

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Matas Krivičius

ULTRAPARČIŲJŲ VYKSMŲ VAIZDINIMAS LAZERIU KAITINAMOJE PLAZMOJE,
ŽADINAMOJE FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ PAPLIŪPOMIS.

Magistro baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Matas Krivičius

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

prof. Mikas Vengris

Centro direktorė

prof. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Įvadas	3
1. Teorinis įvadas	5
1.1 Rentgeno spinduliuotė ir jos savybės.....	5
1.2 Lazериu indukuotos plazmos rentgeno šaltiniai ir jų taikymai	6
1.3 Lazериu indukuotos plazmos fizika	7
1.4 Optiniai plazmos laikinės evoliucijos zondavimo metodai	15
2. Tyrimo metodika.....	21
2.1 Eksperimentinė schema	21
2.2 Šešėliografijos diagnostika	22
2.3 Duomenų apdorojimas	23
3. Tyrimo rezultatai.....	27
3.1 Rentgeno spinduliuotės išeigos pokytis naudojant išankstinį impulsą	27
3.2 Šešėliografiniai plazmos vaizdai.....	29
3.3 Plazmos geometrinė analizė.....	33
3.4 Efektyviojo spindulio analizė ir energijos įvertinimas	36
Išvados	39
Literatūros sąrašas.....	40
Santrauka.....	42

Ivadas

Šiuolaikiniuose mažų ir itin dinamiškų sistemų tyrimuose vis svarbesni tampa jų tyrinėjimo metodai, pasižymintys didele erdvine bei laikine skyra. Dėl šios priežasties molekulinų junginių, biologinių audinių ir atominių struktūrų tyrimams yra plačiai taikoma rentgeno spinduliuotė, kurios trumpas bangos ilgis leidžia tirti nanometrų mastelio objektus. Kadangi dauguma šiose sistemose vykstančių procesų pasižymi femtosekundinėmis ar pikosekundinėmis laiko skalėmis, jų dinamikos tyrimams būtini ultratrumpi rentgeno impulsai, kuriuos būtų galima tiksliai sinchronizuoti su tiriamo proceso žadinimu.

Tokie impulsai dažniausiai generuojami sinchrotronuose arba laisvųjų elektronų lazeriuose – dideliuose dalelių greitintuvų kompleksuose. Šie įrenginiai gali generuoti itin didelio skaisčio, derinamo spektro ir dalinai koherentinę rentgeno spinduliuotę. Vis dėlto tokie šaltiniai yra dideli, brangūs ir prieinami tik ribotam tyrėjų skaičiui. Taikymams, kuriems svarbiausia impulso trukmė ir patogus sinchronizavimas, o ne maksimalus spinduliuotės srautas ar erdvinis koherentiškumas, patraukli alternatyva gali būti lazeriu indukuotos plazmos rentgeno šaltiniai.

Femtosekundinių rentgeno impulsų generavimas lazeriu indukuotoje plazmoje nėra nauja sritis, tačiau platesnį tokių šaltinių pritaikymą riboja mažas konversijos efektyvumas. Tik nedidelė lazerio impulso energijos dalis paverčiama naudinga rentgeno spinduliuote, o didžioji jos dalis prarandama šilumos, dalelių kinetinės energijos ar atspindėtos spinduliuotės pavidalu. Didinant lazerio intensyvumą galima padidinti energijos perdavimą plazmai, tačiau praktikoje šį kelią riboja netiesiniai nuostoliai, pavyzdžiui, oro jonizacija, kuri gali slopinti impulsą dar prieš jam pasiekiant taikinį ¹.

Mokslinėje literatūroje pastebėta, kad paveikus taikinį nedidelės energijos išankstiniu impulsu prieš atskriejant pagrindiniam didesnės energijos impulsui, rentgeno spinduliuotės išeiga gali padidėti net keliomis eilėmis ². Tokia impulsų poros konfigūracija siejama su tuo, kad išankstinis impulsas suformuoja pirminę plazmą ir pakeičia pagrindinio impulso sąveikos su taikiniu sąlygas. Visgi pačios plazmos hidrodinaminės dinamikos pokyčiai, atsirandantys dėl išankstinio impulso, literatūroje analizuojami gerokai rečiau.

Šio darbo tikslas – taikant femtosekundinės laiko skyros optinę šešėliografiją įvertinti, kaip mažos energijos išankstinis impulsas pakeičia lazeriu indukuotos plazmos plėtimosi dinamiką ir su ja susijusį efektyvios hidrodinaminės energijos įvertį.

Darbo tikslui pasiekti iškelti šie uždaviniai:

- Palyginti pavienio impulso ir impulsų poros režimu generuojamos rentgeno spinduliuotės spektrus.
- Užregistruoti lazeriu indukuotos plazmos laikinę evoliuciją šešėliografijos metodu.
- Iš šešėliogramų nustatyti plazmos aukščio, pločio ir geometrinės anizotropijos kitimą laike.
- Taikant Sedovo–Tayloro tipo modelį įvertinti impulsų poros poveikį efektyviai plazmos plėtimąsi lemiančiai energijai (Hidrodinaminė energija).

1. Teorinis įvadas

1.1 Rentgeno spinduliuotė ir jos savybės

Rentgeno spinduliuotė yra elektromagnetinė spinduliuotė, kurios bangos ilgis paprastai apima sritį nuo 0,01 iki 10 nm, o fotonų energija kinta nuo maždaug 100 eV iki 100 keV ³. Dėl trumpo bangos ilgio ir didelės fotonų energijos ši spinduliuotė pasižymi didele skvarba ir yra tinkama mažų erdvinių mastelių struktūroms tirti. Pagal fotonų energiją rentgeno spinduliuotė dažniausiai skirstoma į minkštąją ir kietąją. Minkštoji rentgeno spinduliuotė yra stipriai sugerama ore, todėl jos taikymui dažnai reikalinga vakuuminė aplinka, o kietoji rentgeno spinduliuotė dėl didesnės skvarbos gali pereiti per storesnius ar tankesnius objektus.

Rentgeno spinduliuotės sąveika su medžiaga priklauso nuo fotonų energijos ir medžiagos atominio skaičiaus. Pagrindiniai jos slopimo mechanizmai yra fotoelektrinė sugertis ir Komptono sklaida ⁴. Mažesnių energijų srityje dažniausiai dominuoja fotoefektas, kai fotonas sugeriamas medžiagos elektrono, o jo energija panaudojama elektronui išlaisvinti iš atomo. Didėjant fotonų energijai reikšmingesnė tampa Komptono sklaida, kai fotonas sąveikauja su silpnai surištu elektronu ir praranda tik dalį savo energijos. Šie procesai lemia ne tik rentgeno spinduliuotės skvarbą, bet ir tai, kokia informacija gali būti gaunama iš užregistruoto spektro ar vaizdo.

Šiame darbe svarbiausi yra ne bendrieji rentgeno spinduliuotės taikymai, o jos generavimo mechanizmai, susiję su greitųjų elektronų sąveika su taikinio medžiaga. Tokiose sąveikose rentgeno spektras paprastai sudarytas iš dviejų pagrindinių komponentų: tolydaus stabdomosios spinduliuotės fono ir siaurų charakteringųjų linijų. Stabdomoji spinduliuotė susidaro tada, kai didelės energijos elektronai, judėdami taikinio medžiagoje, yra lėtinami jonų Kuloniniame lauke. Kadangi skirtingi elektronai praranda nevienodą energijos dalį, išspinduliuojami įvairių energijų fotonai ir susidaro tolydus rentgeno spinduliuotės spektras. Didžiausios energijos fotonai atsiranda tais atvejais, kai elektronas vienos sąveikos metu praranda beveik visą savo kinetinę energiją. Stabdomosios spinduliuotės intensyvumas priklauso nuo greitųjų elektronų skaičiaus, jų energijos ir taikinio medžiagos atominio skaičiaus. Didesnio atominio skaičiaus medžiagos efektyviau stabdo elektronus, todėl dažniausiai generuoja intensyvesnę rentgeno spinduliuotę ⁵. Taikinio medžiaga daugiausia keičia šios spinduliuotės intensyvumą, o ne paties tolydaus spektro pobūdį.

Kita svarbi rentgeno spektro dalis yra charakteringoji spinduliuotė. Ji atsiranda tada, kai pakankamos energijos elektronas išmuša vidinio atomo sluoksnio elektroną ir sukuria vakansiją. Tokia būseną yra nestabili, todėl vienas iš išorinių sluoksnių elektronų pereina į laisvą vidinio sluoksnio vietą, o energijų skirtumas išspinduliuojamas rentgeno fotono pavidalu. Kadangi elektronų energijos lygmenys priklauso nuo konkretaus elemento atominės sandaros, charakteringosios spinduliuotės linijų energijos yra būdingos taikinio medžiagai. Dėl to spektre matomos K, L ar M serijų linijos, pavyzdžiui, $K\alpha$ ir $K\beta$, kurių padėtys leidžia identifikuoti rentgeno emisiją generuojančius atomus.

Lazeriu indukuotos plazmos atveju šie mechanizmai išlieka aktualūs, tačiau rentgeno spinduliuotė generuojama ne iš anksto suformuotame elektronų pluošte, o intensyviai femtosekundiniam lazerio impulsui sąveikaujant su kieto kūno taikiniu. Lazerio energija perduodama elektronams, dalis jų įgyja dideles kinetines energijas ir, skverbdamiesi į taikinio medžiagą arba sąveikaudami su jonizuota plazma, gali generuoti tiek tolydų stabdomosios spinduliuotės foną, tiek charakteringas linijas. Todėl rentgeno spektro analizė leidžia vertinti, kaip lazerio sąveikos sąlygos, taikinio medžiaga ir išankstinio impulso suformuota pirminė plazma keičia rentgeno spinduliuotės generavimo sąlygas.

1.2 Lazeriu indukuotos plazmos rentgeno šaltiniai ir jų taikymai

Vienas svarbiausių lazeriu indukuotos plazmos rentgeno šaltinių privalumų yra femtosekundinė impulsų trukmė. Dėl to tokie šaltiniai yra tinkami „žadinimo-zondavimo“ (angl. *pump-probe*) eksperimentams, kuriuose optinis lazerio impulsas sužadina tiriamąją sistemą, o po tiksliai kontroliuojamos delsos atskriejantis rentgeno impulsas užregistruoja momentinę jos būseną. Kadangi žadinantis impulsas ir rentgeno spinduliuotę generuojantis impulsas kyla iš tos pačios pirminės lazerinės sistemos, sumažėja laikinio sinchronizavimo problema, kuri dideliuose greitintuvų šaltiniuose reikalauja sudėtingų techninių sprendimų ⁶. Tokia schema leidžia tirti itin sparčius procesus, pavyzdžiui, elektronų pernašą, cheminių ryšių pokyčius ar kristalinės gardelės dinamiką femtosekundžių–pikosekundžių laiko skalėse ⁷.

Kitas svarbus lazeriu indukuotos plazmos rentgeno šaltinių bruožas yra mažas efektyvus emisijos srities dydis. Tokiuose šaltiniuose rentgeno spinduliuotė dažnai generuojama kelių ar kelių dešimčių mikrometrų dydžio srityje, todėl jie gali pasižymėti

pakankamu erdviniu koherentiškumu. Tai svarbu ne tik didelės erdvinės skyros eksperimentams, bet ir fazinio kontrasto vaizdinimui, kuriame kontrastas formuojamas ne vien dėl spinduliuotės sugerties, bet ir dėl bangos fronto fazės pokyčių, atsirandančių rentgeno spinduliuotei praeinant pro tankio gradientus turinčius objektus ⁸. Dėl šios priežasties lazerinės plazmos rentgeno šaltiniai gali būti taikomi silpnai sugeriančių medžiagų, biologinių mėginių ar smūginių bangų struktūrų vaizdinimui ⁹.

Vis dėlto platesnį lazeriu indukuotos plazmos rentgeno šaltinių taikymą riboja palyginti mažas lazerio energijos konversijos į rentgeno spinduliuotę efektyvumas. Dėl šios priežasties svarbu ne tik generuoti trumpus ir gerai sinchronizuotus rentgeno impulsus, bet ir optimizuoti lazerio sąveikos su taikiniu sąlygas. Vienas iš būdų padidinti rentgeno spinduliuotės išeigą yra išankstinio impulso naudojimas, kai prieš pagrindinį impulsą suformuojama pirminė plazma, keičianti pagrindinio impulso sugerties ir energijos perdavimo sąlygas. Todėl norint suprasti tokių šaltinių efektyvumo didinimą, būtina nagrinėti ne tik rentgeno emisijos spektrą, bet ir pačios lazeriu indukuotos plazmos formavimąsi bei plėtimosi dinamiką.

1.3 Lazeriu indukuotos plazmos fizika

1.3.1 Plazmos formavimas ir kritinis tankis

Lazeriu indukuotas medžiagos pažeidimas ir gretimai vykstantis plazmos įžiebimas yra sudėtingas, netiesinis reiškinys, priklausantis tiek nuo lazerio impulso charakteristikų (trukmės, intensyvumo, bangos ilgio), tiek nuo taikinio fizinių bei cheminių savybių ¹⁰. Kai intensyvi lazerio spinduliuotė sufokusuojama į kieto kūno taikinį, jos elektromagnetinio lauko energija akimirksniu perduodama medžiagos paviršiaus elektronams, priversdama juos osciliuoti. Priklausomai nuo impulso trukmės, energijos perdavimo ir medžiagos abliacijos mechanizmai iš esmės skiriasi.

Naudojant ilgesnius, pavyzdžiui, nanosekundinius impulsus, kurių intensyvumas siekia $10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$, impulso trukmė yra žymiai ilgesnė už charakteringą elektronų-fononų sąveikos ir šiluminio laidumo laiką. Tokiu atveju elektronai viso impulso metu nuosekliai absorbuoja fotonus ir per susidūrimus perduoda energiją kristalinei gardelei. Kadangi elektronai ir jonai spėja pasiekti termodinaminę pusiausvyrą, pagrindinis abliacijos

mechanizmas yra terminis – vyksta tiesioginė medžiagos sublimacija arba lydymasis ir garavimas ¹¹.

Visiškai kitokia fizika dominuoja naudojant ultrasparčius femtosekundinius (fs) lazerio impulsus, kurie pasiekia ekstremalius intensyvumus ($I > 10^{12} \text{ W/cm}^2$), smarkiai viršijančius medžiagos jonizacijos slenkstį. Femtosekundinio impulso trukmė yra trumpesnė už elektronų-fononų relaksacijos laiką (kuris yra pikosekundžių eilės), todėl sąveikos metu jonų gardelė išlieka termiškai stacionari („šalta“) ¹². Energingi elektronai nespėja perduoti energijos gardelei ir yra išmetami iš taikinio paviršiaus į aplinką. Tai sukelia stiprų lokalų krūvių atsiskyrimą, o paviršiuje likę teigiami jonai dėl galingos tarpusavio elektrostatinės stūmos yra išsviedžiami per Kuloninį sprogimą (angl. *Coulomb explosion*) ^{13,14}.

