

Vilniaus universitetas

Fizikos fakultetas

Lazerinių tyrimų centras

Karolis Adomavičius

TERAHERCŲ DAŽNIO SPINDULIUOTĖS, GENERUOJAMOS ORE FEMTOSEKUNDINIAIS  
LAZERIO IMPULSAIS, ERDVINIŲ IR SPEKTRINIŲ SAVYBIŲ TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerių fizikos ir optinių technologijų programa

Studentas	Karolis Adomavičius
Leista ginti	2018-05-28
Darbo vadovas	habil. dr. (HP) Virgilijus Vaičaitis
Lazerinių tyrimų centro direktorius	Prof. Dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

## Turinys

Turinys.....	2
Įvadas.....	3
1. Literatūros apžvalga.....	4
1.1. Terahercų dažnio spinduliuotė elektromagnetinių bangų spektre.....	4
1.2. Terahercų dažnio spinduliuotės impulsų generavimo metodai.....	5
1.2.1. Fotolaidūs puslaidininkiniai jungikliai ir optoelektriniai emiteriai.....	5
1.2.2. Optinis skirtuminio dažnio generavimas kristaluose.....	6
1.2.3. Optinis skirtuminio dažnio generavimas dujose ir plazmoje.....	9
1.2.4. Femtosekundinės šviesos gijos.. ..	9
1.2.5. Keturbangis dažnių maišymas.. ..	11
1.2.6. Plazmos mikrosrovių modelis.....	13
1.3. Terahercų dažnio spinduliuotės registravimo būdai.....	15
1.3.1. Registravimas naudojant fotolaidžius puslaidininkinius jungiklius.....	15
1.3.2. Elektrooptinis registravimo metodas.....	15
2. Eksperimento metodika.....	17
2.1. Terahercų dažnio spinduliuotės generavimo ir detekcijos schema.....	17
2.2. Terahercų dažnio spinduliuotės detektavimo schemas.....	18
2.3. Sinchroninis stiprintuvas.....	20
3. Eksperimento rezultatai.....	21
3.1. Spektriniai ir erdviniai terahercinės spinduliuotės tyrimai.....	21
3.2. Terahercų dažnio spinduliuotės matavimai zonduojančia plazma.....	23
Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	30
Literatūros sąrašas.....	31
Santrauka.....	34
Summary.....	35

## Ivadas

Lazerių sukūrimas leido atrasti daugybę naujų optinių reiškinių, kurių iki praėjusio amžiaus nebuvo stebėta. Lazerinė spinduliuotė pasižymi monochromatiškumu, koherentiškumu bei dideliu intensyvumu. Šios savybės leidžia lazeriu apšviestoje medžiagoje vykti įvairiems netiesiniams reiškiniams: antros, trečios harmonikos generavimui [1-2], savifokusavimui, defokusavimui, Ramano sklaidai, fazinei moduliacijai, keturbangio maišymo procesui, šviesos gijų generavimui. Neseniai sukurti femtosekundiniai lazeriai suteikia galimybę stebėti netiesinius reiškinius, kurie efektyviai pasireiškia (ir gali būti stebimi) tik esant dideliems lazerio pluošto intensyvumams. Būtent tuo pasižymintys femtosekundiniai lazeriai leidžia tyrinėti keturbangi maišymą dujų plazmoje bei terahercinės (THz) spinduliuotės generavimą.

Terahercinė spinduliuotė yra elektromagnetinių bangų spektre tarp infraraudonosios ir mikrobangų srities. Kadangi molekulės turi rotacinius ir vibracinius energinius lygmenis šioje spektro srityje, terahercų dažnio spinduliuotė domina įvairių sričių mokslininkus [3], medikus bei kariškius. Galimybė aptikti šių lygmenų spektrines linijas leidžia vaizdinti biomedicininės struktūras [4], detektuoti organines molekules atmosferoje, indentifikuoti narkotines bei sprogstamąsias medžiagas, tokias kaip kokainas ar heksogenas. Pastarųjų aptikimas ypač svarbus saugumo srityje [5-6].

**Mokslinė tyrimo problema.** Dažniausiai naudojamas terahercinės spinduliuotės generacijos metodas yra bichromatinių femtosekundinio lazerio impulsų maišymas ore [7]. Naudojant titano safyro lazerinę sistemą tai atliekama maišant lazerio pirmąją harmoniką (800 nm) su jo antrąja harmonika (400 nm). Tokiu metodu generuojama terahercinė spinduliuotė yra plataus spektro, tačiau jos erdvinės ir spektrinės savybės nėra iki galo iširtos, todėl reikalingi nuodugnesni tyrimai.

**Darbo tikslas** – generuoti terahercų dažnio spinduliuotę ore, naudojant dviejų skirtingų bangos ilgių femtosekundinius lazerio impulsus, ir išmatuoti terahercinės spinduliuotės erdvines bei spektrines savybes, statmenai zonduojant filamentą plazma.

### **Darbo uždaviniai:**

1. Iširti THz dažnio spinduliuotės generavimo ore femtosekundiniais lazerio impulsais, galimybes ir nustatyti pagrindinius taip generuojamos THz spinduliuotės parametrus bei optimalias šios spinduliuotės generavimo sąlygas.
2. Iširti iš anksto lazerio impulsais sukurtos plazmos įtaką THz dažnio spinduliuotės generavimo efektyvumui bei generuojamų THz impulsų erdvinėms ir dažninėms savybėms.

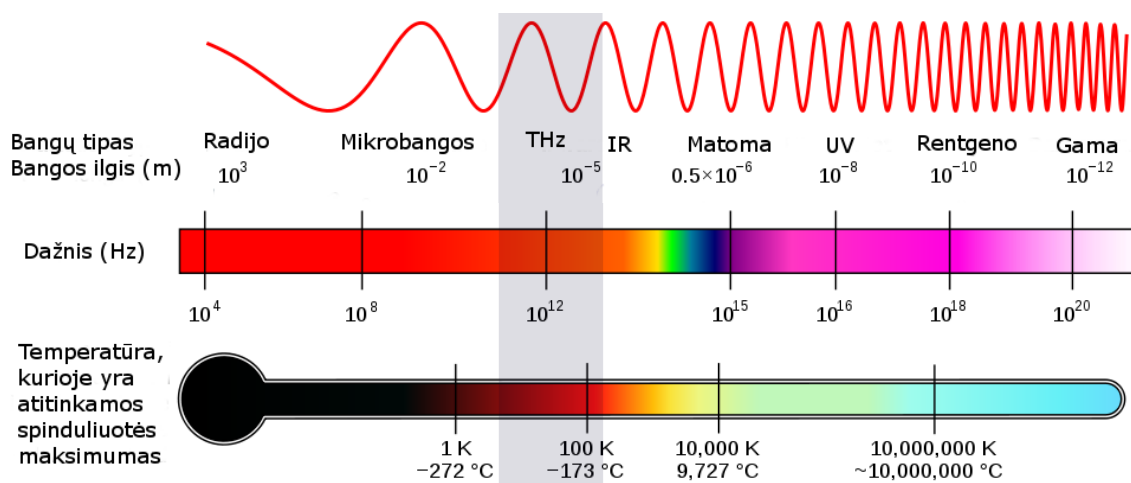
# 1. Literatūros apžvalga

## 1.1. Terahercų dažnio spinduliuotė elektromagnetinių bangų spektre

Terahercinė (THz) spinduliuotė yra elektromagnetinės bangos, kurių dažnis yra nuo 0,1 THz iki 10 THz. Mokslinėje literatūroje šis elektromagnetinių bangų diapazonas yra vadinamas tolimąja infraraudonąja spinduliuote, submilimetrinėmis bangomis ar T-spinduliais [1]. Skirtingų sričių specialistai THz spinduliuotės apibūdinimui naudoja skirtingus dydžius, kuriuos nurodo **1 lentelė**. THz dažnio diapazonas jungia mikrobangų ir infraraudonąją spinduliuotes, tačiau terahercų dažnio spinduliuotės generacijos bei detekcijos technologija nėra pakankamai išvystyta [3]. Skirtingose fizikos mokslo srityse terahercinei spinduliuotei apibūdinti, generuoti bei detektuoti naudojami skirtingi terminai bei įranga. Optikoje elektromagnetinės bangos apibūdinamos bangos ilgiu ( $\mu\text{m}$ ), elektronikoje – dažniu (THz), puslaidininkų fizikoje – šviesos kvanto energija (meV), chemijoje ir spektroskopijoje – bangos skaičiumi ( $\text{cm}^{-1}$ ). Nepaisant skirtingo apibūdinimo bei generavimo ir detektavimo, terahercinės spinduliuotės tyrimai yra tarpdisciplininiai, kiekvienos srities, tiek elektronikos, tiek puslaidininkų fizikos, tiek fotonikos atradimai yra jungiami į vieną visumą, kadangi tiek optinės, tiek elektroninės bangos yra aprašomos tomis pačiomis Maksvelo lygtimis.

**1 lentelė.** Parametrai, charakterizuojantys terahercų dažnio spinduliuotę.

Dažnis, THz	0,1	1	10
Svyravimo periodas, ps	10	1	0,1
Bangos ilgis, $\mu\text{m}$	3000	300	30
Bangos skaičius, $\text{cm}^{-1}$	3,33	33,3	333
Kvanto energija, meV	0,414	4,14	41,4
Temperatūra, K	4,8	48	480



**1 pav.** Elektromagnetinių bangų spektras.

## **1.2.Terahercų dažnio spinduliuotės impulsų generavimo metodai**

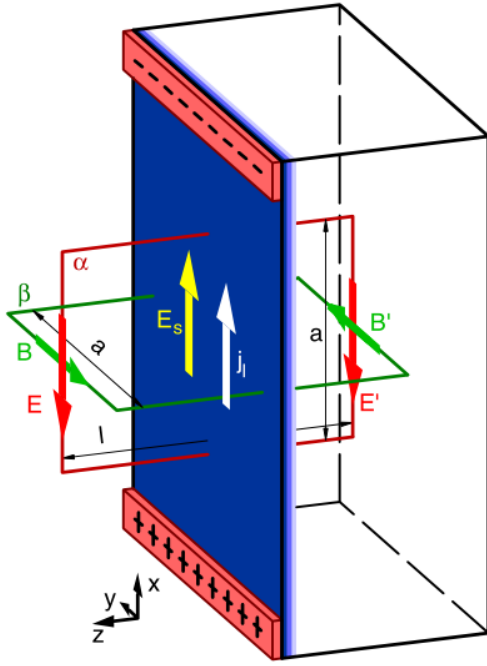
THz spinduliuotė gali būti generuojama keletu metodų, turint subpikosekundinės trukmės impulsų šaltinius. Laboratorijoje naudojamos matomos bei artimosios infraraudonosios spinduliuotės femtosekundinės lazerinės sistemos leidžia generuoti ultratrumpuosius THz spinduliuotės impulsus. Pagrindiniai metodai ultratrumpųjų THz spinduliuotės impulsų generavimui yra šie:

- fotolaidūs puslaidininkiniai jungikliai ir optoelektriniai emiteriai [11];
- optinis skirtuminio dažnio generavimas kristaluose [12];
- optinis skirtuminio dažnio generavimas dujose ir plazmoje [7, 9, 13-16].

### **1.2.1. Fotolaidūs puslaidininkiniai jungikliai ir optoelektriniai emiteriai**

Šių metodų pagrindinis principas yra didelė sparta generuojamos elektros srovės fliktuacijos puslaidininkiuose. Tokiu būdu yra indukuojama terahercinė spinduliuotė. Dažniausiai naudojamas femtosekundinis lazeris, kurio impulsais apšviečiama puslaidininkinė medžiaga [11]. Puslaidininkinėse medžiagose yra laidumo ir valentinė juostos, o tarp šių energetinių lygmenų yra draustinių energijų tarpas. Kritus pakankamai didelės energijos fotonui, jis yra sugeriamas, įvyksta elektrono šuolis iš valentinės juostos į laidumo juostą ir tokiu būdu sugeneruojama elektrono ir skylės pora. Toks elektronas vadinamas fotoelektronu, o fotoelektronas su skylė – krūvininkais. Veikdami elektrinio lauko teigiami krūvininkai juda prie neigiamo, o neigiami prie teigiamo puslaidininkio kontakto ir taip kuria elektros srovę, kuri vadinama fotosrove. Nesant elektrinio lauko, sugerto šviesos kvanto sukurta elektrono ir skylės pora rekombinuotų, todėl tam, kad fotosrovė tekėtų, puslaidininkinė medžiaga patalpinama į elektrinį lauką.

