

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
Lazerinių tyrimų centras

Vakaris Lekas

**DIDELIU PASIKARTOJIMO DAŽNIU ŠVIESOS GIJŲ INDUKUOTO LIEKAMOJO
SUŽADINIMO ORE TYRIMAS**

MAGISTRANTŪROS STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Vakaris Lekas

Darbo vadovas

Dr. Balys Momgaudis

Lazerinių Tyrimų Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	3
1. Literatūros apžvalga	4
1.1 Rentgeno spindulių generacijos mechanizmas	4
1.2 Pluošto difrakcija	6
1.3 Netiesiniai efektai	7
1.4 „Thermal blooming“ efektas	12
1.5 Šilumos pernašos mechanizmai ore: laidumas ir konvekcija	13
1.6 Žadinimo-zondavimo eksperimentas	14
1.7 Fazinis vaizdinimas	16
1.8 Ankstesni tyrimai su X-ray generacija	19
2. Metodinė dalis	21
2.1 Matavimo schema ir įranga	21
3. Rezultatai ir jų aptarimas	25
Išvados	40
Literatūra	41
Summary	44
Santrauka	45

Ivadas

Pastaraisiais metais vis daugiau dėmesio skiriama ultratrumpųjų lazerio impulsų generuojamos rentgeno spinduliuotės šaltinių tyrimams [1]. Tokie šaltiniai ypač perspektyvūs kuriant rentgeno emisijos sistemas, tinkamas naudoti spektroskopijoje, medžiagų analizėje ir nuotoliniame zondavime [2]. Viena iš aktualių tyrimo krypčių – šių šaltinių išnaudojimas didesniais atstumais, naudojant filamentacijos reiškinį, leidžiantį išlaikyti didelį spinduliuotės intensyvumą atmosferoje [3,4,5].

Siekiant efektyviai išnaudoti filamentacijos metu generuojamą plazmą kaip nuotolinį rentgeno spinduliuotės šaltinį, reikia detaliai charakterizuoti šio proceso metu vykstančią elektronų plazmos sąveiką [6]. Tai ypač svarbu dėl to, kad naudojant filamentaciją registruojami rentgeno signalai dažnai būna silpni ir jautrūs eksperimentinėms sąlygoms [6], todėl būtina suprasti veiksnius, lemiančius jų intensyvumą ir stabilumą [7]. Vienas iš esminių parametrų, turinčių tiesioginę įtaką lazerio ir medžiagos sąveikai, yra lazerio impulsų pasikartojimo dažnis [7,8].

Šio darbo tikslas yra ištirti filamentu skatinamos rentgeno spinduliuotės generacijos efektyvumą, naudojant 220 fs trukmės, 1030 nm centrinio bangos ilgio lazerio impulsus esant 4 kHz pasikartojimo dažniui ir ištirti dideliu (didesnį nei 1 kHz) pasikartojimo dažniu šviesos gijų indukuotą liekamąjį sužadinimą ore, naudojant 70 fs trukmės, 800 nm centrinio bangos ilgio lazerio impulsus esant 1 kHz pasikartojimo dažniui. Siekama įvertinti, kaip dažnio kitimas veikia rentgeno emisijos intensyvumą, stabilumą ir atsikartojamumą. Toks matavimas yra aktualus tolimesnių rentgeno generacijos eksperimentų sąlygų parinkimui.

Tokio tipo emisijos šaltiniai turi potencialo būti panaudoti objektų identifikavimui ore, pavyzdžiui nuotoliniam plazmos generavimui atmosferoje, be būtinybės tiesiogiai kontaktuoti su taikiniu. Galimas pritaikymas – palydoviniai žemės atmosferos tyrimai, kai didelių nuotolių sąlygomis reikalingas lokalus plazmos sukūrimas ir analizė be fizinio kontakto su bandiniu [9,10].

1. Literatūros apžvalga

1.1 Rentgeno spindulių generacijos mechanizmas

Rentgeno spinduliai (X-rays) yra aukštos energijos fotonai, kurių bangos ilgis siekia nuo kelių nanometrų iki kelių dešimčių pikometrų, o energijos diapazonas yra nuo kelių šimtų eV iki šimtų keV [11]. Vienas efektyviausių metodų generuoti tokią spinduliuotę – sąveika tarp didelės kinetinės energijos elektronų ir medžiagos atomų.

Rentgeno spindulių generacijos pradinis etapas yra aukštos energijos elektronų gavimas. Elektronai yra greitunami lazerio spinduliuotės elektromagnetiniu lauku, taip įgaudami kinetinę energiją. Naudojant femtosekundinius impulsinius lazerius, kurie pasižymi dideliu pikiniu intensyvumu ($>10^{14}$ W/cm²), metalo paviršiuje susidaro plazma [12]. Plazmos susidarymas inicijuojamas ultratrumpų impulsų, fokusuojant į metalinį bandinį, kur elektronai išplėšiami iš gardelės atomų taip sukurdami laisvų elektronų ir jonų mišinį. Dėl šios sąveikos susidaro plazma, kurioje laisvieji elektronai įgyja didelę kinetinę energiją. Energijos dydis priklauso nuo lazerio impulso intensyvumo ir trukmės. Šie aukštos energijos elektronai toliau sąveikauja su gardelės atomais bei branduoliais, taip sukeldami medžiagos jonizaciją ir rentgeno spinduliuotės generaciją.

Rentgeno spinduliuotę galima gauti dviem pagrindiniais būdais: Bremsstrahlung (stabdymo) rentgeno spinduliuote ir charakteringąja rentgeno spinduliuote.

Bremsstrahlung (stabdymo) rentgeno spinduliuotė atsiranda dėl greitai judančių elektronų sąveikos su atomų branduoliais. Elektronams sąveikaujant su branduolių elektriniu lauku, jie praranda dalį kinetinės energijos dėl stipraus greičio ir judėjimo krypties pokyčių, kitaip sakant stabdymo proceso. Šis staigus elektronų greičio pokytis sukelia elektromagnetinių bangų emisiją rentgeno diapazone [13].

Rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumui yra svarbus laisvojo lėkio kelias. Tai vidutinis atumas, kurį elektronas praeina prieš sąveikaudamas su atomo branduoliu ar kitu sklaidos centru. Matematiškai aprašomas:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (1.1)$$

kur λ – laisvojo lėkio kelias, n – bandinio dalelių tankis, σ – sklaidos (stabdymo ar sąveikos) skerspjūvis.

Rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumą lemia ne tik elektronų sąveikos dažnis (nusakomas laisvojo lėkio keliu), bet ir jų energijos pasiskirstymas. Elektronų energijos pasiskirstymas aprašomas Boltzmann'o pasiskirstymu, pagal kurį tik nedidelė dalis elektronų įgyja pakankamai didelę kinetinę energiją, kuri yra reikalinga rentgeno fotonų generacijai, vykstant stabdymo ar charakteringosios emisijos procesams.

Vienas iš metodų padidinti aukštos energijos elektronų kiekį plazmoje yra vadinamasis wakefield efektas. Tai reiškiny, kuomet intensyvi lazerio spinduliuotė sukuria stiprius elektrinius laukus plazmoje, kurie ženkliai įgreitina elektronus iki didesnių kinetinių energijų nei tos, kurios gaunamos tiesiogiai elektrinio lauko sąveikoje su atomais. Dėl šios priežasties wakefield efektas gali reikšmingai padidinti rentgeno emisijos tikimybę lyginant su tuo, kas būtų tikėtina remiantis vien įprastu Boltzmann'o energijos pasiskirstymu.

Reikia atsižvelgti į bandinio tankį – jei sąveikos atstumas yra trumpas dėl molekulių tankio, X-ray generacija taip pat gali būti slopinama, nes elektronai greitai praranda energiją be efektyvios fotonų spinduliuotės. Rentgeno spinduliuotės generacija yra neefektyvi ore, nes mažas atomų tankis lemia labai ilgą laisvojo lėkio kelią (λ), todėl elektronai retai sąveikauja su branduoliais. Tuo tarpu kietuose bandiniuose, tokiuose kaip plienas, varis ir t.t., atomų tankis per didelis, o laisvojo kelio ilgis yra per trumpas, kad vyktų efektyvi stabdymo spinduliuotė. Todėl efektyviausia rentgeno generacija vyksta tada, kai sunkiojo metalo atomai (branduoliai) yra išsklaidyti ore ar plazmoje, užtikrinant optimalų tankį, kuris vienu metu yra pakankamai didelis efektyviam elektronų stabdymui, bet ir leidžiantis elektronams įgyti pakankamai aukštas energijas rentgeno generacijai.

Bremsstrahlung spinduliuotės spektras yra tolydus, nes elektronų kinetinės energijos praradimas gali būti įvairaus dydžio, nuo mažo energijos sumažėjimo iki visiško sustojimo. Maksimali generuojamų rentgeno fotonų energija sutampa su elektronų kinetine energija, kurią jie turėjo prieš stabdymą:

$$h\nu_{max} = eU, \quad (1.2)$$

kur $h\nu_{max}$ yra maksimali fotono energija, e – elektronų krūvis, o U – greitinančio lauko potencialų skirtumas [14].

Charakteringoji rentgeno spinduliuotė yra susijusi su elektronų perėjimais tarp atominių lygmenų, atsirandančiais po elektronų jonizacijos. Aukštos energijos elektronai išmeta vidinių K, L ar M sluoksnių

elektronus, palikdami atomus sužadintoje būsenoje. Elektronams pereinant iš aukštesnių energinių lygmenų į susidariusias laisvas vietas žemesniuose lygmenyse, išspinduliuojama kvantuotos energijos rentgeno spinduliuotė [15].

Emisijos linijos $K\alpha$ ar $K\beta$ turi konkrečią energiją, kuri yra būdinga atomui ir yra aprašoma formule:

$$E = h\nu = R_h c Z_{eff}^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.3)$$

Kur R_h - Ridbergo konstanta, Z_{eff} – efektyvusis branduolio krūvis, n ir m – elektronų pradiniai ir galutiniai energijos lygiai, c – šviesos greitis [16].

Lazerinės elektronų plazmos sąlygomis abu prieš tai aprašyti mechanizmai veikia vienu metu. Ultratrumpų femtosekundinių lazerio impulsų energija koncentruojama į labai mažą plotą, sukuriant plazmą, kurioje elektronų kinetinės energijos yra labai aukštos. Šios sąlygos užtikrina intensyvios Bremsstrahlung spinduliuotės susidarymą bei aiškias charakteringas emisijos linijas.

Lazerio impulsų indukuojami rentgeno spinduliuotės šaltiniai, veikiantys su aukštais pasikartojimo dažniais susiduria su svarbia eksperimentine problema – kiekvienas lazerio impulsas lokaliai pažeidžia bandinio paviršių, todėl vėlesni impulsai jau pataiko į paveiktą nehomogenišką medžiagą. Tokia situacija lemia neaiškias ir sunkiai interpretuojamas plazmos generavimo ir rentgeno emisijos sąlygas. Dėl paviršiaus pažeidimų atsiranda įvairūs plazminiai dariniai, oksidai ar lydiniai, dėl ko bandinys neturi pastovių ir gerai kontroliuojamų savybių. Todėl siekiant užtikrinti vienodas eksperimento sąlygas ir atkuriamus rezultatus, būtina, kad kiekvienas lazerio impulsas pataikytų į vis švarią, gerai charakterizuotą bandinio vietą. Tai pasiekama naudojant rotuojančią ar transliuojamą bandinio sistemą, užtikrinančią, kad kiekvienas impulsas būtų nukreiptas į nepažeistą paviršių.

1.2 Pluošto difrakcija

Ultratrumpųjų femtosekundinių lazerinių impulsų sąveika su atmosferos dujomis ar metaliniais bandiniais pasižymi sudėtingais fizikiniais reiškiniais, tokiais kaip difrakcija, smūginės bangos formavimasis, filamentacija ir netiesinės optikos reiškiniais – Kerr'o efektas, daugiafotonė sugertis, atmosferos jonizacija bei defokusacija.

Difrakcija yra fundamentinis bangų reiškinys, atsirandantis dėl šviesos ar kitos elektromagnetinės spinduliuotės banginės prigimties. Fizikine prasme difrakcija reiškia bangos fronto išplitimą arba išsklaidymą erdvėje, sklindant pro baigtinių matmenų apertūrą ar aplink kliūtis, taip pat dėl lazerio pluošto baigtinio skersmens.

Matematiškai difrakcijos reiškinys yra aprašomas Hiuigenso-Frenelio principu: kiekvienas bangos fronto taškas tampa nauju antrinių bangų šaltiniu, o visų antrinių bangų interferencija lemia naujo bangos fronto formavimąsi [17].

Dėl difrakcijos lazerio pluoštas palaipsniui plėtėja, sumažėja intensyvumas, o jo skersmuo didėja proporcingai atstumui nuo pradinio fokusavimo ar apertūros. Jeigu pluoštas yra Gauso formos, tai jo skersmuo didėja:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2}, \quad (1.4)$$

kur $\omega(z)$ – pluošto skersmuo atstume z , ω_0 – pradinis pluošto skersmuo fokusavimo vietoje, λ – bangos ilgis.

Kadangi dėl difrakcijos lazerio pluoštas natūraliai plėtėja, todėl jo intensyvumas mažėja, o tai neleidžia išlaikyti ilgalaikių didelių energijos tankių ar atstumų didesniuose atstumuose nuo lazerio šaltinio. Difrakcija taip pat nulemia mažiausią taško dydį, kurį galima pasiekti fokusuojant lazerio pluoštą. Todėl atliekant optinius eksperimentus su lazeriais reikia atsižvelgti į šį procesą ir parinkti optimalų atstumą arba kompensuoti difrakciją kitais būdais.

1.3 Netiesiniai efektai

Šviesos pluoštų fokusavimasis taikomas įvairiose srityse, įskaitant skaidrių medžiagų lazerinį apdirbimą (pjovimą), suvirinimą, taip pat netiesinėje optikoje ir didelio intensyvumo lazerinės fizikos tyrimuose. Tačiau jeigu spinduliuotės intensyvumas nėra kontroliuojamas, fokusavimasis gali pakenkti sistemos optiniams komponentams ir medžiagoms.

Šviesos pluošto savaiminis fokusavimasis vyksta tada, kai intensyvi šviesos spinduliuotė susifokusuoja dėl terpės, kuria ji sklinda, netiesinių optinių savybių. Kitaip tariant pluoštas pakeisdamas medžiagos savybes ją padaro lęšiška terpe [18].

Kai didelio intensyvumo lazerio spinduliuotė sklinda per terpę, pvz. dujas, skysčius ir kristalus, tai atsiranda terpės lūžio rodiklio pokytis $n_2 I$, kuris pradeda iškreipti lazerio spinduliuotės bangos frontą. Netiesinėje optikoje visų medžiagų lūžio rodiklis priklauso nuo krintančios spinduliuotės intensyvumo. Ši priklausomybė yra išreiškiama kaip (1.5)

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.5)$$

čia n_0 – tiesinis, o n_2 yra netiesinis medžiagos lūžio rodikliai, I – intensyvumas. Abu medžiagos lūžio rodikliai yra svarbios medžiagos charakteristikos. Lūžio rodiklis n_2 atsiranda iš to, kad intensyvus laukas izotropinėje terpėje kuria poliarizuojamumą (1.6 formulė), t.y. dėl šviesos elektrinio lauko yra deformuojami medžiagos elektronų debesėliai. Šis reiškinys yra vadinamas Kerr'o efektu. Tai sukelia netiesinį medžiagos atsaką į spinduliuotę ir dėl to atsiranda netiesinis lūžio rodiklis.

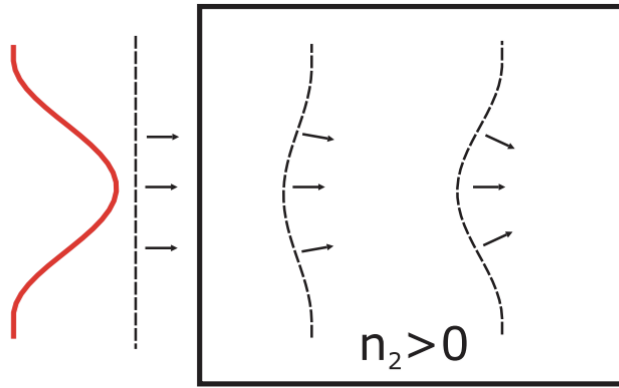
$$P(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(\omega) + 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} |E(\omega)|^2 E(\omega) \equiv \varepsilon_0 \chi_{eff} E(\omega), \quad (1.6)$$

čia $\chi^{(1)}$ – tiesinis jautris, ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, $\chi^{(3)}$ – kūbinis jautris.

