

**VILNIAUS UNIVERSITETAS**  
**FIZIKOS FAKULTETAS**  
**KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA**

Artūras Baguckis

**RENTGENO FOTONŲ GENERACIJA FEMTOSEKUNDINIAIS AUKŠTO  
PASIKARTOJIMO DAŽNIO ŠVIESOS IMPULSAIS KURIAMOJE PLAZMOJE**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERIŲ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas

Artūras Baguckis

Darbo vadovas

Prof. dr. Mikas Vengris

Recenzentas

dr. Arūnas Varanavičius

Katedros vedėjas

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

# Turinys

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Įvadas</b> .....   | <b>3</b>  |
| <b>1. Lazerio spinduliuotės ir plazmos sąveika</b> .....  | <b>4</b>  |
| 1.1 Elektronų plazmos dažnis .....  | 4         |
| 1.2 Lazerinės spinduliuotės energijos perdavimo plazmai mechanizmai .....                           | 5         |
| 1.2.1 Atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis .....                                  | 6         |
| 1.2.2 Jonų turbulencijos ( <i>ion turbulence</i> ) sugertis .....                                   | 7         |
| 1.2.3 Rezonansinė sugertis .....  | 7         |
| 1.3 Kiti lazerio spinduliuotės ir plazmos sąveikos procesai .....                                   | 9         |
| <b>2. Rentgeno spindulių generacija lazeriu veikiamoje plazmoje</b> .....                           | <b>10</b> |
| 2.1 Karštieji elektronai .....  | 10        |
| 2.2 Stabdomoji rentgeno spinduliuotė ir plazmos krūvininkų rekombinacija .....                      | 11        |
| 2.3 Linijinė rentgeno spinduliuotė .....  | 12        |
| 2.4 Rentgeno spinduliuotės vidinė sugertis ir impulsų trukmė .....                                  | 13        |
| 2.5 Rentgeno spinduliuotės generacija ore .....   | 14        |
| <b>3. Rentgeno spinduliuotės generacija metalus veikiant Pharos PH1-20 lazeriu</b> .....            | <b>15</b> |
| 3.1 Rentgeno spinduliuotės fotonų srauto kūrimo ir dydžio vertinimo metodika .....                  | 15        |
| 3.2 Rentgeno spinduliuotės generacija pasitelkiant taikinius lėtai transportuojančią sistemą.....   | 21        |
| 3.2.1 Generuojamų Cu- $K\alpha$ fotonų srauto priklausomybė nuo fokusuojančio lęšio pozicijos ..... | 21        |
| 3.2.2 Cu- $K\alpha$ srauto priklausomybė nuo lazerio impulsų energijos ir pasikartojimo dažnio..... | 22        |
| 3.2.3 Vario taikinio plazmos karštųjų elektronų temperatūra ir jos pokyčiai .....                   | 25        |
| 3.2.4 Zr ir skirtingų plieno taikinių plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių analizė .....       | 29        |
| 3.3 Rentgeno fotonų generacija naudojant atnaujintą taikinių transportavimo sistemą .....           | 31        |
| 3.3.1 Cu- $K\alpha$ srauto priklausomybė nuo PH1-20 impulsų energijos ir pasikartojimo dažnio.....  | 31        |
| 3.3.2 Lazerio spinduliuotės rezonansinės sugerties vario folijos plazmoje analizė .....             | 33        |
| <b>Rezultatų apibendrinimas ir aptarimas</b> .....  | <b>36</b> |
| <b>Išvados</b> .....  | <b>37</b> |
| <b>Santrauka</b> .....  | <b>38</b> |
| <b>Summary</b> .....  | <b>39</b> |
| <b>Literatūra</b> .....   | <b>40</b> |

## Ivadas

Šiuo metu lazerių fizika yra neretai vadinama viena iš greičiausiai besivystančių fizikos mokslo šakų, kurioje dėl itin plataus pritaikymo daug susidomėjimo sulaukia femtosekundiniai spinduliuotės impulsai ir juos generuojančios lazerinės sistemos, skirtos medicinos, mikroapdirbimo (pvz., elektronikos), spektroskopijos, bei panašioms darbams.

Pastaruoju metu itin daug dėmesio skiriama ypač trumpų bangos ilgių, t.y. minkštųjų ir kietųjų rentgeno spindulių generacijos femtosekundiniais lazerio impulsais ypatumų tyrimams. Trumpi rentgeno spinduliuotės impulsai naudojami daugelyje mokslo šakų, pradedant astrofizika [1] ir baigiant medicina [2]. Daugiausia žadantis tokios spinduliuotės taikymas yra struktūrinė įvairių - taip pat ir biologinių – medžiagų analizė [3-5]. Tai metodas, pagrįstas rentgeno spinduliuotės spektroskopija bei difraktometrija su femtosekundine laikine bei angstromo eilės erdvine skyra [6-8]. Norint pasiekti tokią laikinę skyrą reikalingi  $\sim 100$  fs trukmės rentgeno spinduliuotės impulsai - jie paprastai išgaunami greitintuvuose, dažniausiai sinchrotronuose [6,9,10]. Kita vertus, mažėjant lazerinių sistemų impulsų trukmėms bei augant vidutinei spinduliuotės galiai, vis labiau populiarėja alternatyva - lazeriu kuriami plazminiai rentgeno fotonų šaltiniai, galintys generuoti  $\sim 10^{10}$  foton./s eilės ir didesnius srautus [10]. Turint omenyje, jog tokie fotonų srautai paprastai reikalauja aukštų lazerio impulsų intensyvumų (siekiančių  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> vertes [11]) bei atsižvelgiant į tai, kad didelis impulsų intensyvumas yra ne visada optimalus dirbant su žemo optinio pažeidimo slenksčio taikiniiais, suminis rentgeno spinduliuotės srautas gali būti didinamas ir keliant impulsų pasikartojimo dažnį – tam ypač naudingos per pastarąjį dešimtmetį brandą pasiekusios lazerinės sistemos, gebančios augant dažniui išlaikyti pakankamai aukštą impulso energiją, taigi ir vidutinę galią. Esminė problema, taikant tokias sistemas naudojimo plazminiam rentgeno fotonų šaltiniui yra efektyvus apšaudomos medžiagos atnaujinimas.

***Pagrindinis šio darbo tikslas yra ištirti plazminius rentgeno spinduliuotės šaltinius, kuriamus skirtingais linijiniais greičiais judinamus įvairių metalų taikinius oro aplinkoje veikiant femtosekundiniais, 20 W vidutinę galią siekiančiais Pharos PHI-20 lazerio šviesos impulsais.*** Su šiuo tikslu susieti uždaviniai buvo: sukurti sistemą, gebančią metalų taikinius judinti  $\sim 5$  m/s siekiančiu linijiniu greičiu; ištirti kuriamų rentgeno fotonų srautų dydžių priklausomybes nuo spinduliuotės kritimo kampo ir jos poliarizacijos taikinių atžvilgiu, bei nuo lazerio impulsų intensyvumo ir pasikartojimo dažnių verčių; nustatyti plazmos karštųjų elektronų temperatūrų vertes.

Norėčiau išreikšti padėką FTMC Branduolinių tyrimų skyriui, prof. habil. dr. V. Remeikiui, doc. dr. A. Plukiui ir dr. J. Reklaičiui už naudingus patarimus, bei pagalbą vykdant šio darbo užduotis.

## 1. Lazerio spinduliuotės ir plazmos sąveika

Aptariant lazerio spinduliuote kuriamų plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių veikimo principus (žr. 2-ą skyrių), būtinos žinios apie elektromagnetinės spinduliuotės elgesį plazmoje. Todėl šiame skyriuje aptariami spinduliuotės ir plazmos sąveikos pagrindai, bei trumpai apibūdinami spinduliuotės energijos perdavimo plazmai procesai.

### 1.1 Elektronų plazmos dažnis

Lazerio spinduliuote kuriamos plazmos formavimasis nesunkiai aprašomas (1) sąryšiu:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_i}{dt} = (n_0 - n_i)\sigma_K I^K - a n_i n_e, \quad (1)$$

kur  $n_e$  ir  $n_i$  – atitinkamai laisvųjų elektronų ir jonų tankis,  $n_0$  – visų atomų tankis,  $\sigma_K$  – K-fotonės sugerties skerspjūvis,  $I$  – lazerinės spinduliuotės intensyvumas, o  $a$  – jonų ir elektronų rekombinacijos sparta. Trumpųjų (femtosekundinių) impulsų atveju, rekombinacijos įtaka išlieka labai nedidelė, todėl laisvųjų krūvininkų kiekis augs visame laiko intervale, atitinkančiame plazmą formuojančio spinduliuotės impulso trukmę [12].

Galima parodyti [13-15], kad plazmoje formuojasi periodiniai krūvio tankio pokyčiai ir nuokrypiai, išreiškiami dažniu  $v_p$ :

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

kur  $e$  – elektrono krūvis,  $m$  – jo masė, o  $\varepsilon_0$  – elektrinė konstanta. Plokščiajai,  $v$  dažnio elektromagnetinei bangai, besiskverbiančiai į plazmos sluoksnį, sluoksnio gylyje  $z$  galioja (3) dielektrinės skvarbos išraiška:

$$\varepsilon(z) = 1 - \frac{v_p^2(z)}{v^2}. \quad (3)$$

Čia atsižvelgiama į faktą, jog  $n_e = n_e(z)$ . Kai  $v_p < v$ , t.y. esant mažoms  $n_e$  vertėms, dielektrinė skvarba, bei plazmos lūžio rodiklis ( $n(z) = \sqrt{\varepsilon(z)}$ ) yra realūs dydžiai – plazma yra skaidri elektromagnetinei spinduliuotei. Priešingu atveju, esant dideliems laisvųjų elektronų tankiams,  $n(z)$  įgauna kompleksines vertes: tai nulemia spinduliuotės atspindį link plazmos sluoksnių, pasižyminčių

mažesniais  $n_e$  dydžiais [13-15]. Ribinis laisvųjų elektronų tankis, atitinkantis  $\varepsilon(z) = 0$  sąlygą, vadinamas kritiniu tankiu:

$$n_e(z) = n_{crit} = \frac{\varepsilon_0 m v^2}{e^2} \approx 1.1 \times 10^{21} \lambda^2 \text{ cm}^{-3}, \quad (4)$$

kur  $\lambda$  – į plazmą krentančios spinduliuotės bangos ilgis ( $\mu\text{m}$ ) [14].

Viršuje esančios išraiškos parodo, kad egzistuoja ribinis plazmos sluoksnio gylis, iki kurio išorinė spinduliuotė gali keliauti neatsispindėdama. Visgi, pasitelkiant karštuosius (didelės energijos) elektronus (žr. 2.1 skyrių), elektromagnetinės bangos energija netiesiogiai gali būti perduodama ir į gilesnius, didesniais laisvųjų elektronų tankiais pasižyminčius plazmos sluoksnius. Karštųjų elektronų energijų dydžius nulemia parametrai, apibūdinantys tiek išorinę spinduliuotę (bangos ilgis, intensyvumas), tiek pačią plazmą, pavyzdžiui - laisvųjų elektronų tankio kitimo nuotolis (*scale-length*)  $L$  (5) (smarkiai priklausantis nuo spinduliuotės impulsų trukmės, pasikartojimo dažnio) [13-15]:

$$L = \frac{n_e(z)}{\nabla n_e(z)}, \quad (5)$$

paprastai vertinamas, ties  $n_e(z) = n_{crit}$ .

## 1.2 Lazerinės spinduliuotės energijos perdavimo plazmai mechanizmai

Lazerio spinduliuotė, keliaudama plazmoje jai energiją gali perduoti tiesiogiai, t.y. smūginiais procesais pagrįstais mechanizmais bei netiesiogiai: pradedant rezonansine spinduliuotės sugertimi, kurios metu kuriamos rezonansinės plazmos bangos, generuojančios karštuosius elektronus, ir baigiant vakuuminiu (Brunelio efektu) bei  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  šildymu, kai plazmos elektronams energiją suteikia atitinkamai aukšto intensyvumo ( $10^{16} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ) lazerio impulso elektrinio ir magnetinio lauko komponentės [16,17], atplėšiančios elektronus nuo plazmos sluoksnio ir, po pusės impulso bangos periodo, dideliu greičiu siunčiančios juo atgal. Skirtingų mechanizmų svarbą ir indėlį į bendrą perduotos energijos kiekį nulemia tokie parametrai ir charakteristikos, kaip plazmos šaltinio cheminė sudėtis, laisvųjų elektronų tankio kitimo nuotolio vertė, lazerinės spinduliuotės impulsų trukmė bei, svarbiausia, jos intensyvumas. Žemiau pateikti ir trumpai apžvelgti pagrindiniai lazerio spinduliuotės energijos perdavimo plazmai procesai, svarbūs šiame darbe aptariamų tyrimų atlikimo metu (žr. 3 skyrių).

