėtų mažesnę dalį spinduliuotės, veiktų 800 nm ir 1030 nm ilgio spinduliuotės diapazone. Optikos gamintojai rinkoje siūlo įsigyti keletos tipų pluošto daliklius. Vieni jų yra selektyvūs poliarizacijai ar bangos ilgiui, kiti atspindi tam tikrą dalį spinduliuotės esant optimizuotam spinduliuotės kritimo kampui, tačiau mūsų atveju buvo pasirinktas paprastesnis ir pigesnis variantas – lydyto kvarco langelis. Yra žinoma, kad šviesai kriniant į dviejų terpių su skirtingais lūžio rodikliais sandūrą, pasireiškia Frenelio atspindžiai, todėl paprastą langelį, pavyzdžiui, lydyto kvarco, galima panaudoti kaip pluošto daliklį. Atspindėtos spinduliuotės mastas priklauso nuo spinduliuotės bangos ilgio, kritimo kampo, poliarizacijos bei langelio lūžio rodiklio.



18 pav. (a) 10 mm lydyto kvarco langelio pralaidumo spektras, (b) lydyto kvarco langelio Frenelio atspindžių s poliarizacijos spinduliutei (800 nm ir 1030 nm) priklausomybė nuo kritimo kampo į pirmąjį langelio paviršių, (c) Frenelio atspindžių skirtumo priklausomybė nuo kritimo kampo 800 nm ir 1030 nm spinduliutei

18 (a) paveikle pateiktas 10 mm lydyto kvarco pralaidumo spektras¹. Matyti, kad lydytas kvarcas yra skaidrus 185-2100 nm diapazone, o spinduliuotės pralaidumas šiuo atveju siekia iki ~95%. 18 (b) paveikle pateikta s poliarizacijos Frenelio atspindžių 800 nm ir 1030 nm spinduliuotės bangos ilgiui priklausomybė nuo kritimo kampo į lydyto kvarco langelio pirmąjį paviršių². Frenelio atspindžiai esant tam pačiam kritimo kampui nesiskiria daugiau nei 0,2%, kaip tai pavaizduota 18 (c) paveiksle, todėl tokio pluošto daliklio spinduliuotės dalinimas esant 800 nm ar 1030 nm bangos ilgio spinduliutei yra praktiškai toks pat.



19 pav. (a) Dielektrinėmis dangomis dengtų lydyto kvarco veidrodžių atspindžio (%) priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio (s-pol., $i = 45^\circ$), (b) metalu dengto lydyto kvarco veidrodžių atspindžio (%) priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio ($i = 45^\circ$)

Vienašūvio autokoreliatoriaus atspindinčiai optikai buvo pasirinkti sidabru padengti veidrodžiai. Nors dielektrinėmis dangomis dengti veidrodžiai turi geresnį atspindžio koeficientą (žr. 19 (a) pav.), tačiau jie veikia ribotame bangos ilgių diapazone, yra selektyvūs poliarizacijai ir

¹Duomenys iš https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3983

²Duomenys iš https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=fused_silica&page=Malitson

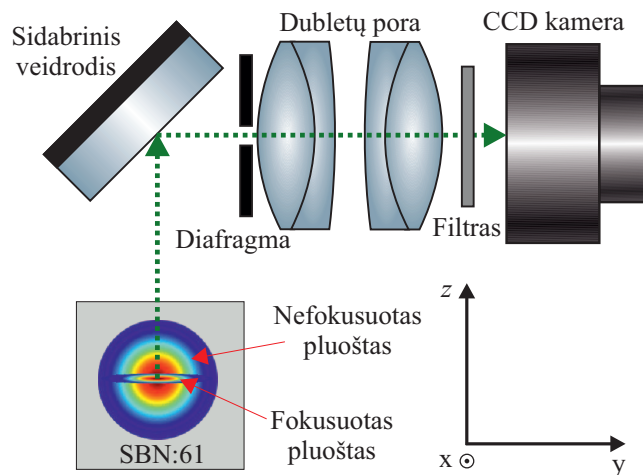
kritimo kampui. Tik metalu dengta optika geba veikti plačiame bangos ilgių diapazone (žr. 19 (b) pav.). Lyginant sidabru dengtos optikos atspindžio koeficientą su kitų metalų dangomis, šis regimojoje srityje yra vienareikšmis lyderis ($R_{vid} > 97,5\%$).

2.3.2 Autokoreliacinio signalo atvaizdavimo ypatybės

Vienašūvio autokoreliatoriaus šakoje, kurioje sklinda nuo lydyto kvarco atspindėta spinduliuotė, yra naudojamas cilindrinis lęšis ($f = +70$ mm, AR@650-1100 nm), kuris fokusuoja spinduliuotę į SBN:61 kristalą. Fokusavimas vyksta z ašimi, kuri pažymėta 20 paveikslo optinėje schemoje. Fokusavimas cilindrinium lęšiu pasirinktas dėl keletos priežasčių. Atvaizdavimo optinė sistema geba atvaizduoti autokoreliacinį signalą iš baigtinio atvaizdavimo lauko gylio. Jei autokoreliacinis signalas platesnis už atvaizdavimo lauko gylį, tai pasireiškia defokusavimo efektas. Tai yra vienas iš faktorių, kuris riboja matuoklio gebėjimą tiksliai išmatuoti impulso trukmę. Cilindrinium lęšiu galima sumažinti kaupinimo pluošto matmenis tiek, kad šie patektų į atvaizdavimo gylio ribas. Atvaizdavimo lauko gylio ribas nesudėtingai galima įvertinti padarius prielaidą, kad optinė sistema yra difrakciškai ribota. Tuomet atvaizdavimo gylio lauko ilgis yra apskaičiuojamas taip:

$$d = \frac{\lambda}{NA^2}, \quad (14)$$

čia λ – spinduliuotės bangos ilgis, NA – objektyvo skaitinė apertūra.



20 pav. Principinė vienašūvio autokoreliatoriaus autokoreliacinio signalo atvaizdavimo optinė schema. Pažymėta: x – kryptis, kuri lygiagreti kaupinimo bangų sklidimo kryptčiai, z – kryptis, kuria sklindantis autokoreliacinis signalas yra surenkamas veidrodžiu ir nukreipiama į CCD kamera y kryptimi, xy plokštuma yra lygiagreti optinio stalo plokštumai

Autokoreliacinio signalo įvedimo į krūvio sąsajos įtaiso (ang. CCD, charge charge-coupled device) kamerą optinė schema pateikta 20 paveiksle. Čia x yra pažymėta kryptis, kuri lygiagreti kaupinimo bangų sklidimo kryptčiai, o xy plokštuma yra lygiagreti optinio stalo plokštumai.

Eksperimentinių tyrimų metu naudota 16 bitų „Flea3 5.0 MP Mono GigE Vision“ CCD kamera, kurios pikselio dydis 3.45 μm . Autokoreliacinio signalo dalis, kuri sklinda lygiagrečiai z ašimi ar sudarydama su ja nedidelį kampą ir pasiekia sidabrinį veidrodį, yra nukreipiama y ašimi į atvaizdavimo optinę sistemą, kuri atvaizduoja autokoreliacinį signalą ant CCD kameros matricos. Prieš patenkant į CCD kamerą autokoreliacinis signalas yra filtruojamas fundamentinės harmonikos spinduliuotės filtru, nes ši yra sklaidoma nuo SBN:61 kristalo sienelių ir gali patekti į detektorius. Autokoreliacinio signalo atvaizdavimui naudojamas objektyvas, kurio efektyvus židinio nuotolis yra ~ 40 mm. Jis sudarytas iš dviejų achromatinių dubletų ($f = 75$ mm, $d = 12,7$ mm, AR@400-700 nm, $R_{avg} < 0,5$ %). Šis objektyvas kartu su „Altechna“ inžinieriais buvo sumodeliuotas programiniu paketu „Zemax“. Teoriškai, esant bent 0.05 skaitinei apertūrai, šis objektyvas yra difrakcijos apribota sistema. Tokio objektyvo atvaizdavimo lauko gylis 1 μm bangos ilgio spinduliuotei siekia iki ~ 400 μm , 800 nm spinduliuotei – ~ 320 μm . Prizminio optinio spaustuvo derinimo galimybių tyrime buvo naudojamas kitas objektyvas ($f \approx 50$ mm).

2.3.3 Vienašūvio autokoreliatoriaus kalibravimas

Vienašūviu autokoreliatoriumi užregistruojama autokoreliacinė funkcija yra skersinės antrosios harmonikos erdvinis skirstinys. Ji teikia naudingos informacijos, kai erdvinės koordinatės yra konvertuotos į laikines koordinatas. Kalibracijai naudojame nesudėtingą metodą, kurio įgyvendinimui pakanka vienašūviame autokoreliatoriuje įdiegti vėlinimo liniją. Metodo eiga yra tokia:

1. Užregistruojamas autokoreliacinis signalas esant skirtingoms vėlinimo linijos vėlinimo vėrtėms, kaip tai pateikta 21 paveiksle.
2. Perskaiciuojamas erdvinis vėlinimo linijos vėlinimas į laikinę delką.

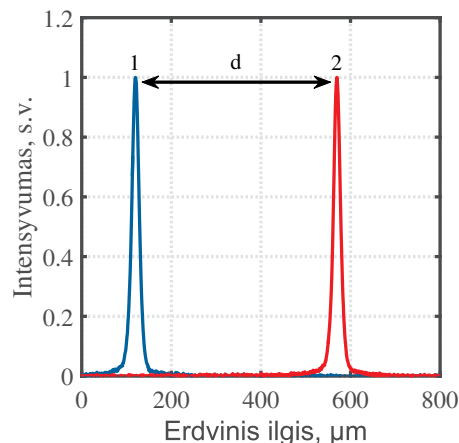
Erdvinis vėlinimo linijos vėlinimas į laikinę delką skaičiuojamas pagal šią išraišką:

$$k = \frac{t}{d} \quad (15)$$

čia k – kalibracijos konstanta [fs/ μm], t – vėlinimo linijos poslinkio laikinis atstumas (fs), d – autokoreliacinio pėdsako poslinkis ant CCD kameros matricos (μm).

Šiuo metodu galima apskaičiuoti ne tik kalibracijos konstantą, tačiau ir atvaizdavimo optinės sistemos didinimą. Pasinaudojus (13) sąryšiu galima susieti vėlinimo liniją sukurtą erdvinę delką l su autokoreliacinio pėdsako poslinkiu d . Iš šio sąryšio matyti, kad erdvinės koordinatės kristale sutrumpėja dėl grupinio lūžio rodiklio n_ω ir to fakto, kad impulsai „bėga“ vienas prieš kitą, tad išraiškoje atsiranda daugiklis „2“. Tuomet optinės sistemos didinimas apskaičiuojamas tokiu sąryšiu:

$$M = \frac{2dn_\omega}{l}, \quad (16)$$



21 pav. Skersinės antrosios harmonikos vienašūvio autokoreliatoriaus kalibravimo pavyzdys. Žinant laikinį vėlinimo linijos vėlinimą t ir autokoreliacinio pėdsako poslinkį ant CCD kameros matricos d galima apskaičiuoti kalibracijos konstantą k [fs/ μm]

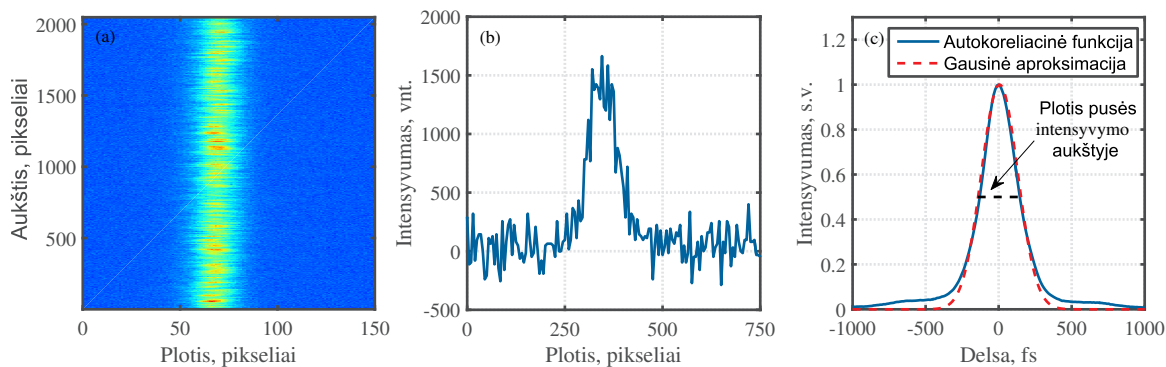
čia M – yra optinės sistemos didinimas, d – autokoreliacinio pėdsako poslinkis, n_{ω} – spinduliuotės grupinis lūžio rodiklis, l – vėlinimo linija sukurta erdvinė delsa. Eksperimentinių tyrimų metu kaskart pakeitus objektyvo poziciją autokoreliatorius buvo sukalibruojamas iš naujo ir nustatomas jo didinimas.

