

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Lukas Rimkus

BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJA DVISPALVIAIS FEMTOSEKUNDINIO
LAZERIO IMPULSAIS SAFYRO KRISTALE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Lukas Rimkus

Leista ginti

(data)

Darbo vadovas

prof. dr. Mikas Vengris

Recenzentas

prof. habil. Dr. Audrius Dubietis

Lazerinių tyrimų centro direktorius

doc. dr. Rytis Butkus

Vilnius 2019

TURINYS

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| TURINYS..... | 2 |
| ĮVADAS..... | 4 |
| 1. OPTIKOS REIŠKINIAI, SVARBŪS GENERUOJANT BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMĄ 7 | 7 |
| 1.1. Šviesos pluošto fokusavimasis | 7 |
| 1.2. Impulsų fazės moduliavimasis | 9 |
| 1.3. Grupinių greičių dispersija, jos įtaka impulso sklidimui bei BŠK generacijai..... | 11 |
| 1.4. Netiesinė fotojonizacija | 14 |
| 1.5. Plazmos defokusavimas..... | 16 |
| 2. ŠVIESOS GIJOS | 17 |
| 2.1. Šviesos gijų modeliai..... | 17 |
| 2.2. Šviesos gijų kondensuotose ir dujinėse terpėse palyginimas | 20 |
| 2.3. Kelių šviesos gijų formavimasis..... | 21 |
| 2.3. Reiškiniai būdingi šviesos gijoms | 22 |
| 3. KINETINĖS SKAITMENINĖS HOLOGRAFIJOS PRINCIPAI | 24 |
| 4. EKSPERIMENTO METODIKA | 27 |
| 4.1. BŠK dinamikos tyrimas, kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais | 27 |
| 4.2. Impulsų dinamikos safyro kristale tyrimas, kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais..... | 29 |
| 4.3. Eksperimentų eiga | 31 |
| 5. EKSPERIMENTO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS..... | 33 |
| 5.1. BŠK spektro, galios ir gijos treko dinamika..... | 33 |
| 5.1.1. BŠK generuoja abi harmonikos. $P_{H1} > P_{SL}; P_{H2} > P_{SL}$ | 33 |
| 5.1.2. BŠK generuoja tik pirma harmonika. $P_{H1} > P_{SL}; P_{H2} < P_{SL}$ | 35 |
| 5.1.3. BŠK generuoja tik antra harmonika. $P_{H1} < P_{SL}; P_{H2} > P_{SL}$ | 37 |
| 5.1.4. Pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK. $P_{H1} < P_{SL}; P_{H2} < P_{SL}$.. | 38 |
| 5.2. Impulsų dinamikos safyro kristale tyrimas..... | 40 |
| 5.2.1. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja abi harmonikos. $P_{H1} > P_{SL}; P_{H2} > P_{SL}$ | 40 |
| 5.2.2. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik pirma harmonika. $P_{H1} > P_{SL}; P_{H2} < P_{SL}$ | 45 |
| 5.2.3. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik antra harmonika. $P_{H1} < P_{SL}; P_{H2} > P_{SL}$ | 46 |
| 5.2.4. Impulsų dinamika, kai pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK. $P_{H1} < P_{SL}; P_{H2} < P_{SL}$ | 46 |
| 5.3. Rezultatų aptarimas | 47 |
| IŠVADOS..... | 53 |
| LITERATŪROS SĄRAŠAS..... | 54 |

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| SANTRAUKA | 58 |
| SUMMARY | 59 |
| PRIEDAI | 60 |
| Priedas A. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja abi harmonikos | 60 |
| Priedas B. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik pirma harmonika..... | 61 |
| Priedas C. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik antra harmonika | 63 |
| Priedas D. Impulsų dinamika, kai pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK, tačiau sąveikos metu BŠK yra generuojamas..... | 65 |
| Priedas E. Filtrų pralaidumo spektrai | 69 |

ĮVADAS

Baltos šviesos kontinuumas (BŠK), kitaip dar vadinamas superkontinuumu, yra laike ir erdvėje koherentinė labai plataus spektro spinduliuotė. BŠK generaciją pirmą kartą stebėjo Alfano (Alfano) ir Šapiras (Shapiro) dar 1970m. fokusuojant pikosekundinius impulsus dujose [1]. Svarbu, jog skirtingai nei dauguma baltos šviesos šaltinių, BŠK sklinda šviesos pluošto pavidalu. Šiuo metu jau žinoma, jog BŠK generacija yra neatsiejama nuo šviesos gijų formavimosi proceso, kuris sujungia daugelį netiesinės optikos reiškinių, tokių kaip šviesos pluošto fokusavimasis, šviesos impulsų fazinė moduliacija, netiesinė sugertis ir kt. Šviesos gijos pirmą kartą užfiksuotos dar ankstyvomis netiesinės optikos dienomis 1964m., kada buvo pastebėti siauri fluorescuojantys, o kai kuriais atvejais ir pažeidimo treka skaidriose medžiagose [2]. Vieną išsamiausių apžvalgų šviesos gijų tema yra parašiusi A. Couairon vadovaujama grupė iš Prancūzijos [3].

Įdomu tai, kad tik panaudojus femtosekundinius impulsus pirmą kartą buvo sugeneruotas itin platus kontinuumo spektras, tai atliko R. L. Fork'as su kolegomis 1983m. [4]. Tai paskatino dar didesnę domėjimąsi šia tema. Tačiau vienas didžiausių indelių į BŠK tyrimų augimą buvo Ti:safyro lazerio išradimas, nes patys reikšmingiausi ir išsamiausi tyrimai atlikti tik pradėjus naudoti šias lazerines sistemas. A. Brodeur'as ir S. L. Chin'as 1999m. parodė, jog BŠK generacija sąlygojama pluošto fokusavimosi ir abu procesai priklauso nuo medžiagos draustinės juostos tarpo. Platesnis BŠK spektras gaunamas, naudojant medžiagas su platesniu draustinės juostos tarpu [5]. C. Nagura su kolegomis 2002m. tai patvirtino ir parodė, jog draustinės energijos tarpo ir fotono energijos santykis tiesiogiai susijęs su generuojamo kontinuumo spektro pločiu [6]. Be to, parodė, kad nors kontinuumo generacijai naudojant impulsus ilgesnių bangos ilgių srityje (~800nm) antistoksinis spektro plitimas yra sąlyginai didesnis (centrinio bangos ilgio atžvilgiu), tačiau mažesnių bangos ilgių (~400nm) impulsai yra labiau tinkami generuoti BŠK ultravioletinėje srityje. J. B. Ashcom'as su grupe 2006 m. parodė, jog superkontinuumo spektras ir jo plotis priklauso ir nuo pluošto fokusavimo sąlygų (skaitinės apertūros - NA). Jie eksperimentiškai nustatė, jog geriausios sąlygos BŠK generacijai pasiekiamos, kai NA ribos yra 0,01-0,1 [7]. M. Bradler'as su kolegomis aptarė BŠK generaciją įvairiose kietakūnėse kristalinėse medžiagose ir jų potencialų pritaikymą, bei palygino su BŠK generacija safyre (Al_2O_3) (t.y. viena perspektyviausių medžiagų BŠK generacijai, dėl savo aukšto pažeidimo slenksčio) [8]. Įdomu tai, kad D. Faccio su kolegomis, trumpabangio spektro krašto formavimosi procesui nagrinėti naudojo ir lietuvišką Nd:stiklo lazerinę sistemą [9]. Jie šiame darbe spektrinę BŠK dinamiką paaiškino X-bangų modeliu (vienu išsamiausių šviesos gijų modelių) ir impulsų plyšimu, kuris gali būti kontroliuojamas keičiant fokusavimo sąlygas.

Taip pat reikia paminėti ir Vilniaus universiteto mokslininkų, ypač A. Dubiečio ir jo vadovaujamos grupės, platų ir išsamų darbą BŠK generacijos tema tiek tradicinėse medžiagose

YAG, Al_2O_3 [10], tiek ir egzotinėse (t.y. niekada netirtose BŠK generacijos tema) [11]. Be to, 2017m. jie pristatė labai išsamų darbą, kur buvo aptarta BŠK generacija įvairiose kondensuotose terpėse, pristatyti šviesos gijų ir BŠK generaciją aiškinantys modeliai [12].

Kalbant apie BŠK reikia paminėti jo plačias praktinio pritaikymo galimybes bei spektro pločio svarbą tokiose srityse bei sistemose kaip ultrasparčioji kinetinė spektroskopija [13], fluorescencinė mikroskopija [14,15], parametrinio stiprinimo sistemos [16], optinės parametrinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos (OPCPA) [17], teravatinės OPCPA sistemos [18], subfemtosekundinių impulsų generacija [19] bei daugelis kitų lazerinės fizikos bei medžiagotyros taikymų [12]. Nepaisant plataus naudojimo, norimų parametrų BŠK generavimas vis dar yra kietas riešutėlis net įgudusiems fizikams, ir tik geras bei gilus fizikinių procesų, vykstančių generuojant BŠK, suvokimas atveria galimybes dar platesniems jo praktiniams taikymams.

Kaip matyti iš aprašytų tyrimų, BŠK spektrinę sritį lemia netiesinės terpės savybės (draustinių juostų tarpas), kaupinančios spinduliuotės bangos ilgis, impulsų trukmė, kaupinimo pluošto fokusavimo sąlygos ir kt. Tai reiškia, kad keisdami įvairius kaupinančios spinduliuotės parametrus galime gauti skirtingus BŠK generacijos rezultatus.

Šis darbas yra tęstinis superkontinuumo tyrimas (t.y. trečiasis ciklo darbas), kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais (kadangi tokiam BŠK spektre dominuoja du stipriai išreikšti spektro maksimumai, toliau darbe jis bus vadinamas dvispalviu BŠK). Pirmajame darbe buvo pristatyti baltos šviesos kontinuumo generavimo dviejų spalvų (1030nm ir 515nm) femtosekundinio lazerio spinduliuote (~240fs trukmės impulsais) safyro kristale ypatumai, keičiant tarpusavio vėlinimą tarp impulsų. Pristatyta BŠK spektro, galios už safyro kristalo bei šviesos gijos dinamika (5.1. skyrelis). Po šio eksperimento vėlesniais darbais siekta suprasti, kodėl BŠK spektras yra stipriai gesinamas ties tam tikromis vėlinimo reikšmėmis.

Antrojo darbo etapo tikslas buvo: ištirti baltos šviesos kontinuumo generavimo dvejetainį vienspalviu (1030nm) femtosekundinio lazerio impulsais safyro kristale ypatumus. Juos palyginti su dvispalviu (1030nm ir 515nm) BŠK dinamikos rezultatais. Pastarasis darbas patvirtino, jog sąveikos nesimetriškumas nulinio vėlinimo atžvilgiu (žr. 5.1. skyrelyje) yra sąlygotas skirtingų impulsų grupinių greičių kristale (vienspalvio kontinuumo atveju sąveika simetrinė). Be to, pasižymėjo panašia dinamika, kaip ir dvispalvio BŠK atveju: sąveikos metu kontinuumo spektras kinta, stebimas tiek spektro plitimas, tiek gesimas; impulsams vis labiau persiklojant dėl indukuojamo vis didesnio netiesinio lūžio rodiklio, netiesinio židinio atstumas mažėja. Tačiau skirtingai nei dvispalvio kontinuumo atveju 1030nm impulsų sąveikos proceso stabilumas mažėja artėjant prie nulinio vėlinimo vertės. Stebimi staigūs galios, spektro bei kitų parametrų pokyčiai gali būti siejami su fazei jautria sąveika (interferencija tarp sąveikaujančių impulsų).

Šiame, trečiajame, darbe siekta pažvelgti į dvispalvio BŠK dinamiką kitu kampu. Eksperimentas buvo sukonstruotas taip, kad potencialiai atsakytų į klausimą: kokie gijos formavimosi ir sklidimo dinamikos pokyčiai indukuojami ties vėlinimu, kai BŠK gesinamas? Šiam klausimui atsakyti buvo pasitelkta kinetinės skaitmeninės holografijos metodika, leidusi stebėti lazerio impulsų dinamiką jiems sklindant ir sąveikaujant safyro kristale.

Darbo tikslas: ištirti 1030nm ir 515nm impulsų sklidimo dinamiką safyro kristale, ties vėlinimu tarp jų, kai dvispalvio BŠK spektras yra užgesinamas. Rezultatus palyginti su nesąveikaujančių impulsų dinamika.

Darbo uždaviniai:

- naudojant kinetinę skaitmeninės holografinės mikroskopijos metodiką atvaizduoti impulsų ir šviesos gijos dinamiką safyro kristale prie skirtingų žadinimo impulsų energijų;
- atlikti šviesos impulsų bei šviesos gijos dinamikos analizę.

1. OPTIKOS REIŠKINIAI, SVARBŪS GENERUOJANT BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMĄ

1.1. Šviesos pluošto fokusavimasis

Šviesos pluošto fokusavimasis yra reiškinys, kai intensyvus šviesos pluoštas laikinai pakeičia medžiagos savybes taip, kad ji tampa „lęšiška“ terpe. Netiesinėje optikoje visų medžiagų lūžio rodiklis priklauso ne tik nuo kritusio šviesos pluošto bangos ilgio, bet ir erdvėje ir laike pasiskirsčiusio jo intensyvumo $I(r,t)$. Tai jau 1875m. aprašė Johnas Kerras, todėl šis efektas dažnai vadinamas Kerro efektu. Tokia lūžio rodiklio priklausomybė paprastai išreiškiama kaip tiesinės (n_0) ir netiesinės (n_2) medžiagos lūžio rodiklių suma:

$$n = n_0 + n_2 I(r, t); \quad (1)$$

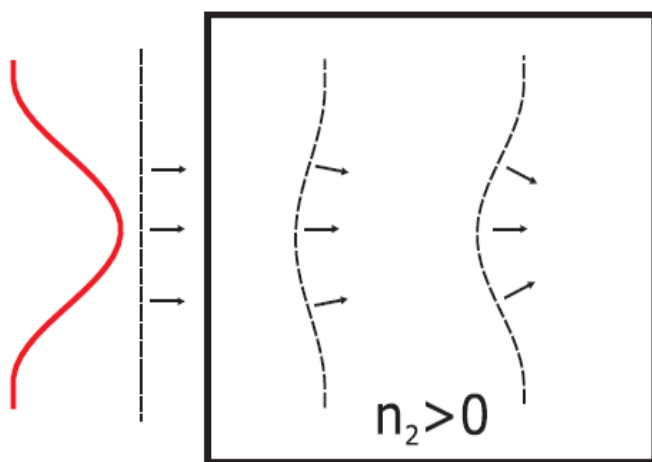
Taigi abu rodikliai yra svarbios medžiagos charakteristikos.

Netiesinis lūžio rodiklis yra susijęs su kubiniu netiesiniu medžiagos optiniu jautriu ir yra išreiškiamas taip:

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 c \epsilon_0} \chi^{(3)}. \quad (2)$$

Čia n_0 – tiesinis lūžio rodiklis, c – šviesos greitis, ϵ_0 – dielektrinė konstanta, $\chi^{(3)}$ – medžiagos kubinis optinis jautris. n_2 matavimo vienetai – $[m^2/W]$.

Tarkime, jog turime tik erdvinę intensyvumo moduliaciją nepriklausančią nuo laiko - $I(r)$. Koeficientas n_2 dažniausiai yra teigiamas, kas sąlygoja lūžio rodiklio padidėjimą intensyviose pluošto zonose. Taigi jeigu pluošto intensyvumas moduluotas erdvėje ir yra pasiskirstęs netolygiai (pvz.: Gauso pluoštas), iš (1) išraiškos matome, jog lūžio rodiklis pasižymės tokia pat erdvine moduliacija - $n(r)$. Ši atsiradusi lūžio rodiklio moduliacija iškreipia pluošto fazinį frontą, o jeigu $n_2 > 0$, medžiaga ims veikti kaip glaudžiamasis lęšis ir stebėsime pluošto fokusavimąsi (**1 pav.**).



1 pav. Šviesos pluošto fokusavimasis, dėl iškraipyto bangos fazinio fronto [20].

Pluošto fokusavimosi reiškinys yra slenkstinis ir įvertinamas kritine galia P_{cr} . Tai galios vertė, kuriai esant fokusavimosi reiškinys atsveria difrakcinę pluošto skėstį. Šis balansas kartais dar vadinamas pluošto kanalizavimusi. Taigi svarbu pabrėžti, jog šis reiškinys priklauso ne nuo pluošto intensyvumo, o nuo galios. Pluošto fokusavimosi reiškinys ir jo kritinė galia J.H. Marburger'io buvo aprašyta 1975m. [21]. Gauso pluoštui ji išreiškiama taip:

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}; \quad (3)$$

Realybėje pusiausvyrą tarp difrakcinės skėsties ir fokusavimosi pasiekti beveik neįmanoma (dėl triukšminės pluošto moduliacijos bei sugerties įtakos). Tad praktiniams taikymams ši galia yra orientacinė vertė, kurią viršijus stebėsime pluošto fokusavimąsi.

Jeigu $P > P_{cr}$, tada remiantis Fermat mažiausios trukmės principu galima surasti netiesinio židinio nuotolį [20]:

$$(n_0 + n_2)z_{sf} = n_0 z_{sf} / \cos(\theta_{sf}), \quad (4)$$

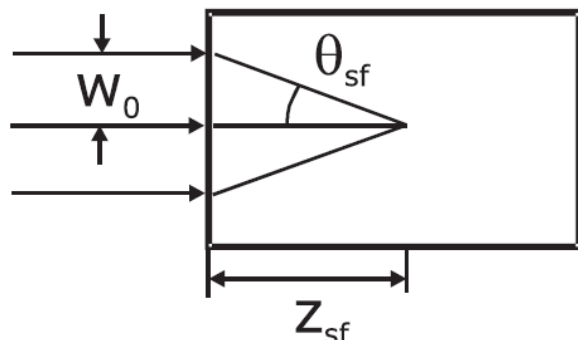
kur z_{sf} – yra nuotolis iki židinio taško, o $\theta_{sf} = \sqrt{\frac{2n_2 I}{n_0}}$ ir nusako fokusavimosi kampą, I – pluošto intensyvumas. Tada įskaičius ir difrakcijos įtaką $\theta_{dif} = 0.61\lambda / nod$, turime $\theta = \sqrt{\theta_{sf}^2 - \theta_{dif}^2}$ ir gauname:

$$z_{sf} = \frac{2n_0 w_0^2}{\sqrt{\frac{P}{P_{cr}} - 1}}, \quad (5)$$

kur w_0 – pluošto spindulys įėjime į terpę (2 pav).

Remiantis (5) išraiška, galima gerai paaiškinti ilgų (ns trukmės) impulsų fokusavimąsi, kuris remiasi klasikiniu judančio židinio modeliu, kai laikome, jog pluošto intensyvumas yra moduluotas ir laike.

Taip pat praktikoje dažnai sutinkama ir naudojama J.H. Marburgerio pusiau empiriškai išvesta formulė Gauso pluoštui [21]:



2 pav. Netiesinio židinio skaičiavimo modelis [20].

$$L_c = \frac{0,367 L_R}{\sqrt{[\left(\frac{P_{in}}{P_{cr}}\right)^{\frac{1}{2}} - 0,852]^2 - 0,0219}}, \quad (6)$$

Kur L_c – atstumas iki kolapso taško, kurį galime laikyti židiniu, L_R – Reilėjaus atstumas, P_{in} – pluošto galia.

Jeigu pluoštą fokusuojame lęšiu, realus susifokusavimo taškas yra arčiau nei židinio taškas ir jį surasti galime iš lygties [3]:

$$\frac{1}{L_{c,f}} = \frac{1}{L_c} + \frac{1}{f}, \quad (7)$$

kur f – lęšio židinio nuotolis.

Femtosekundinių impulsų atveju kritinės galios išraiška (3) taip pat taikoma praktikoje. Tačiau ultratrumpųjų impulsų atveju, kai svarbų vaidmenį vaidina tokie reiškiniai kaip grupinių greičių dispersija (GGD), daugiafotonė sugertis ar plazmos defokusacija, fokusavimosi aprašymas tampa gerokai sudėtingesnis. Nagrinėjant tokius procesus, būtina atsižvelgti į papildomą laiko

dimensiją, kuri sistemai suteikia dar vieną laisvės laipsnį. Priklausomai nuo to, kuris fizikinis reiškinys dominuoja, dėl tiklaus fokusavimo atstumo vis dar nesutariama [26]. Tačiau kadangi praktiškai lengvai pritaikomos bendros išraiškos, aprašančios kritinę galią, nėra žinoma dažniausiai net ir trumpų nemonochromatinių impulsų atveju impulsinė galia yra palyginama su (3) išraiška. Pavyzdžiui, 100fs trukmės IR lazerio impulsui, kai $L_{GGD} \gg L_c$ sąlyga yra tenkinama, fokusavimo reiškinys atsveria difrakcinę pluošto skėstį, kai $P > P_{cr}$ [3].

Keleto medžiagų tiesiniai ir netiesiniai lūžio rodikliai bei kritinės galios pateiktos žemiau (**1 lentelė**).

1 lentelė. Kelių medžiagų netiesiniai lūžio rodikliai, kritinės galios naudojant 1030nm ir 515nm bangos ilgio spinduliuotę.

| Medžiaga | $n_0(515\text{nm})$ | $n_0(1030\text{nm})$ | $n_2(515\text{nm})$ $\times 10^{-16}(\text{cm}^2/\text{W})$ | $n_2(1030\text{nm})$ $\times 10^{-16}(\text{cm}^2/\text{W})$ | $P_{cr(515\text{nm})}^*$ (MW) | $P_{cr(1030\text{nm})}^*$ (MW) |
|-------------------------------------------------------|---------------------|----------------------|----------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|
| Al_2O_3 (Safyras) [27] | 1,773 | 1.755 | ~3,3 | ~3,0 | ~0,671 | ~2,98 |
| SiO_2 (Lydytas kvarcas) [28] | 1.548 | 1.535 | ~3,0 | ~2,7 | ~0,845 | ~3,79 |
| $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG) [29,30] | 1.840 | 1.815 | ~9,33 | ~7,23 | ~0,229 | ~1,20 |

* Apskaičiuota naudojantis (3) išraiška.

1.2. Impulsų fazės moduliavimasis

Kaip jau buvo minėta (1.1. skyrelyje) lūžio rodiklis priklauso nuo intensyvumo ((1) išraiška), taigi šviesos impulsų fazės moduliavimasis (FSM) galima įsivaizduoti kaip pluošto fokusavimo laikinį analogą. Šiuo atveju lūžio rodiklis priklauso nuo laiko ir įgauna laikinę moduliaciją atitinkančią impulso formą $n(t)$. Svarbu paminėti, jog vykstant fazės moduliacijai, impulsų spektras yra papildomas naujais dažnių komponentais, kurių impulso spektre iki tol nebuvo.

Paprasčiausiu atveju norint aprašyti šį reiškinį yra laikoma, jog banga yra plokščia, lėtai kintančios amplitudės, GGD lygi nuliui bei neįskaitomas fokusavimo reiškinys. Impulso elektrinio lauko stiprį išreiškiame taip [20, 22, 23]:

$$E(t, z) = \frac{1}{2} A(t, z) e^{(w_0 t - kz)} + k. j., \quad (8)$$

kur $A(t, z)$ – impulso amplitudė, w_0 – centrinis dažnis, $k = w_0 n/c$ – bangos vektorius, z ir t atitinkamai – sklidimo atstumas ir laikas. Impulso fazė gali būti užrašyta taip:

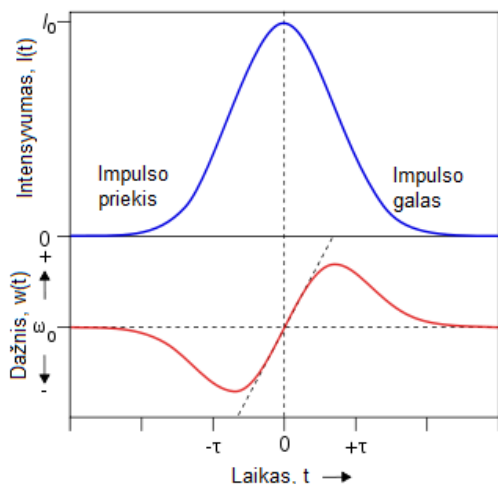
$$\varphi(t, z) = w_0 t - kz; \quad (9)$$

Kadangi lūžio rodiklis priklauso nuo impulso intensyvumo, kuris yra laiko funkcija, tai impulso fazės pokytį galime užrašyti kaip:

$$\delta\varphi(t) = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 I(t), \quad (10)$$

o žinome, jog momentinis dažnis yra fazės laikinė išvestinė, todėl:

$$\delta\omega = \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{dI}{dt}; \quad (11)$$



3 pav. Šviesos impulso laikinė gaubtinė ir dažnio moduliacija. [24]

Taigi lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo sąlygoja impulso fazinės ir dažninės moduliacijos atsiradimą. Grafiškai šis rezultatas yra pateiktas **3 pav.** Matome, jog priekinis impulso frontas įgauna neigiamą dažnio pokytį, galinis – teigiamą. Gauname čirpuotą impulsą. Taip pat akivaizdžiai matome, jog naujų dažnių generacija priklauso nuo impulso intensyvumo kitimo greičio (dI/dt) ir šis efektas yra kaupiamasis, nes priklauso nuo z ((11) išraiška).

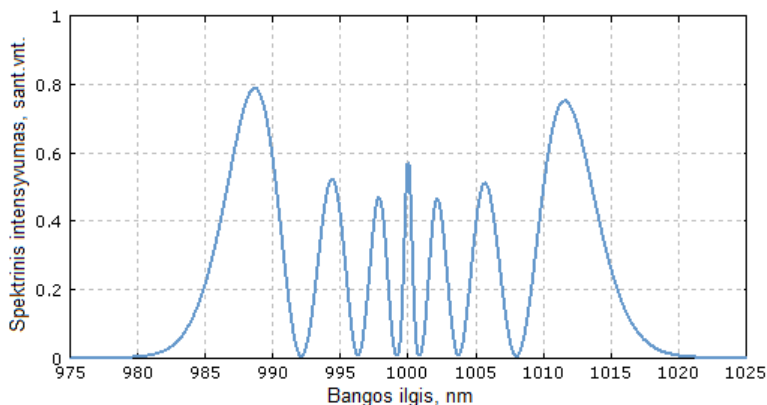
Jeigu turime Gausso formos intensyvumo pasiskirstymą laike – $I(t) = I_0 \exp(-t^2/\tau^2)$, tada dažnio laikinę priklausomybę galime užrašyti taip:

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \times \frac{2I_0 t}{\tau^2} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (12)$$

o faziškai moduluoto šviesos impulso spektrinė gaubtinė gali būti rasta, atlikus Fourier transformaciją [20]:

$$|A(\omega)|^2 = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) e^{-i\omega_0 t + i\omega t} dt \right|^2; \quad (13)$$

Faziškai moduluoto impulso dažnių spektro pavyzdys pateiktas **4 pav.** Matomos dažnio osciliacijos gali būti paaiškintos vienodo dažnio skirtingos fazės bangų konstruktyvia arba destruktoria interferencija, nes kaip matome iš **3 pav.** vienodi dažniai generuojami skirtingais laiko momentais, kas ir sąlygoja fazės skirtumą tarp jų [20]. Svarbu pabrėžti, kad fazinė savimoduliacija vaidina didžiulį vaidmenį BŠK generacijoje.



4 pav. Spektriškai riboto 1ps impulso spektras, kuris patyrė fazinę moduliaciją spektro plitimo pavyzdys. [25]

1.3. Grupinių greičių dispersija, jos įtaka impulso sklidimui bei BŠK generacijai

Kaip žinome, lūžio rodiklis medžiagoje priklauso nuo šviesos bangos ilgio. Paprastai, didėjant bangos ilgiui, lūžio rodiklis mažėja. Tokia priklausomybė vadinama normaliąja dispersija. Baigtinio spektro pločio impulsas normalios dispersijos atveju plinta dėl grupinių greičių dispersijos (GGD) įtakos. Grupinio greičio koeficientas apibūdinamas kaip:

$$g_0 = \frac{d^2k}{d\omega^2}, \quad (14)$$

kur $k = \omega n/c$ – bangos vektorius. Normalios GGD atveju $g_0 > 0$, anomalios - $g_0 < 0$, nulinės - $g_0 \approx 0$.

Dažnai GGD įtaka charakterizuojama atstumu L_{GGD} , kuri nusklidus impulso trukmė išauga $\sqrt{2}$ karto:

$$L_{GGD} = \frac{\tau_0^2}{2g_0}, \quad (15)$$

kur τ_0 – impulso trukmė.

Galime įvertinti ir impulso trukmės didėjimą sklindant tokia terpe [23]:

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_{GGD}}\right)^2}, \quad (16)$$

kur z – atstumas. Tačiau svarbu pabrėžti, jog trukmės kitimui svarbi ir pradinė impulso spektrinių komponentių fazė. Priklausomai nuo jos impulsas sklindamas normalios arba anomalios dispersijos terpe gali pradžioje spaustis, o po to pradėti plisti.

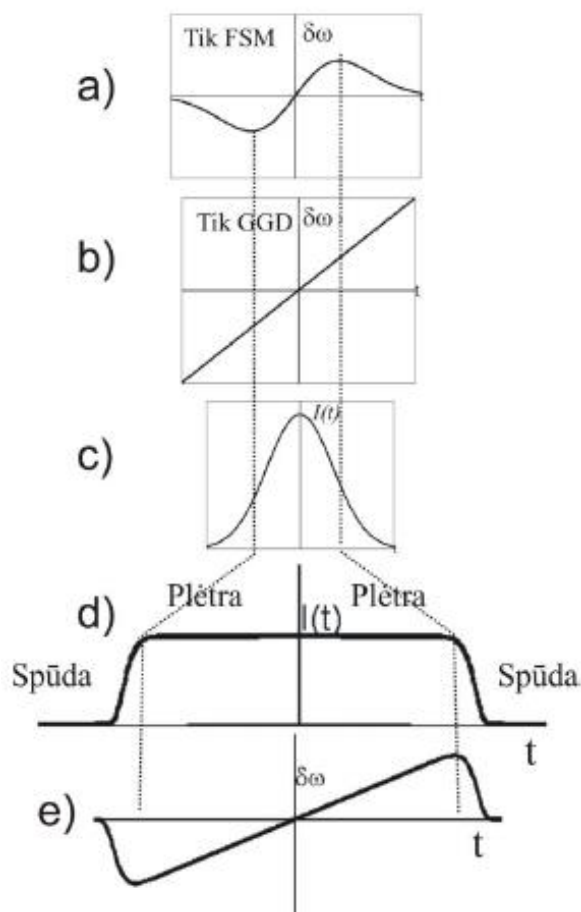
Iki dabar nagrinėdami fazinę savimoduliaciją, jos įtaką impulsui ir jo spektrui, neįskaitėme grupinių greičių dispersijos. Tiesinėje terpėje grupinio greičio dispersija lemia tiesinę impulso nešančiojo dažnio moduliaciją, o jos ženklas priklauso nuo grupinio greičio koeficiento g_0 ženklo [23]:

$$\delta\omega = \frac{zt}{g_0(L_{GGD}^2 + z^2)}, \quad (17)$$

kur L_{GGD} – trukmės τ_0 impulso dispersinio plitimo nuotolis.