### 1.2.1 Atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis

Atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo (angl. *inverse-bremsstrahlung*) sugertis apibūdina plazmos elektronų ir jonų smūgine sąveika pagrįstą spinduliuotės ir plazmos energijų pokyčių mechanizmą. Kitaip tariant, atvirkštinė sugertis apibrėžia procesą, kurio metu lazerinės spinduliuotės elektriniame lauke osciliuojantys elektronai, smūgiuodami į plazmoje esančius jonus, iš lėto mažina lauke esančios energijos kiekį. Akivaizdu, jog vienas iš svarbiausių tokį procesą apibrėžiančių parametrų yra jonų ir laisvųjų elektronų susidūrimo dažnis  $\nu_{ei}$  [14,15,18]:

$$\nu_{ei} = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} \frac{n_e Z e^4}{m^2 v_{th}^3} \ln \Lambda, \quad (6)$$

$$\nu_{ei} \sim n_e Z T_e^{-3/2} \ln \Lambda, \quad (7)$$

$$v_{th} = \left( \frac{k_B T_e}{m} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

kur  $Z$  – laisvųjų elektronų kiekis vienam atomui,  $v_{th}$  – elektronų šiluminis greitis,  $\ln \Lambda$  – Kulono logaritmas,  $\Lambda$  – plazmos parametras (bedimensinis dydis, proporcingas vidutiniam krūvininkų skaičiui plazmos Debajaus sferoje; savo dydžiu jis apibūdina kai kurias plazmos charakteristikas, pvz., krūvininkų tankį, tarpusavio sąryšio stiprumą, plazmos temperatūrą ir pan.),  $T_e$  – elektronų temperatūra (išraiškose (6) ir (7) vertinama  $keV$ ), o  $k_B$  – Bolcmano konstanta. Remiantis viršuje esančiomis išraiškomis, bei Maksvelo sąryšiais, galima parodyti, kad sugertos spinduliuotės dalis bei atvirkštinės sugerties koeficientas yra atitinkamai lygūs [13-15]:

$$\alpha = 1 - e^{-\kappa_{ib} l}, \quad (9)$$

$$\kappa_{ib} \sim \frac{n_e^2 Z}{T_e^{3/2} \nu^2} \ln \Lambda \frac{4\pi^2}{\left(1 - \frac{v_p^2}{\nu^2}\right)^{1/2}}, \quad (10)$$

čia  $l$  – spinduliuotės nukeliautas kelias plazmoje. Pirmiausia, galima pastebėti, jog augant laisvųjų elektronų tankiui, kartu didėja ir atvirkštinės sugerties koeficientas. Tai reiškia, kad didžiausia spinduliuotės sugertis vyks sluoksnyje pasižyminčiame  $n_{crit}$  tankiu, tol, kol  $n_e$  tankio kitimo nuotolis  $L$  nebus per mažas (t.y. nesutrumpės kritinis sluoksnis) arba per didelis (spinduliuotė sugerama dar nepasiekus kritinio sluoksnio). Taip pat akivaizdu, kad spinduliuotės sugertis mažėja augant laisvųjų

elektronų temperatūrai  $T_e$ . Kitaip tariant, augant plazmą veikiančios spinduliuotės intensyvumui (siekiant  $\sim 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> ir daugiau), mažės jonų ir elektronų smūginės sąveikos dažnis (jam ir efektyviam elektronų greičiui plazmoje vis didesnę įtaką darys osciliacinio tipo, o ne šiluminiai judesiai) ir, atitinkamai, atvirkštinės sugerties procesas vis mažiau dalyvaus spinduliuotės energijos perdavime plazmai [13-15].

Be to, verta paminėti, jog esant dideliame spinduliuotės intensyvumui (aukštoms  $T_e$  vertėms), laisvųjų elektronų energijų pasiskirstymas nukrypsta nuo Maksvelo skirstinio, t.y. aukštos energijos elektronai nespėja perduoti savo energijos, mažėja žemų energijų elektronų kiekis. Tai taip pat mažina atvirkštinės sugerties įtaką spinduliuotės energijos pernašai, kadangi būtent mažų energijų laisvieji elektronai yra daugiausia atsakingi už smūginę sąveiką su jonais [13].

### 1.2.2 Jonų turbulencijos (*ion turbulence*) sugertis

Atvirkštinės stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugerties atveju, sugerties koeficientas  $\kappa_{ib}$  įvertinamas padarius prielaidą, jog skirtingų jonų judėjimas plazmoje yra visiškai atsitiktinis. Visgi, galima parodyti [13,19], jog esant koreliuotam jonų tarpusavio judėjimui, lazerio spinduliuotės sugertis plazmoje gali ženkliai padidėti. Trumpų spinduliuotės impulsų atvejais ( $t_p < 100$  ps), jonų turbulencijos sugertis bendrą spinduliuotės absorbciją gali padidinti iki 20 %, o esant ilgesniems impulsams ir bangos ilgiams didesniems už  $1 \mu m$ , šios rūšies procesas gali įgauti didesnę įtaką spinduliuotės energijos pernašai, nei atvirkštinė sugertis [13].

### 1.2.3 Rezonansinė sugertis

Kaip jau minėta ankstesniuose skyriuose, atvirkštinė sugertis greitai praranda savo įtaką spinduliuotės energijos perdavimo procese, spinduliuotės intensyvumui pasiekus  $10^{14} - 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> ir aukštesnes vertes – tada vis daugiau svarbos įgyja rezonansinė sugertis ir kiti mechanizmai, aprašyti 1.2.4-1.2.5 skyriuose.

Rezonansinės sugerties prigimtis paaiškinama tarus, kad į plazmą, pasižyminčia laisvųjų elektronų tankio gradientu  $\nabla n_e(z)$ , krenta  $p$  poliarizacijos banga, kurios bangos vektorius su plazmos paviršiaus normale sudaro kritimo kampą  $\theta$ . Tada egzistuos elektrinio lauko vektoriaus  $\mathbf{E}$  projekcija į  $z$  ašį  $\mathbf{E}_z$ , lygiagreti  $\nabla n_e(z)$ . Galima parodyti [13-15], kad tokia banga atsispindės nuo plazmos paviršiaus, kurio  $n_e$  tenkins sąlygą:

$$n_e(z) = n_{crit} \cos^2 \theta. \quad (11)$$

Taip pat, plazma idealiai tenkina lygtį  $\nabla \mathbf{D} = \nabla(\varepsilon \mathbf{E}) = 0$ . Išraišką (3) galima perrašyti naudojantis  $n_e$  ir  $n_{crit}$  (12), o tada viršuje nurodytas sąryšis tampa (13):

$$\varepsilon(z) = 1 - \frac{n_e}{n_{crit}}, \quad (12)$$

$$\nabla \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \mathbf{E}_z = \frac{\nabla n_e \mathbf{E}_z}{n_{crit} - n_e}. \quad (13)$$

Matome, kad  $\varepsilon$  vertei artėjant prie 0, t.y. prie  $n_{crit}$  sluoksnio,  $\mathbf{E}_z$  vertė turi greitai augti. Kitaip tariant, nors krentanti spinduliuotė atsispindi nepasiekusi kritinio tankio sluoksnio (11), elektrinis laukas į jį tuneliuoja, ten kurdamas  $\nu_p$  dažnio plazmos osciliacijas (rezonansines bangas), kurios gesdamos savo energiją paverčia šiluma, t.y. spinduliuotės energija plazmai perduodama nesmūginu būdu [13-15].

Visų pirma, galima pastebėti, jog šio proceso efektyvumas priklauso nuo spinduliuotės poliarizacijos. Šiuo atveju galioja sąryšis  $\nabla \mathbf{E} = -4\pi e \delta n_e$  [13], kur  $\delta n_e$  – plazmos bangos kuriamas elektronų tankio trikdys. Jis nelygus 0, tik kai  $\nabla n_e \mathbf{E}_z \neq 0$ : ši sąlyga tankinama tik  $p$  poliarizacijos bangoms, kadangi  $s$  bangoms  $\mathbf{E}_z = 0$ .

Taip pat yra įrodoma [14], jog rezonansinės sugerties koeficientas  $\kappa_{ra}$  gali būti aprašomas žemiau pateiktomis išraiškėmis:

$$\kappa_{ra} = \frac{1}{2} (2.3\xi \exp(-2\xi^3/3))^2, \quad (14)$$

$$\xi = (2\pi L/\lambda)^{1/3} \sin\theta. \quad (15)$$

Sąryšiai (14-15) teigia, kad egzistuoja optimalus spinduliuotės kritimo į plazmą kampas  $\theta_{opt}$ , ties kuriuo  $\kappa_{ra}$  įgyja didžiausią reikšmę [13-15,20]:

$$\sin\theta_{opt} = \left(\frac{\lambda}{4\pi L}\right)^{1/3}. \quad (16)$$

Tai logiška, kadangi esant per didelėms  $\theta$  vertėms, laukas  $\mathbf{E}_z$  turi tuneliuoti per ilgesnį atstumą – rezonansinės bangos kuriamos neefektyviai, o mažų kritimo kampų atveju mažėja pati  $\mathbf{E}_z$  dedamoji.

Verta paminėti, kad rezonansinės sugerties įtaka spinduliuotės energijos pernašai į plazmą sumažėja, kai  $n_e$  kitimo nuotolis  $L$  tampa artimas elektrono osciliacijos elektriniame lauke amplitudei  $A_{osc}$  [14].



### 1.3 Kiti lazerio spinduliuotės ir plazmos sąveikos procesai

Ankstesniuose skyriuose daugiausia kalbama apie spinduliuotės energijos pernašą plazmai, bet tai nėra vienintelis elektromagnetinės bangos ir plazmos sąveikos procesas. Krentančios spinduliuotės energija nebūtinai panaudojama „naudingai“, t.y. ji plazmoje gali būti atspindima, išsklaidoma, ir pan. Keli tokių procesų pavyzdžiai trumpai apibūdinami žemiau [13]:

- Priverstinė Brijueno / Ramano sklaida: esant nedideliam  $n_e$  trikdžiui (bangai) plazmos sluoksnyje, nuo jo dalis spinduliuotės gali atsispindėti Ramano arba Brijueno spinduliuotės pavidalu (kai tenkinama sąlyga  $\nu = \nu_{B,R} + \nu_e$ , kur  $\nu_e$  – plazmos bangos dažnis), o atspindėtos ir krentančios bangų interferencija gali kurti naują trikdį ir taip pradėti procesą iš naujo. Šios sklaidos gali ženkliai sumažinti spinduliuotės energijos perdavimą. Femtosekundinių impulsų atveju jos beveik nepasireiškia, kadangi sklaidų atsiradimo ribinių intensyvumų vertės yra atvirkščiai proporcingos  $n_e$  kitimo nuotoliui  $L$ .
- Dviejų plazmonų gesimas: plazmos sluoksnyje, kurio  $n_e$  lygus maždaug  $n_{crit}/4$ , gali įvykti krentančios spinduliuotės virsmas į dvi plazmos elektronų bangas (tam turi būti tenkinama sąlyga  $\nu = \nu_B + \nu_R$ , kur  $\nu_B, \nu_R$  – plazmos bangų dažniai). Trumpų impulsų spinduliuotei šis procesas taip pat reikalauja aukšto intensyvumo.
- Fokusavimas / Išsifokusavimas: krentančios spinduliuotės pluoštas gali imti fokusuotis (arba išsifokusuoti) plazmoje, jei jo skersiniame intensyvumo skirstinyje sukuriamas trikdys, nulemiantis lokalų  $n_e$  (dėl šiluminio plazmos plėtimosi arba elektrinio lauko poveikio) ir, atitinkamai, lūžio rodiklio pokytį. Fokusavimuisi įtakos turi tiek plazmos charakteristikos, tiek fokusavimo optikos ir pluošto geometrija bei parametrai.

## 2. Rentgeno spindulių generacija lazeriu veikiamoje plazmoje

Plazmai šylant dėl lazerinės spinduliuotės poveikio, nedidelė dalis laisvųjų elektronų, vadinamų karštaisiais, pasiekia temperatūrą  $T_h$  ( $T_h = k_B T_h^K$ , kur  $T_h^K$  – temperatūra, vertinama kelvinais,  $T_h$  – kiloelektronvoltais  $keV$ ), nuo dešimčių iki šimtų kartų didesnę už bendrą plazmos (didžiąjai daliai laisvųjų elektronų taikomą) temperatūrą  $T_e$ , t.y.  $T_h \gg T_e$ . Karštieji elektronai, judėdami link šaltosios spinduliuotės veikiamos medžiagos dalies, arba sąveikaudami su plazmos jonais, įvairių procesų metu kuria rentgeno spinduliuotę. Šie procesai paprastai remiasi elektronų šuoliais tarp skirtingų būsenų – tiek tarp laisvųjų (kuriant ištisinį rentgeno spinduliuotės spektrą), tiek tarp surišusių (generuojant linijinę spinduliuotę). Plačiau karštųjų elektronų sąvoka, bei skirtingi rentgeno fotonų generacijos mechanizmai aprašomi skyriuose 2.1-2.5.

### 2.1 Karštieji elektronai

Pirmame skyriuje aprašyti spinduliuotės energijos perdavimo plazmai procesai nulemia karštųjų plazmos elektronų, pasižyminčių ypač didelėmis energijos vertėmis, atsiradimą. Nors šių laisvųjų elektronų kiekis plazmoje yra nedidelis, t.y. siekiantis apie 1% ( $n_h/n_{crit} \approx 0.01$ , kur  $n_h$  – karštųjų elektronų tankis) [13], jie pasižymi viena išskirtine savybe – juos galima aprašyti Maksvelo-Bolcmano skirstiniu, kurio charakteringa temperatūra yra iki šimtų kartų didesnė už likusiuosius plazmos elektronus aprašančiąją, kitaip tariant,  $T_h \gg T_e$ , kur  $T_h$  ir  $T_e$  – atitinkamai karštųjų ir įprastinių plazmos elektronų temperatūros [13,16].