Fotosrovės laikinės fliktuacijos yra proporcingos šviesos impulso laikinei gaubtinei. Kagangi kintanti elektros srovė kuria elektromagnetines bangas, taigi ką tik aptarto proceso metu yra generuojama elektromagnetinė spinduliuotė, kurios dažnis yra proporcingas femtosekundinio lazerio intensyvumo gaubtinės kitimui. Kai suderinama lazerio spinduliuotės fotono energija, šviesos impulso trukmė, krūvininkų rekombinacijos trukmė, elektrinio lauko stipris tarp kontaktų, tamsinė varža, krūvininkų judris bei kiti parametrai, sistema gali generuoti terahercinius impulsus. Siekiant, kad būtų spinduliuojami teraherciniai impulsai, perjungimo trukmė turi būti mažesnė, nei pikosekundžių eilės. Kadangi įjungimo trukmė priklauso nuo lazerio impulso trukmės, naudojamas femtosekundinis lazeris, o išjungimo trukmę nulemia sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė puslaidininkyje.



**2 pav.** Principinė THz spinduliuotės generacijos schema, naudojant fotolaidumo jungiklio metodą.

Ši sistema yra realizuojama naudojant ant safyro padėklo užaugintus silicio Si bei žemoje temperatūroje užaugintus galio arsenido GaAs puslaidininkinius kristalus. Šie puslaidininkiai pasižymi dideliu krūvininkų judriu ir aukšta pramušimo įtampa. Fotolaidumo jungiklio principinė schema yra pavaizduota **2 pav.** Schemoje  $E_S$  yra prijungtas statinis elektrinis laukas,  $j_l$  yra paviršinės srovės tankis, o  $E$  ir  $B$  ( $E'$  ir  $B'$ ) yra puslaidininkio išorėje (ir viduje) esantis elektrinis bei magnetinis laukai.

Tokiu būdu generuojama terahercinė spinduliuotė yra apibūdinama formule:

$$E_{THz_x}(t) = -\frac{Z_0 \sigma_l(t)}{1 + \sqrt{\epsilon_r} + Z_0 \sigma_l(t)} E_S \quad (1)$$

Formulėje  $Z_0$  yra magnetinės skvarbos ir šviesos greičio sandauga  $\mu_0 c$ ,  $\epsilon_r$  yra santykinė dielektrinė skvarba,  $\sigma_l(t)$  yra laidumo kitimas laike, kuris apibūdina lazerio impulsų parametrus.

$$\sigma_l(t) = en_e \mu_e + en_h \mu_h = en_e (\mu_e + \mu_h) = n_e \mu = n_l(t) \mu, \quad (2)$$

$$n_l(t) = e^{t/\tau} \int_{-\infty}^t G_l(t') e^{-t'/\tau} dt', \quad (3)$$

$$G_l(t) = \int G(z, t) dz = I(t) / \hbar \omega. \quad (4)$$

Formulėse  $n_l(t)$  yra krūvininkų skaičius,  $G_l(t)$  yra krūvininkų generacijos sparta,  $\tau$  yra krūvininkų rekombinacijos sparta.

### 1.2.2. Optinis skirtuminio dažnio generavimas kristaluose

Terahercinės spinduliuotės generavimo metodas yra paremtas netiesinės optikos dėsniais. Esant pakankamai intensyviai elektromagnetinei spinduliuotei, jos sąveika su medžiaga aprašoma per netiesinę medžiagos poliarizaciją[12]:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \quad (5)$$

Formulėje  $\vec{E}(t)$  yra elektrinis laukas,  $\epsilon_0$  – dielektrinė konstanta, o. Bendru atveju netiesinis jautris  $\chi^{(n)}$  yra  $n + 1$  rango matrica. Netiesinis optinis jautris priklauso nuo su juo susietų elektromagnetinių bangų dažnio ir skirtingos  $\chi^{(1)}, \chi^{(2)}, \chi^{(3)}$  vertės smarkiai skiriasi.

$$\chi^{(1)} \approx \frac{\pi}{2}$$

$$\chi^{(2)} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$\chi^{(3)} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{V}^2$$

Aukštesnės eilės optiniai jautriai įgauna prasmę tik esant stipriam elektriniam laukui, nes jei jis nepakankamas, aukštesnės eilės nariai tampa nykstamai maži ir į juos neatsižvelgiama.

Optinis skirtuminio dažnio generavimas, dar vadinamas optiniu lyginimu, turi tiesioginę priklausomybę nuo medžiagos antros eilės netiesinio optinio jautrio. Nagrinėdami šį reiškinių, trečios ir aukštesnių eilių optinio netiesinio jautrio narius prilyginame nuliui ir į juos neatsižvelgiame. Tada gauname tokią antros eilės netiesinę poliarizaciją:

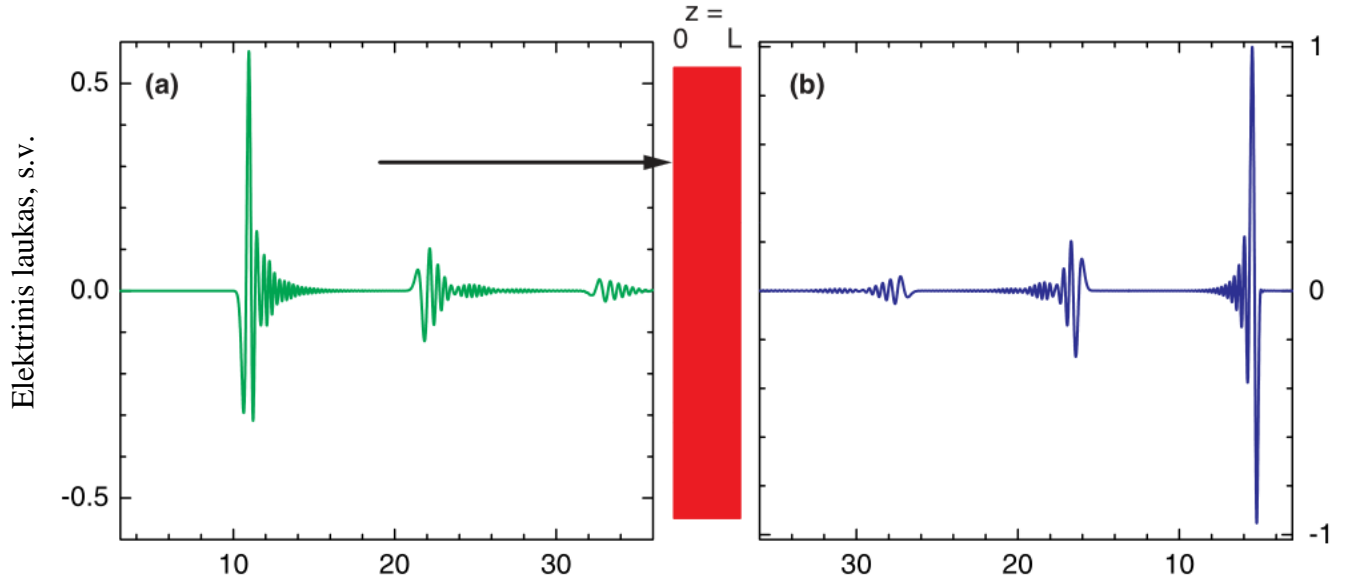
$$\mathbf{P}^{(2)}(t) = \epsilon_0 \sum_{y,z} \chi_{xyz}^{(2)}(\Omega = \omega_1 - \omega_2; \omega_1; -\omega_2) \tilde{\mathbf{E}}_y(\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}_z^*(\omega_2) \quad (6)$$

Formulėje  $\chi_{xyz}^{(2)}$  yra trečio rango tenzorius su 27 nariais. Tenzoriaus narių vertės nulemia kristalo simetrija, kuri nusako, kurie nariai yra lygūs 0, o kurie lygūs tarpusavyje. Izotropinėse medžiagose visi tenzoriaus nariai lygūs 0 ir antros eilės skirtuminio dažnio generavimas jose negalimas. Tokios medžiagos yra dujos, plazma ir visi netvarkūs kietieji kūnai. Taigi, optinis lyginimas pasireiškia tik tvarkiuose kristaluose, kuriuose  $\chi_{xyz}^{(2)}$  nelygus 0. Norėdami stebėti optinį lyginimą dėl antros eilės netiesinio jautrio, naudojame netiesinį optinį kristalą, kuris tenkina sąlygas:

- Optinis netiesiškumas privalo būti nelygus 0. Centrinės simetrijos ir netvarkios struktūros kristalai nepasižymi šiomis savybėmis;
- kristalas privalo būti skaidrus visai spinduliutei, kuri dalyvauja optinio lyginimo procese, tiek kaupinimo, tiek generuojamoms bangoms;
- reikalingas aukštas optinio pramušimo slenkstis, kadangi kaupinimo spinduliuotė turi būti didelio intensyvumo;
- kristalas turi pasižymėti antros eilės netiesiškumu;
- skirtuminio dažnio generacijoje dalyvaujančios bangos turi tenkinti fazinio sinchronizmo sąlygas, kurios tiesiogiai susiję su kristalo dvigubo lūžio rodiklio savybėmis.

Tarkime, kad kaupinimo impulsas yra labai trumpas. Tokiu atveju jo spektras yra labai platus. Apibrėžiamešio impulso spektrinį plotį dažninėmis komponentėmis  $\omega_1$  ir  $\omega_2$ , tada impulso spektrinis plotis yra  $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$ . Jeigu poliarizacijos visiems skirtingiems dažniams yra vienodos, tai fazinio sinchronizmo sąlyga aprašoma paprasta lygtimi. Jei  $\omega = \omega_1 - \frac{\Omega}{2} = \omega_2 + \frac{\Omega}{2}$ , tai

lūžio rodikliai  $n_1(\omega \pm \Omega/2) = n_1 \pm \Omega/2 \frac{dn_1}{d\omega}$ . Tada, įvedę šiuos dydžius į fazinio synchronizmo sąlygą  $\Omega n_3(\Omega) = \omega_1 n_1(\omega_1) - \omega_2 n_2(\omega_2)$ , parodome, kad  $n_3(\Omega) = n_1 \pm \Omega/2 \frac{dn_1}{d\omega}$ .



**3 pav.** Teoriškai sumodeliuota generuojamo THz impulso elektrinio lauko priklausomybė nuo laiko. (a) atsispindėjusi THz banga, (b) generuojama THz banga sklindanti z kryptimi.

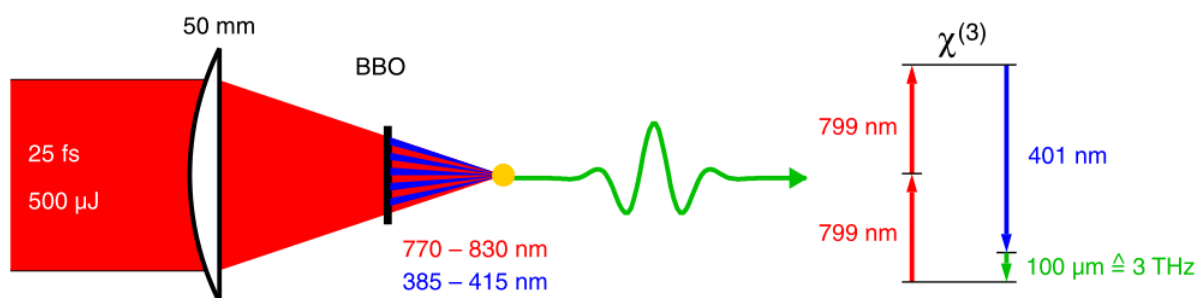
Pavaizduoti modeliavimo rezultatai, kuriuose terahercinė spinduliuotė gauta naudojant skirtuminio dažnio generaciją netiesiniuose kristaluose. Šiame modelyje kaip netiesinis kristalas buvo naudojamas  $0.5 \text{ mm}$  storio GaSe kristalas. Rodyklė rodo  $30 \text{ fs}$  trukmės kaupinimo impulsą, kurį generuoja titano safyro lazeris. Kaupinimo impulsas pradeda sąveikauti su netiesiniu optiniu kristalulauko momentu  $t = 0 \text{ ps}$ .

Toks būdas leidžia generuoti įvairaus dažnio terahercinės spinduliuotės impulsus. Skirtuminio dažnio generavimui galima naudoti daug skirtingų medžiagų, pavyzdžiui, GaAs, CdTe, InP, ZnTe, GaP, GaSe, organinį kristalą DAST, dielektrinius LiNbO<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub> ir SiO<sub>2</sub> kristalus bei kitus. Dažniausiai naudojami ZnTe, GaSe ir LiNbO<sub>3</sub> kristalai. Cinko telūrido kristalasturi pranašumą dėl to, kad jame lengvai pasiekiamos fazinio synchronizmo sąlygos, kai žadinimo pluošto bangos ilgis yra apie  $800 \text{ nm}$  (sutampa su Ti:safyro spinduliuojamos šviesos bangos ilgiu), tačiau jame skirtuminio dažnio generavimas konkuruoja su kitais netiesiniais reiškiniais, dėl ko reikalingas kaupinimo spinduliuotės intensyvumo ribojimas. GaSe kristalai neturi tokios problemos, bet jiems reikalingas kaupinimas viduriniojo infraraudonojo diapazono spinduliuote. Taip pat naudojamas LiNbO<sub>3</sub> kristalas, kuris turi aukštą dažnio keitimo efektyvumą, kai naudojamos nekolinearios bangų sąveikos.