Netiesinis lūžio rodiklis gali būti ir teigiamas ir neigiamas. Jeigu $n_2 > 0$, tada kuo šviesos pluošto intensyvumas bus didesnis, tuo medžiaga labiau pradės fokusuoti, t.y. veikti kaip glaudžiamasis lęšis, o jeigu $n_2 < 0$, tada medžiaga veiks kaip sklaidomasis lęšis ir vyks pluošto defokusavimas. Šviesos fokusavimuisi svarbi kritinė fokusavimosi galia P_{cr} , o ne intensyvumas. Kritinė fokusavimosi galia priklauso nuo bangos ilgio, tiesinio ir netiesinio lūžio rodiklių:

$$P_{cr} = \frac{3,77 \lambda^2}{8 \pi n_0 n_2}. \quad (1.7)$$

Kai $P < P_{cr}$, tada šviesos pluoštui sklindant per medžiagą fokusavimasis neatsveria difrakcijos ir pluošto matmenys didėja. Kai $P = P_{cr}$, tada pluošto fokusavimasis tiksliai atsveria pluošto difrakciją ir pluoštas sklinda medžiaga nekeisdamas savo matmenų. Kai $P > P_{cr}$, tada yra iškreipiamas pluošto fazinis frontas ir vyksta fokusavimasis (žr. 1 pav.) į labai mažą diametrą (5-10 mikronų).



1 pav. Fokusavimo reiškinys. Šviesos pluošto bangos fronto iškraipymai. Adaptuota pagal [18].

Kai lazeris yra nuolatinės veikos, kritinė fokusavimo galia yra MW eilės. Impulsiniame lazeryje fokusavimas galima pasiekti su smailine galia:

$$P_{peak} = \frac{E}{t_p}, \quad (1.8)$$

čia E – impulso energija, t_p – impulso trukmė.

Dėl netiesinio fokusavimo realus židinio taškas gali pasislinkti ar susiaurėti labiau nei prognozuojama pagal tiesinę optiką ir tai gali sukelti eksperimentinį neapibrėžtumą, į kurį reikia atsižvelgti.

Esant pakankamai dideliame spinduliuotės intensyvumui, didėja tikimybė medžiagai ar terpei sugerti keletą fotonų vienu metu. Netiesinė sugertis yra stebima optinio pralaidumo priklausomybė nuo intensyvumo. Daugiafotonė sugertis yra svarbus veiksnys, kuris riboja ultratrumpų impulsų generacijos efektyvumą. Tokia sugertis įvyksta, kai intensyvi lazerio spinduliuotė jonizuoja terpę t.y. sukuriama laisvi elektronai ir laisvų elektronų plazma, kurios yra neigiamas ir ši plazma defokusuoja spinduliuotę. Tai reiškia, jog intensyvumas yra apribojamas ir pluoštas negali fokusuotis iki mažesnio diametro.

Femtosekundinių lazerių impulsų atveju, kai jų intensyvumas viršija kritinę ribą (apie 10^{13} W/cm^2) ore, gali įvykti kelių fotonų absorbcija vienu metu, dėl kurios molekulės pereina iš pagrindinės į jonizuotą būseną. Kad šis procesas įvyktų, sugertų fotonų suminė energija turi būti didesnė už jonizacijos energiją E_{jon} konkrečiam atomui ar molekulei:

$$n \cdot h\nu \geq E_{jon}, \quad (1.9)$$

kur n – fotonų skaičius, reikalingas jonizacijai, $h\nu$ – vieno fotono energija, E_{jon} – terpės atomų ar molekulių jonizacijos energija. Po jonizacijos metu susidariusių pradinių laisvųjų elektronų prasideda griūtinė jonizacija. Šis jonizacijos būdas vyksta, kai jau egzistuojantys laisvieji elektronai, įgreitinti lazerio elektromagnetinio lauko, įgyja pakankamai didelę kinetinę energiją, kad susidūrę su neutraliais atomais ar molekulėmis, juos jonizuodų ir sukurtų papildomas elektronų-jonų poras. Šis procesas yra eksponentinis ir leidžia pasiekti efektyvią X-ray spinduliuotės generaciją.

Atmosferos ore pagrindiniai jonizacijos objektai yra azoto (N_2) ir deguonies (O_2) molekulės, kurių jonizacijos energijos atitinkamai yra $\sim 15,58$ eV ir $12,06$ eV. Jeigu lazerio impulsai yra 1030 nm bangos ilgio, tai vieno fotono energija yra apie $1,2$ eV. Taigi, daugiafotonei jonizacijai deguonies atveju reikia mažiausiai 11 fotonų.

Intensyvi lazerinė spinduliuotė jonizuoja medžiagos molekules ar atomus taip sudarant laisvųjų elektronų plazmą. Ši plazma turi mažesnę lūžio rodiklį nei aplinkinė terpė, o toks skirtumas iš esmės keičia optines sąlygas, lemiančias lazerinio pluošto sklidimą. Kitaip sakant lazerio pluoštas pradeda keisti savo matmenis – jis pradeda skėstis (defokusuotis). Šis reiškinys vadinamas plazmine defokusacija. Šis efektas gali būti matematiškai aprašytas per plazmos lūžio rodiklį:

$$n_{plazma} = \sqrt{1 - \frac{N_e}{N_{krit}}}, \quad (1.10)$$

kur n_{plazma} – efektyvus plazmos lūžio rodiklis, N_e – laisvųjų elektronų tankis (jonizacijos metu susidariusios plazmos elektronų koncentracija), N_{krit} – kritinis elektronų tankis, kuris priklauso nuo lazerio spinduliuotės dažnio. Dėl šios priežasties, intensyviai jonizuota plazmos sritis veikia kaip neigiamas lęšis, kuris išsklaido lazerio pluoštą, neleisdamas jam toliau fokusuotis į siauresnį tašką.

Plazmos optinės savybės tiesiogiai susijusios su laisvųjų elektronų kolektyviniu svyravimo dažniu – plazmos dažniu:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (1.11)$$

kur N_e – laisvųjų elektronų tankis, e – elektrono krūvis, ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, m_e – elektrono masė. Elektromagnetinė banga (lazerio spinduliuotė) plazmoje gali skliti tik tada, kai jos kampinis dažnis ω viršija plazmos dažnį ($\omega > \omega_p$). Kai $\omega \leq \omega_p$, plazmos rodiklis tampa menamas (banga nesklinda) ir plazma įgauna „metališką“ savybių – atspindi krintančią spinduliuotę. Ši riba atitinka kritinį elektronų tankį:

$$N_{krit} = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}. \quad (1.12)$$

PHAROS lazeriui ($\lambda = 1030$ nm) $f = c/\lambda \approx 2,91 \cdot 10^{14}$ Hz, todėl $\omega = 2\pi f \approx 1,83 \cdot 10^{15}$ rad/s, o kritinis tankis: $N_{krit}(1030 \text{ nm}) \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [19]. Femtosekundinių impulsų sukeltoje oro plazmoje elektronų tankis paprastai yra keliais šimtais kartų mažesnis, tipinė eilė $N_e \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [2,20]. Net esant $N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, elektronų plazmos dažnis yra $f_p \approx 8,98 \cdot 10^3 \sqrt{N_e} \approx 9 \cdot 10^{12}$ Hz, $\omega_p \approx 2\pi f \approx 5,6 \cdot 10^{13}$ rad/s, todėl $\omega > \omega_p$. Vadinasi plazma ore yra per mažo tankio ir lazerio spinduliuotės neatspindi, o didžioji dalis nuostolių atsiranda dėl sugerties ir sklaidos.

Šviesos filamentacija yra kitas netiesinės optikos reiškiny, kuris apjungia kelis prieš tai aprašytus fizikinius reiškinius. Filamentacija susidaro terpėje dėl dviejų priešingai veikiančių netiesinių fizikinių efektų. Savaiminio fokusavimosi atveju (Kerr'o efekto), netiesinis lūžio rodiklis didėja priklausomai nuo intensyvumo pokyčio. Didėjant intensyvumui pluoštas fokusuojasi į vis mažesnę pluošto diametrą, kol galiausiai šį efektą pradeda riboti daugiafotonė sugertis – vyksta oro jonizacijos procesas ir atsiranda elektronų debesėlis su neigiamu lūžio rodikliu ir pluoštas pradeda defokusuotis. Atsiranda balansas tarp savifokusavimosi ir defokusacijos, susikuria plona plazminė struktūra – filamentas. Filamentacijos metu susidaro nuo kelių šimtų mikrometrų iki milimetrų skersmens plazminiai kanalai, kurie gali tęstis nuo kelių centimetrų iki kelių metrų ar net ilgesnių atstumų atmosferos terpėje. Filamentacijos susidarymas lemia tai, kad dalis energijos išsiskiria pakeliui, dėl ko sumažėja rentgeno ir UV emisijos signalas.

Dar vienas svarbus procesas, kuris vyksta po jonizacijos yra smūginės bangos formavimasis. Kai susikuria laisvų elektronų debesėlis (plazma), toje vietoje greitai padidėja temperatūra ir slėgis, dėl ko molekulės gauna mechaninį impulsą, pradėdamos staigiai judėti ir išstumdamos aplinkinę terpę. Kitaip sakant vyksta energijos pernaša į aplinkines molekules. Staigus molekulių judėjimas sudaro intensyvų slėgio frontą, kuris ir yra vadinamas smūgine banga. Ji pasireiškia kaip labia plonas frontas, kuriame

staigiai keičiasi terpės tankis, slėgis, temperatūra ir greitis. Smūginė palaipsniui slopsta, perduodama energiją vis tolimesnei aplinkinei terpei. Smūginė banga gali paveikti šalia esančią terpę ar bandinį, sukeldama vietinių savybių netolygumus, kas gali lemti skirtingą plazmos formavimąsi kiekvienam impulsui.

Kitas svarbus reiškinys, kuris gali pasireikšti lazerio sąveikoje su oru ar kita dujine terpe, yra šiluminio kanalo susiformavimas. Tai procesas, kai dėl stipraus lazerio impulsų sugerto šilumos kiekio ore susidaro lokalus mažesnio tankio kanalas, kuris priklausomai nuo pasikartojimo dažnio gali nespėti išnykti tarp impulsų. Tai papildomai daro įtaką netiesinei sąveikai – mažinant oro tankį tuo pačiu keičiasi ir tiesinis ir netiesinis lūžio rodiklis. Šis reiškinys taip pat turės įtakos jonizacijai, nes dėl sumažėjusio oro tankio didėja laisvojo lėkio kelias – elektronai rečiau sąveikauja su atomais, todėl gali įgyti didesnę kinetinę energiją, reikalingą efektyvesnei jonizacijai bet rentgeno spinduliuotės generacijai.

1.4 „Thermal blooming“ efektas

„Thermal blooming“ – reiškinys, pasireiškiantis intensyviai lazerio spinduliuotei sklindant dujine terpe (pvz. oru), kai dalis spinduliuotės energijos yra sugerama terpėje ir virsta šilumine energija. Dėl šios energijos pernašos lokaliai padidėja dujų terpės temperatūra ir tai lemia tankio sumažėjimą ir atitinkamą lūžio rodiklio pokytį [21,22]. Kadangi oro lūžio rodiklis yra proporcingas molekulių tankiui, įkaitusi sritis tampa optiškai retesnė ir pradeda veikti kaip sklaidomasis lęšis.

„Thermal blooming“ reiškinys ypač aktualus naudojant didelės vidutinės galios arba didelio pasikartojimo dažnio lazerius. Jeigu laiko tarpas tarp impulsų yra trumpesnis nei būdingas šilumos difuzijos ar konvekcijos laikas ore, įkaitinta sritis nespėja atvėsti. Taip susiformuoja kvazistacionarus mažesnio tankio kanalas, kuris išlieka daugelio impulsų metu ir daro kumuliacinį poveikį lazerio pluošto sklidimui [12].

Esant dideliame lazerio intensyvumui, dominuoja netiesinė sugertis susijusi su daugiafotone jonizacija. Šio proceso metu oro molekulės (N_2 ir O_2) sugeria keliatą fotonų vienu metu. Jeigu jų suminė energija viršija jonizacijos energiją, taip yra sukuriami laisvieji elektronai [18]. Susidarę elektronai, sąveikaudami su lazerio elektromagnetiniu lauku, gali būti papildomai įgreitinami ir per susidūrimus perduoti energiją neutralioms molekulėms – sukeldami terpės kaitimą.

Be daugiafotonės sugerties, tam tikromis sąlygomis gali prisidėti ir silpna tiesinė sugertis. Ore tiesinė sugertis NIR diapazono bangos ilgiams yra maža ilgo sklidimo kelio, didelio pasikartojimo dažnio ir vidutinės galios sąlygomis, tačiau ir nedidelė sugertis gali prisidėti prie šiluminio kanalo formavimosi [23].

Susiformavęs mažesnio tankio kanalas keičia tiek tiesinius, tiek netiesinius sąveikos procesus. Mažėjant oro tankiui, mažėja tiek tiesinis lūžio rodiklis n_0 , tiek netiesinis lūžio rodiklis, kuris yra proporcingas molekulių koncentracijai [22]. Dėl „thermal blooming“ gali keistis savaiminio fokusavimosi sąlygos, kritinė fokusavimo galia ir filametacijos dinamika. Sumažėjęs tankis lemia didesnę laisvojo lėkio kelią elektronams, todėl jie gali pasiekti didesnes kinetines energijas prieš prarasdami jas susidūrimuose, kas daro įtaką jonizacijos ir plazmos formavimosi procesams.

Esant trumpam sklidimo atstumui ir stipriam geometriniam fokusavimui, „thermal blooming“ efektas yra silpnas, nes didelis intensyvumas pasiekiamas tik lokaliame regione, o sugertos energijos kiekis ore yra nepakankamas suformuoti stabilų šiluminį kanalą. Tuo tarpu didesniais sklidimo atstumais lazerio impulsai ilgą laiką sąveikauja su tuo pačiu oro tūriu, todėl net silpna sugertis gali lemti temperatūros ir tankio pokyčių kaupimąsi, reikšmingai keičiančių lazerio pluošto sklidimą ir fokusavimo sąlygas.

1.5 Šilumos pernašos mechanizmai ore: laidumas ir konvekcija

Lazerio ir oro sąveikos metu sugerta energija terpėje virsta šilumine energija, kuri vėliau yra paskirstoma per pagrindinius šilumos pernašos mechanizmus – šiluminį laidumą ir konvekciją [24]. Šių procesų efektyvumas lemia, ar lokaliai sukaupta šiluma išsisklaido tarp lazerio impulsų, ar kaupiasi ir sudaro sąlygas „thermal blooming“ reiškiniui atsirasti [25].

Šiluminis laidumas apibūdina šilumos sklidimą terpėje dėl molekulių šiluminio judėjimo ir energijos perdavimo tarp gretimų dalelių. Ore šilumos pernaša laidumu vyksta santykinai lėtai, nes dujinėje terpėje molekulių koncentracija ir jų tarpusavio sąveikos yra ribotos. Šiluminis laidumas tampa reikšmingas tik mažais atstumais nuo įkaitintos zonos ir yra apibūdinamas šiluminės difuzijos koeficientu. Net ir esant submilimetriniam lazerio pluošto skersmeniui, šilumos išsisklaidymas laidumu vyksta μ s-ms laiko intervalais, kurie dažnai yra ilgesni už laiko tarpą didelio impulsų pasikartojimo dažnio sistemose [26]. Dėl šios priežasties vien šiluminis laidumas dažnai nėra pakankamas greitam terpės atvėsimui, todėl dalis šilumos lieka lokalizuota erdvėje tarp impulsų.

Konvekcija yra šilumos pernaša, susijusi su makroskopiniu terpės judėjimu. Lazerio sukeltas lokalus oro įkaitimas mažina jo tankį, todėl veikiant gravitaciniam laukui susidaro kylantis šilto oro srautas. Šis procesas leidžia efektyviau pernešti šilumą didesniais atstumais nei laidumas [27].

Konvekcijos reikšmė priklauso nuo laiko skalės. Natūrali konvekcija ore vystosi ms-s laikotarpiais, todėl didelių impulsų pasikartojimo dažnio atveju, konvekciniai srautai nespėja pilnai išsivystyti tarp atskirų impulsų. Ekspperimentinėse sąlygose, kai lazerio pluoštas sklinda horizontalia kryptimi arba ribotoje erdvėje, konvekcinis šilumos šalinimas gali būti dar labiau slopinamas, sustiprinant „thermal blooming“ efektą [12]. Taigi „thermal blooming“ stiprumą lemia ne tik sugertos energijos kiekis, bet ir šilumos pernašos mechanizmų – laidumo ir konvekcijos – efektyvumas [28].