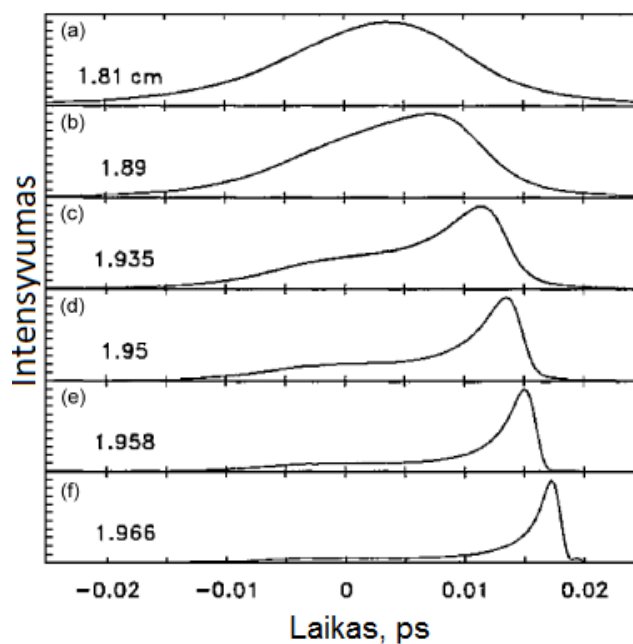
Priklausomai nuo sklindančios spinduliuotės bangos ilgio, medžiagoje ji gali patirti tiek normaliąją ($g_0 > 0$), tiek ir anomaliąją ($g_0 < 0$) grupinių greičių dispersiją. Normalios dispersijos atveju, kai veikia abu efektai (FSM ir GGD) gauname impulsą su plokščia viršūne. Tokie impulsai generuojami, nes centrinėje impulso dalyje FSM ir GGD sukurtų dažnio moduliacijų ženklai sutampa ir gaunamas stiprus impulso plitimas. Tačiau periferinėse dalyse FSM ir GGD moduliacijos yra priešingų ženklų, todėl šios impulso dalys spaudžiasi. Formuojasi trumpi ir statūs impulso frontai (**5 pav.**). Taigi impulsas plinta, o jo kraštai statėja.

Taip pat galima situacija, kai turime tik grupinio greičio įtaką ($L_{GGD} \gg z$). Tokiu atveju atsiranda impulso galinės dalies statėjimas (angl.: self-steepening) [31]. Šį procesą galima gan paprastai paaiškinti. Kadangi dėl netiesinio lūžio rodiklio įtakos ($\Delta n = n_2 I(t)$) impulso centrinės dalies



5 pav. Plokščios viršūnės impulso formavimasis (a) FSM įtaka, (b) GGD įtaka, (c) impulso intensyvumas laike, (d) FSM ir GGD bendra įtaka impulso formai, (e) dažnio moduliacija veikiant FSM ir GGD [23].

sklidimo greitis yra mažesnis nei impulso galo - galinė dalis „pasiveja“ centrinę. Taigi gauname statų galinį frontą. Tai BŠK generacijoje sąlygoja greitesnį galinės impulso dalies fokusavimąsi (lyginant su priekine dalimi) ir „mėlynėsių“ dažnių generaciją dėl statėjančio galinio fronto.



6 pav. Apskaičiuota intensyvumo priklausomybė nuo laiko, kai vyksta impulso fokusavimasis ir impulso statėjimas (normalios dispersijos terpė) [31].

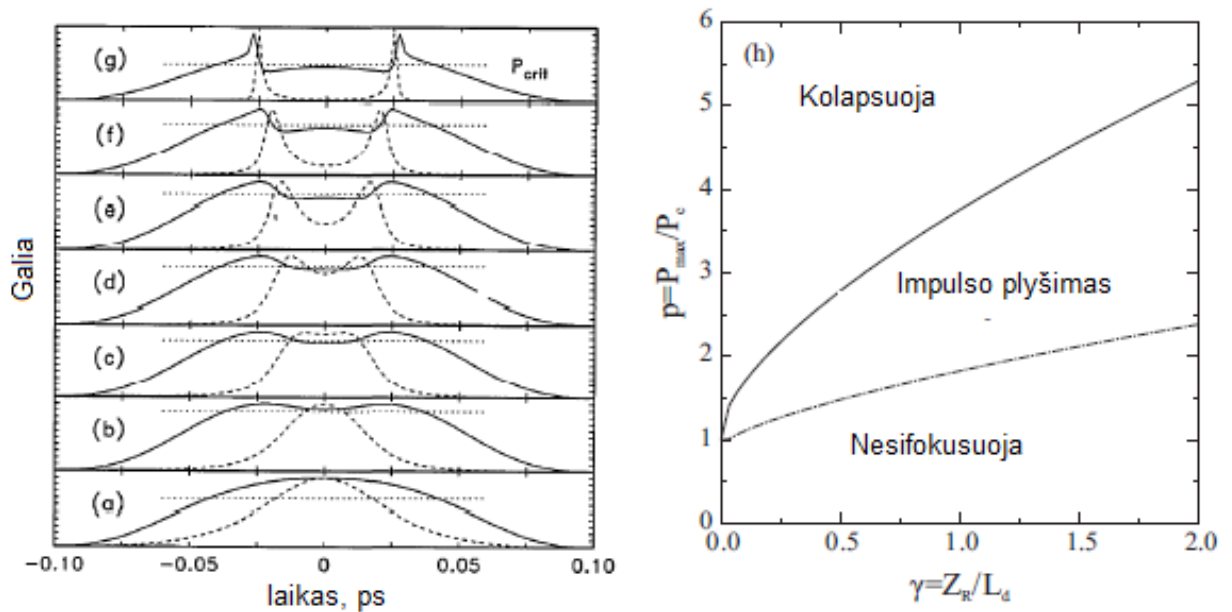
Intensyvus impulsas sklisdamas terpe su normalia grupinių greičių dispersija gali patirti impulso plyšimą (angl.: pulse-splitting) t.y. suskilti į du subimpulsus [3, 12]. Taip ir vyksta, kai šviesos gijos, o kartu ir BŠK yra generuojamas normalios dispersijos atveju [32]. Tai vienas pagrindinių reiškinų (dėl GGD įtakos) neleidžiančių šviesos gijoms kolapsuoti, tačiau šis modelis galioja tik tam tikrame impulso galių diapazone [33, 34].

Kaip buvo minėta, dėl impulso fokusavimosi normalios dispersijos terpėse formuojasi plokščios viršūnės impulsas. Įskaičius erdvinę ir laikinę impulso fokusavimosi dimensijas yra parodoma, jog dėl erdvinio fokusavimosi įtakos, impulsas erdvėje siaurėja, o dėl FSM ir GGD – impulsas laike plinta.

Impulso plitimo procesas yra vienos dimensijos (priklauso tik nuo laiko), kai erdvinis siaurėjimas – dviejų dimensijų (yra dvi erdvinės koordinatės), dėl to pradžioje impulso amplitudė auga ir jis siaurėja greičiau negu plinta (**7 pav.** (a-b)). Tačiau po kurio laiko erdvinis impulso

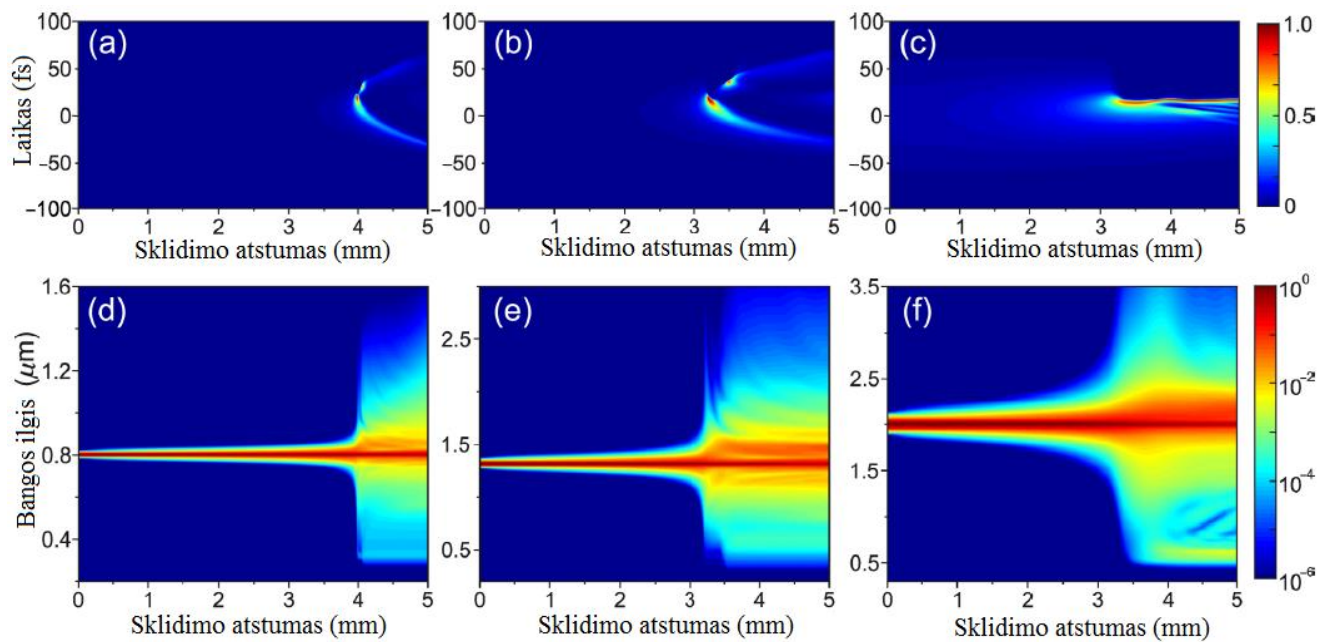
fokusavimas negali kompensuoti impulso laikinės plėtros. Tada centrinės impulso dalies galia nukrenta žemiau kritinės, nors kitose impulso vietose galia vis dar viršija šią vertę (dėl GGD energijos „išnešimo“) (**7 pav.** (c-d)). Taigi impulso dalis ties $t=0$ nebesifokusuoja ir dėl to impulsas suplyšta į du atskirus impulsus, kurie turi šiek tiek skirtingus spektrus ir sklinda skirtingais grupiniais greičiais (**7 pav.** (e-g)).

Kaip buvo minėta, toks modelis galioja apibrėžtame galių intervale, nes viršijus tam tikrą galią impulsas kolapsuos dėl per silpnos dispersijos įtakos (viršijus šią ribą, įsijungia daugiafotonė sugertis ir plazmos defokusavimas neleidžia impulsui kolapsuoti), o esant per mažoms vertėms pluoštas nesifokusuoja (**7 pav.** (h)).



7 pav. Impulso plyšimo dinamika (a)-(g) intensyvumo profilis (punktūrinė linija), momentinė galia (vientisa linija), kritinė galia (taškinė linija) [32]; (h) impulso plyšimo galių ribų priklausomybė nuo medžiagos parametru, kur Z_r ir L_{GGD} atitinkamai yra Reilėjaus ir dispersinis nuotoliai, P_{max} – impulsinė galia [33, 34].

Taigi chromatinė dispersija vaidina svarbų vaidmenį erdvėlaikiniame fokusavimosi procese (fokusavimas, fazinė moduliacija) bei impulso statėjime arba plyšime. GGD lemia femtosekundinės šviesos gijos dinamiką ir BŠK spektrą. Kaip buvo aptarta, normalios dispersijos srityje impulsas plyšta į du poimpulsus, tai neleidžia impulsui kolapsuoti. Šis teiginys buvo įrodytas tiek matematiniais modeliavimo, tiek eksperimentiniais rezultatais [12]. Be to, jis leidžia gerai paaiškinti BŠK generacijos eksperimentų rezultatus. Modeliavimas rodo, jog plystant impulsui staigiai sugeneruojamas platus BŠK spektras (**8 pav.** (a,d)). To priežastis – statūs subimpulsų frontai, o nesimetrinis BŠK spektras paaiškinamas tuo, kad atskirų poimpulsų frontų statėjimas vyksta skirtingai. Priekinio impulso priekinis frontas atsakingas už BŠK raudonosios pusės spektrinį plitimą, kai antrojo galinis – už mėlynuosius spektrinius komponentus. Šis scenarijus dažniausiai pasitaiko praktinėje BŠK generacijoje, nes dažniausiai dirbama normalios dispersijos srityje.



8 pav. Sumodeliuotos 100fs lazerinio impulso dinamikos safyro kristale, kai spinduliuotės bangos ilgiai - (a) 800nm, (b) 1300nm, (c) 2000nm. Tai atitinka normalios, nulinės ir anomalios dispersijos terpes. (d, e, f) – atitinkami spektrai [12].

Anomalaus grupinių greičių dispersijos atveju impulsas spaudžiasi ir gali būti formuojamos vadinamosios šviesos kulkos [12]. Taigi tokiu atveju spektro plitimas siejamas su impulso spūda (**8 pav.** (c,f)), o tokiu būdu impulsus galime suspausti iki kelių optinių ciklų trukmės [19].

Nulinės GGD atveju gauname tarpinį variantą tarp normalios ir anomalios GGD. Šis atvejis pasižymi labiau simetriniu spektro plitimu nei ankščiau aptarti. Taip pat šis režimas pasižymi impulso plyšimu, kaip ir normalios GGD atveju (**8 pav.** (b,e)). Įdomu, kad net esant silpnai anomaliai GGD impulsas taip pat plyšta, nes silpna GGD įtaka nesugeba suspausti greitai dėl fazinės moduliacijos plintančio impulso.

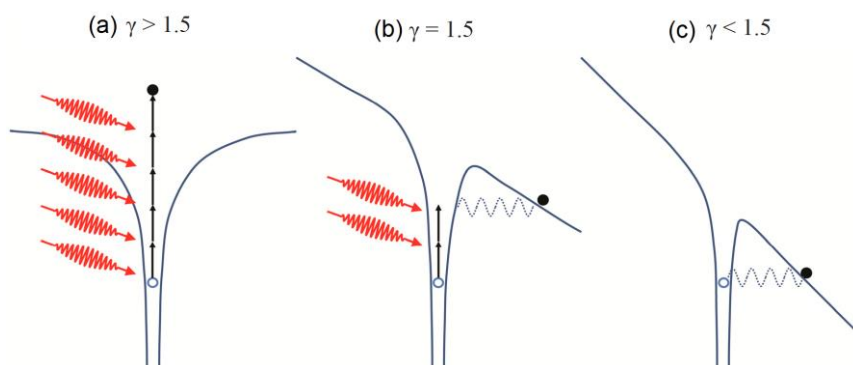
1.4. Netiesinė fotojonizacija

Nagrinėjant šviesos gijų formavimo ir BŠK generacijos procesus svarbūs šviesos sugerties reiškiniai, kurie į sistemą įneša nuostolius, o dėl susikūrusios plazmos šviesos gija yra defokusuojama ir nekolapsuoja. Kadangi BŠK generacija galima tik skaidriose medžiagose, ją nagrinėjant svarbūs tik netiesinės sugerties procesai. Be to, kaip buvo paminėta įvade, draustinės energijos tarpo ir fotono energijos santykis tiesiogiai susijęs su generuojamo kontinuumo spektro pločiu [5,6]. Kuo šis santykis didesnis, tuo kontinuumo spektras platesnis. Tai reiškia, jog šviesos gija fokusuosis iki mažesnių matmenų ir bus pasiekiamas didesnis centrinės gijos dalies intensyvumas. Pagrindiniai nagrinėjami netiesinės sugerties procesai yra daugiafotonė, tunelinė jonizacija arba jų kombinacija.

Daugiafotonė jonizacija – tai procesas, kai vienu metu yra sugeriami keli fotonai, kurių suminė energija viršija draustinės energijos juostos tarpą (**9 pav** (a)). Tai reiškia, jog šiai sąlygai patenkinti reikia maždaug $\sim E_g/h\nu$ fotonų vienalaiškės sugerties. Toks procesas praktiškai nevyksta, kai intensyvumai yra maži, nes jo tikimybė yra proporcinga šviesos intensyvumui, pakeltam laipsniu, atitinkančiu netiesinės sugerties eilę (fotonų skaičių, reikalingą įveikti draustinių juostų tarpui). Taip pat sugerties skerspjūvis, kartu ir tikimybė mažėja didėjant šiai eilei. Tačiau vykstant impulso fokusavimuisi intensyvumas stipriai padidėja ir netiesinės sugerties tikimybė smarkiai išauga. Gauso pluošto atveju, stipriausia sugertis pasireišk centriniėje pluošto dalyje, ir čia bus generuojama didžiausia laisvųjų krūvininkų koncentracija (plazma). Daugiafotonės jonizacijos spartos išraiška dažnai išreiškiama kaip [20]:

$$W_{MPI} = \sigma_K I^K, \quad (18)$$

kur σ_K – daugiafotonės jonizacijos koeficientas, K – žymi mažiausią įmanomą daugiafotonės sugerties eilę. Pavyzdžiui, safyro kristalo atveju ($E_g=7,5eV$), kai $\lambda=1030nm$ - $K=7$ (6,25), kai $\lambda=515nm$ - $K=4$ (3,125).



9 pav. Medžiagos jonizacijos režimai: (a) daugiafotonė sugertis, (b) tarpinis režimas, (c) tuneliavimas. γ – Keldyšo parametras.

Tunelinė jonizacija pasireiškia prie didelių intensyvumų, kada elektrinis laukas stipriai iškreipia elektronus rišantį potencialinį barjerą. Jei elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, potencialinis barjeras gali būti iškreiptas tiek, kad atsiranda nemaža tikimybė elektronui pro jį tuneliuoti (**9 pav** (c)). Taigi didėjant intensyvumui, tunelinės jonizacijos tikimybė didėja. Be to, ji priklauso ir nuo spinduliuotės dažnio. Tunelinė jonizacija greičiau pasireišk esant mažam optinės spinduliuotės dažniui, nes tik tokiu atveju elektronas spės tuneliuoti per optiniu dažniu osciliuojantį barjerą. Taip pat galimas ir tarpinis atvejis, kai elektronas sugers keletą fotonų ir po to tuneliuos (**9 pav** (b)).

Taigi, medžiagoje gali vykti tiek daugiafotonė, tiek tunelinė jonizacija, tiek abi kartu. Tad konkretus fotojonizacijos režimas yra nustatomas naudojant Keldyšo parametą:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{mc n \epsilon_0 E_g}{I}}, \quad (19)$$

kur m ir e - atitinkamai žymi elektrono masę ir krūvį, ω – spinduliuotės dažnis, I – intensyvumas, E_g – draustinės juostos tarpas. Jeigu $\gamma > 1,5$ pagrindė reikšis daugiafotonė jonizacija, jeigu $\gamma > 1,5$ – tunelinė, o kai $\gamma \approx 1,5$ – abu jonizacijos mechanizmai.

1.5. Plazmos defokusavimas

Dėl tiesinių ar netiesinių sugerties reiškinų generuojama laisvųjų krūvininkų plazma sąlygoja medžiagos lūžio rodiklio mažėjimą [35]. Šią įtaką galime užrašyti taip:

$$n \approx n_0 - \frac{\rho(r,t)}{2\rho_c}, \quad (20)$$

kur $\rho(r,t)$ – laisvų elektronų tankis, o $\rho_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ atitinka kritinio plazmos tankio vertę, virš kurios šviesos spinduliuotė yra sugerama (kai $\lambda = 1030 \text{ nm}$ - $\rho_c \sim 2.67 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, kai $\lambda = 515 \text{ nm}$ - $\rho_c \sim 1.07 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). m_e ir e - atitinkamai elektrono masė ir krūvis.

Lūžio rodiklio sumažėjimas ir jo pasiskirstymas erdvėje pradeda veikti kaip sklaidomasis lęšis (priešingai nei fokusavimosi atveju), šviesos gija ne kolapsuoja, o yra defokusuojama. Tačiau svarbu paminėti, jog priekinė impulso dalis sugeneruoja elektronų plazmą, kurią „mato“ impulso galas. Taigi teisinga būtų sakyti, jog defokusuojamas yra ne visas impulsas, o tik antroji jo pusė. Tokia plazmos sąveika sąlygoja stipriai asimetrinį poveikį impulsui, o tai smarkiai veikia šviesos gijos dinamiką bei jos laikinę savispūdą.

Impulso priekinės dalies sugeneruota plazma taip pat sąlygoja spektro plitimą į „mėlynąją“ dažnių pusę. Taip atsitinka todėl, kad plazma sukelia impulso galo statėjimą. Laikinę dažnio priklausomybę tokiu atveju galime užrašyti taip [3]:

$$\omega(t) = -\frac{d\varphi}{dt} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0 z}{c} \left(-n_2 \frac{dI(r,t)}{dt} + \frac{1}{2n_0 \rho_c} \frac{d\rho(r,t)}{dt} \right), \quad (21)$$

Šia išraišką galima laikyti fazės savimoduliacijos papildymu, kai plazmos įtaka įtraukiama į bendrą išraišką. Įdomu, jog plazmos indukuota FSM buvo panaudota kelių optinių ciklų impulsų generacijai [36].

Taip pat įdomu ir tai, jog impulso pradžioje sugeneruota plazma gali lokaliai pakeisti dispersines medžiagos savybes [37]. Pavyzdžiui, ore sklindant infraraudonojo diapazono impulsui plazma lokaliai pakeičia GGD taip, kad terpė tampa beveik nulinės dispersijos.

2. ŠVIESOS GIJOS

Femtosekundinės šviesos gijos dėl savo išskirtinių savybių – plataus dažnių spektro, subdifrakcinio sklidimo ir silpno jonizacijos kanalo formavimosi yra plačiai taikomos praktikoje. Pavyzdžiui, žadinant šviesos gijas kondensuotose terpėse galime nepažeidžiant medžiagos stipriai modifikuoti jos optines savybes, jomis įrašomi siauri bangolaidžių kanalai, kuriami keliamaciai fotoniniai dariniai, o generuojamas platus spinduliuotės spektras pritaikomas įvairiose lazerių fizikos ir medžiagų mokslo srityse.

Šviesos giją galima apibrėžti, kaip dinaminį elektromagnetinio impulso darinį su didelio intensyvumo šerdimi, kuris nekeisdamas diametro nusklinda atstumą, didesnę už Reilėjaus ilgį [3].

Fizikinė šviesos gijų formavimosi ir sklidimo dinamika šiuo metu jau gan gerai suprantama. Nors procese dalyvauja daugybė skirtingų fizikinių reiškinių, jis dažnai aiškinamas trijų reiškinių dinamika (pluošto difrakcija, fokusavimasis ir defokusavimasis). Iš vienos pusės Kerr'o efektas (pluošto fokusavimasis) priešinasi difrakcinei skėčiai ir pluoštas pats pradeda fokusuotis. Jo erdviniai matmenys mažėja, intensyvumas didėja. Iš kitos pusės tam tikru momentu dėl impulsų plyšimo (FSM ir GGD įtaka impulsui) arba daugiafotonės sugerties, intensyvumas pradedamas riboti. Daugiafotonės sugerties atveju, susikūrusi plazma lokaliai sumažina medžiagos lūžio rodiklį (1.5. skyrelis) ir impulsas defokusuojamas. Taip susiformuoja šviesos gija, kurios skėstis yra mažesnė nei tokio pat diametro Gauso pluošto ir ji gali sklisti sąlyginai didelius atstumus beveik nekeisdama savo diametro.

Trumpai aptarsime šviesos gijų formavimosi modelius padedančius suprasti jų formavimosi ir sklidimo dinamiką [34].

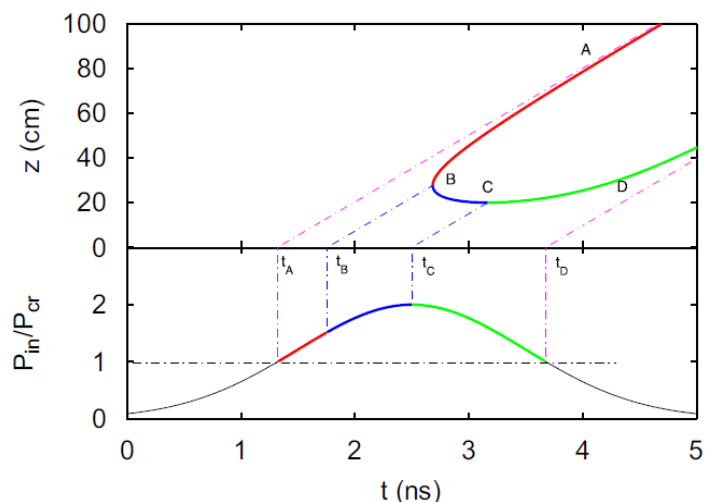
2.1. Šviesos gijų modeliai

Solitoninis modelis (angl.: Self-guiding model)

Anksčiau buvo manoma, kad bedifrakcinis šviesos gijos sklidimas yra sąlygotas Townes'o solitono (tai netiesinės Šredingerio lygties stacionarus sprendinys). Townes'o solitono pavidalas atitinka sąlygas, kuomet difrakcija yra visiškai kompensuojama pluošto fokusavimosi [38]. Kadangi Townes'o pavidalas tik nežymiai skiriasi nuo Gauso pavidalo, buvo manoma, kad netiesinėje terpėje pradinis Gauso pluoštas spontaniškai transformuojasi į Townes'o. Tokiu atveju Townes'o pavidalo pluoštas turi turėti galią lygią kritinei fokusavimosi galiai, tačiau tai prieštarauja eksperimentiniams faktams: šviesos gija gali turėti ir didesnę už kritinę fokusavimosi galią [39]. Townes'o pavidalo pluoštai yra nestabilūs, kadangi fokusavimas kompensuoja tik difrakciją, bet nėra įskaitomi kiti fizikiniai procesai vykstantys realiomis sąlygomis.

Kvazinuostovusis fokusavimasis (angl.: Moving focus model)

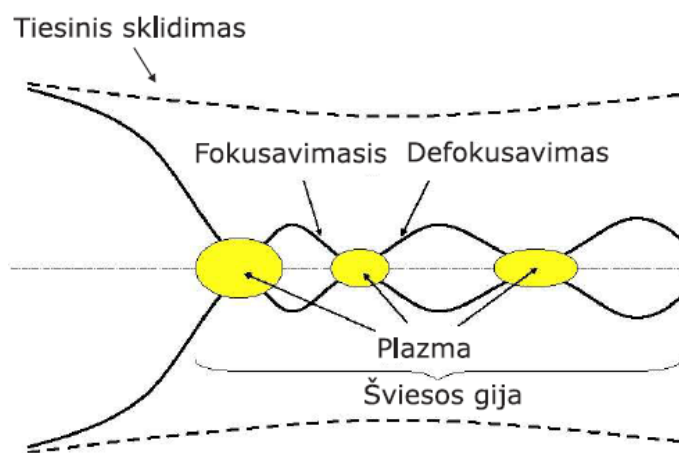
Kvazinuostovaus fokusavimosi modelis aiškina intensyvių šviesos gijų sklaidimo ypatybes naudojantis intensyvumo laikine moduliacija: dėl kintančio laikinio intensyvumo skirtingos impulso dalys fokusuojasi skirtinguose atstumuose (**10 pav.**) [40]. Didžiausio intensyvumo impulso dalies netiesinis židiny yra trumpiausias. Kitos mažiau intensyvios dalys fokusuojasi toliau. Taip skirtingos impulso dalys sudaro kintamo židinio struktūrą - šviesos giją. Tačiau šio modelio pagrindinis trūkumas - prielaida, jog skirtingos impulso dalys yra nesusijusios viena su kita, todėl dispersija, plazma ir kiti efektai laikomi nykstantais mažais. Todėl šiuo modeliu galima patenkinamai paaiškinti tik ilgų (ns trukmės) impulsų fokusavimąsi.



10 pav. Netiesinio židinio atstumo priklausomybės nuo galios pavyzdys. Galios priklausomybė nuo laiko (a), netiesinio židinio padėtis (b)[3, 20].

Dinaminis erdvinis papildymas (angl.: Dynamical spatial replenishment)

Dinaminio erdvinio papildymo modelis yra vienas populiariausių aiškinant šviesos gijų susidarymą [41]. Jis įskaito tik erdvinis fizikinius reiškinius: fokusavimąsi ir plazmos generaciją, todėl labai supaprastina šviesos gijų sklaidimo aiškinimą. Pluoštas, turintis didesnę nei kritinę fokusavimosi galią, fokusuojasi. Netoli netiesinio židinio labai išaugus intensyvumui vyksta daugiafotonė sugertis bei plazmos generacija. Susidariusi plazma defokusuoja šviesos pluoštą. Jeigu toks



11 pav. Dinaminio erdvinio papildymo modelio iliustracija. Šviesos gijos diametrą žymi ištisinės linijos. Punktyrines linijas žymi pluošto diametrą tiesinio sklaidimo atveju, Gauso pluošta fokusuojant ilgo židinio lęšiu [3, 20].

defokusuotas pluoštas vis dar turi pakankamai galios, tai jis gali toliau fokusuotis ir kartoti šį ciklą (**11 pav.**). Po kiekvieno ciklo pluoštas turės vis mažiau galios, todėl ciklo periodas pailgės. Toks cikliškas sklaidimas paaiškina šviesos gijos sklaidimą, tačiau tik labai didelės galios pluoštams.

Kūginių X bangų modelis (angl.: Conical X wave)

Anksčiau aptarti modeliai nepaaiškina šviesos gijoms būdingo tolumojo lauko savybių. X bangų žadinimo modelis yra moderniausias ir turi daug privalumų lyginant su kitais. Laikoma, kad šviesos gija – tai kelių X bangų superpozicija, kurios spontaniškai susiformuoja sklindant netiesine terpe. Kūginių X bangų modelis paaiškina ir gijų beveik nekintantį sklidimą netiesine sugeriančia terpe: centrinė šviesos gijos dalis yra kūginių bangų sumos rezultatas ir netgi vykstant sugerčiai išlaiko beveik pastovų intensyvumą dėl energijos srauto iš neintensyvios periferinės dalies [34].

Kampinė tokių bangų dispersija, sąlygojanti bedispersinį ir bedifrakcinį sklidimą, yra nusakoma sąlyga:

$$k_{\perp} = \sqrt{k^2 - k_z^2}, \quad (22)$$

kur išilginis banginis vektorius tiesiškai priklauso nuo dažnio $k_z = k_0 - k_0 \Omega$. Šios bangos tolumas ir artimas laukas normalios grupinių greičių dispersijos srityje yra X pavidalo, todėl tokios bangos ir yra vadinamos X bangomis. Kūginė šviesos gijų prigimtis buvo pademonstruota eksperimentiškai A. Dubiečio grupės 2004m. [42].

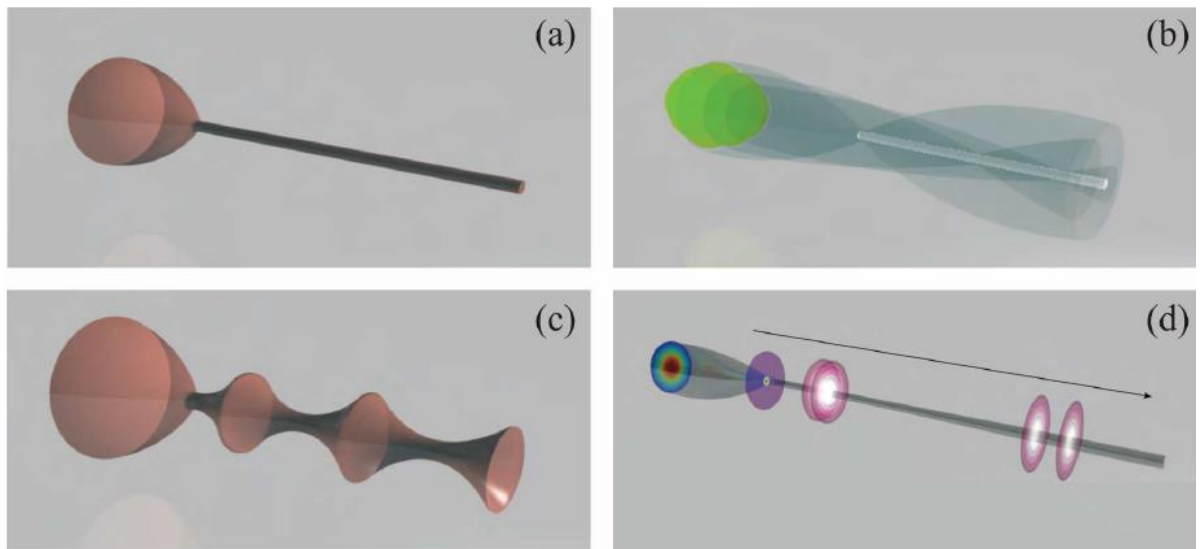
Efektyvus trijų bangų maišymo modelis (angl.: Effective three wave mixing model)

Efektyvus trijų bangų modelis (ETBM) gerai paaiškina šviesos gijų tolumojo lauko savybes pasitelkiant trijų bangų sąveiką: pradinio lauko, netiesinio medžiagos atsako ir išsklaidyto lauko. Šviesos gijos susidarymo metu impulsas skyla į du subimpulsus, turinčius skirtingus greičius (v_r ; $r=1;2$), todėl išsklaidytas laukas padalinamas į du komponentus. Sprendinys, aprašantis tokio fazinio sinchronizmo sąlygą [43]:

$$\left| -k_z(\omega, k_x, k_y) + k_z(\Omega, u, v) + \frac{\omega - \Omega}{v_r} \right| = 0; \quad (23)$$

Jeigu pradinis laukas - monochromatinė banga, tai fazinio sinchronizmo sąlyga atitinka X bangos kampinę dispersiją. Kūginių X bangų ir ETBM modeliai turi panašumų – abu teigia, kad šviesos gija yra X bangų superpozicija. Skirtumas tarp šių modelių – X bangų žadinimo prigimtyje. Kūginių X bangų modelis aiškina X bangų spontanišią generavimą medžiagos netiesiškumu, tuo tarpu ETBM – X bangą kaip tiesinės sklaidos rezultatą. Taip pat X bangų modelis tik postuluoja X bangų atsiradimą atsižvelgiant į eksperimentinius ir skaitmeninio modeliavimo rezultatus, o ETBM X bangos buvo rastos analiziškai [34].

