

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Lazerinių tyrimų centras

Simonas Trumpaitis

FOKUSUOTŲ FEMTOSEKUNDINIŲ PIRMOSIOS IR ANTROSIOS  
TI:SAFYRO LAZERIO HARMONIKŲ IMPULSŲ SĄVEIKOS ORE  
TYRIMAS

Magistro baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų  
studijų programa

Studentas

Simonas Trumpaitis

Darbo vadovas

Habil. Dr. Virgilijus Vaičaitis

Recenzentė

Dr. Viktorija Tamulienė

Leista ginti

2024-05-24

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2024

# Turinys

Įvadas: .....	3
1. Literatūros apžvalga:.....	5
1.1 Antros ir trečios harmonikų generacija.....	5
1.2 Netiesinis optinis jautris .....	6
1.3 Šviesos gijos .....	7
1.4 Fazinė moduliacija ir daugiafotoninė jonizacija .....	9
1.5 Plazma ir jos savybės .....	11
1.6 Frenelio atspindžiai. ....	13
1.7 Penktos eilės netiesinis jautris ir šešiabangis bangų maišymasis. ....	14
2. Metodinė dalis.....	16
2.1 Šešiabangių dažnių maišymosi ore tyrimo schema .....	16
3. Rezultatai: .....	18
3.1 Generuojami pluoštai: .....	18
3.2 Kūginio pluošto generacija: .....	19
3.3 Galios priklausomybė.....	24
4. Išvados : .....	26
5. Literatūros sąrašas.....	27
Santrauka .....	30

## Įvadas:

Netiesinė optika - tai optikos šaka, tirianti šviesos sąveiką su įvairiomis medžiagomis, kuomet optinis atsakas nėra tiesiškai proporcingas krintančios šviesos intensyvumui. Skirtingai nuo medžiagų, kuriose tarp šviesos ir medžiagos egzistuoja tiesiški ryšiai, netiesinės optinės medžiagos pasižymi kitokiomis savybėmis, kurios lemia naujai atsirandančius netiesinius reiškinius. Šie reiškiniai apima tokius procesus, kaip antrosios ir trečiosios harmonikų generavimas [1], suminio ir skirtuminio dažnio generavimas [2] ir pan., o taip pat ir tokius reiškinius kaip fazės moduliacija, savifokusavimasis, plazmos, superkontinumo [3] ir aukštesnių harmonikų generavimas [4]. Antrosios harmonikos generacijos (AHG) ir trečiosios harmonikos generacijos (THG) metu, pradinės spinduliuotės fotonai sąveikauja sudarydami dvigubai (antroji harmonika) arba trigubai (trečioji harmonika) didesnės energijos naujus fotonus. Įprastai antrai optinei harmonikai generuoti yra naudojami kristalai, tačiau, leidžiant pro kristalą didelės energijos impulsus, tikimybė jį pažeisti smarkiai išauga [5]. Todėl yra poreikis, rasti kitokių būdų generuoti antrąją harmoniką, naudojant didelės energijos impulsus bei nenaudojant kristalų. Be to, sinchronizuoti pirmosios ir antrosios optinių harmonikų impulsai dažnai naudojami netiesinėje optikoje, ypač tokiose srityse kaip terahercų dažnio spinduliuotės, superkontinumo ar aukštesniųjų optinių harmonikų generavimas [6, 7].

Galingiems femtosekundiniam impulsams sklindant ore, taip pat pasireiškia įvairūs netiesiniai procesai, tokie kaip pluošto savaiminis fokusavimasis, fazės moduliacija, keturių bangų maišymasis, daugiafotoninė ir tunelinė jonizacija. Kai pluošto galia viršija kritinę galią, lazerio pluoštas pradeda pats fokusuotis (Kerro efektas), ko pasėkoje susiformuoja šviesos gija. Šviesos gijų, sklindančių dideliu atstumu ore, atsiradimo mechanizmas paremtas pusiausvyra tarp pluošto savifokusavimo, įtakoto Kerro efekto, ir pluošto defokusavimo, įtakoto plazmos jonizacijos ir lazerio pluošto difrakcijos [8]. Femtosekundiniams lazerio impulsams, keliaujant ore, gali pasireikšti ne tik trečios eilės netiesiniai optiniai procesai, bet ir penktos, ar net aukštesnių eilių netiesiniai reiškiniai [9]. Nors ir yra daug žinių apie įvairius netiesinius optinius reiškinius, tačiau iki galo nėra ištirta vienu netiesinių reiškinių įtaka kitiems reiškiniams, ypač kai yra kalbama apie aukštesnių eilių netiesinius reiškinius, bei didesnės galios impulsus. Be to, kaip jau minėta, pirmosios ir antrosios optinių harmonikų sąveika yra labai svarbi ore generuojant terahercų dažnio spinduliuotę, optinį superkontinumą bei trečiosios ir aukštesnių eilių optines harmonikas [10, 11].

Taigi, šio darbo tikslas yra naudojant didelės galios fokusuotus femtosekundinius lazerio pirmos ir antros harmonikos impulsus ištirti jų tarpusavio ir oro sąveiką, abu pluoštus suvedant mažais (iki 10 mrad) kampais.

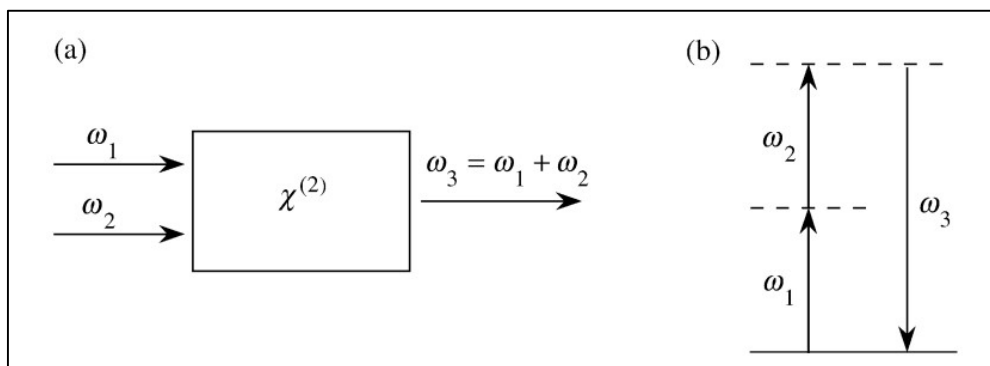
**Darbo uždaviniai :**

1. Ištirti antrosios optinės harmonikos pluošto erdvines charakteristikas, jam sąveikaujant su kolineariu didelės energijos pirmosios harmonikos femtosekundinių impulsų pluoštu.
2. Ištirti antrosios optinės harmonikos pluošto erdvines ir spektrines charakteristikas, jam sąveikaujant su mažu kampu (iki 10 mrad) suvedamu fokusuotu didelės energijos pirmosios harmonikos femtosekundinių impulsų pluoštu.

# 1. Literatūros apžvalga:

## 1.1 Antros ir trečios harmonikų generacija

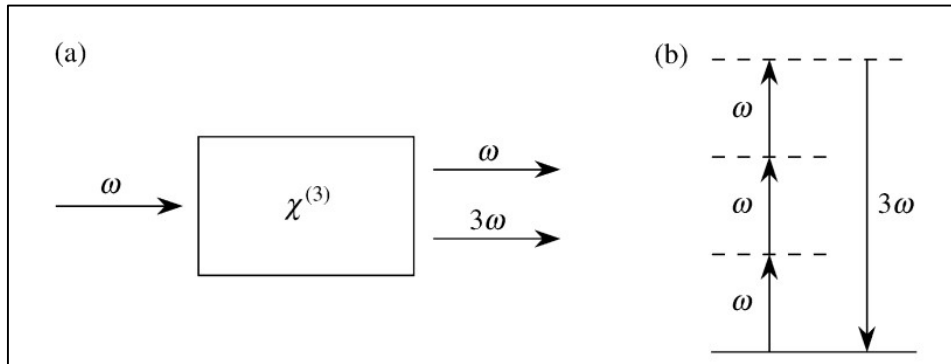
Antrosios harmonikos generacija (AHG) - tai netiesinis optinis procesas, kurio metu sukombinuojant du to paties dažnio fotonus sukuriamas naujas fotonas turintis dvigubai didesnę dažnį. Tai koherentinis reiškinys, pasireiškiantis dielektriniuose kristaluose neturinčiuose simetrijos centro. Šis procesas priklauso nuo antrosios eilės netiesinio jautrio  $\chi^2$ , kuris nusako medžiagos gebėjimą krintančios šviesos spinduliuotę konvertuoti į antros harmonikos spinduliuotę. Kadangi AH generuoja kito, nei žadinimas bangos ilgio (trumpesnio) šviesą, ji taikoma tokiose srityse kaip spektroskopija, mikroskopija, medicininis vaizdavimas ir taip pat panaudojama atliekant įvairius mokslinius tyrimus bei kuriant naujas technologijas. AHG efektyvumui įtakos turi tokie veiksniai kaip krintančios šviesos intensyvumas, fazių suderinimo sąlygos ir netiesinės terpės savybės - valdant šiuos procesus galima valdyti AHG efektyvumą [12].



1. Pav. a) Antrosios harmonikos generavimo fizinis mechanizmas, b) Antrosios harmonikos energijos lygmenų sistema [12].

AH generacija galima tik neturinčios simetrijos centro medžiagose, o kitose medžiagose žemiausios eilės netiesinis reiškinys yra trečiosios harmonikos generacija. Trečiosios harmonikos generacija (THG) - tai netiesinis optinis procesas, kai terpėje sąveikauja trys to paties dažnio fotonai ir susidaro naujas fotonas, pasižymintis tris kartus didesniu dažniu. Skirtingai nei antrosios harmonikos generacijai, THG fazių suderinimo sąlyga nėra tokia griežta, todėl galimas platesnis pasirinkimas, derinant eksperimento sąlygas prie THG, tačiau kad generacija vyktų stabiliai, reikia didesnių intensyvumų ir trumpesnių lazerinių impulsų. Vienas iš pagrindinių faktorių įtakančių THG yra trečiosios eilės netiesinis jautris  $\chi^3$ , kuris parodo medžiagos reakciją į krintančios šviesos intensyvų elektrinį lauką. Šį procesą galima stebėti visose medžiagose, nes visos medžiagos pasižymi

kubiniu netiesiškumu, tačiau kai kuriose medžiagose trečios eilės optinio jautrio vertė gali būti minimali arba daug mažesnė už kitus netiesinius reiškinius įtakojančius faktorius. Efektyvumui įtakos gali turėti tokie veiksniai kaip krintančios šviesos intensyvumas, medžiagos netiesinės savybės ir lazerio impulsų laikinės charakteristikos. THG buvo pritaikyta tokiose srityse kaip lazerinė spektroskopija, mikroskopija ir litografija, prisidedant prie optinių tyrimų ir technologijų pažangos [12, 13].



2. Pav. a) Trečiosios harmonikos generavimo fizinis mechanizmas, b) Trečiosios harmonikos energijos lygmenų sistema [13].

## 1.2 Netiesinis optinis jautris

Kuomet medžiaga yra paveikiama intensyvios lazerio spinduliuotės, krūviai esantys medžiagoje reaguoją į lazerio spinduliuotės kuriamo elektrinio lauko jėgą ir persiskirsto. Teigiami krūviai juda elektrinio lauko kryptimi, o neigiami į priešingą pusę. Dėl tokių krūvio persiskirstymo susidaro regionai, turintys teigiamą ir neigiamą krūvį, ko pasėkoje gaunamas dipolis momentas. Elektromagnetinei bangai keliant pro regionus, turinčius besikeičiantį dipolinį momentą, elektromagnetinės bangos elektrinių vektorių orientacija ir kryptis, kitaip sakant poliarizacija, yra modifikuojama.