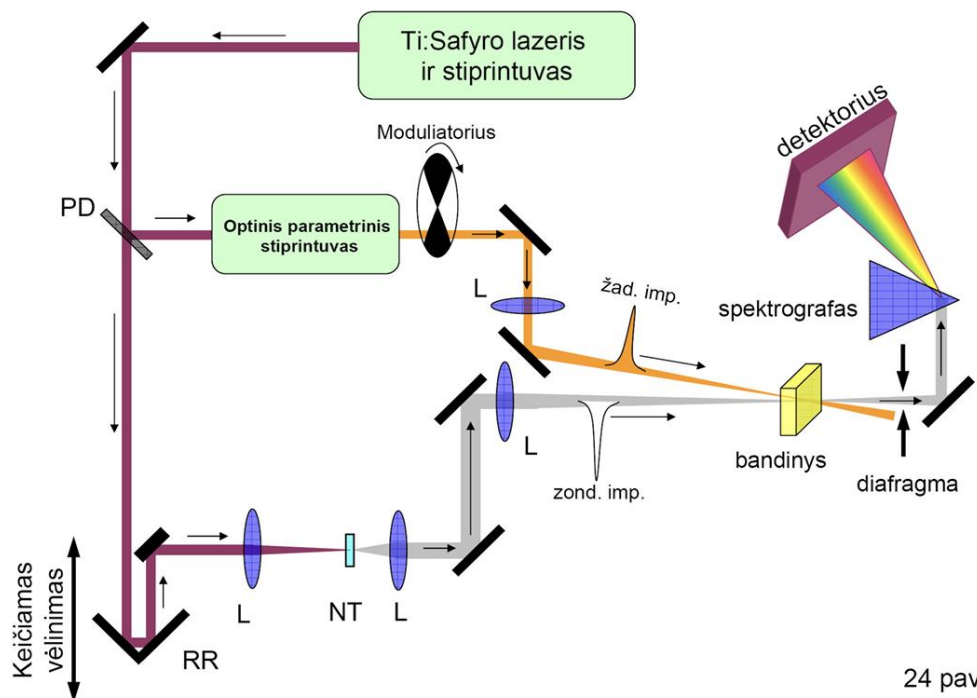
1.6 Žadinimo-zondavimo eksperimentas

Žadinimo-zondavimo (angl. *pump-probe*) spektroskopija yra vienas iš svarbiausių ultrasparčiosios spektroskopijos metodų, leidžiantis sekti terpės optinių savybių pokyčius po sužadavimo trumpu lazerio impulsu. Metodo principas paprastas: pirmasis impulsas (žadinantis) inicijuoja procesą (pvz. sužadina elektronus, suformuoja plazmą, sukelia tankio ar temperatūros skirtumus), o antrasis – silpnesnis impulsas (zonduojantis) po reguliuojamo vėlinimo Δt „nuskaito sistemos būseną, matuodamas pralaidumo ir sugerties pokytį [29]. Keičiant vėlinimą, gaunama laikinė dinamika, kurios laikinę skyrą riboja impulsų trukmė ir jų tarpusavio sinchronizacija.

Praktiškai žadinimo zondavimo schema realizuojama padalinant pradinį impulsą į dvi šakas. Vienoje šakoje yra įterpiama vėlinimo linija, kuri leidžia tiksliai keisti optinį kelią ir taip reguliuoti zonduojančio impulso pataikymo laiką į sąveikos zoną [30]. Tokia geometrija užtikrina, kad keičiant vėlinimą nekistų pluošto kryptis, taip matavimas yra išlaikomas stabilus ir atkuriamas.

Žadinimo-zondavimo matavimuose dažniausiai registruojamas skirtuminės sugerties signalas (ΔA), t.y. skirtumas tarp bandinio sugerties su žadinimu ir be žadinimo. Tai leidžia eliminuoti absoliutaus intensyvumo dreifus ir išskirti būtent žadinimo impulso sukeltą pokytį [31]. Įprastai už bandinio matuojamas zonduojančio spindulio intensyvumas (su žadinimu ir be jo), o iš jų gaunamas sugerties pokytis $\Delta A(\lambda, t)$ kaip zondavimo bangos ilgio ir vėlinimo funkcija.

Žadinimo zondavimo metodo principė schema pateikta 2 pav., kur matyti žadinantis ir zonduojantis impulsai, bei reguliuojamas jų laiko vėlinimas.



24 pav.

2 pav. Skirtuminė laiko skyros sugerties eksperimento schema: du impulsai – žadinantis ir zonduojantis apšviečia bandinį, o zonduojančio spindulio intensyvumas registruojamas detektoriumi. Adaptuota pagal [32].

Žadinimo-zondavimo metodu gaunamas ΔA spektras ir jo dinamika dažniausiai nėra vieno atskiro proceso rezultatas, nes signalą sudaro keli tarpusavyje persidengiantys komponentai. Po sužadavimo gali pasireikšti pagrindinės būsenos išblyškimas (ground-state bleaching), kai sumažėjus dalelių populiacijai pagrindinėje būsenoje tam tikrame spektriniame ruože sugertis sumažėja ir ΔA tampa neigiama. Prie neigiamo signalo taip pat gali prisidėti stimuliuota emisija (stimulated emission), kai zonduojantis impulsas lemia sužadintų dalelių spinduliuotę ir detektoriuje pradedamas registruoti papildomas intensyvumas. Indukuota sugertis (excited-state absorption) pasireiškia tada, kai sužadintos dalelės sugeria dar vieną fotoną į aukštesnę būseną – tokiu atveju ΔA dažniausiai tampa teigiama, o įnašas gali kilti ne tik iš singletinių būsenų, bet ir iš tarpininkaujančių „karštų“ būsenų, jonų ar radikalų [32]. Dėl šių persidengimų žadinimo-zondavimo signalų interpretacija reikalauja vertinti, kad vienu metu gali vykti keli procesai, todėl matuojama dinamika dažnai atspindi jų superpoziciją [33].

Šiame darbe žadinimo-zondavimo metodika buvo pritaikyta oro plazmos ir po lazerinio impulso susidarančių dinaminį procesų tyrimui. Vienas impulsas naudojamas terpei sužadinti ir plazmos filamentui sukurti, o kitas – zonduojantis impulsas – praeina per sąveikos sritį su reguliuojamu laiko vėlinimu. Dėl lazerio sukeltų tankio ir lūžio rodiklio zondavimo impulsas mato erdvėje sukeltus optinio kelio tankio ir lūžio rodiklio pokyčius. Taip galima stebėti šiluminio kanalo evoliuciją laike.

Keičiant vėlinimą tarp žadinančio ir zonduojančio impulsų galima tirti skirtingas proceso stadijas – nuo pradinės plazmos susidarymo iki vėlesnių reiškinių mikrosekundžių laiko skalėje. Vietoj mechaninės vėlinimo linijos yra naudojamas elektroninis signalų vėlinimas, leidžiantis pasiekti vertes nuo kelių šimtų nanosekundžių iki praktiškai neribojamų verčių. Taip pat reikia atkreipti dėmesį, kad naudojama viena spektrinė komponentė, o ne analizuojamas spektrinis optinio tankio pokytis. Tokia metodika leidžia vizualizuoti terpėje vykstančius pokyčius bei analizuotų jų dinamiką erdvėje ir laike.

1.7 Fazinis vaizdinimas

Fazinis vaizdinimas (angl. Phase Imaging) – optinių metodų grupė, kai matuojamas ne tik intensyvumas, bet atkuriamas ir šviesos bangos fazės pasiskirstymas. Tai ypač svarbu, kai tiriama skaidri terpė (oras, dujos, plazma), kur intensyvumo pokyčiai yra maži, bet fazė, priklausomai nuo lūžio rodiklio, kinta reikšminga.

Fazinio vaizdinimo metodai skirti situacijoms, kai terpė yra optiškai skaidri ir intensyvumo kontrastas yra silpnas, tačiau lūžio rodiklis n kinta erdvėje ir laike. Tokiu atveju šviesos banga, praeidama per nevienalytę terpę nepraranda energijos, bet įgauna fazės poslinkį, kuris gali būti gerokai jautresnis rodiklis nei tiesioginis intensyvumo matavimas. Todėl faziniai metodai yra plačiai taikomi dujų dinamikos, šilumos pernašos ir lazerinės plazmos diagnostikoje: jie leidžia vizualizuoti ir kiekybiškai atkurti tankio, temperatūros arba elektronų koncentracijos pasiskirstymą.

Zondavimo spinduliui sklindant per terpę, kurios lūžio rodiklis skiriasi nuo fononinio n_0 , sukauptas fazės poslinkis aprašomas kaip optinio kelio ilgio pokytis:

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (n(x, y, z) - n_0) dz, \quad (1.13)$$

kur λ – zondavimo spindulio bangos ilgis.

Ši lygtis parodo esminį fazinio vaizdinimo privalumą: fazė yra integralinis dydis, tiesiogiai jautrus lūžio rodiklio pokyčiui per visą spindulio kelią. Praktikoje tai reiškia, kad net nedideli tankio ar temperatūros netolygumai (pvz. šiluminis kanalas ore) gali duoti aiškų fazinį signalą, net jei intensyvumo skirtumai nematomi [34].

Plazmos atveju fazinis poslinkis gali būti susietas ir su elektronų koncentracija. Kai plazmos tankis yra mažas ($N_e \ll N_{krit}$), elektronų indelis lūžio rodikliui tampa neigiamas ir apytiksliai proporcingas N_e , todėl faziniai matavimai gali būti naudojami elektronų tankio profiliams atkurti (ypač interferometrijoje ar holografinėje interferometrijoje) [35].

Fazinis vaizdinimas remiasi idėja fazės pokytį paversti į intensyvumo pokytį. Klasikinis pavyzdys yra Zernike fazinio kontrasto principas, kai atskirai modifikuojami nedifraguotas (fono) ir difraguotas (objekto) komponentai, todėl faziniai skirtumai tampa matomais intensyvumo kontrastais [36].

Lazerinės plazmos ir oro kanalų diagnostikoje dažniau naudojami interferometriniai arba skaitmeninio fazės atkūrimo metodai, nes jie leidžia gauti ne tik vaizdą, bet ir kiekybiškai atkurti $\Delta\varphi(x,y)$.

Fazinis vaizdinimas gali būti atliekamas QWLSI metodu. QWLSI (angl. *Quadriwave Lateral Shearing Interferometry*) yra bangos fronto (fazės) matavimo metodas, kuriuo fazės kamera atkuria šviesos fazės pasiskirstymą $\Delta\varphi(x,y)$ arba optinio kelio skirtumą (OPD) $OPD(x,y)$ [37]. Skirtingai nuo fazinio kontrasto mikroskopijos (pvz., Zernikės), kur fazė paverčiama intensyvumo kontrastu optiniu filtru, QWLSI metodas fazę rekonstruoja iš interferencinės informacijos, todėl rezultatas yra interpretuojamas kaip fizikinis bangos fronto iškraipymas. QWLSI metodas remiasi tuo, kad į fazės kameros jutiklį patenkantis bangos frontas yra „užkoduojamas“ į smulkaus mastelio interferencinį raštą, kurį suformuoja kameros optinėje dalyje esantis mikrostruktūruotas elementas [37,38]. Dėl šio elemento įeinančios bangos kopijos tampa nežymiai paslinktos tarpusavyje, todėl jų interferencija leidžia nustatyti lokalius bangos fronto nuolydžius dviem statmenomis kryptimis:

$$s_x(x,y) = \frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial x}, \quad s_y(x,y) = \frac{\partial\varphi(x,y)}{\partial y}. \quad (1.14)$$

Tai reiškia, kad kamera pirmiausia užfiksuoja fazės erdvinį kitimą, o vėliau fazę (ar OPD) atkuriami skaitmeniškai integruojant išmatuotą nuolydžių lauką. Programinė įranga dažniausiai automatiškai

pašalina globalų posvyrį (angl. tilt), leidžia pasirinkti foninę sritį nulinio lygiui ir pateikia galutinį bangos fronto žemėlapi [38].

Dažniausiai rezultatas pateikiamas ne pačia faze (1.13 formulė), o optinio kelio skirtumu (OPD), kuris su faze susietas:

$$OPD(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi(x, y). \quad (1.15)$$

Šis dydis patogus tuo, kad tiesiogiai interpretuojamas kaip projekcinis lūžio rodiklio pokytis per zondo kelią:

$$OPD(x, y) = \int (n(x, y, z) - n_0) dz. \quad (1.16)$$

Dėl to QWLSI fazinis vaizdinimas leidžia kiekybiškai įvertinti lūžio rodiklio netolygumus (šiluminį kanalą ore ar plazmos sukeltą lūžio rodiklį) ne pagal intensyvumo kontrastą, o pagal bangos fronto iškraipymą.

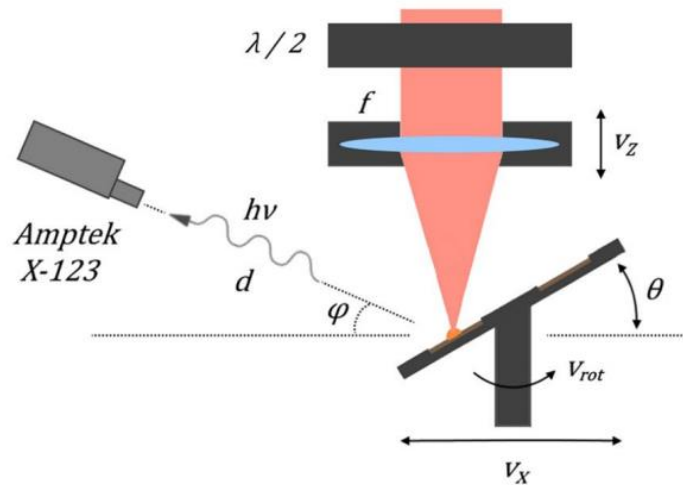
Dujų atveju OPD pokyčiai dažniausiai atspindi tankio, o per jį – temperatūros, netolygumus. Įkaitus orui tankis sumažėja, todėl mažėja ir lūžio rodiklis, o tai sukuria aiškų fazinį pokytį. Tokiu būdu QWLSI yra tinkamas metodas tiesiogiai atvaizduoti šiluminius kanalus ir oro sroves.

QWLSI metodas turi aiškius privalumus lyginant su klasikine interferometrija: šiam metodui dažniausiai nereikia atskiros etaloninės šakos, todėl sistema paprasčiau suderinama ir mažiau jautri vibracijoms.

Alternatyvus kiekybinės fazės matavimo metodas yra skaitmeninė holografinė interferometrija. Joje registruojamas objekto ir etaloninės bangos interferencinis vaizdas (holograma), o fazės (OPD) žemėlapis atkuriamas skaitmeniniu būdu iš interferencinių ruožų. Skirtingai nuo QWLSI, kur fazė rekonstruojama iš fazės gradientų ir nuolydžių, holografijoje fazė gaunama tiesiogiai iš interferencijos su etalonine banga, todėl metodas gali būti ypač naudingas, kai reikia kiekybiškai atkurti greitus arba mažo kontrasto lūžio rodiklio netolygumus dujose ir plazmoje. Holografinės interferometrijos trūkumas – padidintas jautrumas vibracijoms ir optinio kelio stabilumui, dėl reikalingos etaloninės šakos [39].