### 1.2.3. Optinis skirtuminio dažnio generavimas dujose ir plazmoje

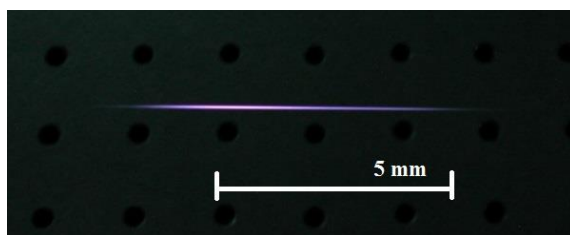
Toks generavimas vyksta netvarkiose medžiagose, pavyzdžiui, dujose ar plazmoje [7, 13]. Šiose medžiagose lyginiai optinio jautrio nariai lygūs 0, todėl efektas pasireiškia tik dėl nelyginės eilės netiesinio optinio jautrio narių. Kadangi plazmoje yra laisvųjų elektronų, jie taip pat turi įtakos terahercinio dažnio impulsų generavimui. Šis terahercinės spinduliuotės generavimo metodas realizuojamas naudojant trumpus lazerio impulsus, kurių pirmosios harmonikos centrinis bangos ilgis yra 800 nm, o spektro plotis 60 nm. Panaudojant  $\beta$ -bario borato (BBO) kristalą, generuojama antroji harmonika, kuri turi 400 nm centrinį bangos ilgį ir 30 nm spektro plotį. Tiek pirmoji, tiek antroji harmonikos sklinda kolineariai ir yra fokusuojamos į terpę, kurioje pasireiškia trečios eilės optinis netiesiškumas, pavyzdžiui, orą ar sausą azotą. Esant pakankamam intensyvumui, sukuriama plazma (šviesos gija), kurioje generuojama terahercinė spinduliuotė. Yra dvi teorijos, kurios paaiškina terahercinės spinduliuotės generavimą oro arba dujų plazmoje naudojant dvispalvius femtosekundinius lazerio impulsus: keturbangio maišymo modelis ir plazmos mikrosrovių modelis.



4 pav. Terahercinio impulso generavimas plazmoje.

### 1.2.4. Femtosekundinės šviesos gijos

Gerai žinoma, kad femtosekundiniai šviesos impulsai netiesinėse terpėse gali kurti šviesos gijas. Tokie didelio intensyvumo šviesos siūlai – filamentai susidaro esant įvairiems trumpųjų impulsų ir aplinkos sąveikos reiškiniams: savifokusavimui [17] ir defokusavimui. Šviesos gijos turi unikalias fizikines savybes, tokias kaip ilgas sklidimo nuotolis nepasireiškiant difrakcijai [18] ir plati spektrinė juosta.



**5 pav.** Šviesos gija generuojama 400nm bangos ilgio femtosekundiniais lazerio impulsais.

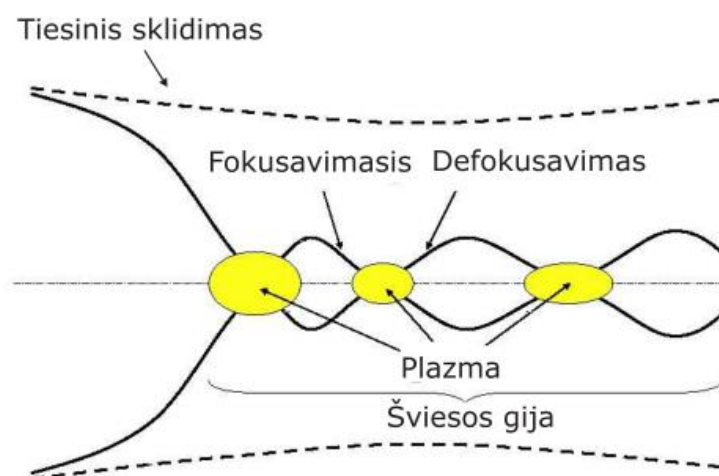
Aišku, pilnas fizikinis šviesos gijų aprašymas yra neįmanomas naudojantis vien tik savifokusavimu ir defokusavimu. Netiesinėje terpėje sklindant femtosekundiniam filamentui pasireiškia daugybė fizikinių procesų: impulsų fazės moduliacija, grupinių greičių dispersija, impulso laikinės gaubtinės moduliacija, daugiafotonė sugertis, keturbangis maišymas bei laisvųjų elektronų plazmos generacija. Vistik pagrindiniai fizikiniai reiškiniai yra: savifokusavimas, laisvųjų elektronų plazmos defokusavimas ir difrakcija. Jie gali būti aprašomi, naudojant balanso lygtį[17]:

$$n_2 I - \frac{N(I)}{2N_{cr}^{el}} - \frac{(0.61\lambda)^2}{4\pi n_0 w_0^2} = 0, \quad (7)$$

čia  $N(I)$  yra laisvųjų elektronų tankis,  $w_0$ – šviesos gijos diametras,  $N_{cr}^{el}$ – kritinis plazmos elektronų tankis (jis rodo, kada plazma tampa neskaidri bangai, kurios ilgis  $\lambda$ ), užrašomas taip:

$$N_{cr}^{el} = \frac{\epsilon_0 m_e w_0^2}{e^2}. \quad (8)$$

Turime lygtį, aprašančią šviesos gijos balansą visuose laiko ir erdvės taškuose, nes šviesos intensyvumas kinta tiek laike, tiek erdvėje. Šviesos gijos formavimasis pavaizduotas **6 pav.**



**6 pav.** Šviesos gijos fokusavimosi ir defokusavimosi ciklų visuma.

Į balanso lygtį (7) įeina svarbus parametras – kritinė galia, kuri apibrėžia tokį dydį, kai pluošto savifokusacija atsveria to paties pluošto difrakciją ir yra išreiškiamą formule:

$$P_{cr} = \frac{(0.61\lambda)^2\pi}{8n_0n_2}. \quad (9)$$

Jeigu pluošto galia  $P$  yra didesnė negu  $P_{cr}$ , tai pluoštas fokusuojasi į vieną tašką. Tokiu atveju pluoštas susispaustų į nykstamai mažus erdvinius matmenis ir jo intensyvumas didėtų iki begalybės. Taip nutiktų, jei nebūtų kitų veiksnių, kurie liko neįskaityti. Didėjant intensyvumui, pasireiškia kiti fizikiniai procesai, kurie stabdo šį procesą. Įsijungusi daugiafotonė sugertis sumažina intensyvumą ir galią, savifokusacija prasideda iš naujo (nukritus galiai, prasideda defokusacija dėl difrakcijos). Šie ciklai yra eksperimentiškai sunkiai pastebimi. Jeigu pluošto galia  $P$  yra didesnė negu  $5P_{cr}$ , tai filamentų diametras beveik nekinta ir yra lygus:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2P_{cr}}{\pi I}}. \quad (10)$$

Laisvųjų elektronų plazma generuojama didelės galios impulso, kurio trukmė  $\tau_p$ , aprašoma formule:

$$N^{el}(I) \approx \sigma_K I^K N_0 \tau_p. \quad (11)$$

Šiuo modeliu įvertinamas maksimalus intensyvumas šviesos gijoje:

$$I_{max} \approx \left( \frac{0.76n_2 N_{cr}^{el}}{\sigma_K \tau_p N_0} \right)^{1/(K-1)}. \quad (12)$$

Įrašome (1.6.6) į (1.6.5) ir tada turime maksimalią galimą elektronų tankio išraišką:

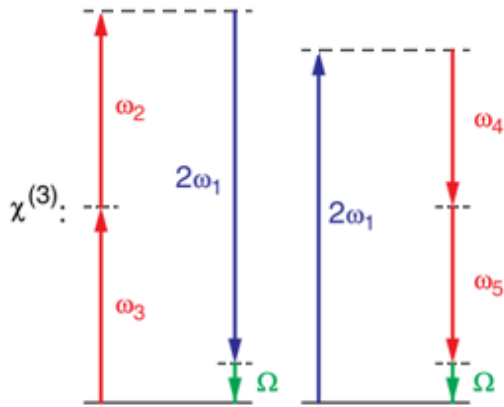
$$N_{max}^{el} \approx \sigma_K \left( \frac{0.76n_2 N_{cr}^{el}}{\sigma_K \tau_p N_0} \right)^{K/(K-1)} N_0 \tau_p. \quad (13)$$

Jei  $N_{max}^{el} < N_{cr}$ , tai plazma yra skaidri. Kitu atveju plazma nebėra skaidri ir nebepraleidžia to bangos ilgio šviesos.

### 1.2.5. Keturbangis dažnių maišymas

Terahercinės spinduliuotės generavimas keturbangio maišymo būdu įmanomas visose terpėse, kuriuose žemiausios eilės netiesinis jautris yra  $\chi^{(3)}$ : kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose bei plazmoje. Keturioms elektromagnetinėms bangoms sąveikaujant tarpusavyje, medžiagoje

gali būti sukurtas netiesinis poliarizuotumas ir bendru atveju įmanomi 44 skirtingi dažnio komponentai, tačiau tai aprašyti būtų labai sudėtinga, todėl naudojami supaprastinimai [16, 20].



**7 pav.** Keturbangį maišymą iliustruojanti schema.

Imame, kad plazmoje netiesiškai sąveikauja pirmoji ir antroji lazerio harmonikos, o terahercinės spinduliuotės generacijai įtakos turi tik  $\chi^{(3)}$  (dėl paprastumo aukštesnių eilių netiesiškumai neįskaitomi). Norėdami turėti pilną modelį, turėtume aprašyti dvispalvės plazmos generavimą, jos kitimą laike, terahercinės spinduliuotės generaciją ir sklidimą plazmoje. Šiuo atveju turime netiesinę poliarizaciją:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{P}}^{NT}(\Omega) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\Omega = \omega_2 + \omega_3 - 2\omega_1, -2\omega_1, \omega_2, \omega_3) \tilde{\mathbf{E}}^*(2\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_3) + \\ + \epsilon_0 \chi^{(3)}(\Omega = 2\omega_1 - \omega_4 - \omega_5, 2\omega_1, -\omega_4, -\omega_5) \tilde{\mathbf{E}}(2\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\omega_4) \tilde{\mathbf{E}}^*(\omega_5), \end{aligned} \quad (14)$$

čia  $\tilde{\mathbf{P}}^{NT}$  – netiesinė poliarizacija.

Lygtį iliustruoja **7 pav.** schema, kurioje dažnių kombinacija kairėje atitinka pirmąjį lygties narį, o dešinėje – antrąjį. Iš formulės matome, kad terahercinio elektrinio lauko amplitudė priklauso nuo pirmosios harmonikos ( $\omega_1$ ) elektrinio lauko antrojo laipsnio, o nuo antrosios ( $2\omega_1$ ) – pirmojo laipsnio. Tam, kad tai galėtų, tiek pirmos, tiek antros harmonikos spinduliuotės intensyvumas turi būti pakankamas plazmos generacijai.

Panašiai kaip ir optinio lyginimo atveju, esant antros eilės netiesiškumui, trečios eilės netiesiškumo  $\chi^{(3)}$  tenzorius komponentus, kurie lygūs nuliui ar vienodi, nulemia terpės simetrija. Izotropinėje medžiagoje galioja posūkio simetrija, dėl to  $\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{zzzz}^{(3)}$ . Be to, tenzorius nariai yra lygūs, jei jų pirmieji du indeksai sutampsu kitais dviem. Tai yra,  $\chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \dots$ ,  $\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yzyz}^{(3)} = \chi_{zxzx}^{(3)} = \dots$  arba  $\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yzyz}^{(3)} = \chi_{zxzx}^{(3)} = \dots$ . Kiekvienas indeksas prie  $\chi^{(3)}$  turi savo reikšmę: pirmasis atitinka terahercinės spinduliuotės poliarizaciją, antrasis – antrosios harmonikos bangos poliarizaciją, trečiasis su ketvirtuoju – dviejų pirmosios harmonikos bangų poliarizacijos. x atitinka p poliarizaciją, o y – s poliarizaciją.

Jei laikome, kad keturbangio maišymo metu plazma yra izotropinė, tai yra įmanomos dvi skirtingos sąveikaujančių bangų konfigūracijos:

- visos sąveikoje dalyvaujančios bangos turi vienodą poliarizaciją. Tuomet aprašymui yra naudojamas  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  tenzorius narys;
- terahercinės spinduliuotės poliarizacija lygiagreti antrosios harmonikos poliarizacijai, tačiau statmena pirmajai harmonikai. Tada naudojamas tenzorius elementas  $\chi_{xyyy}^{(3)}$ .