2.3.4 Autokoreliacinio signalo analizės algoritmai

Vienašūviu autokoreliatoriumi užregistruotas pavyzdinis autokoreliacinis pėdsakas pateiktas 22 paveiksle. Atliekant matavimus kaskart užregistruojamas ir fonas – uždengus autokoreliatoriaus jėjimą bei atskirus autokoreliatoriaus pečius. Apdorojant duomenis fonas yra atimamas iš signalo duomenų masyvo. Taip eliminuojamas fono sukurtas pjedestalas bei karštieji pikseliai. Autokoreliacinis signalas yra pakankamai silpnas, kad fonas turėtų įtakos matavimo rezultatų analizei. Net ir atėmus foną signalo masyvo pavienių eilučių duomenys yra moduluoti laike nepastovaus CCD kameros triukšmo. Tai parodyta 22 (b) paveiksle. Tokius duomenis yra sudėtinga analizuoti, todėl atliekama duomenų masyvo eilučių sudėties operacija. Tokiu būdu autokoreliacinis signalas yra suvidurkinamas. Galiausiai suvidurkinta autokoreliacinė funkcija yra aproksimuojama Gausine funkcija ir apskaičiuojamas jos plotis pusės intensyvumo aukštyje (22 (c) pav.). Padarius prielaidą, kad tiriamų impulsų gaubtinė yra Gauso formos, dėl autokoreliacinės funkcijos savybių, gautas rezultatas yra padalinamas iš $\sqrt{2}$. Pasinaudojus kalibracijos konstanta erdviniai matmenys konvertuojami į laikinę delką.

Amplitudinio fronto pokrypio analizei naudojamas autokoreliacinio pėdsako duomenų masyvas. Kiekviena iš masyvo eilučių ir aproksimuojama Gausine funkcija ir nustatoma jos smailės padėtis. Smailių padėčių pasiskirstymas aproksimuojamas tiesine funkcija:

$$y = kx + c, \quad (17)$$

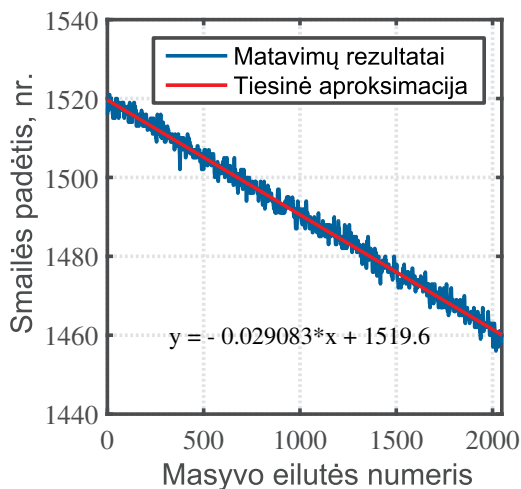


22 pav. (a) CCD kamera užregistruotas autokoreliacinis pėdsakas, (b) autokoreliacinio pėdsako duomenų masyvo vienos iš eilučių autokoreliacinės funkcijos pavidalas (fonas atimtas) (c) suvidurkinta autokoreliacinė funkcija ir Gausinė aproksimacija

čia x – duomenų masyvo eilutė numeris, y – Gausinės aproksimacijos smailės padėtis, k – tiesės krypties koeficientas, c – ordinačių ašies kirtimo taškas. Tiesės koeficientas yra:

$$k = \tan \gamma, \quad (18)$$

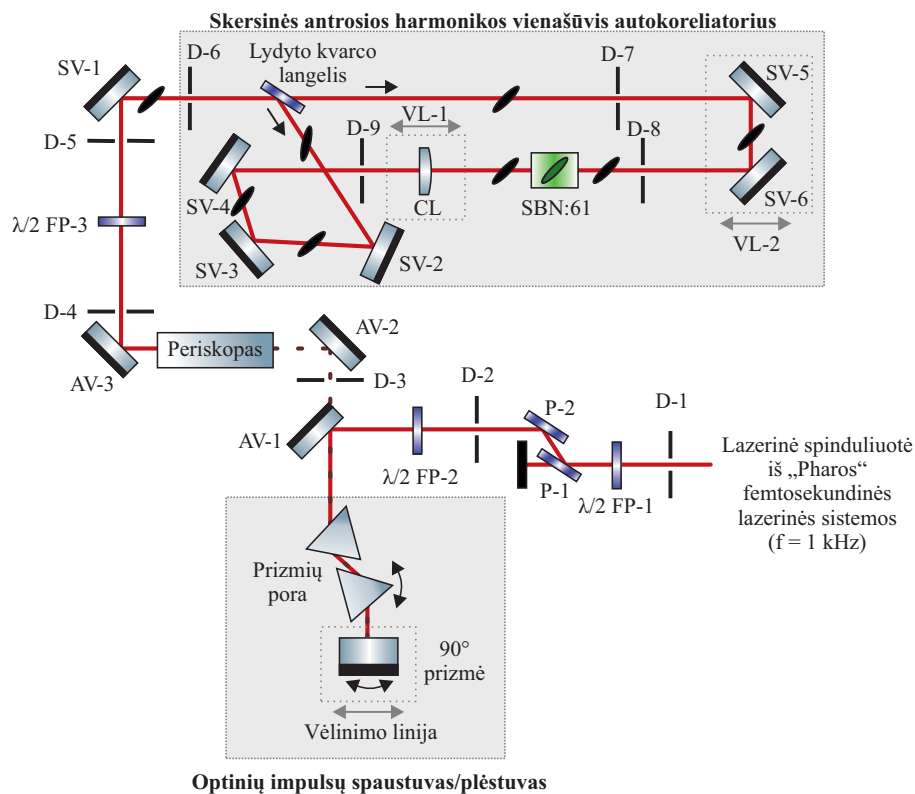
čia γ – amplitudinio fronto pokrypio kampas.



23 pav. Autokoreliacinio pėdsako smailių padėtys masyve yra aproksimuojamos tiesine funkcija ir nustatomas krypties koeficientas k , kuris yra proporcingas amplitudinio fronto pokrypio kampui

2.4 Pakrypusio amplitudinio fronto impulsų generacija

24 paveiksle pateikta pakrypusio amplitudinio fronto impulsų generacijos ir registracijos schema. Registracijos schema – vienašūvis autokoreliatorius, kuris jau buvo aptartas ir yra patalpintas norint parodyti, kaip buvo užtikrinamas spinduliuotės įvedimas iš prizmių poros optinio spaustuvo. Pakrypusio amplitudinio fronto impulsų generacija buvo vykdoma išderin-



24 pav. Prizminio optinio spaustuvo ir vienašūvio autokoreliatoriaus optinė schema. Pažymėta: D – diafragma, $\lambda/2$ FP – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, AV – aliuminis veidrodis, SV – sidabrinis veidrodis, CL – cilindrinis lęšis, VL – vėlinimo linija, SBN:61 – stroncio bario niobato kristalas, P – poliarizatorius, skaičius šalia optinės sistemos komponento žymi jo numerį

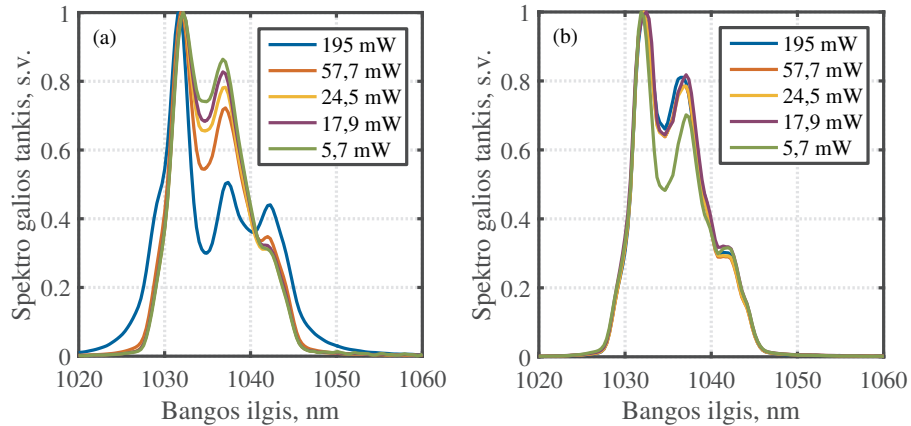
tame prizminiame optiniame spaustuve, kuris sudarytas iš dviejų invertuotų prizmių. Lazerinės spinduliuotės impulsų energija patenkanti į prizmių poros optinį spaustuva buvo kontroliuojama $\lambda/2$ FP-1 fazine plokštele ir poliarizaciniu galios (energijos) dalikliu. Už daliklio buvo patalpinta dar viena fazinė plokštelė $\lambda/2$ FP-1 tam, kad būtų sumažinami Frenelio atspindžiai nuo spaustuvo prizmių sienelių. Veidrodžiu AV-1 spinduliuotė nukreipiama į prizminį spaustuva, kuris iš pradžių buvo suderintas minimalaus nuokrypio kampu tam, kad kuo mažiau pasikeistų pluošto profilis už spaustuvo. Po vieno praėjimo pro prizmių porą spinduliuotė buvo pakeliama ~ 1 cm aukšty 90° prizme ir praleidžiama pro prizmių porą antrą kartą. Poliarizacijos nesukančiu persikopu spinduliuotė iš optinio spaustuvo buvo nuleidžiama į autokoreliatoriaus įėjimo aukštį. Prizminio spaustuvo išderinimas vyko posūkio staliuku pasukant vieną iš prizmių. Kaskart išsukus prizmę buvo nunešamas spinduliuotės pluoštas. Tuomet pasukant 90° prizmę spinduliuotė buvo gražinama į autokoreliatoriaus įėjimą. Spinduliuotė kaskart į autokoreliatorių buvo įvedama tuo pačiu keliu, tai buvo užtikrinta diafragmomis D-3, D-4 ir D-5.

3 Matavimų rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Šviesos impulsų trukmės matavimų eksperimentų rezultatai

3.1.1 Vienašūvio autokoreliatoriaus veikos optimizavimas

Kadangi vienoje iš autokoreliatoriaus šakų buvo vykdomas aštrus fokusavimas cilindrinio lęšiu, tai gali susidaryti tinkamos sąlygos SBN:61 kristale pasireikšti nepageidaujamiems netiesiniams efektams, kaip savaiminė fazinė moduliacija. Savaiminė fazinė moduliacija kartu su medžiagos dispersija gali iškraipyti šviesos impulso gaubtinę ir atitinkamai autokoreliacinį pėdsaką taip, kad išmatuota šviesos impulsų trukmė neatitiks realios jos vertės. Būtina parinkti tokias autokoreliatoriaus veikos sąlygas, kad matavimų rezultatuose neatsispindėtų sąviveikos reiškinių įtaka. 25 paveiksle pateikti „Pharos“ fundamentinės harmonikos ($\tau = 200$ fs) spektrai už 5 mm SBN:61 kristalo, kai (a) spinduliuotė yra iš kanalo su cilindriu lęšiu ir (b) spinduliuotė iš kanalo be cilindrinio lęšio esant skirtingoms vidutinėms galioms autokoreliatoriaus įėjime. Matyti, kad net be cilindrinio fokusavimo spinduliuotei prasklidus 5 mm SBN:61 kristalą yra stebimas nežymus savaiminės fazinės moduliacijos įnašas fundamentinės spinduliuotės spektre, spektro pločio kitimas siekia kelis procentus. Šiuo atveju smailiniai intensyvumai kristale siekė nuo 300 MW/cm^2 iki 8 GW/cm^2 . Su cilindrinio fokusavimu smailiniai intensyvumai kristale siekė nuo 3 GW/cm^2 iki 108 GW/cm^2 , o spektro plotis $1/e^2$ lygyje pakito nuo 16.25 nm iki 23.41 nm . Eksperimentų metu cilindrinio lęšio atstumas iki kristalo buvo parinktas taip, kad kuo geriau matytųsi savaiminės moduliacijos įtaka spinduliuotės spektrui.