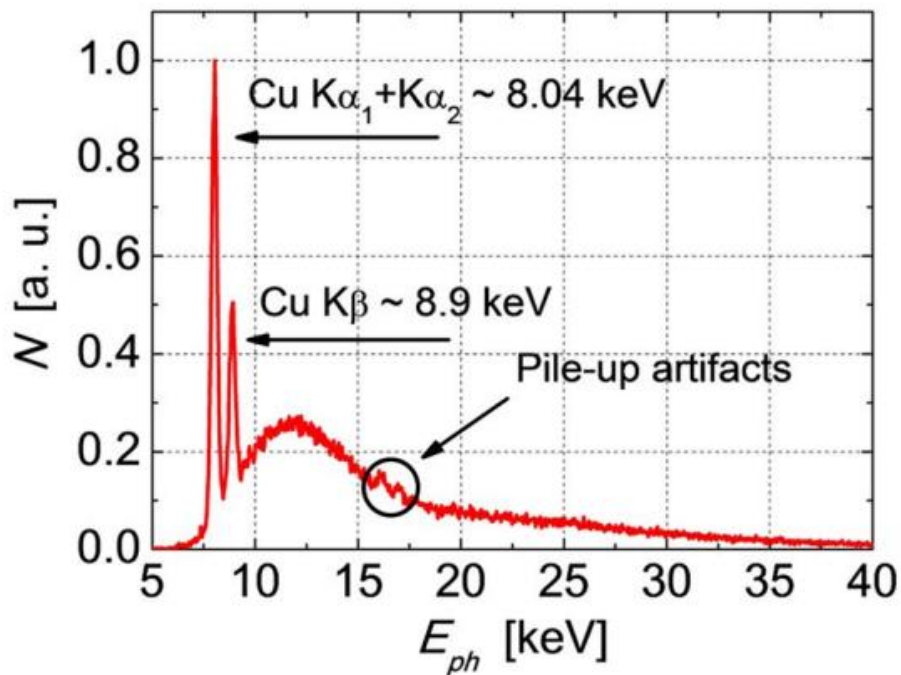
1.8 Ankstesni tyrimai su X-ray generacija

A.Baguckis, A.Plukis, J.Reklaitis, V.Remeikis, L.Giniūnas ir M.Vengris yra atlikę ankstesnių rentgeno generacijos eksperimentų naudojant rotuojančią sistemą su vario disku kaip bandiniu [40].



3 pav. Rentgeno spinduliuotės surinkimo schema naudojant Amptek X-123 rentgeno spinduliuotės detektorių. Adaptuota pagal [40].

Vienas iš esminių iššūkių yra bandinio medžiagos atsinaujinimas, ypač kai yra naudojami didelio pasikartojimo lazeriai. Prieš tai buvo bandytas linijinis judėjimas, kuris yra ribojamas mažo greičio. Bandytas vandens srovės tekėjimas, kuris suteikia medžiagos atsinaujinimą, tačiau riboja sugeneruotų rentgeno fotonų kiekį dėl mažesnio medžiagos tankio ir netinkamų fizikinių savybių.



4 pav. Rentgeno emisijos spektras, gautas su „Amptek X-123“ spektrometrą ir naudojant femtosekundinius, 30 kHz pasikartojimo dažnio ir 400 μ J energijos impulsus. Adaptuota pagal [40].

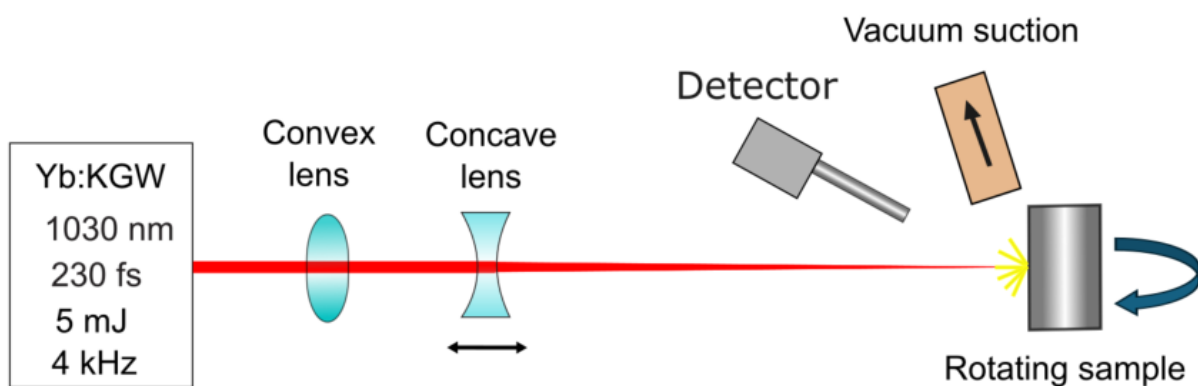
Spektre ryškiai matoma charakteringoji Cu-K α emisijos linija ties 8,04 keV energija. Be šios emisijos linijos spektre aiškiai matoma ir Cu-K β linija ties 8,90 keV, kuri atsiranda dėl aukštesnės elektroninės pernašos. Šalia matomas ir silnesnis fonas, atitinkantis bremsstrahlung spinduliuotę. Juodu apskritimu pažymėtas artefaktas atsiradęs dėl spektrometro registruojamų sutampančių fotonų impulsų.

Su 50 kHz impulsų pasikartojimo dažnio lazeriu, veikiant vario bandinį, buvo sugeneruota Cu-K α rentgeno spinduliuotė, kurios didžiausias fotonų srautas siekė apie $3,6 \times 10^9$ fotonų per sekundę, tačiau šio srauto palaikyt ilgiau nei kelias sekundes nebuvo įmanoma, dėl efektyvaus medžiagos paviršiaus atsinaujinimo. Didžiausias pasiektas Cu-K α fotonų srautas prie stabilių sąlygų, siekė $2,3 \times 10^9$ fotonų per sekundę, taikant $\sim 4,65 \times 10^{14}$ W/cm² lazerių impulsų intensyvumą ir 30 kHz pasikartojimo dažnį.

2. Metodinė dalis

2.1 Matavimo schema ir įranga

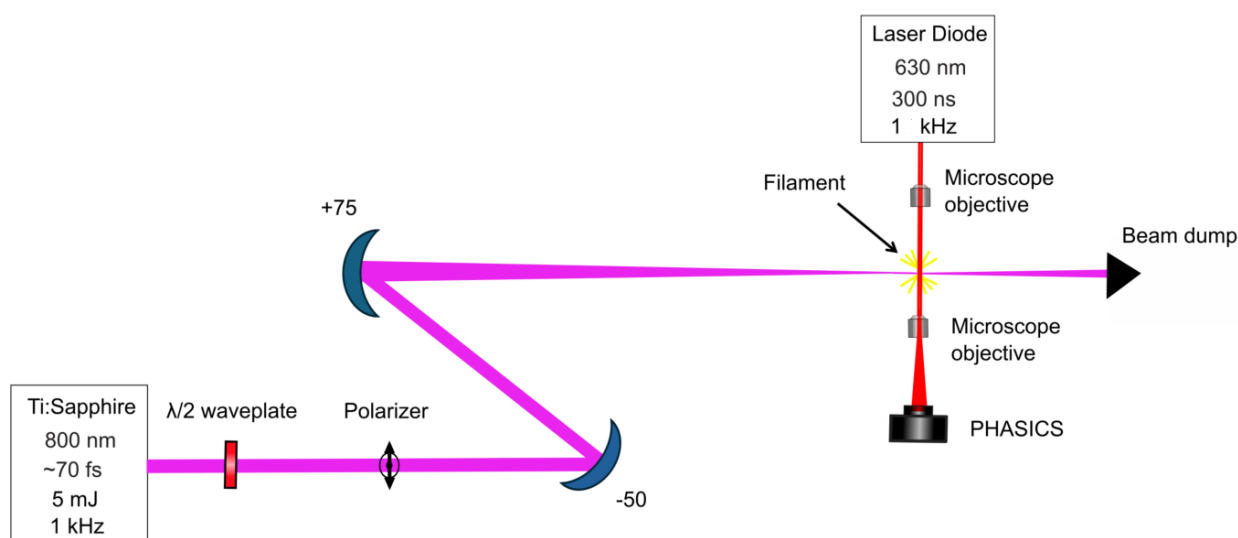
Tyrimo atlikimui buvo naudojamas Light Conversion nestandartinis „PHAROS“ lazeris, kurio veikimo dažnis yra 4 kHz, centrinis bangos ilgis 1030 nm, impulso trukmė ~ 220 fs. Tyrinėjama medžiaga yra tuščiaviduris cilindras, pagamintas iš konstrukcinio plieno (geležis, anglis ir kitos priemonės), kurio sienelės storis yra $\sim 1,5$ mm. Eksperimento schema pavaizduota 5 pav.. „PHAROS“ lazerio pluoštas, kurio diametras e^2 lygje yra ~ 11 mm, yra nuvedamas link teleskopo, kuris yra sudarytas iš stacionaraus +20 cm židinio nuotolio teigiamo lęšio (Convex lens) ir -15 cm židinio nuotolio neigiamo lęšio (Concave lens), kurio padėtis buvo keičiama priklausomai nuo pasirinktų eksperimento sąlygų. Teigiamas lęšis suformuoja konverguojantį pluoštą ir padidina spindulio intensyvumą tarp optinių elementų, o neigiamas lęšis pluoštą išplečia ir apsaugo tolimesnius optinius komponentus nuo pažeidimo bei leidžia valdyti efektyvų fokusavimą. Bandinys (plieninis cilindras) yra įtaisyta ant rotacinio motoriuko, dėl to stacionariu apšvietimu galime ant paviršiaus formuoti ir gilinti kraterį. Pluošto sąveikos metu su bandiniu yra generuojama geležies plazma, kurioje yra gaunama rentgeno spinduliuotė, kuri po to yra matuojama su spektrometru (Detector), esančiu 19 cm atstumu nuo bandinio. Rentgeno įvykių skaičiaus matavimas yra automatizuotas su programa LabView 2021. Naudojami dektoriai: Detector – Amptek spektrometras skirtas registruoti rentgeno spinduliuotę. Lazerio pasikartojimo dažnis ir optinė galia buvo keičiama naudojant „Pulse Pickerį“ (PP). PP su dažnio dalikliu leidžia iš pradinio lazerio impulsų srauto atrinkti kas N-tą impulsą, taip sumažinant impulsų pasikartojimo dažnį nekeičiant vieno impulso energijos. Norint keisti impulso energiją buvo naudojamas lazeryje integruotas atenuatorius.



5 pav. Eksperimento matavimo schema. Schemoje „PHAROS“ lazeris su 1030 nm centriniu bangos ilgiu, 220 fs impulso trukme, 5 mJ impulso energija ir 4 kHz pasikartojimo dažniu. „Convex lens“ yra teigiamas lęšis ($F = +20$ cm), „Concave lens“ yra slankiojamas neigiamas lęšis ($F = -15$ cm), „Rotating sample“ – $\sim 1,5$ mm storio rotuojantis plieninis cilindras, kuris yra naudojamas kaip bandinys, „Detector“ – spektrometras rentgeno spinduliutei detektuoti, „Vacuum suction“ – oro nusiurbimas nuo bandinio.

Kita eksperimento dalis buvo atliekama su Coherent „Legend Elite“ lazeriu su išoriniu atenuatoriumi, kurio veikimo dažnis yra 1 kHz, centrinis bangos ilgis 800 nm, impulso trukmė ~ 70 fs. Tyrinėjamas po lazerio impulso ore susiformavęs šilumos kanalas ir smūginė banga. Eksperimento schema pavaizduota 6 pav. „Legend Elite“ lazerio pluoštas, kurio diametras e^2 lygje yra ~ 9 mm, yra nuvedamas link $\lambda/2$ bangos plokštelės ($\lambda/2$) ir poliarizatoriaus (Polarizer), kuris stovi briusterio kampų ir kartu su bangos plokšte yra naudojami kaip galios atenuatoriai. Pluošto fokusavimui yra naudojami du paraboliniai veidrodžiai (-50 cm ir $+75$ cm židinio nuotolių), nuo kurių atspindėjęs pluoštas sufokusuojamas ore maždaug 2,14 m atstumu. Fokusavimo srityje dėl intensyvios pluošto sąveikos su oru susidaro jonizuota laisvųjų elektronų plazma. Šilumos kanalo dinamika yra stebima žadinimo-zondavimo (pump-probe) schema: zondavimui naudojamas lazerinis diodas (Laser Diode), kurio bangos ilgis yra 630 nm, impulso trukmė 300 ns ir 1 kHz pasikartojimo dažnis, kurio spindulys į sąveikos zoną nukreipiamas ir sufokusuojamas naudojant objektyvą (Microscope objective). Zondavimo spinduliui pereinant per jonizuotą sritį, už sąveikos zonos pluoštas yra surenkamas su kitu (10x arba 20x didinimo) objektyvu ir registruojamas su fazinio fronto kamera PHASICS SID4 (PHASICS). Žadinimo-zondavimo schemos realizacijai naudojamas, sinchronizuotas su lazeriu,

išorinių impulsų generatorius. Imamas elektrinis signalas iš Coherent lazerio ir sinchronizuojamas su Rigol impulsų generatoriumi. Impulsų generatorius perduoda sinchronizuotą, valdomo vėlinimo, signalą į zondavimui skirtą lazerinį diodą, kad šis veiktų iškart po optinio lazerio impulso. PHASICS SID4 kamera gauna užvėlintą įjungimo signalą, dar prieš išsiunčiant signalą į lazerinį diodą, dėl ilgiau užtrunkančio pasiruošimo ekspozicijai, kad ši sutaptų su zondavimo impulsu. Matuojant plazmos kanalo dinamiką yra kartu keičiamas zondavimo impulso ir kameros vėlinimas lyginant su optiniu lazerio impulsu. Duomenų įrašymui naudojama programinė įranga „PhaseStudio“, o duomenų apdorojimui naudojama „LabView 2021“ ir „ImageJ“.



6 pav. Žadinimo-zondavimo eksperimento matavimo schema. Schemoje lazeris – „Legend Elite“ lazeris, $\lambda/2$ waveplate - $\lambda/2$ bangos plokštelė, Polarizer – poliarizatorius stovintis briusterio kampu, -50 – parabolinis veidrodis ($F = -50$ cm), +75 – parabolinis veidrodis ($F = +75$ cm), Beam dump – gaudyklė, Laser Diode – lazerinis diodas (630 nm bangos ilgis, 300 ns impulso trukmė ir 1 kHz pasikartojimo dažnis), Microscope objective – 10x ir 20x didinimo objektyvai, PHASICS – fazinio fronto kamera PHASICS SID4.

Fazės fronto pokyčio įvertinimui buvo atlikta matavimo sistemos kalibracija naudojant etaloningą struktūrą su žinomu optinio kelio skirtumu (OPD). Etaloninės „G“ formos modifikacijos optinio kelio

skirtumas pagal gamintojo pateiktą informaciją sudarė apie 100 nm, naudojant ~630 nm bangos ilgio zondavimo spinduliuotę. Atitinkamas fazės pokytis apskaičiuotas pagal lygtį:

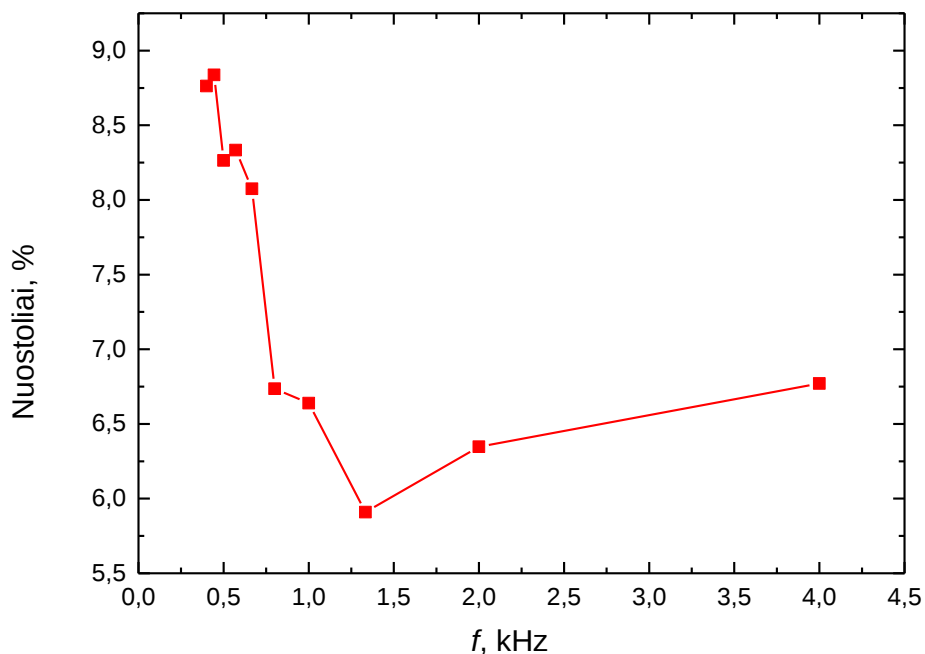
$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} OPD(x, y). \quad (1.17)$$

Tokiu būdu nustatyta, kad etaloninė struktūra sukelia maždaug 0,997 rad fazės fronto pokytį.