Ekspimentiškai nustatyta, jog  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  yra didesnis nei  $\chi_{xyyy}^{(3)}$ , todėl terahercinio signalo generacijos efektyvumas didžiausias tada, kai visų spinduliuočių poliarizacijos sutampa. Atlikti bandymai parodė, kad plazmos negalima traktuoti kaip izotropinės terpės, nes tenzorius elementų  $\chi_{xyyy}^{(3)}$  ir  $\chi_{yxxx}^{(3)}$  vertės nelygios nuliui, o tai neatitinka simetrijos reikalavimų izotropinėse terpėse [19]. Terahercinės spinduliuotės lauko stipris gali būti aprašomas taip [7]:

$$E_{THz} \propto \chi^{(3)} E_{2\omega}(t) E_{\omega}(t) E_{\omega}(t) \cos\varphi, \quad (15)$$

čia  $\varphi$  – fazių skirtumas tarp pirmosios ir antrosios harmonikos bangų. Žinodami bangų intensyvumus I, terahercinės spinduliuotės elektrinį lauką galime aprašyti lygtimi:

$$E_{THz} \propto \chi^{(3)} \sqrt{I_{2\omega}} I_{\omega} \cos\varphi. \quad (16)$$

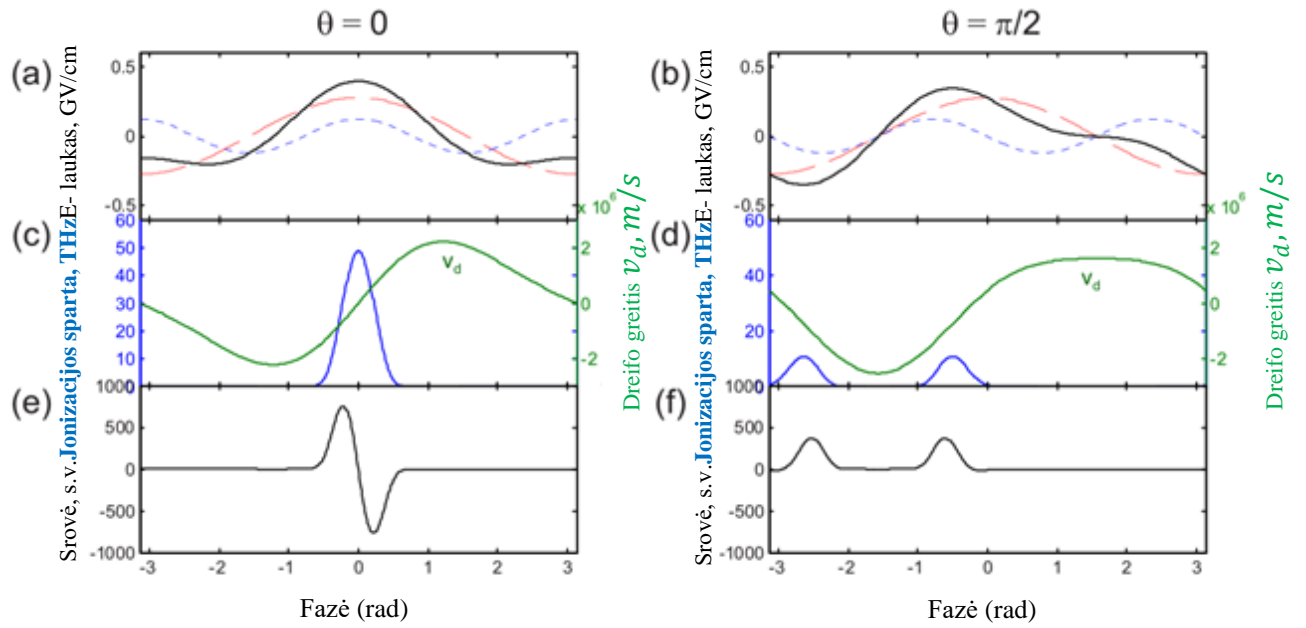
### 1.2.6. Plazmos mikrosviųjų modelis

Kai šviesos lauko intensyvumas yra sąlyginai mažas ( $< 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ), plazmoje esantys laisvieji elektronai gali pradėti osciliuoti kartu su lazerio šviesos elektriniu lauku. Nepaisant to, elektronai neįgyja impulso skersai lauko, dėl ko neatsiranda ir skersinės srovės. Taip yra todėl, jog per vieną lazerio impulso trukmę, kuri yra femtosekundžių eilės, sukurtame lauke išlaisvintieji elektronai nespėja sąveikauti su kitomis dalelėmis. Vis dėlto, jei vienspalvis lazerio impulsas išmuša elektroną iš dujų molekulės ar jono, tai jis taip pat juda kartu su impulso elektriniu lauku. Po jonizacijos elektronai ima judėti lazerio impulso poliarizacijos kryptimi ir priešinga kryptimi nuo paliktos molekulės ar jono dėl impulso tvermės dėsnio. Visgišie elektronai nesukuria kryptingos elektros mikrosrovės dėl vienspalvio lazerio impulso elektrinio lauko simetrijos, nes bendras vidutinis išlaisvintų elektronų greitis yra lygus 0 (viena pusė juda į viršų, o kita – į apačią) [10,15].

Maišant pirmąją lazerio harmoniką su antrąja, sukuriama laukas nebėra vienspalvis. Tokiu atveju gali atsirasti nenulinė dujų plazmos elektronų mikrosrovė. Optinis laukas užrašomas lygtimi:

$$E_L(t) = E_{\omega} \cos \omega t + E_{2\omega} \cos(2\omega + \Theta). \quad (17)$$

Čia  $E_{\omega}$  ir  $E_{2\omega}$  yra pirmosios ir antrosios lazerio harmonikų elektrinių laukų amplitudės, o  $\Theta$  – fazių skirtumas tarp šių bangų. **8. pav.** (a) ir (b) vaizduojama tokių laukų suma su skirtingoms fazėms tarp pirmosios ir antrosios harmonikų.



**8. pav.** (a) ir (b) Pirmoji (raudona, punktyrinė linija), antroji (mėlyna punktyrinė linija) lazerio harmonikos bei jų kombinacija (juoda linija). (c) ir (d) jonizacijos sparta (mėlyna linija) ir elektronų dreifo greitis suminiame elektriniame lauke (žalia linija). (e) ir (f) mikrosrovės priklausomybė nuo laiko. Kairėje [(a), (c) ir (e)] fazės skirtumas tarp pirmos ir antros lazerio harmonikos yra 0, o dešinėje [(b), (d) ir (f)] -  $\pi/2$ .

Modelyje vaizduojamame **8 pav.** naudojama Ti:Safyro pirmoji harmonika  $\lambda_1 = 800 \text{ nm}$ , kurios maksimalus intensyvumas  $I_\omega = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  ir atitinkama antroji harmonika  $\lambda_2 = 400 \text{ nm}$  su maksimaliu intensyvumu  $I_{2\omega} = 2 * 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Tai yra realūs bangos ilgiai ir intensyvumai, kurie naudojami eksperimentuose. Čia paaiškinama, kaip yra sukuriama neišnykstanti mikrosrovė ( $\langle J(t) \rangle \neq 0$ ), kai plazmos elektronai juda kartu su osciluojančiu elektriniu lauku, kurio vidutinė vertė yra nulinė ( $\langle E_L(t) \rangle = 0$ ).

Vykstant netiesiniam procesui, pasireiškia tunelinė jonų jonizacija, kurios spartos maksimumas sutampa su elektrinio lauko maksimumais **8 pav.** (c) ir (d). Jei tarp pirmos ir antros lazerio harmonikos fazių skirtumas nėra 0, plazmoje susiformuoja kryptinga mikrosrovė per visą impulso ciklą. Esant lazerio impulso trukmei mažesnei nei 100 fs, sukurta srovė gali išspinduliuoti terahercinę bangą. Terahercų dažnio spinduliuotės laukas yra proporcingas elektronų tankio išvestinei ir aprašomas lygtimi:

$$E_{THz} \propto \frac{dJ(t)}{dt} = e \frac{dN_e(t)}{dt} v_d(t). \quad (18)$$

Formulėje  $v_d(t)$  - elektronų dreifinis greitis,  $J(t)$  – elektronų mikrosrovė,  $dN_e(t)$  – laisvųjų elektronų tankis.

### 1.3. Terahercinės spinduliuotės registravimo būdai

Svarbiausias ultratrumpųjų terahercinio dažnio impulsų parametras yra jų trukmė, tačiau, dėl dabartinės elektronikos ribotumo, charakterizuoti terahercinius impulsus tiesiogiai yra sunkiai įmanoma. Kadangi elektroniniai detektoriai turi mažą skyrą, terahercinės spinduliuotės tyrimams naudojami optiniai ir elektrooptiniai metodai. Pagrindiniai tyrimo būdai yra:

- detektavimas naudojant fotolaidžius puslaidininkinius jungiklius [21];
- elektrooptinis detekcijos metodas [22, 23].

Toliau aptarsime kiekvieną metodą detaliau.

#### 1.3.1. Registravimas naudojant fotolaidžius puslaidininkinius jungiklius

Šis būdas yra panašus į terahercinės spinduliuotės generaciją fotolaidžiam puslaidininkiniame elemente. Skirtingai nuo generacijos, kai įjungiami išorinė įtampa, terahercinė spinduliuotė kuria matuojamą elektrinę srovę. Tokiu būdu generuojami krūvininkai, kurių gyvavimo trukmė nulemia srovės tekėjimo trukmę. Norėdami išmatuoti terahercinės spinduliuotės bangos formą su gera laikine skyra, laisvų krūvininkų gyvavimo trukmė turi būti daug mažesnė už terahercinio signalo trukmę. Kai krūvininkų gyvavimo ir lazerio impulso trukmė artima terahercinės spinduliuotės periodui, fotosrovė yra proporcinga terahercinės spinduliuotės elektriniam laukui. Turėdami mažesnę terahercinio signalo lauko svyravimo periodą negu laisvųjų krūvininkų gyvavimo trukmę, signalas proporcingas elektrinio lauko laikiniam integralui:

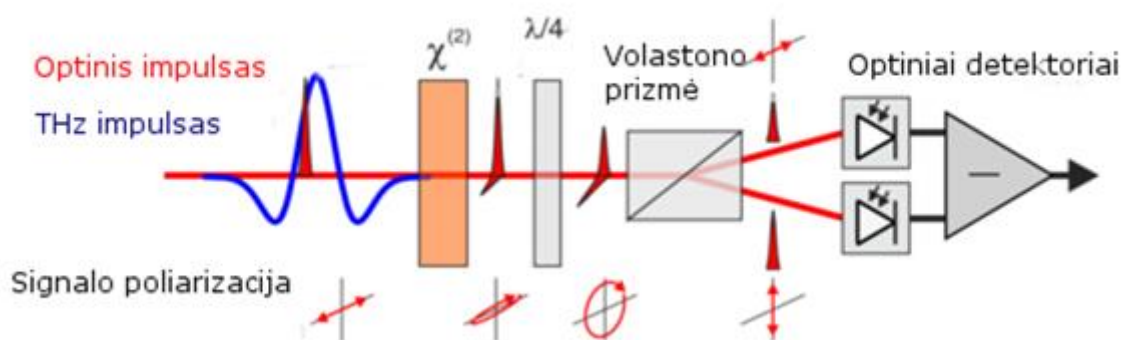
$$j(t) \propto \int_{-\infty}^t E_{THz}(t') dt'. \quad (19)$$

Tokie matavimai yra sudėtingi, kadangi fotosrovė yra pikoamperų eilės, dažnai reikalingas sinchroninis stiprintuvas, be to, indukuota įtampa nevisada yra proporcinga terahercinio signalo elektriniam laukui dėl signalo moduliacijos pagal dažnį, riboto ilgio lazerio impulso bei fononų sugerties.

#### 1.3.2. Elektrooptinis registravimo metodas

Šis terahercinės spinduliuotės detekcijos metodas pagrįstas tiesiniu elektrooptiniu efektu, kuris kitaip vadinamas Pokelso efektu. Jis atsiranda tik kristaluose, kurie neturi inversinės simetrijos ir yra aprašomas antros eilės netiesiniu optiniu jautriu. Naudojant Pokelso efektą, galima nustatyti tiek terahercinės spinduliuotės amplitudę, tiek fazę. Šis efektas pirmą kartą panaudotas terahercinės spinduliuotės registravimui Q.Wu ir X.-C. Zhang 1995 m. [20]. Dažniausiai naudojamas ZnTe kristalas dėl 1 THz dažnio spinduliuotės fazinio greičio sutapimo su Ti:safyro

lazerio 800 nm spinduliuotės grupiniu greičiu jame. Dėl to galimas didelis terahercinės spinduliuotės jautris, kadangi pasiekiamas ilgas koherentiškumo ilgis. Vis dėlto, platus terahercinės spinduliuotės spektras ZnTe kristalu negali būti užregistruotas, kadangi kristale yra optinių fononų sugerties juostos 4 THz ruože bei virš 8 THz. Kaip alternatyvos naudojami GaP, GaSe, LiNbO<sub>3</sub>, DAST kristalai ir įvairūs poliniai polimerai.