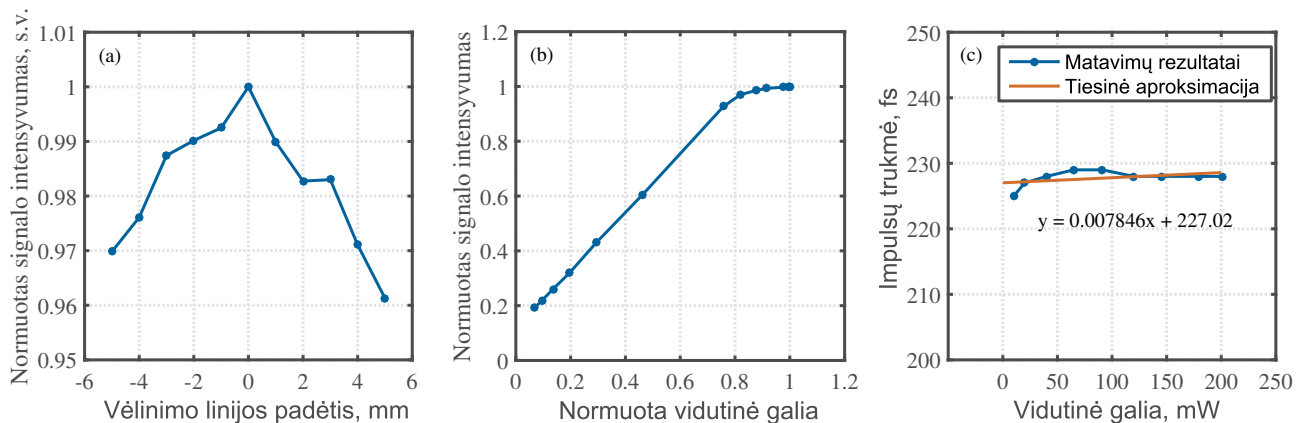


25 pav. „Pharos“ fundamentinės harmonikos spektrai už 5 mm SBN:61 kristalo: (a) kanale su cilindrinio lęšiu (b) kanale be cilindrinio lęšio, esant skirtingoms vidutinėms galioms vienašūvio autokoreliatoriaus įėjime ($\tau = 200$ fs), legendose nurodytos vidutinės galioms autokoreliatoriaus įėjime

Žinoma, kad indukuotas fazės pokytis yra kaupiamoji funkcija:

$$\delta\phi = -\frac{\omega}{c}n_2I(t)z, \quad (19)$$

čia ϕ – fazė, ω – spinduliuotės ciklinis dažnis, n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, I – intensyvumas, z – atstumas [17]. Matyti, kad savaiminės fazinės moduliacijos mąštą sumažinti galima mažinant smailinį intensyvumą arba šviesos impulso sklidimo medžiagoje atstumą. Intensyvumą kristale galima sumažinti ne taip aštriai fokusuojant, todėl tektų naudoti ilgesnio židinio nuotolio lęšį arba naudojamo lęšio židinį lokalizuoti prieš ar už kristalo. Tačiau šie sprendimo būdai atmesti, nes ne toks aštrus fokusavimas gali nulemti atvaizdavimo optinės sistemos defokusacijos efektą. Pravartu naudoti aštresnį fokusavimą, o esant per dideliui intensyvumui impulsų energiją slopinti, todėl prieš cilindrinį lęšį patalpinome gradientinį filtrą. Kitas prevencijos žingsnis buvo fokusuojamos spinduliuotės sklidimo, atstumo iki autokoreliacinio pėdsako generacijos lokacijos, mažinimas, todėl autokoreliacinis signalas buvo generuojamas kristalo krašte (keli šimtai μm nuo kristalo sienelės), kuris yra arčiau cilindrinio lęšio.



26 pav. (a) Cilindrinio lęšiu fokusuojamo pluošto kaustikos lokalizacija autokoreliacinio signalo generacijos vietoje, (b) autokoreliacinio signalo intensyvumo priklausomybė nuo vidutinės galios kanale su cilindriniais lęšiais, (c) „Pharos“ šviesos impulsų trukmės priklausomybė nuo vidutinės galios autokoreliatoriaus įėjime ($\tau_{FROG} = 233$ fs)

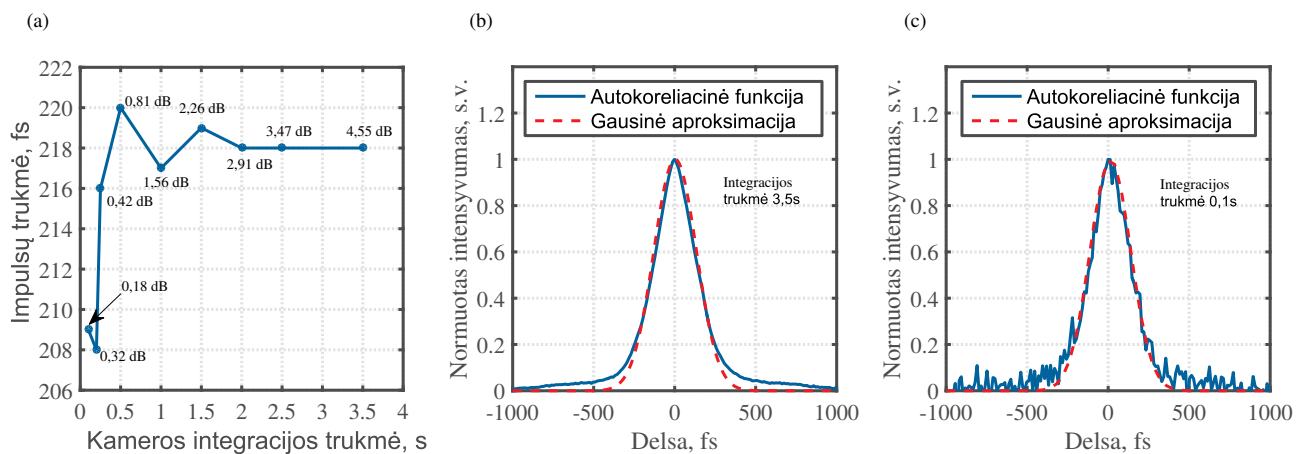
Pirmajame vienašūvio autokoreliatoriaus veikos optimizavimo etape „Pharos“ spinduliuotės kaustika buvo lokalizuota SBN:61 kristale, autokoreliacinio signalo generacijos vietoje. Cilindrinis lęšis buvo patalpintas ant vėlinimo linijos ir jos postūmiu buvo keičiama cilindrinio lęšio padėtis bei stebimas autokoreliacinio signalo intensyvumas. Maksimalaus intensyvumo signalas žymi kaustikos lokalizaciją autokoreliacinio signalo generacijos vietoje, kaip tai pavaizduota 26 (a) paveiksle. Ši procedūra kartojama kaskart, kai buvo pakeičiama autokoreliacinio signalo padėtis kristale, pavyzdžiui, dėl autokoreliatoriaus kalibravimo.

Antrajame etape buvo ištirtas vienašūvio autokoreliatoriaus darbo veikos. Eksperimentų metu „Pharos“ spinduliuotės pluošto diametras buvo ~ 3.34 mm (kaustikoje $d \approx 30$ μm). Pasinaudojus gradientiniu filtru buvo mažinama spinduliuotės galia autokoreliatoriaus šakoje su cilindrinio lęšiu ir registruojamas autokoreliacinio signalo intensyvumas. Matavimų rezultatai pateikti 26 (b) paveiksle. Matyti, kad esant minėtoms pluošto charakteristikoms autokoreliatorius dirba soties veikoje, kai normuota vidutinė spinduliuotės galia kanale su cilindrinio

lėšiu siekia ~ 0.8 -1 santykinis vienetas. Galima teigti, kad spinduliuotės padalinimas duotiems parametrams yra optimizuotas.

Paskutiniame etape buvo įvertinta savaiminės fazinės moduliacijos įtaka vienašūvio autokoreliatoriaus matavimų rezultatams, esant maksimaliam gradientinio filtro pralaidumui. Iš 26 (c) paveikslo matavimų rezultatų matyti, kad išmatuota šviesos impulsų trukmė išsilaiko pastovi plačiame vidutinių galių diapazone (~ 10 mW - 200 mW). Daugiašūviu FROG autokoreliatoriumi išmatuota impulsų trukmė – 233 fs.

3.1.2 Šviesos impulsų trukmės priklausomybė nuo registracijos trukmės

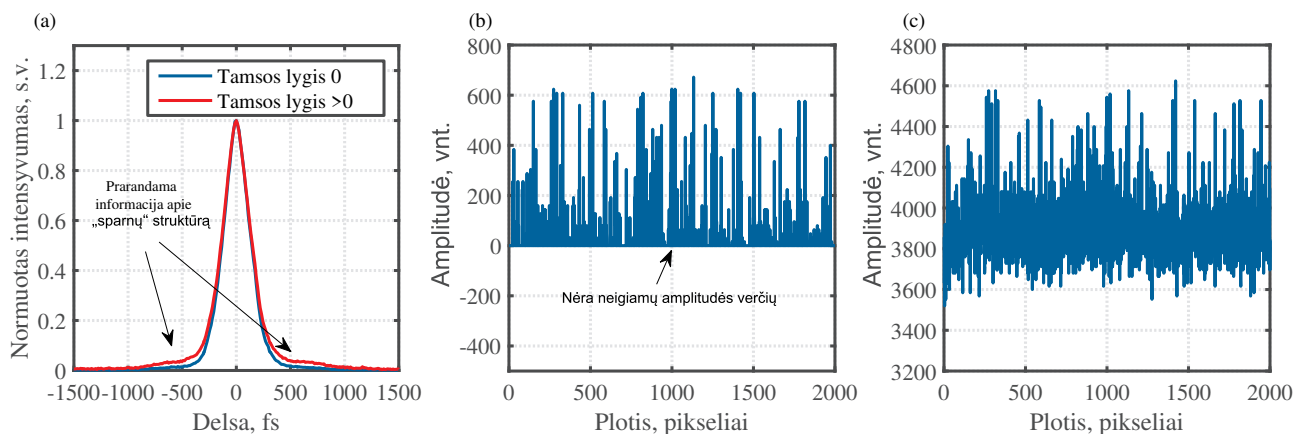


27 pav. (a) „Pharos“ šviesos impulsų trukmės matavimo rezultatai esant skirtingoms CCD kameros integravimo trukmėms, (b) autokoreliacinės funkcijos pavidalas esant 3,5 s integracijos trukmei, (c) autokoreliacinės funkcijos pavidalas esant 0,1 s integracijos trukmei

Šiame tyrimų etape buvo atlikti „Pharos“ šviesos impulsų trukmės matavimai esant skirtingoms CCD kameros integracijos vertėms, kai vidutinė spinduliuotės galia yra pastovi (~ 60 mW). Buvo būtina įvertinti ar autokoreliacinių signalų registracija turi įtakos matavimų rezultatams. Eksperimentiniai rezultatai pateikti 27 (a) paveiksle. Daugiašūviu FROG autokoreliatoriumi išmatuota impulsų trukmė siekė ~ 213 fs. Matome, kad mažėjant integracijos trukmei, mažėja ir išmatuota impulso trukmė. Tai paaikškinti galima palyginus 27 (b) ir (c) paveikslus, kuriuose pavaizduotos užregistruotos autokoreliacinės funkcijos esant tai pačiai vidutinei galiai autokoreliatoriaus jėgime, tačiau skirtingoms CCD kameros integracijos trukmėms. Matyti, kad esant mažesnei integracijos trukmei autokoreliacinis signalas yra moduluotas dėl CCD kameros triukšmo. CCD kameros triukšmo kilmė yra statistinė ir terminė. Mažinant integravimo trukmę mažėja signalo ir triukšmo amplitudžių santykis (dB). Šios vertės yra nurodytos šalia eksperimentinių rezultatų taškų 27 (a) paveiksle. Autokoreliacinės funkcijos kaskart yra aproksimuojamos Gausine funkcija, o didėjant triukšmo įtakai aproksimavimo algoritmas vis labiau reaguoja į iškraipymus. Triukšmo įtaką sumažinti galima šaldant CCD kamerą, tačiau tai nėra praktiška. Galima skaitmeniškai glotninti autokoreliacinį signalą, tačiau glotninimo algoritmai

nėra vienareikšmiški. Sprendimo kelias galėtų būti naudoti optimalią integracijos trukmę, atsižvelgiant į užregistruojamos autokoreliacinės funkcijos pavidalą. Kitavertus, signalo amplitudei nukritus iki 0,32 dB šio trukmė pakinta $\sim 4,5\%$ ir tai nėra prastas rezultatas, turint omenyje, kad signalas yra praktiškai triukšmo lygyje.