Poliarizaciją  $P(t)$  galima apibrėžti kaip medžiagos sistemos dipolinį momentą tūrio vienetui. Poliarizacija  $P(t)$  priklauso nuo taikomo optinio lauko stiprumo  $E(t)$ , tiesinėje optikoje dažnai gali būti aprašyta taip:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^1 E(t) \tag{1.2.1}$$

Čia  $\epsilon_0$  yra dielektrinė skvarba vakuume, o  $\chi^1$  yra tiesinis jautris. Netiesinėje optikoje optinis atsakas apibendrinamas išreiškiant poliarizaciją kaip elektrinio lauko stiprio galios eilutę:

$$P(t) = \epsilon_0 [\chi^1 E(t) + \chi^2 E^2(t) + \chi^3 E^3(t) + \dots]. \quad 1.2.2$$

Čia  $\chi^{(2)}$  ir  $\chi^{(3)}$  yra atitinkamai antros ir trečios eilės netiesiniai optiniai jautriai.  $P^2(t) = \epsilon_0 \chi^2 E^2(t)$  vadinamas antros eilės netiesiniu poliarizuotumu, o  $P^3(t) = \epsilon_0 \chi^3 E^3(t)$  - trečios eilės netiesiniu poliarizuotumu. Tiesinėje optikoje dažnai laikoma, kad jautris yra pastovus dydis, ypač izotropinėms ir homogeninėms medžiagoms mažo intensyvumo sąlygomis [6]. Ši prielaida supaprastina tiesinių optinių procesų, aprašomų Snelio dėsnio arba šviesos sklidimo terpe, matematinį aprašymą. Tačiau netiesinėje optikoje, kai taikomo elektromagnetinio lauko intensyvumas yra didesnis, optinis jautrumas gali tapti lauko intensyvumo funkcija. Aukštesnės eilės optiniai jautriai yra tenzoriai, tai reiškia, kad jų vertės priklauso nuo krintančios bangos orientacijos išilgai X, Y, Z ašyse ir kuriamo elektrinio lauko vertės. Netiesinis optinis jautrumas, taip pat gali priklausyti nuo dažnio, ypač kai susiduriama su dispersinėmis medžiagomis. Tokiais atvejais jautris tampa krintančios šviesos dažnio funkcija. Optinių jautrių vertės skiriasi per dvylika eilių.  $\chi^1$  yra pirmo eilės,  $\chi^2$  yra dvyliktos eilės ( $10^{-12} \text{m/V}$ ),  $\chi^3$  dvidešimt ketvirtos eilės ( $10^{-24} \text{m}^2/\text{V}^2$ ) it t.t. Norint efektyviai generuoti trečiąją harmoniką, reikia didesnio krintančios šviesos intensyvumo, palyginti su tuo, kurio reikia norint efektyviai generuoti antrąją harmoniką. Generuojant aukštesnės harmonikas elektrinio lauko intensyvumas turi pasiekti tam tikrą lygį, kuomet medžiagos reakciją į krintantį elektrinį lauką tampa reikšminga ir galime stebėti netiesinius procesus. Kuo generuojama harmonika yra aukštesnė, tuo reikalaujama didesnio elektrinio lauko intensyvumo [13, 14, 15].

### 1.3 Šviesos gijos

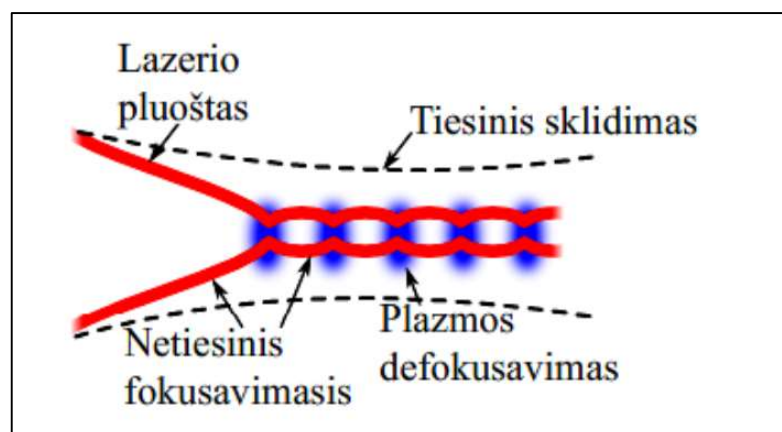
Kuomet galingi femtosekundiniai impulsai sklinda oru, jie sukuria šviesos gijas, net ir nesant pluošto fokusavimo. Sklindant intensyviai lazerio impulsui terpe, jo kuriamas elektrinis laukas jonizuoja terpės atomus ir molekules, taip sukurdamas daug laisvų elektronų ir teigiamą krūvį turinčių jonų, kitaip sakant plazmą. Laisvieji elektronai dėl savo neigiamo krūvio yra stumiami tolyn nuo didelio intensyvumo impulso srities. Dėl šio lūžio rodiklio pokyčio lazerio impulsas savaime pradeda fokusuotis. Terpės lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo sklindačio impulso elektrinio lauko intensyvumo, tai vadinama Kerro efektu.

Kombinuotą lūžio rodiklį  $n$  sudaro tiesinė ( $n_0$ ) ir netiesinė ( $n_2 I$ ) komponentės:

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + \Delta n \quad 1.3.1$$

Lūžio rodiklio pokytis ( $\Delta n$ ), priskiriamas šviesos elektrinio lauko intensyvumui, vadinamas Kerro efektu. Lūžio rodiklio pokyčio erdvinis kitimas ( $\Delta n$ ), veikiamas intensyvumo, yra didžiausias Gauso formos pluošto centre ir mažėja link kraštų. Todėl kai  $n_2 > 0$ , centre susiduriama su didžiausiu fazės vėlinimu, kuris veikia kaip konverguojantis lęšis. Ir atvirkščiai, kai  $n_2 < 0$ , centro fazinės vėlinimas yra mažiausias, todėl netiesinė medžiaga veikia kaip diverguojantis lęšis [16, 17].

Dauguma medžiagų, įskaitant orą, pasižymi netiesiniu lūžio rodikliu ( $n_2 > 0$ ), todėl turint pakankamai didelį intensyvumą lazerio pluoštas pradeda fokusuotis. Pasiekus spinduliuotės kritinę galią, pluošto natūrali difrakcija yra neutralizuojama dėl Kerro efekto fokusavimo. Didinant intensyvumą Kerro fokusavimas tampa stipresnis, taip pat prie didesnio intensyvumo reikšmingi tampa aukštesnės eilės netiesiniai procesai, ypač atomų ir molekulių daugiafotoninė jonizacija, lemianti plazmos ir laisvųjų krūvininkų atsiradimą. Kadangi plazmos lūžio rodiklis šviesos gijų atveju yra mažesnis už vieneta, lazerio pluoštas patiria defokusavimą. Dėl netiesinės absorbcijos yra slopinama centrinė intensyviausia pluošto dalis, ko pasekoje padidėja pluošto skersmuo. Jei pluošto galia viršija kritinę vertę, po tam tikro laiko (arba sklidimo atstumo) pluošte gali vėl prasidėti fokusavimo procesas. Fokusavimo ir defokusavimo procesas kartojasi tol, kol bendra pluošto galia sumažėja žemiau kritinės galios ribos. Šviesos gija sklinda, nes netiesinio fokusavimo, plazmos defokusavimo ir difrakcijos procesų periodiniai pokyčiai kompensuoja vienas kitą. Formuojantis šviesos gijai, taip pat atsižvelgiama į tokius procesus, kaip laisvųjų elektronų susidarymas, vykstant tunelinei ir multifotoninei sugerčiai, šviesos impulsų fazinę moduliaciją ir grupinių greičių nederinimą [16, 18].



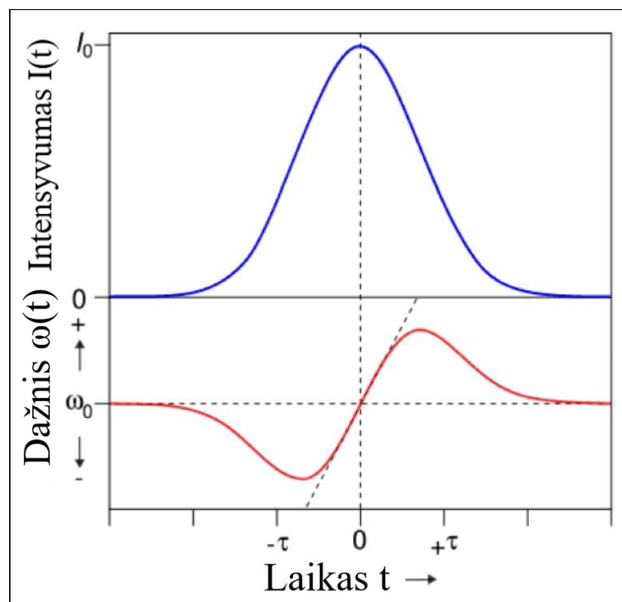
3. Pav. Lazerio pluošto šviesos gijų formavimas, kai pasiekiamas dinaminis pusiausvyros taškas tarp difrakcijos, šviesos pluošto fokusavimosi ir plazmos defokusavimo reiškinių [19].



Šios gijos pasižymi unikaliomis savybėmis, jos yra atsparios difrakcijai ir išlaiko savo intensyvumą net keliaujant didelius atstumus. Šios susidariusios gijos gali skliti nuo kelių metrų iki kelių kilometrų patirdamos minimalų difrakcijos poveikį. Šio proceso metu nusistovi pusiausvyra tarp terpės netiesinio fokusavimo, susidariusios plazmos defokusavimo efekto ir difrakcijos.

## 1.4 Fazinė moduliacija ir daugiafotoninė jonizacija

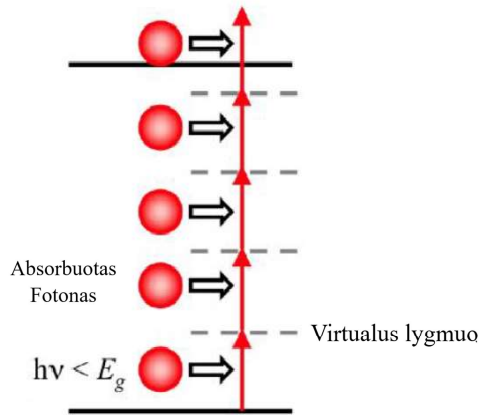
Fazinė moduliacija ir kryžminė fazė moduliacija yra netiesiniai optiniai procesai, vykstantys intensyviems lazerio impulsams sklindant terpe. Kai intensyvus lazerio impulsas sąveikauja su terpe, pasireiškia Kerro efektas terpės lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo impulso intensyvumo. Didėjant lazerinio impulso intensyvumui, lūžio rodiklio vertė impulse centre tampa didesnė nei impulso kraštuose. Skirtingose impulso dalyse skiriasi lūžio rodikliai, todėl fazė pakinta kinta visame impulso profilyje. Skirtingos impulso dalys, dėl Kerro efekto sukurto terpės lūžio rodiklio pokyčio, pradeda vibruoti skirtingais greičiais todėl lazerio impulso spektras išsiplėčia. Skirtingų dažnių komponentai impulse patiria skirtingus fazės poslinkius, todėl atsiranda dažnių sklaida ir atsiranda nauji dažnio komponentai. Kryžminės fazės moduliacijos metu kaupinimo bangos intensyvumas sukelia naujai susidariusios bangos fazės poslinkį. Fizikinis mechanizmas yra panašus į fazinės moduliacijos, tačiau kryžminės moduliacijos metu sąveika vyksta tarp dviejų skirtingų optinių bangų, o ne vienoje bangoje [14, 20].