Keturių šviesos gijų modelių palyginimas pateiktas **12 pav.**



12 pav. Keturių šviesos gijų modelių palyginimas: (a) solitoninis modelis, (b) kvazinuostovaus fokusavimo modelis, (c) dinaminio erdvinio papildymo modelis ir (d) kūginės X bangos modelis [34].

2.2. Šviesos gijų kondensuotose ir dujinėse terpėse palyginimas

Šviesos gijų formavimasis kondensuotose terpėse ne tik įdomus reiškinys panaudojamas plačiam taikymui, tai unikali sistema, kurioje veikia beveik visi (1) skyriuje aptarti bei daugelis kitų fizikinių reiškinų [3]. O įdomiausia, jog tai vyksta labai trumpuose atstumuose.

Skaidrios didelio tankio dielektrinės medžiagos (pvz.: safyras) turi beveik triskart didesnes netiesinio lūžio rodiklio vertes nei dujos. Todėl kritinė galia reikalinga pluošto fokusavimuisi juose yra MW eilės, kai dujose GW eilės. Taigi norint, kad kondensuotoje terpėje įvyktų ~ 100 fs impulso fokusavimasis, reikalinga $\sim 1\mu\text{J}$ impulso energija. Pastebėtina, jog impulsinis intensyvumas kietuose kūnuose sugeneruotų šviesos gijų centre beveik toks pats, kaip ir dujose [3]. Todėl kietuosiuose kūnuose pasiekiami žymiai mažesni šviesos gijos skersmenys ($\sim 5\text{-}40\mu\text{m}$), nei dujose ($\sim 100\mu\text{m}$) [44].

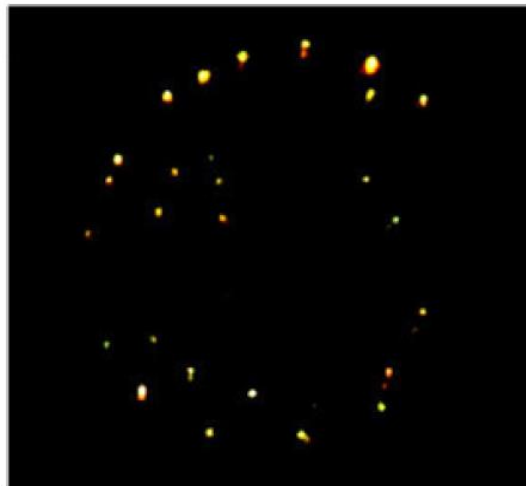
Svarbu atkreipti dėmesį į tai, jog jonizacijos mechanizmas kondensuotose terpėse aprašomas kaip elektrono jonizacija iš valentinės juostos į laidumo, kai dujose – elektrono žadinimu diskrečių atomo ar molekulės lygmenų struktūroje. Tipinės pasiekiamos elektronų tankio vertės kondensuotose terpėse $10^{18}\text{-}10^{21}\text{cm}^{-3}$ ir tai yra maždaug trimis eilėmis daugiau nei dujinėse terpėse [3]. Taigi kondensuotose terpėse dėl didesnio elektronų tankio, šviesos gija patiria didesnius nuostolius nei dujinėje, todėl galia greičiau nukrinta žemiau kritinės ir šviesos gija nebeišsilaiko.

Kitas labai svarbus skirtumas tarp kondensuotų ir dujinių terpių yra GGD įtaka. Kondensuotose terpėse jos įtaka žymiai didesnė, todėl čia galime stebėti impulso plyšimą, dėl kurio impulsas nekolapsuoja, dar nepasireiškus plazmos defokusavimo reiškiniams.

2.3. Kelių šviesos gijų formavimasis

Kai impulso galia yra žymiai didesnė nei kritinė, vykstant jo fokusavimuisi bangos fronto moduliaciniai nestabilumai (triukšmai) priverčia pluoštą suskilti į kelias šviesos gijas (gijų skaičius $N \approx P/P_{cr}$) (**13 pav.**). Taip vyksta todėl, kad didesnę intensyvumą turinčios lokalsios sritys fokusuosis greičiau, nei mažesnio intensyvumo sritys. Be to svarbu paminėti, kad šis procesas yra atsitiktinis.

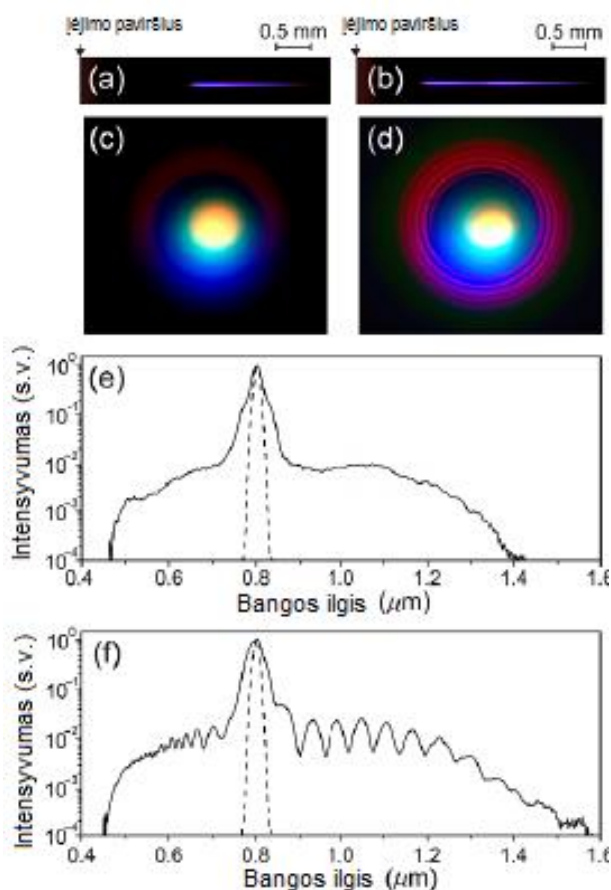
Kiekvienos šviesos gijos galia artima kritinei galiai. Tačiau, kai individualios šviesos gijos galia nukrenta žemiau kritinės



13 pav. Erdvinė pluošto suskilimas į daugybę šviesos gijų ore. Šviesos gijos registruojamos iš priekio [3].

vertės, jos energija gali būti perduodama šalia esančiai, todėl jų pasiskirstymas sklidimo metu atsitiktinai kinta. Šviesos gijų skaičius sklidimo metu pastoviai mažėja, kol galiausiai lieka viena. Be to, sklidimo metu jų emituojamos kūginės bangos interferuoja – sukurdamas BŠK spektro moduliacijas [3]. Tai atitinką erdvinę kelių šviesos gijų formaciją.

Galimas ir laikinis kelių šviesos gijų formavimosi modelis. Esant didelei impulso galiai $P \gg P_{cr}$, galima pasiekti sąlygas, kad impulsai plyštų kelis kartus [12]. Tai paaiškinama tuo, kad plyšus impulsui gali pakakti galios jam dar kartą fokusuotis, o tai sąlygoja jo pakartotinį plyšimą. Dėl to sugeneruojamas dar vienas kontinuumo kūgis ir jam interferuojant su prieš tai buvusiu, matomos spektrinio intensyvumo moduliacijos (**14 pav.**) Šis ciklas gali kartotis kelis kartus, todėl moduliacijų dažnis keičiasi.



14 pav. BŠK trektai, tolimojo lauko vaizdas bei spektrai, kai vyksta vienas impulso plyšimas atitinkamai (a), (c), (e) ir kai įvyksta pakartotinis plyšimas atitinkamai (b), (d), (f). [12]

2.3. Reiškiniai būdingi šviesos gijoms

Apibendrinant šviesos gijų dinamiką bei eksperimentinius rezultatus, žemiau pateikta keletas savybių būdingų šviesoms gijoms.

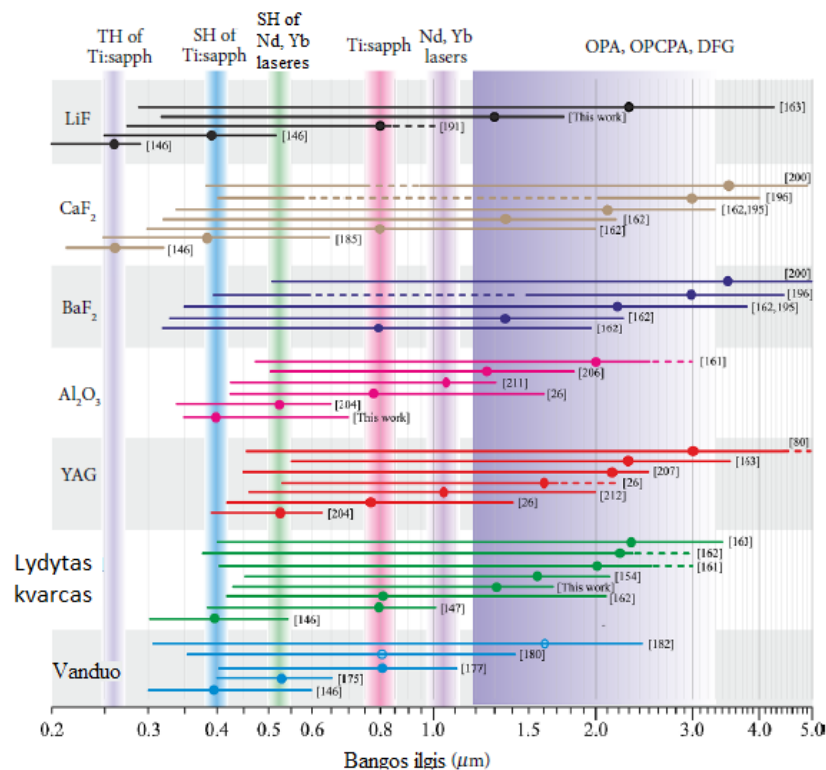
Atsparumas nuostoliams ir trikdžiams

Tai šviesos gijų savybė, kada net uždengus centrinę jos dalį gija sugeba regeneruoti dėl periferinės energijos įtėkio į centrą [42]. Tai patvirtina, kad gijos elgiasi kaip kūginės bangos.

Spekro plitimas ir baltos šviesos kontinuumo generacija

Kartu su šviesos gijos generacija vyksta ir stiprus spekro plitimas, kuris priklauso nuo impulso intensyvumo kitimo jam sklindant. Kaip jau buvo minėta, šį spekro plitimą sąlygoja kelių reiškinių sąveika (FSM, impulso statėjimo, jonizacijos, plazmos reiškiniai bei impulsų plyšimas) [3].

Žemiau yra pateikta BŠK generuojamo spekro grafikas įvairiose kondensuotose plataus draustinės juostos tarpo medžiagose [12]. Nuorodas į konkrečius straipsnius galima rasti 12 literatūros sąrašo nuorofoje.



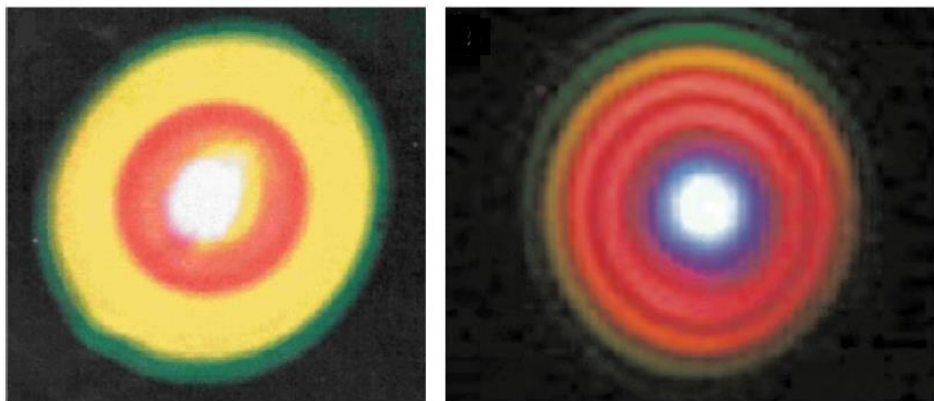
15 pav. BŠK spektrai sugeneruoti įvairiose kondensuotose plataus draustinių energijų tarpo medžiagose. Paryškinti apskritimai nurodo kaupinimo bangos ilgi. Brūkšninės linijos rodo nuspėjamą BŠK spektro plotį, neišmatuotą dėl detektoriaus ribojimų. Vertikalios spalvotos linijos nurodo lazerinius šaltinius, su kuriais kaupinimo spinduliuotė sugeneruota. TH – trečia harmonika, SH – antra harmonika, OPA - optinis parametris stiprintuvas, OPCPA – optinis parametrisis čirpuotų impulsų stiprintuvas, DFG – skirtuminio dažnio generatoriai [12].

Intensyvumo ribojimas

Susiformavus šviesos gijai pluošto intensyvumas jos centre gali stipriai išaugti ($\sim \text{TW}/\text{cm}^2$). Tačiau yra maksimali intensyvumo riba, kada dėl šviesos netiesinės sugerties arba GGD sąlygoto impulso plyšimo, intensyvumas yra ribojamas. Daugiafotoninės sugerties atveju šią ribą galima įvertinti apskaičiuojant intensyvumą reikalingą defokusuojančios plazmos sukūrimui [3].

Kūginė spinduliuotė

Šviesos gijos sugeneruotam baltos šviesos kontinuumui, yra būdinga balta centrinė dalis apsupta skirtingų spalvų apskritimų (**16 pav.**). Žiedus atitinkantis bangos ilgis, judant nuo centro prie krašto, keičiasi nuo raudonesnių iki mėlynesnių bangos ilgių. Šis fenomenas yra šviesos gijų skiriamasis bruožas [3], kuris aiškinamas kūginių X bangų ir keturbangiu dažnių maišymusi[34].



16 pav. Kūginės BŠK emisijos pavyzdžiai [3].

Impulsų skilimas ir savispūda

Kaip buvo parodyta (1.3.) skyrelyje, šviesos gijai formuojantis normalios dispersijos terpėje, priklausomai nuo galios, impulsas gali skilti kelis kartus (jeigu impulso galia po plyšimo yra pakankama, jis fokusuojasi sekančiame židinyje ir plyšta pakartotinai). Subimpulsų energijos gali skirtis, be to jiems sklindant amplitudžių santykiais bei jų trukmės gali keistis [20]. Kaip vyksta ši kaita, priklauso nuo pasirinktų pradinių sąlygų (impulso trukmės, intensyvumo, pluošto matmenų, fokusavimo sąlygų), medžiagos GGD ar laisvųjų elektronų plazmos dinamikos. Įdomu tai, jei pradinė impulso trukmė maža ($< 100\text{fs}$) ir tarkime jis sklinda dujinėse terpėse, galima rasti sąlygas, kai impulsui sklindant šviesos gija jis savaime susispaus kelis ar keliolika kartų [47].

Mažas modos dydis

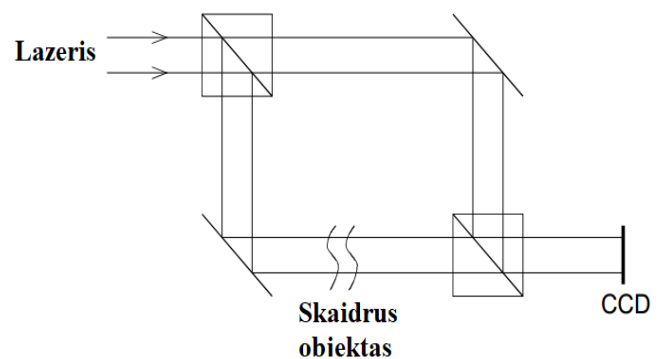
Kaip jau buvo minėta, vykstant pluošto fokusavimusi gaunamas mažas modos dydis. Tipiniai diametrai $\sim 100\mu\text{m}$ dujinėse terpėse, $5\text{-}20\mu\text{m}$ kondensuotose terpėse [3].

3. KINETINĖS SKAITMENINĖS HOLOGRAFIJOS PRINCIPAI

Kinetinė skaitmeninė holografija, tai holografijos šaka sujungianti skaitmeninės interferometrines holografijos ir kinetinės spektroskopijos metodus. Dažniausiai matavimo schemeje yra naudojama skaitmeninė kamera, fiksuojanti interferogramas, susidarančias suvedant spinduliuotę, sklindančią interferometro atramine ir objekto šaka. Tada, naudojant įvairius rekonstrukcinius algoritmus [48, 49], galima rekonstruoti bangos frontą, esant ir nesant kaupinimo poveikiui. Iš atvaizdų skirtumo galima apskaičiuoti kaupinimo impulso indukuotą signalo fazės ir amplitudės pokytį.

Laikinė skyra realizuojama interferogramos sudarymui naudojant trumpus (šio darbo atveju ~30fs) impulsus. Šiuo metodu galima stebėti skaidriose terpėse šviesos impulso indukuotus lūžio rodiklio pokyčius, atsiradusius dėl optinio Kerro efekto arba elektronų plazmos.

Optinė schema dažniausiai atitinka Macho-Zenderio interferometrą. Ši konfigūracija naudojama pralaidumo atveju, kai, pavyzdžiui, atspindžio atveju dažniausiai naudojama Michelsono interferometro konfigūracija. Principinė kinetinės skaitmeninės holografijos schema (šiam darbe vadinama zondavimo šaka) pateikta **17 pav.** Objekto šakoje yra patalpintas



skaidrus objektas (šio darbo atveju safyro kristalas), kuriame kaupinimo spinduliuotės indukuojami medžiagos pokyčiai sukelia pro jį sklindančios zondavimo spinduliuotės amplitudės ir fazės moduliācijas. Tada interferometro išėjime interferuojant objekto bangai (O) ir atraminei (nepaveiktai) bangai (R), sukuriama holograma, kurios intensyvumas gali būti aprašytas taip [50]:

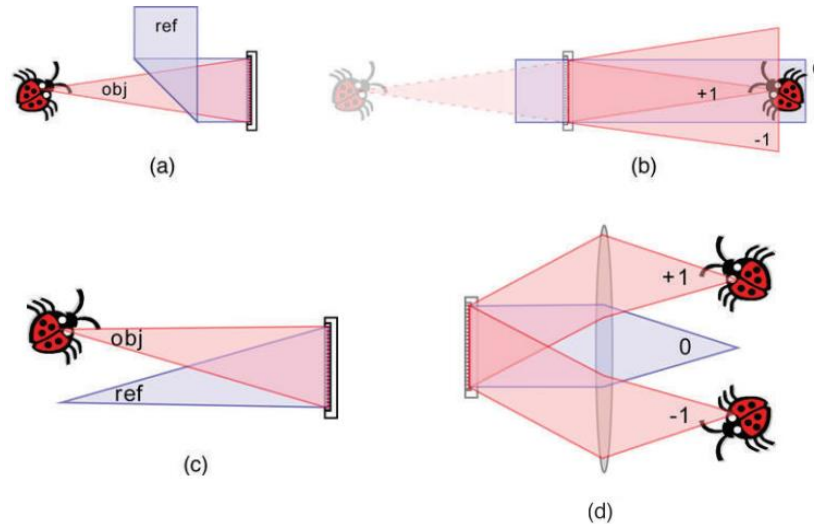
$$H = |R|^2 + |O|^2 + R^*O + RO^*, \quad (24)$$

kur R^* ir O^* yra atitinkamai atraminės ir objekto bangos kompleksiskai jungtiniai.

Kaip buvo minėta, objekto rekonstrukcija iš interferogramos atliekama pasitelkiant duomenų apdorojimo algoritmą. Laikantis praksišinio artinio, objekto rekonstrukciniams skaičiavimams galima pasinaudoti Fresnelio-Kirchoffo difrakcijos integralu ir taip susieti kompleksinę optinio lauko amplitudę $\Psi(x,y)$ su atvaizdo plokštuma. Be to, taip galima apskaičiuoti tiek amplitudinį signalą $I(x,y) = |\Psi(x,y)|^2$, tiek fazinį $\varphi(x,y) = \arctan(\text{Im}(\Psi(x,y)) / \text{Re}(\Psi(x,y)))$ [48, 50].

Svarbu paminėti, jog gali būti realizuojama tiek ašinė (angl.: on-axis), tiek neašinė holografijos schema (angl.: off-axis). Neašinė konfigūracija (atraminis ir objekto spinduliai suvedami kampu) yra naudinga norint išvengti nulinės eilės difrakcijos ir holografinio atvaizdo persiklojimo,

dėl to vaizdui rekonstruoti užtenka matavimo, panaudojant vieną lazerio impulsą. Tuo tarpu naudojant ašinę holografiją objekto ir atraminio signalo spinduliai sutampa, todėl norint atskirti persiklojusius elementus reikalingi keli matavimai su paslinkta faze tarp impulsų, tačiau kai kuriais atvejais šiuo metodu galima realizuoti geresnės erdvinės skyros atvaizdą (žr. **18 pav.**) [49].



18 pav. Principinės ašinės ir neašinės holografijos schemas. (a) ašinė holografija ir jos rekonstrukcija (b); (c) neašinė holografija ir jos rekonstrukcija (d).[49]

Kaip buvo minėta, kinetinei skaitmeninei holografijai naudojant neašinę geometriją, galima lengvai atskirti antrinį atvaizdą (angl.: twin-image) ir nuolatinę dedamąją (angl.: dc term). Tačiau šios geometrijos trūkumas yra tas, jog dėl laikinės trukmės yra ribojamas erdvinis impulsų persiklojimas, suvedant objekto ir atraminio signalo impulsus kampu. Ant kameros plokštumos persikloja tik dalis impulso, be to, didinant suvedimo kampą mažėja interferencijos (koherentiškumo) zona (žr. **19 pav.**, (a)), kartu ir erdvinė skyra. Ultratrumpųjų impulsų atveju maksimalus interferencinių rėžių skaičius atitinka $2c\tau_0/\lambda_0$, kur c - šviesos greitis, τ_0 impulso trukmė, o λ_0 centrinis bangos ilgis. Žinant suvedimo kampą θ galia išreikšti erdvinę rezoliuciją [51]:

$$\Delta r = \frac{\lambda_0 z \sin(\theta)}{2c\tau_0}, \quad (25)$$

kur z rekonstrukcijos atstumas.

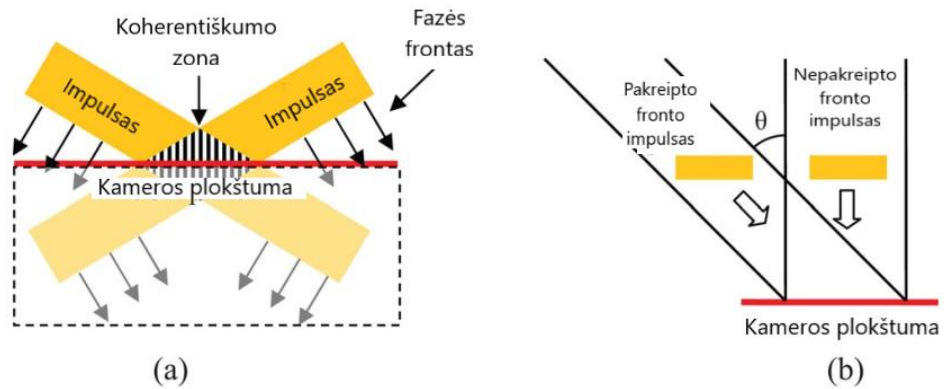
Pavyzdžiui, monochromatiniu atveju:

$$\Delta r = \lambda_0 z / L, \quad (26)$$

kur L hologramos plotis.

Taigi iš (25) išraiškos matyti, jog kartu tiek gera laikinė, tiek ir erdvinė skyra negali būti pasiekiami. Tačiau šį ribojimą galima apeiti naudojant pakreipto fronto impulsus (žr. **19 pav.**, (b)). Pakreiptą frontą galima realizuoti naudojant kampinės dispersijos elementus, tokius kaip gardelę arba prizmę. Svarbu pastebėti, jog naudojant difrakcinę gardelę interferencijos periodas visiems

spektriniamis komponentams sutampa, jeigu objekto ir atraminio signalo kampas sutampa su gardelės difrakcijos kampu.



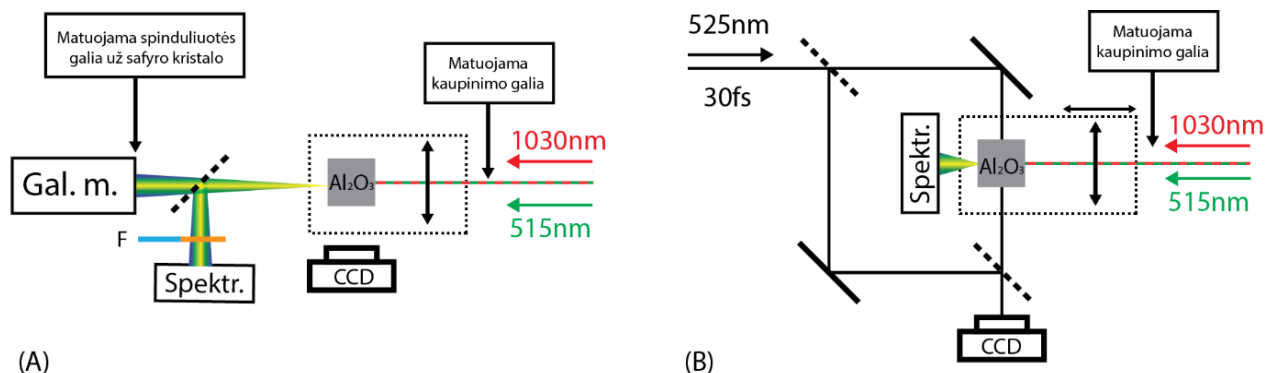
19 pav. Ultratrumpų impulsų interferencija. (a) nepakreipto fronto impulsų interferencija; (b) pakreipto ir nepakreipto fronto impulsų interferencija.[51]

Kinetinės skaitmeninės holografijos metodu buvo ne kartą tyrinėta lazerio impulso dinamika jam sklindant skaidriomis terpėmis [50-54]. Be to, netgi tirta dviejų šviesos gijų, indukuotų 1030nm ~300fs lazerio impulsais, sąveika joms sklindant safyro kristale vienas šalia kitos [55].

4. EKSPERIMENTO METODIKA

Eksperimentai atlikti naudojant femtosekundinį Yb:KGW lazerį „Pharos“ (UAB MGF „Šviesos konversija“), kurio centrinis bangos ilgis yra $\lambda_0 = 1030\text{nm}$, impulsų pasikartojimo dažnis 25kHz, impulsų trukmė pusės intensyvumo aukštyje $\sim 240\text{fs}$. Dalis šios spinduliuotės buvo panaudota antrosios harmonikos (515nm) generacijai I-tipo BBO kristale. Spektrai registruoti spektrometru AvaSpec-3648 (Avantes BV). Spinduliuotės galiai matuoti buvo naudojamas matuoklis Nova II su terminiu jutikliu (Ophir Optronics Solutions Ltd). Šviesos gija atvaizduojama ant kameros Chameleon CMLN-13S2M (Flir Systems Inc, USA). Interferencinis vaizdas registruojamas kamera GX-FW-28S5M-C (Flir Systems Inc, USA). Fazinis vaizdas rekonstruojamas naudojantis programa parašyta programiniu paketu Python (Parewa Labs Pvt. Ltd.). Gauti rezultatai apdoroti programiniu paketu MATLAB (MathWorks Inc.).

BŠK ir jo dinamika safyro kristale buvo tiriama naudojant dvi skirtingas eksperimento konfigūracijas. Pirmoji naudojama BŠK spektro, galios ir gijos treko tyrimams (žr.: **20 pav. (A)**). Antroji – impulsų dinamikos tyrimams kinetinės holografijos metodu (žr.: **20 pav. (B)**). Toliau aptarsime abi eksperimentų metodikas išsamiau.



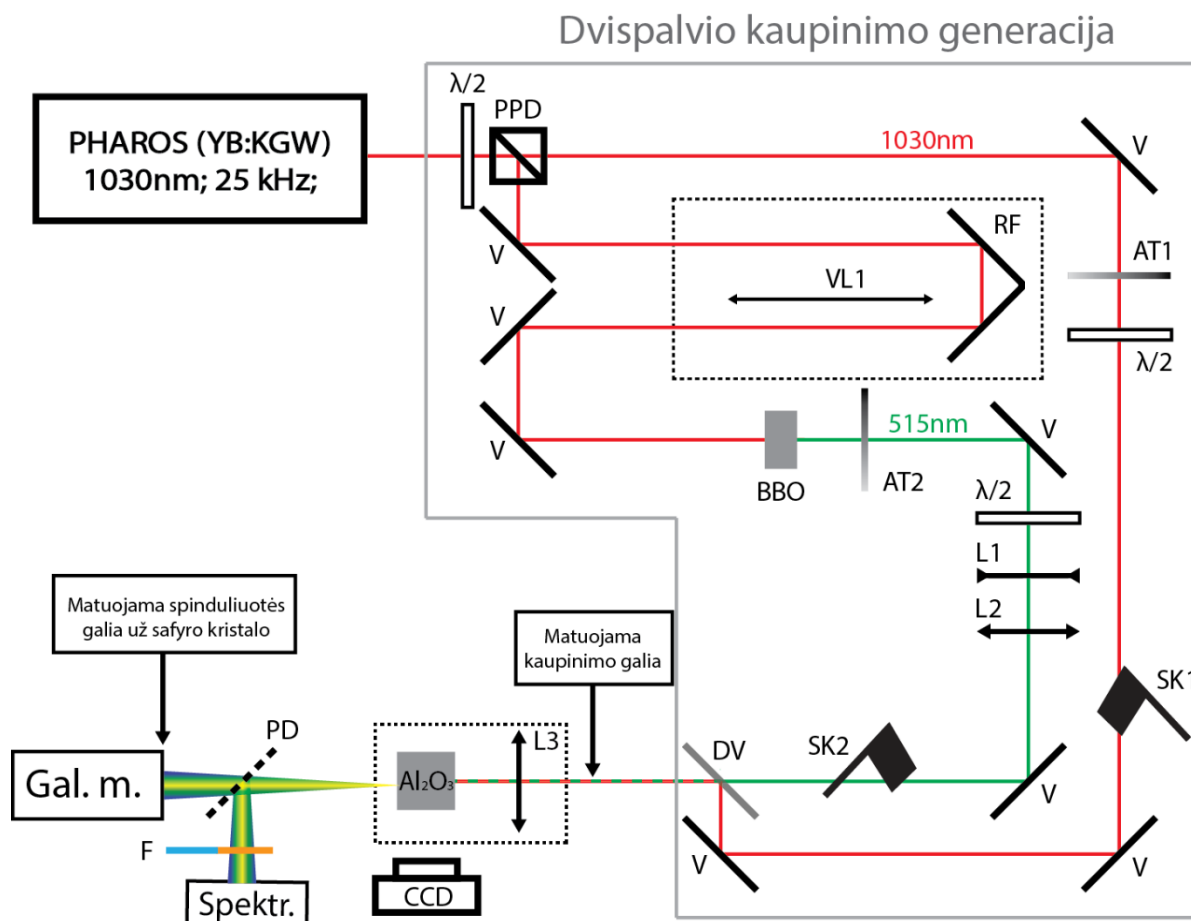
20 pav. Eksperimentų principinės schemos. (A) – spektro, galios už safyro kristalo ir gijos treko dinamikos tyrimas; (B) – impulsų dinamikos tyrimas.