**9 pav.** Elektrooptinė THz detekcijos schema.

Kol nėra elektrinio lauko, cinko telūrido elektrooptinio tenzorius statmenai yra lygūs, o likusieji lygūs nuliui. Kristalu (**9 pav.**) sklindant tiesiškai poliarizuotam terahercų dažnio impulsui, kuriamas elektrinis laukas, kuris kristale indukuoja dvejetainį lūžį [23]. Netiesinė terpė sklindantis zondojuojantis impulsas pakeičia poliarizaciją iš tiesiškos į šiek tiek eliptinę.  $\lambda/4$  plokštelė zondojuojančio impulso poliarizaciją paverčia beveik apskritimine. Naudojama Volastono prizmė, kuri zondojuojantį pluoštą padalina į du, kurių poliarizacijos yra statmenos. Skirtingas poliarizacijas turintys pluoštai patenka į optinius detektorius, kurie matuoja jų amplitudžių skirtumą, kuris yra proporcingas terahercų dažnio spinduliuotės amplitudei.

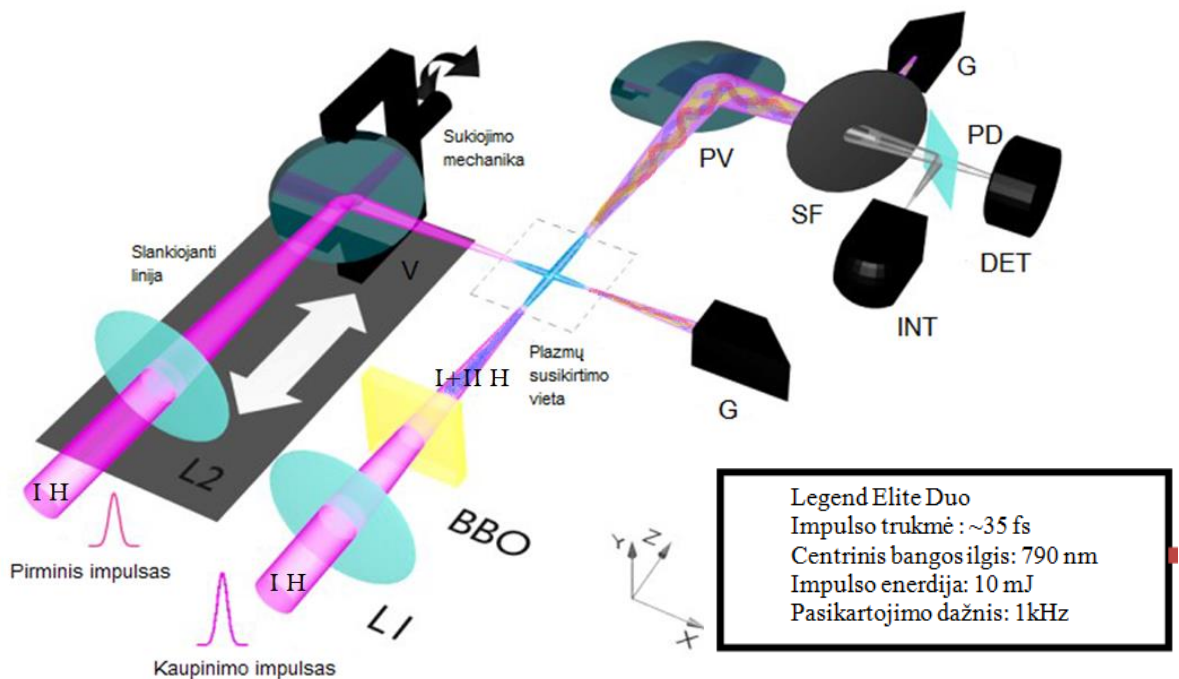


## 2. Eksperimento metodika

Eksperimentai buvo atliekami naudojantis „Coherent“ firmos femtosekundine Ti:safyro lazerine sistema „Legend Elite Duo“. Lazerinės sistemos generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis  $\lambda = 790 \text{ nm}$ , minimali impulso trukmė  $\tau \geq 35 \text{ fs}$ , impulso energija  $E = 9 \text{ mJ}$ , o jų pasikartojimo dažnis  $1 \text{ kHz}$ . Taip pat buvo naudojamas spektrometru „Avantes“, sinchroniniu stiprintuvu „SR530“, osciloskopu, kompanijos „Spectrum detector Inc“ piroelektriniu detektoriumi, „TPR-A-65“ bei kita įranga.

### 2.1. Terahercų dažnio spinduliuotės generavimo ir detekcijos schema

Eksperimento metu buvo surinkta terahercų dažnio spinduliuotės generacijos schema. Žadinimo spinduliuotės šaltinis – Ti:safyro lazerinė sistema, kurios parametrai pateikti **10 pav.** Lazerio pluoštas nukreipiamas į pluošto daliklį, nuo kurio 75% galios atspindima ir nukreipama į lęšį, už kurio stovi BBO kristalas, kuriame generuojama antra harmonika. Abiejų bangos ilgių spinduliuotės fokusuojamos oreirkuriama plazma, kurioje generuojama THz spinduliuotė, kuri po to nukreipama į detekcijos sistemą. Likę 25% pluošto energijos panaudojami kurti zonduojančią plazmą, šį pluoštą fokusuojant lęšiu ir nukreipiant į valdomą veidrodį, įtvirtintą motorizuotame laikiklyje. Juo stamenai skenuojama THz generuojanti plazma, registruojami terahercų dažnio signalo pokyčiai.

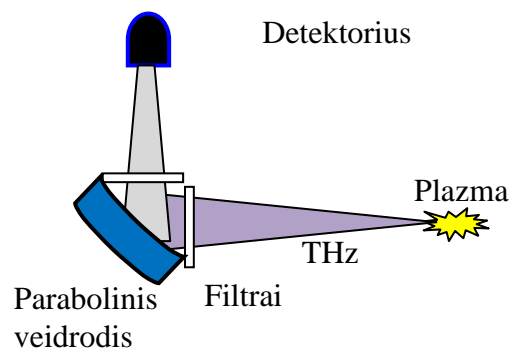


**10 pav.** Terahercinės spinduliuotės generavimo ir detektavimo schema.

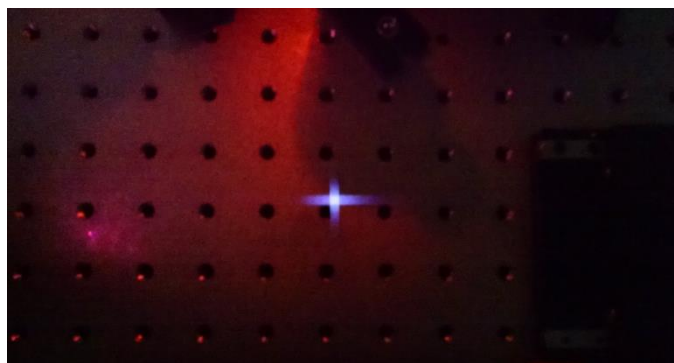
## 2.2. Terahercų dažnio spinduliuotės detektavimo schemas

Eksperto metu buvo naudojamos 2 detektavimo schemas. Visuose matavimuose buvo naudojamas piroelektrinis „Spectrum detector Inc.“ fotodetektorius „TPR-A-65“. Jis gali registruoti terahercų dažnio signalo galią 0,1–60 THz diapazone. Piroelektrinio detektoriaus veikimo principas pagrįstas temperatūros pokyčio sukeltu dipolių pasisukimu kristale [24], kuris lemia elektrinio lauko poliarizacijos kitimą. Sukurtas elektros krūvis nuteka į grandinę ir yra užregistruojamas. Po trumpo laiko tarpo dipoliai kristale atsistato ir gali būti registruojamas signalo impulsas.

Pirmoji terahercinės spinduliuotės detekcijos schema (**11 pav.**) buvo naudojama matuoti signalo galią ir erdvinę struktūrą. Terahercinė spinduliuotė buvo atskiriama nuo žadinančio pluošto atitinkamais filtrais. Po to THz spinduliuotė buvo kolimuojama ir fokusuojama paraboliniu veidrodžiu ir nukreipiama į piroelektrinį detektorius. Statmenai THz generuojančiai plazmai buvo sukurta zonuojanti plazma (**12 pav.**), kurios padėtį buvo galima valdyti veidrodėliu, įstatytu į motorizuotą laikiklį. Tai leido valdyti plazmos padėtį bei kitus parametrus. Signalas – triukšmo santykis buvo didinamas, naudojant optinės spinduliuotės moduliatorių, sinchronizuotą su detektoriumi.

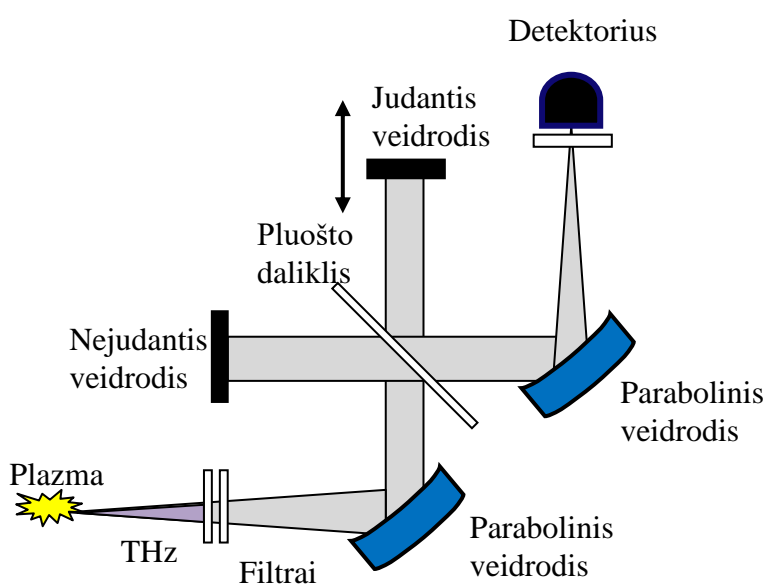


**11 pav.** Terahercinės spinduliuotės galios detektavimo schema.



**12 pav.** Terahercų dažnio spinduliuotę generuojančios (horizontali) bei zonduojančios (vertikali) plazmos vaizdai.

Norint nustatyti generuojamos spinduliuotės spektrą buvo surinktas Maikelsono interferometras (**13 pav.**). Atskyrus terahercinę spinduliuotę nuo žadinančios, ji buvo kolimuojama paraboliniu veidrodžiu ir nukreipiama į interferometrą. Jame ši spinduliuotė dalikliu padalinama į du pluoštus. Vieno iš pluošto kelio ilgis buvo keičiamas transliaciniu staliuku stumdant vieną iš veidrodžių. Išėję iš interferometro, abu pluoštai buvo fokusuojami paraboliniu veidrodžiu į piroelektrinį detektorių, kuris registravo jų interferencinį signalą. Užregistravus to signalo priklausomybę nuo vieno iš pluoštų vėlinimo ir atlikus jai Furje transformaciją, buvo galima gauti THz impulso spektrą.



**13 pav.** Maikelsono interferometras, naudotas terahercinės spinduliuotės spektriniam tyrimams.

### 2.3. Sinchroninis stiprintuvas

Atliekant eksperimentus, buvo naudojamas sinchroninis stiprintuvas SR530. Šis prietaisas skirtas matuoti mažus periodinius signalus, kurie paprastai paskęsta triukšmuose. Sinchroninis stiprintuvas gali išskirti signalus, kurie yra mažesni, nei triukšmo lygis, todėl jį patogu naudoti detektuojant terahercinę spinduliuotę. Kadangi tokio tipo stiprintuvui reikalingas išorinis atraminis dažnis, kuris moduliuoja detektuojamą signalą, eksperimento schemoje (**10 pav.**) buvo naudojamas ir signalo moduliatorius. Sinchroninio stiprintumo veikimas pagrįstas tuo, kad jame terahercinės spinduliuotės signalas  $V(t)$  yra dauginamas su periodiniu atraminiu signalu  $V_R(t)$ . Stiprinama tik ta registruojamo signalo dalis, kurios dažnis yra toks pat, kaip ir atraminis signalas.