4. Pav. Fazinė moduliacija. Dažnio ir intensyvumo pokytis laike.

Visose skaidriose medžiagose, didinant lazerinės spinduliuotės intensyvumą, padidėja tikimybė vienu metu sugerti daugiau negu vieną fotoną. Jei vienu metu sugeriamas didesnis kiekis fotonų, pereinant iš pagrindinės būsenos į sužadintąją per virtualųjį lygmenį, įvyksta daugiafotoninė sugertis. Virtualaus lygmenio gyvavimo laikas yra labai trumpas (nuo  $10^{-15}$ s iki  $10^{-12}$ s), todėl fotonai turi patekti beveik vienu metu. Daugiafotoninė sugertis koreliuoja su spinduliuotės intensyvumu  $I$  (dvių fotonų absorbcijos atveju absorbcijos koeficientas yra proporcingas  $I^2$ , trijų fotonų absorbcijos atveju  $I^3$  ir t. t.). Kuomet sugertų fotonų energija tampa didesnė už medžiagos jonizacijos potencialą pakankamai daug elektronų yra išlaisvinama ir pradeda vykti daugiafotoninė jonizacija. Plazmoje gali pakisti medžiagos lūžio rodiklis, dėl susikūrusių laisvų elektronų. Jei fotonų dažnis mažas, o spinduliuotės intensyvumas didelis, vyksta elektronų tuneliavimas, kai stiprus spinduliuotės elektrinis laukas iškreipia potencialo šulinį, laikantį elektroną prie atomo, ir leidžia elektronui nutuneliuoti per potencialo barjerą [19, 21].

### Daugiafotoninė sugertis



5. Pav. Energijos lygmenų sistema vykstant daugiafotoninei absorbcijai [22]

Ar įvyks daugiafotoninė sugertis ar elektronų tuneliavimas apibūdinama naudojant Keldišo parametą. Tai yra bedimensinis dydis, kurio formulė:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2m_e I_p}}{eE} \quad 1.4.1$$

Čia  $m_e$  - elektrono masė,  $I_p$  - atomo ar molekulės jonizacijos potencialas,  $e$  – elektrono krūvis,  $E$  - lazerio elektrinio lauko amplitudė.

Keldišo parametras yra bedimensinis dydis, kuris lemia, ar jonizacija stipriame lazerio lauke vyksta per daugiafotoninę sugertį ( $\gamma \gg 1$ ), ar per elektronų tuneliavimą ( $\gamma \ll 1$ ) [21].

## 1.5 Plazma ir jos savybės

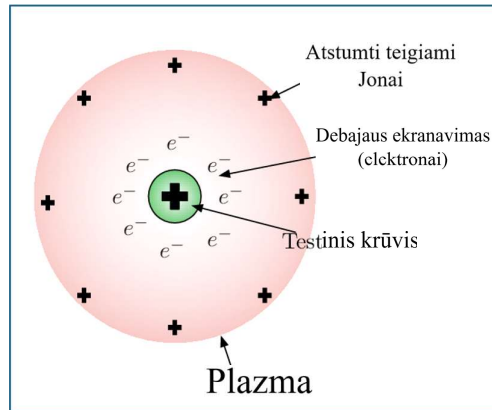
Plazma tai aukštos temperatūros jonizuotos dujos, turinčios apylygi skaičių tiek teigiamą krūvį turinčių jonų tiek ir neigiamą krūvį turinčių elektronų, dar yra dažnai vadinama ketvirtąja medžiagos būseną. Plazmą sudaro teigiami jonai, neigiami jonai ir laisvieji elektronai, visiškai jonizuotoje plazmoje nėra nei molekulių, nei neutralių atomų. Pagrindiniai parametrai apibūdinantys plazmos savybes yra jos tankis ir temperatūra. Plazmos tankis - tai laisvų krūvį turinčių dalelių skaičius tūrio vienetu. Nuo jo priklauso plazmos elektrinis laidumas, taip pat tankesnėje plazmoje įvyksta daugiau susidūrimų tarp dalelių. Tuo tarpu plazmos temperatūra apibūdina dalelių vidutinę kinetinę energiją, kuri įtakoja plazmos jonizacijos laipsnį ir susidariusį slėgį. Tai yra pagrindiniai parametrai apibūdinantys plazmos būseną ir dinamiką. Didelio tankio ir aukštesnės temperatūros plazmos, esančios žvaigždėse ar branduolių sintezės reaktoriuose, elgesys skiriasi nuo mažo tankio ir žemos temperatūros plazmos, aptinkamos laboratorijose ar natūralioje aplinkoje.

Debajaus ilgis yra pagrindinis plazmos parametras, apibūdinantis atstumą, kuriuo elektrostatiniai potencialai plazmoje yra ekranuojami arba neutralizuojami. Jis rodo, kaip toli tęsiasi įkrautos dalelės įtaka, kol ją neutralizuoja kiti plazmoje esantys krūviai. Debajaus ilgis apskaičiuojamas formule:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad 1.5.1$$

$\lambda_D$  - Debajaus ilgis (m);  $\epsilon_0$  - vakuumo dielektrinė skvarba ( $8,854 \times 10^{-12}$  F/m);  $k_B$  - Bolcmano konstanta ( $1,381 \times 10^{-23}$  J/K);  $T_e$  - Elektronų temperatūra (K);  $n_e$  - Elektronų tankis (dalelės/m<sup>3</sup>);  $e$  - Elektrono krūvis ( $1,602 \times 10^{-19}$  C).

Debajaus ekranavimas - tai procesas, kurio metu plazma neutralizuoja krūvį turinčios dalelės elektrinį lauką ir taip sumažina jos poveikį. Šis ekranavimas vyksta todėl, kad plazmoje esančios krūvį turinčios dalelės persitvarko, kad neutralizuotų didesnę krūvį turinčios dalelės kuriamą elektrinį lauką. Dėl to įkrautos dalelės elektrinio lauko potencialas eksponentiškai mažėja su atstumu, kurį apibūdina Debajaus ilgis. Kuomet į plazmą įvedamas testuojamas teigiamas krūvis, elektronai turintys mažesnę masę susitelks aplink įvestą teigiamą krūvį ir sudarys savotišką „skydą“, kuris gerokai sumažina elektrinio lauko įtaką už Debajaus ilgio ribų [23].



6. Pav. Debajaus ekranavimas [24]

Plazmos dažnis ( $\omega_p$ ) yra pagrindinė plazmos savybė, rodanti natūralų elektronų svyravimų pasikartojimą atsakant į elektrinio lauko trikdį. Tai parametras apibūdinantis plazmos elektronų komponento dinaminę elgseną. Plazmos dažnio formulė:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad 1.5.2$$

$\omega_p$  - Plazmos dažnis (radianais per sekundę, rad/s);  $n_e$  - Elektronų tankis (dalelės kubiniame metre, dalelės/m<sup>3</sup>);  $e$  - Elementarusis krūvis ( $1,602 \times 10^{-19}$  C);  $\epsilon_0$  - vakuomo dielektrinė skvarba ( $8,854 \times 10^{-12}$  F/m);  $m_e$  - elektrono masė ( $9,109 \times 10^{-31}$  kg).

Plazmos dažnis apibūdina elektronų svyravimų dažnį, kai juos iš pusiausvyros padėties išstumia elektrinis laukas. Šie svyravimai sukuria atstatomąją elektrostatinės traukos jėgą tarp neigiamą krūvį turinčių elektronų ir teigiamų jonų. Šis dažnis nustato bangų sklidimo plazmoje ribą. Elektromagnetinės bangos svyruojančios žemesniu dažniu už plazmos dažnį negali sklisti plazmoje ir yra atspindimos, tuo tarpu kuomet elektromagnetinės bangos dažnis viršija plazmos dažnį, elektromagnetinė banga gali tiesiogiai sklisti per plazmą [25]. Šios plazmos dažnio savybės panaudojamos tokiose technologijose kaip radarai ir komunikacijos sistemos, kai jonosfera (plazmos sluoksnis Žemės atmosferoje) atspindi radijo bangas atgal į paviršių, taip pat šios savybės yra svarbios, norint suprasti bangų elgseną įvairiose plazmos aplinkose, pavyzdžiui, kosmose ar branduolių sintezės reaktoriuose [26].

Plazmos lūžio rodiklis apskaičiuojamas pagal formulę:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad 1.5.3$$

$\omega_p$  - Plazmos dažnis (radianais per sekundę, rad/s);  $\omega$  – elektromagnetinės bangos dažnis (radianais per sekundę, rad/s).

Plazmos lūžio rodiklis, pagal formulę negali būti didesnis už 1. Kai elektromagnetinės bangos dažnis yra mažesnis už plazmos dažnį, bangos elgesys plazmoje labai pakinta, banga yra atspindima, o ne sklinda per plazmą [27].

## 1.6 Frenelio atspindžiai.

Frenelio lygtys apibūdina kiek šviesos yra atspindima ir kiek yra praleidžiama, kai elektromagnetinė banga kerta ribą tarp dviejų skirtingų terpių. Frenelio lygtys skaičiuojamos skirtingai priklausomai nuo krintančios šviesos poliarizacijos, kuri gali būti s (statmena kritimo plokštumai) arba p (lygiagreči kritimo plokštumai). Į atspindžio ir pralaidumo dydžių skaičiavimus įeina dviejų terpių lūžio rodikliai ir šviesos kritimo kampas. Frenelio lygtys pateikia s (statmenos) ir p (lygiagrečios) poliarizuotos šviesos atspindį ir pralaidumą, parodydamos, kaip skirtingas poliarizacijas skirtingai paveikia ta pati riba tarp terpių.

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \right|^2 \quad 1.6.1$$

$$R_p = \left| \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \right|^2 \quad 1.6.2$$

$\theta_i$  - kritimo kampas;  $\theta_t$  – perėjimo kampas, nustatomas pagal Snelio dėsnį.  $n_1$  - pirmosios terpės lūžio rodiklis.  $n_2$ : antrosios terpės lūžio rodiklis.  $R_s$  - spoliarizuotos šviesos atspindys.  $R_p$  - P poliarizuotos šviesos atspindys.