Toliau pagal etaloninį TIFF formato „G“ vaizdą buvo įvertintas pilkumo skalės vertės skirtumas tarp modifikuotos ir foninės sričių. Remiantis šiuo skirtumu apskaičiuotas proporcingumo koeficientas tarp „grayscale“ vertės ir fazės pokyčio radianais. Iš etaloninio vaizdo nustatytas vidutinis pilkumo skalės skirtumas tarp modifikuotos ir foninės sričių buvo 5815,7 count, todėl gautas kalibracijos koeficientas $K = \frac{\Delta\phi}{\Delta I} = \frac{0,997}{5815,7} = 1,7149 \times 10^{-4}$ rad/count. Gautas kalibracinis koeficientas vėliau panaudotas šiluminio kanalo matavimų TIFF duomenų konvertavimui į fazės fronto pokytį radianais.

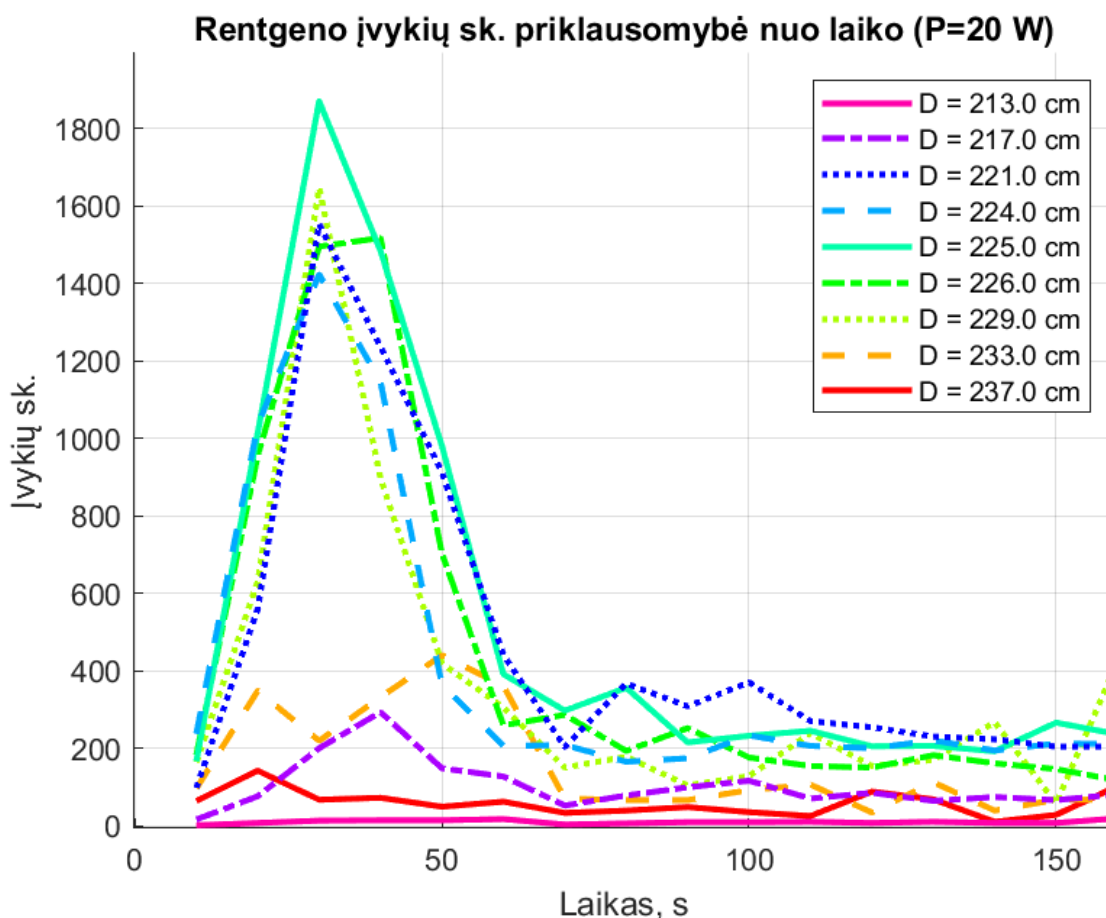
3. Rezultatai ir jų aptarimas

Eksperimento metu įvertinti galios nuostoliai optinėje schemeje, palyginant lazerio galią prieš fokusą (matuota ties ~ 10 cm atstumu) ir po fokuso (~ 1044 cm), kai fokusas yra ties ~ 510 cm atstumu. Nuostoliai apskaičiuoti kaip procentinis galios skirtumas tarp šių dviejų taškų ir pateikti 7 pav.. Didėjant lazerio pasikartojimo dažniui stebimas netiesinių nuostolių mažėjimas, kuris atsiranda dėl stabdomo pluošto savifokusavimo ir intensyvumo išaugimo iki verčių, reikiamų norint pasiekti daugiafotonę sugertį. Mažėjant daugiafotonei sugerčiai taip pat mažėja ir griūtinės jonizacijos įtaka. Šis efektas pradeda reikštis nuo ~ 500 Hz, ką galime sieti su labai ilgu besiformuojančiu filamentu šiomis fokusavimo sąlygomis. Dėl šio ilgio, net mažas liekamasis fazės iškraipymas gali sukelti didelį suminį terpės lęšiškumą.



7 pav. Optinės sistemos galios nuostolių priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio.

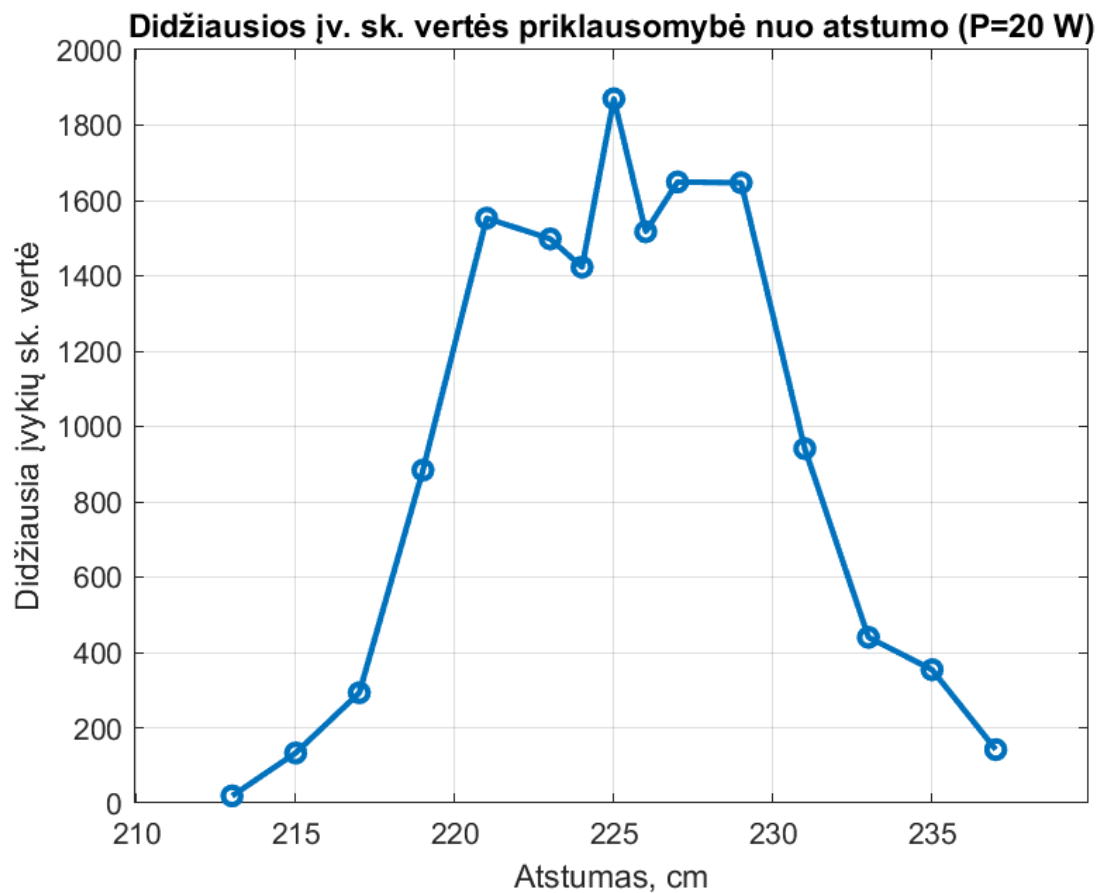
Toliau, pastūmus neigiamą lęšį, fokusavimo nuotolis pakeistas į 218 cm. Nuo atstumo $D = 213$ cm pradedamas matavimas siekiant nustatyti optimalų rentgeno generacijos atstumą su 20 W vidutine lazerio galia, 5 mJ impulso energija ir 4 kHz pasikartojimo dažniu. Rentgeno įvykių skaičius registruojamas 10 sekundžių trukmės laiko intervalais, o gautos priklausomybės pateiktos 8 pav.. Duomenų apdorojimas atliktas su programine įranga „MATLAB 2021“.



8 pav. Rentgeno įvykių skaičiaus kitimas laike esant $P = 20$ W, $f = 4$ kHz, $E = 5$ mJ pasikartojimo dažniui ir skirtingiems atstumams D .

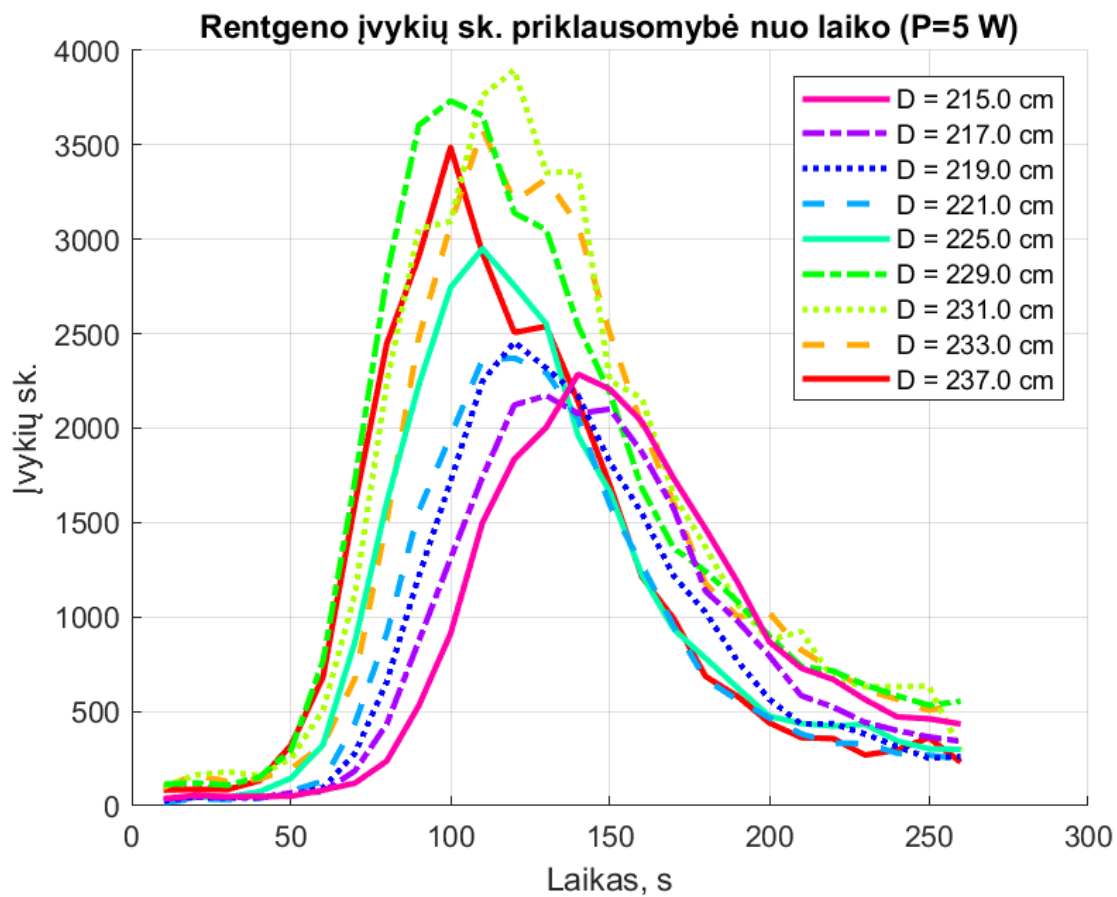
Grafike matomas ryškus rentgeno įvykių šuolis matavimo pradžioje, kurį galima sieti su kraterio formavimusi ir paviršiaus šiurkštumo išaugimu. Toliau krateriui susiformavus, įvykių skaičius mažėja ir stabilizuojasi žemesniame lygyje, nes keičiasi sąveikos geometrija ir energijos įnešimas į plazmą. Taip pat matoma stipri priklausomybė nuo atstumo D – įvykių skaičius kinta, nes keičiant atstumą slenkasi židinio padėtis, keičiasi pluošto skersmuo ir pasiekiamas intensyvumas dėl netiesinio savifokusavimosi. Ilgesniame kelyje iki sąveikos zonos dalis energijos gali būti prarandama dėl sklaidos ore ir stiprių netiesinių efektų, todėl rentgeno generacija tampa mažiau efektyvi.

9 pav. duomenys apibendrina 8 pav. rezultatus, pateikiant kiekvienam atstumui užregistruotą didžiausią rentgeno įvykių skaičiaus vertę.



9 pav. Didžiausio užregistruotų rentgeno įvykių skaičiaus priklausomybė nuo atstumo D esant $P = 5\text{ W}$, $E = 5\text{ mJ}$, $f = 1\text{ kHz}$.

Toliau kartojamas analogiškas matavimas su 5 W vidutine lazerio galia, 5 mJ impulso energija ir 1 kHz pasikartojimo dažniu. Gauta laikinė priklausomybė pateikta 10 pav.. Palyginus su ankstesniu 20 W matavimu, stebimas ryškus (~ 2 kartų) skirtumas pasiekiamame rentgeno įvykių skaičiuje. Tai rodo, jog rentgeno generaciją lemia ne vien impulso energija, bet ir pasikartojimo dažnis bei su juo susijusios sąveikos sąlygos.



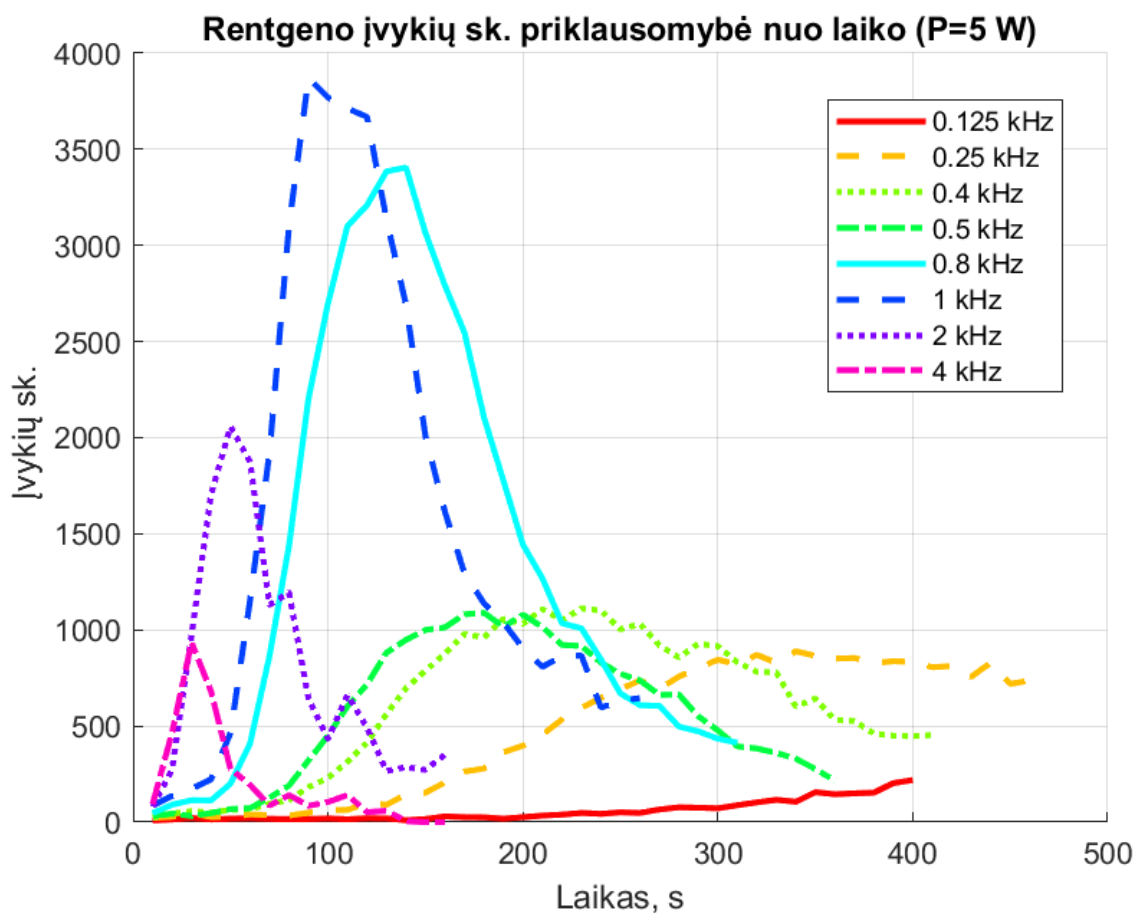
10 pav. Rentgeno įvykių skaičiaus kitimas laike esant $P = 5\text{ W}$, $E = 5\text{ mJ}$, $f = 1\text{ kHz}$ ir skirtingiems atstumams D .