Tarkime, matuojame signalą, kuris yra aprašomas tokia forma:

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (20)$$

Atraminis signalas atrodo taip:

$$V_R(t) = \sin(\Omega t). \quad (21)$$

Abiejų signalų sandauga sukuria mušimus:

$$V(t)V_R(t) = \frac{V_0}{2} \{ \cos[(\omega - \Omega)t + \varphi] - \cos[(\omega + \Omega)t + \varphi] \}. \quad (22)$$

Kai įėjimo ir atraminio signalų dažniai skiriasi, sandauga  $V(t)V_R(t)$  osciliuoja laike apie vidutinę vertę ir  $\langle \cos[(\omega \pm \Omega)t + \varphi] \rangle = 0$ . Jei dažniai sutampa, gaunamas periodinis signalas ir pastovi dedamoji:

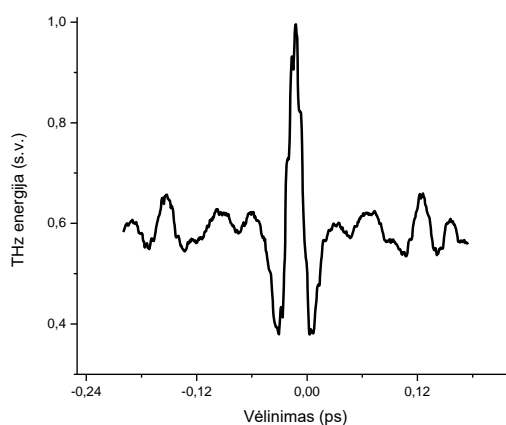
$$V(t)V_R(t) = \frac{V_0}{2} \{ \cos[\varphi] - \cos[2\Omega t + \varphi] \}. \quad (23)$$

Jei galime suderinti fazę  $\varphi$ , tai galime matuoti pradinį signalą. Tam reikia, kad tiriamas signalas osciliuotų dažniu  $\Omega$ . Tai įgyvendinama THz signalą periodiškai uždenginėjant išoriniu moduliatoriumi, kurio valdiklis siunčia atraminį signalą į sinchroninį stiprintuvą [25].

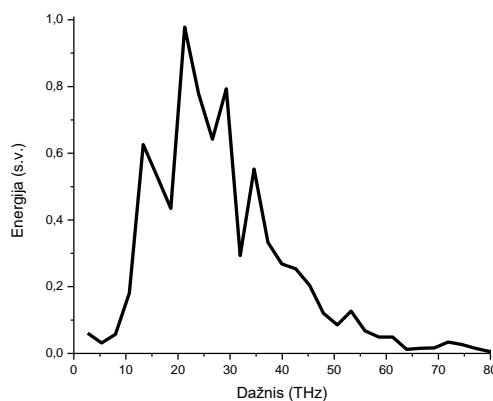
### 3. Eksperimento rezultatai

#### 3.1. Spektriniai ir erdviniaiterahercų dažnio spinduliuotės tyrimai

Sugeneravus terahercų dažnio spinduliuotės signalą buvo atlikti spektriniai bei erdviniai matavimai. THz spinduliuotė buvo sukolimuota paraboliniu veidrodžiu ir nukreipta į interferometrą. Iš interferencinio signalo vaizdo (**14 pav.**), išmatuoto naudojantis **13 pav.** pavaizduotu Maikelsono interferometru, matome, kad signalas susideda iš pagrindinės smailės ir keleto osciliacijų.

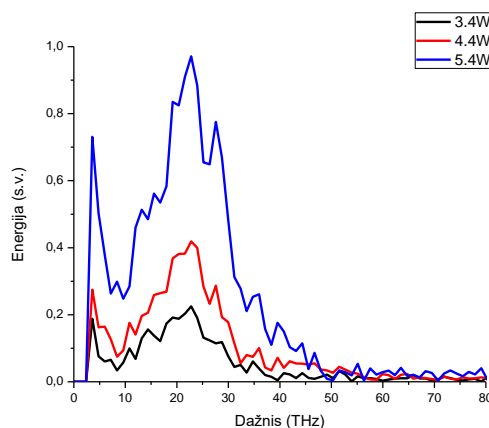


**14 pav.** Suvidurkintas detektuojamos spinduliuotės interferencijos signalas, gautas naudojant Maikelsono interferometrą. Žadinantis pluoštas buvo fokusuojamas 30 cm židinio ilgio lęšiu.



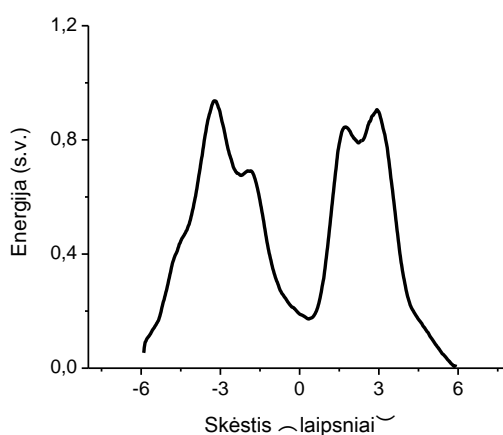
**15 pav.** Detektuojamos spinduliuotės spektras, gautas atliekus **14 pav.** pavaizduoto interferencinio signalo Furjė transformaciją.

Atlikus interferencinio signalo Furje transformaciją, gautas THz spinduliuotės spektras (**15 pav.**). Matome, kad šis spektras apima sritį nuo 0,1 iki 60 THz, didžioji energijos dalis pasiskirsčiusi tarp 10 ir 40 THz. Eksperimento metu spektro generavimui buvo naudojami 5,2 mJ lazeriniai impulsai. Kaip atskleidė prieš tai atlikti matavimai, terahercinio signalo spektro forma nepriklauso nuo generuojančiojo impulso energijos (**16 pav.**).



**16 pav.** THz signalo spektrai, esant skirtingoms žadinimo impulsų energijoms.

Taip pat buvo atlikti terahercų dažnio spinduliuotės erdvinio pasiskirstymo matavimai. Skenuojant detektoriumi, pastatytu ant slankiojančios vėlinimo linijos, statmenai sklindančios spinduliuotės (z ašies) kryptim, buvo išmatuotas THz signalo pasiskirstymas x ašyje (**17 pav.**).

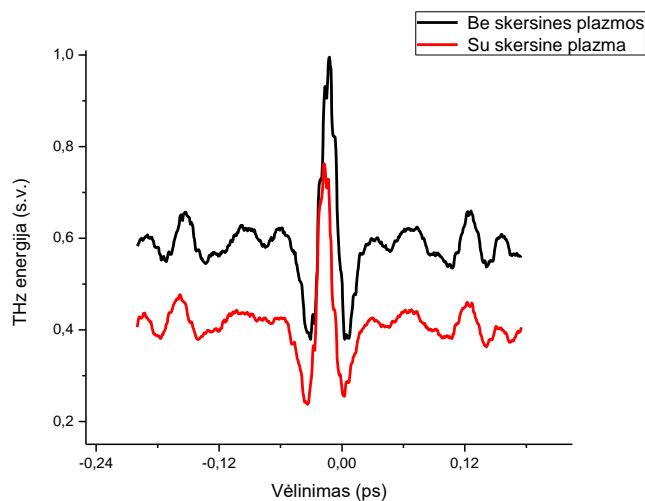


**17 pav.** Erdvinis THz signalo profilis.

Išmatuoto erdvinio profilio skėsties kampas yra apie  $5^\circ$ . Iš to galime matyti, jog terahercinė spinduliuotė sklinda kūgiškai. Vykdamas terahercinio signalo generavimą ore sukurtoje plazmoje, kūgis yra įprastinė THz spinduliuotės sklidimo forma [14].

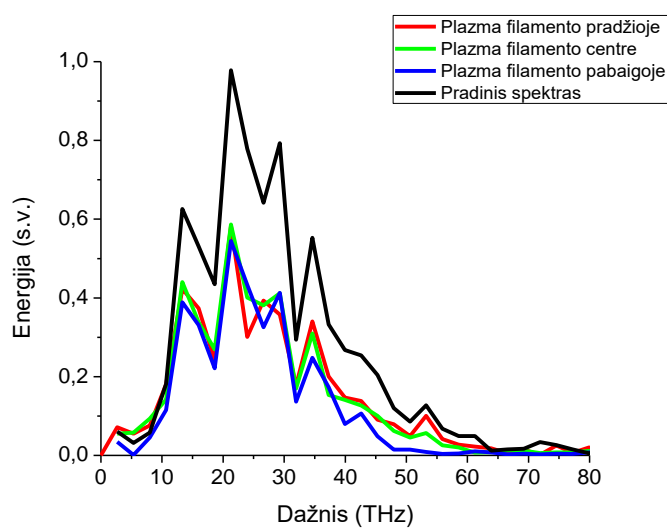
### 3.2. Terahercų dažnio spinduliuotės modifikavimas zonduojančia plazma

Tiriant iš anksto sukurtos plazmos įtaką THz dažnio spinduliuotės generavimui, THz spinduliuotę generuojantis lazerio pluoštas buvo statmenai zonduojams papildoma plazma. Naudojantis sukonstruotu Maikelsono interferometru, buvo registruojami interferenciniai signalai su ir be zonduojančiosios plazmos (**18 pav.**).



**18 pav.** Pradinis THz spinduliuotės interferencinis signalas (juodas) bei signalas, registruotas esant statmenai plazmai.

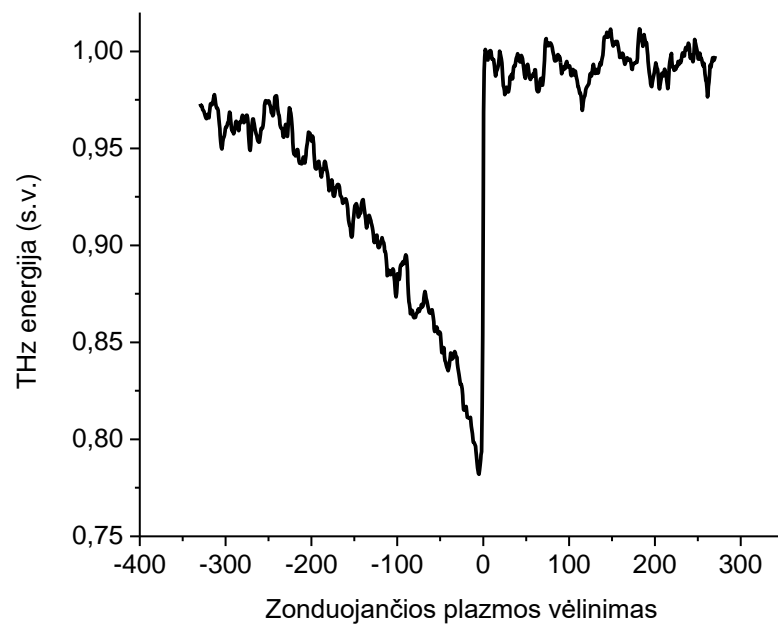
Po to, naudojantis Furje transformacija, buvo apskaičiuoti generuojamos THz spinduliuotės spektrai (**19 pav.**). Papildomos plazmos įtaka generuojamos THz spinduliuotės spektrui yra labai nedidelė, tačiau aiškiai matomas bendros detektuojamos energijos kritimas.



**19 pav.** Pradinis THz spinduliuotės spektras bei spektras, paveiktas statmena plazma.

Šis kitimas beveik nepriklauso nuo plazmos padėties filamento atžvilgiu. Taip pat, nepriklausomai nuo to, koku atstumu nuo plazmos filamento pradžios buvo papildoma plazma, generuojamos THz spinduliuotės spektro pokytis išlikdavo panašus. Tai leidžia teigti, jog visame plazmos filamento ilgyje papildoma plazma generuojamos terahercinės spinduliuotės spektrą veikia vienodai.

Keičiant zondojuančio impulso vėlinimą laike, kito generuojamos terahercinės spinduliuotės energija (**20 pav.**).



**20 pav.** THz energijos kitimas, vėlinant zondojuančią impulsą.

Zondojuančiam impulsui ateinant vėliau, nei THz spinduliuotę generuojančiam, jokia plazmos įtaka signalui nestebima (0-200ps), tačiau impulsus suderinus laike, signalo energijos sumažėjimas siekia iki 22%. Ankstinant zondojuančio impulso atėjimo laiką, stebimas signalo augimas iki energijos, kuri buvo prieš sutrikdymą. Registruojamo signalo atsistatymo iki pradinės energijos laiko konstanta yra keli šimtai pikosekundžių. Tai sutampa su balistiniu plazmos plėtimusi ir laisvųjų elektronų gesimu [28].