3.1.3 Silpnų signalų autokoreliacinių funkcijų registravimo ypatybės

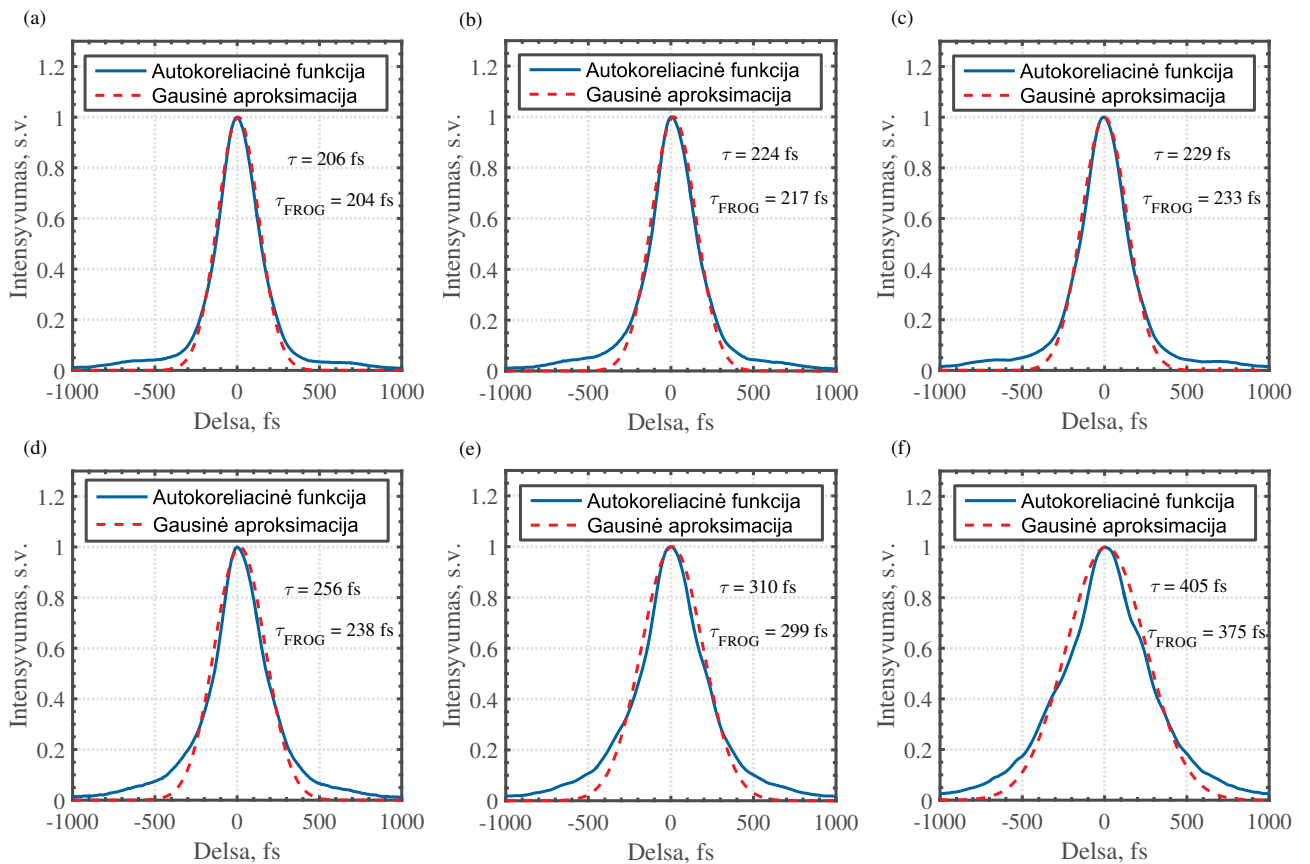


28 pav. (a) Autokoreliacinių funkcijų pavidalų palyginimas, kai CCD kameros tamsos lygis yra lygus nuliui ir didesnei vertei, (b) uždengtos CCD kameros pikselių amplitudės tamsos lygio vertei esant lygiai nuliui (prarandama informacija apie silpną signalą), (c) uždengtos CCD kameros pikselių amplitudės tamsos lygio vertei esant didesnei už nulį, informacija apie silpną signalą nėra prarandama

Yra žinoma, kad CCD kameros turi įdiegta „Black level“ (liet. tamsos lygio) funkciją, kuri iš esmės kontroliuoja minimalią pikselio vertę, kai CCD kameros matrica nėra apšviesta. Įprastai norint išlaikyti didžiausią įmanoma dinaminį diapazoną ši vertė yra lygi 0. CCD kameros turi „Brightness“ (liet. ryškumas) parametras, kuris leidžia kontroliuoti šį tamsos lygį. Esant silpniems signalams ir minimaliai pikselio vertei lygiai 0 dalis informacijos apie silpną signalą gali būti prarandama. Ištyrėmė šį efektą, o eksperimentų rezultatai pateikti 28 (a) paveiksle. Rezultatai rodo, kad ne tik prarandama informacija apie silpną signalą (sparnų struktūrą autokoreliacinėje funkcijoje), bet ir pakinta išmatuota impulsų trukmė. FROG autokoreliatoriumi išmatuota šviesos impulsų trukmė buvo 213 fs, vienašūviu autokoreliatoriumi užregistruota impulsų trukmė esant tamsos lygio vertei 0 – 206 fs, esant didesnei tamsos lygio vertei – 218 fs. Pateikiame matavimo rezultatus (vienos eilutės masyvo pikselių amplitudės vertes), kai kamera yra uždengta, esant tamsos lygiui 0 (28 (b) pav.) ir didesnei tamsos lygio vertei (28 (c) pav.). Silpno signalo informacijos pradadimas paaiškinamas tuo, kad esant tamsos vertei lygiai 0, dalis silpno signalo verčių yra tiesiog „nukerpama“, nes nėra neigiamų amplitudės verčių. Padidinus tamsos lygį silpno signalo duomenys yra neprarandami. Galima daryti išvadą, kad mūsų autokoreliaciniuose matavimuose būtina palaikyti tamsos lygį aukštesnį nei nulis.

3.1.4 Vienašūvio autokoreliatoriaus laikinių parametų matavimo galimybės

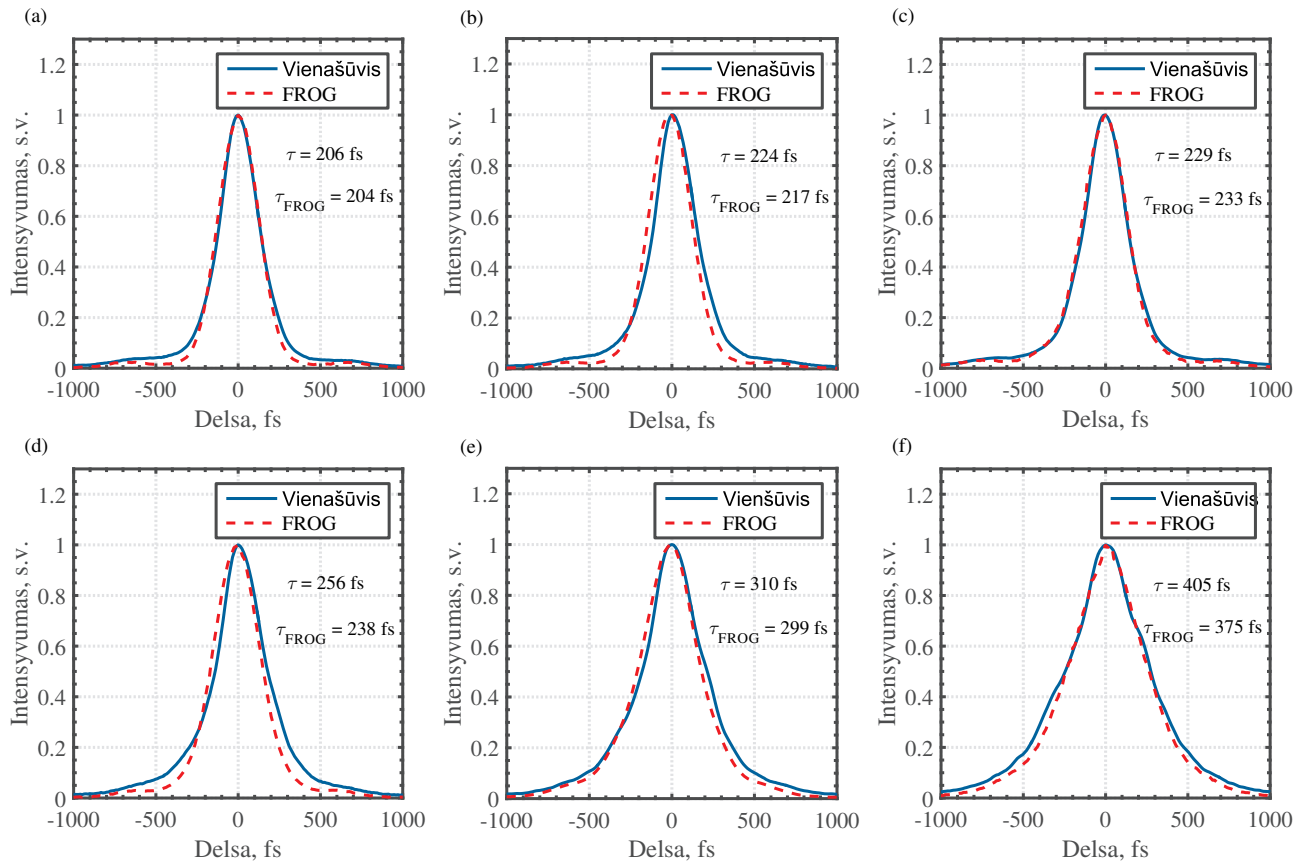
Optimizavus vienšūvį autokoreliatorių ir nustatčius jo veikimą ribojančius veiksnius eksperimentiškai išbandėme vienašūvio skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriaus galimybes išmatuoti šviesos impulsų trukmę plačiame trukmių intervale su „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų spinduliuote. 29 paveiksluose pateikti femtosekundinės lazerinės sistemos „Pharos“ šviesos impulsų autokoreliacinės funkcijos, esant skirtingoms šviesos impulsų trukmėms ~ 200 - 400 fs diapazone. Eksperimentų metu vienašūvio autokoreliatoriaus objektyvo didinimas buvo ~ 4.8 . Lygindami su FROG matuoklio matavimo rezultatais matyti, kad rezultatų nesutapimas neviršija $\sim 8\%$. Šis nesutapimas didėja, kai autokoreliacinės funkcijos plėtėja ir savo forma tampa nepanašios į Gausines funkcijas.



29 pav. Vienašūviu autokoreliatoriumi išmatuotos autokoreliacinės funkcijos, kurios aproksimuojamos Gausinėmis funkcijomis esant skirtingoms „Pharos“ šviesos impulsų trukmėms, dviejų nepriklausomų autokoreliacinių metodų rezultatai nesutampa ne daugiau nei $\sim 8\%$

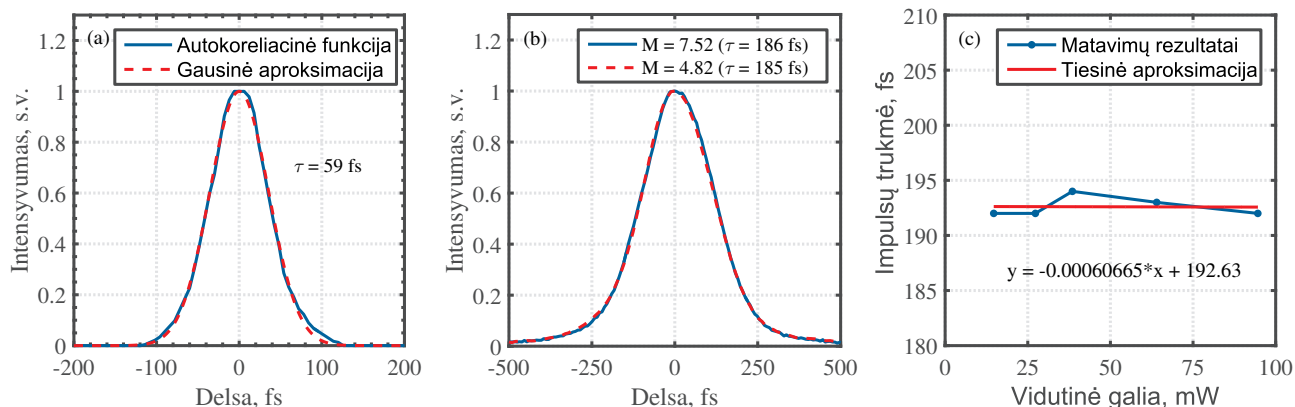
Norėdami paaiškinti vienašūvio ir daugiašūvio FROG matuoklių rezultatų nesutapimo priežastis 30 paveiksle pateikiame vienašūviu ir daugiašūviu FROG matuokliais išmatuotas autokoreliacines funkcijas. Matyti, kad vienašūviu autokoreliatoriumi išmatuotos autokoreliacinės funkcijos pasižymi didesnio masto pjedestalo („sparnų“) struktūra, kuri išryškėja esant ilgesniems šviesos impulsams, kurių gaubtinė tampa nepanaši į Gausinį pavidalą. Dviejų nepri-

klausomų metodų rezultatų nesutapimo priežastis galėtų būti aproksimavimas Gauso pavidalo funkcija, kurios aproksimavimo algoritmas neabejotinai atsižvelgia į pjedestalo struktūrą. Tai patvirtina faktas, kad 30 (f) paveiksle pateiktų autokoreliacinių funkcijų pločiai pusės intensyvumo aukštyje skiriasi $\sim 4\%$, o šių autokoreliacinių funkcijų Gausinių funkcijų pločiai skiriasi $\sim 8\%$.