4.1. BŠK dinamikos tyrimas, kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais

Eksperimentinė BŠK kontinuumo generacijos, kai kontinuumą generuoja abu (pirmosios (1030nm) ir antrosios (515nm) lazerio harmonikos) impulsai pateikta **21 pav.** PHAROS lazerio spinduliuotė $\lambda/2$ fazinė plokštele ir poliarizuojančiu pluošto dalikliu **PPD** padalinama į du pluoštus: pirmosios harmonikos (1030nm) ir antrosios harmonikos (515nm) generacijai naudojamą pluoštą. Pirmosios harmonikos pluošto kelyje esantys elementai: atenuatorius **AT1** naudojamas pluošto galios, fazinė plokštelė $\lambda/2$ – poliarizacijos kontrolei. Sklendė **SK1** naudojama pirmosios harmonikos pluošto blokavimui.

Vėlinimo linija **VL1** su ant jos esančiu reflektoriumi **RF** naudojama vėlinimo tarp pirmos ir antros harmonikos impulsų kontrolei. Antroji harmonika generuojama I-tipo **BBO** kristale. Antrosios harmonikos pluošto kelyje esantys elementai: atenuatorius **AT2** naudojamas pluošto galios, fazinė plokštelė $\lambda/2$ – poliarizacijos, lęšiai **L1** ir **L2** ($f_3 = -100$, $f_4 = 150$ mm) - pluošto fokusavimo sąlygų safyro kristale kontrolei. Sklendė **SK2** naudojama antrosios harmonikos pluošto blokavimui.

Dichroiniu veidrodžiu **DV** pirmoji ir antroji harmonikos lygiagrečiai suvedamos į vieną pluoštą, kuris lęšiu **L3** ($f_3 = +100$ mm) fokusuojamas į safyro kristalą **Al₂O₃** ($z=4$ mm). Maža iš safyro kristalo išeinančio BŠK pluošto dalis pluošto dalikliu **PD** yra nukreipiama į spektrometrą (**Spektr.**), prieš kurį pastatytas filtras **F**. Didesnė galios dalis nukreipiama į galios matuoklį (**Gal.m.**). CCD kamera iš šono registruojamos šviesos gijos kristale. Reikia paminėti, jog matuojant abiejų harmonikų sukuriama kontinuumo spektrą yra naudojami sugeriantys filtrai (CC-4 ir OC-12). CC-4 filtras praleidžia mėlynąją spektro dalį, OC-12 praleidžia raudonąją. Apdorojant duomenis buvo įvertinta filtrų pralaidumo įtaka ir abu spektrai sujungti į vieną (**Priedas E.**).



21 pav. Abiejų harmonikų impulsais generuojamo BŠK tyrimo schema. PHAROS – femtosekundinis lazeris generuojantis $\lambda_0=1030$ nm bangos ilgio spinduliuotė; $\lambda/2$ – pusbanginė fazinė plokštelė; PPD poliarizuojantis pluošto daliklis; PD– pluošto daliklis; V – veidrodžiai; VL1 – vėlinimo linija; RF – retroreflektorius; L1, L2, L3 – lęšiai; AT1, AT2 – atenuatoriai; SK1, SK2 – sklendės; Al₂O₃ – safyro kristalas; BBO – antros harmonikos kristalas; SPEKTR. – spektrometras; CCD – kamera; Gal. m. – galios matuoklis.

4.2. Impulsų dinamikos safyro kristale tyrimas, kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais

Eksperimentinė impulsų dinamikos tyrimo schema, kai BŠK generuojamas dvispalviais lazerio impulsais, pateikta **22 pav.** Šioje schemeje nepristatytas safyro kristalo kaupinimas atitinka anksčiau aptartą (žr.: **21 pav.** „Dvispalvio kaupinimo generacija“).

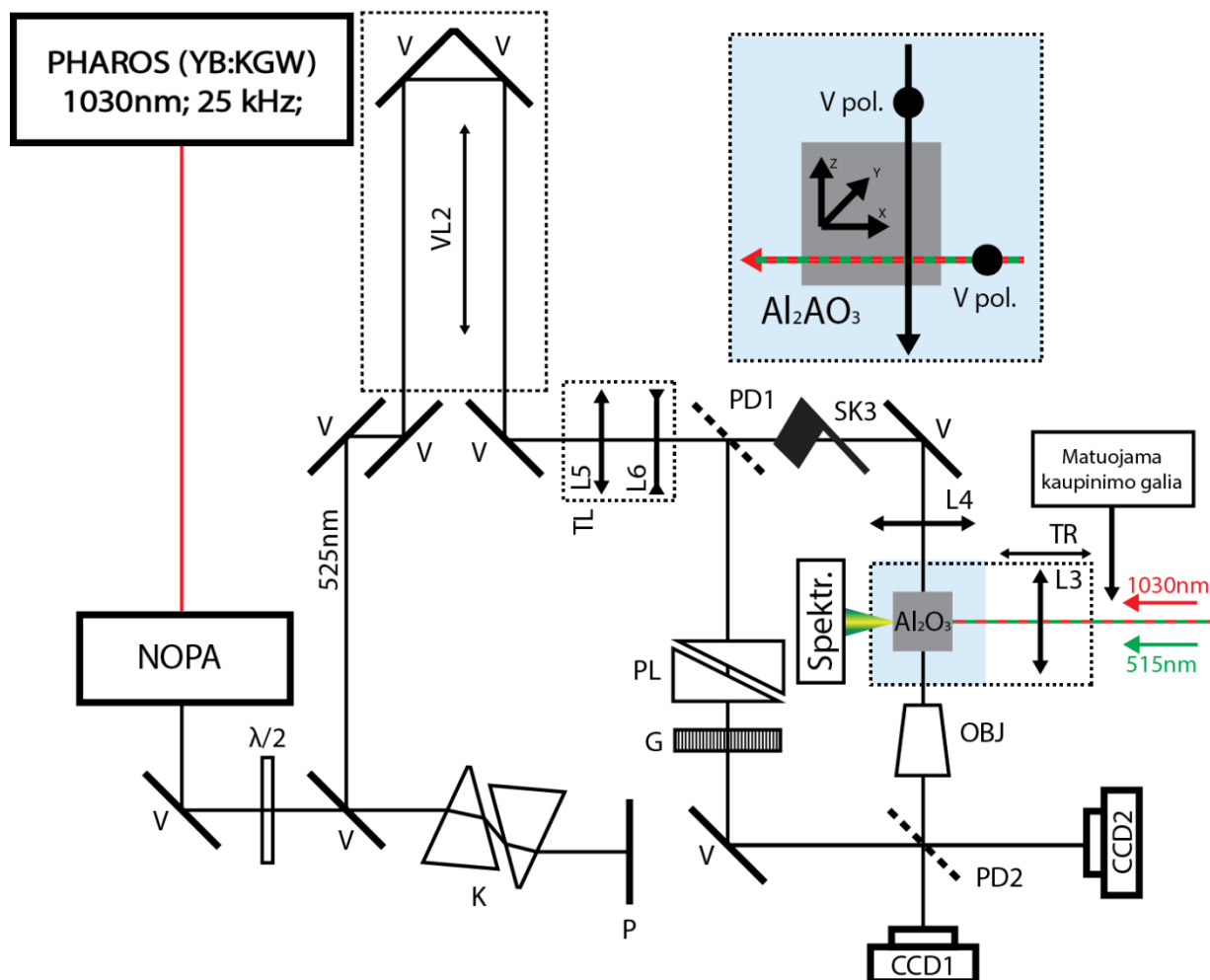
PHAROS lazerio pluoštas įvedamas į nekolinarų optinį parametrinį stiprintuvą (NOPA). Jame pradinis lazerio pluoštas dalijamas į dvi dalis. Viena naudojama baltos šviesos kontinuumo generacijai, o kita trečios harmonikos generacijai (343nm). Trečiosios harmonikos pluoštas naudojamas parametrinio šviesos stiprinimo kaupinimui, kuris sustiprina superkontinuumo spinduliuotę ~525nm spektrinėje srityje. Tai realizuojama BBO kristale. Tada šiam plataus spektro impulsui lydyto kvarco prizmių kompresoriuje **C** indukuojamas toks laikinis čirpas, kad jam praėjus safyro kristalą, jo trukmė būtų maksimaliai suspausta (~30fs). Impulsas periskopu **P** grąžinamas atgal į kompresorių **C** pakartotiniam praėjimui. Toliau šis pluoštas veidrodžiais nukreipiamas į vėlinimo liniją **VL2** (skirta zondavimo impulso vėlinimo kontrolei) ir teleskopą **TL**, kuriuo pluoštas išplečiamas ir kolimuojamas. Tada pluoštas patenka į Macho-Zenderio interferometrą, skirtą kinetinėms hologramoms registruoti.

Macho-Zenderio interferometras susideda iš optinių dviejų šakų: atraminės ir objekto. Jos atskiriamos pluošto dalikliu **PD1**. Objekto šakoje lęšiu **L4** spinduliuotė stačiu kampu fokusuojama į safyro kristale signalinės šakos sugeneruotą šviesos giją. Išėjusi iš safyro kristalo zondavimo spinduliuotė objektyvu **OBJ** (0.65 NA ir 20x didinimas) atvaizduojama ant kameros **CCD2** (naudojama sistemos kalibravimui ir tinkamu hologramos rekonstrukcijos parametru parinkimui). Objekto šakoje esanti sklendė **SK3** naudojama pluošto blokavimui.

Siekiant kompensuoti objektyvo (**OBJ**) įnešamą grupinio greičio dispersiją, atraminėje šakoje naudojamas lydyto kvarco pleištas **PL**. O 10 μm gardelė **G** naudojama realizuojant neašinės simetrijos skaitmeninę hologramą su gera erdvine skyra (žr. 3. skyrelyje). Kamera **CCD1** buvo registruojamas interferencinis vaizdas, o kamera **CCD2** buvo naudojama fokuso plokštumos išlaikymui t.y. jos pagalba kristalas buvo pozicionuojamas taip, kad jį skenuojant išilgai signalinės šakos fokuso plokštuma nekistų.

Eksperimente kameros **CCD1** matymo laukas atitinka ~340x340μm plotą. Kad būtų galima sekti šviesos gijos sklidimą ir dinamika visame Al_2O_3 kristalo ilgyje (4 mm), kristalas ir **L3** lęšis buvo pritvirtinti ant transliacinio staliuko **TR**. Eksperimento metu, šis staliukas buvo stumiamas 100 μm žingsniu išilgai kristalo (4mm). Taip pat svarbu paminėti tai, jog zondavimo šakos vėlinimo linija **VL2** slenkama taip, kad kai eksperimentą atliekame skirtinguose kristalo gyliuose, 1030nm impulsą matytume toje pačioje **CCD2** kameros vietoje. Taip gijos dinamiką susiejame su 1030nm impulso grupiniu greičiu kristale.

Eksperimento metu buvo matuojami lūžio rodiklio safyro kristale pokyčiai dėl intensyvios lazerinės spinduliuotės įtakos. Šie pokyčiai yra tiesiogiai susiję su impulso bei šviesos gijos dinamika safyro kristale. Safyro kristalo atsakas į intensyvią lazerinę spinduliuotę buvo rekonstruojamas pasitelkiant skaitmeninę holografinės mikroskopijos metodiką [48, 49].



22 pav. Impulsų dinamikos safyro kristale tyrimo schema. PHAROS – femtosekundinis lazeris generuojantis $\lambda_0=1030\text{nm}$ bangos ilgio spinduliuotę; NOPA – netiesinis optinis parametris stiprintuvas; $\lambda/2$ – pusbanginė fazinė plokštelė; PD1 ir PD2 – pluošto dalikliai; V – veidrodžiai; VL2 – vėlinimo linija; TR – transliacinis staliukas; L3, L4, L5– lęšiai; SK3 – sklendės; TL – teleskopas; PL – pleištas; G – gardelė; OBJ – objektyvas; Al₂O₃ – safyro kristalas; SPEKTR. – spektrometras; CCD1 ir CCD2 – kameros.

4.3. Eksperimentų eiga

Abu eksperimentai (BŠK spektro ir impulsų dinamikos tyrimai) buvo atlikti keturiais skirtingais atvejais:

1. BŠK generuoja abi harmonikas. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.
2. BŠK generuoja tik pirma harmonika. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.
3. BŠK generuoja tik antra harmonika. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.
4. Pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

Pluoštų galios buvo matuojamos prieš lęšį L3 (žr.: **21 pav.** **22 pav.**) todėl modeliuojant rezultatus reiktų įskaityti paviršinių atspindžių nuostolius (du atspindžiai nuo UVFS lęšio paviršiaus ir vienas nuo safyro kristalo įėjimo paviršiaus). Sąlygą $P_{H1} > P_{SL}$ atitiko $\sim 70\text{mW}$ ($2,8\mu\text{J}$); $P_{H2} > P_{SL}$ atitiko $\sim 17\text{mW}$ ($0,68\mu\text{J}$); $P_{H1} < P_{SL}$ atitiko $\sim 45\text{mW}$ ($1,8\mu\text{J}$); $P_{H2} < P_{SL}$ atitiko $\sim 11,5\text{mW}$ ($0,46\mu\text{J}$).

BŠK dinamikos tyrimas

BŠK spektro tyrimo metu prieš kiekvieną eksperimentą safyro kristalas buvo pakeičiamas I-tipo BBO kristalu, tada keičiant vėlinimą tarp impulsų buvo randamas suminio dažnio tarp pirmos ir antros lazerio harmonikos maksimumo taškas. Taip sukalibruojama vėlinimo linija, kad nulio taškas atitiktų maksimalų impulsų persiklojimą (t.y. abu impulsai į safyro kristalą pataikytų vienu metu).

Šio eksperimento metu BŠK dinamika buvo registruojama daugiau nei 700 vėlinimo padėčių (nuo -20ps iki 20ps). Vėlinimo padėties minuso ženklas reiškia, kad pirmosios harmonikos impulsas atsilieka nuo antrosios harmonikos impulso. Intervale tarp -1ps iki 1ps vėlinimo žingsnis buvo 4fs ($\sim 1,2\mu\text{m}$). Kiekvieno vėlinimo taško metu buvo registruojama:

1. BŠK spektras.
2. Praėjusios pro safyrą spinduliuotės galia.
3. Šviesos gijos liuminescencijos treko atvaizdas.

Taip pat reiktų paminėti, jog stebimas raudonos spalvos liuminescencijos trekas safyro kristale atsiranda dėl chromo priemaišų jame. Chromo priemaišos yra vienos dažniausiai sutinkamų safyro kristale. Dėl jų liuminescencijos $650\text{ nm} - 774\text{ nm}$ ruože, galime stebėti kristalu sklindantį pluoštą.

Impulsų dinamikos tyrimas

Impulsų dinamikos tyrimo metu pirmais trimis atvejais eksperimentai buvo atlikti vėlinimo taškuose, kai dėl abiejų harmonikų impulsų sąveikos kontinuumo spektras buvo gesinamas. Ketvirtuoju atveju buvo pasirinktos kelios skirtingos vėlinimo trukmės. Stebint spektrometro duomenis buvo užtikrinamas reikiamas vėlinimas tarp impulsų (**21 pav. VL1**). O kiekvienoje kristalo pozicijoje su **CCD1** kamera buvo įrašomi penki atvaizdai:

1. Fono nuotrauka. SK1 – uždaryta; SK2 – uždaryta; SK3 – uždaryta;
2. Atraminė nuotrauka (kai safyru nesklinda joks signalinės šakos impulsas) SK1 – uždaryta; SK2 – uždaryta; SK3 – atidaryta;
3. Nuotrauka, kai tik 1030nm impulsas sklinda kristalu. SK1 – atidaryta; SK2 – uždaryta; SK3 – atidaryta;
4. Nuotrauka, kai tik 515nm impulsas sklinda kristalu. SK1 – uždaryta; SK2 – atidaryta; SK3 – atidaryta;
5. Nuotrauka, kai abu 1030nm ir 515nm impulsai sklinda kristalu. SK1 – atidaryta; SK2 – atidaryta; SK3 – atidaryta;

Svarbu pažymėti, kad interferometriniai matavimai labai jautrūs net ir menkiausiems mechaniniams virpesiams. Todėl eksperimento duomenys buvo filtruojami, atmetant eksperimentus, kuriuose standartinis nuokrypis tarp atraminio ir objekto interferencinio atvaizdo skirtumo, užregistruotoje kristalo srityje, kur nesklido kaupinimo impulsai, viršijo nustatytą slenkstinę vertę. Taip buvo užtikrintas pakankamas signalo-triukšmo santykis matavimo metu.

Signalio iškraipymai bei triukšmai ties safyro kristalo įėjimo ir išėjimo paviršiais sąlygoti to, jog dalis zondavimo spinduliuotės nesklinda kristalu, todėl tose zonose nesusikuria interferencinis atvaizdas ir negalima atkurti fazinio vaizdo.

5. EKSPERIMENTO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

Šiame skyrelyje aptarsime tiek BŠK spektro dinamikos, tiek laikinės holografijos (impulsų dinamikos) eksperimentų rezultatus. Vietos taupymo sumetimais, išsamiai aptarsime situaciją, kai abiejų kaupinančių impulsų energija yra pakankama BŠK generavimui, o tuomet nurodysime skirtumus, stebimus kitais trimis atvejais. Šių atvejų impulsų dinamikos eksperimentiniai duomenys pateikti darbo prieduose.

5.1. BŠK spektro, galios ir gijos treko dinamika

Persiklojant abiejų pluoštų (1030nm ir 515nm) impulsams erdvėje ir laike, stebima jų tarpusavio sąveika. Laikinės tokios sąveikos ribos yra didesnės nei impulsų trukmė $\sim (-0,6 - 0,6\text{ps})$. Šiose ribose BŠK generacijos spektre stebima greita dinamika bei šviesos gijos kaita. Įdomu tai, kad net egzistuoja tokios vėlinimo vertės, kada buvęs platus BŠK spektras yra praktiškai užgesinamas, arba nesant BŠK šiose ribose jis yra generuojamas.

Tokios BŠK generacijos dinamikos priklauso nuo vėlinamų impulsų energijos. Priklausomai nuo jos matome skirtingus impulsų sąveikos rezultatus.

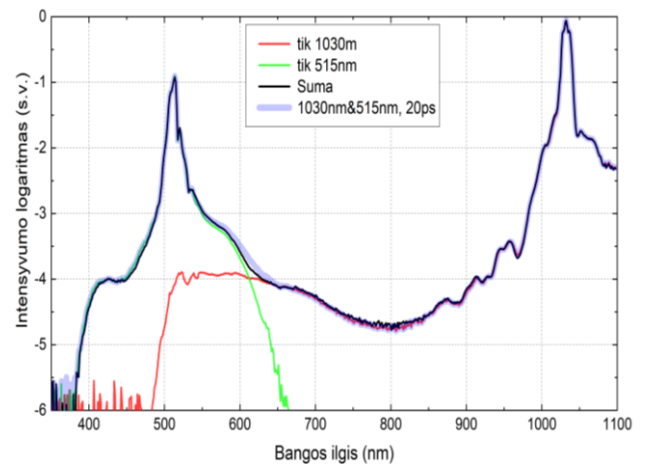
5.1.1. BŠK generuoja abi harmonikas. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

Pirmas eksperimentas atliktas, kai BŠK generuoja abi harmonikas. Nors intuityviai galima tikėtis BŠK spektro plitimo, stebime priešingą efektą – ties kai kuriomis impulsų tarpusavio vėlinimo vertėmis generuojamas BŠK beveik visiškai išnyksta.

Visų pirma, kol impulsų sąveikos nėra (vėlinimas $> 10\text{ps}$) registruojame atskirų impulsų generuojamų BŠK spektrinio intensyvumo sumą (**23 pav.**).

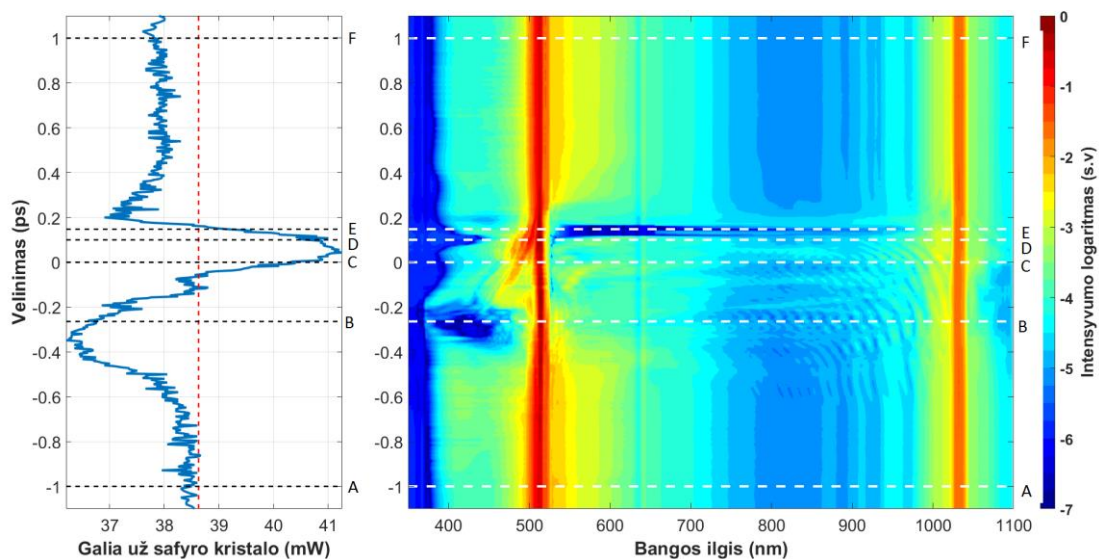
Žemiau esančiuose eksperimentiniuose rezultatuose (**24 pav. 25 pav. 27 pav.**)

pateikta BŠK spektro ir šviesos gijos treko dinamika, kai impulsai tarpusavyje vėlinami. Paveiksluose taškai A, B, C, D, E, F atitinka $t_A = -1\text{ps}$, $t_B = -0,264\text{ps}$, $t_C = 0\text{ps}$, $t_D = 0,12\text{ps}$, $t_E = 0,148\text{ps}$, $t_F = 1\text{ps}$ vėlinimo vertes. Minuso ženklas reiškia, jog 1030nm impulsas kristalą pasiekia vėliau nei 515nm impulsas.

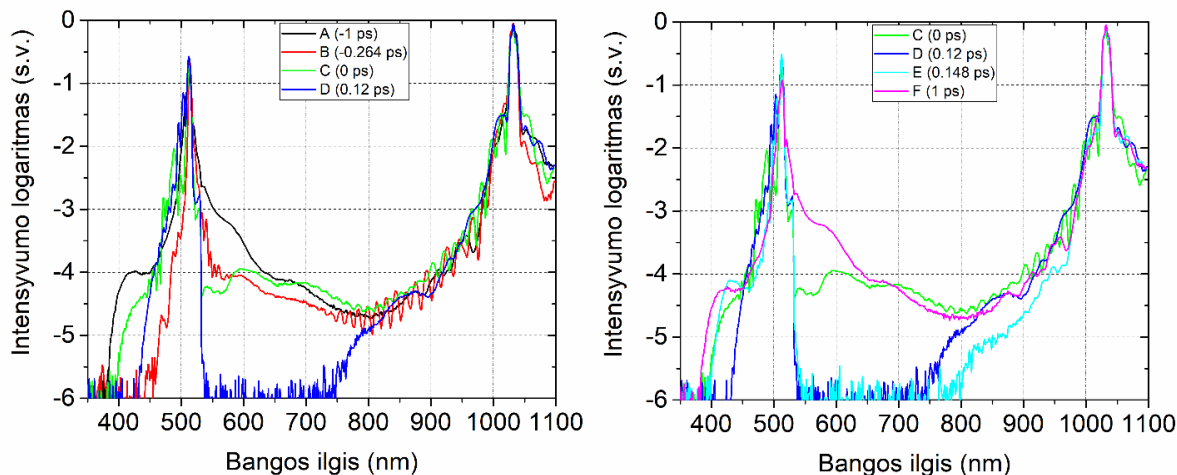


23 pav. BŠK generacijos spektrai, kai kaupinama atskirai 1030nm, 515nm spinduliuote ir abiem vienu metu, kai vėlinimas 20ps.

Kaip matome kol sąveikos tarp impulsų nėra registruojame atskirų impulsų generuojamų BŠK spektrinio intensyvumo sumą, o galia už safyro kristalo atitinka abiejų pluoštų galių sumą (**24 pav.** **25 pav.**). Šviesos gija išplitusi beveik per visą kristalo ilgį, o jos fluorescencijos maksimumas maždaug ties kristalo centru (**27 pav.**) (taškas A).



24 pav. Spinduliuotės už safyro kristalo (kairėje) ir spektro pločio priklausomybė nuo vėlinimo (dešinėje), kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. Raudona punktyrinė linija, atitinka atskirų harmonikų galių sumą.



25 pav. Spinduliuotės spektras prie skirtingų vėlinimų, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

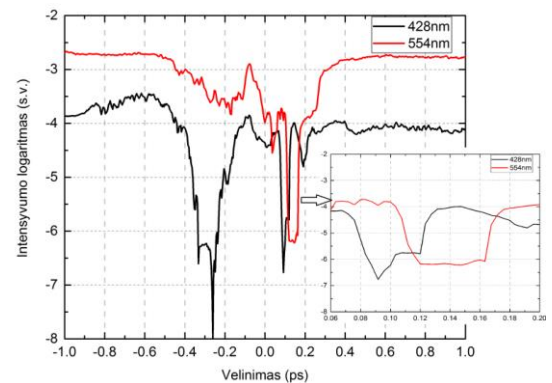
Toliau mažinant vėlinimą tarp impulsų stebime spektrinius, galios ir šviesos gijos pokyčius. Visų pirma galia už safyro kristalo pradeda mažėti. Atsiranda spektrinės BŠK moduliacijos (**24 pav.**). Šviesos gijos fluorescencijos maksimumas pradeda slinkti link kristalo įėjimo paviršiaus (**27 pav.**). Tada pasiekus tašką B stebime antrosios harmonikos generuojamo spektro užgesimą trumpabangėje srityje (380nm-470nm) bei spektro moduliacijas 700nm-1000nm srityje. Šis spektro gesimas maždaug įvyksta per 200fs, kol vėl užauga per kitas 200fs (**26 pav.** 428nm linija) ir jį stebime (nuo -0,5 iki -0,1ps).

Artėjant prie nulinio vėlinimo taško C matome, jog galia už safyro kristalo pradeda augti, spektre vėl atsiranda išnykę spektro komponentai (**24 pav.**). Registruojame šviesos gijos fluorescencijos maksimumo mažiausią nuotolį nuo kristalo įėjimo paviršiaus (taškas C) (**27 pav.**).

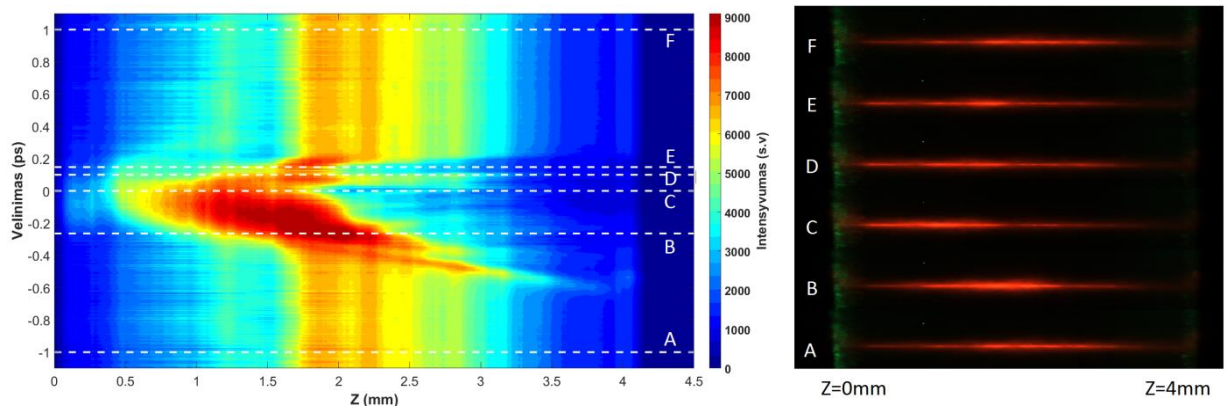
Taške $\sim 0,055\text{ps}$ galia už safyro pasiekia maksimumą. Tada dar prieš pasiekiant tašką D, galia pradeda mažėti (**24 pav.**). O pasiekus tašką D stebime spektro intensyvumo ties (400nm -450nm) staigų ($\sim 20\text{fs}$) gesimą (**26 pav.** 428nm linija). Šviesos gija prigęsta (**27 pav.**).

Po maždaug 20fs toks staigus gesimas atsikartoja bangos ilgių srityje esančioje tarp abiejų kaupinimo impulsų centrinių dažnių (530nm-970nm). Gesimas kaip ir atsistatymas įvyksta per $\sim 20\text{fs}$ (**26 pav.** 554nm linija). Šviesos gijos intensyvumas dar truputi prigęsta, o fluorescencijos maksimumas pasislenka toliau nuo įėjimo paviršiaus (**27 pav.**).

Toliau didinant vėlinimą tarp impulsų jų tarpusavio sąveika silpnėja. Taške F registruojami beveik identiški spektro, šviesos gijos parametrai, kaip ir taške A. Tačiau taške F stebimas nedidelis galios sumažėjimas lyginant su tašku A.



26 pav. Atskirų spektrinių linijų dinamika, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$

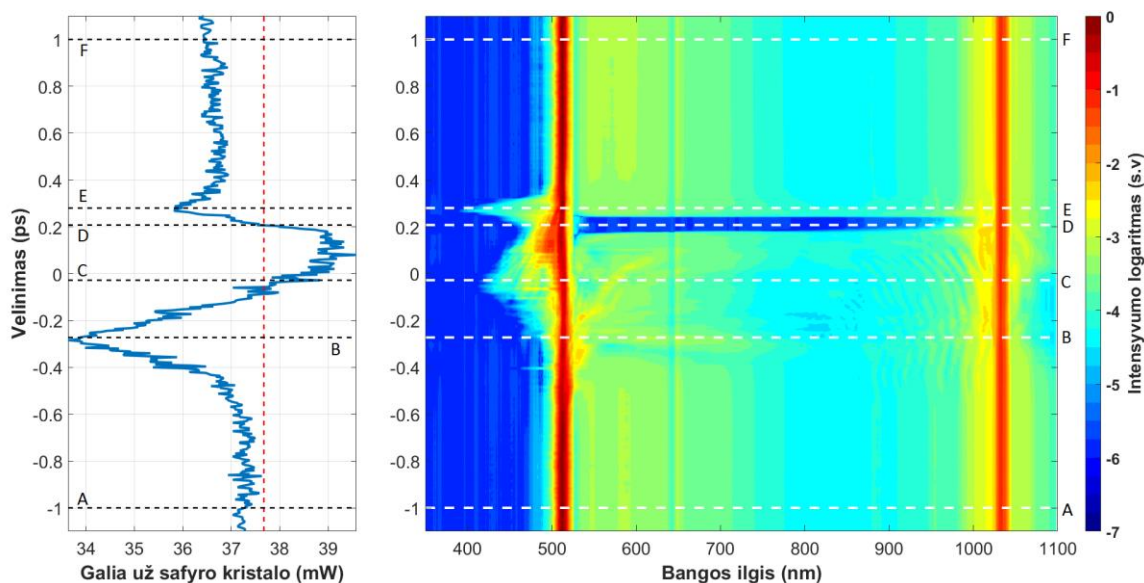


27 pav. Šviesos gijos indukuoto liuminescencijos pėdsako intensyvumo dinamika (dešinėje) ir jo profilio nuotraukos prie skirtingų vėlinimo verčių, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

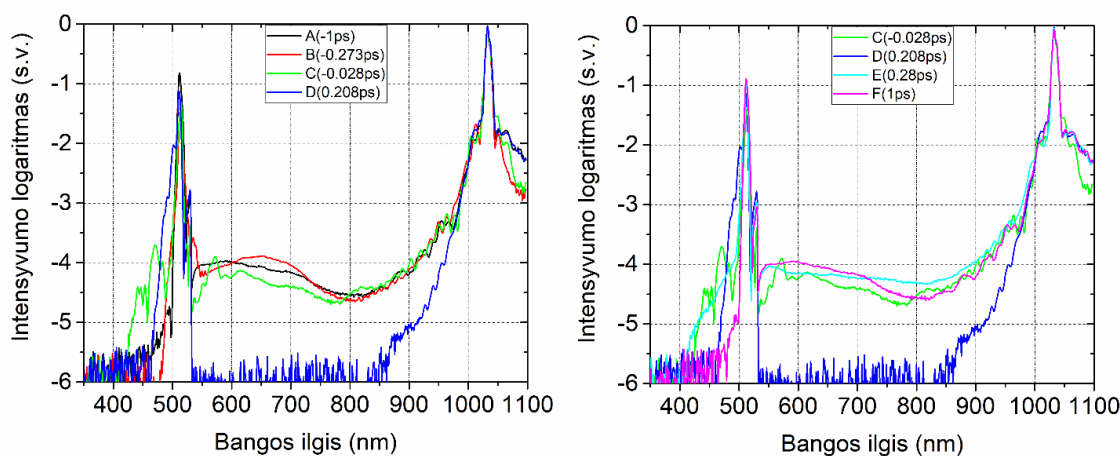
5.1.2. BŠK generuoja tik pirmą harmoniką. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

Šiuo atveju, kaip ir prieš tai nagrinėtu, kontinuumas esantis tarp dviejų impulsų centrinių dažnių intervale (0,18ps – 0,24ps) buvo užgesintas (**28 pav.**, **29 pav.**). Ši dinamika pasižymi staigiu intensyvumo kitimu ($\sim 20\text{fs}$). Be to įdomu tai, kad sąveikos metu buvo sugeneruotos spektrinės komponentės 400nm-500nm srityje, kurių iki tol nebuvo. Galios ir šviesos gijos dinamika labai panaši kaip ir 5.1.1. skyrelyje aptartame eksperimente (**28 pav.**, **30 pav.**).