Karštieji elektronai gali būti kuriami keliais skirtingais būdais. Viena iš jų vyksta atvirkštinės stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugerties metu: esant sąlygoms, kai kritinį laisvųjų elektronų tankį atitinkančiame sluoksnyje esantys elektronai negali perduoti sugertos lazerio spinduliuotės energijos didesnių  $n_e$  verčių sluoksniams,  $n_{crit}$  sluoksnio temperatūra smarkiai išauga ir dalis jo elektronų virsta karštaisiais. Antrasis, svarbiausias, mechanizmas – tai didelės energijos elektronų sužadinimas vykstant nesmūginei spinduliuotės energijos pernašai į plazmą. Vykstant rezonansinės sugerties procesui, į  $n_{crit}$  tuneliuojantis, ypač aukštas skaitines vertes siekiantis elektrinis laukas kuria  $\omega_p$  dažnio plazmos bangas, kurios gesdamos savo energiją perduoda nedideliui kiekiui elektronų, virstančių karštaisiais, o Brunelio (ir  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ ) šildymo metu elektronai yra tiesiogiai greitunami elektrinio (arba magnetinio) lauko iki energijų, kurios, esant reliatyvistinėms lazerio spinduliuotės intensyvumo vertėms, gali siekti šimtus  $keV$  [13].

Galima parodyti, kad karštųjų elektronų temperatūra  $T_h$  kinta pagal (17) sąryšį:

$$T_h \sim (I\lambda^2)^a, \quad (17)$$

kur  $a$  – parametras, kurio vertė priklauso nuo karštųjų elektronų atsiradimo proceso, pvz., atvirkštinės sugerties atveju  $a = \frac{2}{3}$ , rezonansinės sugerties -  $a = \frac{1}{3}$  ir pan. [14].

## 2.2 Stabdomoji rentgeno spinduliuotė ir plazmos krūvininkų rekombinacija

Ištisiniu spektru (kontinuumu) pasižyminti rentgeno spinduliuotė gali būti generuojama dvejopai. Vienas iš šių generacijos procesų yra apibrėžiamas kaip stabdomoji rentgeno spinduliuotė (*bremstrahlung*) – jos fotonų kūrimosi principas pavaizduotas 1-ame paveiksle (a dalyje). Galime pastebėti, jog pradinę energiją  $E_h$  turintis karštasis elektronas sąveikauja su šaltuosiuose plazmą kuriančios medžiagos sluoksniuose esančių jonų Kulono lauku. Šios sąveikos rezultatas – sumažėjusi karštojo elektrono kinetinė energija ir energijos pokytį atitinkančio fotono išspinduliavimas. Turint omenyje, kad elektrono-jono sąveikos dėsningumus nulemiantis taikymo nuotolis (atstumas tarp jono ir elektrono) gali kisti plačiame diapazone, nesunku pastebėti, kad generuojamų fotonų energijos spektras yra ištisinis ir teoriškai kintantis nuo 0 iki  $E_h$  keV. Galima parodyti, kad išspinduliuotos galios kiekis tūrio vienetu, bei jo spektrinis tankis yra aproksimuojami atitinkamai (18) ir (19) sąryšiais:

$$W_B \sim Z^2 n_e n_i T_e^{1/2}, \quad (18)$$

$$W_B^v \sim Z n_e^2 T_e^{-1/2} e^{-hv/k_B T_e}, \quad (19)$$

kur  $T_e$  – elektronų temperatūra (išreikšta K). Matome, kad pastaroji išraiška didėja mažėjant  $\nu$  vertėms, visgi tai galioja tik tuo atveju, kai  $W_B^v$  dydžiui įtakos nedaro jokia sugertis. Paprastai  $W_B^v$  žemų dažnių srityje mažina tiek vidinę stabdomoji sugertis (atvirkščiai proporcinga  $\nu^2$ , žr. (10)), tiek naudojamos spinduliuotės stebėjimo sąlygos (pvz., vakuumo nebuvimas, apsauginiai stebėjimo prietaisų sluoksniai ir pan.). Be to, aukštų dažnių srityje (19) išraiška artėja prie Vyno aproksimacijos. Tai reiškia, kad praktiškai užfiksuojama  $W_B^v$  priklausomybė yra panaši į juodo kūno spinduliuotės spektrinio galios tankio, kuris, esant tai pačiai  $T_e$  vertei, pasiekia maksimumą ties maždaug  $\sim 2.5$  karto trumpesniais bangų ilgiais [13-15].

Kaip jau minėta, karštieji elektronai aprašomi Maksvelo-Bolcmano skirstiniu, kurio charakteringa temperatūra lygi  $T_h$ . To pasekmė – galimybė įvertinti karštųjų elektronų temperatūrą

pagal *bremstrahlung* spektro formą, t.y. aproksimuojant jo spektrinį galios (arba analogišką energijos) tankį (19) formule (20),  $T_e$  vertes pakeitus temperatūra  $T_h$ :

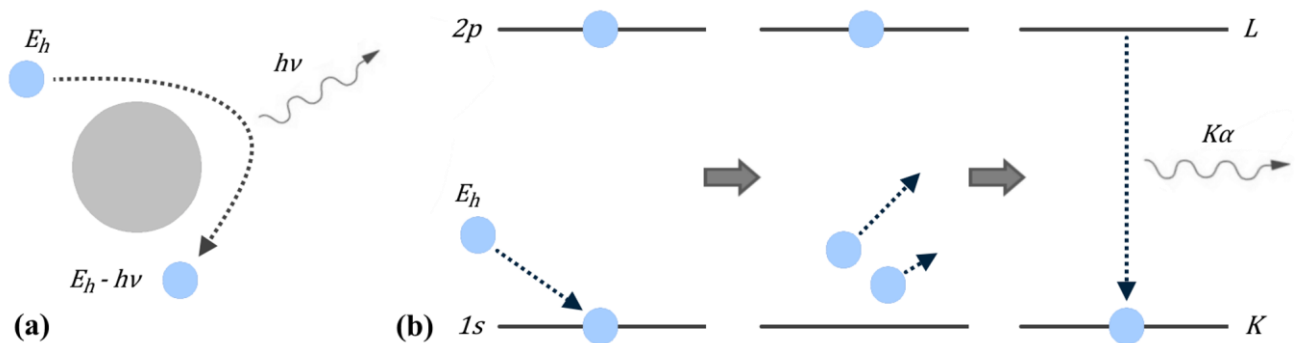
$$w(\nu) \sim \frac{1}{\sqrt{T_h}} e^{-h\nu/T_h}. \quad (20)$$

Pagrindinis tokios aproksimacijos trūkumas – gaunamos  $T_h$  vertės yra šiek tiek mažesnės už tikrąsias: tai nulemia stabdomosios spinduliuotės spektro pokyčiai dėl vidinės fotonų sugerties medžiagoje [13] (žr. 2.4 skyrių).

Rentgeno spinduliuotės kontinuumas taip pat gali būti kuriamas plazmos jonų ir elektronų rekombinacijos metu:

$$h\nu = E_h + E_Z^n. \quad (21)$$

Čia  $h\nu$  – išspinduliuoto fotono energija,  $E_h$  - elektrono energija, o  $E_Z^n$  -  $n$  - tosios kvantinės būsenos ryšio energija. Akivaizdu, kad  $h\nu$  vertės (kaip ir  $E_h$ ) turės kontinuumo formą, visgi  $E_Z^n$  dydžiai yra kvantuoti – tai nulemia skirtingų rekombinacinių šuolių ribas atitinkančių maksimumų atsiradimą rentgeno spinduliuotės kontinuume.



**1 pav.** Stabdomosios (*bremstrahlung*) (a) ir linijinės (šuolių tarp surišusių būsenų) (b) rentgeno spinduliuotės generacijos procesai.

### 2.3 Linijinė rentgeno spinduliuotė

Linijinės (charakteringosios) rentgeno spinduliuotės generaciją nulemiantis pagrindinis vyksmas – elektronų, esančių surištosiose būsenose, šuoliai iš aukštesniųjų energetinių lygmenų į žemesniuosius. Šių šuolių atsiradimas plazmoje yra nulemiamas karštųjų elektronų, turinčių  $E_h$  vertes, didesnes už atomo ryšio energiją, kurie smūginiu būdu išlaisvina skirtingų būsenų elektronus taikinyje, taip sukurdami vakansijas. Akivaizdu, jog priklausomai nuo vakansijų užimamų energetinių lygmenų,

gali būti generuojama skirtingas medžiagos charakteringąsias linijas atitinkanti spinduliuotė, tačiau dėl nedidelio energijos skirtumo tarp aukštųjų energetinių lygmenų (pvz., pereinamųjų metalų atveju) neretai plazminio rentgeno spinduliuotės šaltinio charakterizavimui pasitelkiami rezonansines linijas, t.y. elektronų šuolius tarp sužadintųjų ir pagrindinės būsenos, atitinkantys fotonai. Ypač dažnai tiriant įvairių metalų plazmas yra stebimas  $K\alpha$  (šulio tarp elektronų sluoksnių  $L \rightarrow K$  arba orbitalių  $2p \rightarrow 1s$ , žr. 1 pav., b) fotonų kiekis [13-15].

Charakteringosios rentgeno spinduliuotės linijos nėra be galo siauros – jų plotis yra baigtinis. Linijos išplitimą nulemia baigtinė spindulinė surišusių būsenų gyvavimo trukmė, spinduliuojančių atomų terminis judėjimas, bei jų sąveika su arti esančių plazmos krūvininkų elektriniais laukais [13].

## 2.4 Rentgeno spinduliuotės vidinė sugertis ir impulsų trukmė

Dalis generuojamos rentgeno spinduliuotės gali būti sugerta jai dar nepalikus ją supančios medžiagos. Galima parodyti, jog bendru atveju sukurtos spinduliuotės intensyvumas yra išreiškiamas (22) sąryšiu [13]:

$$I(\tau) = I(0)e^{-\tau} + \frac{\xi}{k}(1 - e^{-\tau}), \quad (22)$$

kur  $\xi$  ir  $k$  – atitinkamai emisijos ir sugerties koeficientai, o  $\tau$  – optinis gylis (paprasčiausiu atveju lygus sugerties koeficiento ir spinduliuotės nueito kelio plazmoje sandaugai). Esant mažoms optinio gylio vėrtėms, spinduliuotės intensyvumas tampa tiesiogiai proporcingas ją kuriančio plazmos sluoksnio storiui, t.y. plazma yra laikoma optiškai plona. Priešingu atveju auga vidinės sugerties įtaka, dėl kurios spinduliuotės intensyvumo spektrinio skirstinio forma ima panašėti į juodo kūno spinduliuotės (žr. 2.2 skyrių). Didesnė vidinė fotonų sugertis taip pat stebima ir naudojant storesnius taikinius: tai nulemia ilgesnis fotonų kelias – laisvojo fotono kelio atžvilgiu - iš šaltosios taikinio dalies, kurio nebekompensuoja ilgesnis (nei plonų taikinių atveju) karštojo elektrono kelias (ir, atitinkamai, didesnis į spinduliuotę paverčiamos energijos kiekis) [21,22].

Taip pat svarbu trumpai aptarti generuojamų rentgeno spinduliuotės impulsų trukmę: ji gali būti palyginama su plazmą veikiančiosios spinduliuotės impulso trukme, t.y. šios trukmės yra panašių eilių dydžiai. Tai ypač gerai apibūdina aukštos energijos rentgeno fotonų spinduliuavimą, kurio atsiradimo procese aktyviai dalyvauja karštieji elektronai (pvz., vario  $K\alpha$  spinduliuotės impulsai, žadinami ~ 0.5 ps impulsais, siekia ~3 – 6 ps trukmes [23]). Mažesnėmis fotonų energijomis pasižymintiems impulsams didesnę įtaką turi plazmos įšilimo ir atšalimo trukmės bei jos formavimosi ypatumai [13].

## 2.5 Rentgeno spinduliuotės generacija ore

Pirmajame ir antrajame skyriuose esantys skirtingų lazerinės spinduliuotės sugerties plazmoje mechanizmų apibūdinimai, bei rentgeno spinduliuotės fotonų generacijos procesų aprašai yra tiksliausi ir teisingiausi plazmai ir spinduliuotei sąveikaujant vakuume. Šiai sąveikai vykstant atmosferos sąlygomis, t.y. ore, jos aprašymas gali tapti daug sudėtingesnis.