Pralaidumas apskaičiuojamas formule:

$$T_s = 1 - R_s \quad 1.6.3$$

Brewsterio kampas - tai specialus kritimo kampas, kai p poliarizuotos šviesos atspindžio nėra, p poliarizacijos šviesa visiškai praeina pro dviejų terpių ribą be jokio atspindžio. Šiuo kampu atspindėję ir lūžę spinduliai yra statmeni vienas kitam [28]. Jis nusakomas formule:

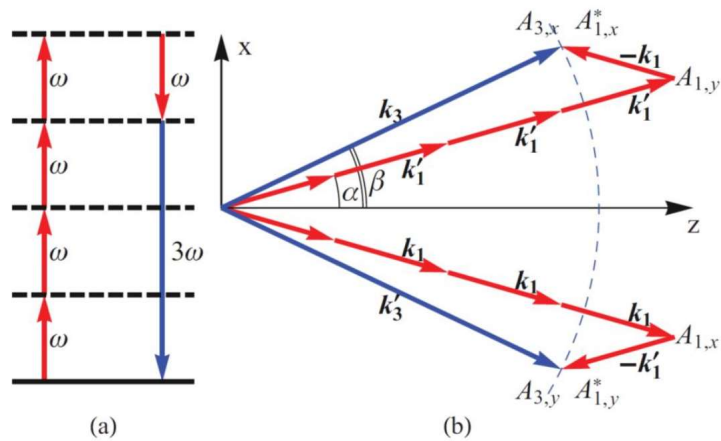
$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

1.6.4

$n_1$  - pirmosios terpės (terpės, iš kurios sklinda šviesa) lūžio rodiklis.  $n_2$  - antrosios terpės (terpės, į kurią patenka šviesa) lūžio rodiklis.

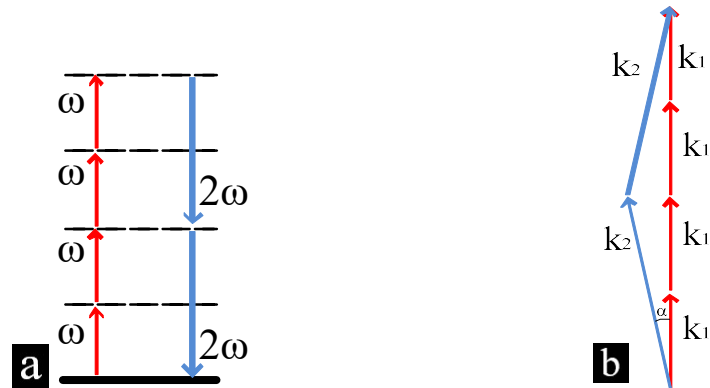
## 1.7 Penktos eilės netiesinis jautris ir šešiabangis bangų maišymasis.

Be trečios eilės netiesinio jautrio medžiagos taip pat turi ir penktos eilės netiesinį jautrį, kuris paprastai atsakingas už penktos harmonikos generaciją ir šešiabangį dažnių maišymą, kuris buvo pademonstruotas ore, generuojant trečią optinę harmoniką [19]. Atlikto eksperimento metu buvo naudojami du skirtingi žadinimo pluoštai, sklindantys skirtingomis kryptimis, abu pluoštai buvo pirmos harmonikos pluoštai ir aprašomi vektoriais –  $\mathbf{k}_1$  ir  $\mathbf{k}_1'$ . Penktos eilės netiesinis optinis jautris, kai vyko trečios harmonikos generacija, buvo aprašomas  $\chi^{(5)}_{q, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5}$  ( $-3\omega, \omega, \omega, \omega, \omega, -\omega$ ),  $q$  ir  $p$  indeksai nurodė generuojamos trečios ir pirmos harmonikos žadinimo pluoštų poliarizacijas. Žemiau pavaizduota trečios harmonikos generacijos per šešiabangį bangų maišymąsi energijos lygmenų ir banginių vektorių schemas [19].



7. Pav. a) Energijos lygmenų ir b) banginių vektorių diagramos, iliustruojančios vektorinį šešiabangį dažnių maišymąsi [19].

Šešiabangio dažnių maišymosi taip pat galima ir antrosios harmonikos generacija / stiprinimas. Tokiu atveju gali būti suvedami pirmos ir antros harmonikos pluoštai, ir generuojamas naujas antros harmonikos pluoštas. Banginių energijos lygmenų ir banginių vektorių schemas pateiktos žemiau:



8. Pav. a) Energijos lygmenų ir b) banginių vektorių diagramos, iliustruojančios vektorinį šešiabangį dažnių maišymąsi.

Kad įvyktų nekolinerus arba vektorinis fazinis sinchronizmas vykstant šešiabangiam dažnių maišymusi turi būti tenkinama sąlyga:

$$4\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}_2 \tag{1.7.1}$$

Pertvarkius lygtį ir perėjus į skaliarinę sistemą gauname:

$$4n_1\omega_1 = 2n_2 \omega_2 \cos(\alpha) \tag{1.7.2}$$

Čia  $n_1$  - lūžio rodiklis, šiuo konkrečiu atveju tai yra oro lūžio rodiklis kai bangos ilgis yra 800nm;  $\omega_1 - k_1$  bangos dažnis;  $n_2$  - lūžio rodiklis, šiuo konkrečiu atveju tai yra oro lūžio rodiklis kai bangos ilgis yra 400nm,  $\omega_2 - k_2$  bangos dažnis;  $\alpha$  – fazinio sinchronizmo kampas - kampas tarp  $k_1$  ir  $k_2$  bangos vektorių (8 Pav.).

Lygtį persitvarkius ir įstačius reikalingas vertes gauname kad fazinio kampas lygus = 3,92mrad.

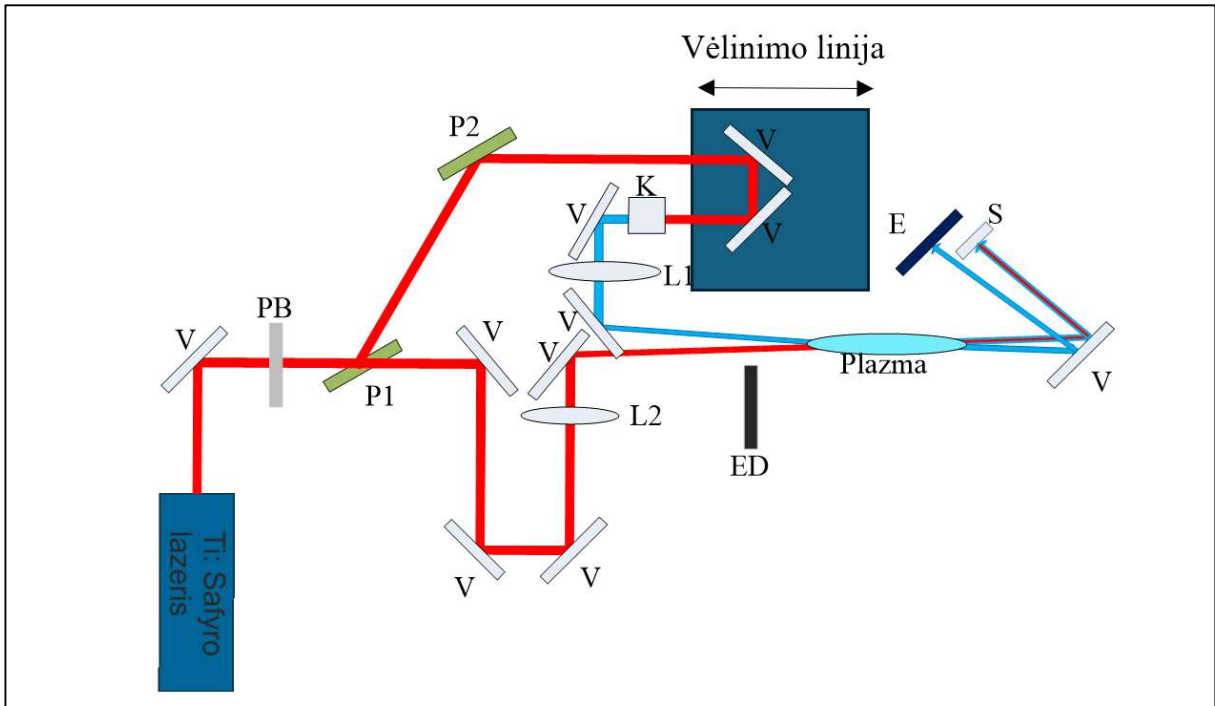
## 2. Metodinė dalis

### 2.1 Šešiabangių dažnių maišymosi ore tyrimo schema

Žemiau (9 Pav.) yra pateikta vektorinio šešiabangio dažnio maišymosi ore charakteristikų tyrimo schema. Atliekant šį tyrimą, buvo naudotas titano safyro „Legend Elite Duo HE+“ lazeris su centriniu 800nm bangos ilgiu. Lazerio maksimali impulsų energija buvo 3,5 mJ, lazerio impulsų pasikartojimo dažnis 1 kHz, o impulsų trukmė 35fs. Lazerio impulsų energiją galima buvo reguliuoti naudojant atenuatorių, sudarytą iš pusės bangos ilgio fazinės plokštelės (PB) bei dviejų poliarizatorių (P1 ir P2). Poliarizatoriai P1 ir P2 atspindėdavo S poliarizacijos pluoštą ir praleisdavo priešingos poliarizacijos spinduliuotę. Atspindėtas pluoštas buvo nukreiptas į poliarizatorių P2 ir į vėlinimo liniją. Iš vėlinimo linijos pluoštas keliavo į antros harmonikos BBO kristalą. Praėjęs pro kristalą lazerio spinduliuotės bangos ilgis iš 800nm buvo transformuotas į 400nm bangos ilgį. Tuomet pluoštas 1,5m židinio nuotolio lęšiu buvo sufokusuojamas. Tuo tarpu P1 polirizatoriaus praleistas pluoštas veidrodėliais buvo nukreiptas į kitą 1.5m židinio nuotolio lęšį ir sufokusuojamas į tą pačią vietą kaip ir 400nm bangos ilgio pluoštas. Susikirtimo vietoje buvo generuojamos šviesos gijos.

Veidrodėliai buvo išdėlioti taip, kad abiejų pluoštų optiniai keliai būtų kiek galima vienodesni, kelių netikslumai buvo koreguojami vėlinimo linija. Veidrodėliais buvo reguliuojama pluoštų aukštis ir kiti erdviniai parametrai. Pluoštus sėkmingai suderinus erdvėje ir laike buvo stebimas antros harmonikos signalas ties pirmos harmonikos spinduliu. Tuomet pluoštai buvo nukreipiami į ekraną arba į spektrometrą (Avantes, AvaSpec -3648), pagal matuojamo parametro poreikį. Pluoštų fotografijos buvo atliktos CCD kamera panaudojus iki 600nm praleidžiantį filtrą. Galios matuoklis 11MAESTRO buvo panaudotas pluoštų energijai išmatuoti. Susidariusių pluoštų spektrai buvo registruojami spektrometru Avantes, AvaSpec -3648.