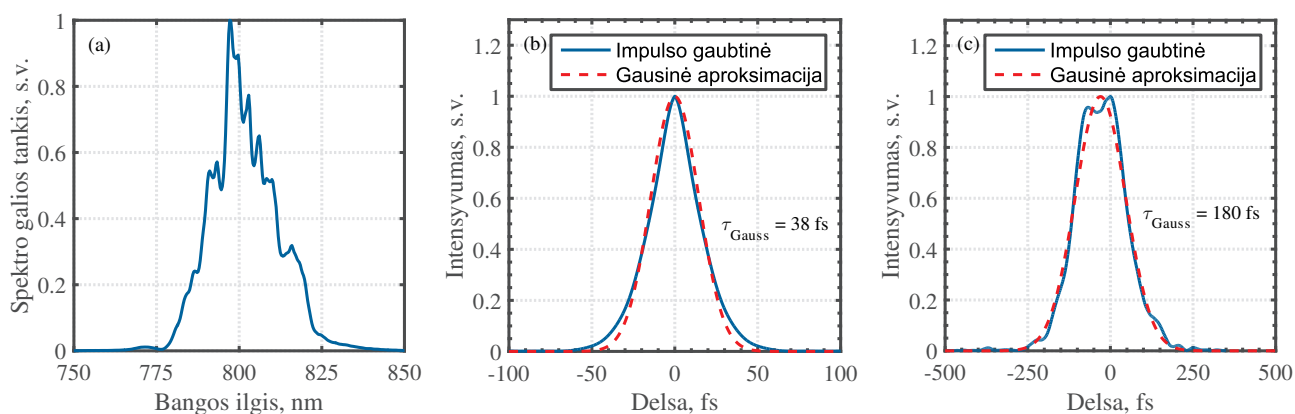


30 pav. Vienašūviu autokoreliatoriumi ir daugiašūviu FROG autokoreliatoriumi išmatuotos autokoreliacinės funkcijos esant skirtingoms šviesos impulsų trukmėms

Sekančiame etape atlikti eksperimentai su „Libra-USP-HE“ Ti:Safyro lazerine sistema, kurios šviesos impulsų trukmė, išmatuota „Mini PD“ autokoreliatoriumi, buvo 59 fs (31 (a) pav.). Vienašūviu autokoreliatoriumi atliktų eksperimentų matavimo rezultatai pateikti 31 (b) ir (c) paveiksluose. Eksperimentų metu objektyvo didinimas buvo ~ 4.82 , pluoštelio diametras ~ 5.4 mm. Matyti, kad dviejų nepriklausomų matavimų rezultatų nesutapimas viršija 200%. Toks dviejų nepriklausomų autokoreliatorių matavimo rezultatų nesutapimas gali būti dėl SBN:61 kristalo dispersijos, objektyvo įnešamų aberacijų ar difrakcinio ribojimo bei savaiminės fazinės moduliacijos SBN:61 kristale. Pakeitus atvaizdavimo optinės sistemos didinimą 1,56 karto (nuo ~ 4.82 iki ~ 7.52) ir manipuluojant objektyvo skaitine apertūra išmatuota impulsų trukmė praktiškai nepakito – nuo 185 fs iki 186 fs. Savaiminės fazinės moduliacijos įtaka yra nykstamai maža, nes šviesos impulsų trukmė nuo vidutinės galios autokoreliatoriaus įėjime nekinta (31 (c) pav.).



31 pav. (a) „Mini PD“ autokoreliatoriumi išmatuota „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos suspaustų šviesos impulsų autokoreliacinė funkcija, (b) vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi išmatuotos autokoreliacinės funkcijos esant skirtingiems objektyvo didinimams, (c) „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų trukmės priklausomybė nuo vidutinės galios vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriaus įėjime. Pažymėta: M – objektyvo didinimas

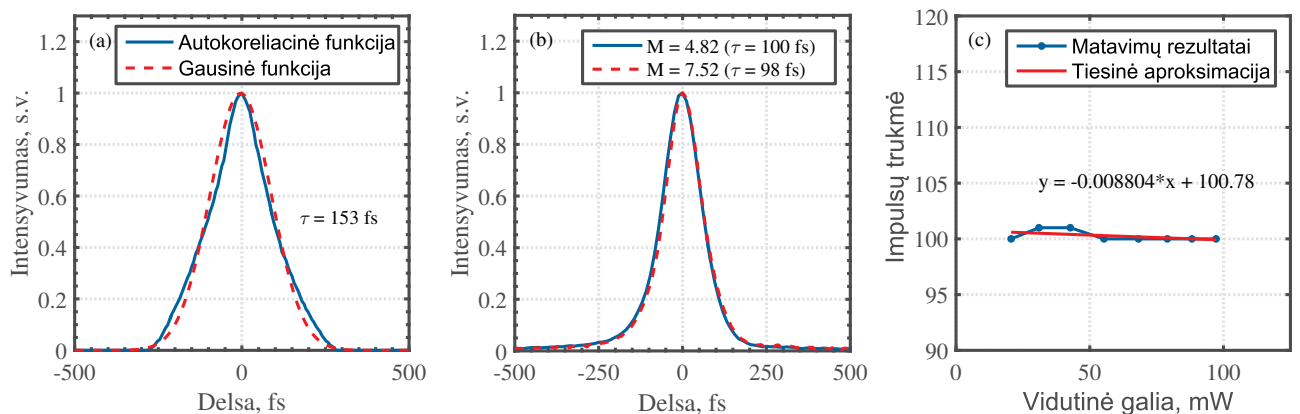


32 pav. (a) „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos šviesos impulsų spektras, (b) sumodeliuota spektru ribota šviesos impulso gaubtinė ir Gausinė aproksimacija, (c) sumodeliuota šviesos impulso gaubtinė už 5 mm SBN:61 kristalo

Vienašūviame skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriuje naudojamas sąlyginai didelių matmenų SBN:61 kristalas, kurio ilgis siekia 5 mm. Yra žinoma, kad SBN:61 kristalas pasižymi gana dideliu grupinių greičių dispersijos koeficientu, kuris 800 nm bangos ilgiui yra $\sim 517 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Pavyzdžiui, lydyto kvarco medžiagoje šis parametras yra lygus $\sim 36 \text{ fs}^2/\text{mm}$. Norėdami įvertinti dispersinio plitimo mastą sumodeliavome „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos šviesos impulsų laikinės gaubtinės kitimą dėl dispersijos SBN:61 kristale. Šviesolaidiniu spektrometru „Avantes“ užregistravome Ti:Safyro lazerinės sistemos spektrą (32 (a) pav.), kurio spektro plotis pusės intensyvumo aukštyje siekia $\sim 20 \text{ nm}$, ir pasitelkę Furjė ir atvirkštinę Furjė transformacijas sumodeliavome spektru riboto šviesos impulso gaubtinę (32 (b) pav.) ir šviesos impulso gaubtinę už 5 mm SBN:61 kristalo (32 (c) pav.). Matyti, kad teoriškai, sufazavus duoto spektro komponentes, galima pasiekti 38 fs trukmę, o tokiam šviesos impulsui praskli-

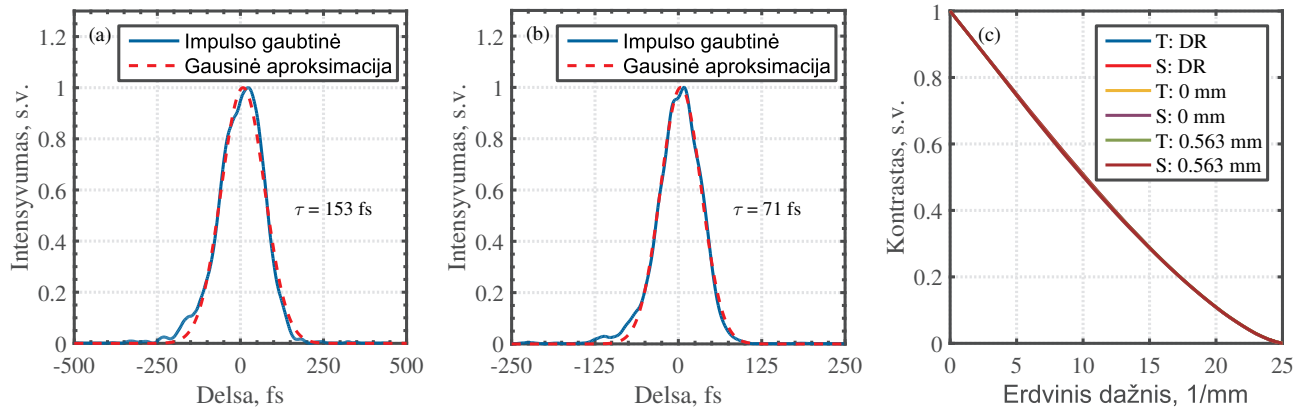
dus 5 mm SBN:61 kristale impulso gaubtinė tampa iškraipyta ir nepanaši į Gausinę funkciją, kurios trukmė siekia 180 fs. Dispersinio plitimo nuotolis SBN:61 kristale, kuriame šviesos impulsų trukmė padidėja $\sqrt{2}$ karto, 38 fs trukmės impulsams yra ~ 1 mm. Galima daryti išvadą, kad vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi išmatuotos autokoreliacinės funkcijos yra autokoreliacinės ir kryžminės koreliacijos mišinys, nes autokoreliacinis signalas yra generuojamas prie vieno iš kristalo krašto. Dispersinio plitimo mastui sumažinti galima naudoti trumpesnę SBN:61 kristalą, tačiau eksperimentams gauti trumpesnę SBN:61 kristalą galimybės nebuvo. Teoriškai šiuo vienašūviu autokoreliatoriumi ilgesnius nei 150 fs trukmės 800 nm šviesos impulsus galima išmatuoti esant mažesnėms nei 5% paklaidoms, kai padaroma prielaida, kad matavimų paklaidos yra tik dėl dispersinio plitimo SBN:61 kristale.

Norėdami eksperimentiškai įvertinti preliminarią minimalią išmatuojamą šviesos impulsų trukmę, kai neriboja dispersinis plitimas, turimą SBN:61 kristalą panaudojome lyg šviesos impulsų spaustuvą. Vienašūvio autokoreliatoriaus optinėje schemoje esančia vėlinimo linija perstūmėme autokoreliacinį signalą į kristalo vidurį ir Ti:Safyro lazerinės sistemos impulsus išplėtėme taip, kad impulso priekyje būtų trumpabangės komponentės, o pabaigoje – ilgabangės. Tokio šviesos impulso spektrinės komponentės sklisdamos normaliosios dispersijos terpe fazuojasi. Impulsą plėtėme tol, kol realiu laiku stebėjome autokoreliacinės funkcijos siaurėjimą, t.y. šviesos impulsų spūdą SBN:61 kristale. 33 paveiksle, kuriuose pateikti matavimų rezultatai, matyti, kad vienašūviu autokoreliatoriumi užregistruota šviesos impulsų trukmė yra ~ 98 -100 fs, kai autokoreliatoriaus įėjime buvo 153 fs trukmės impulsai. Optinės atvaizdavimo sistemos didinimo pakeitimas (nuo $M = 4.82$ iki $M = 7.52$) ir savaiminė fazinė moduliacija kristale aki-vaizdžios įtakos autokoreliacinės funkcijos pločiui neturi, tačiau nėra aišku ar išmatuota impulsų trukmė atitinka realią impulsų trukmę SBN:61 kristalo viduryje.



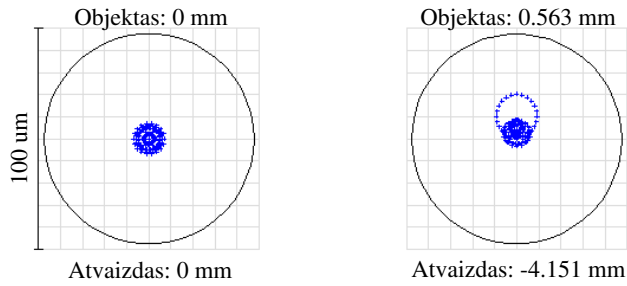
33 pav. (a) „Mini PD“ autokoreliatoriumi išmatuota „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos išplėstų šviesos impulsų autokoreliacinė funkcija, (b) vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi išmatuotos SBN:61 kristale suspaustų „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų autokoreliacinės funkcijos esant skirtingiems objektyvo didinimams, (c) SBN:61 kristale suspaustų „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų trukmės priklausomybė nuo vidutinės galios autokoreliatoriaus įėjime. Pažymėta: M - objektyvo didinimas

Teoriniais skaičiavimais įvertinome kokia turėtų būti „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų trukmė SBN:61 kristalo viduryje. Kompiuteriniu modeliavimu atlikome 32 (a) paveiksle pateikto Ti:Safyro šviesos impulsų spektro atvirkštinę Furjė transformaciją bei padarėme prielaidą, kad šviesos impulsas yra spektru ribotas, t.y. spektrinė fazė $\phi = \text{const}$. Tokį šviesos impulsą (32 (b) pav.) praleidome pro gardelinių plėstuvą ir praplėtėme iki ~ 153 fs, kaip tai pateikta 34 (a) paveiksle. Taip preliminariai atkūrėme realias eksperimento sąlygas. Galiausiai šviesos impulsą praleidome pro 2.5 mm ilgio SBN:61 ilgio kristalą ir atlikome Furjė transformaciją. Gauti rezultatai 34 (b) paveiksle rodo, kad teorinė šviesos impulso trukmė SBN:61 kristalo viduryje turėtų būti ~ 71 fs. Gauti modeliavimo rezultatai nuo eksperimentinių rezultatų skiriasi $\sim 30\%$.