Nepriklausomai nuo impulso trukmės, plazmos gimimas prasideda nuo pradinės medžiagos jonizacijos, kurią sukelia du pagrindiniai mechanizmai: fotojonizacija ir griūtinė jonizacija ¹⁵. Klasikinės fotojonizacijos atveju elektronas sugeria vieną fotoną, kurio energija $h\nu$ yra didesnė už medžiagos jonizacijos potencialą U_i . Tačiau naudojant regimosios ar artimosios infraraudonosios srities lazerius, pavienio fotono energija yra mažesnė už daugelio medžiagų jonizacijos potencialą ($h\nu < U_i$). Esant dideliame fotonų srautui (dideliame intensyvume), pasireiškia daugiafotonė jonizacija (angl. *multiphoton ionization*), kai elektronas vienu metu sugeria m fotonų (taip, kad $m * h\nu > U_i$), per virtualių energijos būsenų trukmę. Esant dar didesniems fs intensyvumams ($I > 10^{14} \text{ W/cm}^2$), stiprus lazerio elektrinis laukas deformuoja atomo Kuloninį potencialo barjerą, todėl elektronai gali išsilaisvinti per tunelinę/lauko jonizaciją (angl. *tunneling/field ionization*).

Atsiradę pirmieji laisvieji elektronai yra greitinami stipriame lazerio elektromagnetiniame lauke. Įgiję pakankamai kinetinės energijos, šie elektronai susiduria su neutraliais atomais ir išmuša iš jų papildomus elektronus. Šis procesas kartojasi eksponentiškai, sukeldamas griūtinę jonizaciją (angl. *avalanche ionization*), kuri lemia staigų medžiagos pramušimą ir tankios plazmos suformavimą ¹⁵.

Sukurtos plazmos laisvųjų elektronų debesis pasižymi kolektyviniais virpesiais, kurių būdingąją plazmos dažnį ω_p lemia elektronų tankis n_e :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1)$$

Čia e – elektrono krūvis, ε_0 – elektrinė konstanta, o m_e – elektrono masė. Plazmos optines savybes lazerio spinduliuotės (kurios dažnis ω_L) atžvilgiu aprašo kompleksinis lūžio rodiklis n , kuris yra išreiškiamas kaip:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (2)$$

Čia ω_p – elektroninis plazmos dažnis, nusakantis charakteringą laisvųjų elektronų kolektyvinių svyravimų dažnį plazmoje. Iš šios išraiškos matyti, kad kol plazma yra reta ir elektronų tankis mažas ($\omega_p < \omega_L$), lūžio rodiklis yra realus skaičius, todėl lazerio banga gali laisvai sklisti pro plazmą. Tačiau griūtinės jonizacijos metu elektronų tankiui augant, pasiekiamą kritinė riba, kai plazmos dažnis susilygina su lazerio šviesos dažniu ($\omega_p = \omega_L$). Šią būseną atitinkantis tankis yra vadinamas kritiniu tankiu n_c :

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \quad (3)$$

Pasiekus kritinį tankį ($n_e = n_c$), plazmos lūžio rodiklis tampa lygus nuliui, o tankesniuose sluoksniuose ($n_e > n_c$) – menamuoju skaičiumi. Fiziniu požiūriu tai reiškia, kad plazma akimirksniu tampa optiškai nepermatoma (angl. *overdense plasma*). Lazerio banga negali prasiskverbti giliau į taikinį ir yra veidrodžiškai atspindima nuo šio kritinio tankio paviršiaus ¹⁶. Visi tolimesni lazerio spinduliuotės absorbcijos ir energijos perdavimo procesai vyksta būtent šioje kritinėje riboje, kurios erdvinis profilis ir evoliucija tampa lemiamais veiksniais rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumui.

1.3.2 Dviejų impulsų sąveika su taikiniu

Nors vienu impulsu žadinamos plazmos schema leidžia sugeneruoti rentgeno spinduliuotę, jos efektyvumą stipriai riboja staigus, laiptelio pavidalo kieto kūno tankio profilis. Tokioje sistemoje galingas lazerio impulsas akimirksniu sukuria kritinį tankį pačiame paviršiuje, todėl didžioji impulso energijos dalis yra tiesiog veidrodžiškai atspindima atgal į erdvę, nespėjus jos efektyviai perduoti plazmai. Ši fundamentalų apribojimą leidžia apeiti dviejų impulsų (angl. *dual-pulse* arba *pre-pulse*) konfigūracija. Tokioje schemoje prieš

pagrindinį (kaupinimo) impulsą į taikinį nukreipiamas išankstinis mažesnės energijos impulsas, kurio intensyvumas paprastai būna apie eilę mažesnis už pagrindinio impulso intensyvumą.

Išankstinis impulsas, krisdamas į šaltą taikinį, jonizuoja paviršinį medžiagos sluoksnį ir sukelia pirminę abliaciją. Kadangi šio išankstinio impulso energija yra griežtai ribojama, jis pats savaime beveik negeneruoja rentgeno spinduliuotės, tačiau sukuria pradinį mažo tankio elektronų ir jonų debesį – pirminę plazmą (angl. *pre-plasma*). Laiko tarpu tarp dviejų impulsų, vadinamu delsos trukme τ_d , sukurta pirminė plazma pradeda sparčiai hidrodinamiškai plėstis į aplinką. Šio plėtimosi metu pradinis diskretus kieto kūno paviršiaus tankio profilis transformuojasi į tolygiai (eksponentiškai) mažėjančio tankio profilį.

Svarbiausias besiplečiančios pirminės plazmos erdvinę charakteristiką aprašantis parametras yra tankio gradiento ilgis L (angl. *scale length*), kuris nusako atstumą, per kurį plazmos elektronų tankis sumažėja e kartų¹⁷. Aproximuojant plazmos evoliuciją kaip idealų sferinį ar plokščią izotermiškai plėtimąsi, gradiento ilgis yra tiesiogiai proporcingas delsos trukmei tarp impulsų ir gali būti apytiksliai įvertintas per plazmos hidrodinamikos išraišką:

$$L \approx c_s \tau_d \quad (4)$$

Čia c_s – jonų garso greitis plazmoje, aprašomas kaip $c_s = \sqrt{Z k_B T_e / m_i}$, (čia Z – jonų krūvio skaičius, T_e – elektronų temperatūra, m_i – jono masė, o k_B – Bolcmano konstanta)¹⁸. Iš šios priklausomybės seka esminė dviejų impulsų metodikos idėja: eksperimentiškai kontroliuojant delsą τ_d bei pirminio impulso energetinius parametrus, galima tiksliai manipuluoti gradiento ilgiu L ir suformuoti optimalų plazmos tankio profilį, dar prieš atskleidžiant pagrindiniam impulsui¹⁹.

Kai po nustatytos delsos plazmą pasiekia galingas pagrindinis femtosekundinis impulsas, jo sąveika vyksta nebe su šaltu kietu kūnu, o su paruoštu, išsiplėtusiu pirminės plazmos debesiu. Lazerio banga laisvai keliauja mažo tankio subkritinėje srityje ($n_e < n_c$), kurioje jos efektyvusis sklaidimo kelias iki kritinio tankio paviršiaus ($n_e = n_c$), pailgėja nuo kelių šimtų nanometrų iki dešimčių mikrometrų. Šis išplėstas optinis kelias dramatiškai padidina lazerio spinduliuotės ir plazmos sąveikos tūrį, sudarydamas sąlygas pasireikšti efektyviems netiesiniams energijos absorbcijos mechanizms.

Be to, ši dviejų impulsų sąveika pasižymi svarbiu taikinio apsaugos (skydo) efektu. Didžioji pagrindinio impulso energijos dalis yra sugerama ir pasiskirsto jau pirminės

plazmos sluoksnyje, todėl kieto taikinio giluminiai sluoksniai yra apsaugomi nuo tiesioginio galingo lazerio smūgio. Tai sumažina nepageidaujamą gilią terminę medžiagos pažaidą bei didelių kraterių formavimąsi, kartu užtikrinant tolygesnę ir stabilesnę rentgeno spinduliuotės generaciją ²⁰. Tinkamai subalansavus delką ir gradiento ilgį L , galima pasiekti rezonansinę energijos perdavimą, kuris rentgeno spinduliuotės išėigą leidžia padidinti nuo kelių iki kelių šimtų kartų, lyginant su pavieniais impulsais.

1.3.3 Lazerio energijos sugerties mechanizmai plazmoje

Kai pagrindinis galingas lazerio impulsas sklinda pro išankstinio impulso suformuotą besiplečiančios pirminės plazmos debesį, jo elektromagnetinė energija perduodama plazmos elektronams. Priklausomai nuo plazmos lokalių parametrų (temperatūros, tankio gradiento ilgio) ir lazerio intensyvumo, dominuoja skirtingi sugerties mechanizmai. Juos fundamentaliai galima suskirstyti į susidūriminius ir nesusidūriminius (angl. *collisionless absorption*) procesus.

1.3.3.1. Atvirkštinė stabdomoji sugertis (*Inverse Bremsstrahlung*)

Tai yra pagrindinis susidūriminis absorbcijos mechanizmas, pasireiškiantis mažesniuose lazerio žadinimo intensyvumuose ir žemos temperatūros plazmoje. Šio proceso metu lazerio spinduliuotės kintamame elektriniame lauke virpinami laisvieji elektronai įgyja osciliacijų kinetinę energiją. Susidūrimų su sunkiaisiais jonais metu ši kryptingo judėjimo energija yra išsklaidoma ir virsta chaotišku šiluminiu elektronų judėjimu – plazma pradeda kaisti ¹⁹.

Atvirkštinės stabdomosios sugerties efektyvumas yra tiesiogiai proporcingas taikinio medžiagos atominiam skaičiui Z (didesnis jonų krūvis lemia stipresnę Kuloninę sąveiką), tačiau sparčiai mažėja kylant plazmos temperatūrai (proporcingai $T_e^{-3/2}$) ¹⁶. Todėl, kai pagrindinis galingas femtosekundinis impulsas plazmą stipriai įkaitina, šis susidūriminis mechanizmas tampa nebeefektyvus ir užleidžia vietą banginiams procesams.

1.3.3.2. Rezonansinė sugertis

Didėjant lazerinės spinduliuotės intensyvumui ir sparčiai mažėjant dalelių susidūrimų tikimybei, pradeda dominuoti nesusidūriminiai mechanizmai. Svarbiausias iš jų – rezonansinė sugertis, kuri pasireiškia tik tuomet, kai p -poliarizacijos lazerio spinduliuotė krenta tam tikru kampu θ į plazmą, turinčią išreikštą tankio gradientą ∇n_e . Kadangi p -poliarizuotos bangos elektrinio lauko vektorius $\vec{E}$ turi komponentę, nukreiptą išilgai tankio gradiento, yra tenkinama esminė šio reiškinio sužadavimo sąlyga $\nabla n_e \vec{E} \neq 0$. Pagal Snelijaus dėsnį, banga, sklindanti gilyn į didėjančio tankio pirminę plazmą, lūžta ir patiria veidrodinį atspindį ties tašku, kur elektronų tankis tenkina sąlygą $n_e = n_c \cos^2 \theta$. Tam tikras kiekis šviesos lauko energijos gali tuneliuoti pro šį barjerą iki pat kritinio tankio paviršiaus, jei atstumas tarp atspindžio taško ir kritinio paviršiaus yra palyginamas su lazerio bangos ilgiu λ . Šis tuneliuojantis laukas kritinio tankio paviršiuje sužadina intensyviuos išilginius elektronų plazmos virpesius (Langmiūro bangas). Sužadintų elektronų bangų slopinimas (angl. *Landau damping*) paverčia elektromagnetinę lazerio energiją į terminę plazmos energiją, o jos stiprus elektrostatinis laukas efektyviai greitina elektronus. Atsižvelgiant į plazmos tankio gradientą, lazerinės spinduliuotės bangos ilgį ir spinduliuotės kritimo kampą, rezonansinės sugerties efektyvumas gali siekti iki 50% ²¹.

1.3.3.3. Brunelio efektas (Vakuuminis šildymas)

Kai naudojami ultraspartūs, itin didelio intensyvumo impulsai, o išankstinio impulso sukurto tankio gradiento charakteringas ilgis L yra labai trumpas, palyginus su lazerio bangos ilgiu ($L \ll \lambda$), plazmos ir vakuumo riba išlieka staigaus laiptelio pavidalo. Literatūroje nurodoma, kad ši prielaida tampa visiškai teisinga, kai lazerio elektrinio lauko sukulto elektronų virpėjimo (osciliacijų) amplitudė r_{osc} viršija gradiento ilgį:

$$r_{osc} > L \quad (5)$$

Čia elektronų osciliacijų amplitudė lauke yra tiesiogiai susijusi su lazerio intensyvumu ir bangos ilgiu ($r_{osc} = eE/m_e \omega_L^2$). Kai ši sąlyga tenkinama, lazerio banga negali efektyviai tuneliuoti, todėl klasikinė rezonansinė sugertis nuslopsta, tačiau įsijungia vakuuminis šildymas, vadinamas Brunelio efektu ²².

Šio mechanizmo variklis yra stipri lazerio elektrinio lauko normalinė komponentė E_y , nukreipta statmenai taikinio paviršiui. Kiekvieno lazerio optinio ciklo metu,

kai lauko vektorius nukreiptas iš vakuumo į plazmą, paviršiniai elektronai yra tiesiog jėga ištraukiami į vakuumą. Po pusės ciklo (π/ω_L), laukui pakeitus kryptį, šie į vakuumą ištraukti elektronai yra didžiulių greičiu bloškiami atgal į tankios plazmos sritį. Kadangi tankioje plazmoje ($n_e > n_c$) išorinis lazerio laukas yra ekranuojamas dėl kolektyvinio plazmos atsako, įskrieję elektronai staiga pabėga nuo lazerinio lauko įtakos ir toliau balistiškai skverbiasi gilyn į taikinį, efektyviai pernešdami energiją ir kaitindami medžiagą²³.