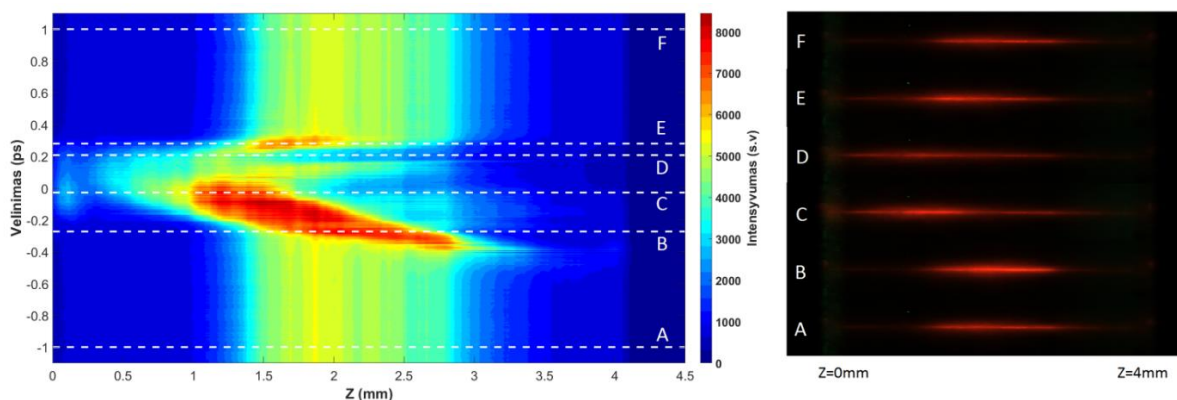
Šio eksperimento rezultatuose (**28 pav.**, **29 pav.**, **30 pav.**) taškai A, B, C, D, E, F atitinka $t_A = -1\text{ps}$, $t_B = -0,273\text{ps}$, $t_C = -0,028\text{ps}$, $t_D = 0,208\text{ps}$, $t_E = 0,28\text{ps}$, $t_F = 1\text{ps}$ vėlinimo vertes. Minuso ženklas reiškia, jog 1030nm impulsas kristalą pasiekia vėliau nei 515nm impulsas.



28 pav. Spinduliuotės už safyro kristalo (kairėje) ir spektro pločio priklausomybė nuo vėlinimo (dešinėje), kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. Raudona punktyrinė linija, atitinka atskirų harmonikų galių sumą.



29 pav. Spinduliuotės spektras prie skirtingų vėlinimų, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.



30 pav. Šviesos gijos indukuoto liuminescencijos pėdsako intensyvumo dinamika (dešinėje) ir jo profilio nuotraukos prie skirtingų vėlinimo verčių, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

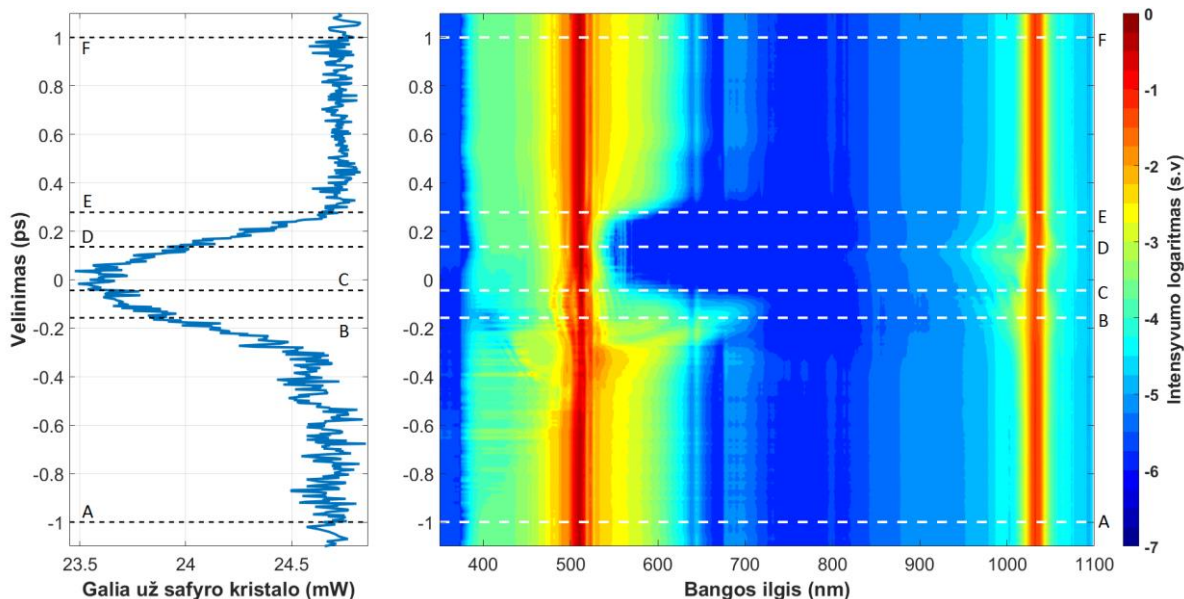
5.1.3. BŠK generuoja tik antra harmonika. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

Kaip ir prieš tai aptartuose atvejuose buvo užgesintos spektro komponentės esančios tarp kaupinimo impulsų centrinių dažnių (**28 pav.**, **29 pav.**). Ši dinamika, lyginant su 5.1.1. ir 5.1.2. atvejais, buvo ne tokia staigi (gesimo trukmė ~ 200 fs, augimo trukmė ~ 100 fs). Be to, užgesinti spektriniai komponentai išsilaikė žymiai ilgiau (nuo $-0,044$ ps iki $0,278$).

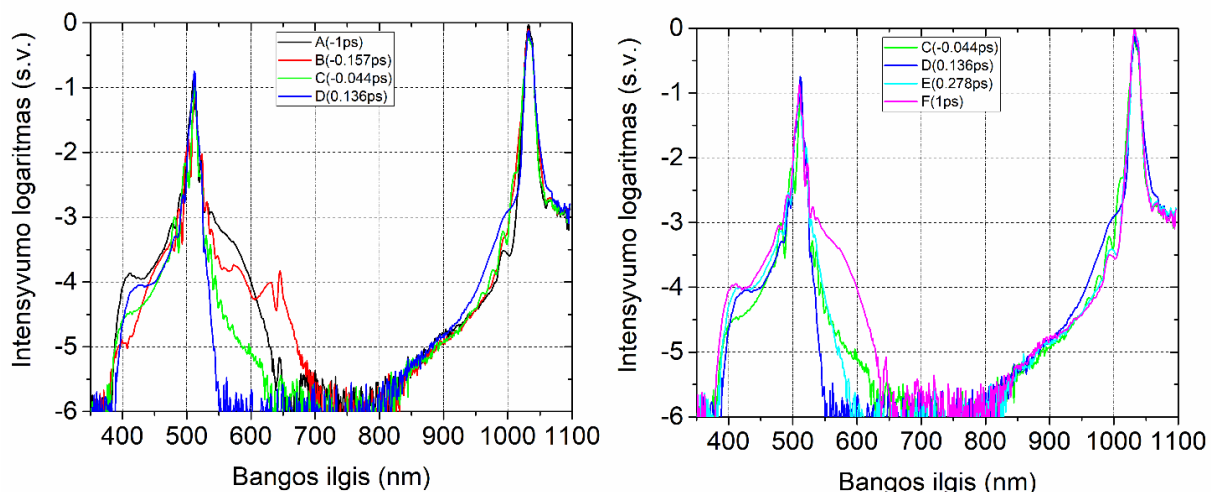
Taip pat svarbu, jog šio eksperimento galios už safyro kristalo dinamika skyrėsi nuo prieš tai aptartų. Stebimas tik galios sumažėjimas ir grįžimas į pradinę vertę per laiko intervalą - nuo $-0,3$ ps iki $0,3$ ps. Tuo tarpu 5.1.1. ir 5.1.2. atvejais registruota galios osciliacija aplink pradinę vertę yra nuo $-0,6$ ps. iki $0,3$ ps. (**28 pav.**, **24 pav.**).

Šio eksperimento gijos dinamika taip pat skiriasi. Fluorescencijos trekas staigiai pajuda nuo priekinio kristalo paviršiaus link galinio (ties $-0,4$ ps) ir per $\sim 0,4$ ps vėl grįžta į pradinę padėtį (**30 pav.**).

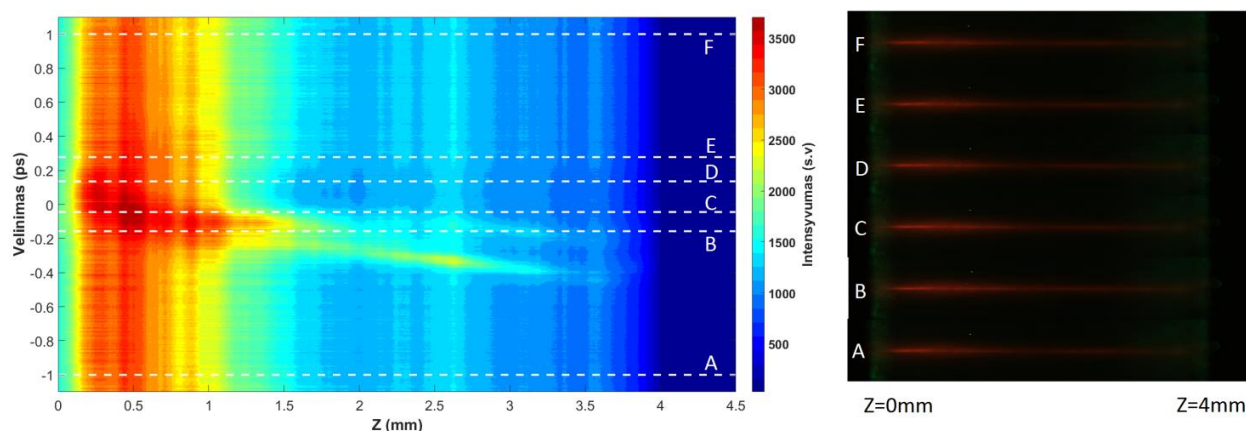
Žemiau esančiuose eksperimentiniuose rezultatuose (**31 pav.**, **32 pav.**, **33 pav.**) pateikta BŠK spektro ir šviesos gijos treko dinamika, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H1} > P_{SL}$. Paveiksluose taškai A, B, C, D, E, F atitinka $t_A = -1$ ps, $t_B = -0,157$ ps, $t_C = -0,044$ ps, $t_D = 0,136$ ps, $t_E = 0,278$ ps, $t_F = 1$ ps vėlinimo vertes. Minuso ženklas reiškia, jog 1030 nm impulsas kristalą pasiekia vėliau nei 515 nm impulsas.



31 pav. Spinduliuotės už safyro kristalo (kairėje) ir spektro pločio priklausomybė nuo vėlinimo (dešinėje), kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.



32 pav. Spinduliuotės spektras prie skirtingų vėlinimų, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.



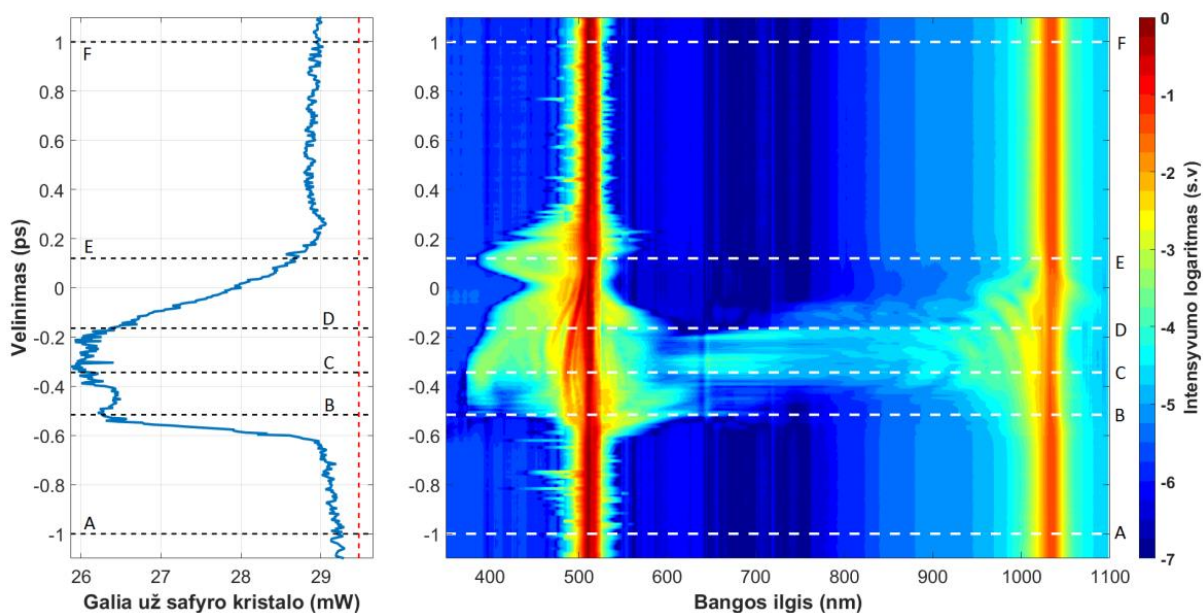
33 pav. Šviesos gijos indukuoto liuminescencijos pėdsako intensyvumo dinamika (dešinėje) ir jo profilio nuotraukos prie skirtingų vėlinimo verčių, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

5.1.4. Pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

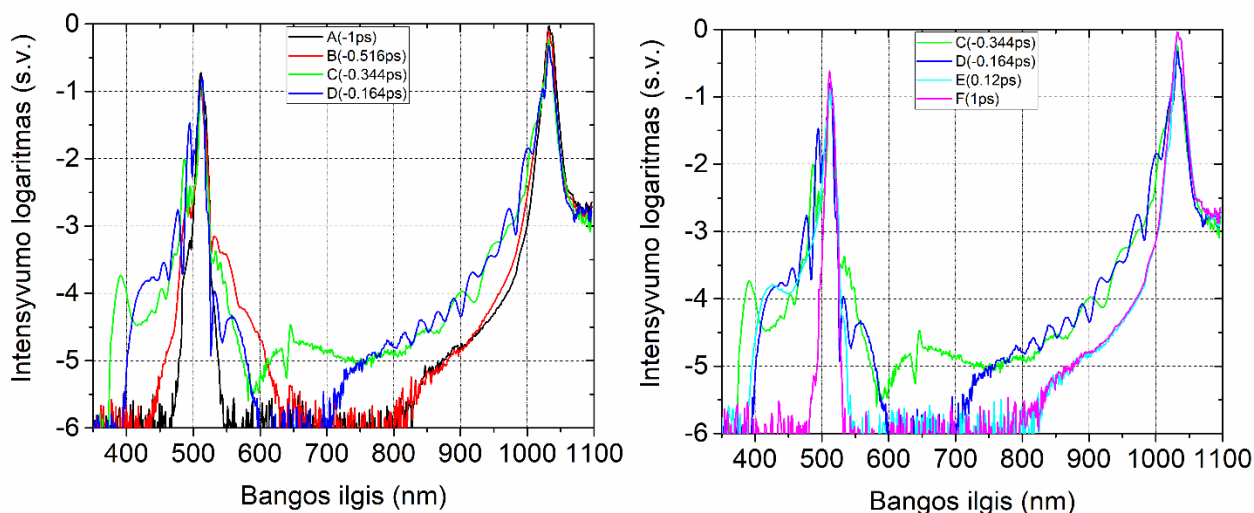
Nors šio eksperimento metu nei 1030nm, nei 515nm impulsui BŠK generacijai energijos neužteko, tačiau impulsų sąveikos metu buvo registruojamas spektro plitimas -0,6ps - 0,3ps vėlinimo intervale. Spektro pokyčiai registruoti maždaug 340nm -1050nm ribose.

Fluorescencijos maksimumas juda nuo galinio safyro kristalo paviršiaus link priekinio. Po to kaip visais aptartais abejomis harmonikomis generuojamo kontinuumo atvejais – šviesos gijos fluorescencijos maksimumas išblėsta ir šviesos gija atsistato į pradinės būseną.

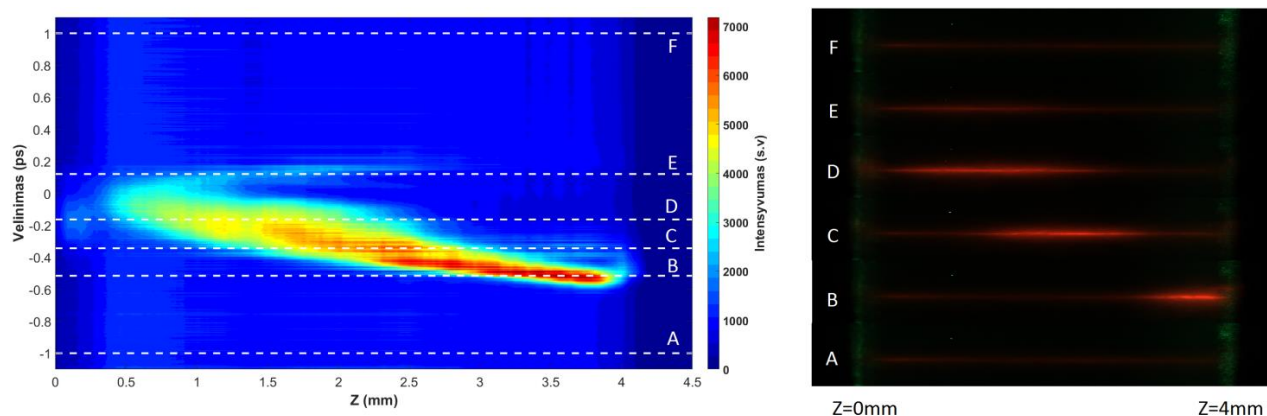
Šio eksperimento rezultatuose (**34 pav.** **35 pav.** **36 pav.**) taškai A, B, C, D, E, F atitinka $t_A = -1ps$, $t_B = -0,516ps$, $t_C = -0,344ps$, $t_D = -0,164ps$, $t_E = 0,12ps$, $t_F = 1ps$ vėlinimo vertes. Minuso ženklas reiškia, jog 1030nm impulsas kristalą pasiekia vėliau nei 515nm impulsas.



34 pav. Spinduliuotės už safyro kristalo (kairėje) ir spektro pločio priklausomybė nuo vėlinimo (dešinėje), kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. Raudona punktyrinė linija, atitinka atskirų harmonikų galių sumą.



35 pav. Spinduliuotės spektras prie skirtingų vėlinimų, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.



36 pav. Šviesos gijos indukuoto liuminescencijos pėdsako intensyvumo dinamika (dešinėje) ir jo profilio nuotraukos prie skirtingų vėlinimo verčių, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

5.2. Impulsų dinamikos safyro kristale tyrimas

Kaip buvo minėta, šio tyrimo metu pirmais trimis atvejais eksperimentai buvo atlikti vėlinimo taškuose, kai dėl abiejų harmonikų impulsų sąveikos kontinuumo spektras buvo gesinamas. Ketvirtuoju atveju ($P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_S$) buvo pasirinktos kelios skirtingos vėlinimo trukmės.

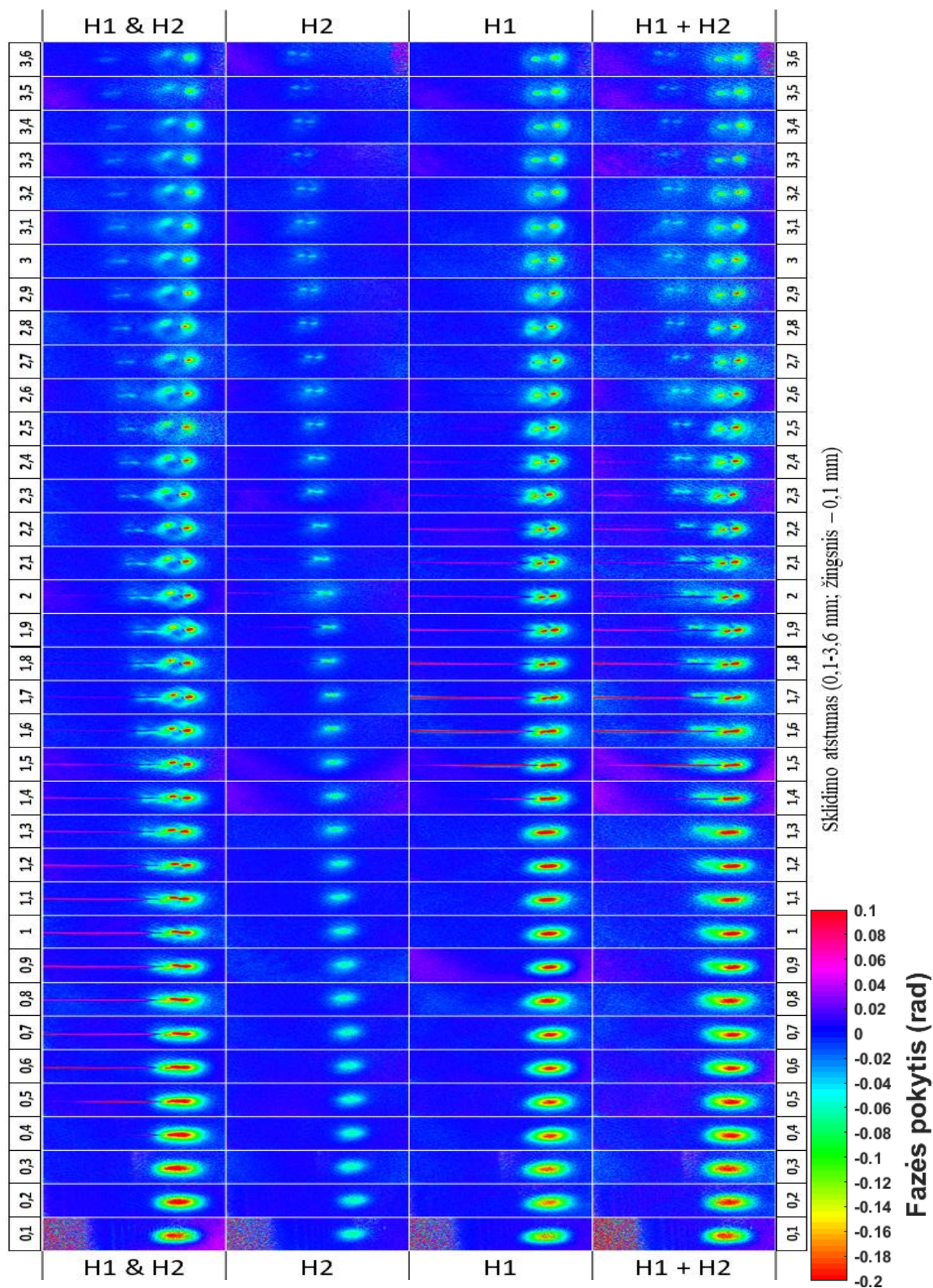
5.2.1. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja abi harmonikas. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

Kaip buvo aptarta 5.1. skyrelyje, erdvėje ir laike persiklojant dviejų harmonikų impulsams $\sim (-0,6 - 0,6\text{ps})$ laiko intervale stebima ryški impulsų sąveika, sąlygojanti spektro, spinduliuotės galios ir šviesos gijos kitimus. Atveju, kai BŠK generuoja abi harmonikas eksperimentas atliktas prie vėlinimo trukmės, kai kontinuumo spektras praktiškai išnyksta ($t_E = 0,148\text{ps}$ **24 pav.** ir **25 pav.**). Šio eksperimento atveju 1030nm impulso energija $E_{1030}=2,8\mu\text{J}$, 515nm impulso energija $E_{515}=0,68\mu\text{J}$.

Atlikto eksperimento rekonstruoti vaizdai (iš interferencinio vaizdo rekonstruotas fazės pokytis) pateikti **37 pav.** H1 ir H2 atveju atitinkamai pavaizduoti nesąveikaujantys pirmosios ir antrosios harmonikos impulsai sklisdami kristalu fokusuojasi. Tada impulsams pasiekus tam tikrą slenkstinį intensyvumą yra sugeneruojama elektronų plazma (H1 atveju $\sim 1,4\text{mm}$, H2 atveju $\sim 1,8\text{mm}$). Impulsams sklindant toliau registruojame jų plyšimo procesą (H1 atveju $\sim 1,4-1,8\text{mm}$ zona, H2 atveju $\sim 1,8-2,4\text{mm}$ zona). Impulsams plyšus, jų indukuotas fazės pokytis pradeda mažėti (t.y. impulsų intensyvumas mažėja), jie palengva tolsta vienas nuo kito.

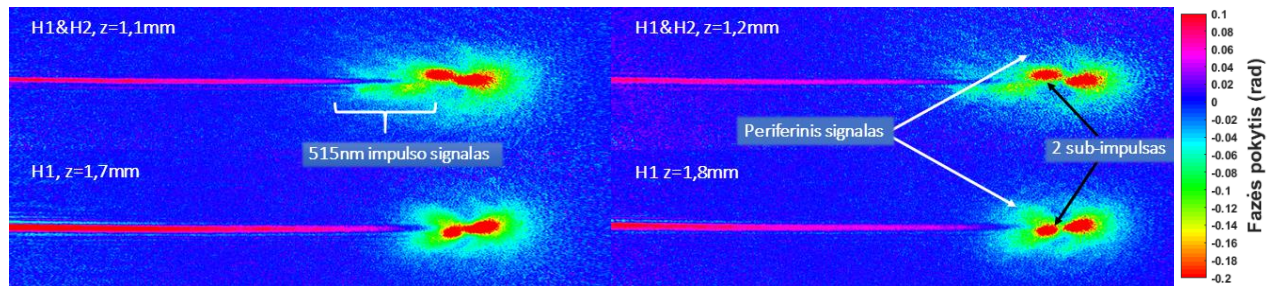
Impulsų sąveikos atveju (**37 pav.** H1&H2) akivaizdžiai matome, jog elektronų plazma sugeneruojama žymiai anksčiau ($\sim 0,4\text{mm}$ kristalo gylyje). Be to, stebima žymiai ilgesnį atstumą (H1&H2 atveju $\sim 0,4-2,3\text{mm}$, kai H1 atveju $\sim 1,4-2,9\text{mm}$, o H2 atveju $\sim 1,8-2,5\text{mm}$). Impulso plyšimo procesą registruojame $\sim 0,5-1,2\text{mm}$ zonoje, ženkliai ilgesnėje nei nesąveikaujančių impulsų atveju. Priede (**Priedas A.**) pateikti indukuoto fazės pokyčio rezultatai prie skirtingų signalo intensyvumo spalvinių skalių, kuriose geriau išryškėja elektronų plazmos trekas bei dėl Kerro efekto indukuotas signalas.

Impulsų sąveikos atveju (**37 pav.** H1&H2) taipogi matome, jog 515 impulsas 1030nm impulsui įtaką potencialiai daro maždaug 0-1,8 mm intervale, nes už šio atstumo stebime atskirą 515nm impulso signalą, neužgožtą 1030nm signalo. Taip pat 1030nm ir 515nm impulsai plyšta anksčiau, o už pirmaujančio impulso esantys likę impulsai elektronų treko atžvilgiu tarsi pastumiami į šonus (515nm impulsas į vieną treko pusę, kai 1030nm į kitą). Tai reiškia, kad esant sąveikai, dalinai išnyksta sklindančio impulso radialinė simetrija.



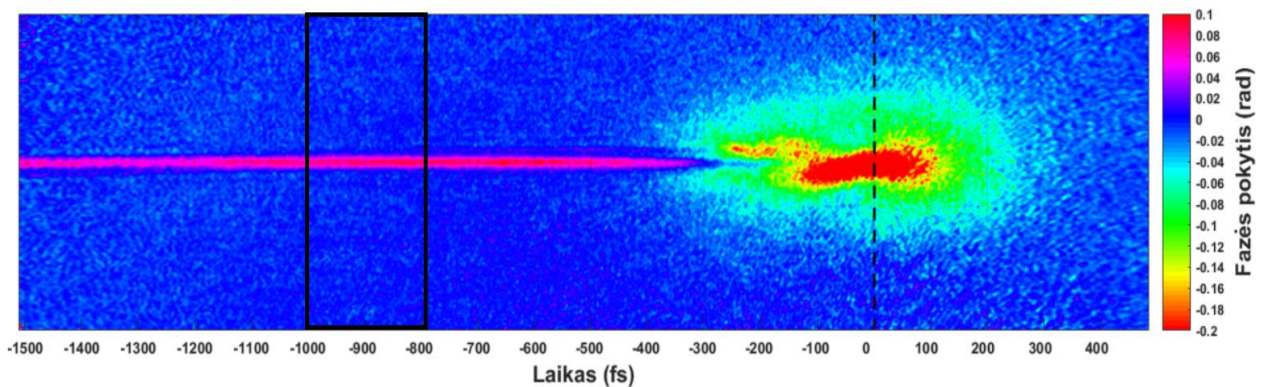
37 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką t_E **24 pav.**

Aprašant rezultatus dėmesį norėtusi atkreipti į impulsų plyšimo atkarpą sąveikos (H1&H2) ir tik 1030nm impulso (H1) atveju (žr.: **38 pav.**). Matyti, jog sąveikos atveju antrojo (atsiliekančio) subimpulso intensyviausia signalo zona (raudona -0,2 rad signalo sritis) yra labiau išplitusi išilgai sklidimo krypties nei nesąveikaujančio impulso. Taip pat galima pastebėti, jog sąveikos atveju periferinis antrojo subimpulso signalas yra silpnesnis. Reikia pabrėžti, jog H1&H2 atveju ties antrojo subimpulso galu fiksuojamas ir 515nm impulso signalas.