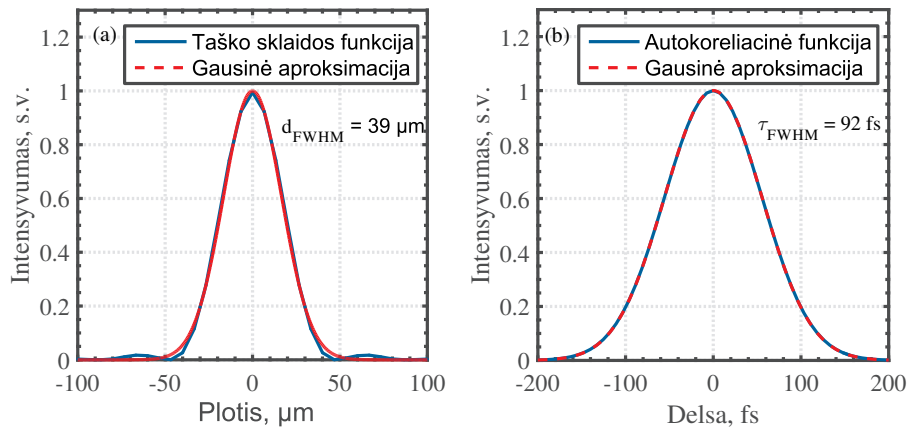
34 pav. Kompiuterinio modeliavimo rezultatai: (a) „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų gaubtinė už gardelinio plėstuvo, (b) „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų gaubtinė už gardelinio spaustuvo ir 2.5 mm SBN:61 kristalo, (c) atvaizdavimo optinės sistemos - objektyvo erdvinės moduliacijos perdavimo funkcija, kai $NA = 0.038$, $M = 7.5$. Pažymėta: T – tangentinė dedamoji, S – sagitalinė dedamoji, DR – objektyvo difrakcinis ribojimas

Norėdami įvertinti ar teorinių ir eksperimentinių rezultatų nesutapimas gali būti dėl naudojamo objektyvo charakteristikų, atlikome jo veikos kompiuterinį modeliavimą „Zemax“ programiniu paketu. 34 (c) paveiksle pateikta pagal kompiuterinį modelį gauta naudojamo objektyvo erdvinės moduliacijos perdavimo funkcija, kai objektyvo $NA = 0.038$, didinimas 7.5, $\lambda = 400$ nm (realūs eksperimentiniai parametrai). Ji teikia informaciją apie tai, koku kontrastu atitinkamą erdvinį dažnį objektyvas geba perduoti iš objekto į atvaizdą. Matyti, kad objektyvas tangentines ir sagitalines dedamąsias tiek iš objekto vidurio ($x: 0$ mm, $y: 0$ mm), tiek iš viršaus ($x: 0$, $y: 0.563$ mm) į atvaizdą perduoda artimai difrakciškai ribojai vertei (kreivės beveik persikloja). Objektyvo aberacijos yra nykstamai mažos, tai matyti taško perdavimo diagramoje 35 paveiksle. Šiame paveiksle juodu apskritimu yra pažymėtas Airy disko diametras ($d \approx 95$ μm). 71 fs trukmės impulso autokoreliacinio pėdsako plotis SBN:61 kristale, pagal (13) sąryšį ir autokoreliacinės funkcijos savybes, yra ~ 6.29 μm . Įskaičius didinimą, autokoreliacinės funkcijos plotis pusės intensyvumo aukštyje yra ~ 47.3 μm , o erdvinis dažnis siekia 10.57 μm^{-1} . Tokį erdvinį dažnį naudojamas objektyvas geba perduoti ir jį perduoda $\sim 48\%$ kontrastu.



35 pav. Vienašūviame skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriuje naudojamo objektyvo taško perdavimo diagrama, kai $NA = 0.038$, didinimas 7.5, $\lambda = 400$ nm

36 paveiksle pateikiame naudojamo objektyvo taško sklaidos funkcijos skirstinį, kurią aproksimavome Gausine funkcija. Gausinės aproksimacijos plotis pusės intensyvumo aukštyje siekia ~ 39 μm , o šie matmenys yra palyginamo dydžio su autokoreliacinės funkcijos pločiu (~ 47.3 μm). Kompiuteriniu modeliavimu įvertinome, kaip pakinta vienašūviu autokoreliatoriumi išmatuota šviesos impulsų trukmė, jei objektyvas nykstamai mažą tašką atvaizduoja ne idealiai, o į tašką, kuris turi Gausinį pasiskirstymą, kurio plotis pusės intensyvumo aukštyje siekia 39 μm . Naudoti objektyvo parametrai – $NA = 0.038$, $M = 7.5$, $\lambda = 400$ nm. Modeliavimo rezultatai pateikti 36 (b) paveiksle. Matyti, kad tokiu atveju teorinė šviesos impulso trukmė yra ~ 92 fs, o tai yra palyginamas rezultatas su eksperimentiniais rezultatais ($\tau = 99$ -100 fs). Galima teigti, kad taško sklaida daro įtaką išmatuotos autokoreliacinės funkcijos pločiui. Taško sklaidos funkcijos įnašą sumažinti galima didinant objektyvo apertūrą NA objektyvo didinimą. Tačiau didinant apertūrą pasireiškia objektyvo aberacijos, o keliant objektyvo didinimą krenta užregistruoto autokoreliacinio signalo intensyvumas. Teoriškai, esant minėtiems objektyvo parametrams, mažesnės nei 5% paklaidos, kurias įneša tik objektyvo difrakcinis ribojimas, šviesos impulsų trukmių matavimo rezultatuose yra tikimos, kai matuojami šviesos impulsai, kurių trukmė > 180 fs.

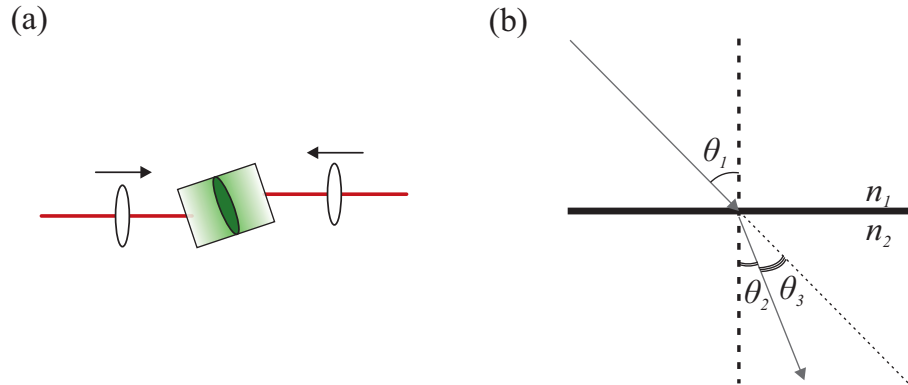


36 pav. (a) Vienašūviame autokoreliatoriuje naudojamo objektyvo taško sklaidos funkcija ir Gausinė aproksimacija ($d_{FWHM} = 39$ μm), (b) šviesos impulsų autokoreliacinė funkcija su taško sklaidos funkcijos indėliu ($\tau = 92$ fs)

3.2 Šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio matavimų rezultatai

3.2.1 SBN:61 kristalo posūkiu indukuoto šviesos impulsų fronto pokrypio registracija ir analizė

Pirmieji eksperimentai su vienašūviu skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriumi registruojant ir analizuojant impulsų amplitudinio fronto pokrypį buvo atlikti pasitelkus SBN:61 kristalą, kuris yra autokoreliatoriuje. Pasukus šį kristalą atitinkamu kampu, galima pakreipti autokoreliacinį signalą žinomu kampu, kaip tai pavaizduota 37 (a) paveiksle. Tokie eksperimentai buvo pasirinkti neatsitiktinai, nes vienašūvio autokoreliatoriaus amplitudinio fronto pokrypio galimybių įvertinimui reikia greitų ir patikimų eksperimentų, kurių analizė būtų paprasta ir aiški. Impulsų amplitudinio fronto pokrypį indukuojant dispersiniais elementais (prizmėmis, gardelėmis) gali atsirasti neapibrėžtumų. Mūsų metodu galima gana dideliu tikslumu įvertinti ar vienašūvio autokoreliatoriaus metodika galima pasitikėti ir registruoti realius pakrypusio amplitudinio fronto impulsus.



37 pav. (a) SBN:61 kristalu indukuoto amplitudinio fronto pokrypio principinė schema, (b) teorinių skaičiavimų geometrija

SBN:61 pokrypio kampu θ_1 indukuoto šviesos impulso amplitudinio fronto pokrypio kampa θ_3 galima apskaičiuoti remiantis 37 (b) paveikslu ir Snelliaus dėsnium:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (20)$$

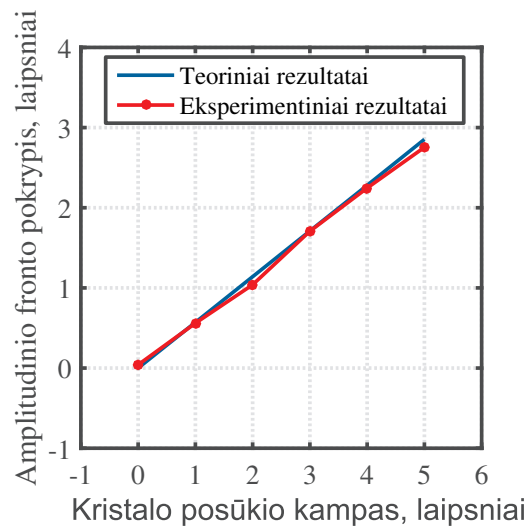
$$\theta_2 = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \right), \quad (21)$$

$$\theta_3 = \theta_1 - \theta_2, \quad (22)$$

čia n_1 – oro lūžio rodiklis (≈ 1), n_2 – SBN:61 kristalo grupinis lūžio rodiklis, θ_1 – spinduliuotės kritimo kampas arba kristalo posūkiu kampas spinduliuotės kritimo atžvilgiu, θ_2 – spinduliuotės

lūžimo kampas, θ_3 – šviesos impulso amplitudinio fronto pokrypio kampas.

SBN:61 kristalo pokrypiu indukuoto fronto pokrypio eksperimentiniai rezultatai ir teoriniai skaičiavimai, pagal prieš tai išvestas išraiškas, pateikti 37 paveiksle. Teoriniai ir eksperimentiniai rezultatai nesutampa mažiau nei $\sim 9\%$. Eksperimentinių ir teorinių rezultatų nesutapimas gali atsirasti dėl posūkio staliuko, ant kurio buvo SBN:61 kristalas, įnešamų paklaidų, nes jį buvo galima pasukti laipsnio tikslumu. Iš šių eksperimentinių rezultatų tampa aišku, kad galime išmatuoti didelius impulso amplitudinio fronto pokrypio kampus. Vienašūvio autokoreliatoriaus amplitudinio fronto pokrypio matavimų ir analizės koncepcija veikia, todėl buvo galima pereiti prie realių impulsų fronto pokrypio matavimų.