Femtosekundinių impulsų atveju, lazerinės spinduliuotės intensyvumui pasiekus  $10^{13} - 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> vertes, įvyksta oro jonizacija, kitaip tariant, kuriama oro plazma [24]. Nors oro plazmos įtaka rentgeno spindulių kūrimosi procesui įvairių medžiagų plazmose nėra gerai iširta [25], yra parodyta, kad ji gali ne tik padidinti spinduliuotės nuostolius, sumažinti jos intensyvumą (sugerties ir sklaidos pavidalu) prie taikinio paviršiaus [26], bei sutrumpinti generuojamų karštųjų elektronų laisvąjį kelią (ir atitinkamai sumažinti rentgeno fotonų kūrimo proceso konversijos našumą) [27], tačiau ir aktyviai prisidėti prie rentgeno spinduliuotės generacijos. Visų pirma, oro plazma dėl lokalių laisvųjų elektronų tankio pokyčių bei tam tikrų geometrinių fokusavimo optikos ir spinduliuotės savybių (žr. skyrius 1.3 ir 3.2.1) gali veikti kaip fokusavimosi šaltinis lazerio spinduliuotei - atitinkamai gali būti padidinamas jos intensyvumas prie apdirbamos medžiagos paviršiaus. Taip pat, remiantis plazminio spinduliuotės šaltinio charakteristikomis (pvz., jo matmenimis), bei generuojamos spinduliuotės spektru, padarytos išvados, jog dalis už rentgeno fotonų generaciją atsakingų karštųjų elektronų yra sukuriama pačioje oro plazmoje, o ne tik medžiagoje, kurią veikia lazerio spinduliuotė [25,28,29].

Plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių kūrimas ore yra iš dalies patrauklaus dėl praktinių reikmių: generacija vakuume reikalauja sudėtingų žemą aplinkos slėgį palaikančių sistemų, kurios savo ruožtu didina laboratorinių rentgeno spinduliuotės šaltinių kompleksiskumą. Taip pat oro aplinka savaime apsaugo pluoštą fokusuojančiąją optiką nuo abiacijos sukeltų dulkių ir atplaišų. Siekiant sumažinti neigiamus generuojamos oro plazmos aspektus, į taikinio poziciją gali būti tiekiamas papildomas aukštesnę jonizacijos energiją turinčių dujų (pvz., helio) srautas [27].

### 3. Rentgeno spinduliuotės generacija metalus veikiant Pharos PH1-20 lazeriu

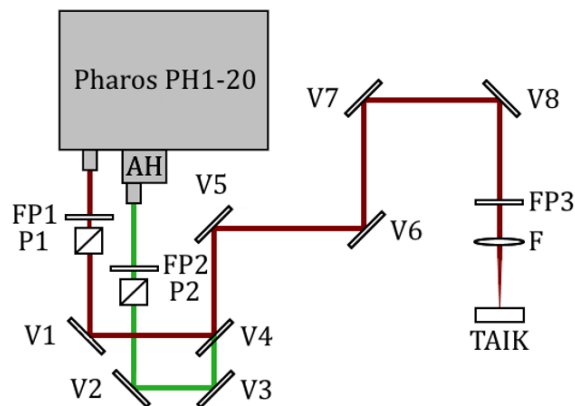
Šioje darbo dalyje aptariamos darbo metu tirtų skirtingų metalų plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių, kurių femtosekundinė spinduliuotė, tam tikrais atvejais siekiančia 20 W vidutinę galią, charakteristikos bei savybės. Skyriuje 3.1 pristatomos rentgeno fotonų generavimo bei jų srautų stebėjimo sąlygos, tinkamos žemo ir aukšto pasikartojimo dažnio impulsų pritaikymui, tuo tarpu skyriuose 3.2 ir 3.3 aptariami bandymų metu gauti duomenys bei įvairios priklausomybės, kurios tuo pat metu lyginamos su analogiškuose darbuose sutinkamais rezultatais.

#### 3.1 Rentgeno spinduliuotės fotonų srauto kūrimo ir dydžio vertinimo metodika

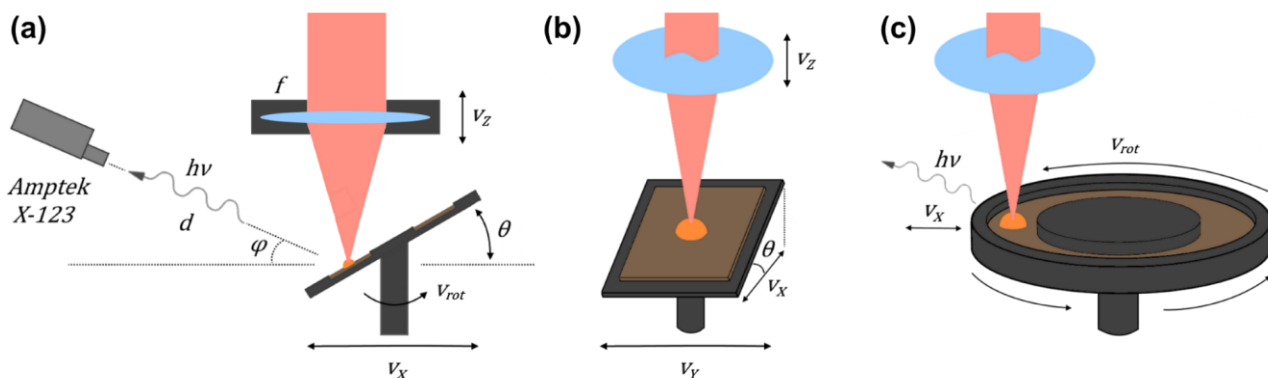
Principinė plazminių rentgeno šaltinių kūrimo femtosekundiniais impulsais schema pateikta 2-ame paveiksle. Lazerinės spinduliuotės generacijai pasitelktas Pharos PH1-20 lazeris (gamintojas – UAB „MGF Šviesos konversija“), kurio parametrai detalčiau apibūdinti pirmojoje lentelėje. Pradinių matavimų metu plazminių spinduliuotės šaltinių kūrimui naudota tiek pirmosios, tiek antrosios harmonikos lazerinė spinduliuotė, tuo tarpu dirbant su sistema, gebančia naudoti taikinius judinti kelių metrų per sekundę linijiniu greičiu (žr. 3 pav., a, c), pasitelkta tik efektyviam karštos plazmos generavimui tinkamesnė fundamentinė lazerio spinduliuotė (žr. skyrius 2.1 ir 3.2.3).

**1 Lentelė:** Pharos PH1-20 lazerio spinduliuotės parametrai (kairėje, PH ir AH – pirmoji ir antroji harmonikos), kur  $\lambda$  – bangos ilgis,  $\tau_p$  – impulso trukmė,  $E_p$  ir  $f_{rep}$  – impulso energijos ir pasikartojimo dažnio ribos, naudotos tyrimų metu,  $d_{FWHM}$  – pluošto skersmuo ties puse maksimalaus intensyvumo,  $M^2$  – kokybės faktorius,  $P_{avg}$  – vidutinė galia,  $\theta$  – pluošto skėtis.

| Parametras     | Vertė    |        |
|----------------|----------|--------|
|                | PH       | AH     |
| $\lambda, nm$  | ~1026;   | ~513   |
| $\tau_p, fs$   | ~270     | ~250   |
| $E_p, \mu J$   | 50 – 400 | ~175   |
| $f_{rep}, kHz$ | 1 – 100  |        |
| $d_{FWHM}, mm$ | ~2.3     | ~2.2   |
| $M^2$          | ~1.1     | ~1.2   |
| $P_{avg}, W$   | iki 20   | iki 12 |
| $\theta, mrad$ | ~0.4     | ~0.2   |



**2 pav.** Principinė plazminio rentgeno spinduliuotės šaltinio kūrimo femtosekundiniais impulsais schema (dešinėje). Pharos PH1-20 - lazeris, AH – antrosios harmonikos modulis, FP1-FP3 -  $\lambda/2$  fazinės plokštelės, P1-P2 – poliarizatoriai, V1-V8 – veidrodžiai, F – fokusuojantis lęšis (75 mm arba 100 mm), TAIK – tiriamos medžiagos taikiny.



**3 pav.** Principinės plazminės rentgeno spinduliuotės fotonų detektavimo ir skaičiavimo (a), bei generavimo ir taikinių atnaujinimo (b,c) schemas.

Pirmiausia, abiejų harmonikų naudojimo atvejais tiesinės poliarizacijos spinduliuotė pereina atenuatorius, sudarytus iš  $\lambda/2$  fazinių plokštelių ir poliarizatorių (atitinkamai FP1 ir P1 bei FP2 ir P2), tada veidrodžių V1, V4-V8 (naudojant PH) arba V2, V3, V5-V8 (naudojant AH, pašalinus V4) pagalba šviesa yra nuvedama prie tiriamo taikinio TAIK, prieš tai jai perėjus poliarizacijos sukimui naudojamą fazinę  $\lambda/2$  plokštelę FP3, bei fokusavimui skirtą lęšį F.

Detaliau spinduliuotės ir taikinio sąveikos ypatumus valdančios sistemos pavaizduotos 3-iaame paveiksle. Lazero spinduliuotės fokusavimui pasitelktas lęšis F, kurio židinio nuotolis pradiniam matavimams skirtoje taikinių judinimo sistemoje (žr. 3 pav., a) siekė  $f = 100 \text{ mm}$ , kai tuo tarpu ši vertė aukšto pasikartojimo dažnio impulsams taikomoje sistemoje buvo lygi  $75 \text{ mm}$ . Remiantis Gauso pluoštų optika, bei dydžiais, nurodytais 1-oje lentelėje, nesunku parodyti, jog abejais atvejais lęšio židinio plokštumoje impulsinio pluošto skersmuo pirmosios harmonikos atveju siekia maždaug  $\sim 25 - 35 \mu\text{m}$  (dėl mažų skėsties kampo  $\theta$  verčių pluoštų matmenys prie lęšio laikyti beveik nepakitusiaisiais). Tai reiškia, jog naudojant didžiausią pasiekiamą impulso energiją ( $\sim 400 \mu\text{J}$ ), spinduliuotės intensyvumas židinio plokštumoje gali siekti  $\sim 4.65 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ .

Kaip jau minėta, tolimesniuose skyriuose aprašytiems tyrimams pasitelktos metalų taikinių judinimo sistemos yra pavaizduotos trečiame paveiksle, kuriame pradiniam tyrimams skirta, žemu linijiniu greičiu taikinius judinanti sistema yra matoma (a) ir (b) dalyse (svarbu paminėti, kad fotonų detektavimo metodika, matoma (a) dalyje, abiejų taikinių atnaujinimo sistemų atvejais buvo vienoda). Šiuo atveju tyrimams naudoti taikiniai ir folijos tvirtintos prie rotacinio staliuko (žr. 3 pav., a ir b;  $\theta$  – posūkio kampas  $x$  ašies atžvilgiu, kur  $xy$  plokštuma yra lygiagreči lęšio paviršiui), kuris savo ruožtu, siekiant, kad ploni taikiniai nebūtų visiškai praabliuojami, pritvirtintas prie Aerotech ABL1500 ir

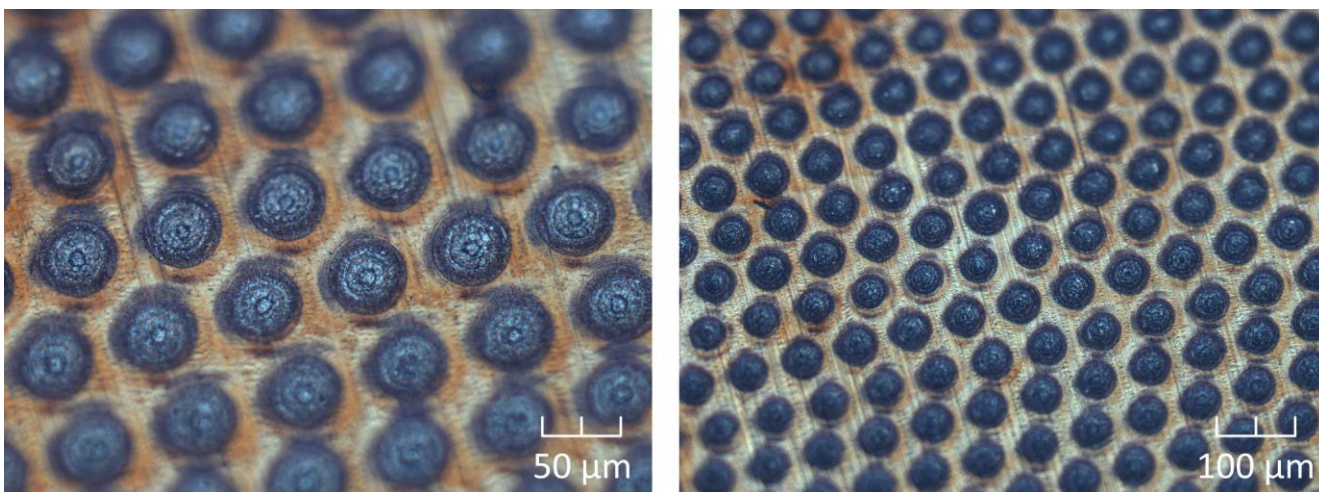


ABL1500WB poslinkio staliukų, valdomų Aerotech A3200 valdikliu. Taikiniai  $x$  ir  $y$  ašyse judinti skirtingų dažnių sinusoidžių trajektorijomis, taip kuriant bendrą Lisažu figūras atitinkančią trajektoriją  $xy$  plokštumoje. Kai  $\theta \neq 0^\circ$ , judant staliukams lęšio židinio plokštuma ima nebesutapti su taikinių paviršiais, t.y. rentgeno fotonus generuojančios spinduliuotės intensyvumas nuolatos kinta. Siekiant to išvengti, lęšis F taip pat tvirtintas prie atskiro Aerotech staliuko, kurio judėjimo greitis  $v_z$ , bei koordinatė  $z$  ašyje koreguota pagal (23) ir (24) dėsnius kiekvieną kartą taikiniui pajudėjus į naują poziciją  $x$  ašyje:

$$z = x \tan \theta , \quad (23)$$

$$v_z = v_x \tan \theta . \quad (24)$$

Patobulintos ir atnaujintos taikinių judinimo sistemos, pritaikytos darbui su aukšto pasikartojimo dažnio (iki 200 kHz) lazerio impulsais (t.y. taikinius judinančios aukštu linijiniu greičiu) principinės schemos pateiktos 3-iame paveiksle, (a) ir (c) dalyse. Dirbant su šia sistema metalų taikiniai tvirtinami prie apvalaus laikiklio, kuris, siekiant, kad lazerio impulsams nuolatos būtų tiekiamas nepažeistas plazmos generacijai naudojamos medžiagos sluoksnis, savo ruožtu fiksuotas prie nuolatinės srovės variklio, sugebančio pasiekti 4700 apsisukimų per minutę greitį (be apkrovos). Matavimų metu variklio greitis varijuotas kartu su lazerio impulsų pasikartojimo dažniu taip, kad apšaudomoje medžiagoje pažeidimai būtų kuriami kuo kompaktiškiau, tuo pat metu neleidžiant jiems persikloti vienas ant kito. Tai padaryta kiekvienam impulso sukeltam pažeidimui išskiriant maždaug  $60 \mu m \times 60 \mu m$  plotą (iš maždaug  $\sim 27 \text{ cm}^2$  siekiančio viso) taikinyje: DC variklis sukamas taip, kad atstumas tarp atskirų impulsų veikiamų zonų centrinių taškų išliktų apie  $\sim 60 \mu m$ , o pats variklis vieno Aerotech ABL1500 poslinkio staliuko pagalba slenkamas viena ašimi tokiu greičiu  $v_x$ , jog po vieno apsisukimo lazerio pluoštas nuo pradinės padėties taip pat būtų nutolęs per  $\sim 60 \mu m$ . DC variklio greitis nustatomas pagal taikinio pozicijas, esančias arčiau variklio ašies, t.y. reikalaujančias didesnio linijinio greičio  $v_{rot}$ . Užpildžius visą taikinio plotą pažeidimais, arba, kitaip tariant, atlikus vieną matavimą konkrečiomis sąlygomis, prie laikiklio tvirtinama nauja Cu folija. Atliekant tyrimus, kai  $\theta \neq 0^\circ$ , poslinkio staliuko judėjimo ašis  $x$  tapatinama su taikinio laikiklio posūkio ašimi. Taikinio užpildos lazerio impulsų pažeidimais pavyzdys (ištirtas optinio mikroskopo Olympus BX51 pagalba) pateiktas ketvirtame paveiksle.



**4 pav.** Cu taikinio dalies, užpildytos pasikartojimo dažnio  $f_{rep} = 50 \text{ kHz}$  ir energijos  $E_p = 400 \mu\text{J}$  lazerio impulsų sukeltais pažeidimais, nuotraukos (padarytos pasitelkiant optinį mikroskopą Olympus BX51, bei naudojant sistemą, taikinius judinančią aukštu linijiniu greičiu). Masteliai pateikti nuotraukų apačioje, dešinėje.

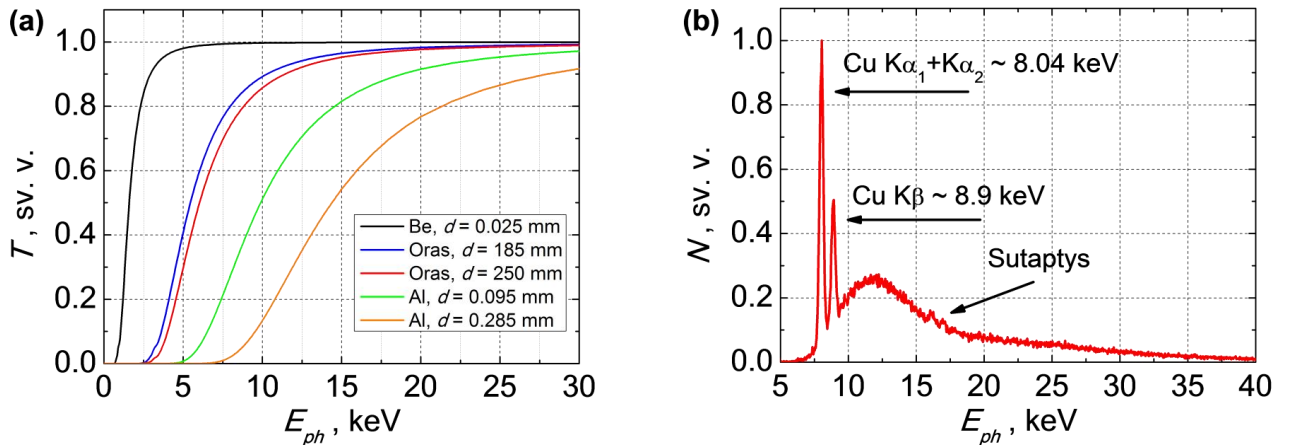
Abiejų sistemų taikymo atvejais, rentgeno spinduliuotės detektavimui pasitelktas spektrometras Amptek X-123, naudojantis termoelektriškai šaldomą Si - PIN sandūros detektorių (plotas -  $25 \text{ mm}^2$ , storis -  $0.5 \text{ mm}$ ), kurio signalai per priešstiprintuvį perduodami į impulsų apdorojimo procesorių DP5, sudarytą iš impulsų formuotuvo (*shaping - amplifier*) ir daugiakanalio analizatoriaus. Fotonai, prieš patekdami į sandūros sluoksnį, pereina apsauginį  $25 \mu\text{m}$  storio Be langelį, bei kolimatorių. Svarbu paminėti tai, jog X-123 spektrometras skirtas tirti vyksmams, kurių trukmė ne trumpesnė nei  $\sim 1 \mu\text{s}$ . Dėl šios priežasties, išmatuotuose spektruose sunku išvengti impulsų sutaptis (*pile-up*) atitinkančių artefaktų ir iškraipymų pasireiškimo (žr. 5 pav., b).

Matavimus atliekant ore (t.y. ne vakuume), pasirinktas atstumas tarp spektrometro ir taikinio paviršiaus buvo lygus  $d = 185 \text{ mm}$ , detektoriumi sudarant  $\varphi \approx 25^\circ$  kampą su taikinio plokštuma (atnaujintos sistemos atveju šios vertės buvo lygios  $d = 250 \text{ mm}$  ir  $\varphi \approx 15^\circ$ , žr. 3 pav.). Kai kurių eksperimentų metu, siekiant sumažinti ištisinio spektro indėlį bei išryškinti linijinę rentgeno spinduliuotę, naudotos papildomos  $95 \mu\text{m}$  storio Al folijos (kurių pasitelktą kiekį lėmė generuojamo rentgeno fotonų srauto dydis ir jo įtaka Amptek spektrometro rodmenims), tvirtintos tarp detektoriaus ir taikinio bei sugeriančios fotonus, kurių energija nesiekia  $5 \text{ keV}$  arba aukštesnės ribos (žr. 5 pav., a). Naudotų sugeriančiųjų folijų kombinaciją kiekvieno matavimo atveju lėmė generuojamų fotonų srauto dydis bei jį atitinkantys sotes reiškiniai Amptek detektoriuje. Akivaizdu, jog X-123 detektoriumi aprėpiama tik labai nedidelė erdvės dalis. Tiek literatūroje sutinkamų [30,31], tiek atliktų kontrolinių matavimų rezultatai rodo, jog plazminio šaltinio rentgeno fotonai į visą erdvinį kampą yra

spinduliuojami beveik izotropiškai: pvz., kampą  $\varphi$  padidinus iki  $60^\circ$  (išlaikant likusias generacijos sąlygas), visų užfiksuotų fotonų pokytis yra mažesnis nei 10 %. Tai leidžia nesunkiai (mažiausiai eilės tikslumu) įvertinti viso generuojamo fotonų srauto dydį. Taip pat svarbu paminėti, kad skaičiuojant kuriamų fotonų kiekį, į rentgeno spinduliuotės sugertį ore, Be ir Al sluoksniuose atsižvelgta remiantis literatūroje sutinkamomis skirtingų medžiagų masės sugerties koeficientų vertėmis [32], bei (25) sąryšiu, kuris savo ruožtu leidžia įvertinti anksčiau minėtų medžiagų sugerties spektrus, atitinkančius skirtingų matavimų vykdymo sąlygas:

$$I/I_0 = e^{-(\mu/\rho)\rho t}, \quad (25)$$

kur  $I_0$  ir  $I$  – pradinis ir pakitęs rentgeno spinduliuotės intensyvumas,  $\mu/\rho$  – masės sugerties koeficientas,  $\rho$  – sugeriančios medžiagos tankis ir  $t$  – storis.



**5 pav.** Rentgeno spinduliuotę sugeriančių Al, Be ir oro sluoksnių pralaidumo spektrai, apskaičiuoti pagal (25) sąryšį. Naudotų sluoksnių storiai nurodyti paveiksle, vertė  $T = 1$  atitinka 100 % sluoksnių pralaidumą (a). Pavyzdinis Cu taikinio plazminio rentgeno spinduliuotės spektras, matuotas foliją apšaudant  $f_{rep} = 30$  kHz ir  $E_p = 400$   $\mu$ J impulsais bei naudojant tris 95  $\mu$ m storio Al sugeriančiąsias folijas (b). Čia  $N$  – detekcijų skaičius, normuotas į maksimalią vertę.

Skyriuose 3.2 – 3.3 aptariamų matavimų metu plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių srautų stiprumai paprastai vertinti stebint tik linijinę, įvairių metalų taikinių  $K\alpha$  šuolius atitinkančią spinduliuotę, bei jos fotonų skaičių. Toks sprendimas priimtas atsižvelgiant į faktą, jog išsinesinė rentgeno spinduliuotė generuojama plačiame fotonų energijų diapazone - tuo tarpu spektrometras X-123 aukštu energijos detektavimo našumu ( $> 90$  %) dirba tik maždaug  $\sim 2 - 13$  keV ruože. Taip pat svarbu paminėti tai, jog  $K\alpha$  fotonų skaičiavimo naudojimas plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių charakterizavimui dažnai sutinkamas ir kituose tiriamuosiuose darbuose ir publikacijose [10,26,33]. Šiame darbe daugiausia pasitelkti Cu taikiniai, pirmosios ir atnaujintos sistemų atvejais pasižymintys

atitinkamai  $200 \mu m$  ir  $30 \mu m$  storiais. Cu naudojimą nulėmė ypač gera jo  $K\alpha$  ir  $K\beta$  linijinės spinduliuotės ( $K\alpha_1$ ,  $K\alpha_2$ ,  $K\beta$  - atitinkamai 8.048, 8.028, 8.905 keV, žr. 5 pav., b) detekcija, kurios našumas Amptek detektoriuje artimas 100 %, t.y. viena spektrometro detekcija (*count*) atitinka vieną užfiksuotą fotoną.