Be to, buvo išmatuoti spekrai, esant skirtingiems skersinės plazmos vėlinimo parametrms. Lyginant su pradiniu spektru, pagal formulę:

$$\Delta E = \frac{E_0 - E_p}{E_0 + E_p} \quad (23)$$

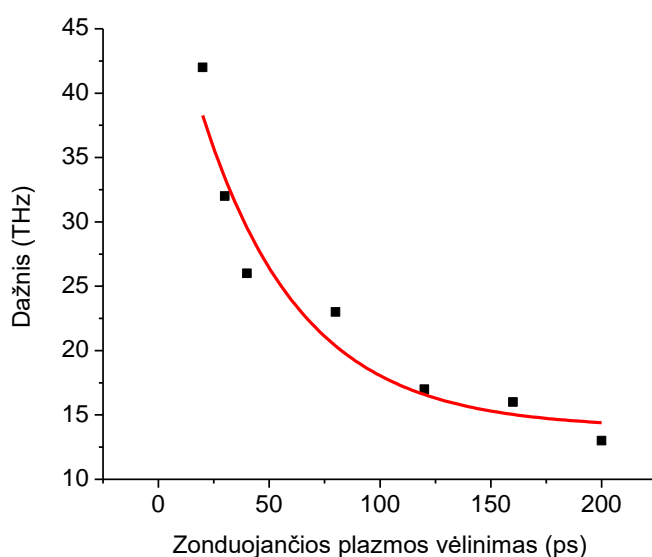
buvo apskaičiuotas normuotasis santykis ir nustatyti dažniai, ties kuriais terahercinės spinduliuotės intensyvumas staigiai krenta.



Grafike (**21 pav.**) vaizduojama registruoto signalo spektro kritimo dažnių priklausomybė nuo zonduojančios plazmos vėlinimo. Didėjant vėlinimui, mažėja kritimo dažnis. Tai gali būti paaiškinama tuo, jog didinant vėlinimą laisvieji elektronai rekombinuoja ir zonduojantis plazmos filamentas nyksta, todėl mažėja plazmos dažnis  $\omega_p$ :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e(r)e^2}{\varepsilon_0 m}}, \quad (24)$$

kur  $n_e(r)$  – laisvų elektronų pasiskirstymas,  $e$  – elektrono krūvis,  $m$  – elektrono masė,  $\varepsilon_0$  – dielektrinė konstanta.

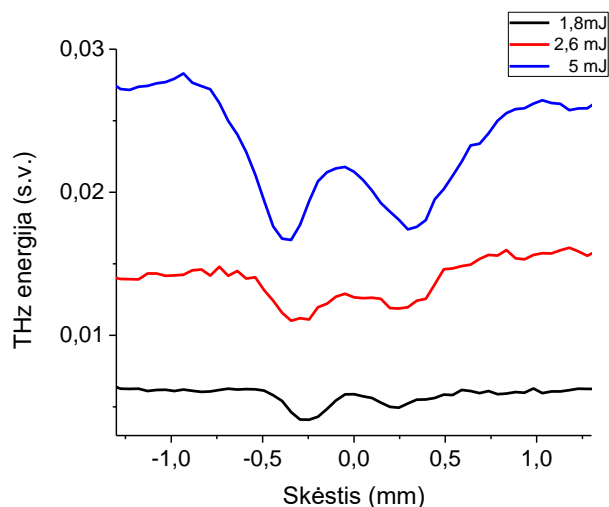


**21 pav.** Išmatuoto spektro ekranavimo priklausomybė nuo zonduojančios plazmos vėlinimo.

Spinduliuotė, kurios dažnis  $\omega_0$  yra mažesnis už  $\omega_p$ , yra visiškai ekranuojama zonduojančiosios plazmos, o didesnių dažnių spinduliuotė patiria didelius Frenelio atspindžio nuostolius, jeigu  $\omega_0$  yra tos pačios eilės kaip ir  $\omega_p$ . O jei  $\omega_0$  yra didesnis, nei  $\omega_p$ , plazma tokios spinduliuotės nesugeria ir neatspindi. Todėl eksperimentiškai užregistruoti spektro kitimo taškai iš esmės atitinka zonduojančios plazmos plazmos dažnį  $\omega_p$ .

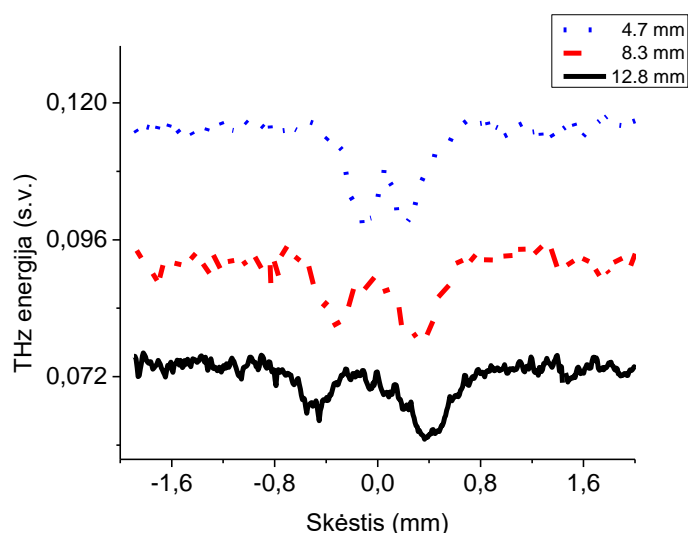
Taip pat buvo atlikti erdviniai THz spinduliuotės matavimai, skenuojant THz generuojantį filamentą zonduojančiąja plazma. Buvo pastebėti 2 signalo minimumai, vienodai nutolę nuo THz spinduliuotę generuojančiojo filamento centro.

Keičiant generuojančios plazmos galią, jų vieta erdvėje nekito, tačiau, didinant plazmą generuojančių impulsų galią, minimumai buvo ryškesni (**22 pav.**).



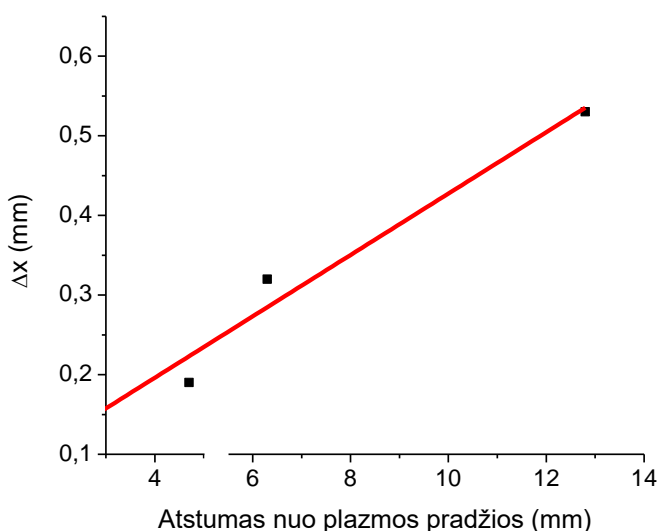
**22 pav.** Terahercinės spinduliuotės erdvinis profilis, užregistruotas, kai zonduojanti plazma buvo 8,3 mm nuo pagrindinio filamento pradžios. Žadinančių impulsų energija buvo 1,8, 2,6 ir 5 mJ.

Keisdami zonduojančios plazmos padėtį THz signalą generuojančios plazmos pradžios atžvilgiu (z kryptimi), žadinantį pluoštą skenavome y ašies kryptimi ir registravome THz signalo profilius. Zonduojančiai plazmai artėjant link THz generuojančio filamento, signalas pradžioje krito, po to augo ir vėl krito, o keičiant skenavimo poziciją z ašies atžvilgiu, atstumas tarp minimumų didėjo, kai plazmų susikirtimo taškas tolo nuo pagrindinio filamento (**21 pav.**).



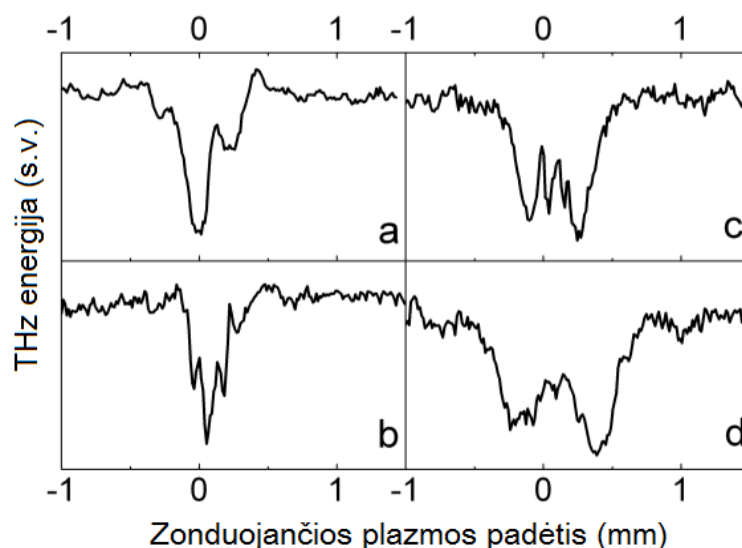
**21 pav.** Terahercinės spinduliuotės erdvinis profilis, išmatuotas, kai zonduojanti plazma buvo skirtingais atstumais nuo plazmos filamento pradžios.

Išmatuoti atstumai tarp minimumų buvo pavaizduoti grafiškai. Kaip matome **22 pav.**, zonduojančios plamos koordinatei pakitus nuo 4,7 iki 13 mm, atstumas tarp THz signalo minimumų padidėja nuo 0,08 iki 0,53 mm. Žinodami atstumą nuo plazmos filamento pradžios iki plazmų susikirtimo, galėjome pasinaudoti trigonometriniais sąryšiais ir apskaičiuoti terahercinio impulso erdvinį profilį. Lengva pastebėti, jog THz spinduliuotės profilio maksimumai yra  $2,3^\circ$  kampu optinės ašies atžvilgiu. Keisdami plazmų susikirtimo vietą, apskaičiavome tokią pačią skėstį, kuri sutapo su anksčiau atliktais eksperimentais, o profilis atitinka tokią pačią erdvinę struktūrą[14].



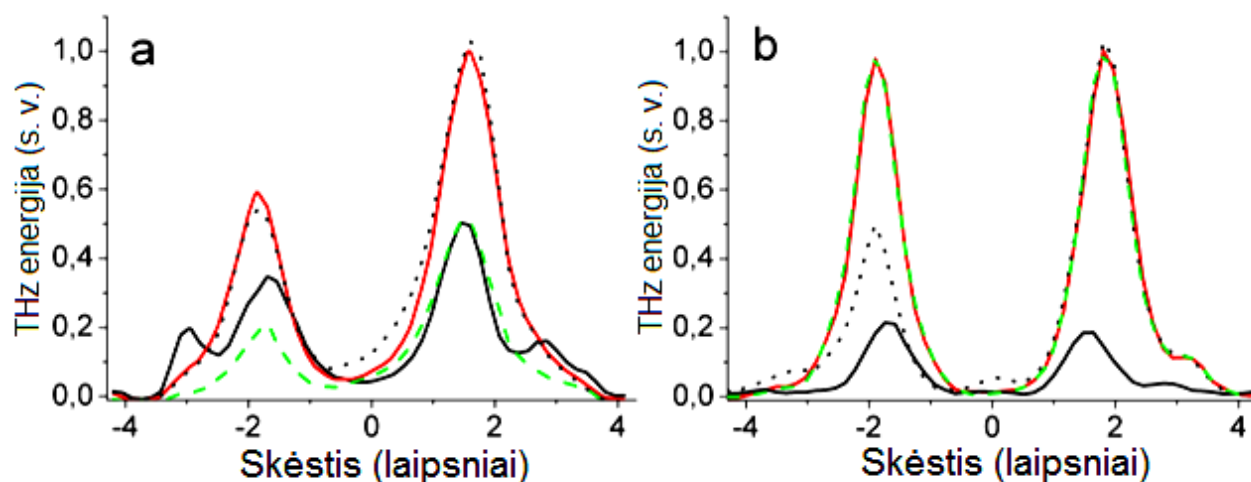
**22 pav.** Atstumo tarp dviejų THz signalo minimumų priklausomybė nuo zonduojančios plazmos padėties z ašies atžvilgiu.

Terahercinę spinduliuotę generuojantis plazmos filamentas buvo skenuojamas zonduojančiąja plazma y ašies kryptimi keliose z ašies srityse tiek prieš generuojantį filamentą, tiek už jo (**20 pav.**). Zonduojančiai plazmai esant prieš THz generuojantį plazmos filamentą (a), matomas signalo gesinimas centrinėje dalyje. Tai vyksta dėl generuojančio impulso lūžimo ir difrakcijos nuo zonduojančiojo impulso. Stipriausia difrakcija vyksta zonduojančiąjai plazmai esant generuojančiosios plazmos centre. Arčiau generuojančiosios plazmos (b, c) centro prasideda pereinamas procesas, kai kartu su impulso difragavimu vyksta THz spinduliuotės generacija ir jos dalis yra tiek sugerama, tiek atspindima zonduojančios plazmos [27]. Dar toliau nuo THz generuojančio plazmos filamento pradžios (d) didžiausią įtaką signalo slopinimui turi plazmos ekranavimas (THz spinduliuotės atspindėjimas bei sugertis), todėl ima ryškėti 2 minimumai atitinkantys THz spinduliuotės sklidimo kryptį.