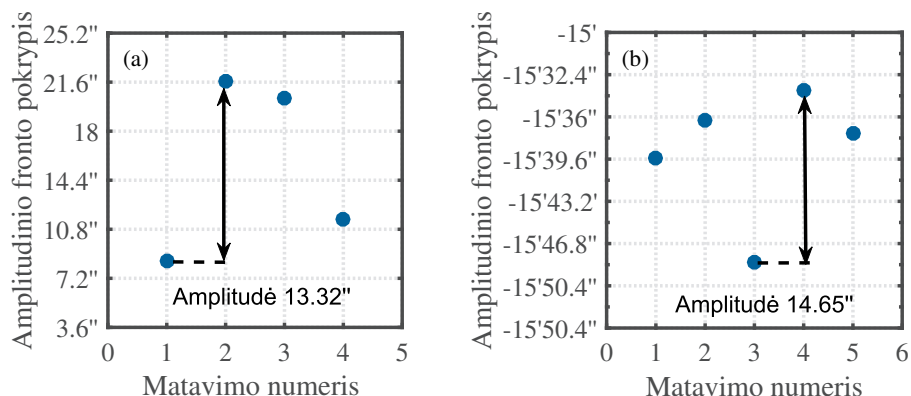


38 pav. SBN:61 kristalu indukuoto amplitudinio fronto pokrypio eksperimentinių rezultatų ir teorinių skaičiavimų palyginimas, rezultatų nesutapimas neviršija $\sim 9\%$

3.2.2 Prizminio optinio spaustuvo derinimo galimybių tyrimas

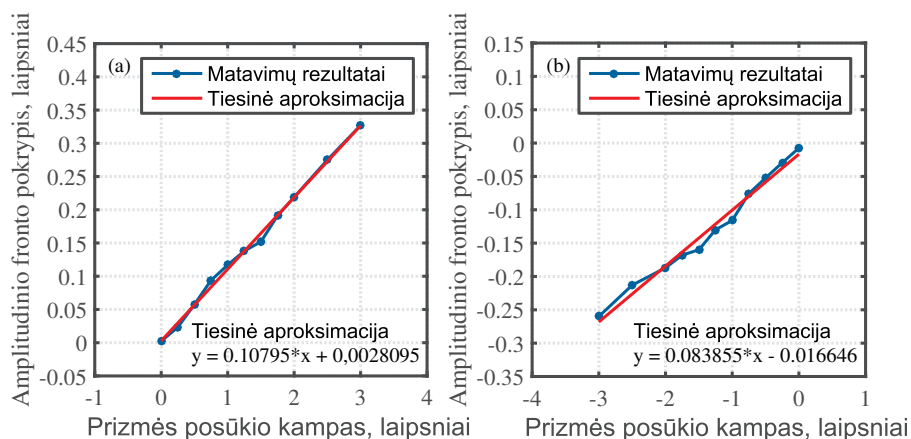
Šiame eksperimentinių tyrimų etape buvo naudojamas prizminis optinių impulsų spaustuvas, kurio veikimo principas ir optinė schema pateikta 2.4 skyrelyje. Šio etapo pagrindinis tikslas buvo nustatyti matavimo metodikos paklaidų ribas, pademonstruoti, kad šiuo metodu galima derinti ultratrumpųjų šviesos impulsų spaustuvus ir parodyti kokių tikslumu tai galima padaryti.

Pirmieji šio etapo eksperimentai buvo atlikti matavimo metodikos paklaidų įvertinimui. Buvo matuojami impulsų fronto pokrypių kampai esant suderintam optiniam spaustuvui ir išderintam optiniam spaustuvui, pasukus vieną iš prizmių -3° kampu atžvilgiu suderinto spaustuvo. Atlikta keletas matavimų nekeičiant eksperimento sąlygų. Eksperimentų rezultatai pateikti 39 paveiksle. Suderinto optinio spaustuvo ir optimizuoto autokoreliatoriaus atveju (39 (a) pav.) matome, kad sistema užregistruoja tam tikrą fronto pokrypį. Registracijos sistemos stebimas fronto pokrypio dydis, kai optinio spaustuvo sistema yra suderinta, blogiausiu atveju siekia



39 pav. Vienašūvio autokoreliatoriaus impulso amplitudinio fronto pokrypio kampo matavimo metodikos triukšmo ir paklaidų įvertinimas esant (a) suderintam optiniam spaustuvui, (b) nesuderintam optiniam spaustuvui, kai viena iš prizmių išsukta -3° kampu

$\sim 21,6''$. Nuo šūvio prie šūvio šis rezultatas nėra pastovus ir turi tam tikrą svyravimų amplitudę. Ji gali atsirasti dėl CCD kameros triukšmo ar pačių šviesos impulsų tirtėjimų laike. Šiuo atveju svyravimų amplitudė nuo minimalios iki maksimalios vertės siekia $\sim 13,32''$. Išderinus spaustuvą stebime panašią tendenciją (39 (b) pav.), svyravimų amplitudė nuo maksimalios iki minimalios užregistruotos fronto pokrypio vertės siekia $\sim 14,65''$. Šie eksperimentų rezultatai parodo, kad matavimo metodikos registracijos triukšmas gali įnešti dešimčių sekundžių eilės paklaidas amplitudinio fronto pokrypio matavimų rezultatuose.



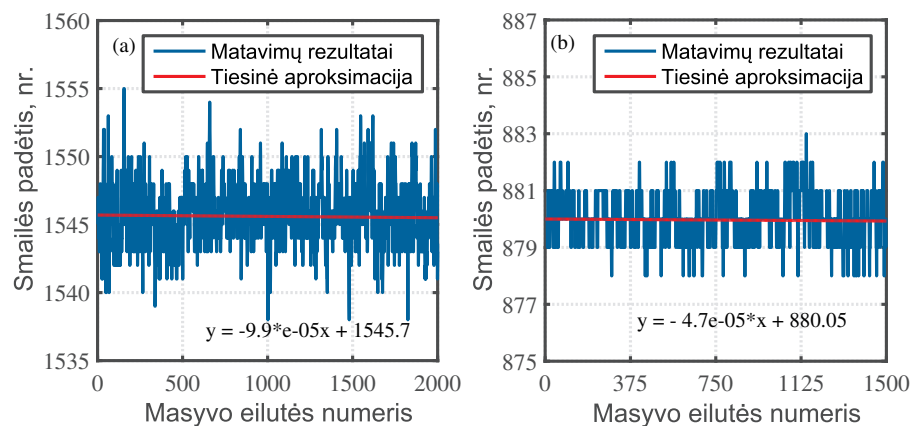
40 pav. Išderinto optinio spaustuvo indukuoto šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio SBN:61 kristale eksperimentų rezultatai esant skirtingiems prizmės išderinimo kampams: (a) teigiami išderinimo kampai, (b) neigiami išderinimo kampai

Sekančiuose eksperimentuose buvo siekiama ištirti ar įmanoma suderinti optinius spaustuvus ir jei įmanoma – kokių mastu. Optiniame spaustuve viena iš prizmių buvo ant posūkio staliuko, todėl esant suderintam spaustuvui jos padėtį užfiksavome tiek išderinant prizmę į teigiamų kampų pusę ($+3^\circ$), tiek į neigiamų kampų pusę (-3°). Kaskart išderinus optinio spaustuvo prizmę buvo užregistruojamas impulso amplitudinio fronto pokrypis SBN:61 kristale. Matavimo rezultatai pateikti 40 paveiksluose. Rezultatuose nurodomi pokrypio kampai yra

tokie, kurie buvo užregistruoti SBN:61 kristale. Norint suskaičiuoti realų amplitudinio fronto pokrypį prieš jam patenkant į kristalą reikia padauginti fronto pokrypio kampą iš atitinkamos spinduliuotės grupinio lūžio rodiklio SBN:61 kristale.

Yra žinoma, kad didėjant kampinei dispersijai impulsų amplitudinio fronto pokrypis turi didėti tiesiškai. Eksperimentiniai rezultatai tai patvirtina. Matome, kad išderinus prizmę į skirtingas puses, fronto pokrypio kampo priklausomybės nuo prizmės posūkio kampo tiesių polinkio kampas yra nevienodas. Tai galima paaiškinti tuo, kad naudojamose prizmėse kampinės dispersija yra nesimetrinė funkcija suderinimo padėties atžvilgiu. Iš tiesinių aproksimacijų sąryšių galima pasakyti koku tikslumu galima suderinti šį optinį spaustuvą. Šiam tikslui reikia žinoti kokia yra visiškai suderinto optinio spaustuvo užregistruota fronto pokrypio reikšmė. Teigiamam kampui, tai buvo $\sim 21''$, neigiamam kampui – $\sim -27''$. Įvertinus, kad nuokrypis dėl triukšmo gali siekti $15''$ gauname, kad pesimistiniu atveju šį optinį spaustuvą suderinti galime $\sim 9'$ kampu.

3.2.3 „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio charakterizavimas



41 pav. Lazerinių sistemų šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio matavimų rezultatai: (a) „Pharos“, (b) „Libra-USP-HE“

Šiame eksperimentinių tyrimų etape išbandytos vienašūvio autokoreliatoriaus galimybės išmatuoti dviejų skirtingų lazerinių sistemų – „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypį. Korektiškiems amplitudinio fronto pokrypio matavimams tiriamoji spinduliuotė SBN:61 kristalą turi pasiekti sudarydama 0° kampą su jo sienele. Todėl kaskart įvedant tiriamąją spinduliuotę į autokoreliatorių buvo stebimas atspindys nuo kristalo sienelės. Jei įvedimas teisingas, tai atspindys autokoreliatorių palieka tuo pačiu keliu, kaip ir įeinanti spinduliuotė. „Pharos“ lazerinės spinduliuotės atspindžio vizualizavimui buvo naudojamas BBO kristalas, kuriame generuojama antroji spinduliuotės harmonika (~ 515 nm).

41 paveiksle pateikti (a) „Pharos“ ($\tau = 220$ fs) ir (b) „Libra-USP-HE“ ($\tau = 59$ fs) lazerinių sistemų šviesos impulsų amplitudinio fronto pokrypio matavimų rezultatai. Eksperimentų metu objektyvo didinimas buvo ~ 4.8 . Išmatuotas „Pharos“ lazerinės sistemos amplitudinio fronto pokrypis kristale yra $\sim -21''$, o „Libra-USP-HE“ – $\sim -10''$. Matyti, kad lazerinės sistemos „Pharos“ amplitudžių smailių padėtys yra išsibarščiusios platesniame intervale. Tai būtų galima paaiškinti tuo, kad eksperimentų metu „Pharos“ spinduliuotės autokoreliacinio pėdsako plotis ($\sim 96 \mu\text{m}$) SBN:61 kristale buvo platesnis nei „Libra-USP-HE“ spinduliuotės autokoreliacinio pėdsako plotis ($\sim 76 \mu\text{m}$, jei kristale $\tau = 180$ fs). Gauti rezultatai rodo, kad išmatuoti amplitudinio fronto pokrypiai yra metodikos triukšmo lygyje, nes pagal 3.2.2 skyrelio rezultatus vienašūvio autokoreliatoriaus metodika įneša dešimčių sekundžių eilės paklaidas.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Suprojektuota, surinkta ir optimizuota vienašūvio skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriaus optinė schema, kurios veikimo principas paremtas skersine antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato (SBN:61) kristale. Surinktos schemos geometrija leidžia išmatuoti ultratrumpųjų šviesos impulsų autokoreliacines funkcijas bei amplitudinio fronto pokrypį.
2. Vienašūvis skersinės antrosios harmonikos autokoreliatorius yra tinkamas charakterizuoti Yb:KGW „Pharos“ lazerinės sistemos ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmę. Daugiašūvio FROG autokoreliatoriaus ir vienašūvio autokoreliatoriaus matavimų rezultatai $\sim 200\text{-}400$ fs diapazone nesutampa $< 8\%$.
3. Vienašūvis skersinės antrosios harmonikos autokoreliatorius nėra tinkamas charakterizuoti Ti:Safyro „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos šviesos impulsų trukmę ($\tau = 59$ fs), dėl šviesos impulsų dispersinio plitimo 5 mm ilgio SBN:61 kristale. Teoriškai apskaičiuota, kad Ti:Safyro „Libra-USP-HE“ lazerinės sistemos spektru ribotų 800 nm šviesos impulsų ($\tau = 38$ fs, $\Delta\lambda \approx 20$ nm) dispersinio plitimo nuotolis siekia ~ 1 mm. Korektiškiems eksperimentiniams matavimams reikia naudoti trumpesnio ilgio SBN:61 kristalą.
4. Parodyta, kad objektyvo taško sklaidos funkcija turi įtakos matavimų rezultatų tikslumui. Objektyvo taško sklaidos funkcijos įtaką galima sumažinti didinant objektyvo apertūrą, tačiau tuomet matavimų rezultatų tikslumą pradeda riboti objektyvo aberacijos, arba didinant objektyvo didinimą. Teoriškai vienašūvis autokoreliatorius su šiuo objektyvu ($NA = 0.038$) yra tinkamas charakterizuoti šviesos impulsus, kurių trukmė viršija 180 fs ($< 5\%$ matavimų paklaida).
5. Ši autokoreliacinė metodika yra tinkama derinti optinius spaustuvus ir registruoti Yb:KGW „Pharos“ ir Ti:Safyro „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų amplitudinio fronto pokrypį. Parodyta, kad šia metodika optinį spaustuva, sudarytą iš dviejų prizmių, galima suderinti 9' tikslumu. Užregistruotos „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų amplitudinio fronto pokrypio vertės yra metodikos triukšmo lygyje, kuris siekia dešimtis kampinių sekundžių. Galima teigti, kad šių lazerinių sistemų optiniai spaustuvai yra suderinti ir įneša nykstamai mažus erdvėlaikinius iškraipymus.