1.3.3.4. „Karštųjų elektronų“ generacija

Visi aukščiau paminėti nesusidūriminiai absorbcijos mechanizmai, o ypač rezonansinė sugertis, stipriai modifikuoja plazmos elektronų energijų pasiskirstymą. Greta įkaitusios terminės elektronų populiacijos sukuriama vadinamieji „karštieji elektronai“ (angl. *hot electrons*), kurių kinetinė energija dešimtis ar šimtus kartų viršija klasikinį Maksvelo pasiskirstymo vidurkį. Šių superterminių elektronų srauto generacija ir jų skvarba gilyn į taikinį yra fundamentalus tiltas, jungiantis lazerio energijos sugertį su rentgeno spinduliuotės generavimo procesais²⁴.

1.3.4 Rentgeno spinduliuotės generavimo mechanizmai ir charakteristikos

Kai plazma sąveikos su lazeriu metu įgyja pakankamai terminės bei kinetinės energijos, ji ima generuoti rentgeno spinduliuotę. Lazeriu indukuotos plazmos spinduliavimo savybės yra kompleksinės, todėl jų analizė reikalauja detalaus mikroskopinių generacijos procesų bei makroskopinių (spektrinių, erdvinų ir laikinių) charakteristikų įvertinimo.

1.3.4.1. Mikroskopiniai generacijos mechanizmai

Mikroskopiniu lygmeniu rentgeno fotonų emisija realizuojasi per tris pagrindinius elektronų energijos atidavimo mechanizmus, kurie priklauso nuo dalelių kvantinių būsenų pokyčių:

Pirmasis mechanizmas yra laisvų–laisvų elektronų šuoliai (Stabdomoji spinduliuotė). Tokiu atveju didelio greičio laisvieji plazmos elektronai, skrosdami terpę, sąveikauja su jonų Kuloniniu potencialu. Šio lauko stabdomi elektronai praranda dalį savo

kinetinės energijos, kuri išspinduliuojama rentgeno fotonų pavidalu. Šis procesas suformuoja ištisinį stabdomosios spinduliuotės (angl. *Bremsstrahlung*) spektrą.

Antrasis mechanizmas yra laisvų–surištų elektronų šuoliai (Rekombinacinė spinduliuotė). Čia laisvieji elektronai yra pagaunami plazmos jonų – įvyksta radiacinė rekombinacija. Kadangi laisvojo elektrono pradinė energija kontinuume nėra kvantuota, šio perėjimo metu taip pat generuojamas ištisinis rentgeno spektras, turintis būdingus intensyvumo šuolius ties jonizacijos briaunomis.

Galiausiai gaunamą spektrą taip pat lemia ir surištų–surištų elektronų šuoliai (Charakteringoji spinduliuotė). Šis mechanizmas pasireiškia, kai elektronai vykdo šuolius tarp diskrečių atominių lygmenų. Energingos dalelės išmuša elektronus iš vidinių atomo sluoksnių, o į atsilaisvinusias vietas peršokantys išorinių sluoksnių elektronai išspinduliuoja griežtai apibrėžtos energijos fotonus. Spektre tai matoma kaip siauros ir intensyvios charakteringosios linijos ¹⁶.

1.3.4.2. Spektrinės charakteristikos ir taikinio medžiagos įtaka

Eksperimentiškai keičiant taikinio medžiagos atominį skaičių Z , galima efektyviai kontroliuoti lazeriu indukuotos plazmos rentgeno spektrines savybes ¹¹. Mažo atominio skaičiaus taikinių (pvz., plastikai) sukurtoje plazmoje dominuoja lengvieji jonai, iš kurių elektronai yra pilnai išmušti. Tokios plazmos emisijos spektre charakteringų linijų praktiškai nėra, o ištisinis kontinuumas formuojasi išskirtinai dėl stabdomosios spinduliuotės. Vidutinio atominio skaičiaus taikinių ($Z < 20$) plazmoje daugiausia susikuria jonai, kurių elektroninės konfigūracijos yra panašios į vandenilio, helio, ličio ar berilio elementų. Tokiomis sąlygomis didelė spinduliuojamos energijos dalis sutelkiama į charakteringas linijas, kurios savo amplitudė smarkiai viršija ištisinio spektro intensyvumo lygį. Dėl šios savybės vidutinio Z šaltiniai yra plačiai naudojami rentgeno spektroskopijoje. Didelio atominio skaičiaus taikinių ($Z > 20$) plazmoje esantys jonai išlaiko keletą surištų elektronų, todėl rentgeno spektras susideda iš itin komplikuočių daugelio elektronų linijų emisijų. Jų erdvinis tankis spektre yra toks didelis, jog linijos tiesiog susilieja į vientisą juostą, formuodamos kvazikontinuumo emisiją. Kadangi lazerinės energijos konversijos į rentgeno spinduliuotę efektyvumas didėja proporcingai taikinio atominiam skaičiui, praktiniams taikymams didesnio Z medžiagos yra patrauklesnės.

1.3.4.3. Erdvinės charakteristikos ir šaltinio dydis

Kiekvienam krentančiam lazerio impulsui sugeneruojamas rentgeno spinduliuotės impulsas sklinda į 4π erdvinį kampą. Nors pradinė emisija vyksta vienodu intensyvumu į visas puses (su nežymiu padidėjimu ties taikinio normale), naudojant storus kieto kūno taikinius, spinduliuotė, sklindanti lazerio impulso kryptimi (gilyn į medžiagą), yra sugerama pačio taikinio. Todėl reali išeinančios spinduliuotės geometrija yra fiziškai apribota tik į tuos erdvinis kampus, kurie nėra užstoti taikinio konstrukcijos.

Rentgeno spinduliuotės šaltinio erdvinis dydis tiesiogiai priklauso nuo registruojamų fotonų energijos. Aukštesnės energijos fotonai yra generuojami išskirtinai tik karštuose vidiniuose plazmos sluoksniuose, kurie geometriniu požiūriu yra sąlyginai maži. Todėl kietieji rentgeno spinduliai yra emituojami iš labai lokalizuotų sričių, kurių charakteringas dydis siekia vos kelias dešimtis mikrometrų.

1.4 Optiniai plazmos laikinės evoliucijos zondavimo principai.

Lazeriu indukuota plazma yra gana sudėtingas diagnostikos objektas dėl mažų erdvinų matmenų ir trumpos gyvavimo trukmės. Pats plazmos pliūpsnis vystosi pikosekundžių- nanosekundžių laiko skalėse, o jo sukelta smūginė banga bei aplinkinėje terpėje susidariusios tankio perturbacijos gali būti stebimos ir po plazmos emisijos nuslopimo. Giliausios, optiškai tankios ir aukštos temperatūros plazmos sritys intensyviai spinduliuoja XUV bei rentgeno diapazone, todėl jų savybės dažnai tiriamos spektroskopiniais metodais²⁵. Tuo tarpu išorinės, mažesnio tankio plazmos sritys ir aplinkinėje terpėje sklindančios smūginės bangos išlieka dalinai skaidrios regimajai šviesai, todėl jų erdvinei ir laikinei evoliucijai tirti plačiai taikomi ultraspartūs optinio zondavimo metodai.

1.4.1 Optinio zondavimo metodų apžvalga

Vienas jautriausių metodų kiekybiniam lūžio rodiklio ir elektronų tankio pasiskirstymo nustatymui yra interferometrija. Dažniausiai ji realizuojama pagal Macho–Zehnderio tipo schemą, kurioje lazerio pluoštas padalijamas į atraminį ir zondavimo kelius. Pro plazmą sklindantis zondavimo impulsas patiria fazės pokytį, kuris detektoriaus plokštumoje registruojamas kaip interferencinių juostų poslinkis. Kadangi zonduojantis pluoštas pereina per visą plazmos tūrį, užregistruotas signalas yra integruotas išilgai optinio kelio. Norint iš tokio vaizdo atkurti radialinį elektronų tankio pasiskirstymą, dažnai taikoma Abelio inversija, darant prielaidą apie cilindrinę plazmos simetriją²⁶.

Nors interferometrija leidžia gauti kiekybinę informaciją apie elektronų tankį, jos taikymą praktikoje apsunkina didelis jautrumas mechaninėms vibracijoms ir optinių kelių suderinimui, bei reikalingas papildomas matematinis duomenų apdorojimas. Todėl tyrimuose, kuriuose svarbiausia ne absoliutus tankio pasiskirstymas, o plazmos kontūrų, smūginės bangos fronto ir geometrinės evoliucijos stebėjimas, gali būti pasirenkami paprastesni vaizdinimo metodai kaip refraktometrija ar Schlieren vaizdinimas. Refraktometrijoje plazma nagrinėjama kaip lūžio rodiklio gradientus turintis objektas, nukreipiantis pro ją sklindančius spindulius. Keičiant vaizdavimo plokštumos padėtį, galima registruoti spindulių nuokrypių sukeltas intensyvumo struktūras ir iš jų įvertinti lūžio rodiklio arba elektronų tankio pasiskirstymą²⁷. Schlieren metode lęšio židinio plokštumoje naudojama peilio briauna arba kitas erdvinis filtras, todėl vaizdas tampa jautrus mažiems spindulių nuokrypiams ir lūžio rodiklio gradientams²⁸. Šie metodai yra naudingi kiekybinei arba jautresnei gradientų analizei, tačiau šiame darbe pagrindinis dėmesys skiriamas šešėliografijai, nes ji leidžia tiesiogiai registruoti plazmos ir smūginės bangos geometriją skirtingais laiko momentais.

1.4.2 Šešėliografija

Šešėliografija dėl savo eksperimentinio paprastumo ir efektyvumo yra vienas patogiausių optinio plazmos zondavimo metodų. Ji dažniausiai taikoma ne absoliučiam elektronų tankiui ar tankio gradientams nustatyti, o plazmos plėtimosi dinamikai, geometriniams matmenims ir smūginės bangos frontui vertinti. Šio metodo fizikinis pagrindas remiasi tuo, kad laisvųjų elektronų turinti plazma pakeičia terpės lūžio rodiklį. Kai elektronų

tankis išorinėse plazmos srityse yra mažesnis už kritinį, lūžio rodiklis išlieka realus, tačiau tampa mažesnis už vienetą:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_{cr}(\lambda)}} \quad (6)$$

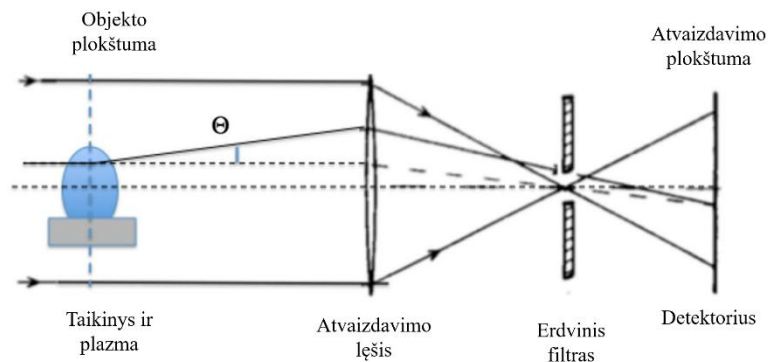
Esant sąlygai $n_e \ll n_{cr}$, šią išraišką galima supaprastinti:

$$n \approx 1 - \frac{n_e}{2n_{cr}} \quad (7)$$

Iš šios priklausomybės matyti, kad elektronų tankio gradientai tiesiogiai sukuria lūžio rodiklio gradientus. Todėl plazmos ir aplinkos sandūroje, kur tankis kinta staigiausiai, pro plazmą sklindantys zonduojantys spinduliai yra nukreipiami nuo pradinės sklidimo krypties. Šių spindulių persiskirstymas detektoriaus plokštumoje suformuoja šviesias ir tamsias intensyvumo struktūras, leidžiančias vizualizuoti plazmos ribas bei smūginės bangos frontą.

Eksperimentiškai realizuojant šešėliografiją, viena iš praktinių problemų yra pačios plazmos emisija, galinti užmaskuoti zonduojančio impulso signalą. Šiam efektui mažinti naudojami tamsinti arba siaurajuosčiai interferenciniai filtrai, praleidžiantys tik zonduojančio lazerio bangos ilgį. Tokiu būdu detektoriuje registruojamas daugiausia pro plazmos sritį praėjusio zondavimo impulso intensyvumo pasiskirstymas.

Kitas svarbus šešėlinio kontrasto formavimo aspektas yra vaizdavimo sistemos kampinis jautrumas. Jei visi pro plazmą praėję ir nukrypę spinduliai būtų surenkami optinės sistemos ir grąžinami į detektorių, šešėlinis kontrastas sumažėtų. Klasikinėje šešėliografijos schemoje šiam tikslui gali būti naudojama apertūra arba erdvinis filtras, blokuojantis stipriai nukrypusius spindulius. Tokiu atveju tiesiai sklindantys spinduliai patenka į detektorių, o dėl sąveikos su plazma smarkiai nukreipti spinduliai yra pašalinami iš vaizdo formavimo sistemos, todėl plazmos srityje susidaro tamsus kontrastas.



1 pav. Šešėliografijos schema su apertūra pastatyta lęšio židinio taške ²⁸.

Šiame darbe vaizdinimo sistemai naudojamas begalinio židinio nuotolio mikroskopo objektyvas. Tokiu atveju papildomo fizinio erdvinio filtro galima atsisakyti, nes ribota objektyvo skaitmeninė apertūra veikia kaip natūralus kampinis filtras. Spinduliai, patyrę didelius nuokrypius plazmos arba smūginės bangos fronte, gali nepatekti į objektyvo surinkimo kūgį ir nebedalyvauti vaizdo formavime. Dėl to detektoriuje susidaro šešėlinis kontrastas, leidžiantis išskirti plazmos ir smūginės bangos kontūrus.

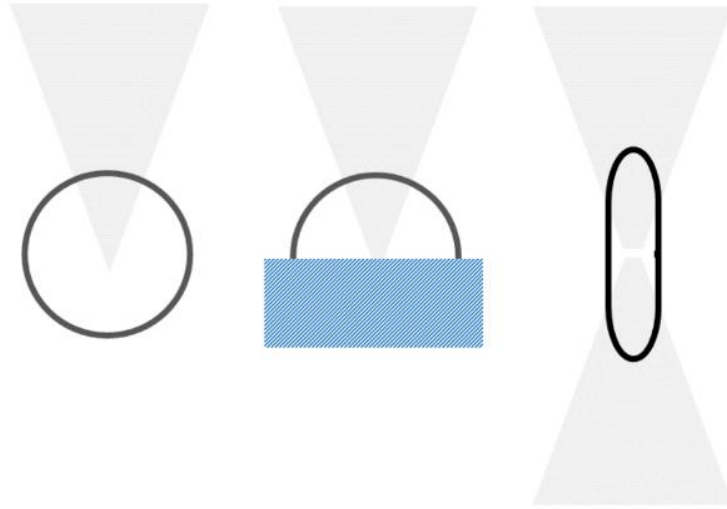
Keičiant vėlinimą Δt tarp žadinančio ir zonduojančio impulso, galima gauti „užšaldytų“ plazmos būsenų seką skirtingais laiko momentais. Kadangi zondavimo impulso trukmė yra trumpa, kiekvienas vaizdas atitinka momentinę plazmos ir smūginės bangos geometriją pasirinktu vėlinimu. Šiame darbe tokia šešėliografinė vaizdų seka naudojama pavienio impulso ir impulsų poros režimais sužadintos plazmos plėtimosi palyginimui, nustatant jos aukščio, pločio ir efektyviojo spindulio kitimą laike.