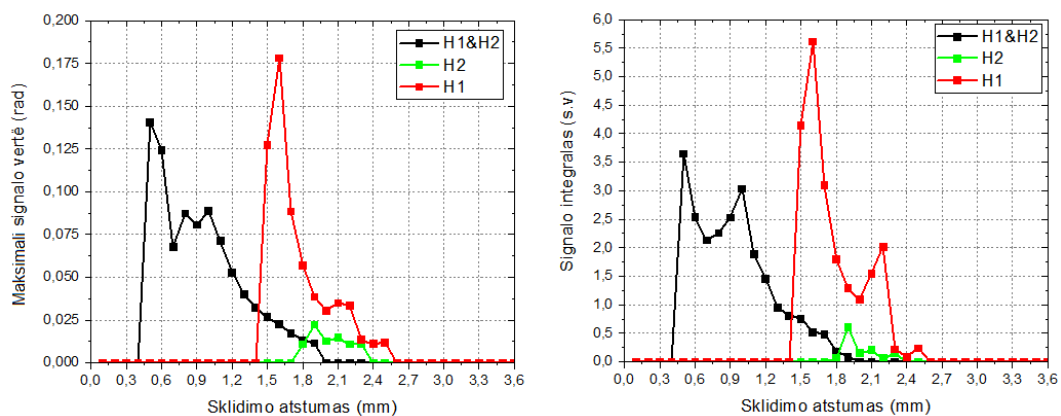


38 pav. Impulsų indukuotas fazės pokytis. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu.

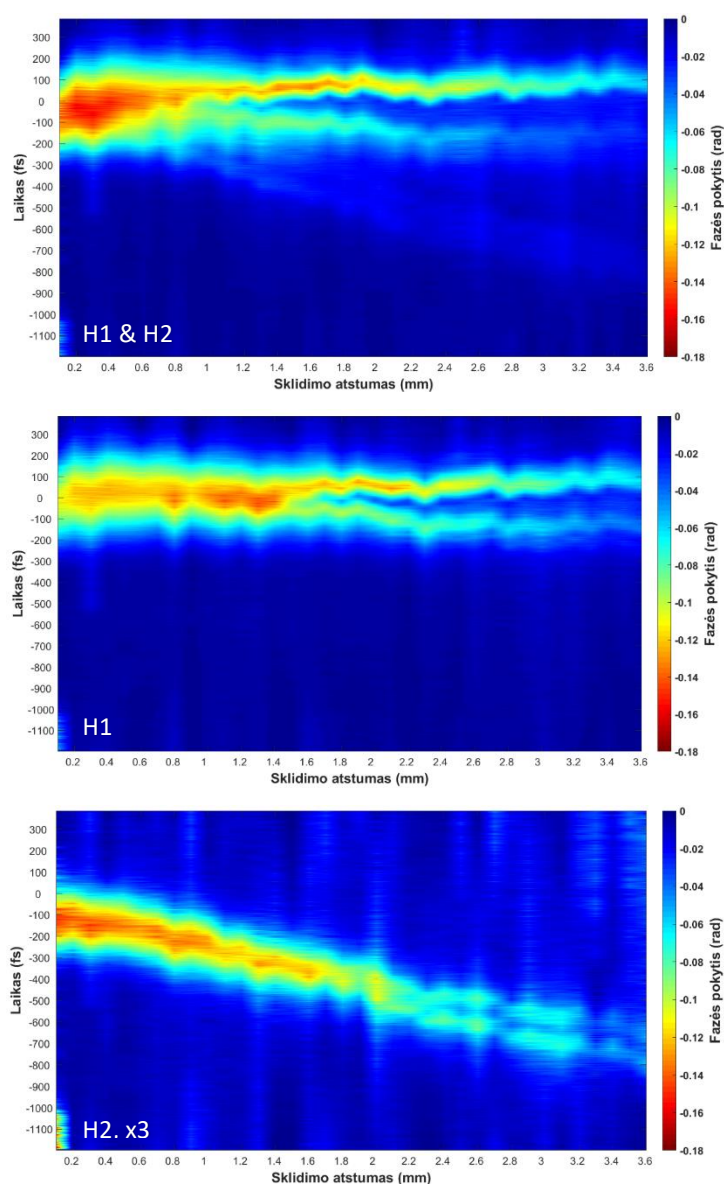
Siekiant tiksliau įvertinti elektronų treko signalo dinamika, kiekvienoje rekonstruotoje nuotraukoje 1000 – 1400 pikselių riboje sklidimo kryptimi buvo pasirinktas analizuojamas plotas (tai atitinka $\sim 40\mu\text{m}$ atstumą, kurį 1030nm impulsas safyro kristale nusklinda maždaug per $\sim 200\text{fs}$). Analizuojama sritis pažymėta **39 pav.** juodu kvadratu. Ši sritis pasirinkta, nes sklidimo metu 515nm impulsas vis labiau atsilieka, todėl norint išvengti Kerro signalo įtakos elektronų treką reikia analizuoti kiek toliau nuo šio impulso. Rekonstruoto atvaizdo kraštinė padėtis taip pat nėra geras pasirinkimas dėl didesnio triukšmo.



39 pav. Elektronų treko signalo analizavimo pavyzdys. Juodas kvadratas žymi kiekviename indukuoto fazės pokyčio paveiksle analizuojamą plotą.



40 pav. Elektronų treko signalo dinamika. Kairėje – maksimali signalo vertė, dešinėje – signalo integralas statmenai sklidimo kryptimui.

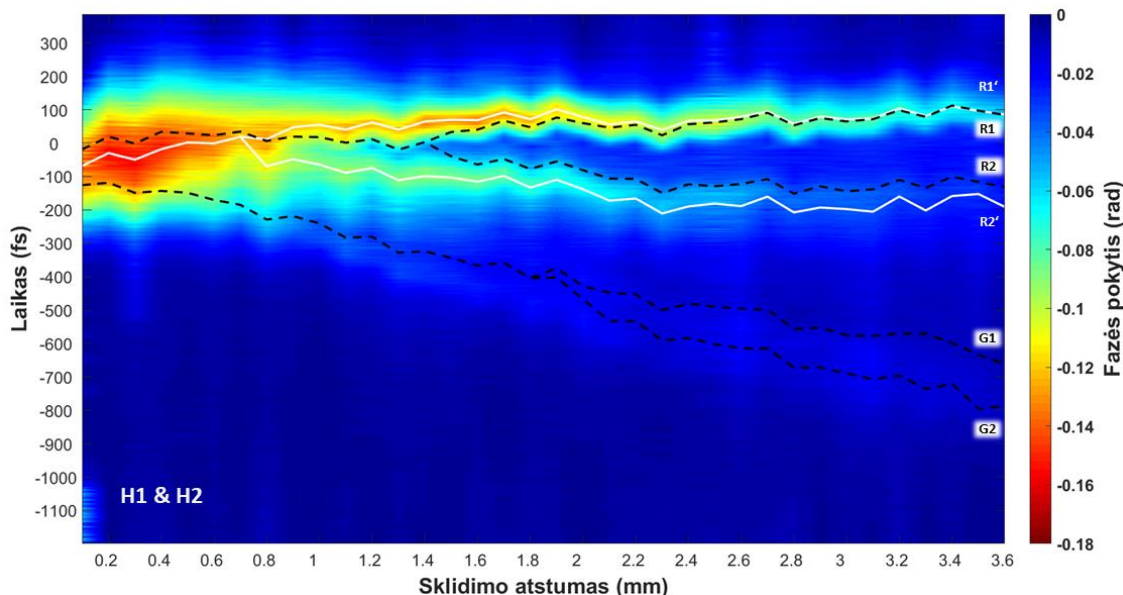


41 pav. Impulsų vidutinio fazės pokyčio dinamika. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu.

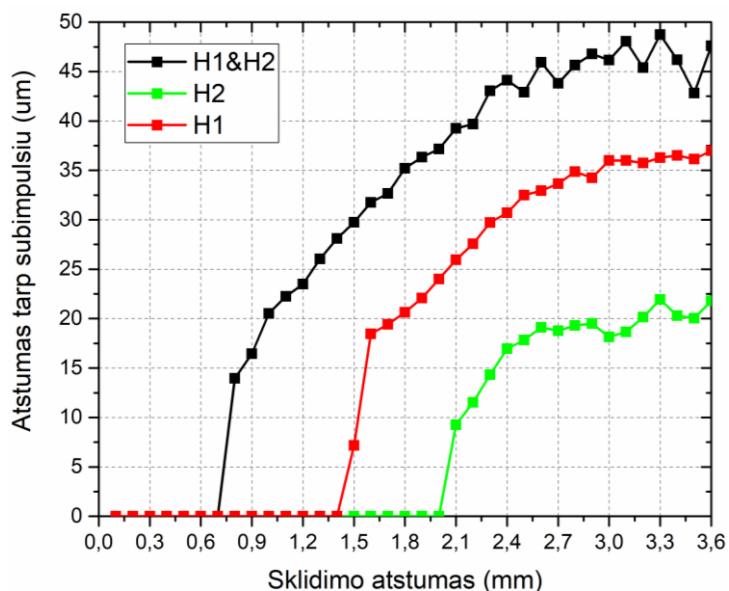
Apartoje srityje išilgine kryptimi buvo apskaičiuojama vidutinė signalo vertė, tada pasirinkus slenkstinę elektronų signalo vertę didesnę nei 0,01rad buvo įvertintas maksimalus signalas ir signalo integralas statmena impulso sklidimui kryptimi. Šie duomenys pateikti 40 pav.

Kaip matome, sąveikos metu elektronų trekas yra generuojamas $\sim 0,4\text{mm}$ ilgesnį atstumą ir gęsta lėčiau nei 1030 elektronų signalas, nors nesąveikaujantis 1030nm impulsas pasiekia tiek didesnę maksimalų, tiek integralinį signalą. Įdomu tai, kad tiek H1&H2 atveju, tiek H1 atveju yra du elektronų signalo maksimumai, tačiau jų santykis signalo integralo grafike sąveikos atveju $\sim 0,86$, kai nesąveikaujančio 1030nm impulso atveju $\sim 0,36$. Taip pat svarbu pabrėžti, jog 515nm nesąveikaujančio impulso generuojamas elektronų treko signalas yra žymiai mažesnis nei 1030nm atveju.

41 pav. pateiktuose kontūrinuose grafikuose pavaizduota vidutinio fazės pokyčio dinamika, apskaičiuota įvertinus vidutinį fazės pokytį kiekviename pjūvyje, statmename sklidimo kryptčiai. Šiuose skaičiavimuose elektronų įtaka buvo eliminuojama, teigiamas signalo vertes prilyginant nuliui.

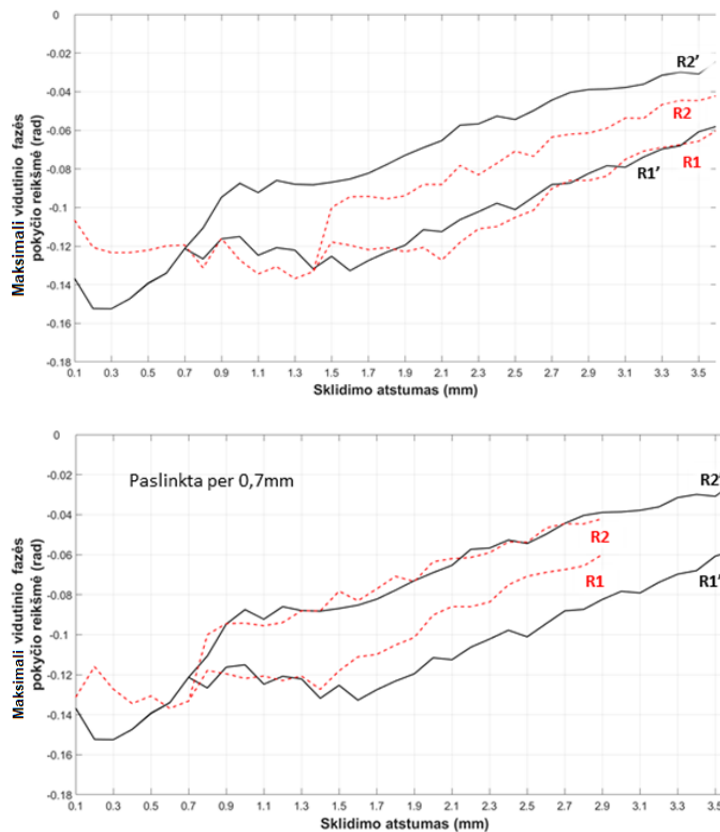


42 pav. Impulsų vidutinio fazės pokyčio maksimalaus intensyvumo padėties dinamika, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. Juoda spalva žymi impulsų centrinio intensyvumo dinamiką impulsams nesąveikaujant, balta – sąveikos metu. R1 ir R2 – atitinkamai 1030nm pirmaujantis ir atsiliekančias subimpulsas. G1 ir G2 – atitinkamai 515nm pirmaujantis ir atsiliekančias subimpulsas. R1' ir R2' subimpulsus žymi sąveikos metu.



43 pav. Atstumo tarp susidariusių subimpulsų dinamika.

Iš šių duomenų buvo įvertinta impulsų maksimalaus signalo dinamika (žr. **42 pav.**). Matome, jog po plyšimo tiek sąveikaujančių, tiek nesąveikaujančių 1030nm subimpulsų maksimumai tolsta panašiu greičiu, o 515nm nesąveikaujantys plyšę impulsai tolsta lėčiau. Sąveikos metu 1030nm subimpulsai nutolsta toliau (žr. **43 pav.**). Taip pat verta pastebėti, jog mažėjant subimpulsų intensyvumui atstumo tarp jų kitimas lėtėja, artėdamas prie ribinės reikšmės.



44 pav. Impulsų vidutinio fazės pokyčio maksimalaus intensyvumo dinamika, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. R1 ir R2 –atitinkamai 1030nm pirmaujantis ir atsiliekančias subimpulsas. R1' ir R2' subimpulsus žymi sąveikos metu.

5.2.2. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik pirma harmonika. $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

Rekonstruoti vaizdai pateikti priede (**Priedas B.**), eksperimento atveju 1030nm impulso energija $E_{1030}=2,8\mu\text{J}$, 515nm impulso energija $E_{515}=0,46\mu\text{J}$. Vėlinimo sąlygos atitinka tašką **28 pav.**

Šiuo atveju matome, jog antrosios harmonikos 515nm impulsas (H2) sklisdamas kristalu fokusuojasi, tačiau neplyšta, o BŠK nėra generuojamas. 1030nm impulso (H1) dinamika atitinka 5.2.1. skyrelyje aptarta dinamiką.

Impulsų sąveikos atveju (**Priedas B. H1&H2**) akivaizdžiai matome, jog elektronų plazmą sugeneruojama ankščiau (~0,5 mm kristalo gylyje). Be to, yra registruojama ilgesnį atstumą (H1&H2 atveju ~0,5-2,4mm, kai H1 atveju ~1,4-2,9mm.). Abiem atvejais elektronų plazmos indukuotas signalas iki impulsų plyšimo auga, o po plyšimo palengva mažėja. Taip pat akivaizdžiai matome, jog 515nm impulsas yra paveikiamas sąveikos. Jo indukuotas signalas lokalizuojasi statmena sklidimo kryptimi (susifokusuoja) ir išplinta išilgai sklidimo krypties. Maždaug 2,2mm kristalo gylyje pradėdamas fiksuoti ir 515nm signalo trūkis išilgai sklidimo krypties, galimai

Sąveikos metu pirmojo 1030nm impulso (R1') maksimalus intensyvumas po plyšimo išsilaiko ilgiau nei nesąveikaujančių impulso (R1) (žr. **44 pav.**). Taip pat akivaizdžiai skiriasi santykio tarp pirmo ir antro subimpulsų dinamika. Sąveikos metu išlaikomas didesnis santykis.

indukuojantis impulso plyšimą. Analizuojant 1030nm atsiliekančią subimpulsą galime pastebėti, jog jis nėra taip lokalizuotas erdvėje, kaip sklidimo be sąveikos atveju.

5.2.3. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik antra harmonika. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$.

Šio eksperimento rekonstruoti vaizdai pateikti priede (**Priedas C**. Impulsų dinamika, kai). 1030nm impulso energija $E_{1030}=1,96\mu\text{J}$, 515nm impulso energija $E_{515}=0,67\mu\text{J}$. Vėlinimo sąlygos atitinka tašką t_D **31 pav.**

Iš pateiktų duomenų matome, jog 1030nm impulsas (H1) sklisdamas fokusuojasi ir kristalo pabaigoje (~2,8mm) pradeda generuoti elektronų treką. Stebime ir impulso plyšimo procesą (~2,9-3,6 mm zona), kuris trunka ilgesnį atstumą nei anksčiau aptartais atvejais. Tačiau platus BŠK nėra generuojamas. 515nm impulso (H2) dinamika atitinka 5.2.1. skyrelyje aptarta dinamiką.

Impulsų sąveikos atveju (H1&H2) elektronų plazma yra generuojama anksčiau (~0,7 mm). Dėl sąveikos 515nm ir 1030nm impulsai suplyšta anksčiau nei sklidimo be sąveikos atveju. Įdomu tai, jog stebint elektronų treką jis išsilaiko gan ilgai (~0,7 – 2,6mm) ir turi antrą signalo sustiprėjimą ties ~ 2mm. Be to, 515nm impulsas akivaizdžiai sklinda per 1030nm impulso indukuotą plazmą ir yra tarsi jos defokusuojamas. 515nm impulso signalo trūkis išilgai sklidimo krypties (indukuojantis impulso plyšimą) nėra toks ryškus, kaip sklidimo be sąveikos atveju.

5.2.4. Impulsų dinamika, kai pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK. $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$.

Eksperimento rekonstruoti vaizdai pateikti priede (**Priedas D**). 1030nm impulso energija $E_{1030}=1,78\mu\text{J}$, 515nm impulso energija $E_{515}=0,46\mu\text{J}$. Vėlinimo sąlygos atitinka taškus t_E ir t_C **34 pav.**

Nesąveikaujančių impulsų atveju 515nm (H2) ir 1030nm (H1) impulsai sklisdami fokusuojasi, tačiau intensyvumas nepasiekia slenkstinio ir elektronų plazma nėra generuojama, o impulsai neplyšta.

Impulsų sąveikos atveju vėlinimo taške atitinkančiame t_E **34 pav.** BŠK spektras yra generuojamas į mėlynąją pusę 515nm atžvilgiu. Nagrinėjant rekonstruotus vaizdus (**Priedas D**) matyti, jog sąveikos atveju (H1&H2) 515nm impulsas suplyšta ir stebimas ryškus atsiliekančio subimpulsio signalas, kai pirmojo 515nm subimpulsio signalas gan silpnas.

Šiuo atveju elektronų plazma yra sugeneruojama du kartus (~1,2-2mm intervale ir >3,3mm). Intervale 3,5-3,6 vaizdai buvo prarasti eksperimento metu dingus elektrai. Pirmajame intervale elektronai sugeneruojami impulsams persiklojant, kai antrajame intervale elektronus akivaizdžiai suformuoja 1030nm impulsas.

Impulsų sąveikos atveju taške t_c **34 pav.** BŠK spektrą generuoja tiek 515nm, tiek 1030nm impulsai. Dėl parastų duomenų gan sunku komentuoti, koks yra signalas ties kristalo išėjimu, tačiau kadangi impulsai nebesąveikauja, todėl didelių pokyčių neturėtų būti lyginant nuo 3,3 mm gylio rezultatais.

Svarbu pastebėti, jog šiuo atveju matome, kad suplyšta tiek 1030nm, tiek 515nm impulsai. Elektronų trekas stebimas $\sim 0,9\text{mm}-2,1\text{mm}$ intervale (žr.: **Priedas D**). Šiame intervale stebime gan ilgą (lyginant su ankstesniais atvejais) 1030nm impulso skylimo dinamiką, o intervale $>2,3\text{mm}$ galime matyti, jog iš po 1030nm signalo atsiranda net trys 515nm subimpulsai (matyti du trūčiai išilgai sklidimo krypties).

5.3. Rezultatų aptarimas

Prieš aptariant šio darbo rezultatus reiktų paminėti keletą panašių eksperimentų. K. Wang su kolegomis 2006 m. atliko eksperimentą, kuriame tyrė BŠK generacija su dviem (800nm, 100fs ir 1054nm, 120fs) vienalaikiais impulsais (t.y. tarp jų buvo realizuotas nulinis vėlinimas) 2mm safyro kristale [56]. Nors savo darbe K. Wang teigia, kad BŠK generacijos efektyvumas regimojoje ir infraraudonojoje srityje yra stipriai išaugęs dėl dviejų šviesos gijų sąveikos, tačiau šia darbų serija ženklaus BŠK plitimo nematome, priešingai registruojame akivaizdų BŠK gesimą bei moduliacijas prie skirtingų vėlinimų, ko K. Wang darbe nebuvo pastebėta. Taip pat įdomu, kad K. Wang darbe nebuvo minimi jokie efektai susiję su impulsų tarpusavio vėlinimu. Žinoma, eksperimentai buvo atlikti kaupinant netiesinę terpę kitokio bangos ilgio spinduliuote, o spektrinis tarpas tarp kaupinimo impulsų K. Wang eksperimente buvo mažesnis, todėl tiesiogiai lyginti rezultatų negalime.

Dar vienas įdomus ir labai artimas šiam darbui eksperimentas buvo pristatytas A.A. Kolomenskii ir kolegų 2016m. [57], kada BŠK generacijos dinamika buvo tiriama dviem 800nm, 57fs impulsais, juos vėlinant laike ir sukertant skirtingais kampais flinto stikle. Viena iš darbo pagrindinių išvadų yra ta, kad baltos šviesos kontinuumo spektrinis intensyvumas gali būti padidintas arba sumažinamas priklausomai nuo vėlinimo trukmės tarp impulsų. Tai priklauso nuo impulsų suvedimo kampo netiesinėje terpėje bei poliarizacijos. Tinkamai suderinus šias sąlygas (vienodos impulsų poliarizacijos, suvedimo kampas $<3,6\text{deg}$) galima „išjungti“ arba „įjungti“ kontinuumo generaciją. Tačiau reikia pastebėti, jog A.A. Kolomenskii eksperimento metu kaupinimo galia daug kartų viršijo kritinę galią .

2015 metais N. Šiaulytis, A. Melninkaitis ir A. Dubietis pademonstravo, jog atskirų šviesos gijų sąveika atsiranda dėl staigios lūžio rodiklio modifikacijos, sąlygotos Kerro efekto [55]. Eksperimentas buvo atliktas safyro kristale. Pasitelkiant holografijos ir šešėliografijos metodus buvo pademonstruotas šviesos gijų plazmos kanalo susijungimas, plyšimas bei slopinimas, o šie efektai priklausė nuo vėlinimo trukmės tarp impulsų. Tačiau skirtingai nei šiame kursiniame darbe stebėtos

sąveikos, N. Šiaulio ir kolegų eksperimente šviesos gijos sklido ne tuo pačiu kanalu, tarpas tarp gijų atitiko kelis gijos diametrus. Be to, šviesos gijos buvo indukuojamos pirmąja Yb:KGW lazerio harmonika (1030nm).

Šio darbo rezultatus aptarti galime pradėti nuo **37 pav.** pateiktų duomenų. Visų pirma iš rezultatų galime matyti, jog dėl abiejų impulsų (1030nm ir 515nm) sąveikos netiesinis židinytis pasislenka link kristalo įėjimo paviršiaus. Tai paaiškinti galime tuo, jog dėl kryžminės fazinės moduliacijos indukuojamas didesnis netiesinis lūžio rodiklis [58, 59], dėl kurio netiesinis židinytis ir pasislenka. Tai gerai iliustruoja teorinėje dalyje aptarti ankstesnių eksperimentų rezultatai (žr. 5.1.1. **27 pav.**).

Reikia atkreipti dėmesį, jog impulsai ne tik susifokusuoja ir plyšta ankščiau, bet sąveikos atveju matome, jog plyšusio antrojo subimpulso trukmė akivaizdžiai didesnė nei atveju be impulsų sąveikos (žr.: **38 pav.** išilgai sklidimo krypties fiksuojamas platesnė -0,2rad lygio signalo sritis). Tai galimas indikatorius, jog šio subimpulso spektras siauresnis. Žinoma reikia nepamiršti to, jog eksperimento laikinė skyra atitinka ~30fs, todėl registruojamas signalas nenurodo tikrosios impulso trukmės (kartu ir numatomo spektro), tačiau kokybiškai impulsus lyginti galime, nes eksperimento metu išlaikoma pastovi laikinė skyra.

Kaip žinome, BŠK generacija normalios dispersijos terpėse yra neatsiejama nuo impulso plyšimo [12, 29, 60]. Taip pat iš įvairių mokslinių darbų žinome, jog pirmojo subimpulso priekinis frontas atsakingas už BŠK generaciją į raudonąją spektrinę pusę nuo centrinio dažnio, kai antrojo subimpulso galinis frontas – už mėlynąją [12, 61, 62]. Kitaip sakant vien tik impulso plyšimas nėra BŠK generaciją tenkinanti sąlyga. Reikalingos ir tinkamos sąlygos subimpulsų stačių frontų formavimuisi. Kadangi, dėl ribotos spektrometro spektrinės juostos BŠK spektro duomenų apie raudonąją pusę nuo 1030nm neturime (žr.: 5.1.1. skyrelyje), pirmojo 1030nm subimpulso dinamiką su BŠK spektru sieti gan sunku. Tačiau remiantis 5.1.1. skyrelyje pateiktais BŠK spektro dinamikos duomenimis (žr.: **24 pav.** ir **25 pav.**) ties spektro gesinimo sritimi dėl sąveikos didžiausia įtaka turėtų būti padaroma antrajam pirmosios harmonikos subimpulsui bei pirmajam antrosios harmonikos subimpulsui. Taigi remiantis eksperimentiniais duomenimis, BŠK gesimą aiškinančią prielaidą galima būtų formuluoti taip: dėl impulsų sąveikos (kryžminės moduliacijos, galimai ir kitų fizikinių sąveikos mechanizmų) pakinta impulso (tiek 1030nm, tiek 515nm) plyšimo ir susidariusių subimpulsų sklidimo dinamika ir nesusiformuoja pakankamai statūs subimpulsų frontai.

Iš **38 pav.** matome, jog sąveikos atveju (H1&H2) ties antruoju 1030nm subimpulsu, statmenai sklidimo krypties, registruojamas mažesnis periferinis toliau besifokusuojančio impulso signalo intensyvumas (reikia atkreipti dėmesį, jog H1&H2 rekonstruotame vaizde užregistruotas ir 515nm impulso signalas). Jeigu iš gijos periferijos energijos ištėkis sumažėja tiek, kad subimpulsams sklindant kristalu toliau energijos nuostoliai patiriami gijos centre nebegali būti kompensuoti, tada

gijos centre nebeviršijama kritinė fokusavimosi galia ir nesusiformuoja statūs subimpulsų frontai, o subimpulsas defokusuojasi. Tai gan gerai iliustruoja 1.3. skyrelyje pateiktas **7 pav.** Kaip buvo minėta teorinėje dalyje, impulso plitimo procesas yra vienmatis (priklauso tik nuo laiko), o erdvinis siaurėjimas – dvimatis (yra dvi erdvinės koordinatės), dėl to pradžioje impulso amplitudė auga ir jis siaurėja greičiau negu plinta (**7 pav.** (a-b)). Tačiau po kurio laiko erdvinis impulso fokusavimasis nebegali kompensuoti impulso laikinės plėtros (periferijoje nebelieka įtėkio energijos nukreiptos į impulso centrą). Tada centrinės impulso dalies galia nukrenta žemiau kritinės ir impulsas plyšta. Subimpulsams sklindant toliau į jų ašinę dedamąją vis dar fokusuojasi periferijoje likusi energija ir jų frontai statėja [33].

Taigi, jei realizuojamas atvejis, kai dėl tam tikrų priežasčių sumažėja energijos įtėkis į centrinę gijos dalį, subimpulsas nebeviršija kritinės fokusavimosi galios ir defokusuojasi (ką ir matome **37 pav.** sąveikos atveju antrasis 1030nm subimpulsas neišlaiko savo skersinių matmenų, kai nesąveikaujančio impulsas išlaiko). Tai būtų tartum priešingas atvejis nei M. Scheller'io ir kolegų pademonstruotas, kai vienu pluoštu sukurtos šviesos gijos nuostoliai yra kompensuojami antrojo (Beselio pluošto) energijos įtėkiu į centrinę gijos dalį [63]. Tokia šviesos gija išsilaiko ženkliai didesni atstumą ore.

Kadangi Kerro efektas (kartu ir kryžminė fazinė moduliacija) yra netiesinis reiškinys, todėl net menkiausias sąlygų pasikeitimas gali turėti stiprią įtaką. Šiuo atveju keičiant vėlinimą tarp harmonikų matomai sukuriama tokia sąlyga, kada nebegali formuotis statūs subimpulsų frontai. Žinoma, reikia paminėti, jog galima realizuoti ir priešingą atvejį, kai dėl impulsų sąveikos impulsai plyšta ir BŠK yra generuojamas (žr. 5.1.4. skyrelyje).

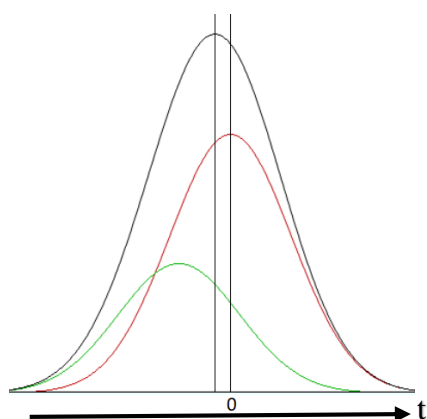
Aptariant indukuoto elektronų treko signalą reikia atkreipti dėmesį, jog per visą kristalo ilgi bendras indukuotas signalas sąveikaujančių ir nesąveikaujančių impulsų yra labai panašus ($H1 \& H2 - 23.26 \text{ s.v.}; H1 - \sim 21,13 \text{ s.v.}; H2 - \sim 1.21 \text{ s.v.}$). Iš to galime spręsti, jog ženklūs papildomi nuostoliai dėl sąveikos nėra sukuriama. Tačiau pastebimi gan ženklūs elektronų indukuoto signalo dinamikos skirtumai (žr.: **40 pav.**). Pirmoji **38 pav.** pateikto integralinio signalo maksimumo pozicija abiem atvejais ($H1 \& H2$ ir $H1$) gali būti siejama su pasiektu didžiausiu impulso intensyvumu šviesos gijoje (impulsas dar nesuplyšęs). Antroji maksimumo pozicija gali atitikti tam tikras sąlygas, kada kiekvieno subimpulso sugeneruotas ir po to sekančių subimpulsų pastiprinamas signalas pasiekia maksimalią vertę. Pagrindiniai fizikiniai mechanizmai atsakingi už spinduliuotės intensyvumo ribojimą ir plazmos generaciją yra daugiafotonė ir griūtinė jonizacija [3, 63].

Signalų maksimumo verčių dinamikoje (žr. **42 pav.**, **43 pav.**, **44 pav.**) svarbu tai, kad jos buvo apskaičiuotos suintegruvus bendrą signalą statmenai sklindimo krypties ir apskaičiuavus vidutinę signalo vertę, todėl šis vertinimas tiesiogiai neatspindi maksimalių signalo verčių gijos centre. Iš **42 pav.**, **43 pav.** matome, jog 1030nm subimpulsų indukuotų signalų maksimumai sąveikos atveju

(H1&H2) nutolsta kiek toliau ($\sim 10\mu\text{m}$) lyginant su H1 atveju. Be to, labiau nutolsta atsiliekančias subimpulsas, nes sąveikos atveju, jam ir padaroma didžiausia įtaka lyginant su pirmuoju 1030nm subimpulsu. Šis atsilikimas gali būti sąlygotas kryžminės 515nm ir 1030nm fazinės moduliacijos bei pakitusių sklidimo kristalu sąlygų (pvz.: elektronų plazmos įtaka). Tačiau analizuojant šiuos duomenis apie konkrečių fizikinių mechanizmų indėlį spręsti sunku, tam reiktų atlikti tikslingus matematinio modeliavimo skaičiavimus. Įdomu ir tai, jog tam tikrame kristalo gylyje atstumas tarp subimpulsų nusistovi (žr.: **43 pav.**), t.y. jų sklidimo greičiai susilygina.