11 pav. pateikta kiekvienam D užregistruota didžiausia rentgeno įvykių skaičiaus vertė. Tokia priklausomybė leidžia identifikuoti atstumų intervalą, kuriame rentgeno generacija yra efektyviausia.



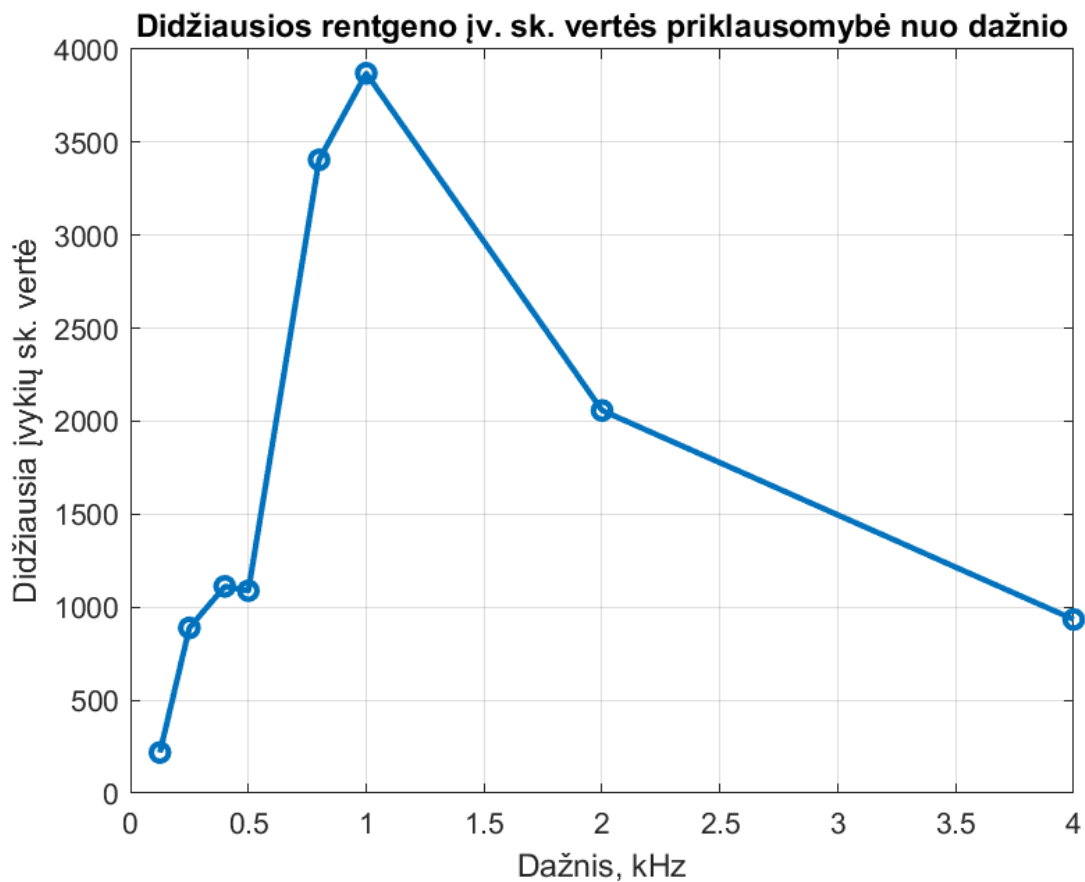
11 pav. Didžiausio užregistruotų rentgeno įvykių skaičiaus priklausomybė nuo atstumo D esant $P = 5\text{ W}$, $E = 5\text{ mJ}$, $f = 1\text{ kHz}$.

Toliau atlikti eksperimentams buvo pasirinkta optimali vertė ties $D = 231\text{ cm}$ ($P = 5\text{ W}$, $E = 5\text{ mJ}$, $f = 1\text{ kHz}$). Išmatuota rentgeno generacijos priklausomybė nuo lazerio impulso pasikartojimo dažnio pateikta 12 pav. Keičiant pasikartojimo dažnį keičiasi ir vidutinė išvadinė galia, tačiau nesikeičia impulso energija. Pastebimas efektas, jog sugeneruoto rentgeno skaičius yra didžiausias ties 1 kHz , o su 4 kHz ir 2 kHz vertės yra atitinkamai keturis ir du kartus mažesnės. Tai galime sieti su prieš tai išmatuota filamenta dažnine priklausomybe ir tikėtinais liekamaisiais efektais sąveikos terpėje.



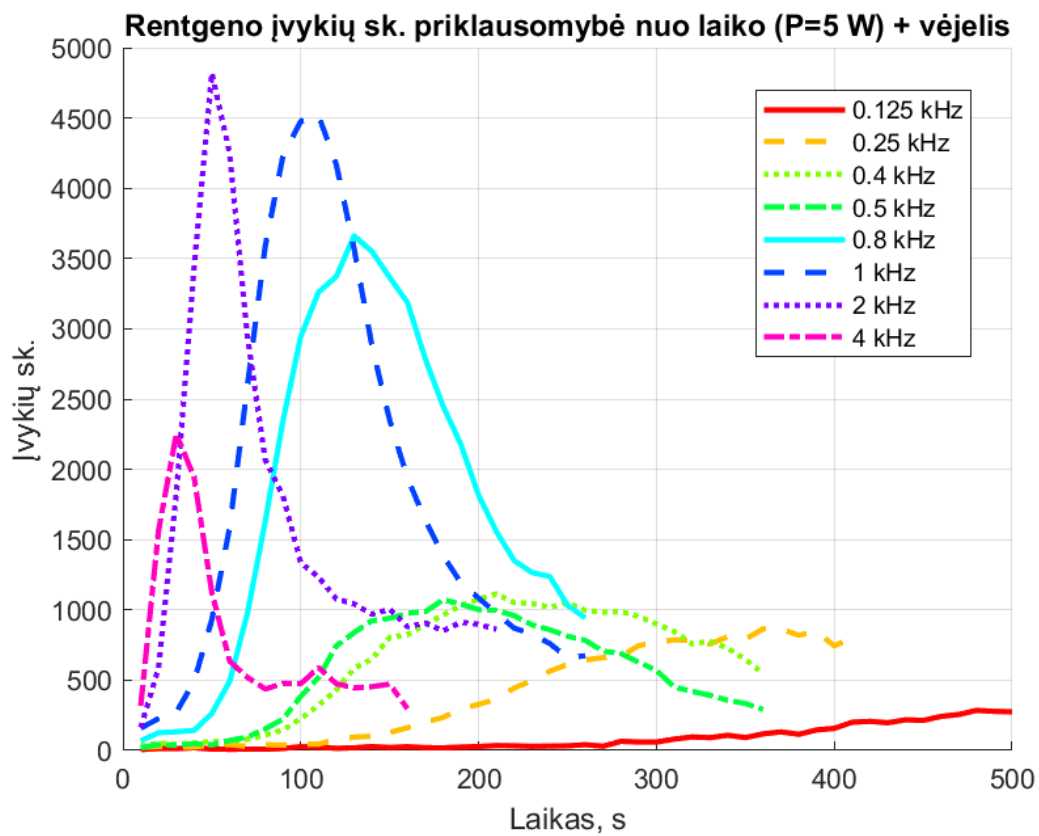
12 pav. Rentgeno signalo dinamika keičiant pasikartojimo dažnį ($P = 5 \text{ W}$, $E = 5 \text{ mJ}$).

Iš 12 pav. kreivių kiekvienam dažniui buvo išskirta didžiausia užregistruota rentgeno įvykių skaičiaus vertė ir gautas apibendrinimas pateiktas 13 pav., kuriame matomas dažnis su kuriuo rentgeno generacijos efektyvumas yra didžiausias.



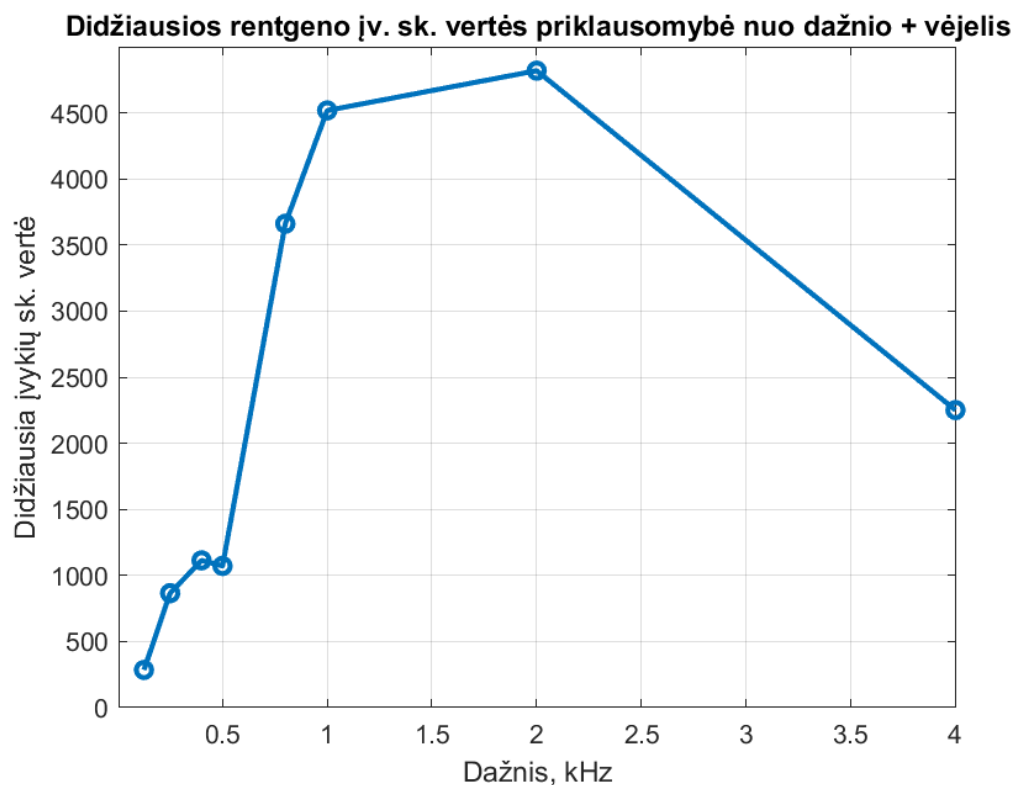
13 pav. Didžiausio rentgeno įvykių skaičiaus priklausomybė nuo pasikartojimo dažnio ($P = 5 \text{ W}$, $E = 5 \text{ mJ}$).

Eksperimentas kartojamas su virš bandinio sumontuotu ventiliatoriumi, nukreipiant oro srautą priešinga kryptimi nei sklinda lazerio pluoštas. Gauti rezultatai pavaizduoti 14 pav. Pastebimas rentgeno signalo pagerėjimas ties visais didesniais pasikartojimo dažniais (1, 2, 4 kHz), ryškiausias – ties 2 kHz. Pagal tai galima spręsti, jog vėjelio sukuriamas oro srautas nustumia šiluminį kanalą („Thermal blooming“) ir sumažina terminių oro srovių įtaką pluošto sklidimui bei fokusavimo sąlygoms. Tuo tarpu esant 4 kHz režimui tikėtina, kad susidarančiam šilumos kanalui visiškai kompensuoti ventiliatoriaus oro srauto nepakanka, todėl pagerėjimas išlieka ribotas.



14 pav. Rentgeno įvykių skaičiaus kitimas laike skirtingiems pasikartojimo dažniams, naudojant priverstinį oro srautą (vėjelį) ($P = 5\text{ W}$, $E = 5\text{ mJ}$).

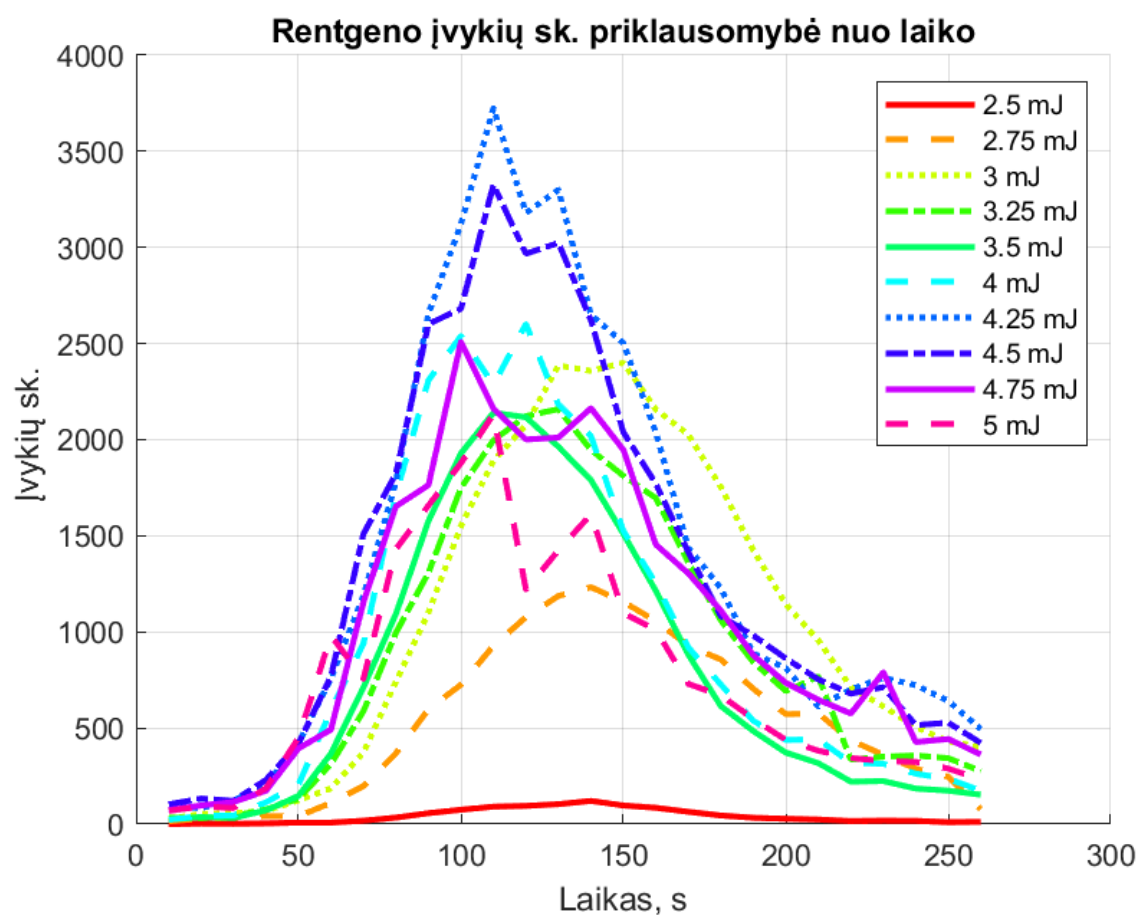
15 pav. pateikta kiekvienam dažniui didžiausia rentgeno įvykių skaičiaus vertė su įjungtu ventiliatoriumi, kad būtų aiškiau matomas pasikartojimo dažnio optimumas.



15 pav. Didžiausios rentgeno įvykių skaičiaus vertės priklausomybė nuo pasikartojimo dažnio, naudojant vėjelį.