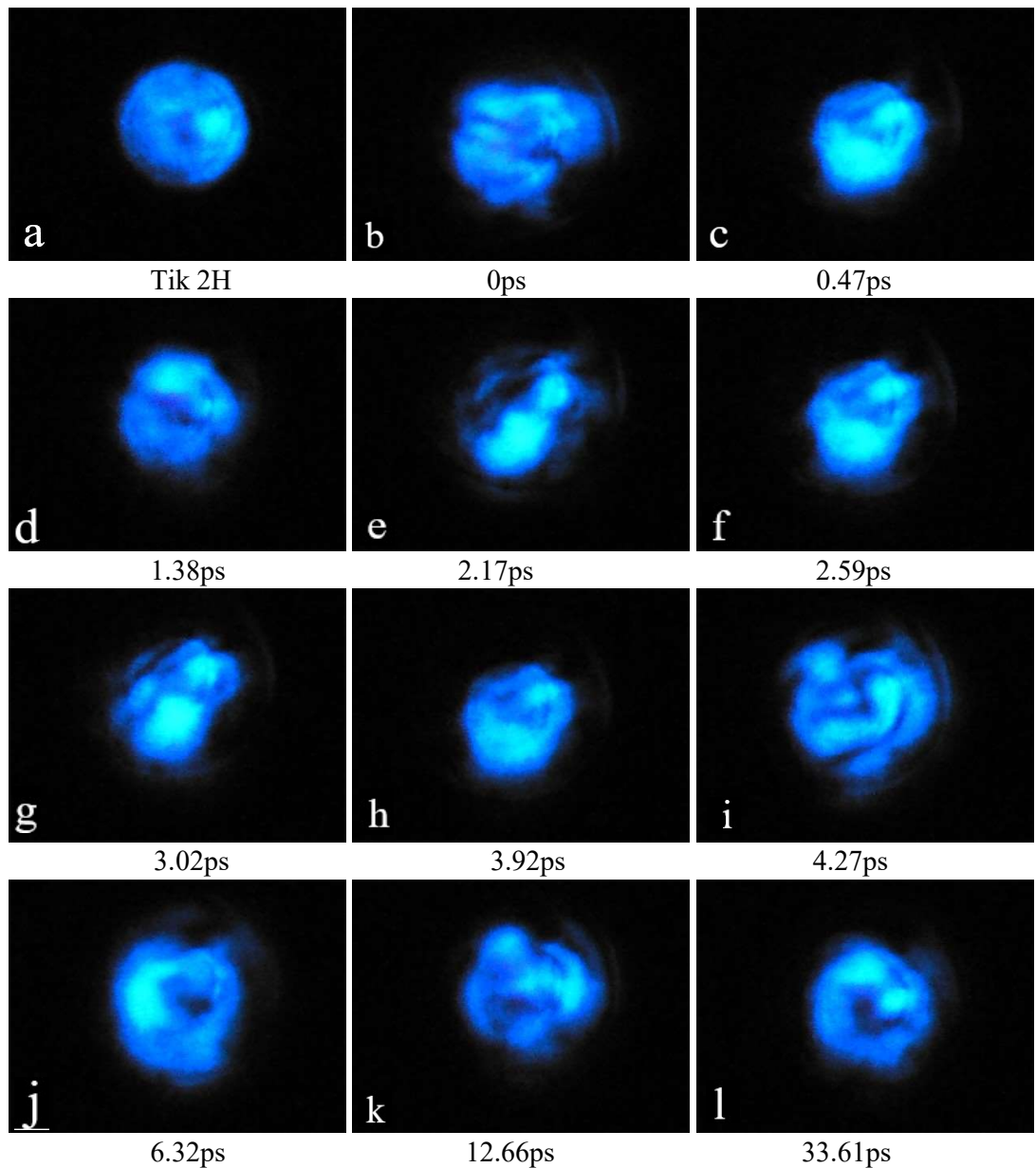


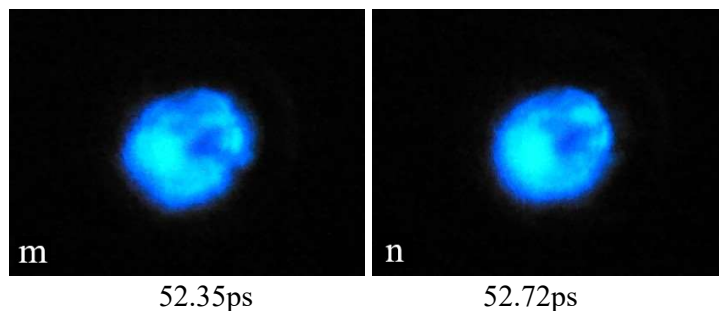
9. Pav. Nekolinearaus šešiabangio dažnių maišymo ore eksperimento schema, kurioje: V – dielektriniai veidrodžiai; PB– pusės bangos ilgio fazinės plokštelės; P1, P2 – poliarizatoriai; L1 ir L2 – 1.5m židinio nuotolio fokusuojantys lęšiai; K – Antra harmoniką generuojantis kristalas; ED – fotodiodinis detektorius (1H ir 2H impulsų energijai registruoti); S – spektrometras, E - Ekranas.

### 3. Rezultatai:

#### 3.1 Generuojami pluoštai:

Suderinus pirmos harmonikos (1H) ir antros harmonikos (2H) pluoštus erdvėje, kuomet kiekvienas spindulys praėjęs per 1,5m glaudžiamąjį lęšį susikerta ties šviesos gijos generacijos pradžia, taip pat impulsai vėlinimo linijos pagalba yra suderinti laike, buvo stebimas antros harmonikos signalo sustiprėjimas ir pluošto spektro pasikeitimas, tačiau ir daugiau vėlinant trukmę tarp impulsų, sąveika tarp pluoštų vyko toliau. Susidarę pluoštų vaizdai pavaizduoti 11 Pav.



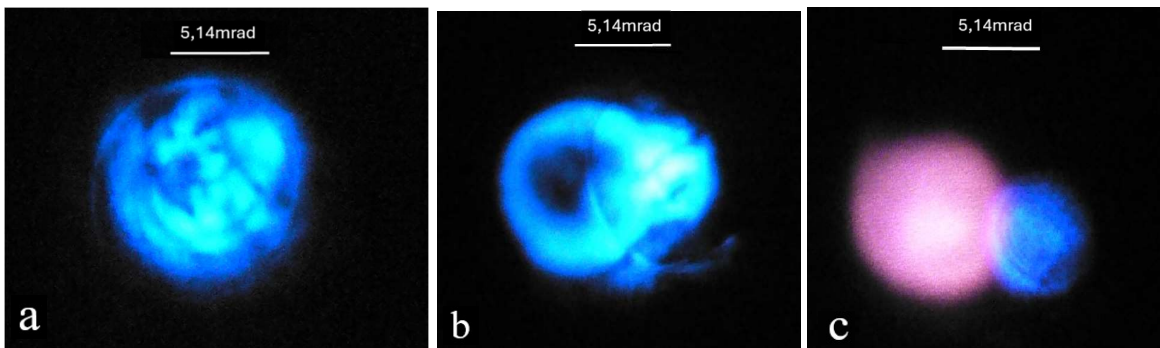


11. Pav. Antros harmonikos pluoštų vaizdų priklausomybė nuo vėlinimo: a) Tiktais 2H b) trukmė tarp impulsų 0ps c) trukmė tarp impulsų 0.47ps d) trukmė tarp impulsų 1.38ps e) trukmė tarp impulsų 2.17ps f) trukmė tarp impulsų 2.59ps g) trukmė tarp impulsų 3.02ps h) trukmė tarp impulsų 3.92ps i) trukmė tarp impulsų 4.27ps j) trukmė tarp impulsų 6.32ps k) trukmė tarp impulsų 12.66ps l) trukmė tarp impulsų 33.61ps m) trukmė tarp impulsų 52.35ps n) trukmė tarp impulsų 52.72ps. Impulsų energijos: 1H 2,09mJ, 2H 58,7μJ, trukmės 35 fs. Pluoštų suvedimo kampas 0 mrad.

Didinant antros harmonikos impulso vėlinimą, kuomet pluoštai yra suvesti nuliniu kampu, buvo sugeneruota daug įvairių pluoštų (11 Pav.). Didelis 2H pluošto skėsties padidėjimas buvo stebimas, kuomet impulsai buvo pilnai suderinti laike (vėlinimas 0ps). Nors pluoštai buvo neapibrėžtos formos, tačiau iš nuotraukų esančių 11 Pav. ypač lyginant nuotraukas e ir g, f ir h, i ir k, j ir l matosi, jog panašios formos pluoštai susiformuodavo esant skirtingam vėlinimui tarp impulsų. Taip pastebėta, jog panašios formos pluoštų skėstis didinant vėlinimą tarp impulsų sumažėdavo, tai yra pastebima ir palyginus nuotraukas: i ir k, k ir l. Taigi, keičiant vėlinimą tarp pluoštų, 2H pluošto skėstis (tolimojo lauko vaizdai) dažnai atsikartodavo, bet šis kitimas nebuvo periodinis.

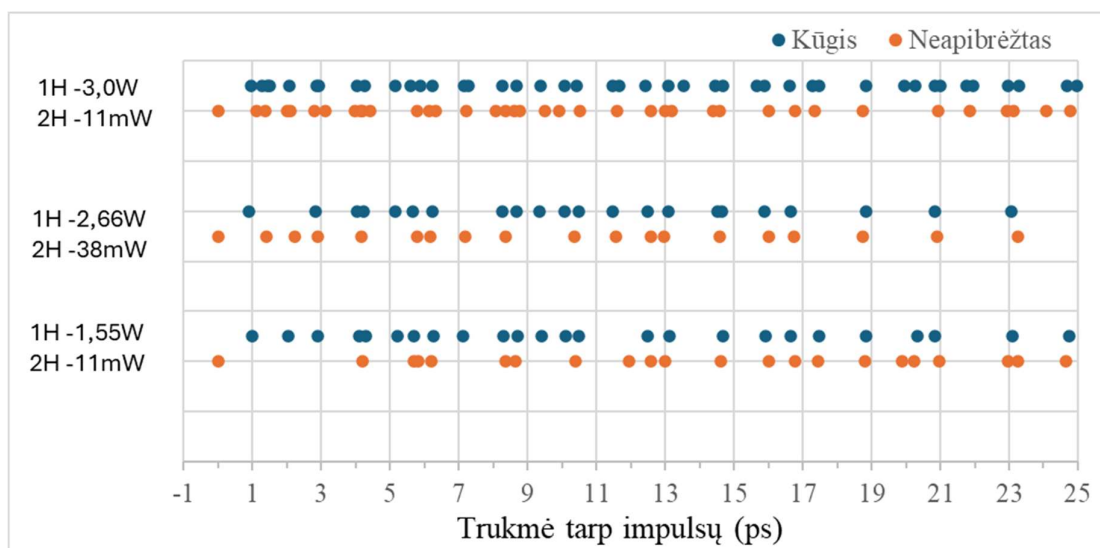
### 3.2 Kūginio pluošto generacija:

Padidinus suvedimo kampą tarp pluoštų ir vėlinant 2H impulsą, ties tam tikromis vėlinimo padėtimis (jų buvo pakankamai daug) buvo stebimas aplink 1H pluoštą susiformavęs kūginio formos 2H pluoštas. 12 Pav. pavaizduota pradinių 1H ir 2H pluoštų ir naujai generuojamo kūginio pluošto fotografijos.