1.4.3 Lazerio sužadintos smūginės bangos matematinis aprašymas

Staigus lazerio impulso energijos išskyrimas medžiagoje (kietajame kūne, skystyje ar dujose) po plazmos sužadavimo sukelia stiprų vietinį sprogimą kuris staigiai suspaudžia aplinkos orą ir veikia kaip stūmuoklis sukeliantis smūginę bangą.

Lazeriu sužadintos smūginės bangos evoliuciją laike ir jos geometriją lemia lazerio energija, fokusavimo sąlygos bei sugeneruotos plazmos forma. Kai lazerio energija sutelkiama mažame erdvės taške, formuojasi sferinės arba pusiau sferinės smūginės bangos, o

esant ištęstai / pailgai plazmos formai (fokusuojant impulsą skystyje), smūginė banga gali tapti cilindrinė. Tarpinės situacijos gali būti dar sudėtingesnės, priklausomai nuo terpės savybių ²⁹.



2 pav. Sferinė, pusiau-sferinė ir cilindrinė smūginė banga indukuotos dujos, kietame paviršiuje ir skystyje. ²⁹

Teoriniai smūginių bangų generavimo ir plitimo pagrindai buvo padėti tiriant branduolinių sprogimų bangas, kurios charakterizuojamos momentiniu energijos išsiskyrimu mažame tūryje. Tokiais atvejais smūginės bangos modelį galima supaprastinti laikant energijos šaltinį taškiniu. Šis artinys leidžia ieškoti „savipanašaus“ (angl. *self-similar*) sprendinio, darant prielaidą, kad energija išsiskiria per nykstamai trumpą laiką ir mažą tūrį. Apibendrinta smūginės bangos spindulio išraiška įvairioms geometrijoms atrodo taip:

$$R(t) = \left(\frac{E_{hyd}}{K(\gamma)\rho_0} \right)^{1/(2+d)} t^{2/(2+d)} \quad (8)$$

čia $R(t)$ yra bangos spindulys laiku t , ρ_0 – nepaveiktos aplinkinės terpės tankis, o $K(\gamma)$ – konstanta, priklausanti nuo dujų adiabatinio koeficiento. Parametras $d = 3$ atitinka sferinę (aproksimuojamą šiame darbe), $d = 2$ – cilindrinę, o $d = 1$ – plokščią smūginę bangą, o E_{hyd} yra hidrodinaminio ekvivalento energija, t. y. energija, sunaudota smūginės bangos plitimui. Šiandien smūginių bangų plitimo aprašymas mokslo bendruomenėje dažniausiai įvardijamas kaip Sedovo-Taylor taškinio stipraus sprogimo teorija ³⁰.

Nors teorinis Sedovo-Taylor modelis daro prielaidą apie idealiai sferinį sprogimą, eksperimentiškai stebima lazerinė femtosekundiniais impulsais įžiebta plazma dažniausiai pasižymi asimetrija, nes energija perduodama greičiau nei gardelė gali spėti „sureaguoti“ ir gali atrodyti kiek „suplota“. Norint tokiai elipsoidinei sistemai pritaikyti sferinį energijos tvermės dėsnį, įvedama efektinio spindulio R_{eff} sąvoka:

$$R_{eff} = \left(H * \left(\frac{W}{2} \right)^2 \right)^{1/3} \quad (9)$$

Čia H – plazmos aukštis nuo taikinio paviršiaus (aksialinis spindulys), W – plazmos plotis paviršiaus plokštumoje. (čia $W/2$ yra radialinis spindulys)

Šis geometrinis vidurkis leidžia aproksimuoti realų plazmos tūrį į ekvivalentinį sferos tūrį, kuriam galioja standartinė Sedovo-Tayloro teorija ³⁰.

Sedovo-Tayloro modelio praktinis taikymas šiame darbe remiasi ryšiu tarp eksperimentiškai nustatyto laisvojo koeficiento α ir smūginę bangą suformavusios energijos E_{hyd} . Perrašius pagrindinę plėtimosi lygtį pavidalu $R(t) = \alpha * t^{0.4}$, koeficientas α apjungia visus pastovius aplinkos parametrus ir hidrodinaminio plitimo sunaudotą energiją:

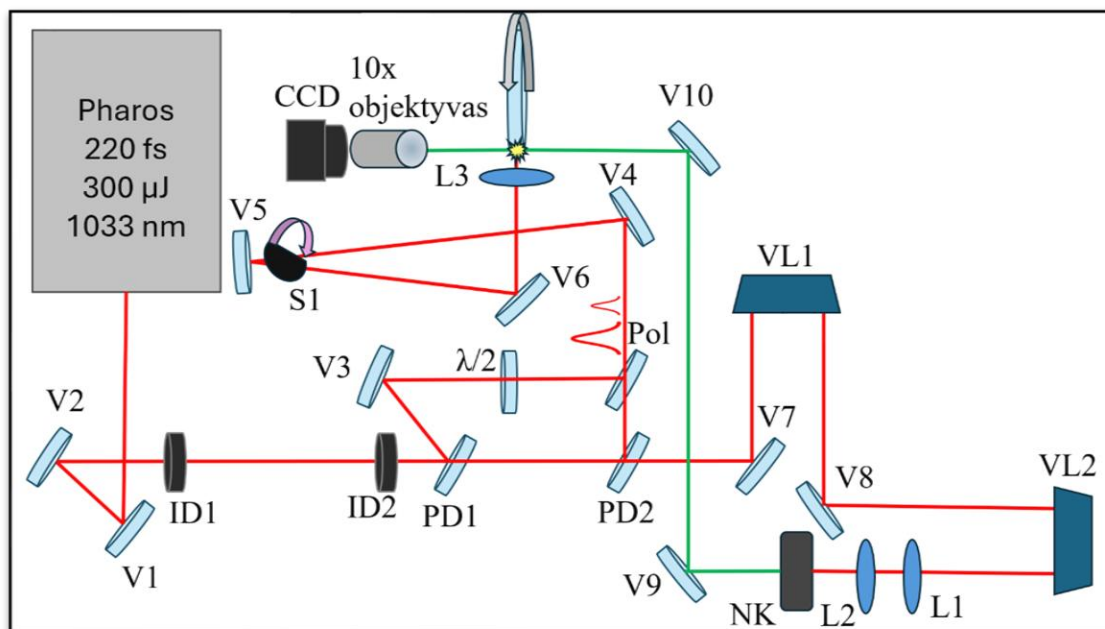
$$\alpha = \left(\frac{E_{hyd}}{K(\gamma)\rho_0} \right)^{1/5} \quad (10)$$

Toks užrašymas yra vertingas, nes matuojant smūginės bangos spindulį skirtingais laiko momentais, esant pastovioms išorinėms sąlygoms (pastovus oro tankis ρ_0 ir adiabatinė konstanta $K(\gamma)$), nekintantys dydžiai lyginant rezultatus susiprastina. Tai leidžia nustatyti energijų, panaudotos hidrodinaminiam plitimui santykį tiesiogiai iš kreivių aproksimacijos.

$$\frac{E_{pora}}{E_{pavienis}} = \left(\frac{a_{pora}}{a_{pavienis}} \right)^5 \quad (11)$$

2. Tyrimo metodika

2.1 Eksperimentinė schema



3 pav. Eksperimento schema. V- veidrodis, ID- vyzdžio tipo diafragma PD- pluošto daliklis, NK- netiesinis kristalas, L- lęšis, POL- poliarizatorius, VL- vėlinimo linija, S- sklendė, CCD- CCD kamera.

Eksperimento metu lazerio impulsas buvo padalintas į tris funkcines šakas: Mažos energijos išankstinį impulsą (PD1, PD2, Pol), didelės energijos pagrindinį impulsą (PD1, V3, Pol), bei zondavimo impulsą (PD1, PD2, V7). Laiko delsa tarp pagrindinio ir išankstinio impulsų buvo lygi apie 320 ps dėl 9,5 cm besiskiriančio optinio kelio. Toks laiko tarpas buvo parinktas, nes patenka į optimalių delsos verčių, maksimizuojančių rentgeno išeigą intervalą ². Šių impulsų energijų santykis buvo apie 12% ($\sim 20 \mu J$ ir $\sim 140 \mu J$). Abu pluoštai yra sudedami ant poliarizatoriaus ir toliau keliauja kartu. Tada lęšiu L3 ($f=75$ mm) yra fokusuojami į besisukančio (kad pataikytų į nepažeistą dalį) geležinio disko kraštą. Likusi energijos dalis panaudojama zondavimui.

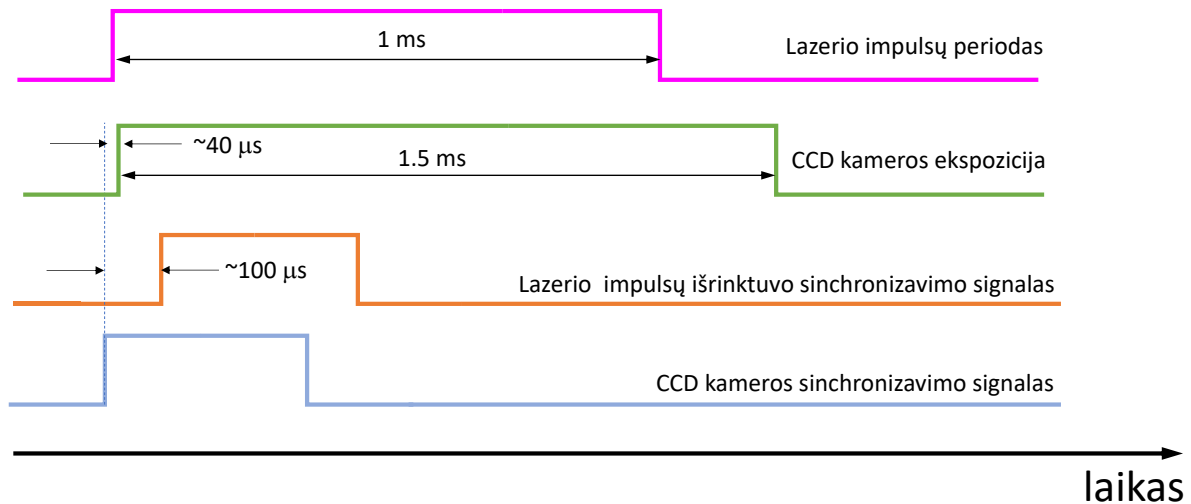
Tyrimo metu taip pat buvo matuojama rentgeno spinduliuotė siekiant optimizuoti impulsų poros erdvinį persiklojimą efektyviam rentgeno spinduliuotės generavimui. Šiai užduočiai buvo panaudotas Amptek DP5 SDD (Silicio dreifo detektorius) rentgeno

spinduliuotės spektrometras, pastatytas apie 20 cm nuo taikinio bei uždengtas ~ 1 mm aliuminio folija, kad būtų išvengta spektrometro įsisotinimo.

2.2 Šešėliografijos diagnostika

Šešėliografiniam plazmos pliūpsnio ir jo sužadintos smūginės bangos dinamikos vaizdinimui skirtingais laiko momentais buvo suformuota zonduojanti optinė šaka, kurios laikinė kontrolė užtikrinta kombinuojant dvi vėlinimo linijas. Tiksliam žingsniniam vėlinimui pikosekundžių skalėje naudota motorizuota vėlinimo linija VL1, turinti 1,6 ns eiga, o platesniam laiko intervalui pasiekti buvo pasitelkta rankinio valdymo vėlinimo linija VL2 su 4 ns eiga. Zonduojančio impulso bangos ilgis netiesiniame kristale NK buvo konvertuotas į antrąją harmoniką (515 nm). Šis sugeneruotas dvigubo dažnio impulsas prašvietė taikinio paviršiuje besiplečiančios plazmos ir smūginės bangos kontūrus, o susidaręs šešėlinis vaizdas buvo registruojamas *PointGrey Chameleon* CCD kamera.

Detalesniam plazmos darinių siluetui atkurti prieš kamerą buvo patalpintas 10 kartų didinimo objektyvas ($NA=0.3$), o visa registravimo sistema sumontuota ant mikropozicionavimo staliuko, leidžiančio tiksliai fokusuoti vaizdą eksperimento metu. Siekiant apsaugoti CCD jutiklį nuo pažeidimų ir užtikrinti aukštą vaizdo kontrastą, optiniame kelyje sumontuoti selektyvieji filtrai: siaurajuostis filtras, blokuojantis nuo taikinio atspindėjusią fundamentinę infraraudonąją lazerio spinduliuotę, ir šviesos intensyvumą silpninantis (neutralaus tankio) filtras. Eksperimento sinchronizacijai ir vieno impulso registravimui kiekviename kadre naudotas dvikanalis, kompiuteriu valdomas signalų generatorius (Rigol DG-822). Generatorius suformuodavo du vienas kito atžvilgiu apie 100 μ s vienas kito atžvilgiu vėluojančius loginius impulsus (4 pav.). Pirmasis impulsas aktyvuodavo 1,5 ms trukmės kameros ekspoziciją, o antrasis – paleisdavo lazerio impulsų išrinktuvą (*pulse picker*). Tokia konfigūracija garantavo, kad į kameros ekspozicijos intervalą pateks tik vienas lazerio impulsas, taip eliminuojant vaizdo susiliejamą dėl kelių pliūpsnių integracijos.