Iš **44 pav.** matome, jog santykis tarp maksimalių signalo verčių H1 ir H1&H2 atvejais ženkliai skiriasi. Be to, sąveikos atveju pirmojo subimpulso indukuota didžiausia vertė išsilaiko ilgesnį atstumą. Antrojo subimpulso signalą interpretuoti sunkiau, nes 0,7-1,8mm intervale jo vertei įtakos turi antrosios harmonikos indukuotas signalas (registruojama šių signalų suma). Todėl atėmus 515nm impulso įtaką **44 pav.** antrojo subimpulso pikinis signalas šiame intervale turėtų sumažėti ir būti mažesnis nei H1 antrojo subimpulso. Visi šie pokyčiai gali būti sąlygoti pakitusio pradinio impulso energijos pasidalinimo tarp subimpulsų bei pakitusių jų intensyvumo profilių. Sąveikos atveju, lyginant su atveju be sąveikos, pirmajam subimpulsui galimai tenka didesnė pradinio impulso energijos dalis, kai antrajam mažesnė. Todėl pirmasis subimpulsas išsilaiko intensyvesnis ilgesnį atstumą (žr.: **41 pav. 44 pav.**). Eksperimentiniais ir teoriniais darbais yra parodyta, jog keičiant išorines fokusavimo sąlygas galima realizuoti skirtingas impulsų plyšimo ir susidariusių subimpulsų sklidimo bei statėjimo dinamikas [9, 62, 64]. Todėl fokusavimosi sąlygoms pakitus dėl impulsų sąveikos, galimai indukuojami panašūs dinamikos pokyčiai.

Galiausiai reikia paminėti, jog norint geriau suprasti tokią šviesos gijos dinamiką buvo atliktas matematinis modeliavimas, kurie nebuvo šio darbo dalis. Juos atliko dr. Vytautas Jukna. Modeliniai skaičiavimai buvo atlikti $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$ sąlygomis. Rezultatai parodė, jog esant tam tikram vėlinimui tarp impulsų (515nm ir 1030nm), koordinatinių sistemoje judančioje pirmosios



45 pav. Impulso intensyvumo profiliai. Raudona – 1030nm, žalia – 515, juoda – suminis intensyvumas.

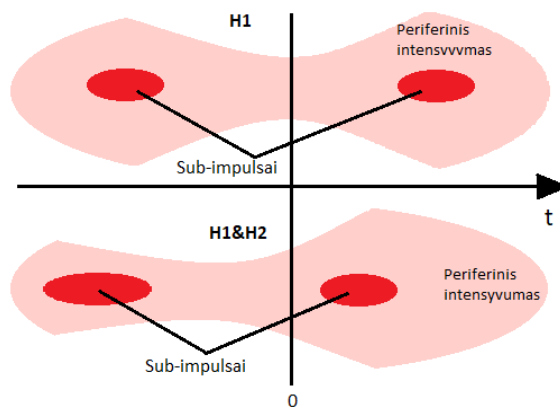
harmonikos grupiniu greičiu, 1030nm impulso intensyvumo maksimumas prieš plyšimą pasislenka $\sim 25\text{fs}$ atgal, lyginant su 1030nm impulso intensyvumo maksimumu be sąveikos. Taigi tai gali sąlygoti du veiksnius, dėl kurių nesusidaro status galinis antrojo 1030nm. subimpulso frontas.

Pirma, gali sąlygoti pakitusį energijos (kartu ir intensyvumo) pasidalijimą tarp subimpulsų. Pirmajam subimpulsui tenka didesnė pradinio impulso energijos dalis nei antrajam. Dėl pakitusio suminio intensyvumo profilio šiek tiek pasislenka ir intensyvumo maksimumas (žr.: **45 pav.**). Dėl to laike pasislenka ir maksimalus erdvinio

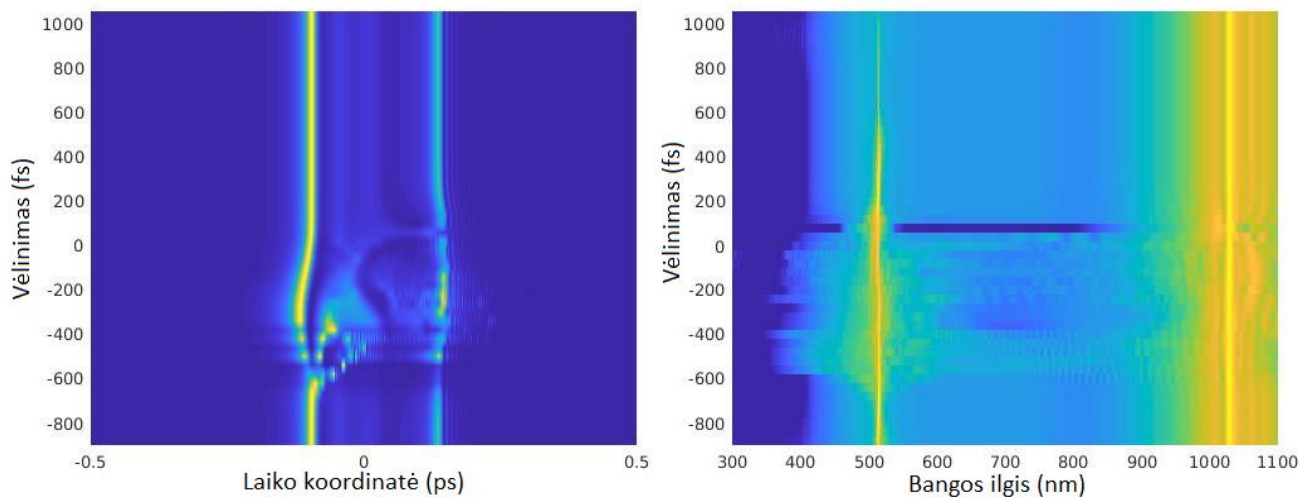
fokusavimo taškas, o kartu ir impulso plyšimo taškas. 1030nm impulsas suplėšomas ne per centrą. Žinoma šis modelis neįskaito daug kitų fizikinių mechanizmų, tačiau padeda kokybiškai įvertinti plyšimo galimus dinamikos pokyčius.

Antra, kartu tai sąlygoja tai, jog subimpulsai šiek tiek atsilieka nuo periferijoje likusios impulso dalies, judančios nepakitusiu greičiu ir toliau besifokusuojančios į gijos centrą (žr. **46 pav.**). Dėl to centrinės dalies impulso energija nebegali taip efektyviai būti papildyta iš periferijos ateinančia energija. Tada antrojo subimpulso patiriami nuostoliai gijos centre nebegali būti kompensuoti, jis defokusuojasi, o jo frontų statėjimo procesas nevyksta.

47 pav. pateikti BŠK spektro ir impulsų dinamikos rezultatai (ties kristalo išėjimu), keičiant vėlinimą tarp pirmos ir antros harmonikos impulsų (rezultatų autorius Dr. Vytautas Jukna). Iš rezultatų matome, jog priklausomai nuo vėlinimo teoriškai impulsas gali plyšti net kelis kartus, o BŠK spektre tai indukuoja įvairias spektro moduliacijas.



46 pav. Plyšimo dinamikos principinė schema atitinkamai nesąveikaujančio (H1) ir sąveikaujančio (H1&H2) impulso.



47 pav. 1030nm Subimpulsų ties kristalo galu (kairėje) ir spektro (dešinėje) dinamika nuo vėlinimo tarp pirmosios ir antrosios harmonikos impulsų, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. Rezultatų autorius Dr. Vytautas Jukna.

Apibendrinant reikia pasakyti, jog BŠK generacija dviejų dažnių impulsais nėra trivialus ir vienareikšmis uždavinys. Jam suprasti reikalingi matematinio modeliavimo skaičiavimai padedantys įvertinti, kurie fizikiniai mechanizmai tokioje gijos dinamikoje (generuojant ir gesinant BŠK spektrą) vaidina svarbiausius vaidmenis. Iš darbo rezultatų matome, jog tokia dinamika

priklauso nuo vėlinimo tarp impulsų ir jų energijų. Šie pradinių sąlygų pokyčiai sąlygoja impulsų plyšimo ir susidariusių subimpulsų sklidimo pokyčius, ko pasėkoje kinta ir generuojamas BŠK spektras. Žinoma dinamikos pokyčiams įtakos turės ir šiame darbe neanalizuoti parametrai, tokie kaip: impulsų trukmė bei forma, pluošto poliarizacija, bangos ilgis, impulso erdvinis ir laikinis čirpas, terpė, grupinio greičio dispersija, impulsų suvedimo geometrija ir fokusavimo sąlygos. Galbūt tinkamai įvertinus šių parametru įtaką ir juos tinkamai suderinus tarpusavyje pavyktų greitai bei nesudėtingai kontroliuoti ir praplėsti generuojamą BŠK spektrą.

IŠVADOS

1. Generuojant superkontinuumą dviejų bangos ilgių (1030nm ir 515nm) femtosekundiniais impulsais, sugeneruoto kontinuumo spektras smarkiai priklauso nuo vėlinimo tarp kaupinančių impulsų. Ar stebimas spektro plitimas, ar siaurėjimas lemia impulsų energijos bei konkrečios vėlinimo trukmės vertės.
2. Superkontinuumo generacijos pokyčius sukelia pirmosios (1030nm) ir antrosios (515nm) harmonikos impulsų sąveikos indukuojamas perturbuotas netiesinis fokusavimasis, o sudėtingą priklausomybę nuo kaupinančių impulsų tarpusavio vėlinimo lemia tai, jog impulsų sąveika įvyksta skirtingose gijos netiesinės dinamikos fazėse. BŠK spektro gesinimas nėra lydimas ženklaus nuostolių padidėjimo (elektronų plazmos generacijos), todėl spektro gesimas negali būti siejamas su išaugusiais nuostoliais šviesos gijoje.
3. Esant vėlinimui tarp impulsų, kada BŠK spektras gesinamas, yra stebimas impulsų plyšimas, tačiau spektras neišplinta dėl nesusiformuojančių pakankamai stačių subimpulsų frontų. Pakankamai statūs subimpulsų frontai galimai nesusiformuoja todėl, kad centrine gijos dalimi sklindantys subimpulsai dėl sąveikos yra pavėlinami periferijoje likusios impulso dalies atžvilgiu ir nebevyksta efektyvus šių subimpulsų kaupinimas, todėl subimpulsų patiriami energijos nuostoliai nėra kompensuojami ir jie defokusuojasi dar nespėjus susiformuoti statiems jų frontams.

LITERATŪROS ŠARAŠAS

- [1] R. R. Alfano, S. L. Shapiro, Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584–587 (1970).
- [2] M. Hercher, Laser-induced damage in transparent media, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 563 (1964).
- [3] A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.* **441**(2), 47–189 (2007).
- [4] R. L. Fork, W. J. Tomlinson, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, Femtosecond white-light continuum pulses, *Opt. Lett.* **8**(1), 1–3 (1983).
- [5] A. Brodeur, S. L. Chin, Ultrafast white-light continuum generation and selffocusing in transparent condensed media, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(4), 637–650 (1999).
- [6] Ch. Nagura, A. Suda, H. Kawano, M. Obara, K. Midorikawa, Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media, *Appl. Opt.* **41**(18), 3735–3742 (2002).
- [7] J. B. Ashcom, R. R. Gattass, Ch. B. Schaffer, E. Mazur, Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**(11), 2317–2322 (2006).
- [8] M. Bradler, P. Baum, E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses, *Appl. Phys. B* **97**(3), 561–574 (2009).
- [9] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, M. Kolesik, J.V. Moloney, A. Couairon, P. Di Trapani, Generation and control of extreme blueshifted continuum peaks in optical kerr media, *Phys. Rev. A* **78**(3), 033825-1-033825-16 (2008).
- [10] I. Gražulevičiūtė, M. Skeivyte, E. Keblyte, J. Galinis, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Supercontinuum generation in YAG and sapphire with picosecond laser pulses, *Lith. J. Phys.* **55**(2), 110–116 (2015).
- [11] A. Marcinkevičiūtė, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Supercontinuum generation in mixed thalious halides KRS-5 and KRS-6, *Opt. Mater.* **78**, 339-344 (2018).
- [12] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media, *Lith. J. Phys.* **57**(3), 113-157 (2017).
- [13] R. Berera, R. Grondelle, J.T.M. Kennis, Ultrafast transient absorption spectroscopy: principles and application to photosynthetic systems, *Photosynthesis Res.* **101**(2-3), 105-118. (2009).
- [14] D. Wildanger, E. Rittweger, L. Kastrup, and S. W. Hell, STED microscopy with a supercontinuum laser source, *Opt. Express* **16**(13), 9614-9621 (2008).
- [15] I. K. Watanabe, W. Matsunaga, S. Higashi, T. Fukui, Multi-spectral two-photon excited fluorescence microscopy using supercontinuum light source, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**(1L), L167 (2005).
- [16] G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instr.* **74**(1), 1–18 (2003).

- [17] A. Dubietis, R. Butkus, A. P. Piskarskas, Trends in chirped pulse optical parametric amplification, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron* **12**(2), 163 (2006).
- [18] R. Budriunas, T. Stanislauskas, A. Varanavicius, Passively CEP stabilized frontend for few cycle terawatt OPCPA system, *Jour. Opt.* **17**(9), 94008-94013 (2015).
- [19] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27**(5), 306–308 (2002).
- [20] A. Dubietis, *Netiesinė optika*. (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2009).
- [21] J.H. Marburger, Self-focusing: Theory. *Prog. Quantum Electron* **4**(1), 35–110, (1975).
- [22] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2008).
- [23] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpų šviesos impulsų netiesinė optika*. (Vilniaus universitetas, Vilnius, 2008).
- [24] https://en.wikipedia.org/wiki/Self-phase_modulation (žiūrėta 2019-05-04)
- [25] https://www.rp-photonics.com/self_phase_modulation.html (žiūrėta 2019-05-04)
- [26] G. Fibich, G. Papanicolaou, Self-focusing in the perturbed and unperturbed nonlinear Schrödinger equation in critical dimension, *SIAM J. Appl. Math.* **60** (1), 183–240 (1999).
- [27] A. Major, F. Yoshino, I. Nikolakakos, J. S. Aitchison, P. W. E. Smith, Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire, *Opt. Lett.* **29**(6), 602-604 (2004).
- [28] D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Appl. Opt.* **37**(3), 546-550 (1998).
- [29] P. Samuel, T. R. Ensley, H. Hu, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, R. Gaume, Nonlinear refractive index measurement on pure and Nd doped YAG ceramic by dual arm Z-scan technique, in: *AIP Conference Proceedings, Vol. 1665, No. 1*, (AIP Publishing, 2015) pp. 060010.
- [30] DD. Milam, WL. Smith MJ. Weber, Nonlinear refractive index of glasses and crystals, *Opt. Eng.* **17**(5), 175463-175463 (1978).
- [31] J. E. Rothenberg, Space–time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses, *Opt. Lett.* **17**(19), 1340-1342 (1992).
- [32] J. E. Rothenberg, Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media, *Opt. Lett.* **17**(8), 583-585 (1992).
- [33] G. G. Luther, J. V. Moloney, A. C. Newell, E. M. Wright. Self-focusing threshold in normally dispersive media, *Opt. Lett.*, **19**(12), 862-864 (1994).
- [34] V. Jukna, *Conical wave triggered transientspatio-temporal effects in kerr media, Doctoral dissertation*, Physical sciences, Physics (02P), Vilnius (2012).
- [35] M.D. Feit, J. A. Fleck, Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown, *Appl. Phys. Lett.* **24** (4), 169–172 (1974).

- [36] E. Yablonovitch, Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas, *Phys. Rev. A* **10** (5), 1888–1895 (1974).
- [37] I.G. Koprnikov, Ionization variation of the group velocity dispersion by high-intensity optical pulses, *Appl. Phys. B* **79**(3), 359 (2004).
- [38] G. Fibich, A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Opt. Lett* **25**(5), 335–337 (2000).
- [39] N. Zhavoronkov, Fine control of self-compression dynamics in a femtosecond filament, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**(12), 125201 (2009).
- [40] V. N. Lugovoi, A. M. Prokhorov, A possible explanation of the small-scale selffocusing filaments, *JETP Lett.* **7**, 117–119 (1969).
- [41] M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air, *Opt. Lett.* **23**(5), 382–384 (1998).
- [42] A. Dubietis, E. Kučinskas, G. Tamošauskas, M. A. Porras, E. Gaižauskas, P. Di Trapani, Self-reconstruction of light filaments, *Opt. Lett.* **29**(24), 2893 (2004).
- [43] M. Kolesik, E. M. Wright, J. V. Moloney. Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media, *Opt. Express* **13**(26), 10729–10741 (2005).
- [44] E. Yablonovitch, N. Bloembergen, Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media, *Phys. Rev. Lett.* **29**(14), 907–910 (1972).
- [45] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J. P. Wolf, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, L. Wöste, Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere, *Opt. Lett.* **25**(18), 1397–1399 (2000).
- [46] G. Méchain, G. Méjean, R. Ackermann, P. Rohwetter, Y. B. André, J. Kasparian, B. Prade, K. Stelmazczyk, J. Yu, E. Salmon, W. Winn, L. A. V. Schlie, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, J. P. Wolf, Propagation of fs-TW laser filaments in adverse atmospheric conditions, *Appl. Phys. B* **80**(7), 785–789 (2005).
- [47] S. Skupin, G. Stibenz, L. Berge, F. Lederer, T. Sokollik, M. Schnürer, N. Zhavoronkov, G. Steinmeyer, Self-compression by femtosecond pulse filamentation: Experiments versus numerical simulations, *Phys. Rev. E.* **74**(5), 056604 (2006).
- [48] W. Jueptner, U. Schnars, *Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques*, 1st ed. (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005).
- [49] K. M. Kim., Principles and techniques of digital holographic microscopy, *SPIE Rev.* **1**(1), 018005 (2010).
- [50] T. Balciunas, A. Melninkaitis, G. Tamosauskas, V. Sirutkaitis, Time-resolved off-axis digital holography for characterization of ultrafast phenomena in water, *Opt. Lett.* **33**(1), 58–60 (2008).
- [51] T. Balciunas, A. Melninkaitis, A. Vanagas, V. Sirutkaitis, Tilted-pulse time-resolved off-axis digital holography, *Opt. Lett.* **34**(18), 2715–2717 (2009).

- [52] M. Centurion, Y. Pu, D. Psaltis, Holographic capture of femtosecond pulse propagation, *J. Appl. Phys.* **100**(6), 063104 (2006).
- [53] D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis, In-line holography for the characterization of ultrafast laser filamentation in transparent media, *Appl. Phys. Lett.* **93**(4), 041120 (2008).
- [54] D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, S. Tzortzakis, Time-resolved image plane off-axis digital holography, *Phys. Rev. A* **84**(5), 053809 (2011).
- [55] N. Šiaulyš, A. Melninkaitis, A. Dubietis, In situ study of two interacting femtosecond filaments in sapphire, *Opt. Lett.* **40**(10), 2285-2288 (2015).
- [56] K. Wang, L. Qian, H. Luo, P. Yuan, H. Zhu, Ultrabroad supercontinuum generation by femtosecond dual-wavelength pumping in sapphire, *Opt. Express* **14**(13), 6366-6371 (2006).
- [57] A. A. Kolomenskii, J. Strohaber, N. Kaya, G. Kaya, A. V. Sokolov, H. A. Schuessler, White-light generation control with crossing beams of femtosecond laser pulses, *Opt. Express* **24**(1), 282–293 (2016).
- [58] G. P. Agrawal, Induced focusing of optical beams in self-defocusing nonlinear media, *Phys. Rev. Lett.* **64**(21), 2487-2490 (1990).
- [59] J. M. Hickmann, A. S. L. Gomes, C. B. de Araújo, Observation of spatial cross-phase modulation effects in a self-defocusing nonlinear medium, *Phys. Rev. Lett.* **68**(24), 3547- 3550 (1992).
- [60] S. A. Diddams, H. K. Eaton, A. A. Zozulya, T. S. Clement, Amplitude and phase measurements of femtosecond pulse splitting in nonlinear dispersive media, *Opt. Lett.* **23**(5), 379-381 (1998).
- [61] A.L. Gaeta, *Spatial and temporal dynamics of collapsing ultrashort laser pulses*, (Springer, New York, 2009) pp. 399-411.
- [62] A. Dubietis, A. Couairon, *Ultrafast Supercontinuum Generation in Transparent Solid-State Media*, (Springer Nature, Switzerland, 2019).
- [63] M. Scheller, M. S. Mills, M. A. Miri, W. Cheng, J. V. Moloney, M. Kolesik, P. Polynkin, D. N. Christodoulides, Externally refuelled optical filaments, *Nat. Photon* **8**(4), 297-301 (2014).
- [64] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamosauskas, D. Majus, A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, *Appl. Phys. B*, **116**(2), 477-483 (2014).

SANTRAUKA

Lukas Rimkus

BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJA DVISPALVIAIS FEMTOSEKUNDINIO LAZERIO IMPULSAIS SAFYRO KRISTALE

Platus baltos šviesos kontinuumo (BŠK) spektras svarbus daugeliui lazerių fizikos bei medžiagotyros taikymų. Todėl metodų, leidžiančių dar labiau praplėsti bei nesudėtingai kontroliuoti BŠK spektrą, tyrimai yra labai svarbūs.

Ankstesniais eksperimentais buvo pademonstruota, jog safyro kristale suvedus dvi šviesos gijas, generuojamas 240fs trukmės pirmosios ir antrosios Yb:KGW lazerio harmonikos (atitinkamai 1030nm ir 515nm centrinio dažnio) impulsais, keičiant vėlinimo trukmę tarp jų realizuojama tam tikra BŠK spektro kontrolė. Taip pat surastas vėlinimo trukmių intervalas, kada atskirai harmonikų generuojamas BŠK sąveikos metu yra stipriai slopinamas. Tad šio darbo tikslas buvo pasitelkiant kinetinės skaitmeninės holografijos metodiką, iširti gijos dinamikos pokyčius, ties šia vėlinimo verte.

Šiame darbe buvo pademonstruota sąveikaujančių ir atskirai be tarpusavio sąveikos 4mm safyro kristalu sklindančių 1030nm ir 515nm 240fs impulsų dinamika. Eksperimento metu realizavus kinetinės skaitmeninės holografijos ~30fs laikinę skyrą buvo galima stebėti impulso fokusavimosi, plyšimo, susidariusių subimpulsų sklidimo bei indukuotos elektronų plazmos dinamiką. Pastebėta, jog kai BŠK spektras gesinamas, yra stebimas impulsų plyšimas (dažniausiai siejamas su BŠK generacija normalios grupinio greičio dispersijos terpėje), tačiau dėl impulsų sąveikos pakitus impulsų sklidimo ir plyšimo dinamikai galimai susidaro tokios sąlygos, kada nesusiformuoja pakankamai statūs plyšusių subimpulsu frontai. Būtent tai būtų galima įvardinti, kaip BŠK slopimo priežastį. Taip pat sąveikos metu nepastebėtas ženklus nuostolių padidėjimas (elektronų plazmos generacija), todėl spektro gesimas negali būti siejamas su išaugusiais nuostoliais šviesos gijoje.

SUMMARY

Lukas Rimkus

WHITE LIGHT CONTINUUM GENERATION IN SAPPHIRE USING TWO-COLOURED FEMTOSECOND LASER PULSES

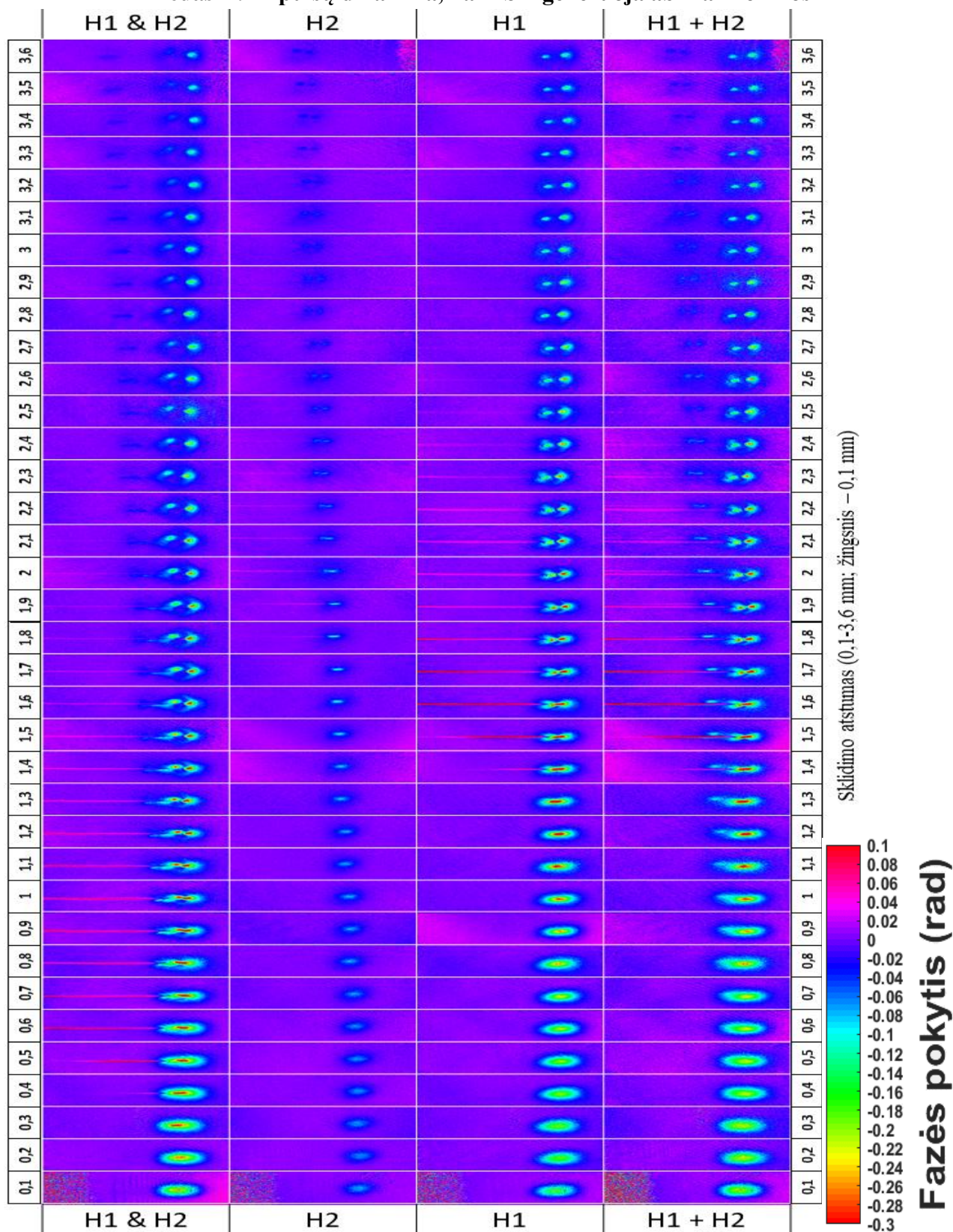
Broadband white-light continuum or supercontinuum (SC) is used for numerous applications in the fields of laser physics and material sciences. Therefore, the research of the methods, that helps to generate wider SC spectrum and easily control it, is very important.

Earlier experiments have shown, that it was possible to control the SC spectrum, by generating it from two color 240fs femtosecond laser pulses in sapphire crystal. The central wavelengths of the pump pulses correspond to 1030 nm and 515 nm (the fundamental and second harmonics of Yb:KGW laser, respectively) and the SC control is implemented by changing the delay time between two pulses. At some delays, interesting nonlinear phenomena are observed, where large spectral portions of SC are suppressed, even though the power of each pulse is well above the SC generation threshold. The main goal of this work was to investigate the two color filament dynamics by using time-resolved digital holography method at the different time delays.

We have recorded the holographic data on the two-color pulse propagation dynamics in 4mm sapphire crystal. Cases with pulses fired individually and pairwise (1030nm and 515nm) were investigated. Time-resolved digital holography experiments with high (~30fs) time resolution allowed to observe the dynamics of self-focusing, pulse-splitting, subpulse propagation and electron plasma generation. The results show, that at the delay point, when the SC spectrum is suppressed, the pulse-splitting responsible for the SC generation in a normally dispersive bulk solid-state medium is still observed, however the pulse interaction changes nonlinear focusing conditions and pulse-splitting dynamics, preventing the formation of steep subpulse fronts. This is the plausible scenario explaining why SC is suppressed. It is important to stress out that during pulse interaction no additional energy losses were observed (electron plasma generation), implying that SC suppression cannot be related with additional energy losses in the filament.