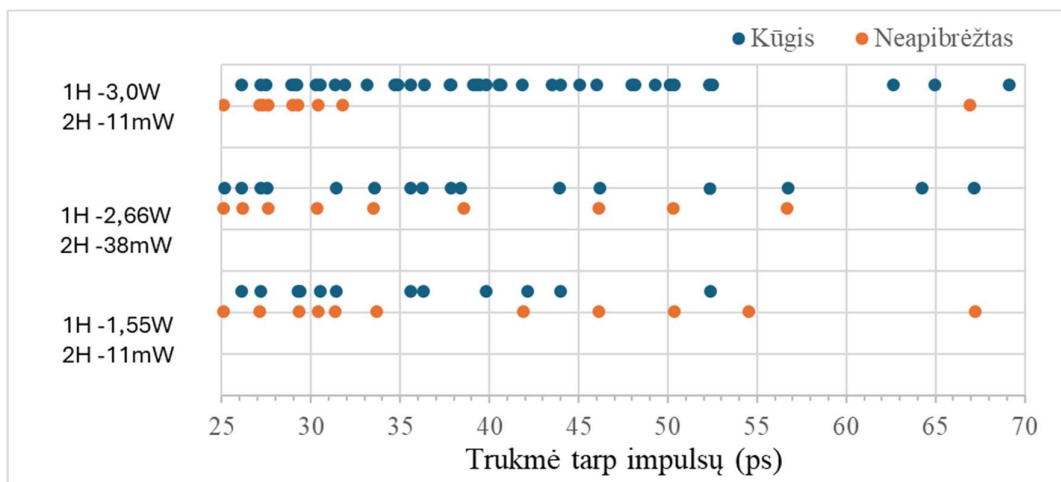


12. Pav. a) Žadinimo 2H pluošto ir sugeneruoto 2H kūgio erdviniai spektrai kai trukmė tarp impulsų 0ps b) Žadinimo 2H pluošto ir sugeneruoto 2H kūgio erdviniai spektrai kai trukmė tarp impulsų 2,95ps c) Erdvėje išderinti 1H (raudona) ir 2H (mėlyna) spektrai. 1H ir 2H pluoštų suvedimo kampas (centrų) 5,14 mrad, o jų skėstys 0,1 lygyje yra 7,7 (1H) ir 4,2 (2H). Pluoštai sufokusuoti 1.5 ilgio židinio nuotolio lęšiais. Impulsų energijos: 1H 2mJ, 2H 54μJ, impulsų trukmės 35 fs.

Kūginio pluošto nepavyko sugeneruoti kuomet vėlinimo trukmė tarp impulsų yra 0ps - kuomet impulsai buvo pilnai suderinti laike, tačiau vėlinant 2H impulsą, ties tam tikromis vėlinimo vertėmis (13 Pav., 14 Pav.) buvo stebimas susiformavęs kūginis pluoštas. Taip pat vėlinant 2H žadinimo impulsą, kartais buvo stebimas signalo sustiprėjimas ir pluošto skėsties padidėjimas, neturintis aiškios formos. Taip pat pilnai suderinus impulsus (vėlinimas 0ps) buvo stebimas pluošto skėsties padidėjimas. 13 ir 14 Pav. pavaizduota ties kuriomis trukmėmis susigeneravo kūginis pluoštas, o kuomet susiformavo neapibrėžtos formos pluoštas. Ties 0ps impulsų vėlinimu 2H pluošto skėsties padidėjimas buvo unikalus, nepanašus į kitų nepibrėžtų formų pluoštų (susidariusių kai vėlinimas tarp impulsų buvo ne 0ps) skėsčių pokyčius.



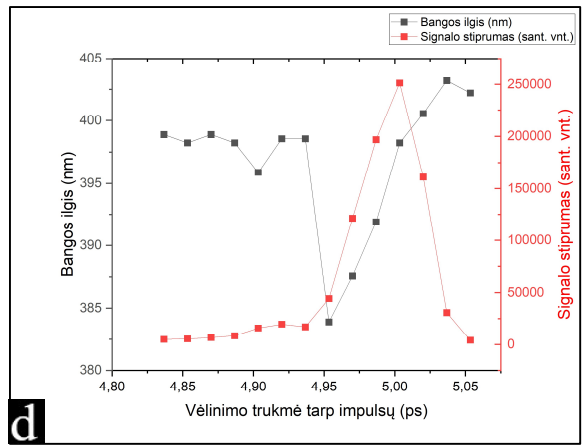
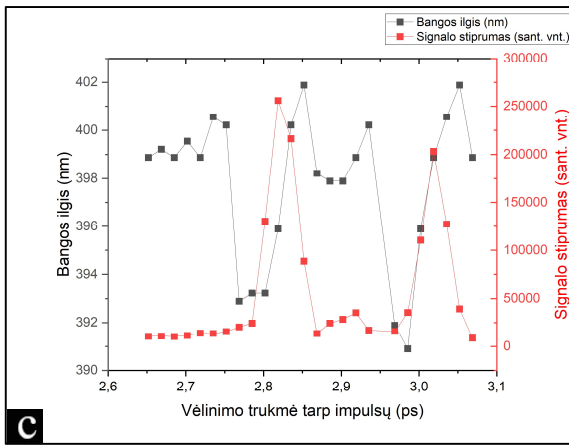
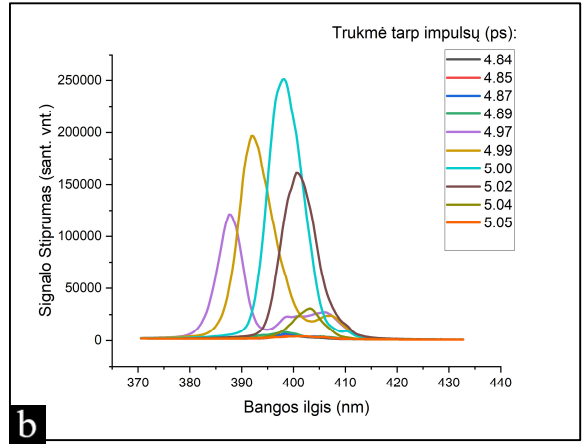
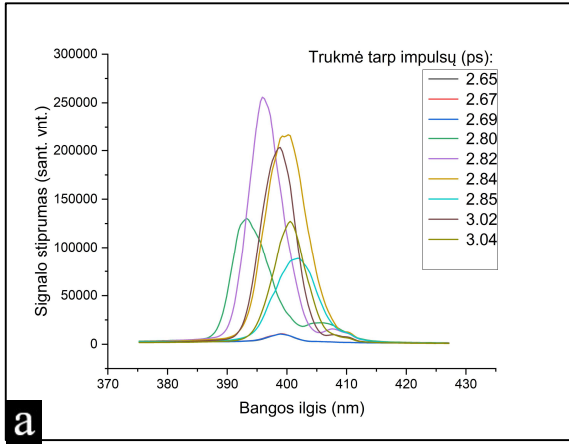
13. Pav. Užregistruotų sąveikos metu susiformavusių skirtingų pluoštų vaizdų priklausomybė nuo 2H žadinimo impulso vėlinimo, prie trijų skirtingų pradinių spindulių galių. Suvedimo kampas yra 5,5 mrad. Vėlinimo diapazonas -1-25 ps.



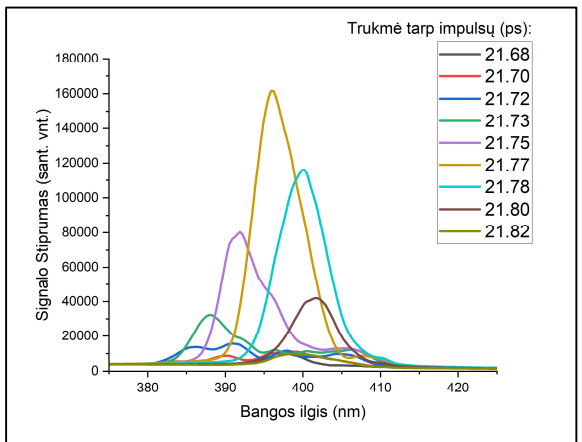
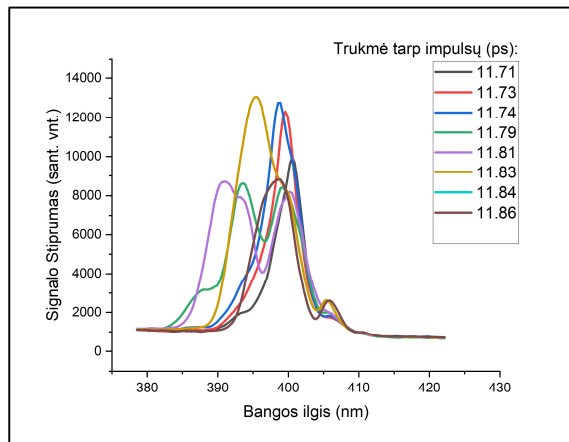
14. Pav. Užregistruotų sąveikos metu susiformavusių skirtingų pluoštų vaizdų priklausomybė nuo 2H žadinimo impulso vėlinimo, prie trijų skirtingų pradinių spindulių galių. Suvedimo kampas yra 5,5 mrad. Vėlinimo diapazonas 25-70 ps.

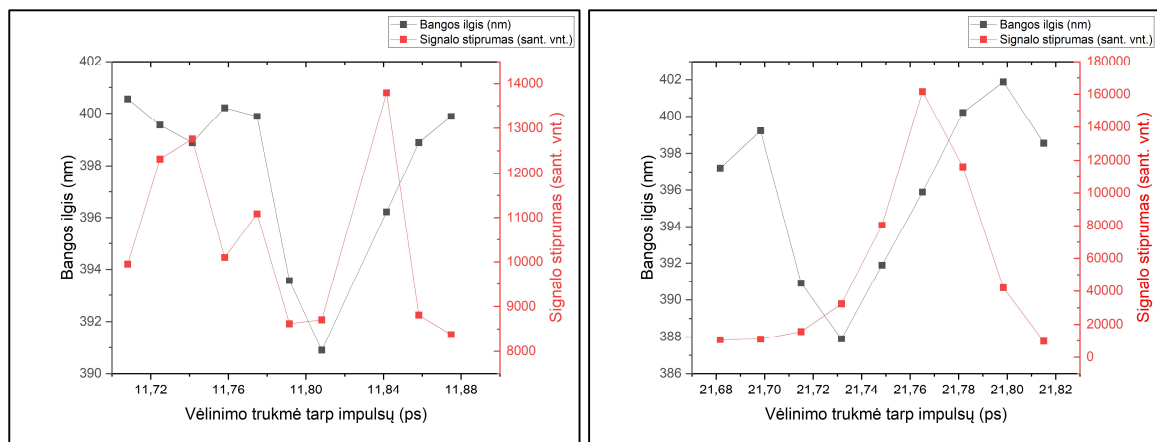
Atliekant matavimus, buvo pastebėta, jog susiformuojant intensyvesniam kūginiam pluoštui, prieš pluošto susiformavimą arba po kūginio pluošto susiformavimo, susigeneruodavo neapibrėžtos formos pluoštas. Būdavo atvejų, kuomet susiformuodavo tiksliai neapibrėžtas pluoštas, tačiau dažniausiai neapibrėžtos formos pluoštas susiformuodavo prieš arba po kūginio pluošto generacijos. Turint didžiausią 1H galią susidarė daugiausia tiek ir kūginės formos tiek ir neapibrėžtos formos pluoštų. Pirmasis kūginis pluoštas susiformuodavo nepriklausomai nuo 1H impulsų energijos ties maždaug 1ps vėlinimu.

Toliau buvo tirta keturių kūginių pluoštų maksimumų intensyvumo kitimo dinamika keičiant vėlinimą tarp impulsų. 15. Pav. pavaizduoti grafikai kuomet vėlinimas tarp impulsų kito nuo 2,6ps iki 3,2ps, šiame tirtame etape susigeneravo du kūginiai pluoštai. 15 a/c Pav. vaizduoja spektrų kitimą keičiant vėlinimą tarp impulsų, 15 b/d Pav. pavaizduota kaip kito kiekvieno spektro signalo intensyvumas ir ties kokių bangos ilgiu jis buvo aptiktas. 16 Pav. vaizduoja kitų susidariusių kūginių pluoštų maksimumų intensyvumo dinamika prie skirtingų vėlinimo trukmių.