4 pav. Kameros ir lazerio sinchronizavimo laikinė diagrama. ³¹

2.3 Duomenų apdorojimas

2.3.1. Skirtuminių vaizdų metodas

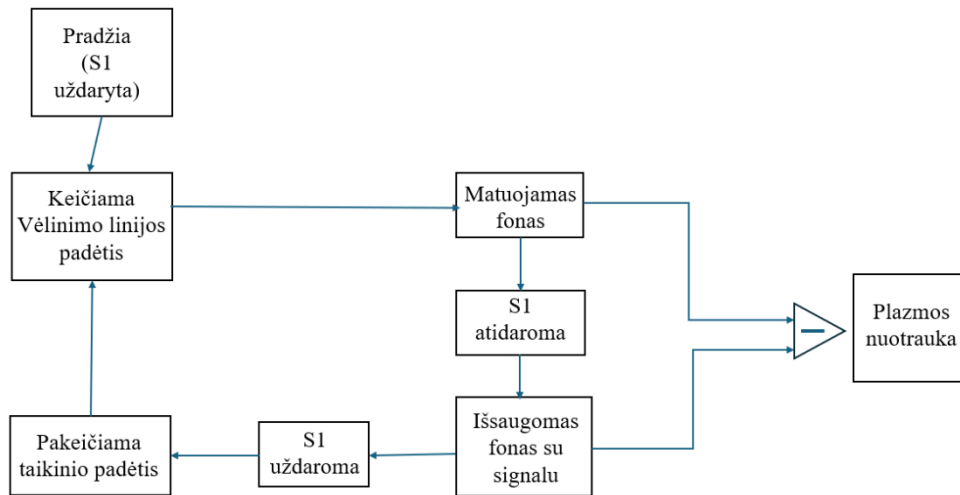
Siekiant tiksliai ištirti plazmos hidrodinaminę evoliuciją, eksperimento parametrus būtina fiksuoti mažais laiko vėlinimo žingsniais. Pavyzdžiui, norint pakeisti zonduojančio impulso vėlinimą $\Delta t = 10$ ps žingsniu, optinio vėlinimo linijos padėtį reikia keisti tiksliai kas $\Delta x = 1,5$ mm (atsižvelgiant į dvigubą optinio kelio ilgį retroreflektoriuje $\Delta t = 2\Delta x/c$). Kadangi rankinis vėlinimo keitimas, fono matavimas ir taikinio pozicionavimas reikalautų papildomai daug laiko ir neužtikrintų reikiamo tikslumo, eksperimento valdymas buvo pilnai automatizuotas naudojant darbo vadovo *LabVIEW* aplinkoje sukurtą specializuotą programinę įrangą. Eksperimento automatizavimo ir skaitmeninio vaizdų apdorojimo algoritmas veikia šiais etapais:

1. **Fono registravimas:** Uždaroma sklendė S_1 , visiškai blokuojant žadinantį lazerio impulsą. CCD kamera užregistruoja tik zonduojančio impulso vaizdą, kuris programoje išsaugomas kaip foninė matrica (I_{fonas})

2. **Signalų registravimas:** Sklendė atidaroma, žadinantysis impulsas sugeneruoja plazmą, o praeinantis zonduojantis impulsas CCD kameroje suformuoja signalo matricą ($I_{signalas}$)

3. **Skaitmeninė atimtis:** Programa realiuoju laiku atlieka matricų atimtį pagal sąryšį $I_{rezultatas} = I_{signalas} - I_{fonas}$. Šis skaitmeninis apdorojimas leidžia eliminuoti pastovius optinio kelio triukšmus, netolygų CCD jutiklio apšvietimą ir išgauti kontrastingą momentinę plazmos smūginės bangos šešėlinę nuotrauką.

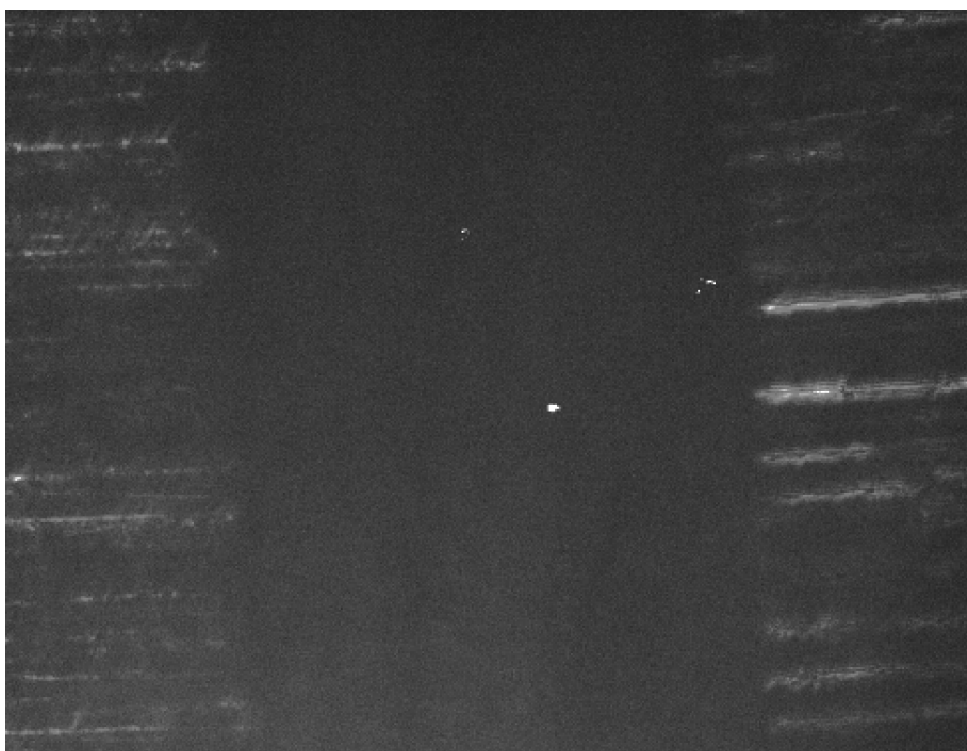
4. **Taikinio atnaujinimas:** Vėlinimo linija pastumiama į sekančią laikinę padėtį, o motorizuotas taikinio diskas pasukamas aplink savo ašį, kad sekanti lazerio impulsų serija sąveikautų su mechanškai ir termiškai nepažeistu paviršiumi.



5 pav. „LabVIEW“ programos loginė schema.

2.3.2. Erdvinis kalibravimas

Norint pereiti nuo skaitmeninių vaizdo vienetų (pikselių) prie metrinių dydžių, reikalingų hidrodinaminiam modeliavimui, buvo atliktas sistemos kalibravimas. Šiam tikslui į kameros objektyvo židinio plokštumą (kurioje eksperimento metu yra plazma) buvo įstatyti skaitmeninio elektroninio slankmačio ašmenys, suformuojantys tikslų 200 μm tarpą (6 pav.). Užregistravus šio etalono vaizdą, nustatyta, kad 200 μm atstumą atitinka 680 vaizdo pikselių. Iš čia gautas erdvinio vaizdo mastelio koeficientas $\lambda = 0,294 \mu\text{m}/\text{px}$, kuris tolesnėje analizėje naudotas tikriesiems plazmos matmenims apskaičiuoti.



6 pav. Slankmačio ašmenų nuotrauka, ilgio konvertavimo panaudojimui. ³¹

2.3.3. Plazmos geometrijos analizė ir efektyvusis spindulys

Ekspimentinių šešėliografinių nuotraukų skaitmeninė analizė ir plazmos fronto koordinatų ekstrakcija buvo atlikta naudojant *ImageJ* vaizdų apdorojimo programinę įrangą. Skirtingai nuo idealiai sferinių sprogimo bangų, lazeriu indukuota plazma ankstyvaisiais

momentais plečiasi anizotropiškai. Todėl kiekvienam laiko vėlinimui t buvo matuojami du ortogonalūs dydžiai:

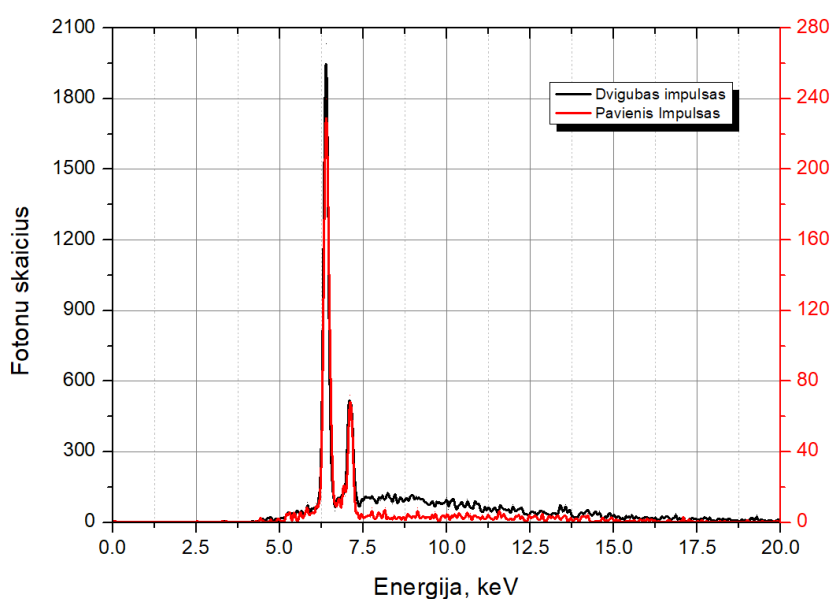
- Aksialinis spindulys (R_y) (arba H): atstumas pikseliais nuo taikinio paviršiaus (plazmos pagrindo) iki pliūpsnio viršūnės išilgai normalės.
- Radialinis spindulys (R_x) (arba $W/2$): pusė plazmos pliūpsnio pločio lygiagrečiai taikinio paviršiui.

Kadangi Sedovo-Tayloro modelis (aprašytas 1.4.3 skyriuje) yra griežtai sferinis, tiesioginis aksialinio arba radialinio spindulio taikymas lemtų didelę paklaidą vertinant hidrodinaminio ekvivalento energijų santykius. Siekiant suderinti realią elipsinę plazmos geometriją su sferiniu modeliu, buvo įvestas efektyvusis plazmos spindulys (R_{eff}), apskaičiuojamas pagal (9) formulę. Šis geometrinis vidurkis paverčia realios plazmos užimamą tūrį į ekvivalentinę idealios sferos spindulį, atitinkantį tą patį charakteringą plazmos tūrį. Gavus R_{eff} skirtingais laiko momentais, buvo eksperimentiškai įvertinta efektyvi hidrodinaminė ekvivalentinė energiją skirtingiems žadinimo režimams.

3. Tyrimo rezultatai

3.1 Rentgeno spinduliuotės išeigos pokytis naudojant išankstinį impulsą

Prieš atliekant šešėliografinius plazmos dinamikos matavimus, buvo įvertintas išankstinio impulso poveikis rentgeno spinduliuotės generavimui. Tam buvo lyginami du žadinimo režimai: pavienis pagrindinis impulsas ir impulsų pora, sudaryta iš mažos energijos išankstinio impulso bei po maždaug 320 ps vėlinimo sekančio pagrindinio impulso. Abiem atvejais rentgeno spinduliuotė buvo registruojama tomis pačiomis detektoriaus geometrijos sąlygomis, todėl gauti spektrai leidžia tiesiogiai palyginti rentgeno fotonų išeigos pokytį.



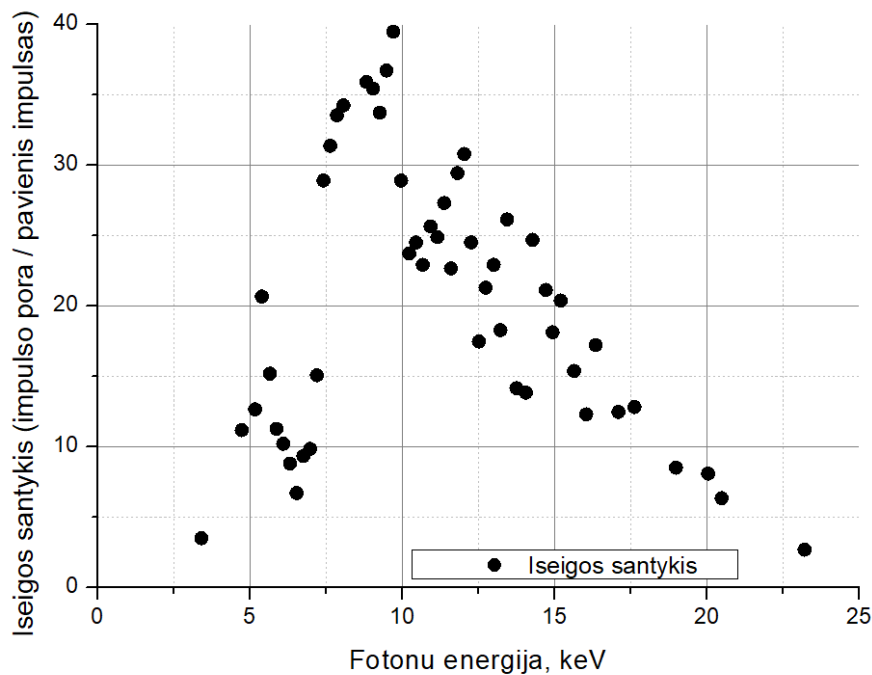
7 pav. Pavienio impulso ir impulsų poros režimais sugeneruoti rentgeno spinduliuotės spektrai. Skirtingiems režimams pritaikytos skirtingos vertikaliosios ašies skalės

Iš 7 pav. matyti, kad impulsų poros režime rentgeno fotonų skaičius padidėja visame registruotame energijų intervale. Ryškiausias skirtumas stebimas ne tik charakteringųjų linijų srityje, bet ir tolydžioje spektro dalyje, ypač aukštesnių fotonų energijų intervale. Tai rodo, kad išankstinis impulsas pakeičia pagrindinio impulso sąveikos su taikiniu sąlygas ir padidina rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumą.

Kadangi tolydžioji rentgeno spektro dalis siejama su stabdomąja spinduliuote, jos padidėjimas leidžia daryti prielaidą, kad impulsų poros atveju susidaro palankesnės sąlygos greitų elektronų generacijai ir jų stabdymui taikinio medžiagoje. Vis dėlto vien iš spektrų intensyvumo palyginimo negalima tiesiogiai nustatyti sugertos lazerio energijos pokyčio, nes rentgeno išeiga priklauso ne tik nuo sugertos energijos, bet ir nuo elektronų temperatūros, plazmos tankio profilio, absorbcijos ilgio bei nelygaus detektoriaus jautrumo registruojamoms skirtingoms energijų sritims.