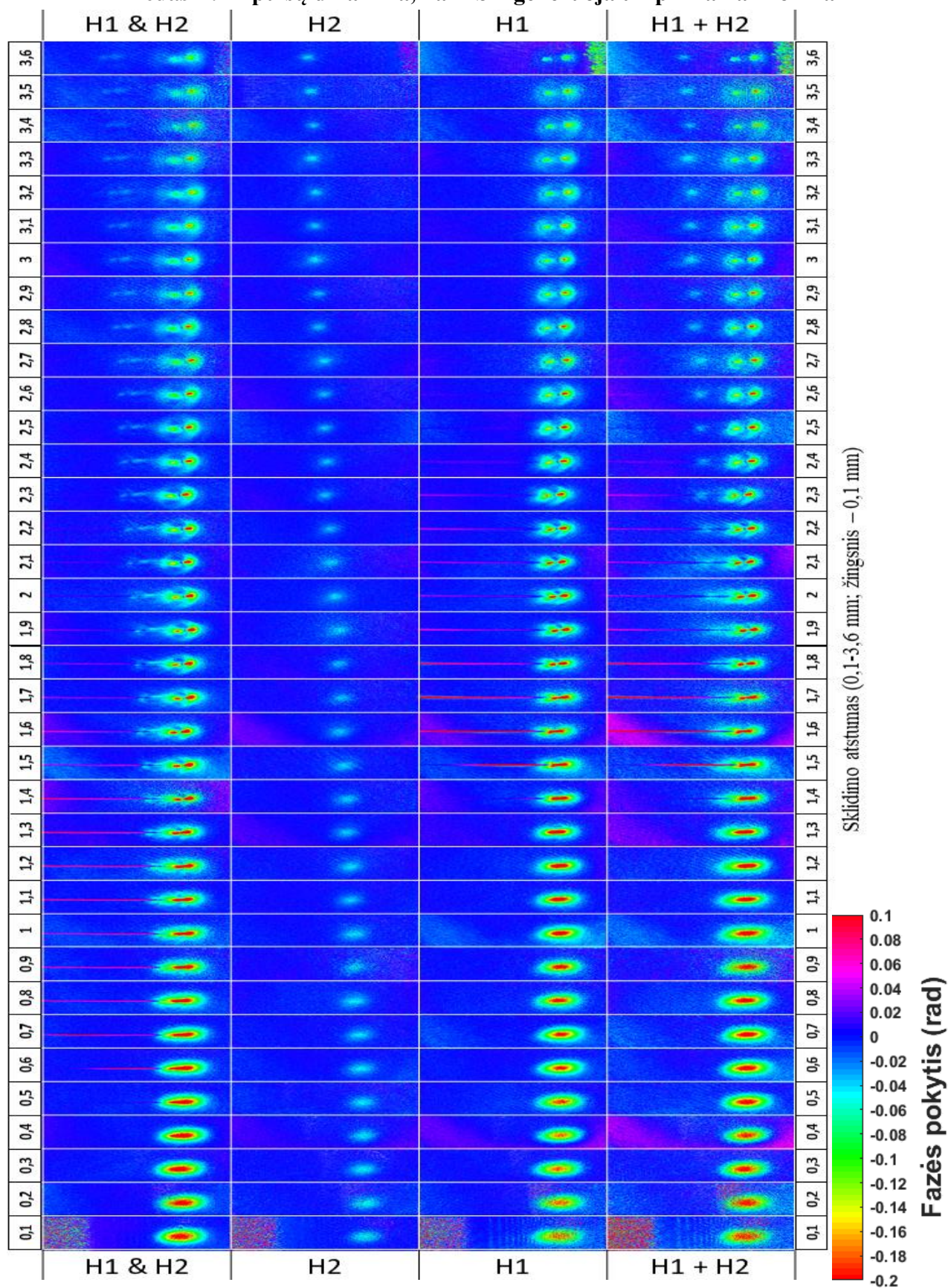
PRIEDAI

Priedas A. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja abi harmonikas

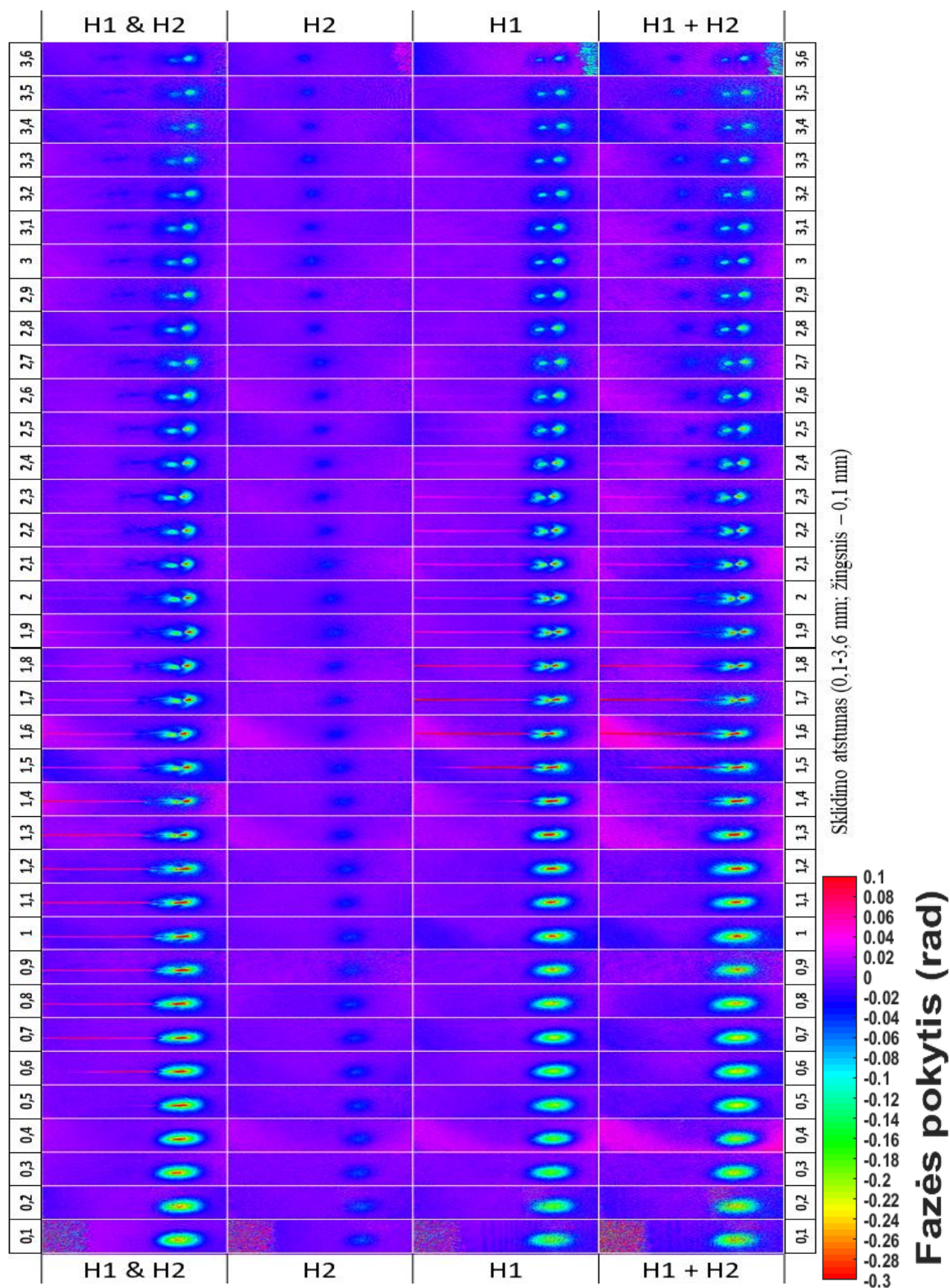


48 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką t_E **24 pav.**

Priedas B. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik pirmą harmoniką

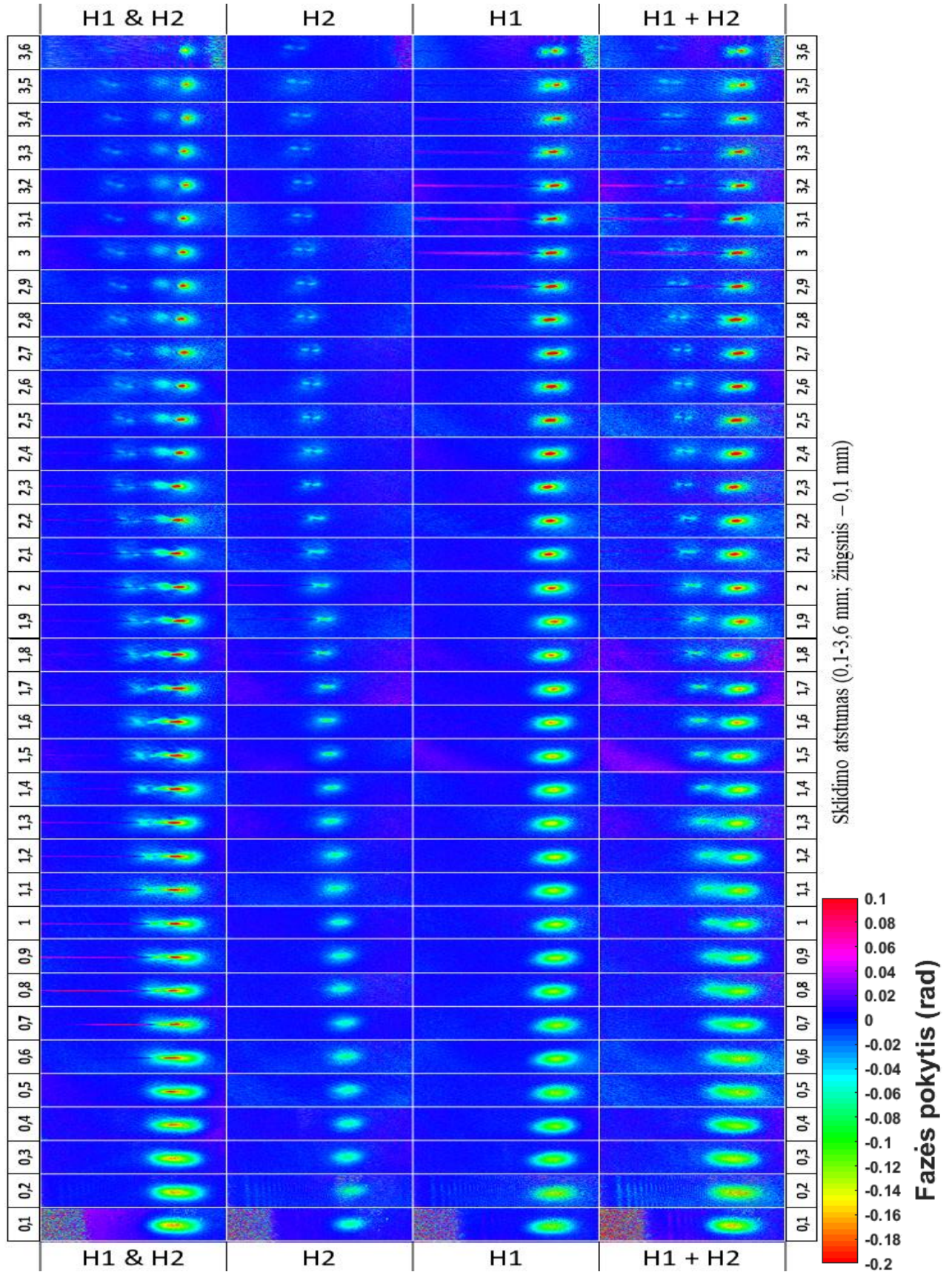


49 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **28 pav.**

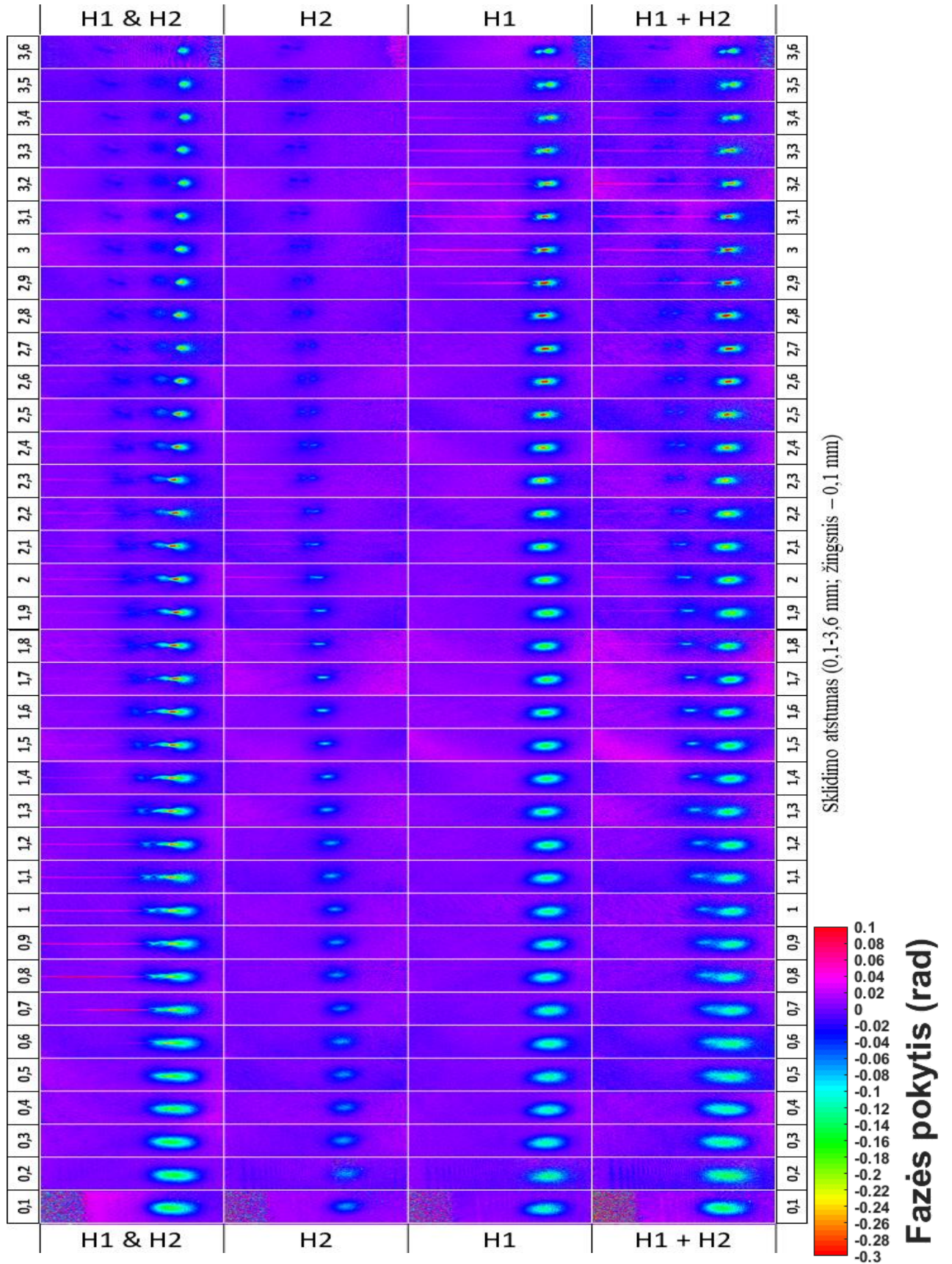


50 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} > P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **28 pav.**

Priedas C. Impulsų dinamika, kai BŠK generuoja tik antra harmonika

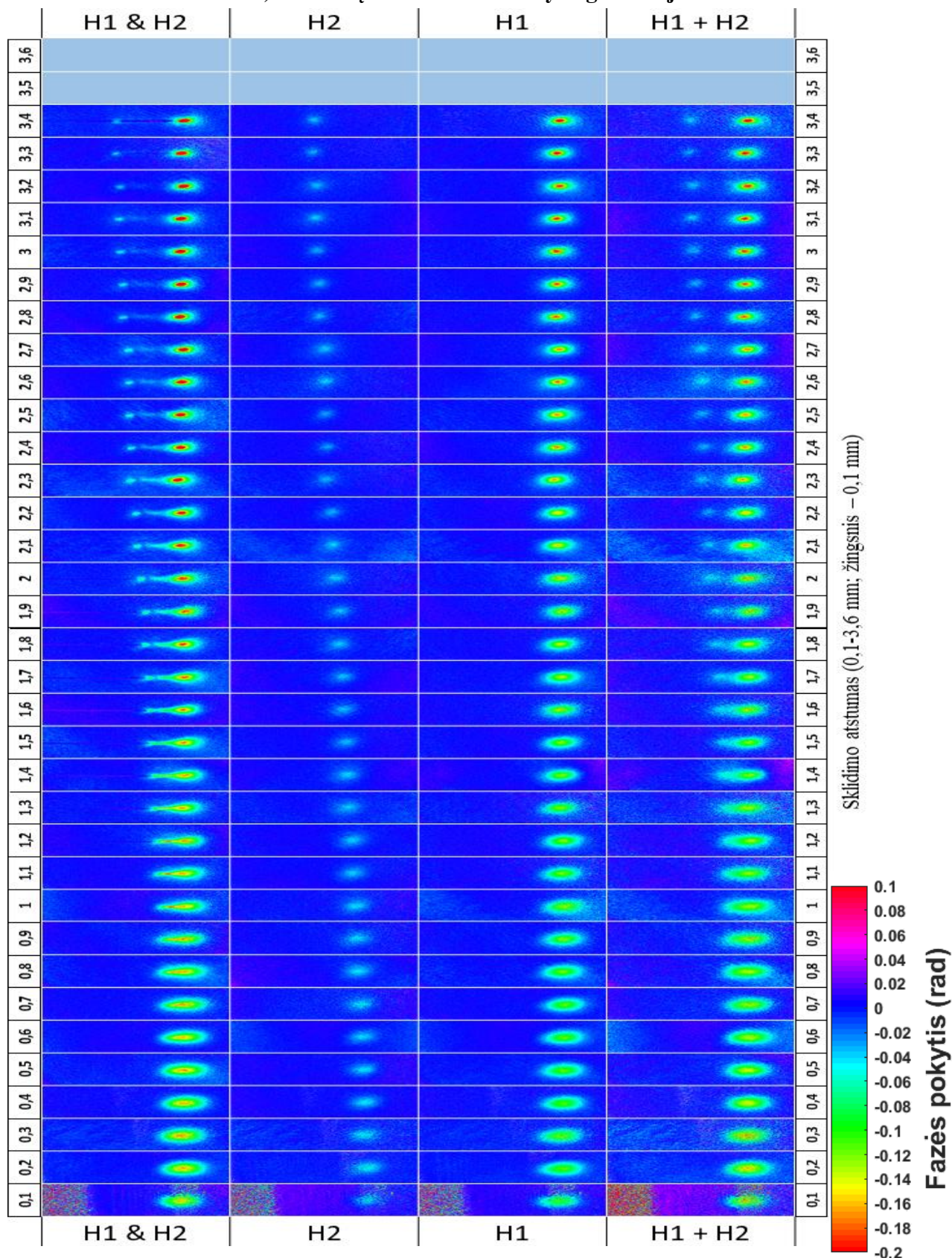


51 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **31 pav.**

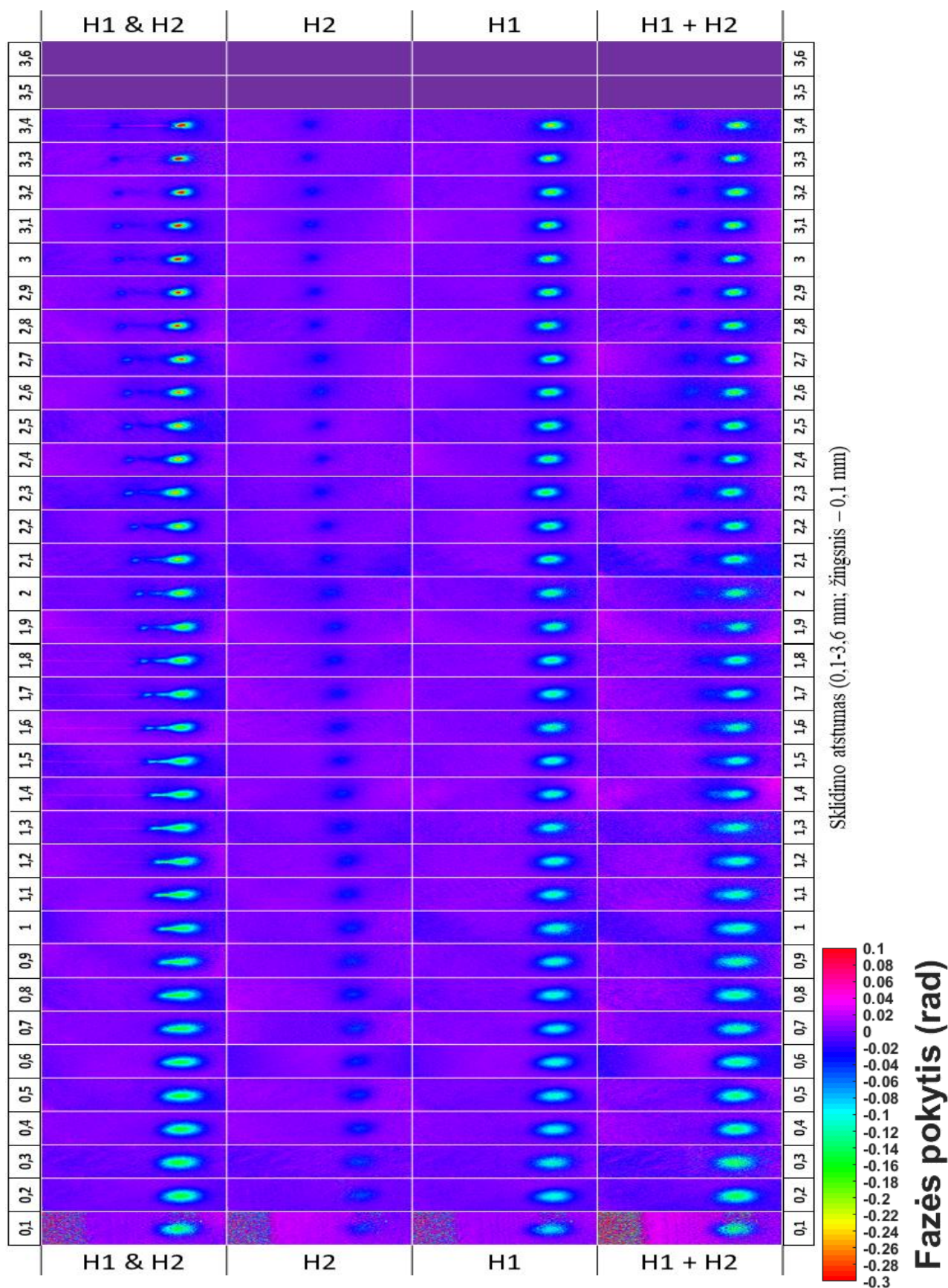


52 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} > P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **31 pav.**

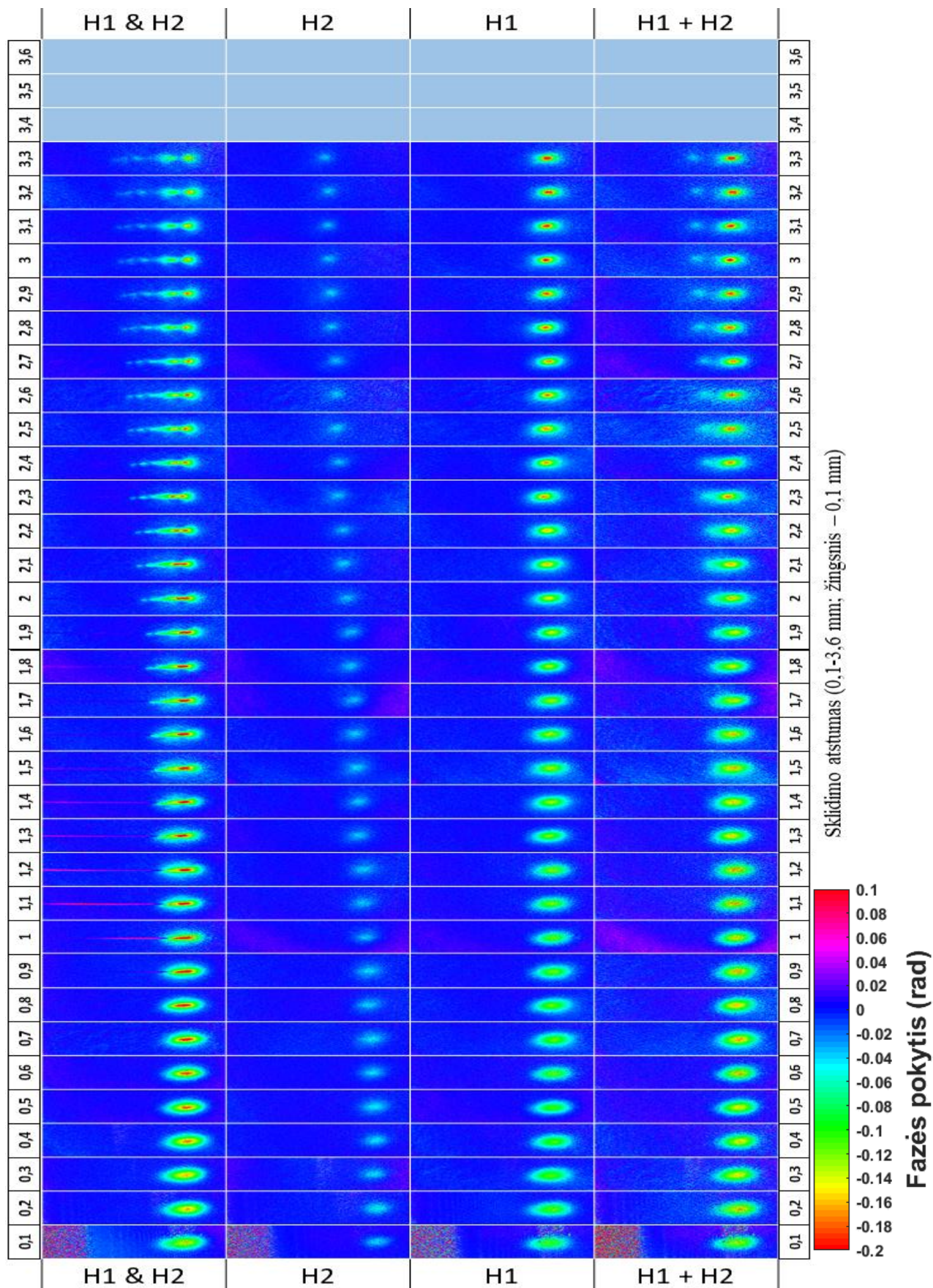
Priedas D. Impulsų dinamika, kai pirmos ir antros harmonikos impulsai atskirai negeneruoja BŠK, tačiau sąveikos metu BŠK yra generuojamas.



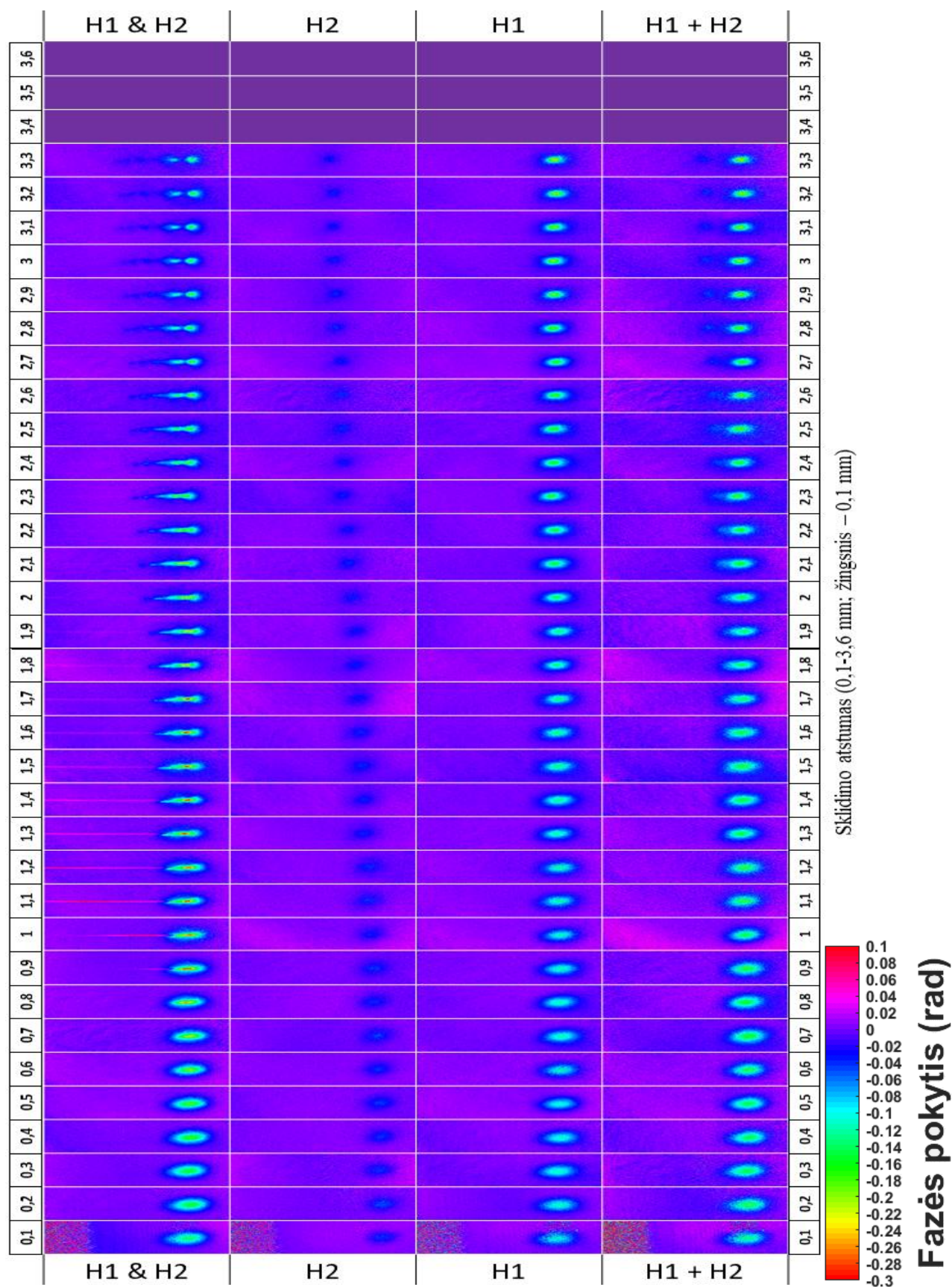
53 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką t_E **34 pav.**



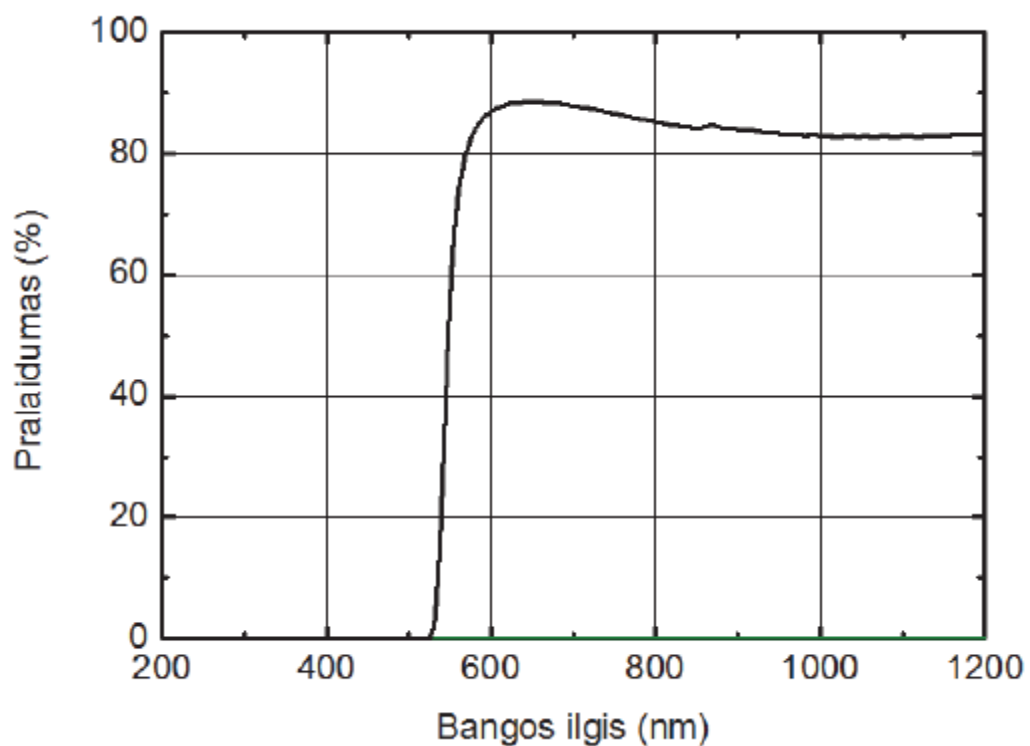
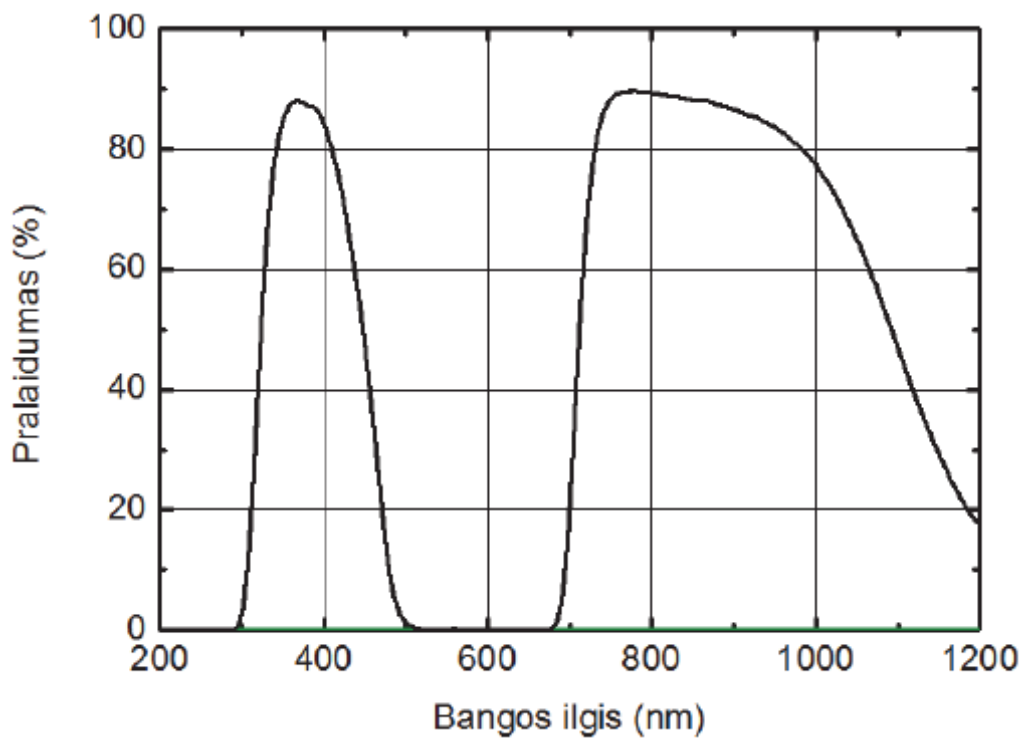
54 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką t_E **34 pav.**



55 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **34 pav.**



56 pav. Impulsų indukuoto fazės pokyčio rezultatai, kai $P_{H1} < P_{SL}$; $P_{H2} < P_{SL}$. H1&H2 žymi sąveikaujančių impulsų dinamiką, H1 – tik 1030nm impulsas sklinda kristalu, H2 - tik 515nm impulsas sklinda kristalu, H1+H2 – H1 ir H2 atvaizdai sudėti į viena (sąveikos nėra). 0,1 mm atitinka kristalo pradžią, kai 3,6mm – kristalo pabaigą. Sąlygos atitinka tašką **34 pav.**

Priedas E. Filtrų pralaidumo spektrai**57 pav.** OC-12 filtro pralaidumo spektras.**58 pav.** CC-4 filtro pralaidumo spektras.