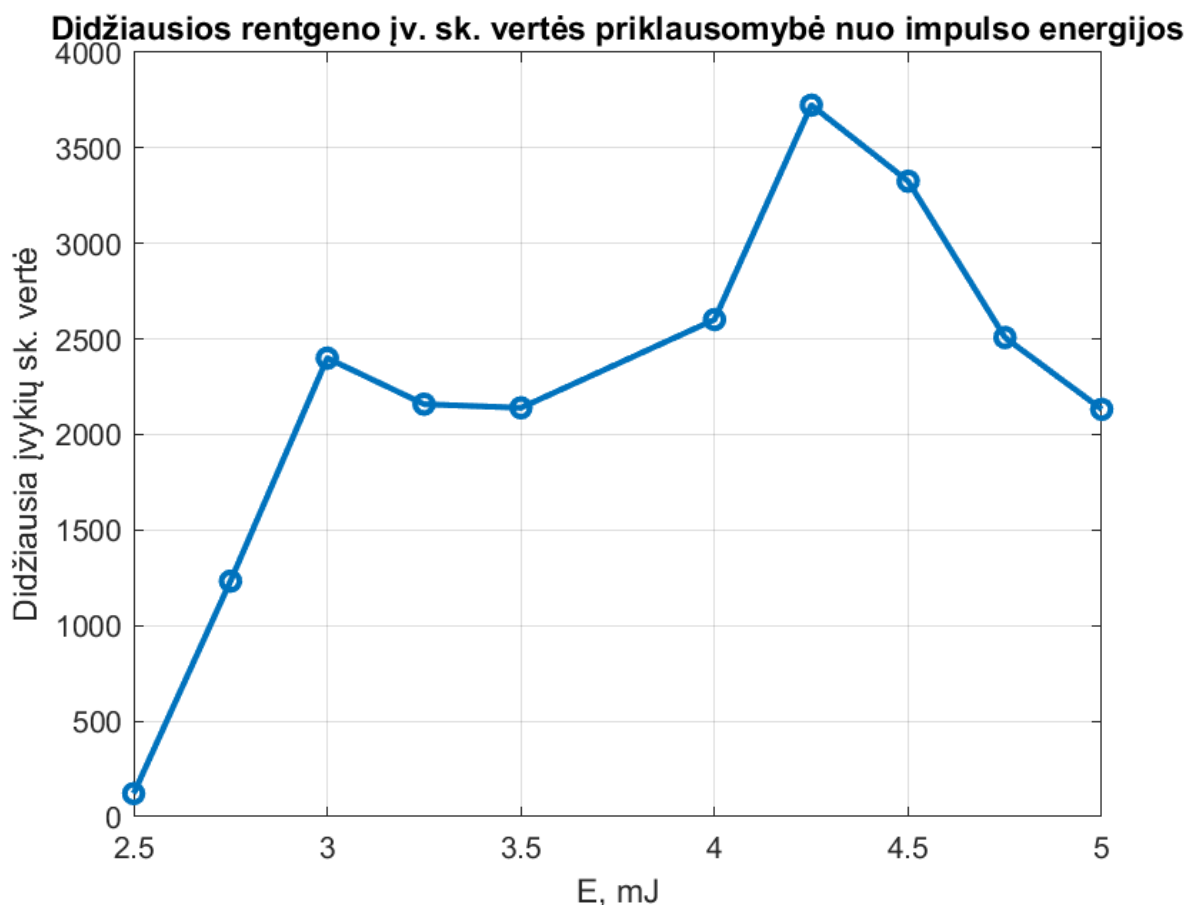
Didžiausios įvykių sk. vertės pokytis yra jaučiamas net prie mažų – 0,8 kHz pasikartojimo dažnių. Tai indikuoja, kad terminiai efektai gyvyuoja ilgiau nei $\sim 1,2$ ms. Pagal tai galima spręsti, jog norint dirbti su dideliu pasikartojimo dažniu ir išlaikyti efektyvią rentgeno spinduliuotės generaciją reikia priverstinio oro srauto, kuris išsklaidytų susidariusį šiluminę kanalą. Kitas variantas yra naudoti skenavimą, kad būtų išvengtas šiluminio kanalo susidarymas dėl nuolatos kintančios pluošto krypties.

Toliau tikrinamas rentgeno generacijos efektyvumas keičiant lazerio impulso energijas prie 1 kHz pasikartojimo dažnio. Gauta priklausomybė pateikta 16 pav.. Matoma, kad efektyviausia rentgeno generacija vyksta ties 4,25 mJ energija. Toks optimumas rodo, kad rentgeno generacijos efektyvumas nėra tiesiškai proporcingas vieno impulso energijai. Didėjant energijai, kinta nuo intensyvumo priklausomi netiesiniai sąveikos procesai. Mažinant impulso energiją mažėja ir savifokusavimasis, dėl to optimali pozicija bandiniui slenkasi tolyn nuo (~ 230 cm) link fokuso (~ 280 cm). Rentgeno generacijai egzistuoja optimalus energijos ir geometrijos derinys, o nukrypus nuo jo signalas mažėja dėl pakitusių fokusavimo ir plazmos susidarymo sąlygų.



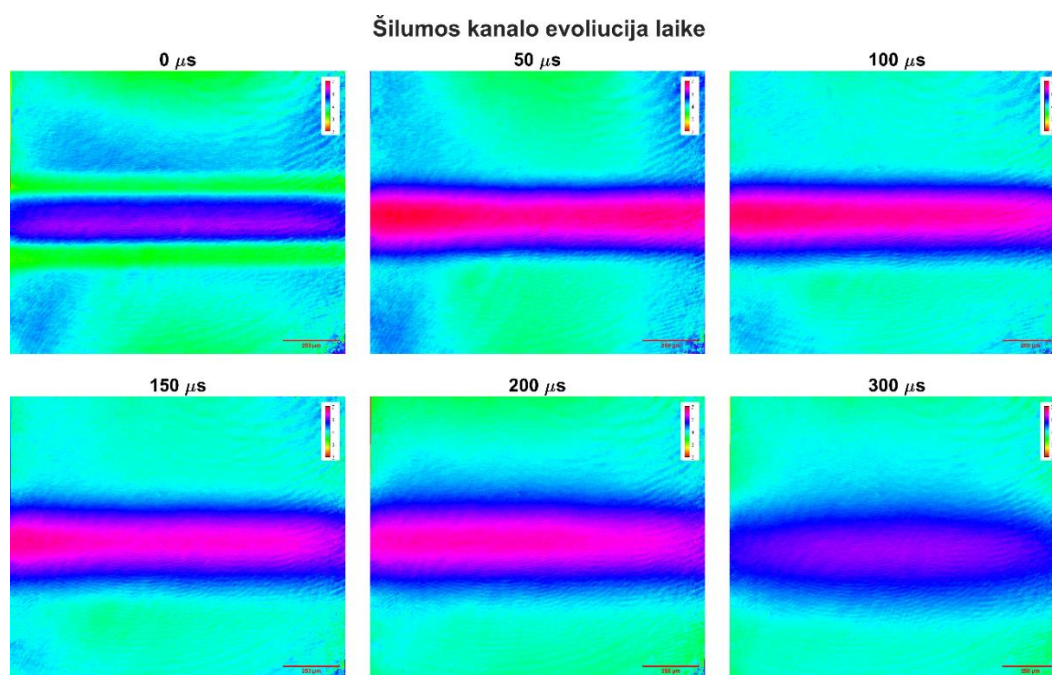
16 pav. Rentgeno įvykių skaičiaus kitimas laike keičiant vieno impulso energiją ($f = 1$ kHz).

Didžiausios rentgeno įvykių vertės pateiktos 17 pav..

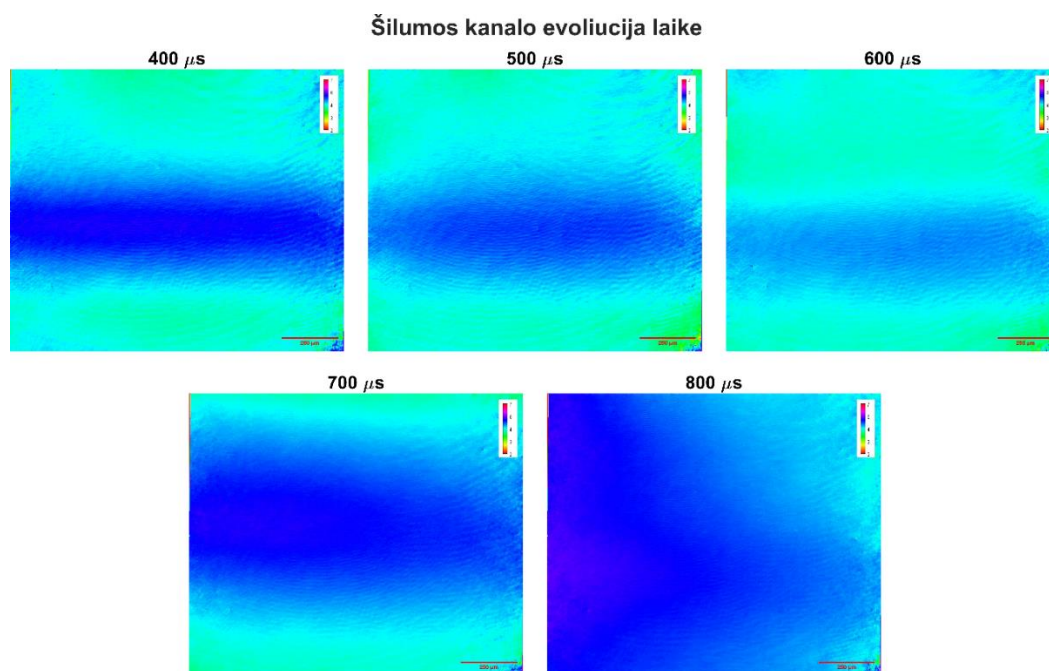


17 pav. Didžiausio rentgeno įvykių skaičiaus priklausomybė nuo vieno impulso energijos ($f = 1$ kHz).

Tolimesni eksperimentai atlikti naudojant Coherent “Elite Duo” lazeriu pagal 6 pav. pavaizduotą eksperimentinę schemą. Sistemos fokusavimo sritis pasirinkta maždaug 2,14 m, kur buvo stebimas intensyviausias filamententacijos formavimasis (~6,5 cm ilgio filamentas). Matavimai atlikti esant 1 kHz impulsų pasikartojimo dažniui. Duomenų registravimui naudota „PhaseStudio“ programinė įranga, o tolesnis duomenų apdorojimas atliktas naudojant „MATLAB 2021“ ir “ImageJ” programas. Filamento faziniai matavimai buvo atliekami naudojant 10x ir 20x didinimo objektyvus, o gauti rezultatai pateikti 18 ir 19 pav.. Naudojama PHASICS fazinė kamera kiekvieno matavimo metu pasižymėjo lėtai kintančiu fazės fonu, todėl papildomai buvo taikoma fono kompensacija. Pirmiausia buvo atlikta plokštuminė fazės korekcija, aproksimuojant foną tiesine funkcija: $P(x, y, t) = a(t)x + b(t)y + c(t)$. Vaizdinis kontrasto ryškinimas atliktas su ImageJ programa.

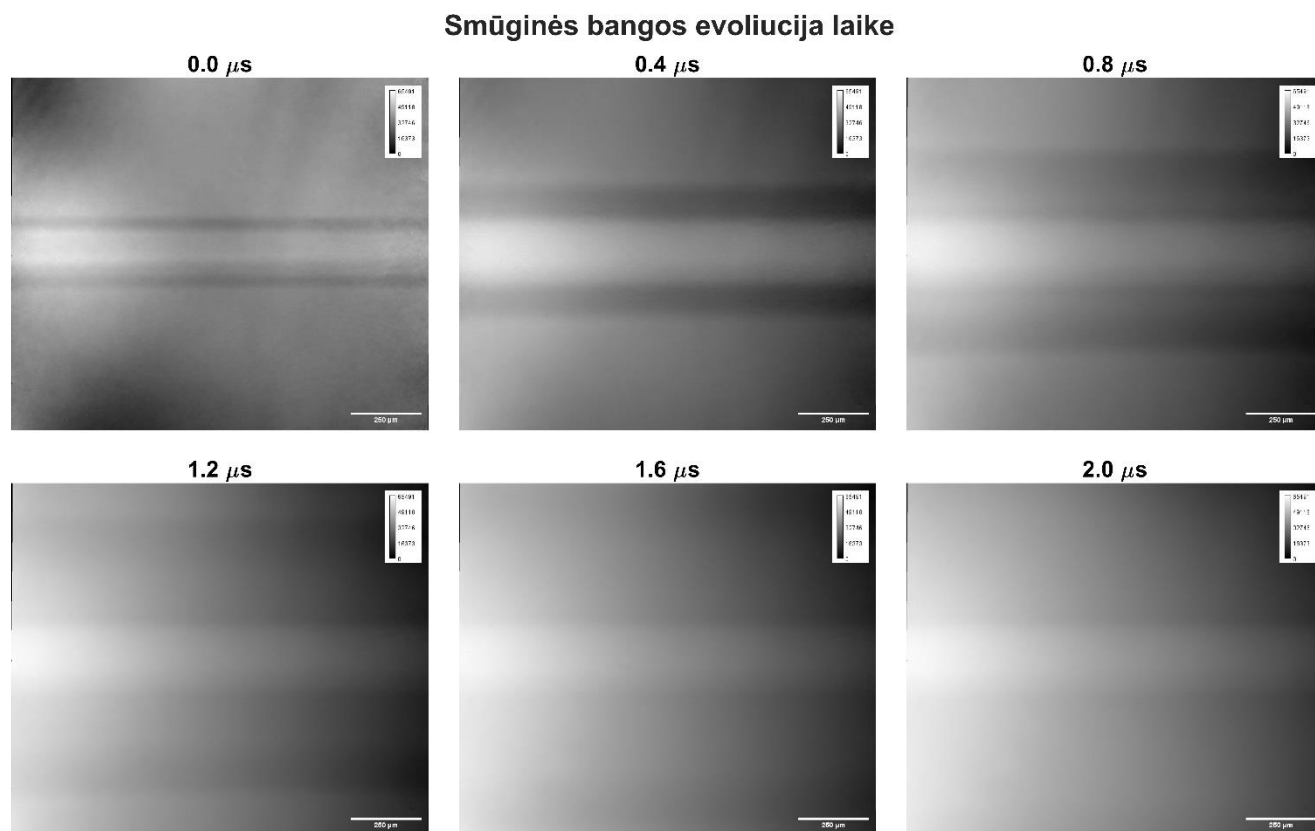


18 pav. Šilumos kanalo evoliucija laike naudojant 20x didinimo objektyvą. Spalvinė skalė pateikta radianais. 1 dalis



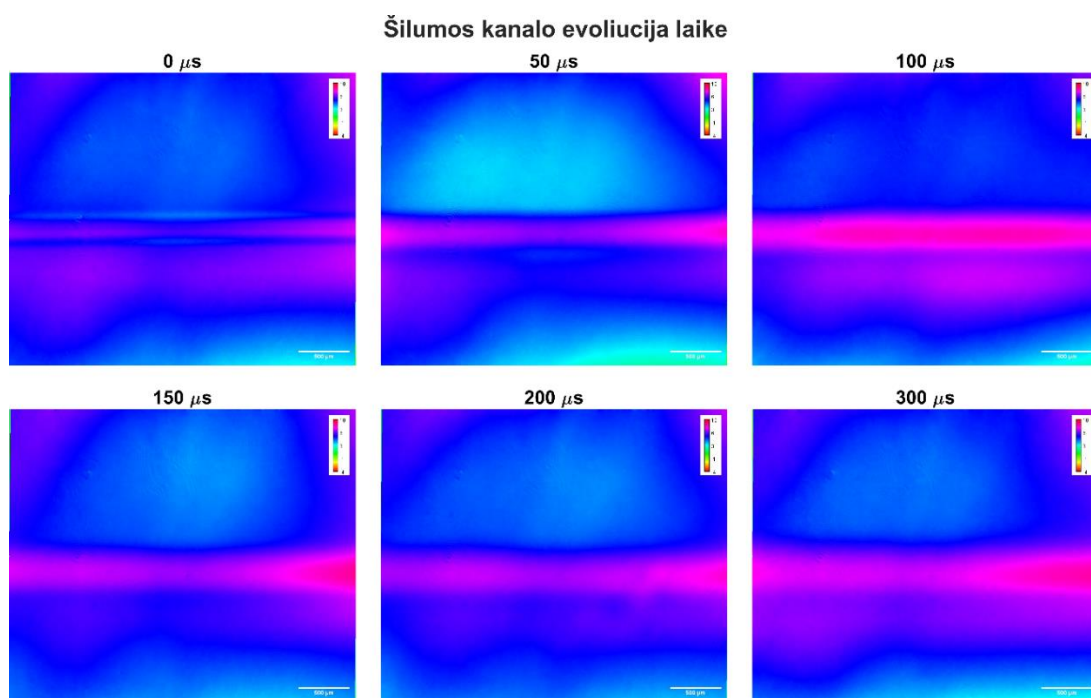
19 pav. Šilumos kanalo evoliucija laike naudojant 20x didinimo objektyvą. Spalvinė skalė pateikta radianais. 2 dalis

18 pav. ties 0 μs aplink filamentą matoma susiformavusi smūginė banga, atsirandanti dėl jonizacijos, įkaitimo ir staigaus plėtimosi. Filamento suformuotos smūginės bangos laikinis kitimas pavaizduotas 20 pav.. Didėjant vėlinimui stebimas smūginės bangos plėtimasis ir fazinio kontrasto mažėjimas, rodantis tankio bei lūžio rodiklio gradientų silpnėjimą. Maždaug ties 1,8 μs smūginės bangos struktūra beveik visiškai išnyksta dėl slėgio sumažėjimo ir šiluminės difuzijos procesų.