Literatūros sąrašas

- [1] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications* **55**(6), 447–449 (1985).
- [2] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. P. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in bbo crystal, *Optics communications* **88**, 437–440 (1991).
- [3] R. Samad, L. Courrol, S. Baldochi, N. Vieur, Ultrashort laser pulses applications, in *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission* (InTech, 2010).
- [4] W. R. Jean-Claude Diels, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Elsevier LTD, Oxford, 2006), chapter 12, pages 565–566.
- [5] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (TEV, 2008), chapter 2, 19–22, 33–38.
- [6] I. A. Walmsley, C. Dorrer, Characterization of ultrashort electromagnetic pulses, *Advances in Optics and Photonics* **1**(2), 308 (2009).
- [7] S. Akturk, X. Gu, M. Kimmel, R. Trebino, Extremely simple single-prism ultrashort-pulse compressor, *Optics Express* **14**(21), 10101 (2006).
- [8] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus, Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**(7), 1662–1670 (1994).
- [9] O. Isaienko, E. Borguet, Pulse-front matching of ultrabroadband near-infrared noncollinear optical parametric amplified pulses, *Journal of the Optical Society of America B* **26**(5), 965 (2009).
- [10] J. Hebling, Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion, *Optical and Quantum Electronics* **28**(12), 1759–1763 (1996).
- [11] Z. Bor, Femtosecond pulse front tilt caused by angular dispersion, *Optical Engineering* **32**(10), 2501 (1993).
- [12] S. Akturk, X. Gu, E. Zeek, R. Trebino, Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp, *Optics Express* **12**(19), 4399 (2004).
- [13] S. Akturk, M. Kimmel, P. OShea, R. Trebino, Measuring pulse-front tilt in ultrashort pulses using GRENOUILLE, *Optics Express* **11**(5), 491 (2003).

- [14] R. Fischer, D. N. Neshev, S. M. Saltiel, A. A. Sukhorukov, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, Monitoring ultrashort pulses by transverse frequency doubling of counterpropagating pulses in random media, *Appl. Phys. Lett.* **91**(3), 031104 (2007).
- [15] R. Fischer, D. N. Neshev, S. M. Saltiel, A. A. Sukhorukov, W. Krolikowski, A. Arie, Y. S. Kivshar, Pulse monitoring based on transverse SHG in periodic and disordered media, in W. Z. Krolikowski, C. M. Soukoulis, P. K. Lam, T. J. Davis, S. Fan, Y. S. Kivshar (eds.), *Photonics: Design, Technology, and Packaging III* (SPIE-Intl Soc Optical Eng, 2007).
- [16] R. Fischer, S. Saltiel, D. Neshev, W. Krolikowski, Y. Kivshar, Transverse second-harmonic generation from disordered nonlinear crystals, *Open Physics* **6**(3) (2008).
- [17] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus Universitetas, 2011), chapter 2, 3, 4, pages 11–16, 29–33, 35–43.
- [18] V. Roppo, D. Dumay, J. Trull, C. Cojocaru, S. M. Saltiel, K. Staliunas, R. Vilaseca, D. N. Neshev, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, Planar second-harmonic generation with noncollinear pumps in disordered media, *Opt. Express* **16**(18), 14192 (2008).
- [19] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys. Rev.* **127**(6), 1918–1939 (1962).
- [20] P. Molina, M. de la O Ramírez, L. E. Bausá, Strontium barium niobate as a multifunctional two-dimensional nonlinear “photonic glass”, *Adv. Funct. Mater.* **18**(5), 709–715 (2008).
- [21] A. M. Glass, Investigation of the electrical properties of $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ with special reference to pyroelectric detection, *Journal of Applied Physics* **40**(12), 4699–4713 (1969).
- [22] F. Kahmann, J. Höhne, R. Pankrath, R. A. Rupp, Hologram recording with mutually orthogonal polarized waves in $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6:\text{Ce}$, *Physical Review B* **50**(4), 2474–2478 (1994).
- [23] R. R. Neurgaonkar, W. K. Cory, J. R. Oliver, E. J. Sharp, M. J. Miller, G. L. Wood, W. W. C. III, A. G. Mott, G. J. Salamo, B. D. Monson, Photorefractive tungsten bronze materials and applications (1990).
- [24] L. Ivleva, T. Volk, D. Isakov, V. Gladkii, N. Polozkov, P. Lykov, Growth and ferroelectric properties of Nd-doped strontium–barium niobate crystals, *Journal of Crystal Growth* **237-239**, 700–702 (2002).
- [25] T. Woike, T. Granzow, Refractive indices of congruently melting $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$, *phys. stat. sol. (a)* **186**(1), R13–R15 (2001).

- [26] T. Lukasiewicz, M. Swirkowicz, J. Dec, W. Hofman, W. Szyrski, Strontium–barium niobate single crystals, growth and ferroelectric properties, *Journal of Crystal Growth* **310**(7-9), 1464–1469 (2008).
- [27] M. Ayoub, J. Imbrock, C. Denz, Second harmonic generation in multi-domain χ^2 media: from disorder to order, *Opt. Express* **19**(12), 11340 (2011).
- [28] R. Fischer, S. M. Saitel, D. N. Neshev, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, Broadband femto-second frequency doubling in random media, *Appl. Phys. Lett.* **89**(19), 191105 (2006).
- [29] F. Sibbers, J. Imbrock, C. Denz, Sum-frequency generation in disordered quadratic nonlinear media, in B. J. Eggleton, A. L. Gaeta, N. G. R. Broderick (eds.), *Nonlinear Optics and Applications IV* (SPIE-Intl Soc Optical Eng, 2010), volume 7728.
- [30] A. R. Tunyagi, M. Ulex, K. Betzler, Noncollinear optical frequency doubling in strontium barium niobate, *Phys. Rev. Lett.* **90**(24) (2003).
- [31] H. Ren, X. Deng, Y. Zheng, X. Chen, Single domain wall effect on parametric processes via cherenkov-type phase matching, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials* **20**(04), 459–466 (2011).
- [32] V. Wong, I. A. Walmsley, Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers, *Optics Letters* **19**(4), 287 (1994).
- [33] C. Iaconis, I. A. Walmsley, Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses, *Optics Letters* **23**(10), 792 (1998).
- [34] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, B. A. Richman, D. J. Kane, Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(9), 3277 (1997).
- [35] V. Loriot, G. Gitzinger, N. Forget, Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan, *Optics Express* **21**(21), 24879 (2013).
- [36] M. Kempe, W. Rudolph, Femtosecond pulses in the focal region of lenses, *Physical Review A* **48**(6), 4721–4729 (1993).
- [37] Z. L. Horváth, Z. Bor, Diffraction of short pulses with boundary diffraction wave theory, *Physical Review E* **63**(2) (2001).
- [38] A. K. Sharma, R. K. Patidar, M. Raghuramaiah, P. A. Naik, P. D. Gupta, Measuring pulse-front tilt in ultrashort pulse laser beams without ambiguity of its sign using single-shot tilted pulse-front autocorrelator, *Optics Express* **14**(26), 13131 (2006).

Arminas Butkus

SKERSINĖS ANTROSIOS HARMONIKOS VIENAŠŪVIO AUTOKORELIATORIAUS TYRIMAS

Santrauka

Koherentinė lazerinė spinduliuotė turi labai platų pritaikymo spektrą – žadinimo-zondavimo spektroskopija, optinis ryšys, femtosekundinis mikroapdirbimas, atosekundinių impulsų generacija ir kiti. Sėkmingam lazerinės spinduliuotės pritaikymui yra būtina gebėti ją valdyti bei charakterizuoti. Šviesos impulsų galia, energija, bangos ilgis yra matuojami standartiniais metodais, tačiau ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų charakterizavimas yra įmanomas tik su optiniais koreliaciniais metodais. Šiuolaikiniai optoelektronikos metodai tam nėra tinkami, dėl per mažos laikinės skyros. Dažniausiai optinių metodų schemos yra sudėtingos, eksperimentai reikalauja didelių laiko sąnaudų, todėl yra ieškoma alternatyvių optinių koreliacinių metodų, kurie leistų supaprastinti ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinių ir erdvėlaikinių parametrų charakterizavimo eksperimentus. Šio darbo tikslas buvo suprojektuoti, surinkti ir optimizuoti vienašūvio skersinės antrosios harmonikos autokoreliatoriaus optinę schemą, pademonstruoti galimybes charakterizuoti VU Lazerinių tyrimų centre esančių lazerinių sistemų „Pharos“ (Yb:KGW) ir „Libra-USP-HE“ (Ti:Safyras) ultratrumpųjų šviesos impulsų laikinius ir erdvėlaikinius parametrus bei derinti optinius spaustuvus.

Darbo metu suprojektuotas, surinktas ir optimizuotas skersinės antrosios harmonikos vienašūvis autokoreliatorius, kurio veikimas paremtas skersinės antrosios harmonikos generacija stroncio bario niobato kristale (SBN:61). Surinktos schemos geometrija leidžia be temperatūrinio ar kampinio SBN:61 kristalo derinimo išmatuoti lazerinių sistemų „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų autokoreliacines funkcijas ir amplitudinio fronto pokrypį. Šiuo prietaisu galima užregistruoti „Pharos“ šviesos impulsų trukmę $< 8\%$ tikslumu $\sim 200\text{--}400$ fs diapazone, lyginant su daugiašūvio FROG matuoklio eksperimentiniais rezultatais. Parodyta, kad šia autokoreliacine metodika galima suderinti optinių impulsų spaustuvą, kuris sudarytas iš dviejų prizmių, $\sim 9'$ tikslumu. Užregistruotos „Pharos“ ir „Libra-USP-HE“ lazerinių sistemų amplitudinio fronto pokrypio vertės yra metodikos triukšmo lygyje (dešimtys kampinių sekundžių).

Skersinės antrosios harmonikos vienašūviame autokoreliatoriuje naudojant 5 mm ilgio SBN:61 kristalą, preciziškai išmatuoti „Libra-USP-HE“ šviesos impulsų trukmę (~ 59 fs) riboja šviesos impulsų dispersinis plitimas. Korektiškiems eksperimentams reikia naudoti trumpesnę SBN:61 kristalą. Atlikus vienalaikę šviesos impulsų spūdą SBN:61 kristale ir autokoreliacinės funkcijos registraciją nustatyta, kad tinkamai išmatuoti šviesos impulsų trukmę riboja naudojamo objektyvo taško sklaidos funkcija. Teoriškai įvertinus objektyvo charakteristikas, išmatuoti trukmę esant $< 5\%$ paklaidai galima, kai šviesos impulsų (800 nm) trukmė > 180 fs.

Arminas Butkus

RESEARCH OF TRANSVERSE SECOND HARMONIC SINGLE-SHOT AUTOCORRELATOR

Summary

Laser radiation has a very wide range of applications – pump-probe spectroscopy, optical communication, femtosecond micromachining, attosecond pulse generation. It is necessary to be able to operate and characterize it for a successful application. Laser radiation power, energy, wavelength are measured by standard methods, however, temporal and spatiotemporal ultrashort light pulses parameters' characterization is only possible with optical correlation methods. Modern optoelectronics methods are not adequate because the temporal resolution is too low. Generally, the optical methods schemes are complex, the experiments demand a considerable time input and that is why alternative optical correlation methods, which would allow to simplify the temporal and spatiotemporal ultrashort light impulses parameters' characterization experiments, are being sought for. The objective of this work was to design, assemble and optimize the single-shot transverse second harmonic autocorrelator optical scheme, to demonstrate the possibilities to characterize „Pharos“ (Yb:KGW) and „Libra-USP-HE“ (Ti:Sapphire) ultrashort light pulses temporal and spatiotemporal parameters.

At the time of this work the single-shot transverse second harmonic autocorrelator, which operation is based on transverse second-harmonic generation in strontium barium niobate crystal (SBN:61), was designed, assembled and optimized. The assembled scheme's geometry allows to measure the light pulses' autocorrelation functions and pulse front tilt angle of laser systems „Pharos“ and „Libra-USP-HE“ without thermal or angular SBN:61 crystal tuning. It has been shown that this device can register „Pharos“ light pulses' duration with an accuracy of $<8\%$ at $\sim 200\text{-}400$ fs diapason, compared with the multiple-shot FROG autocorrelator experimental results. Measured pulse front tilt magnitude of both laser systems is in the noise level of this method (dozens of arcseconds). Also, this autocorelator is suitable to tune prism compressor, which is made of two prisms, with precision of $\sim 9'$.

We have also demonstrated that using 5 mm length SBN:61 crystal precise measurements of „Libra-USP-HE“ light pulses (59 fs) are not viable because of material dispersion. Although, dispersion spreading effects were eliminated by performing compression of „Libra-USP-HE“ light pulses in the SBN:61 crystal to theoretical 71 fs duration, it has been shown that autocorrelator imaging system point spread function limits the performance of autocorrelator. Theoretically, because of point spread function influence, >180 fs duration of 800 nm light pulses could be measured by less than 5% error.