Siekiant aiškiau įvertinti, ar išankstinis impulsas vienodai padidina visų energijų rentgeno fotonų išėigą, buvo apskaičiuotas impulsų poros ir pavienio impulso spektrų santykis

$\frac{I_{papl.}}{I_{vienas}}$ visam matuojamam spektrui:



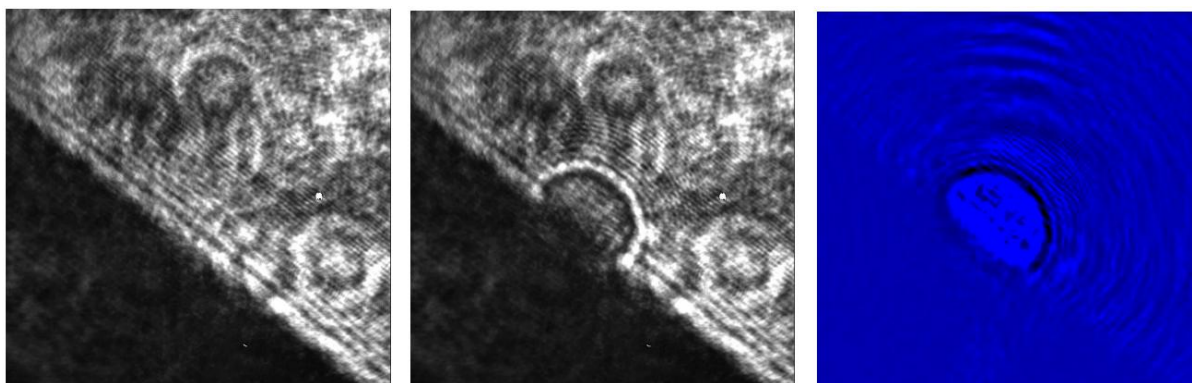
8 pav. Rentgeno fotonų skaičiaus santykis impulsų poros ir pavienio impulso režimais.

Iš santykio grafiko matyti, kad išankstinio impulso poveikis nėra vienodas visame fotonų energijų intervale. Didžiausias santykinis išėigos padidėjimas stebimas vidutinių ir aukštesnių energijų srityje, kur impulsų poros režime fotonų skaičius keliasdešimt kartų viršija pavienio impulso atvejį. Tai reiškia, kad išankstinis impulsas ne tik padidina bendrą rentgeno fotonų skaičių, bet ir pakeičia spektrinį pasiskirstymą.

Rentgeno spektro matavimas pats savaime neatskleidžia, kaip išankstinis impulsas įtakoja rentgeną spinduliuojančią plazmą, todėl toliau buvo atlikti laikinės skyros šešėliografijos matavimai. Jie leidžia tiesiogiai palyginti pavieniu impulsu ir impulsų pora sužadintos plazmos plitimo dinamiką.

3.2 Šešėliografiniai plazmos vaizdai

Nustačius išankstinio impulso poveikį rentgeno spinduliuotės išeigai, toliau buvo analizuojama, kaip šis impulsas keičia pačios plazmos erdvinę evoliuciją. Tam buvo atlikti femtosekundinės laikinės skyros šešėliografijos matavimai, kuriuose zonduojantis impulsas registravo plazmos ir jos sužadintos smūginės bangos padėtį skirtingais laiko momentais. Kadangi eksperimento metu registruojamas vaizdas priklauso ne tik nuo plazmos, bet ir nuo netolygaus zondavimo pluošto apšvietimo, optinių elementų defektų bei difrakcinių struktūrų ties taikinio kraštu, kiekvienam laiko momentui buvo taikomas skirtuminių vaizdų metodas.

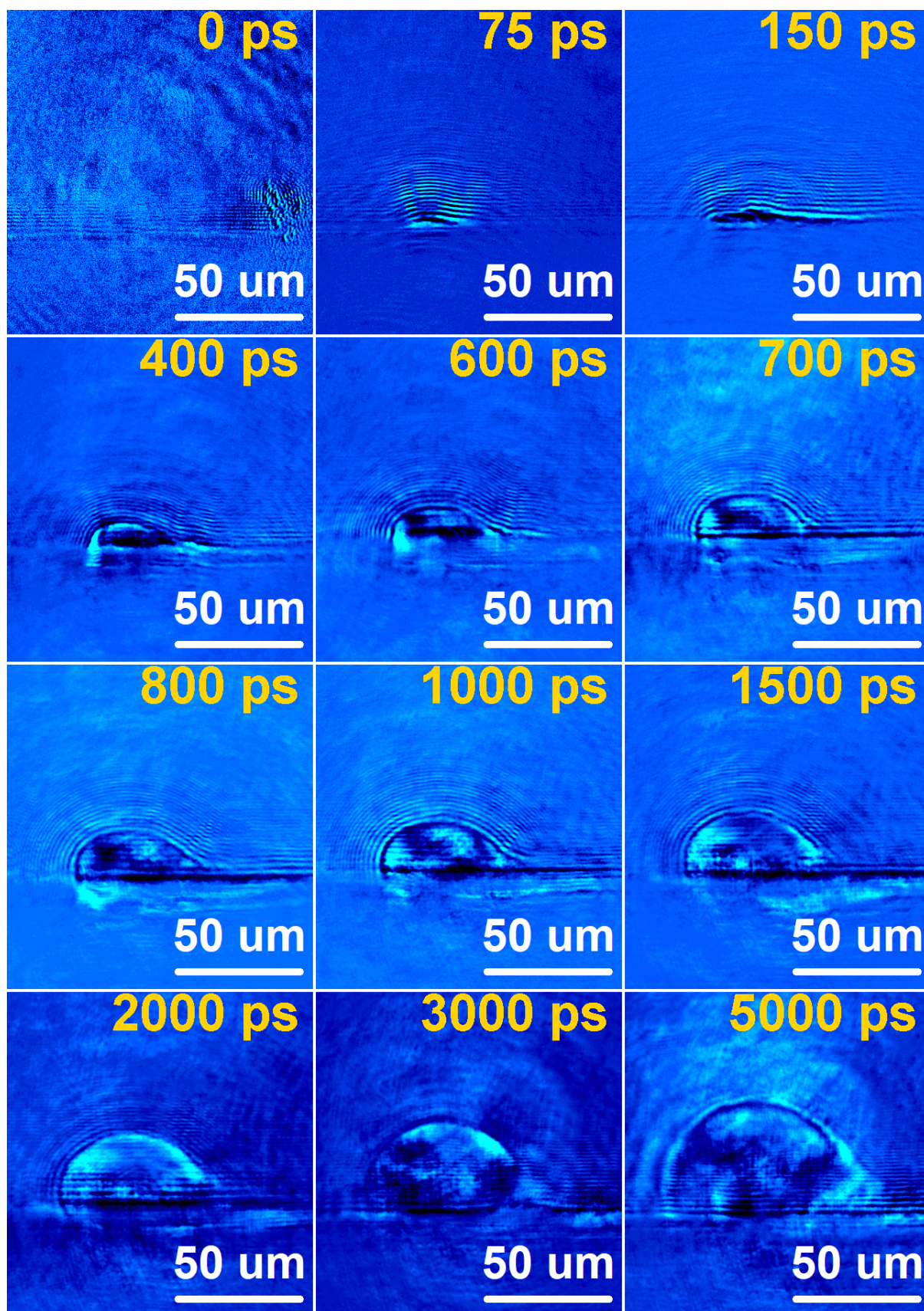


9 pav. Šešėliografinio vaizdo apdorojimo pavyzdys: foninis zondavimo impulso vaizdas be plazmos (kairėje), vaizdas su lazeriu sužadinta plazma (viduryje) ir skirtuminis vaizdas po fono atimties (dešinėje).

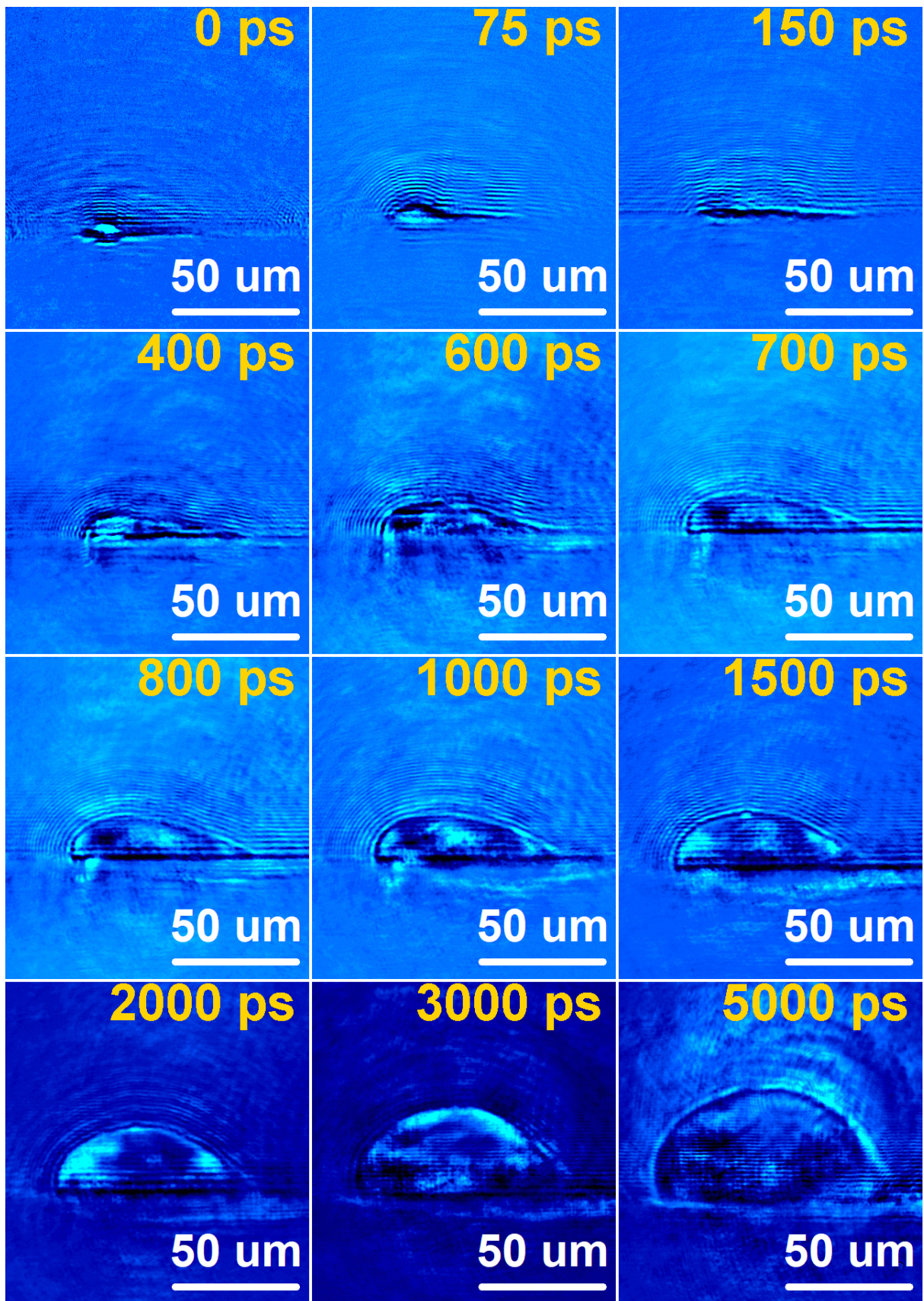
Iš 9 pav. matyti, kad neapdorotame vaizde kontūrai jau yra matomi, tačiau skirtuminis vaizdas išryškina smūginės bangos ribą, sumažindamas pastovių fono struktūrų įtaką. Todėl tolesnei geometrinei analizei buvo naudojami apdoroti vaizdai, iš kurių buvo nustatomi plazmos aukščio ir pločio parametrai.

Pritaikius skirtuminių vaizdų metodą, buvo registruojama plazmos pliūpsnio evoliucija skirtingais vėlinimo laikais. Matavimai atlikti dviem režimais: kai taikiny s žadinamas tik pagrindiniu impulsu, ir kai žadinamas dviem impulsais.

Toliau pateikiamuose šešėliografijos kadruose, bei grafikuose pateikiama pradinė laiko atskaita ($t = 0$ ps) atitinka pradinę vėlinimo linijų padėtį. Pagrindinio impulso sukelta plazma eksperimentiškai pradeda matytis ties 75 ps žyme. Kadangi fiksuotas laiko tarpas tarp išankstinio impulso (prepulso) ir pagrindinio impulso yra 320 ps, pirminis paviršiaus sužadinimas prasideda ties laiko žyme $t = -245$ ps. Tolimesnė plazmos dinamika interpretuojama atsižvelgiant į šį žinomą aparatūrinį poslinkį.



10 pav. Plazmos 5 ns trukmės dinamika, kai ji žadinama vienu impulsu.

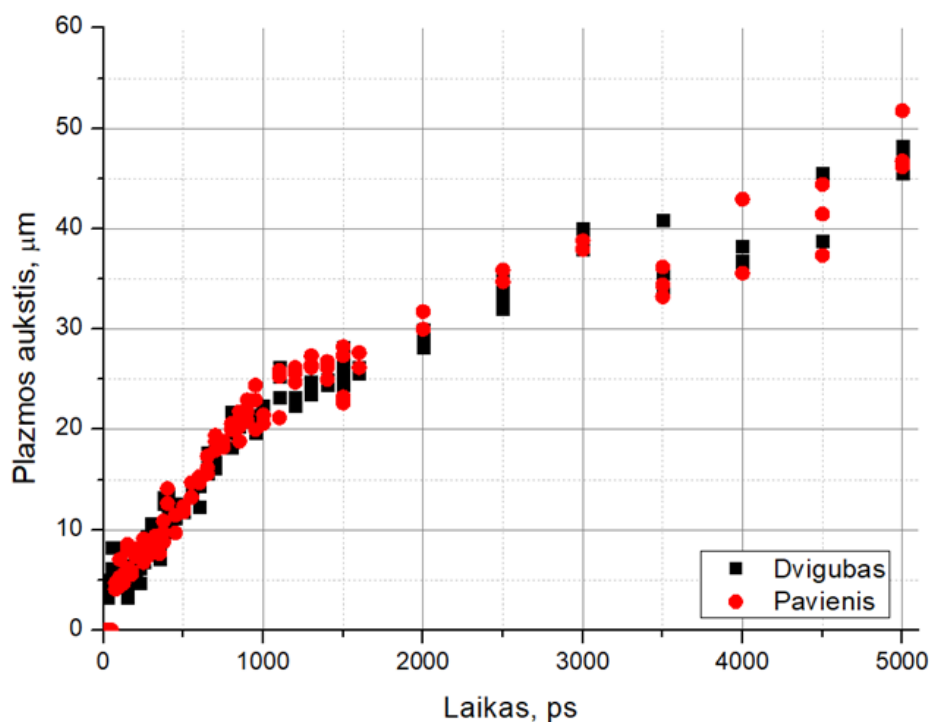


11 pav. Plazmos 5 ns trukmės dinamika, kai ji žadinama impulsų pora

Abiem atvejais matomas nuo taikinio paviršiaus besiplečiantis plazmos pliūpsnis, kurio matmenys didėja ilgėjant vėlinimo laikui. Pavienio impulso atveju plazmos kontūras išlieka santykinai kompaktiškas ir artimas pusiau sferinei formai. Impulsų poros atveju plazmos struktūra tampa labiau išplitusi lygiagrečiai taikinio paviršiui, todėl vizualiai stebimas didesnis skersinis matmuo. Šis kokybinis skirtumas rodo, kad išankstinis impulsas keičia ne tik rentgeno spinduliuotės išėigą, bet ir plazmos erdvinę geometriją. Vėliau šis skirtumas buvo įvertintas kiekybiškai, matuojant plazmos geometrijos parametrus.