15. Pav. Kūginių pluoštų spektrai prie skirtingų vėlinimų trukmių tarp impulsų: a) Spektrometru užfiksuotų spektrų priklausomybė nuo vėlinimo tarp impulsų trukmės, kuomet vėlinimas yra nuo 2,6ps iki 3,1ps. b) Kuomet vėlinimas buvo nuo 4,8ps iki 5,05ps. c) Užfiksuotų kiekvieno spektro signalo maksimalaus taško intensyvumo ir bangos ilgio ties kuriuo jis buvo aptiktas priklausomybė nuo vėlinimo, kuomet vėlinimas yra nuo 2,6ps iki 3,1ps. d) Kuomet vėlinimas yra nuo 4,8ps iki 5,05ps. Pirmos harmonikos impulsų galia 2W, antros harmonikos impulsų galia 54mW.



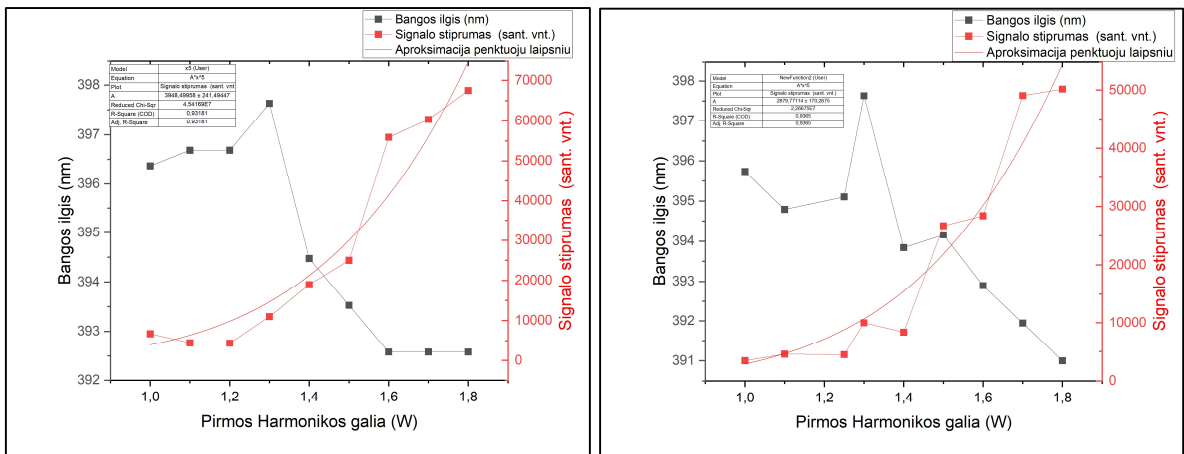


16. Pav. Kūginių pluoštų spektrai prie skirtingų vėlinimų trukmių tarp impulsų: a) Spektrometru užfiksuotų spektrų priklausomybė nuo vėlinimo tarp impulsų trukmės, kuomet vėlinimas yra nuo 11,71ps iki 11,89ps. b) Kuomet vėlinimas buvo nuo 21,68ps iki 21,82ps. c) Užfiksuotų kiekvieno spektro signalo maksimalaus taško intensyvumo ir bangos ilgio ties kuriuo jis buvo aptiktas priklausomybė nuo vėlinimo, kuomet vėlinimas yra nuo 11,71ps iki 11,89ps. d) Kuomet vėlinimas yra nuo 21,68ps iki 21,82ps. Pirmos harmonikos impulsų galia 2W, antros harmonikos impulsų galia 54mW.

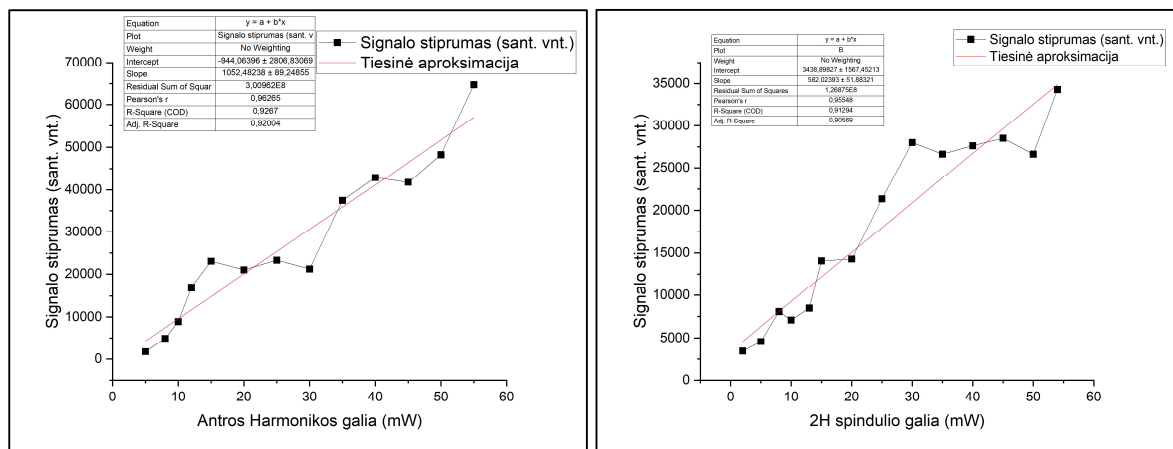
Visuose analizuotuose grafikuose (Pav. 15 c/d ir Pav. 16 c/d) pasireiškia bangos ilgio sutrumpėjimas prieš signalo intensyvumo augimą. Grafikuose matomas juodos linijos žyminčios bangos ilgio maksimalią vertę nukritimas, prieš pradėdant raudonai linijai (signalio stiprumui) augti – signalui stiprėjant. Ši priklausomybė stebima visuose analizuotuose 2H maksimumuose (Pav. 15 c/d ir Pav. 16 c/d). 15 Pav. stebimi du vienas po kito einantys susigeneravę pluoštai ir abiem pluoštams intensyvėjant, matomas bangos ilgio sutrumpėjimas ir, intensyvumui augant, palaipsniniis bangos ilgio ilgėjimas. Tai stebima ir kituose analizuotuose grafikuose. Taip pat po pluošto susidarymo intensyvumui krintant, bangos ilgis vis tiek dar šiek tiek didėja. Bangos ilgis 16 c Pav. kinta apie 10nm, 15 c Pav. kinta apie 11nm, tuo tarpu 16 d Pav. apie 14nm ir 15 d Pav. apie 20nm. 15 c ir 16 c paveikslėliuose, kur bangos ilgis pakito mažiausiai, stebimi du vienas po kito einantys kūginių pluoštų maksimumai, tuo tarpu 15 d ir 16 d paveikslėliuose, kur bangos ilgiau pakito daugiau, stebimas tik vienas kūginio pluošto maksimumas. Taip pat 15 d Pav. (kur bangos ilgio pokytis buvo didžiausias) signalo stiprumo maksimumo vertė buvo didesnė už 16 d Pav. (kur bangos ilgio pokytis buvo antras pagal didumą) susidariusio kūginio pluošto maksimumo vertę, tai rodo, jog signalo stiprumas taip pat koreliavo su bangos ilgio modifikacija. Taigi, dažnių moduliacija yra stipresnė, kai nėra per trumpą laiką (0,25ps) vienas po kito susidarančių maksimumų ir kai susidariusio maksimumo intensyvumas yra didesnis.

### 3.3 Galios priklausomybė

Buvo tirta generuojamo kūginio pluošto signalo stiprumo ir bangos ilgio priklausomybės nuo pirmos ir antros harmonikos žadinimo pluoštų galios. 17 Pav. pavaizduota susigeneravusio kūginio pluošto signalo stiprumo priklausomybė nuo pirmos harmonikos pradinio pluošto galios. 18 Pav. pavaizduota susigeneravusio kūginio pluošto priklausomybė nuo antros harmonikos pradinio pluošto galios.



17. Pav. Sugeneruoto kūginio pluošto signalo intensyvumo priklausomybės nuo pradinio pirmos harmonikos pluošto galios ir bangos ilgių ties signalo stiprumo maksimumais priklausomybė nuo pradinio pirmos harmonikos pluošto galios. Suvedimo kampas 5mrad., impulsų trukmė 35fs. Duomenys aproksimuoti formule:  $y=A \cdot x^5$ .



18. Pav. Sugeneruoto kūginio pluošto signalo intensyvumo priklausomybės nuo pradinio antros harmonikos pluošto galios. Suvedimo kampas 5mrad., impulsų trukmė 35fs. Duomenys aproksimuoti formule:  $y=a+b \cdot x$ .



17 Pav. pavaizduota sugeneruoto kūginio pluošto signalo stiprumo priklausomybė nuo pradinio pirmos harmonikos spindulio galios. Bangos ilgis abejuose grafikuose kito panašiai, stebimas bangos ilgio padidėjimas, kuomet žadinimo spindulio galia lygi 1.3W, toliau stebimas bangos ilgio trumpėjimas. Taip pat stebimas netiesinis sugeneruoto signalo stiprumo augimas nuo pradinio 1H pluošto galios, augimo kreivė buvo aproksimuota formule  $y=A*x^5$ .

18 Pav. pavaizduota sugeneruoto kūginio pluošto signalo intensyvumo priklausomybė nuo pradinio antros harmonikos spindulio galios. Signalų stiprumo kitimas buvo aproksimuotas tiesės formule.

Kūginis pluoštas generuojamas tik tuomet kai pirmas ateina 1H impulsas. Jeigu pirmas ateina 2H impulsas sąveika nevyksta, jei impulsai ateina vienu metu, tuomet stebimas antros harmonikos sustiprėjimas veikiant penktos eilės netiesiškumui, jei pirma ateina 1H impulsas tuomet stebimas kūginio pluošto atsiradimas, tai matoma ir 13 Pav., kuomet ateidamas 1H impulsas sukuria plazmą, nuo kurios atsispindi 2H žadinimo impulsas. Plazma yra sudaryta iš laisvųjų elektronų ir jonizuotų jonų, kurie vieni kitus traukia ir verčia svyruoti erdvėje, taip svyruodami jie keičia susidariusios plazmos matmenis ir jos tankį [29]. Kai plazmos erdvinės savybės (skersmuo ir kiti parametrai) yra tinkami, tuomet antros harmonikos pluoštas atsispindi kūgio forma. 13 ir 14 Pav. matome, jog laisvųjų elektronų tankis (1H galia) ir plazmos erdvinės savybės bei vėlinimas tarp 1H ir 2H impulsų daro didelę įtaką kūginių pluoštų generacijai. Kadangi plazmos lūžio rodiklis priklauso nuo plazmos dažnio (formulė 1.5.3), o plazmos dažnis priklauso nuo laisvųjų elektronų kiekio ( formulė 1.5.2), didinant 1H impulsų galią automatiškai yra generuojamas didesnis kiekis laisvųjų elektronų, ko pasekoje gauname didesnę plazmos dažnį ir mažesnę jos lūžio rodiklį [25]. Pagal Frenelio formules matome, kad kuo didesnis skirtumas tarp dviejų terpių lūžio rodiklių, tuo daugiau šviesos bus atspindima [30]. Oro lūžio rodiklis yra pastovus, bet tiesiogiai priklauso nuo N ir O molekulių kiekio tūrio vienetė. Jonizuojant orą, dalis neutralių molekulių jonizuojamos, todėl jų skaičius mažėja, bet tuo pačiu metu didėja laisvųjų elektronų skaičius ir didėja plazmos įtaka oro-plazmos mišinio lūžio rodikliui. Didinant 1H impulsų galią plazmos lūžio rodiklis darosi vis mažesnis [25], tuo pačiu mažėja ir bendras mišinio lūžio rodiklis. Todėl 17 Pav. pavaizduotoje priklausomybėje, pradžioje kol laisvųjų elektronų kiekis yra nedidelis, matomas mažas kūginės spinduliuotės augimas, su didėjančiu laisvųjų elektronų kiekiu netiesiškai didėja ir kūginės spinduliuotės stiprumas.