**20 pav.** THz signalo profiliai, kintant zonduojančio impulso padėčiai y kryptimi skirtingose z ašies srityse.

Toliau analizuojant erdvinę terahercinės spinduliuotės struktūrą buvo matuojamas THz signalo kampinis pasiskirstymas. Iš pradžių buvo išmatuotas energijos pasiskirstymas nesant skersinės plazmos ((**22 pav.**) raudona kreivė). Tokie pat matavimai atlikti esant statmenai plazmai pagrindinio filamento atžvilgiu.



**22 pav.** Terahercinės spinduliuotės profiliai skenuoti (a) išilgai x ašies ir (b) išilgai y ašies. Raudona kreivė atitinka profilius išmatuotus nesant statmenos plazmos. Juoda vientisa bei žalia brūkšninės kreivės atvaizduoja užregistruotus profilius, esant statmenai plazmai centruotai prieš ir po pagrindinės plazmos. Juodos taškuotos kreivės parodo profilius, kai statmena plazma yra viename iš THz spinduliuotės minimumų y ašies atžvilgiu.

Kadangi skersinės plazmos modifikuotos spinduliuotės negalime laikyti simetriška centro atžvilgiu, atlikti matavimai statmenomis (x ir y) kryptimis, skirtingai nuo prieš tai atliktų eksperimentų, kai zonuojanti plazma buvo skenuojama y ašimi.

Kaip matome **22 pav.**, skirtingai nuo nepaveiktų erdvinių spektrų, esant statmenai plazmai, matoma profilių asimetrija tarp x ir y skenavimo krypčių. Asimetrija aiškiai matoma, kai statmena plazma yra viename iš minimumų y ašies atžvilgiu. Skenuojant x ašimi erdvinis spektras išlieka panašus, tačiau skenuojant y kryptimi aiškiai matomas simetriškas THz signalo kritimas. Taip pat statmenai plazmai esant už pagrindinės plazmos ir centruotai x ir y ašių atžvilgiu, išilgai x ašies matomas bendras energijos kritimas, kuris beveik nepasireiškia išilgai y ašies.

Kita vertus, kai statmena plazma yra centruota prieš pagrindinį filamentą, išilgai x ašies matomi 4 maksimumai, skirtingai nuo nepaveiktojo erdvinio spektro, kuriame matomi 2 maksimumai. Atliekant skenavimą y ašies atžvilgiu, taip pat matomi 2 minimumai bei mažesnis THz signalo lygis bei sumažėjęs skėsties kampas. Šie faktai patvirtina prielaidą, jog skirtingose z ašies vietose veikia skirtingi reiškiniai: prieš pagrindinį filamentą statmena plazma modifikuoja bichromatinio impulso erdvines savybes bei fazinį susietumą, taip darydami įtaką terahercinės spinduliuotės generavimo efektyvumui bei erdviniam spektrui, o filamentu gale pasireiškia plazmos sugertis ir ekranavimas.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Naudojant bichromatinius femtosekundinius lazerio impulsus ir fokusuojant juos ore, buvo efektyviai generuojama THz dažnio spinduliuotė ir iširtos jos erdvinės bei dažninės savybės.
2. Interferencinio THz signalo Furjė transformacija parodė, kad ore generuojamos terahercinio dažnio spinduliuotės spektras apima sritį tarp 0,1 ir 60 THz. Keičiant žadinimo energiją generuojamos THz spinduliuotės spektras praktiškai nekinta.
3. Papildoma iš anksto sukurta plazma gali iš esmės pakeisti THz spinduliuotės generavimo sąlygas bei generuojamos spinduliuotės erdvines bei spektrines savybes: erdvėje ir laike sutapus žadinimo ir zonduojantiems impulsams, generuojamos THz spinduliuotės galios sumažėjimas gali siekti iki 22%. Didinant vėlinimą tarp šių impulsų THz signalo galia palaipsniui atsistato ir pradinę vertę pasiekia po kelių šimtų pikosekundžių.
4. Registruojant plačiajuostės THz dažnio spinduliuotės spektro pokyčius, indukuotus papildomai lazerio impulsais sukurta plazma, galima tiesiogiai išmatuoti šios plazmos parametrus: plazmos dažnį ir plazmos dalelių koncentraciją.

## Literatūros sąrašas

- [1] S. Backus, J. Peatross, Z. Zeek, A. Rundquist, G. Taft, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, 16-fs, 1- $\mu$ J ultraviolet pulses generated by third-harmonic conversion in air, *Opt. Lett.*, **21**(9), 665-667, (1996), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.21.000665>
- [2] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S.L. Chin, C.M. Bowden, Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (14), (2002), <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.143901>
- [3] A. Krotkus, „Terahercai – elektromagnetinių bangų spektro „plėšiniai“, *Ryšių technikos naujienos* 1, (2003), <http://rtn.elektronika.lt/rtn/0301/terahercai.html>
- [4] E. Pickwell and V. P. Wallace, Biomedical applications of terahertz technology, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, (2006), <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/39/17/R01>
- [5] M. K. Choi, A. Bettermann and D. W. van der Weide, Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **362**, 337–349, (2004), <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2003.1319>
- [6] I. Duling and D. Zimdars, TD-THz systems offer flexible, turnkey imaging solutions, *Laser Focus World*, **43** (4), (2007), <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-43/issue-4/features/terahertz-imaging-compact-td-thz-systems-offer-flexible-turnkey-imaging-solutions.html>
- [7] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, *Opt. Lett.*, **25**, 1210–12, (2000), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.25.001210>
- [8] T. Löffler, M. Kreß, M. Thomson, T. Hahn, N. Hasegawa and H. G. Roskos, Comparative performance of terahertz emitters in amplifier-laser-based systems, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S134–41, (2005), <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/20/7/003>
- [9] V. Pyragaitė, V. Smilgevičius, K. Steponkevičius, B. Makauskas and V. Vaičaitis, Phase shifts in terahertz wave generation by tightly focused bichromatic laser pulses, *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**(7), 1430 – 1435, (2014), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.31.001430>
- [10] K. Reimann, Table top sources of ultrashort THz pulses, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1597-1632 (2007), <http://stacks.iop.org/RoPP/70/1597>
- [11] D. H. Auston, Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon, *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 101 – 03, (1975), <http://dx.doi.org/10.1063/1.88079>

- [12] Y. R. Shen, Recent advances in nonlinear optics, *Rev. Mod. Phys.*, **48**, 1 – 32, (1976), <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.48.1>
- [13] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor and G. Rodriguez, Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields, *Opt. Express*, **15**, 4577 – 4584, (2007), <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.004577>
- [14] M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos, Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves, *Opt. Lett.*, **29**, 1120-1122, (2004), <http://dx.doi.org/10.1364/OL.29.001120>
- [15] Ki-Yong Kim, Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions, *Phys. Plasmas*, **16**, (2009), <http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3134422?ver=pdfcov>
- [16] D. Dietze, J. Darmo, S. Roither, A. Pugzlys, J. N. Heyman, and K. Unterrainer, Polarization of terahertz radiation from laser generated plasma filaments, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, (2009), <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.26.002016>
- [17] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Opt. Lett.*, **20**(1), 73–75, (1995), <https://www.osapublishing.org/ol/viewmedia.cfm?uri=ol-20-1-73&seq=0&html=true>
- [18] J. Peatross, S. Backus, J. Zhou, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, Spectral-spatial measurements of fundamental and third-harmonic light of intense 25-fs laser pulses focused in a gas cell, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**(1), 186-192, (1998), <https://www.osapublishing.org/josab/viewmedia.cfm?uri=josab-15-1-186&seq=0&html=true>
- [19] X. Xie, J. Dai, X.-C. Zhang, Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air, *Phys. Rev. Lett.* **96**(7), 075005-1-075005-4 (2006), <http://dx.doi.org/10.1063/1.114909>
- [20] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd. ed. (Academic Press, San Diego, 2007), <http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/404/Boyd%20Nonlinear%20Optics,%20Third%20Edition.pdf>
- [21] D. H. Auston, K. P. Cheung and P. R. Smith, Picosecond photoconducting Hertzian dipoles, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 284 – 6, (1984), <http://dx.doi.org/10.1063/1.95174>
- [22] Q. Wu and X. C. Zhang, Free-space electro-optic sampling of terahertz beams, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3523 – 5, (1995), <http://dx.doi.org/10.1063/1.114909>



- [23] W. Zouaghi, M. D. Thomson, K. Rabia, R Hahn, V. Blank and H. G. Roskos, Broadband terahertz spectroscopy: principles, fundamental research and potential for industrial applications, *J.Phys.*, **34**(6), <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0143-0807/34/6/S179#artAbst>
- [24] Eltec Instruments, Inc, Introduction to Pyroelectric Detectors, [http://www.aldebaran.cz/bulletin/2015\\_40/ELTECdata100.pdf](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2015_40/ELTECdata100.pdf)
- [25] G. B. Armen, *Phase sensitive detection: the lock-in amplifier* (Tennessee, 2008), <http://www.phys.utk.edu/labs/modphys/lock-in%20amplifier%20experiment.pdf>
- [26] NIST Physical Measurement Laboratory, <http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASD/lines1.pl>
- [27] J. Zhao, Zhang, T. Wu, C. Zhang, Y. Zhao, "Terahertz wave absorption via preformed air plasma," *Opt. Commun.* **380**, 87-90 (2016).  
<http://spie.org/Publications/Journal/10.1117/1.OE.54.4.046104?print=2&SSO=1>
- [28] Jayashis Das and Masashi Yamaguchi, "Terahertz wave excitation from preexisting air plasma," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 1595-1600 (2013).  
<https://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-30-6-1595>

## Santrauka

Darbo metu buvo surinktos terahercinio dažnio spinduliuotės, žadinamos ore bichromatiniais femtosekundiniais lazerio impulsais, generacijos ir detekcijos schemos. Išmatuoti interferenciniai signalai buvo apdoroti ir apskaičiuotas terahercinės spinduliuotės spektras, kuris apima sritį nuo 0.1 iki 60 THz. Erdviniai matavimai atskleidė būdingą kūginę terahercų dažnio spinduliuotės struktūrą. Išmatuotas skėsties kampas yra apie 5 laipsnius. Taip pat buvo atlikti matavimai su zonduojančiuoju pluoštu. Keičiant zonduojančios plazmos vėlinimą žadinančio impulso atžvilgiu buvo išmatuotas THz signalo kritimas bei atsistatymas. Nustatyta, kad papildoma iš anksto sukurta plazma gali iš esmės pakeisti THz spinduliuotės generavimo sąlygas bei generuojamos spinduliuotės erdvines bei spektrines savybes: erdvėje ir laike sutapus žadinimo ir zonduojantiems impulsams, generuojamos THz spinduliuotės galios sumažėjimas gali siekti iki 25%. Taip pat, didinant vėlinimą tarp šių impulsų THz signalo galia palaipsniui atsistato ir pradinę vertę pasiekia po kelių šimtų pikosekundžių. Registruojant plačiajuostės THz dažnio spinduliuotės spektro pokyčius, indukuotus papildomai lazerio impulsais sukurta plazma, galima tiesiogiai išmatuoti šios plazmos parametrus: plazmos dažnį ir plazmos dalelių koncentraciją. Skenuojant pagrindinį filamentą zonduojančiąja plazma buvo užfiksuotas kūginis terahercinės spinduliuotės profilis, kuris atitiko ankstesnius rezultatus. Beto, buvo nustatyta kad skirtingose pagrindinio filamento vietose zonduojanti plazma daro skirtingą įtaką: filamento pradžioje statmena plazma sukelia kaupinimo impulso difrakciją, o filamento pabaigoje ekranuoja terahercų dažnio spinduliuotę.

## Summary

Karolis Adomavičius

Research of spectral and spatial properties of terahertz radiation generated in the air using femtosecond laser pulses

During the research, the THz frequency radiation was generated focusing bichromatic femtosecond laser pulses in the air and then detected. The measured interference signals were processed and the terahertz radiation spectrum was calculated, with a range of 0,1 to 60 THz. Spatial measurements revealed the characteristic cone structure of the terahertz radiation. The measured angle of inclination is 5 degrees. Measurements with probing filament were also carried out. Performing spatial measurements with a probe impulse revealed that different processes occur in different plasma sites during the generation of THz: in the front of the filament probing plasma diffracts pump pulse, while at the end of the filament THz radiation is screened by probing plasma. Moreover, the spatial THz radiation profiles measured and depending on preformed plasma position spatial asymmetry between x and y axis was registered. Changing the delay between probing plasma and pump pulse terahertz radiation signal change was observed. Spectral attenuation of THz radiation dependence on delay of preplasma was registered and cut-off points were calculated. This approach led to a direct measurement of plasma frequency and particle concentration in the plasma.