3.3 Plazmos geometrinė analizė

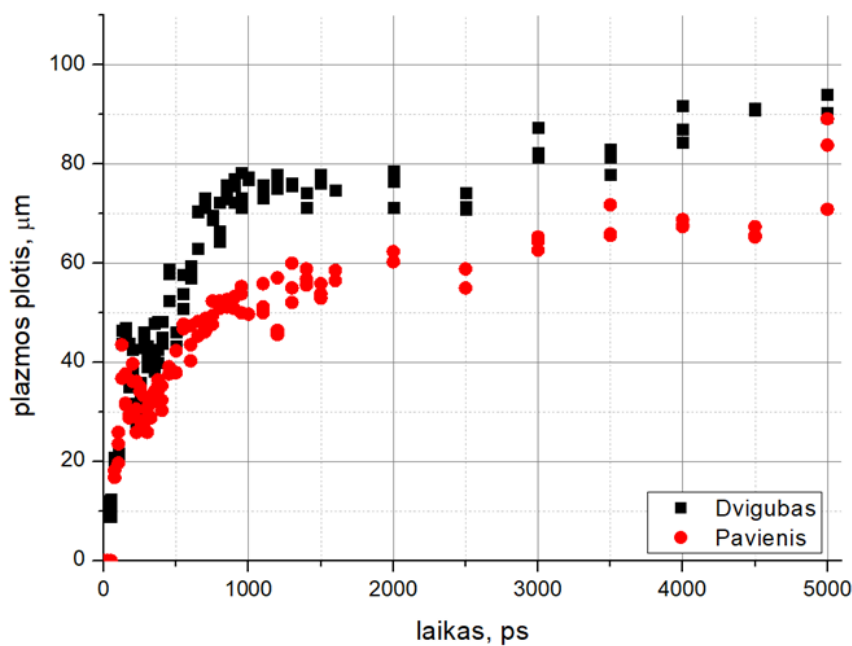
Siekiant kiekybiškai įvertinti išankstinio impulso poveikį plazmos plitimui, iš kiekvienos šešėliogramos buvo nustatyti du charakteringi geometriniai parametrai: plazmos aukštis, matuojamas statmenai taikinio paviršiui, ir plazmos plotis, matuojamas lygiagrečiai taikinio paviršiui. Toks išskaidymas pasirinktas todėl, kad lazeriu sužadintos plazmos pliūpsnis ankstyvaisiais laiko momentais nėra idealiai sferinis, o jo plitimas gali skirtis išilgine ir skersine kryptimis. Todėl vien tik vieno iš dydžių įvertinimas neatskleistų, kaip išankstinis impulsas pakeičia plazmos formą.



12 pav. Plazmos aukščio kitimas laike pavienio impulso ir impulsų poros režimais. Aukštis matuotas statmenai taikinio paviršiui nuo plazmos pagrindo iki išorinio matomo plazmos fronto.

Iš 12 pav. matyti, kad abiem žadinimo režimais plazmos aukštis didėja panašiai ir abiejų režimų duomenys yra artimi. Didėjant vėlinimo laikui, impulsų poros atveju stebimas šiek tiek didesnis plazmos aukštis, tačiau skirtumas nėra toks ryškus kaip vėliau aptariamame skersiniame plitime. Tai rodo, kad išankstinis impulsas tik ribotai pakeičia plazmos plitimą statmenai taikinio paviršiui.

Tada papildomai buvo įvertintas plazmos skersinis matmuo, t. y. plitimas lygiagrečiai taikinio paviršiui.



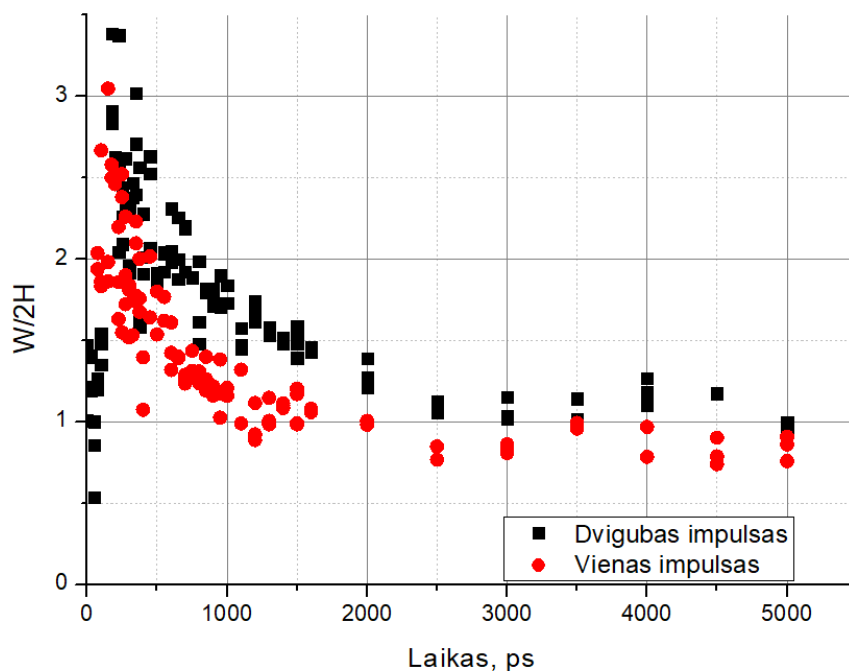
13 pav. Plazmos pločio kitimas laike pavienio impulso ir impulsų poros režimais. Plotis matuotas lygiagrečiai taikinio paviršiui kaip išorinio matomo plazmos fronto skersinis matmuo.

Priešingai nei aukščio atveju, plazmos pločio matavimai rodo aiškų skirtumą tarp dviejų žadinimo režimų. Impulsų poros atveju plazma visame matuotame laiko intervale išlieka platesnė nei pavienio impulso atveju. Skirtumas ypač ryškus ankstyvaisiais laiko momentais,

kai plazmos skersinis matmuo sparčiai didėja. Iki maždaug 1000 ps abiem atvejais stebimas intensyvus plėtimasis, tačiau po šios delsos plitimo greitis sumažėja ir pločio kitimas tampa lėtesnis. Šis laikas neturėtų būti interpretuojamas kaip griežta fizikinė riba, tačiau jis žymi charakteringą perėjimo sritį tarp pradinio, stipriai slėgio gradiento varomo plėtimosi ir vėlesnės lėtesnės hidrodinaminės evoliucijos. Pradiniu momentu lazerio energija yra lokalizuota mažame tūryje, todėl susidaro didelis slėgio gradientas ir plazma plečiasi sparčiai. Didėjant plazmos ir smūginės bangos užimamam tūriui, energija pasiskirsto didesnėje srityje, o frontas turi stumti vis didesnę aplinkinės terpės masę, todėl plėtimosi greitis mažėja.

Tokia elgsena gali būti siejama su tuo, kad pagrindinis impulsas impulsų poros režime sąveikauja ne su pradiniu kietu paviršiumi, o su jau išankstinio impulso suformuota mažesnio tankio plazma. Dėl to absorbcija gali vykti didesniame tūryje ir platesnėje srityje virš taikinio paviršiaus, todėl energija bei judesio kiekis paskirstomi labiau skersine kryptimi.

Kadangi aukščio ir pločio matavimai rodo nevienodą išankstinio impulso poveikį plazmos plitimui, plazmos formos pokytis papildomai įvertintas naudojant radialinio ir aksialinio matmenų santykį: $A = \frac{W}{2H}$, čia W yra visas plazmos plotis lygiagrečiai taikinio paviršiui, o H – plazmos aukštis statmenai paviršiui. Toks santykis leidžia apibendrinti plazmos geometriją vienu parametru: kai $A \approx 1$, plazmos kontūras artimas pusapskritiminei geometrijai, o $A > 1$ rodo santykinai stipresnį plitimą lygiagrečiai taikinio paviršiui.



14 pav. Plazmos radialinio ir aksialinio matmenų santykio $A = W/(2H)$ kitimas laike pavienio impulso ir impulsų poros režimais.

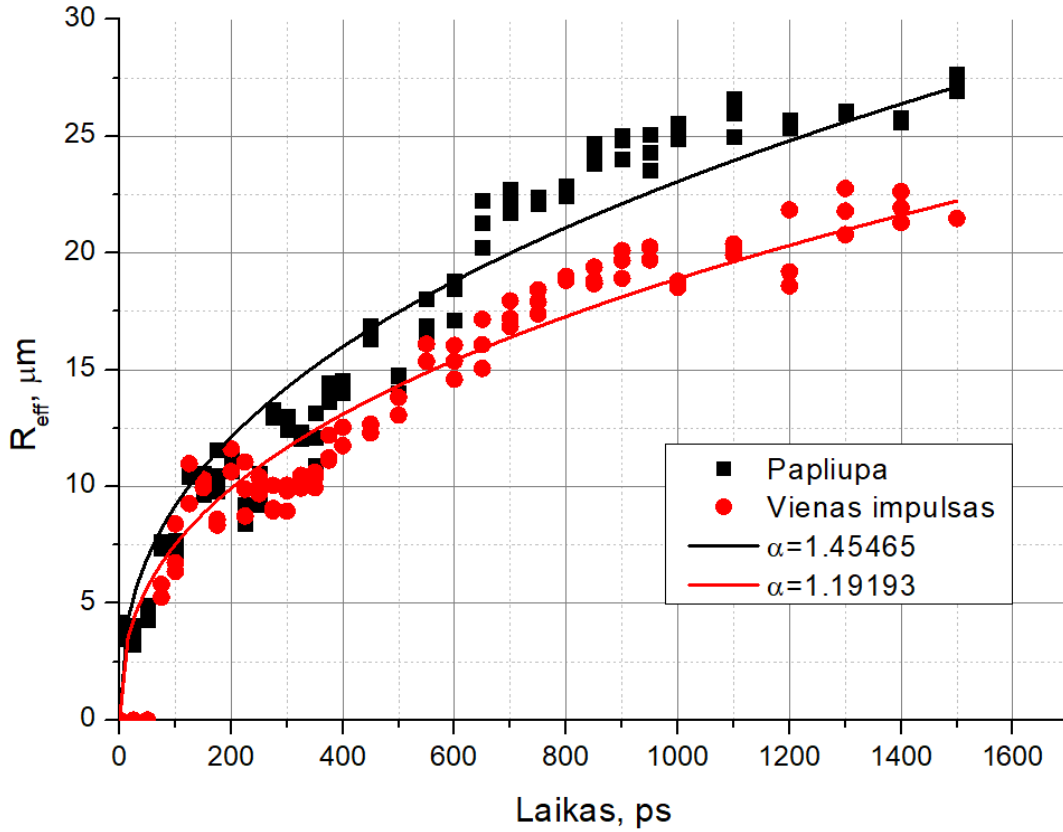
Iš 14 pav. matyti, kad ankstyviausiais plazmos plitimo momentais abiem žadinimo režimais stebimos $A > 1$ vertės, rodančios, jog plazma pradžioje plečiasi labiau lygiagrečiai taikinio paviršiui nei statmena kryptimi. Ši tendencija ypač ryški impulsų poros režime, kur santykio vertės sistemingai didesnės nei pavienio impulso atveju. Tai rodo, kad išankstinis impulsas ne tik padidina absoliutų plazmos dydį, bet ir sustiprina jos plėtimosi anizotropiją.

Ankstyviausiais laiko momentais matoma didesnė duomenų sklaida, kuri siejama su mažais absoliučiais plazmos matmenimis ir dėl to padidėjusia rankinio matavimo paklaida, nes net nedideli pločio ar aukščio nustatymo netikslumai reikšmingai paveikia santykio vertę. Nepaisant to, bendroji tendencija išlieka aiški.

Ilgėjant vėlinimo laikui, abiejų režimų santykis palaipsniui artėja prie $A \approx 1$, (pusapskritiminė forma). Vis dėlto impulsų poros režime plazma išlieka santykinai platesnė viso matavimo metu, kas rodo išliekantį išankstinio impulso poveikį plėtimosi dinamikai.

3.4 Efektyviojo spindulio analizė ir energijos įvertinimas

Kadangi plazmos pliūpsnis nėra idealiai sferinis, tiesioginis vien aukščio arba pločio taikymas hidrodinaminiam modeliui būtų netikslus. Tolesnei analizei buvo naudotas (9) formulėje įvestas efektyvusis spindulys R_{eff} . Šis dydis leidžia aprašyti realią, išilginę ir skersinę kryptimis nevienodai besiplečiančią plazmą vienu charakteringu matmeniu. Efektyviojo spindulio kitimas laike buvo analizuojamas taikant Sedovo-Tayloro tipo galios dėsnį $R(t) = \alpha t^{2/5}$. Ši priklausomybė šiame darbe naudojama kaip lyginamasis hidrodinaminis įvertis, leidžiantis palyginti pavienio impulso ir impulsų poros režimus tomis pačiomis eksperimento sąlygomis. Aproximacija taikyta tik iki 1,5 ns delsos, nes vėlesniais laikais plazmos plėtimasis vis labiau nukrypsta nuo idealizuoto taškinio sprogo modelio dėl energijos nuostolių ir aplinkos sąveikos.



15 pav. Efektyvaus spindulio kitimas laike

Iš 15 pav. matyti, kad impulsų poros režime efektyvusis spindulys yra didesnis visame nagrinėtame laiko intervale. Tai reiškia, kad išankstinis impulsas padidina ne tik vieną konkretų plazmos matmenį, bet ir bendrą charakteringą plazmos plėtimosi mastelį. Abi duomenų sekos yra suderinamos su $R \propto t^{2/5}$ tipo priklausomybe, tačiau impulsų poros atveju aproksimacijos koeficientas yra didesnis:

$$\alpha_{\text{pora}} = 1,455 \pm 0,017, \alpha_{\text{pavienis}} = 1,192 \pm 0,015$$

Gauti determinacijos koeficientai ($R_{\text{adj}}^2 \approx 0,93$) rodo, kad pasirinkta galios dėsnio priklausomybė gerai aprašo bendrą efektyviojo spindulio kitimo tendenciją. Vis dėlto šis sutapimas neturėtų būti interpretuojamas kaip visiškas Sedovo-Tayloro modelio prielaidų patvirtinimas, nes reali plazma yra anizotropinė, o ankstyvuoju laiku jos plitimui įtakos turi taikinio paviršius, lazerio fokusavimo geometrija ir netolygus energijos sugėrimas.