## 4. Išvados :

1. Buvo ištirta pirmosios ir antrosios harmonikos didelės energijos fokusuotų femtosekundinių impulsų sąveika, juos suvedant nuliniu ir mažais (iki 10 mrad) kampais.
2. Suvedus pirmos ir antros harmonikos impulsus laike nuliniu kampu ir keičiant vėlinimo trukmę tarp impulsų, pirmiausia padidėja antrosios optinės harmonikos pluošto skėstis, kuri, didinant vėlinimą sumažėja, bet vėliau net keletą kartų vėl padidėja. Pirmasis padidėjimas kai vėlinimas tarp impulsų lygus 0 ps gali būti susijęs su netiesiniu šešiabangiu stiprinimu, kuriame dalyvauja keturi pirmos harmonikos fotonai ir vienas antros harmonikos fotonas, bei generuojamas naujas antros harmonikos fotonas. Kiti antrosios harmonikos pluošto skėsties padidėjimai susiję su šio pluošto difrakcija nuo plazmos siūlo, sukurto prieš tai praėjusio pirmos harmonikos impulso.
3. Mažu kampu suvedus pirmos ir antros harmonikos femtosekundinių impulsų pluoštus, be beveik simetrinio antrosios harmonikos pluošto skėsties padidėjimo, atsiradusio dėl aukštesnių eilių netiesinių optinių procesų bei difrakcijos nuo plazmos siūlo, taip pat buvo užregistruotas ir papildomas kūgio formos antros harmonikos dažnio pluoštas, sąlygotas pradinio antrosios harmonikos pluošto atspindžio nuo pirmosios harmonikos impulsais sukurto plazmos siūlo.

## 5. Literatūros sąrašas

1. Shen, Y. R. (1989). Optical Second Harmonic Generation at Interfaces. *Annual Review of Physical Chemistry*, 40(1), 327–350. doi:10.1146/annurev.pc.40.100189.001551.
2. Bavli, R., & Band, Y. B. (1991). Sum and difference frequency generation in a two-level system with permanent dipole moments. *Physical Review A*, 43(9), 5044–5048. doi:10.1103/physreva.43.5044.
3. Corkum, P. B., Rolland, C., & Srinivasan-Rao, T. (1986). Supercontinuum Generation in Gases. *Physical Review Letters*, 57(18), 2268–2271. doi:10.1103/physrevlett.57.2268.
4. Sun, C.-K. (2005). Higher Harmonic Generation Microscopy. *Advances in Biochemical Engineering/Biotechnology*, 17–56. doi:10.1007/b102209.
5. Kaiser, A., Rethfeld, B., Vicanek, M., & Simon, G. (2000). Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses. *Physical Review B*, 61(17), 11437–11450. doi:10.1103/physrevb.61.11437.
6. Gong, H., Travish, G., Xu, J., Wei, Y., Feng, J., & Gong, Y. (2013). High-Power Tunable Terahertz Radiation by High-Order Harmonic Generation. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 60(1), 482–486. doi:10.1109/ted.2012.2227751.
7. Kim, K. Y., Taylor, A. J., Glowina, J. H., & Rodriguez, G. (2008). Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions. *Nature Photonics*, 2(10), 605–609. doi:10.1038/nphoton.2008.153.
8. Chin, S. L., Talebpour, A., Yang, J., Petit, S., Kandidov, V. P., Kosareva, O. G., & Tamarov, M. P. (2002). Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 74(1), 67–76. doi:10.1007/s003400100738.
9. Huang, T. W., Zhou, C. T., & He, X. T. (2013). Pattern dynamics and filamentation of femtosecond terawatt laser pulses in air including the higher-order Kerr effects. *Physical Review E*, 87(5). doi:10.1103/physreve.87.053103.
10. Andreeva, V. A., Kosareva, O. G., Panov, N. A., Shipilo, D. E., Solyankin, P. M., Esaulkov, M. N., ... Chin, S. L. (2016). Ultrabroad Terahertz Spectrum Generation from an Air-Based Filament Plasma. *Physical Review Letters*, 116(6). doi:10.1103/physrevlett.116.063902.
11. Ganeev, R. A., Singhal, H., Naik, P. A., Chakera, J. A., Kumar, M., & Gupta, P. D. (2010). Fourth-order harmonic generation during parametric four-wave mixing in the filaments in ambient air. *Physical Review A*, 82(4). doi:10.1103/physreva.82.043812.

12. Boyd, R., 2014. Introduction to Nonlinear Optics - Robert W. Boyd - University of Ottawa, Società Italiana di Fisica. Italy.
13. Banks, P. S., Feit, M. D., & Perry, M. D. (2002). High-intensity third-harmonic generation. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(1), 102. doi:10.1364/josab.19.000102
14. A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Vilnius 2009).
15. WARD, J. F. (1965). Calculation of Nonlinear Optical Susceptibilities Using Diagrammatic Perturbation Theory. *Reviews of Modern Physics*, 37(1), 1–18. doi:10.1103/revmodphys.37.1.
16. S. Backus, J. Peatross, Z. Zeek, A. Rundquist, G. Taft, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, 16-fs, 1- $\mu$ J ultraviolet pulses generated by third-harmonic conversion in air, *Opt. Lett.* 21, 665-667 (1996).
17. Kumada, A., Iwata, A., Ozaki, K., Chiba, M., & Hidaka, K. (2002). Kerr effect in gas and its application to noncontact measurement of electric field. *Journal of Applied Physics*, 92(5), 2875–2879. doi:10.1063/1.1499216.
18. A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.* 441, 47– 189 (2007).
19. Kęstutis Steponkevičius *Femtosekundinių Lazerio Impulsų Trečiosios Harmonikos Generavimas Ir Šešiabangis Dažnių Maišymas Ore*, Vilniaus Universitetas, 2016.
20. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (2nd ed., Academic Press, San Diego, CA, 2003).
21. Popov, V. S. (2004). Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory). *Physics-Uspekhi*, 47(9), 855–885. doi:10.1070/pu2004v047n09abeh001812.
22. Sugioka, K., & Cheng, Y. (2012). Femtosecond laser processing for optofluidic fabrication. *Lab on a Chip*, 12(19), 3576. doi:10.1039/c2lc40366h.
23. Hansen, C., Reimann, A. B., & Fajans, J. (1996). Dynamic and Debye shielding and anti-shielding. *Physics of Plasmas*, 3(5), 1820–1826. doi:10.1063/1.871685.
24. Schaub, Hanspeter & Parker, Gordon & King, Lyon. (2006). *Coulomb Thrusting Application Study*.
25. Kim, J.-H., Seong, D.-J., Lim, J.-Y., & Chung, K.-H. (2003). Plasma frequency measurements for absolute plasma density by means of wave cutoff method. *Applied Physics Letters*, 83(23), 4725–4727. doi:10.1063/1.1632026.
26. Kumar, R., & Bora, D. (2011). Wireless communication capability of a reconfigurable plasma antenna. *Journal of Applied Physics*, 109(6), 063303. doi:10.1063/1.3564937.

27. Mathuthu, M., Raseleka, R. M., Forbes, A., & West, N. (2006). Radial Variation of Refractive Index, Plasma Frequency and Phase Velocity in Laser Induced Air Plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 34(6), 2554–2560. doi:10.1109/tps.2006.887769.
28. Dacar, W., Mahadeo, M., & Prenner, E. J. (2017). Applications of Brewster angle microscopy from biological materials to biological systems. *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biomembranes*, 1859(10), 1749–1766. doi:10.1016/j.bbamem.2017.06.016.
29. C. W. Siders et al., "Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry," *Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference, Anaheim, CA, USA, 1996*, pp. 68-69.
30. Starke, R., & Schober, G. A. H. (2018). Why history matters: Ab initio rederivation of Fresnel equations confirms microscopic theory of refractive index. *Optik*, 157, 275–286. doi:10.1016/j.ijleo.2017.11.026

## Santrauka

Šio darbo tikslas yra naudojant didelės galios fokusuotus femtosekundinius lazerio pirmos ir antros harmonikos impulsus ištirti jų tarpusavio ir oro sąveiką, abu pluoštus suvedant mažais (iki 10 mrad) kampais. Kuomet impulsai yra suderinti laike ir erdvėje per penktos eilės netiesiškumą gali pasireikšti šešiabangis dažnių maišymasis, kurio metu reaguojant keturiems pirmos harmonikos fotonams ir vienam antros harmonikos fotonui yra sugeneruojamas papildomas antros harmonikos fotonas, taip stiprinant antrąją harmoniką. Įprastai antroji harmonika yra generuojama pasinaudojus kristalais, tačiau naudojant didelės energijos impulsus padidėja tikimybė pažeisti kristalą ir padaryti jį nepajėgų generuoti antrąją harmoniką, o tai skatina ieškoti kitokių būdų atlikti antros harmonikos generaciją.

Suderinus pirmos ir antros harmonikos impulsus erdvėje ir laike, suvedant juos nuliniu kampu, iš pradžių buvo stebimas antros harmonikos pluošto skėsties padidėjimas siejamas su šešiabangių dažnių maišymosi reiškiniu, tačiau didinant antros harmonikos impulso vėlinimą buvo stebimi antros harmonikos pluošto skėsties pokyčiai, pasireiškiantys dėl antros harmonikos pluošto difrakcijos reaguojant į pirmos harmonikos impulso sukurtą plazmos siūlą. Suvedant impulsus mažais kampais ir vėlinant antros harmonikos impulsą, buvo stebima antros harmonikos kūginio pluošto generacija, sąlygota antros harmonikos atspindžio nuo pirmos harmonikos impulso sukurto plazmos siūlo. Matavimams atlikti buvo naudojamas titano safyro lazeris generuojantis 800nm bangos ilgio spinduliuotę, impulsų pasikartojimo dažnis buvo 1 kHz, impulsų trukmė 35fs.

## Summary

The aim of this work is to use high-power focused femtosecond laser pulses of the first and second harmonics to investigate the interactions between them and the air, with the two beams being brought together at small angles (up to 10 mrad). When the pulses are aligned in time and space through fifth-order nonlinearity, six-wave frequency mixing can occur, whereby the interaction of four first-harmonic photons and one second-harmonic photon generates an additional second-harmonic photon, thus enhancing the second harmonic. Normally, the second harmonic is generated using crystals, but the use of high-energy pulses increases the likelihood of damaging the crystal and rendering it incapable of generating the second harmonic, which encourages the search for other ways to perform the generation of the second harmonic.

Combining the first and second harmonic pulses in space and time, and bringing them together at zero angle, initially resulted in an increase in the second harmonic beam divergence due to the phenomenon of six-wave frequency mixing. However, by increasing the delay of the second-harmonic pulse, changes in the second-harmonic beam divergence were observed, due to the diffraction of the second harmonic beam by the plasma filament produced by the first harmonic pulse. By combining the pulses at small angles and delaying the second harmonic pulse, the generation of the second harmonic cone beam was observed due to the reflection of the second harmonic from the plasma filament created by the first harmonic pulse. A titanium-sapphire laser generating 800 nm wavelength radiation with a pulse repetition rate of 1 kHz and a pulse duration of 35 fs was used for the measurements.