Spektrometru X-123 išmatuoto spektro pavyzdys pateiktas penktame paveiksle. Kaip jau minėta, siekiant sumažinti *bremstrahlung* spinduliuotės įtaką fiksuojamiems duomenims, panaudotos plonos spinduliuotę sugeriančios aliuminio folijos. Jų dėka apatinė stebimų fotonų energijos riba gali būti pakeliama iki  $\sim 5 - 7 keV$  – tai, nepaisant kartu mažėjančio detektuojamos  $K\alpha$  spinduliuotės kiekio, išryškina linijines ir beveik pašalina išsines spektro komponentes bei leidžia tiksliau įvertinti viso plazminiame šaltinyje generuojamo  $K\alpha$  fotonų srauto dydį. Spektro dešinėje matomas mažų *pile-up* artefaktų pavyzdys: čia galima stebėti antros eilės fotonų sutaptis, vis labiau išryškėjančias augant lazerinės spinduliuotės impulsų energijai. Sutaptis – tai detektavimo artefaktas, kai du kartu į detektorius pataikę fotonai užregistruojami kaip vienas dvigubai didesne energija pasižymintis fotonas. Tokiu atveju,  $K\alpha$  fotonų kiekis vertintas taip, kaip ir kituose darbuose, naudojančiuose panašaus tipo detektavimo prietaisus [26], t.y. kartu integruojant ir sutapčių linijas, gautąsias vertes sudauginant su konkrečios eilės sutaptį atitinkančiu daugikliu (26). Tokia fotonų skaičiavimo metodika duoda panašius rezultatus, kaip ir tiesioginis Puasono skirstinio taikymas [34,35]. Verta paminėti ir tai, jog sutapčių fotonų skaičiavimas tampa daug paprastesnis atėmus išsines spektro komponentę. Kiekvieno matavimo metu užfiksuoto  $K\alpha$  fotonų srauto dydis įvertintas pagal (26) sąryšį:

$$\phi_{K\alpha} = \frac{4\pi d^2(N_1 + 2N_2 + 3N_3 + \dots)}{T_O T_{Al} T_{Be} S_{det} t} \quad (26)$$

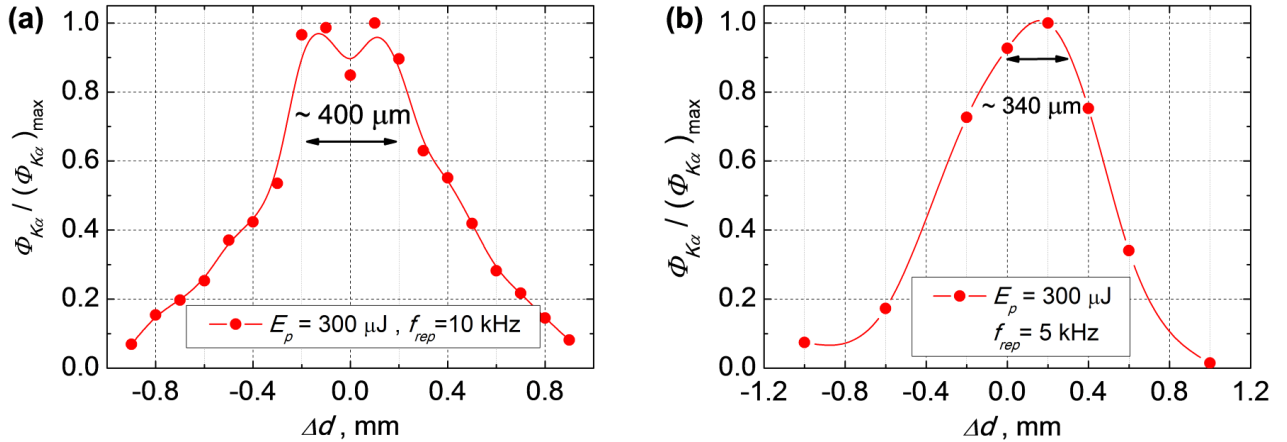
kur  $N_i$  –  $i$ -tosios eilės liniją atitinkančių detekcijų skaičius,  $d$  – atstumas tarp spektrometro ir taikinio paviršiaus,  $T_O, T_{Al}, T_{Be}$  – oro, aliuminio ir berilio sluoksnių pralaidumo spektrų vertės (žr. 5 pav., a) ties  $K\alpha$  linijų maksimumo energija,  $S_{det}$  - Si – PIN detektoriaus plotas,  $t$  – matavimo trukmė. Pastaroji, dirbant su aukštu linijiniu greičiu taikinius judinančia sistema, priklauso nuo  $f_{rep}$  verčių – augant pasikartojimo dažniui, greitėja taikinio užpilda impulsų sukeltais pažeidimais ir trumpėja laikas, skirtas vienam matavimui. Svarbu paminėti, kad sutapčių fotonų kiekį galima mažinti dirbtinai didinant spinduliuotės sugertį tarp detektoriaus ir taikinio, kartu didinant detektuojamo signalo kaupimo, taigi ir atskirų matavimų laiką. Palyginamieji matavimai parodė, jog abiem būdais įvertinti rentgeno fotonų skaičiai skiriasi vienas nuo kito ne daugiau, nei lemia atsitiktinės matavimo paklaidos.

### 3.2 Rentgeno spinduliuotės generacija pasitelkiant taikinius lėtai transportuojančią sistemą

Kaip jau minėta 3.1 skyriuje, pradiniai rentgeno spinduliuotės generacijos plazmoje tyrimai atlikti sistema, žemu linijiniu greičiu taikinius judinančia Lisažu figūrų trajektorijomis. Šių tyrimų rezultatai pateikti žemiau, skyriaus 3.2 poskyriuose 3.2.1-3.2.4.

#### 3.2.1 Generuojamų Cu-K $\alpha$ fotonų srauto priklausomybė nuo fokusuojančio lęšio pozicijos

Svarbu paminėti, kad prieš pradėdant šio darbo trečiojoje dalyje aprašytus matavimus, abiejų taikinio atnaujinimo metodikų atveju siekiant nustatyti optimalią lęšio poziciją esant skirtingoms matavimų sąlygoms (pvz., nustačius naują taikinio posūkio kampo  $\theta$   $xy$  plokštumos atžvilgiu vertę), atlikti generuojamų K $\alpha$  fotonų srauto pokyčių stebėjimai, keičiant lęšio poziciją  $z$  ašyje, arba kitaip tariant, atliekant lęšio židinio plokštumos postūmius taikinio paviršiaus atžvilgiu. Tokių stebėjimų pavyzdžiai pateikti 6 pav. Matome, jog plazmą kuriant  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  pasikartojimo dažnio ir  $E_p = 300 \mu\text{J}$  energijos impulsais, esant lėtam  $60 \text{ mm/s}$  taikinio atnaujinimo greičiui, ir  $f_{rep} = 5 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 300 \mu\text{J}$  impulsais sukant taikinį dideliu linijiniu greičiu ( $\theta = 0^\circ$  abejais atvejais), efektyviausia rentgeno spinduliuotės generacija (srautui viršijant 90 % maksimalios užfiksuotos srauto vertės ribą) pasiekama židinio plokštumos poziciją varijuojant atitinkamai maždaug  $400 \mu\text{m}$  ir  $340 \mu\text{m}$  ilgio intervaluose aplink taikinio paviršių (žr. 6 pav., atitinkamai a ir b). Svarbu paminėti ir tai, jog lęšio židinio plokštumos postūmio  $\Delta d$  vertės, kurios 6 – amė paveiksle lygios 0, gali ne visai sutapti su taikinio paviršiaus pozicija: kaip jau minėta, didelę įtaką galutinei plazmą kuriančios spinduliuotės intensyvumo vertei (taigi ir fotonų generacijos efektyvumui) turi lazerio pluošto fokusavimasis. Jis gali pasireikšti dėl lokalių laisvųjų elektronų tankio pokyčių, atsirandančių dėl spinduliuotės sąlygotos plazmos išilimo, bei elektrinio lauko ponderomotorinės jėgos poveikio (žr. 1.3, 2.5 skyrius) ir padidinti optimalų atstumą tarp medžiagos paviršiaus ir židinio plokštumos iki  $\sim 500 \mu\text{m}$  [13]. Spinduliuotės intensyvumas prie taikinio plokštumos gali būti padidintas ir dėl geometrinių fokusavimo optikos ir spinduliuotės savybių: pastūmus lęšio židinio plokštumą už plazmos (arba taikinio) sluoksnio, prie plazmos artėjantis pluoštas tampa besiglaudžiančiu, todėl, pereidamas iš oro į mažesniu lūžio rodikliu pasižyminčią plazmą (žr. (3) sąryšį), dar labiau susiaurėja, taip padidindamas savo intensyvumą [36]. Priešingu atveju, t.y. taikinį patraukiant už židinio plokštumos, intensyvumo vertė mažėja.



**6 pav.** Rentgeno spinduliuotės srautų  $\phi_{K\alpha}$  dydžių priklausomybės (normuotos pagal didžiausias fiksuotas vertes) nuo lęšio židinio plokštumos pozicijos  $\Delta d$  Cu taikinio paviršiaus atžvilgiu, atitinkančios taikinio judinimą Lisažu figūrų trajektorijomis (a) ir jo judinimą aukštu linijiniu greičiu, apskritimine trajektorija (b). Impulsų parametrai nurodyti paveiksle. Čia (bei žemiau pateiktuose trečiojo šio darbo skyriaus paveiksluose) polinomo atkarpų aproksimacijos (išsistinės kreivės) skirtos patogesniai gautų verčių pokyčių stebėjimui.

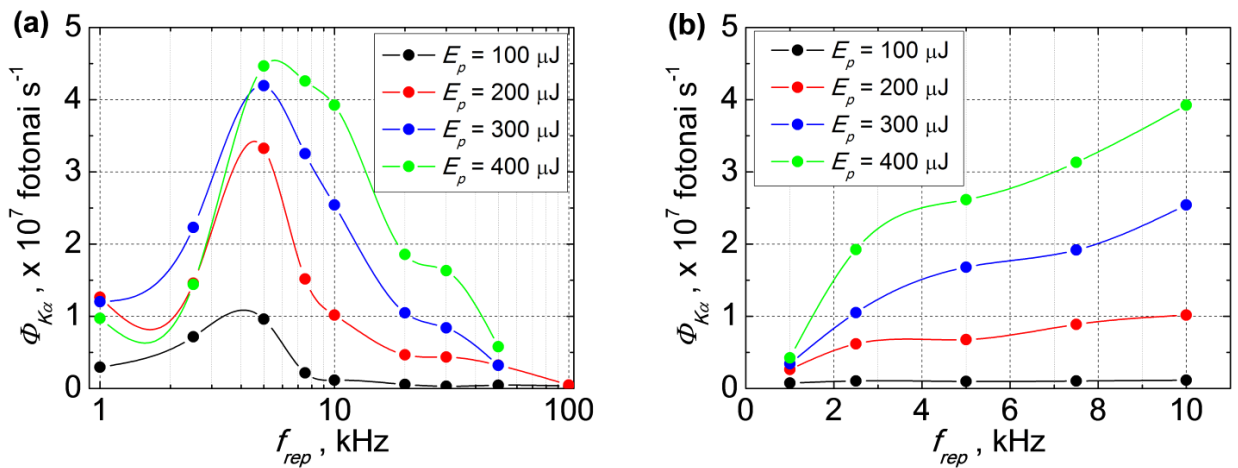
Savaime suprantama, jog minėto, optimalią rentgeno spinduliuotės generaciją atitinkančio lęšio pozicijos varijavimo intervalo dydis yra lemiamas tiek lazerio spinduliuotės (pvz., intensyvumo), tiek fokusuojančios optikos elementų (šiuo atveju naudojant  $f = 75 \text{ mm}$  lęšį gaunamas trumpesnis intervalas dėl siauresnės pluošto sąsmaukos) bei pačios apdirbamos medžiagos parametrų. Visgi, kituose šaltiniuose sutinkami panašaus pobūdžio tyrimai rodo, jog net dirbant skirtingomis sąlygomis, Cu tipo taikiniai pasižymi medžiagos paviršiaus atžvilgiu simetriškais, 6-o paveikslo duomenis atitinkančiais srauto pokyčiais [10,37,38], o efektyvios generacijos intervalas, net ir skirtingais atominiais skaičiais pasižyminčiuose medžiagose, išlieka kelių šimtų mikrometrų eilės ribose [10,37,39].

### 3.2.2 Cu- $K\alpha$ srauto priklausomybė nuo lazerio impulsų energijos ir pasikartojimo dažnio

Prieš pradėdant rentgeno fotonų srauto dydžio priklausomybių nuo siunčiamų lazerio impulsų parametrų pokyčių matavimus, įvertinta Aerotech staliukų judėjimo greičio įtaka bendram generuojamų Cu- $K\alpha$  fotonų skaičiui. Pakartotiniai matavimai varijuojant taikinio judėjimo greičio vertes parodė, kad esant žemiems ( $f_{rep} = 1 \text{ kHz}$ ) ir aukštiems ( $f_{rep} > 20 \text{ kHz}$ ) pasikartojimo dažniams, optimaliai rentgeno fotonų srauto generacijai skirtas taikinio judėjimo greitis turi viršyti  $v \sim 20 \text{ mm/s}$  ribą: žemiems dažniams ši vertė atitinka efektyvų taikinio pažeidimų atskyrimą ir kokybišką lazerio spinduliuotės panaudojimą rentgeno spinduliuotės generacijai, tuo tarpu aukštų dažnių atveju greičio vertėms pasiekus  $v \sim 20 \text{ mm/s}$  ribą, didesni greičiai beveik nebekompensuoja



neefektyvaus naujų vario sluoksnių pateikimo šviesos impulsams (poslinkis tarp atskirų taikinio pažeidimų yra  $\sim 1 \mu\text{m}$  eilės arba net mažesnis). Kita vertus, tyrimams pasitelkiant tarpinius dažnius ( $f_{rep} = 2.5 - 10 \text{ kHz}$ ) greitis  $v$  turi siekti maksimalią leistiną  $v = 60 \text{ mm/s}$  vertę – tai galima paaiškinti turint omenyje faktą, kad skirtingai nei  $1 \text{ kHz}$  dažnio atveju, naudojant tarpinius dažnius  $> 10 \text{ mm/s}$  greičiai atitinka ne dešimčių, bet kelių mikrometrų poslinkį tarp atskirų impulsų. Kitaip tariant, augant judėjimo greičiui, fotonų srautas auga kartu dėl iš lėto didėjančio spinduliuotei tiekiamo sveiko Cu taikinio kiekio. Svarbu paminėti, jog šie rezultatai yra svarbūs interpretuojant žemiau pateiktus plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių charakterizavimo duomenis.