Kadangi abiem atvejais plazma plinta tomis pačiomis aplinkos sąlygomis, efektyviosios hidrodinaminės energijos santykis gali būti įvertintas pagal (11) formulės aproksimacijos koeficientų santykį:

$$\frac{E_{\text{pora}}}{E_{\text{pavienis}}} = \left(\frac{\alpha_{\text{pora}}}{\alpha_{\text{pavienis}}} \right)^5$$

Iš aproksimacijos koeficientų $\alpha_{\text{pora}} = 1,455$ ir $\alpha_{\text{pavienis}} = 1,192$ gaunamas santykis lygus 2,7. Tai reiškia, kad impulsų poros režime plazma plečiasi taip, tarsi jos hidrodinaminiam plėtimuisi būtų prieinama apie 2,7 karto daugiau energijos nei pavienio impulso atveju. Ši vertė neturėtų būti tiesiogiai interpretuojama kaip pilnai sugertos lazerio energijos santykis, tai tik vienas iš energijos pasiskirstymo kanalų. Pati vertė nėra universali konstanta, unikali būtent naudotų eksperimento parametrų sąlygoms. Tačiau šis palyginimas rodo, kad net ir santykinai nedidelė (12 %) papildoma išankstinio impulso energija sukelia neproporcingai didelį plazmos plėtimosi efektą.

Išvados

Nustatyta, kad mažos energijos išankstinis impulsas reikšmingai padidina lazeriu generuojamos rentgeno spinduliuotės išeigą. Impulsų poros režime rentgeno fotonų skaičius padidėjo visame registruotame energijų intervale, o didžiausias santykinis padidėjimas stebėtas aukštesnių energijų srityje.

Laikinės skyros šešėliografijos matavimai parodė, kad išankstinis impulsas nevienodai įtakoja plazmos plitimą skirtingomis kryptis. Plazmos aukščio kitimas statmenai taikinio paviršiui beveik nesiskyrė, tuo tarpu plazmos plotis lygiagrečiai paviršiui reikšmingai padidėjo.

Apskaičiavus radialinio ir aksialinio matmenų santykį $W/(2H)$, nustatyta, kad impulsų poros režime plazma ankstyvaisiais plitimo etapais pasižymi didesne geometrine anizotropija ir ilgiau išlieka santykinai labiau išplitusi lygiagrečiai taikinio paviršiui.

Taikant Sedovo–Tayloro tipo hidrodinaminį modelį ankstyvajam plazmos plitimo etapui nustatyta, kad impulsų poros režime efektyvusis plazmos spindulys yra didesnis, o iš aproksimacijos koeficientų įvertintas hidrodinaminės energijos ekvivalentas naudotoms eksperimento sąlygomis yra apie 2,7 karto didesnis nei pavienio impulso atveju.

Gauti rezultatai rodo, kad net ir santykinai nedidelė (12 %) papildoma išankstinio impulso energija gali sukelti neproporcingai didelį pagrindinio impulso sąveikos su taikiniu pokytį, reikšmingai pakeisdama tiek plazmos plėtimosi dinamiką, tiek rentgeno spinduliuotės generavimo efektyvumą.

Literatūros sąrašas:

- ¹ A.A. Garmatina, B.G. Bravy, F.V. Potemkin, M.M. Nazarov, and V.M. Gordienko, “Intensity clamping and controlled efficiency of X-ray generation under femtosecond laser interaction with nanostructured target in air and helium,” *J. Phys. Conf. Ser.* **1692**(1), 012004 (2020).
- ² L. Rimkus, I. Stasevičius, M. Barkauskas, L. Giniūnas, V. Barkauskas, S. Butkus, and M. Vengris, “Compact high-flux X-ray source based on irradiation of solid targets by gigahertz and megahertz bursts of femtosecond laser pulses,” *Opt. Contin.* **1**(8), 1819 (2022).
- ³ C.A. MacDONALD, *An Introduction to X-Ray Physics, Optics, and Applications* (Princeton University Press, 2017).
- ⁴ J. Als-Nielsen, and D. McMorrow, *Elements of Modern X-ray Physics*, 1st ed. (Wiley, 2011).
- ⁵ P. A., *A. Poškus, Rentgeno Spindulių ūotė. (Vilniaus Universitetas, 2012)* (Vilniaus universitetas, 2012).
- ⁶ S. Schulz, I. Grguraš, C. Behrens, H. Bromberger, J.T. Costello, M.K. Czwalińska, M. Felber, M.C. Hoffmann, M. Ilchen, H.Y. Liu, T. Mazza, M. Meyer, S. Pfeiffer, P. Pręcki, S. Schefer, C. Schmidt, U. Wegner, H. Schlarb, and A.L. Cavalieri, “Femtosecond all-optical synchronization of an X-ray free-electron laser,” *Nat. Commun.* **6**(1), 5938 (2015).
- ⁷ C.-Q. Zhu, J.-H. Tan, Y.-H. He, J.-G. Wang, Y.-F. Li, X. Lu, Y.-J. Li, J. Chen, L.-M. Chen, and J. Zhang, “Ultrafast structural dynamics using time-resolved x-ray diffraction driven by relativistic laser pulses*,” *Chin. Phys. B* **30**(9), 098701 (2021).
- ⁸ B.M. Weon, J.H. Je, Y. Hwu, and G. Margaritondo, “Phase contrast X-ray imaging,” *Int. J. Nanotechnol.* **3**(2/3), 280 (2006).
- ⁹ F. Barbato, S. Atzeni, D. Batani, D. Bleiner, G. Boutoux, C. Brabetz, P. Bradford, D. Mancelli, P. Neumayer, A. Schiavi, J. Trela, L. Volpe, G. Zeraouli, N. Woolsey, and L. Antonelli, “Quantitative phase contrast imaging of a shock-wave with a laser-plasma based X-ray source,” *Sci. Rep.* **9**(1), 18805 (2019).
- ¹⁰ K. Chaudhary, S.Z.H. Rizvi, and J. Ali, “Laser-Induced Plasma and its Applications,” in *Plasma Sci. Technol. - Prog. Phys. States Chem. React.*, edited by T. Mieno, (InTech, 2016).
- ¹¹ *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* (Elsevier, 2007).
- ¹² B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek, and G. Simon, “Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation,” *Phys. Rev. B* **65**(21), 214303 (2002).
- ¹³ N.M. Bulgakova, R. Stoian, A. Rosenfeld, I.V. Hertel, and E.E.B. Campbell, “Fast Electronic Transport and Coulomb Explosion in Materials Irradiated with Ultrashort Laser Pulses,” in *Laser Ablation Its Appl.*, edited by C. Phipps, (Springer US, Boston, MA, 2007), pp. 17–36.
- ¹⁴ E.G. Gamaly, A.V. Rode, and B. Luther-Davies, “Ultrafast Laser Ablation and Film Deposition,” in *Pulsed Laser Depos. Thin Films*, edited by R. Eason, 1st ed., (Wiley, 2006), pp. 99–129.
- ¹⁵ D.A. Cremers, and L.J. Radziemski, *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, 1st ed. (Wiley, 2013).
- ¹⁶ W.L. Kruer, *The Physics Of Laser Plasma Interactions*, 1st ed. (CRC Press, Boca Raton, 2019).
- ¹⁷ H. Nakano, T. Nishikawa, H. Ahn, and N. Uesugi, “Dependence of x-ray yield from aluminum plasma produced by a pair of femtosecond Ti:sapphire laser pulses on pulse time separation,” in *AIP Conf. Proc.*, (AIP, Osaka, Japan, 1996), pp. 666–671.
- ¹⁸ P. Mora, “Plasma Expansion into a Vacuum,” *Phys. Rev. Lett.* **90**(18), 185002 (2003).

- ¹⁹ D. Giulietti, and L.A. Gizzi, “X-ray emission from laser-produced plasmas,” *Riv. Nuovo Cimento* **21**(10), 1–93 (1998).
- ²⁰ V. Barkauskas, L. Rimkus, J. Reklaitis, A. Plukis, and M. Vengris, “Experimental X-ray emission doses from GHz repetitive burst laser irradiation at 100 kHz repetition rate,” *Appl. Phys. B* **129**(3), 42 (2023).
- ²¹ L.T. Hudson, and J.F. Seely, “Laser-produced X-ray sources,” *Radiat. Phys. Chem.* **79**(2), 132–138 (2010).
- ²² F. Brunel, “Not-so-resonant, resonant absorption,” *Phys. Rev. Lett.* **59**(1), 52–55 (1987).
- ²³ A. De Giacomo, M. Dell’Aglia, R. Gaudiuso, S. Amoruso, and O. De Pascale, “Effects of the background environment on formation, evolution and emission spectra of laser-induced plasmas,” *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.* **78**, 1–19 (2012).
- ²⁴ P. Gibbon, and E. Förster, “Short-pulse laser - plasma interactions,” *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**(6), 769–793 (1996).
- ²⁵ C.F. Hooper, and R.C. Mancini, “X-ray spectroscopy of dense laser produced plasmas,” *Phys. Scr.* **T47**, 65–69 (1993).
- ²⁶ S. Merk, A. Demidov, D. Shelby, I.B. Gornushkin, U. Panne, B.W. Smith, and N. Omenetto, “Diagnostic of Laser-Induced Plasma Using Abel Inversion and Radiation Modeling,” *Appl. Spectrosc.* **67**(8), 851–859 (2013).
- ²⁷ A. Boné, N. Lemos, G. Figueira, and J.M. Dias, “Quantitative shadowgraphy for laser–plasma interactions,” *J. Phys. Appl. Phys.* **49**(15), 155204 (2016).
- ²⁸ D. Batani, J. Santos, P. Forestier-Colleoni, D. Mancelli, M. Ehret, J. Trela, A. Morace, K. Jakubowska, L. Antonelli, D. Del Sorbo, M. Manclossi, and M. Veltcheva, “Optical Time-Resolved Diagnostics of Laser-Produced Plasmas,” *J. Fusion Energy* **38**(3–4), 299–314 (2019).
- ²⁹ B. Campanella, S. Legnaioli, S. Pagnotta, F. Poggialini, and V. Palleschi, “Shock Waves in Laser-Induced Plasmas,” *Atoms* **7**(2), 57 (2019).
- ³⁰ L.I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, 10th ed. (CRC Press, 2018).
- ³¹ M. Krivičius, *Ultraspartieji Vyksmai Lazeriu Kaitinamoje Plazmoje, Žadinamoje Femtosekundinių Impulsų Papliūpomis.*, Thesis, Vilniaus universitetas, 2024.

Santrauka

Matas Krivičius

ULTRASPARČIŲJŲ VYKSMŲ VAIZDINIMAS LAZERIU KAITINAMOJE PLAZMOJE, ŽADINAMOJE FEMTOSEKUNDINIŲ IMPULSŲ PAPLIŪPOMIS

Šio darbo tikslas buvo ištirti, kaip mažos energijos išankstinis impulsas veikia femtosekundiniu lazeriu indukuotos plazmos plėtimosi dinamiką ir rentgeno spinduliuotės išeigą. Eksperimente geležies taikinyje buvo žadinamas pavieniu femtosekundiniu impulsu ir impulsų poros režimu, kai prieš pagrindinį impulsą buvo naudojamas apie 12 % jo energijos sudarantis išankstinis impulsas, o delsa tarp impulsų siekė apie 320 ps.

Plazmos evoliucija buvo registruojama femtosekundinės laiko skyros optinės šešėliografijos metodu, o rentgeno spinduliuotės pokytis įvertintas lyginant pavienio impulso ir impulsų poros režimais gautus spektrus. Iš šešėliografinių vaizdų buvo nustatyti plazmos aukščio, pločio, geometrinės anizotropijos ir efektyviojo spindulio kitimai laike. Efektyviojo spindulio dinamika papildomai aprašyta Sedovo–Taylora tipo hidrodinaminiu modeliu.

Nustatyta, kad impulsų poros režime rentgeno spinduliuotės išeiga padidėja visame registruotame energijų intervale, o didžiausias santykinis padidėjimas stebimas aukštesnių fotonų energijų srityje. Šešėliografiniai matavimai parodė, kad išankstinis impulsas nevienodai veikia skirtingas plazmos plėtimosi kryptis: plazmos aukštis kito palyginti nedaug, tačiau plotis lygiagrečiai taikinio paviršiui padidėjo ryškiau. Taikant Sedovo–Taylora tipo aproksimaciją nustatyta, kad šiomis eksperimento sąlygomis impulsų poros režime plazmos hidrodinaminiam plėtimuisi būdingas energijos mastelis yra apie 2,7 karto didesnis nei pavienio impulso atveju. Gauti rezultatai rodo, kad santykinai nedidelė išankstinio impulso energija gali sukelti neproporcingai didelį plazmos hidrodinaminės evoliucijos ir rentgeno spinduliuotės išeigos pokytį.

Summary

Matas Krivičius

IMAGING OF ULTRAFAST PROCESSES IN LASER-HEATED PLASMA EXCITED BY BURSTS OF FEMTOSECOND PULSES

The aim of this work was to investigate how a low-energy prepulse affects the expansion dynamics of femtosecond laser-induced plasma and the X-ray emission yield. In the experiment, an iron target was irradiated using either a single femtosecond pulse or a pulse-pair configuration, where a prepulse with an energy corresponding to approximately 12% of the main pulse energy was applied before the main pulse. The delay between the pulses was approximately 320 ps.

The plasma evolution was recorded using femtosecond time-resolved optical shadowgraphy, while changes in the X-ray emission were evaluated by comparing the spectra obtained in the single-pulse and pulse-pair regimes. From the shadowgraphy images, the temporal evolution of the plasma height, width, geometrical anisotropy, and effective radius was determined. The effective radius dynamics were additionally described using a Sedov–Taylor-type hydrodynamic model.

It was found that the pulse-pair regime increases the X-ray emission yield over the entire recorded energy range, with the strongest relative enhancement observed at higher photon energies. The shadowgraphy measurements showed that the prepulse affects different expansion directions unevenly: the plasma height changed only moderately, whereas the width parallel to the target surface increased more strongly. Using a Sedov–Taylor-type approximation, it was determined that, under the experimental conditions used in this work, the characteristic energy scale associated with hydrodynamic plasma expansion is approximately 2.7 times larger in the pulse-pair regime than in the single-pulse case. The obtained results show that a relatively small prepulse energy can induce a disproportionately large change in both the hydrodynamic evolution of the plasma and the X-ray emission yield.