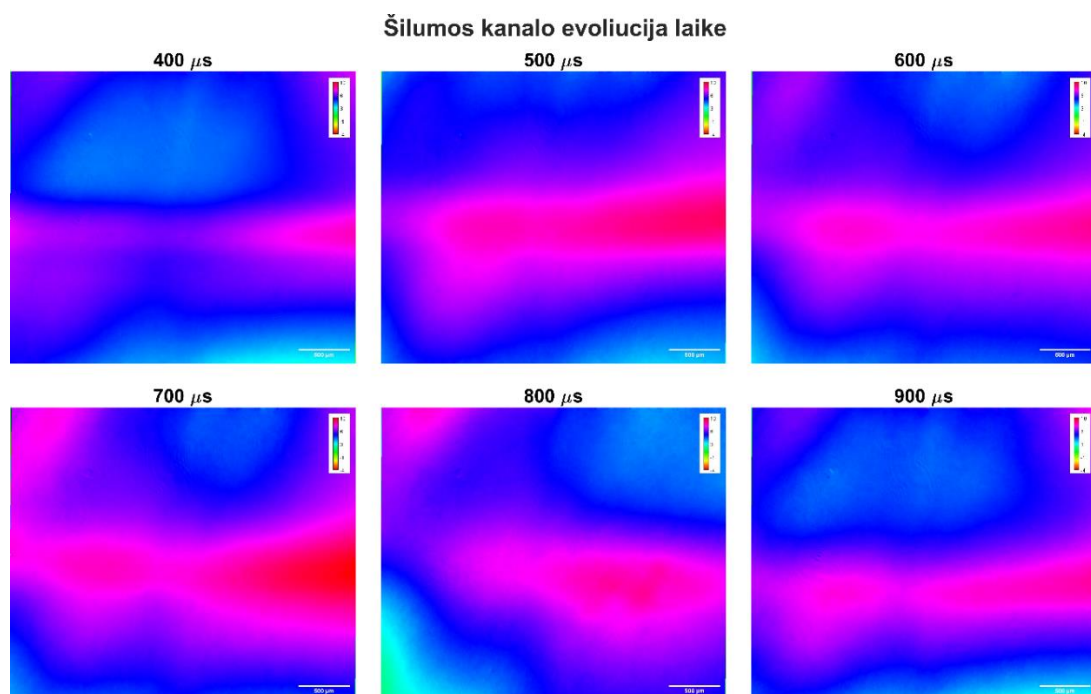


20 pav. Smūginės bangos evoliucija laike naudojant 20x didinimo objektyvą. Pilkumo skalė pateikta santykiniais vienetais.

18 pav. matyti, kad nuo 600 μs filamentu suformuotas šiluminis kanalas reikšmingai išplinta, todėl 20x didinimo objektyvo matymo laukas nebeapima visos kanalo struktūros. Dėl šios priežasties vėlesniems matavimams ir kiekybinei šiluminio kanalo evoliucijos analizei eksperimentas buvo pakartotas naudojant 10x didinimo objektyvą, leidžiantį stebėti platesnę erdvinę sritį. Gauti rezultatai pateikti 21 ir 22 pav. Nors 20x objektyvu galima detaliau įvertinti ankstyvąją filamentu srities struktūrą, 10x objektyvas yra tinkamesnis kanalo plėtimosi stebėjimui iki 900 μs .



21 pav. Šilumos kanalo evoliucija laike naudojant 10x didinimo objektyvą. Spalvinė skalė pateikta radianais. 1 dalis



22 pav. Šilumos kanalo evoliucija laike naudojant 10x didinimo objektyvą. Spalvinė skalė pateikta radianais. 2 dalis

Pagal 21 ir 22 pav. matoma, jog šilumos kanalas yra stebimas iki ~ 1 ms. Tai yra svarbu vertinant lazerio pasikartojimo dažnio įtaką, nes esant 1 kHz dažniui laiko tarpas tarp dviejų iš eilės einančių impulsų yra 1 ms. Vadinasi, kitas lazerio impulsas sklinda per terpę, kurioje dar išlikęs ankstesnio impulso sukeltas šiluminis ir tankio pasiskirstymo pokytis. Tokiu atveju sąveikia vyksta su modifikuota terpe.

Didinant pasikartojimo dažnį, laiko tarpas tarp impulsų dar labiau sutrumpėja: esant 2 kHz dažniui jis siekia 0,5 ms, esant 4 kHz – 0,25 ms, o esant 10 kHz – 0,1 ms. Tai pagrindžia ankstesnius rentgeno generacijos matavimus su 2 ir 4 kHz pasikartojimo dažnio matavimais.

Turint šilumos kanalo diametrą, suskaičiuotą pagal didinimo nuotraukas su 250 μm šviesolaidžiu, galima įsivertinti kokio oro srauto reikia norint nupūsti šilumos kanalą nuo lazerio pluošto sąveikos zonos iki atkeliaujant kitam impulsui. Šiuo atveju laikoma, kad šiluminsi kanalas turi būti pastumtas per atstumą, lygų skirtumui tarp šilumos kanalo diametro ir lazerio pluošto diametro. Filamentacijos formuojamas pluošto diametras yra apie 200 μm .

1 kHz atveju, ties 900 μs vėlinimu, šilumos kanalo diametras buvo apie 960 μm . Įvertinus 200 μm pluošto diametrą, minimalus reikalingas kanalo poslinkis siekia apie 580 μm . Minimalus oro srauto greitis, reikalingas nupūsti šilumą kanalą iš sąveikos zonos, yra apie 0,58 m/s. Jei taikomas kriterijus, kai kanalas pastumiamas dvigubai didesniu atstumu, reikalingas oro srautas padidėja dvigubai maždaug iki 1,16 m/s. 4 kHz atveju dėl trumpesnio laiko intervalo tarp impulsų minimalus reikalingas oro srauto greitis padidėja iki maždaug 1,42 m/s, o taikant dvigubo poslinkio kriterijų – 2,84 m/s.

Išvados

1. Nustatyta, kad optiniu filamentu generuojamos rentgeno spinduliuotės kiekio negalima efektyviai didinti vien tik keliant lazerio impulsų pasikartojimo dažnį. Didėjant dažniui keičiasi terpės sąlygos tarp impulsų, todėl filamentacija tampa mažiau stabili, o rentgeno signalo augimas nėra tiesinis.
2. Filamentacijos suirimas 1-4 kHz dažnių intervale gali būti siejamas su po impulso ore išliekančiu šiluminiu kanalu. Fazinio vaizdinimo rezultatai parodė, kad šiluminis kanalas išlieka stebimas iki ~ 1 ms, todėl net 1 kHz režime sekantis impulsas gali skliti per dar nevisiškai atsistačiusią terpę.
3. Rentgeno spinduliuotės kiekio padidėjimas naudojant išorinį oro srautą gali būti aiškinamas šiluminio kanalo paslinkimu iš lazerio sąveikos zonos. Apskaičiuota, kad tam reikalingi oro srauto greičiai yra nuo 0,58 m/s iki 2,84 m/s, todėl toks poveikis gali būti pasiekiamas su paprastu ventiliatoriumi.

Literatūra

- [1] L. Martín, et al., “Validation of a laser driven plasma X-ray microfocus source running in air using an ultrafast high repetition rate laser,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 2021.
- [2] M. R. Leahy-Hoppa, J. B. Simeonsson, J. A. O. Smith, and S. A. Hart, “Ultrafast Laser-Based Spectroscopy and Sensing: Applications in LIBS, CARS, and THz Spectroscopy,” *Sensors (Basel)*, vol. 10, pp. 4342–4372, 2010.
- [3] H. L. Xu, J. Bernhardt, W. Liu, et al., “Femtosecond Laser Filamentation for Atmospheric Sensing,” *Sensors (Basel)*, vol. 11, no. 1, pp. 32–53, 2011.
- [4] P. Qi, et al., “Sensing with Femtosecond Laser Filamentation,” *Sensors (Basel)*, 2022.
- [5] I. Dicaire, V. Jukna, C. Milián, L. Summerer, and A. Couairon, “Spaceborne laser filamentation” (ESA/ACT report, IAC), 2015.
- [6] A. Houard, et al., “Study of filamentation with a high power high repetition rate laser,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 7, pp. 7437–7446, 2016.
- [7] T. J. Wang, et al., “Cumulative Effects in 100 kHz Repetition-Rate Laser Filaments ...”, 2023.
- [8] J. Wallace, “Thermal blooming of repetitively pulsed laser beams,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 64, no. 12, pp. 1651–1656, 1974.
- [9] B. Shang, et al., “Manipulation of long-distance femtosecond laser filamentation for atmospheric remote sensing,” *Optics Communications*, 2023.
- [10] K. S. Latty, et al., “Atmospheric clearing of solid-particle debris using ... (filament wake)”, *Phys. Rev. Applied*, 2024.
- [11] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *Elements of Modern X-ray Physics*, Wiley, 2011.
- [12] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media”, *Phys. Rep.*, vol. 441, no. 2, pp. 47–189, 2007.
- [13] D. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, 2007.
- [14] H. A. Kramers, “On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum”, *Philos. Mag.*, vol. 46, pp. 836–871, 1923.
- [15] R. Jenkins and R. L. Snyder, *Introduction to X-Ray Powder Diffractometry*, Wiley, 1996.
- [16] H. G. J. Moseley, “The high-frequency spectra of the elements”, *Philos. Mag.*, vol. 27, pp. 703–713, 1914.
- [17] E. Hecht, *Optics*, 4th ed., Addison-Wesley, 2002.
- [18] A. Dubietis, *Netiesinė optika*, Vilniaus universiteto leidykla, 2011.

- [19] L. Willingale *et al.*, “High-power, kilojoule laser interactions with near-critical density plasmas”, *Phys. Plasmas*, vol. 18, p. 056706, 2011.
- [20] F. Théberge *et al.*, “Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing”, *Phys. Rev. E*, vol. 74, p. 036406, 2006.
- [21] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed., Academic Press, 2008.
- [22] S. L. Chin *et al.*, “Advances in intense femtosecond laser filamentation in air”, *Laser Phys.*, vol. 15, pp. 1158–1180, 2005.
- [23] J. H. Marburger, “Self-focusing: theory”, *Prog. Quantum Electron.*, vol. 4, pp. 35–110, 1975.
- [24] R. Zhou, D. Cui, X. Liu, L. Zhang, J. Wei, X. Tian, and Y. Wang, “Influence of convective heat transfer on thermal blooming effect in high-power laser emission systems,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2024
- [25] M. J. Schmitt, “Mitigation of thermal blooming and diffraction effects with high-power laser beams,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 4, pp. 719–724, 2003.
- [26] J. P. Holman, *Heat Transfer*, 10th ed., McGraw-Hill, 2010
- [27] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th ed., Wiley, 2007.
- [28] Y. A. Çengel and A. J. Ghajar, *Heat and Mass Transfer: Fundamentals and Applications*, 6th ed., McGraw-Hill Education, 2020.
- [29] S. Berera, R. van Grondelle, and J. T. M. Kennis, “Ultrafast transient absorption spectroscopy: principles and application to photosynthetic systems,” *Photochemical & Photobiological Sciences*, vol. 8, pp. 1–18, 2009.
- [30] C. Rullière (ed.), *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, 2nd ed., Springer, 2005.
- [31] J. C. Deák, S. T. Rhea, L. K. Iwaki, and D. D. Dlott, “Population Relaxation and Vibrational Cooling in Solution,” *Chemical Reviews*, vol. 100, no. 12, pp. 4483–4502, 2000.
- [32] M. Vengris, *Kinetinė spektroskopija: paskaitų konspektas*, Vilniaus universitetas, Vilnius, 2006–2008.
- [33] S. Mukamel, *Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy*, Oxford University Press, 1995.
- [34] D. Malacara (ed.), *Optical Shop Testing*, 3rd ed., Wiley, 2007.
- [35] S. H. Glenzer and R. Redmer, “X-ray Thomson scattering in high energy density plasmas,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 81, pp. 1625–1663, 2009.
- [36] F. Zernike, “Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects,” *Physica*, vol. 9, pp. 686–698, 1942.

- [37] P. Bon, G. Maucort, B. Wattellier, and S. Monneret, “Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, pp. 13080–13094, 2009.
- [38] W. Boucher, “Intraocular lens characterization using a quadri-wave lateral shearing interferometer,” 2008.
- [39] U. Schnars and W. Jüptner, *Digital Holography*, Springer, 2005.
- [40] A. Baguckis, A. Plukis, J. Reklaitis, V. Remeikis, L. Giniūnas, and M. Vengris, “Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses”, *Appl. Phys. B*, vol. 123, p. 290, 2017.

CHARACTERIZATION OF RESIDUAL EXCITATION IN AIR AFTER HIGH REPETITION RATE FILAMENTATION

Summary

The goal of this study was to investigate residual excitation in air induced by high repetition rate laser filamentation and to evaluate its influence on subsequent laser pulses. Two different femtosecond laser systems were used in the work. Filament-assisted X-ray generation from a metallic target was studied using Yb-based laser system at 1030 nm, while residual excitation and thermal channel formation in the air were investigated using a Ti:Sapphire laser system at 800 nm.

The results showed that increasing the repetition rate alone does not ensure a proportional increase in X-ray yield, because cumulative thermal effects in air can disturb beam propagation and filament stability. Pump-probe phase imaging measurements showed that the thermal channel formed after the laser pulse remains observable for up to approximately 1 ms. This indicates that at repetition rates of 1 kHz and above, subsequent pulses can propagate through air that has not fully returned to its initial state.

It was also estimated that airflow velocities of the order of several meters per second (0,58 m/s – 2,84 m/s range) are sufficient to displace the thermal channel from the interaction region. Therefore, forced airflow can be considered a practical method for reducing cumulative thermal effects and improving the stability of high repetition rate filamentation experiments.

DIDELIU PASIKARTOJIMO DAŽNIU ŠVIESOS GIJŲ INDUKUOTO LIEKAMOJO SUŽADINIMO ORE ĮVERTINIMAS

Santrauka

Šio darbo tikslas buvo ištirti didelio pasikartojimo dažnio lazerinės filamentacijos sukeltą liekamąjį sužadinimą ore ir įvertinti jo įtaką sekantiems lazerio impulsams. Darbe buvo naudojamos dvi skirtingos femtosekundinės lazerinės sistemos. Filamentu skatinama rentgeno spinduliuotės generacija iš plieninio bandinio buvo tirama naudojant Yb:KGW 1030 nm bangos ilgio lazerinę sistemą, o liekamasis sužadinimas ir šiluminio kanalo formavimasis ore buvo tiriami naudojant Ti:Sapphire 800 nm bangos ilgio lazerinę sistemą.

Rezultatai parodė, kad vien tik impulsų pasikartojimo dažnio didinimas neužtikrina proporcingos rentgeno spinduliuotės generacijos augimo, nes ore liekantys šiluminiai efektai gali trikdyti pluošto sklaidimą ir filamentacijos stabilumą. Žadinimo-zondavimo fazinio vaizdavimo matavimai parodė, kad po lazerio impulso susiformavęs šiluminis kanalas išlieka stebimas iki maždaug 1 ms. Tai rodo, kad esant 1 kHz ir didesniems pasikartojimo sekantys impulsai gali sklisti per orą, kuris dar nėra pilnai grįžęs į pradinę būseną.

Taip pat buvo įvertinta, kad 0,58 m/s – 2,84 m/s oro srauto greičiai yra pakankami šiluminiam kanalui paslinkti iš sąveikos zonos. Todėl priverstinis oro srautas gali būti laikomas praktišku metodu mažinti susikaupusius šiluminius efektus ir gerinti didelio pasikartojimo dažnio filamentacijos eksperimentų stabilumą.