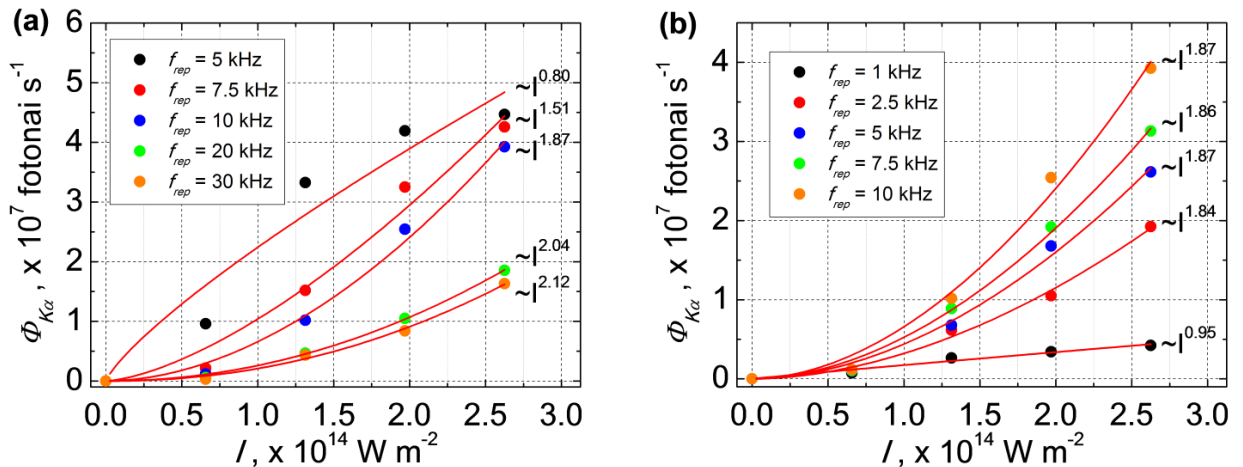


**7 pav.** Generuojamų rentgeno fotonų srauto dydžio pokyčiai, fiksuoti keičiant lazerio impulsų pasikartojimo dažnį ir energiją (vidutinę galią ir intensyvumą): Cu foliją judinant Lisažu figūras atitinkančiomis trajektorijomis  $60 \text{ mm/s}$  greičiu (a); greitį varijuojant taip, jog atstumas tarp atskirų impulsų nepriklausytų nuo  $f_{rep}$  ir išliktų lygus  $6 \mu\text{m}$  (b).

Pasitelkiant pradinę taikinio judinimo metodiką stebėti generuojamo rentgeno fotonų srauto dydžio pokyčiai, atitinkantys lazerio spinduliuotės impulsų energijos ir pasikartojimo dažnio (arba, kitaip tariant, intensyvumo, skaičiuoto pagal 1-os lentelės vertes ir  $E_p$  pokyčius, bei vidutinės galios  $P_{avg} = E_p \times f_{rep}$ ) variacijas pateikti 7-ame paveiksle. Nesunku pastebėti, jog staliukus judinant didžiausiu leistinu  $v = 60 \text{ mm/s}$  greičiu, rentgeno spinduliuotės kiekis auga kartu su vidutine galia iki didžiausią srautą atitinkančio pasikartojimo dažnio  $f_{rep} = 5 \text{ kHz}$ , o po to ima mažėti (žr. 7 pav., a). To priežastis – dėl mažo staliukų judėjimo greičio nepažeista medžiaga tiekama neefektyviai, mažėja taikinyje sugeriamos bei rentgeno fotonų generacijai panaudojamos spinduliuotės kiekis. Kitaip tariant, auganti lazerio spinduliuotės vidutinė galia nėra našiai išnaudojama naujos plazmos gamybai – atitinkamai mažėja generuojamų  $K\alpha$  fotonų srautas. Kita vertus, varijuojant staliukų judėjimo greitį

taip, kad nepaisant  $f_{rep}$  vertės, atstumas tarp optinių taikinio pažeidimų būtų lygus  $\sim 6 \mu m$ , t.y. atitiktų pradines  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  ir  $v = 60 \text{ mm/s}$  sąlygas (laikyta, jog aukštesnių dažnių atveju atstumas tarp atskirų šuvių būtų per mažas srauto generacijai, ir reikalautų per didelio  $v$  sumažinimo dirbant prie mažesnių  $f_{rep}$  verčių), galima stebėti beveik tiesišką  $K\alpha$  fotonų srauto  $\Phi_{K\alpha}$  didėjimą vidutinei lazerio impulsų galiai augant  $f_{rep} = 2.5 - 10 \text{ kHz}$  intervale (žr. 7 pav., b).

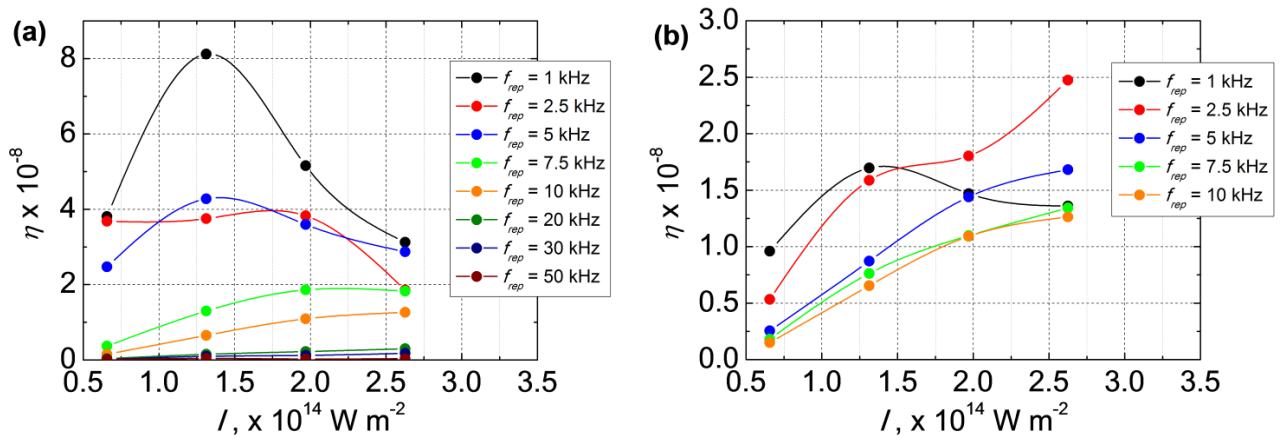
Tai parodo ir analogiškai išmatuotos rentgeno fotonų srautų dydžių priklausomybės nuo spinduliuotės intensyvumo (apskaičiuoto pagal  $E_p$  vertes), bei jų aproksimacijos dėsnio  $\Phi_{K\alpha} \sim I^a$  (žr. 8 pav.). Matome, kad nekeičiant taikinio judėjimo greičio, dėsnio aproksimacijas apibūdinančios konstantos stipriai varijuoja – tai nulemia jau minėtas neefektyvus naujos medžiagos tiekimas šviesos impulsams. Kita vertus, varijuojant judėjimo greičius bei sutapatinant nuotolius tarp atskirų šuvių, intensyvumo – fotonų srauto dėsnis ima beveik nepriklausyti nuo  $f_{rep}$  verčių, t.y. tampa lygus  $\Phi_{K\alpha} \sim I^{1.87}$  (išskyrus  $f_{rep} = 1 \text{ kHz}$  atvejį, kai  $a$  vertei įtaką galimai daro didesnis sutapčių kiekis, netolygumai naudoto taikinio paviršiuje ir pan.). Panašus dėsningumas buvo stebėtas kituose darbuose, kurie atlikti panašiam intensyvumų diapazone. Pvz., esant  $\sim 10^{14-15} \text{ W/cm}^2$  intensyvumui, gautas  $a \approx 2$  [38,40] (didesnių intensyvumų atveju,  $a > 2$  [41]).



**8 pav.** Rentgeno spinduliuotės srauto dydžio priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo dėsnio aproksimacijos Cu taikinių judinant  $60 \text{ mm/s}$  greičiu (a) ir greitį keičiant taip, jog nuotolis tarp atskirų folijos pažeidimų nepriklausytų nuo  $f_{rep}$  ir išliktų lygus  $6 \mu m$  (b). Dalyje (a) neįtrauktos žemos ( $f_{rep} = 1 \text{ kHz}$ ;  $2.5 \text{ kHz}$ ) ir aukštos ( $f_{rep} = 50 \text{ kHz}$ ) dažnius atitinkančios aproksimacijos, dėl galimų matavimų ir gautų duomenų analizės netikslumų, nulemiamų, pvz., didelio sutapčių kiekio ir pan.



Iš eksperimentų duomenų buvo apskaičiuotas Cu- $K\alpha$  rentgeno spinduliuotės generacijos efektyvumas (konversijos našumas), t.y. generuojamų fotonų ir lazerio spinduliuotės energijų santykis (žr. 9 pav.). Galima pastebėti, jog šiuo atveju didžiausios našumo vertės pasiekiamos nekeičiant taikinio judėjimo greičio, t.y. nesukuriant papildomų nuostolių, susijusių su sulėtintu tiriamo vario paviršiaus atnaujinimu. Verta paminėti, kad tiek didžiausio užfiksuoto konversijos našumo  $\eta \approx 8 \times 10^{-8}$ , tiek Cu- $K\alpha$  fotonų srauto, siekiančio  $\sim 4.5 \times 10^7$  fot./s vertės yra labai panašios į literatūroje pateikiamąsias (kai kitos sąlygos išlieka panašios, t.y. oro aplinka, vario taikinis, panašus lazerio impulsų intensyvumas ir t.t.) [25,29].

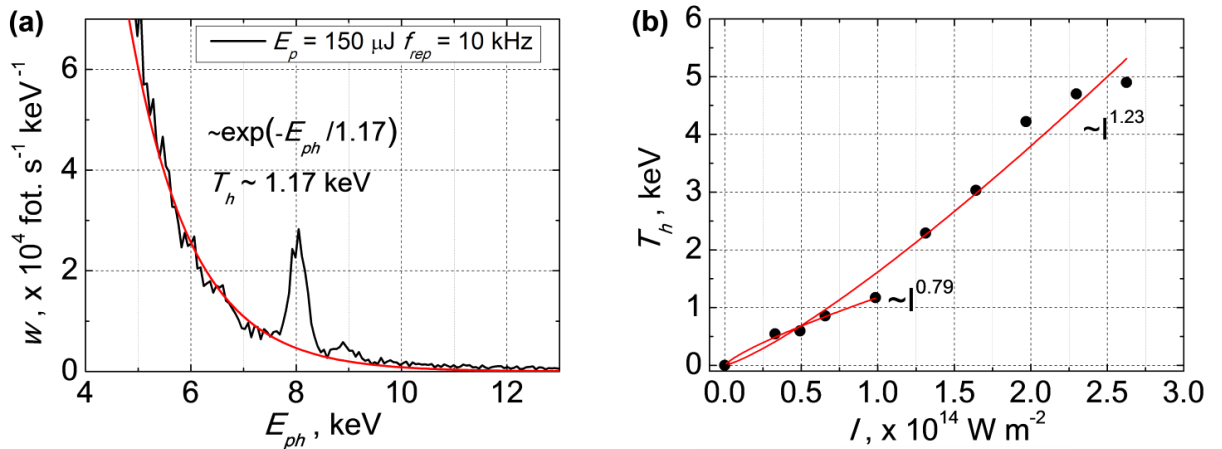


**9 pav.** Apskaičiuotos rentgeno Cu- $K\alpha$  fotonų kūrimo proceso konversijos našumo priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo, atitinkančios vario folijos judinimą 60 mm/s greičiu (a) ir greičio variacijas, išlaikančias nuotolį tarp atskirų folijos pažeidimų lygų 6  $\mu\text{m}$  (b).

### 3.2.3 Vario taikinio plazmos karštųjų elektronų temperatūra ir jos pokyčiai

Kaip jau minėta 2.2 skyriuje, vario (ir kitų taikinių) plazmoje kuriamų karštųjų elektronų temperatūrą (t.y. temperatūros vertę, atitinkančią tam tikrą Maksvelo-Bolcmano skirstinį, apibūdinantį konkretų plazmos elektronų energijų statistinį pasiskirstymą), bei jos pokyčius, lemiamus lazerio spinduliuotės intensyvumo, galima įvertinti pagal (20) sąryšį. Tai šio darbo metu daryta išmatavus Cu taikinio plazmoje kurtų rentgeno spindulių *bremsstrahlung* spektrus, Cu foliją, judinamą 25 mm/s greičiu, bei išlaikomą  $xy$  plokštumoje ( $\theta = 0^\circ$ ), apšaudant skirtingomis energijos vertėmis ( $E_p = 50 - 400 \mu\text{J}$ ) pasižyminčiais lazerio impulsais, kurių pasikartojimo dažnis buvo lygus  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  (tai nulemia mažesnę sutapčių kiekį matuojamame spektre, vis dar išlaikant pakankamai didelį generuojamų fotonų srautą). Savaime suprantama, jog šių matavimų metu nenaudoti rentgeno fotonų sugertį

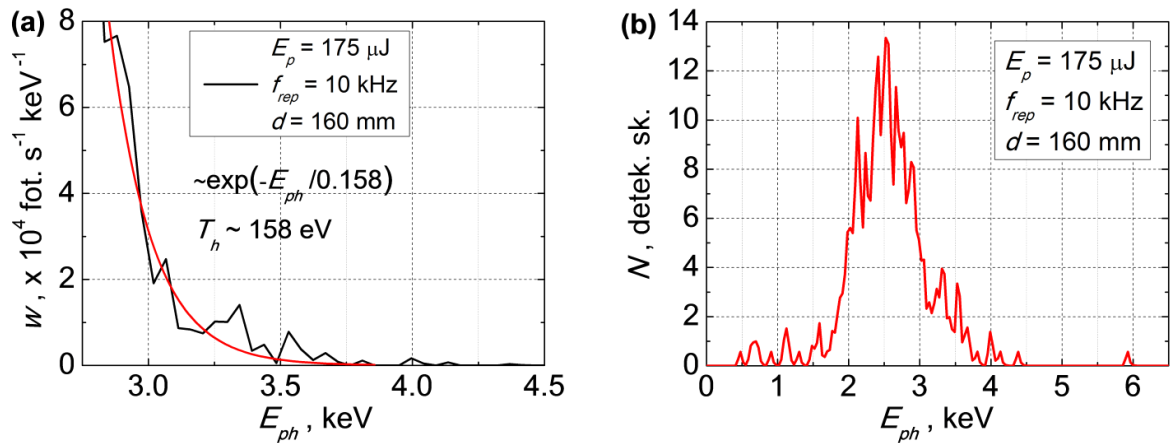
padidinantys papildomi Al sluoksniai. Išmatuotas vertes apdorojus pagal rentgeno spinduliuotės sugertį ore ir Be langelyje, bei atsižvelgus į atskiro spektro matavimo trukmę ir kuriamų fotonų srauto indėlį į pilną erdvinį kampą, gautieji spektrai buvo paversti į rentgeno spinduliuotės spektrinio energijos tankio kreives  $w(E_{ph})$  (kur  $E_{ph}$  - rentgeno fotono energija), kurios savo ruožtu aproksimuotos (paprastai aukštą detektoriaus našumą atitinkančioje energijų srityje, žr. 3.1 skyrių) gęstančių eksponenčių funkcijomis (20), leidžiančiomis įvertinti karštųjų plazmos elektronų temperatūrą  $T_h$ , atitinkančią konkrečią žadinančiosios spinduliuotės impulso energijos ir intensyvumo vertę (žr. 10 pav. a:  $T_h$  vertinimo pavyzdys, esant  $E_p = 150 \mu J$  impulsams). Svarbu paminėti tai, jog  $E_p > 150 \mu J$  vertėms, spektrinio energijos tankio aproksimacija eksponentine funkcija nebėra tiksli: tokiais atvejais, pasitelkta ir kituose darbuose sutinkama metodika [26,42], kuomet  $w$  kreivė aproksimuojama dviem gęstančiomis eksponentėmis, iš kurių viena apibūdina karštųjų, o kita – likusiųjų laisvųjų plazmos elektronų temperatūrą ( $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$  intensyvumo atveju, ji lygi  $\sim 100 - 200 \text{ eV}$  [43]).



**10 pav.** Rentgeno spinduliuotės, kuriamos Cu taikinyje  $E_p = 150 \mu J$  ir  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  lazerio impulsais, spektrinio energijos tankio  $w$  kreivės (juoda) aproksimacija gęstančia eksponente (raudona) bei plazmos karštųjų elektronų temperatūros  $T_h$  vertinimas (a). Plazmos  $T_h$  verčių priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo aproksimacijos, atliktos mažųjų intensyvumų, ir visame impulsų intensyvumų diapazone (b).

Galutiniai matavimų rezultatai pateikti 10 pav. (b) dalyje. Matome, kad karštųjų plazmos elektronų temperatūros  $T_h$  priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo dėsnis  $T_h \sim (I\lambda^2)^a$  (žr. (17) sąryšį) gali būti apibūdintas kaip  $T_h \sim I^{1.23}$ , t.y.  $a = 1.23$ . Tokia  $a$  parametro vertė, esant  $\sim 2.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  intensyvumui, atitinkančiam  $E_p = 400 \mu J$ , yra gana aukšta. Tai galima paaiškinti remiantis faktu, jog augant  $E_p$  dydžiui, kartu didėja ir X-123 spektrometru išmatuotuose spektruose stebimų artefaktų kiekis, kuris, tiriant ištisinį spinduliuotės spektrą, gerokai apsunkina tikslaus detektuojamų fotonų skaičiaus vertinimą, bei iškraipo duomenis aukštesniųjų fotonų energijų

diapazone. Taigi, galime įtarti, kad aukštų impulsų energijų atveju, detekcijų sutapys sukuria per didelį fiksuojamų didelių energijų fotonų skaičių, kuris savo ruožtu lėtina spektrinio energijos tankio  $w$  kreivės mažėjimą augant fotonų energijai  $E_{ph}$  ir, atitinkamai, padidina  $T_h$  vertes. Šį įtarimą pagrindžia ir  $T_h \sim (I\lambda^2)^a$  dėsnio taikymas mažoms  $E_p$  vertėms: tokiu atveju  $a$  parametras lygus 0.79, kitaip tariant, yra daug artimesnis kituose darbuose (atliktuose naudojant palyginamą lazerio spinduliuotės intensyvumo pokyčio diapazoną) sutinkamai vertei  $a \approx 0.5$  [40,41]. Verta paminėti ir tai, jog išmatuotos absoliutinės vario plazmos  $T_h$  vertės yra artimos gautosioms kitų tyrimų metu, dirbant panašiomis sąlygomis (pvz., impulsų intensyvumo atžvilgiu) [26,38].



**11 pav.** Rentgeno spinduliuotės, generuojamos vario taikinyje  $E_p = 175 \mu\text{J}$ ,  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  ir  $\lambda = 513 \text{ nm}$  lazerio impulsais, spektrinio energijos tankio  $w$  kreivės (juoda) aproksimacija gėstančia eksponente (raudona) bei plazmos karštųjų elektronų temperatūros  $T_h$  nustatymas (a), bei analogiškais sąlygomis spektrometru Amptek X-123 išmatuotas *bremsstrahlung* spektras (b). Čia  $N$  – fotonų detekcijų skaičius spektrometre.

Turint omenyje, jog  $T_h$  vertės kinta ne tik kartu su lazerinės spinduliuotės intensyvumu, bet ir su jos bangos ilgiu, atlikti rentgeno spinduliuotės srauto matavimai naudojant Pharos PH1-20 lazerio antrosios harmonikos modulį, t.y. sumažinus  $\lambda$  vertę iki maždaug  $513 \text{ nm}$ . Amptek spektrometru išmatuoto, AH šviesa generuojamo spektro pavyzdys, bei juo besiremiantis plazmos elektronų temperatūros vertinimas pateiktas 11-ame paveiksle. Matome, kad impulsų  $E_p$  prilyginus  $175 \mu\text{J}$  (vertei, atitinkančiai viršutinę impulso energijos ribą AH režime), nekeitus impulsų pasikartojimo dažnio, bei sumažinus atstumą tarp vario taikinio ir X-123 detektoriaus  $d$  nuo  $185 \text{ mm}$  iki  $160 \text{ mm}$ , fiksuojamas labai nedidelis rentgeno fotonų skaičius: spektre stebima tik silpna *bremsstrahlung* spinduliuotė, tuo tarpu Cu rezonansinės linijos lieka nematomos. Atitinkamai, įvertinta karštųjų elektronų temperatūra yra lygi maždaug  $\sim 160 \text{ eV}$ , kitaip sakant, ji beveik nesiskiria nuo didžiąją dalį plazmos laisvųjų elektronų aprašančiosios prie darbo metu naudotos intensyvumo vertės [43]. Tai

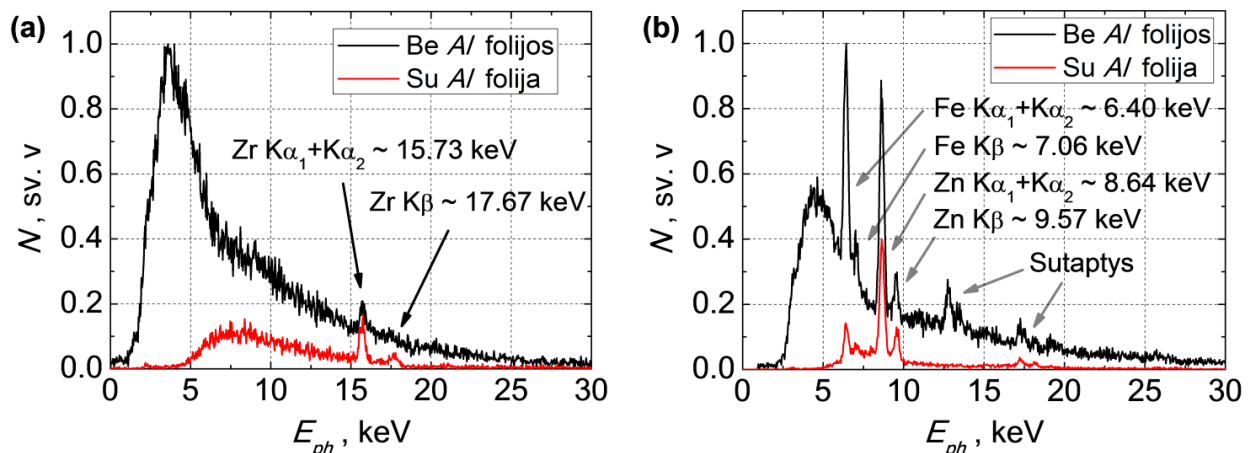
logiška – karštųjų elektronų temperatūra priklauso nuo spinduliuotės bangos ilgio kvadrato ( $T_h \sim \lambda^{2a}$ ), taigi, yra labiau jautri jo pokyčiams. Kita vertus, galima pastebėti, kad net atsižvelgus į  $\lambda$  vertės sumažėjimą, fiksuojama temperatūra yra šiek tiek mažesnė, nei numato (17) sąryšis: tam įtakos gali turėti kartu su impulso energija sumažėjusi vidutinė lazerio spinduliuotės galia (matavimų metu  $f_{rep}$  nebedidintas dėl aukščiau nurodytų priežasčių), bei galimi skersinio lazerio impulsų intensyvumo skirstinio pokyčiai, atsirandantys AH modulyje.

Svarbu paminėti, kad šiame skyriuje pristatytos karštųjų elektronų temperatūros priklausomybės nuo intensyvumo varyje aproksimacijos  $T_h \sim (I\lambda^2)^a$  bei jų ryškūs nuokrypiai nuo kituose darbuose pateiktųjų rodo, jog nepaisant to, kad sutapčių artefaktai matuotuose spektruose beveik netrukdo teisingai įvertinti linijinės spinduliuotės fotonų kiekio, pats rentgeno spinduliuotės spektras gali būti stipriai iškraipomas aukštų fotonų energijų spektrinėje srityje. Dėl šios priežasties, bei dėl galimų matavimų rezultatų netikslumų atsirandančių dėl dar didesnių generuojamų Cu- $K\alpha$  fotonų srautų, dirbant su atnaujinta, aukštu greičiu taikinius judinančia sistema plazmos karštųjų elektronų temperatūros vertinimo darbai nebekartoti.

### 3.2.4 Zr ir skirtingų plieno taikinių plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių analizė

Siekiant palyginti skirtingas medžiagas atitinkančius plazminius rentgeno spinduliuotės šaltinius, išmatuoti įvairių taikinių (1 mm storio Zr, 3.5 mm storio cinkuoto plieno, 0.5 mm storio komercinio Sandvik 7C27MO2 plieno plokštės) plazmose kurtos (naudojantis  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  ir  $E_p = 300 \mu\text{J}$  impulsais – dėl 3.2.3 skyriuje nurodytų priežasčių – bei judinant taikinius  $60 \text{ mm/s}$  greičiu  $xy$  plokštumoje) spinduliuotės spektrai, bei įvertinti juos atitinkančių  $K\alpha$  ir  $K\beta$  linijų fotonų srautai, kurie savo ruožtu lyginti su analogiškėmis sąlygomis gautaisiais tiriant vario taikinius.

Pirmiausia ištirtas didesniu (kitų apdirbamų medžiagų atžvilgiu) atominiu skaičiumi ( $Z = 40$ ) pasižymintis cirkonio plazminis rentgeno spinduliuotės šaltinis (žr. 12 pav., a). Turint omenyje tai, jog Zr  $K\alpha$  ir  $K\beta$  fotonų energijos siekia atitinkamai  $15.73$  ir  $17.67 \text{ keV}$ , tampa akivaizdu, jog didelių šių fotonų srautų generavimas reikalauja ir aukštų  $T_h$  verčių, kurios savo ruožtu yra nulemiamos lazerio impulsų intensyvumo. Šių tyrimų atveju, užfiksuotų linijinės spinduliuotės fotonų kiekį apribojo tiek žemas impulsų intensyvumas, tiek mažesnis Amptek spektrometro našumas tiriamų energijų diapazone (žr. 12 pav., a). Matome, kad rezonansinės linijos tampa įžiūrimos tik blokuojant ištinio spektro spinduliuotę, t.y. naudojant ploną aliuminio foliją. Atitinkamai, pagal *bremsstrahlung* spektrą įvertinta karštųjų elektronų temperatūra tesiekia  $3.86 \text{ keV}$  – tai sutampa su mažais fiksuojamų rezonansinių linijų fotonų kiekiais.



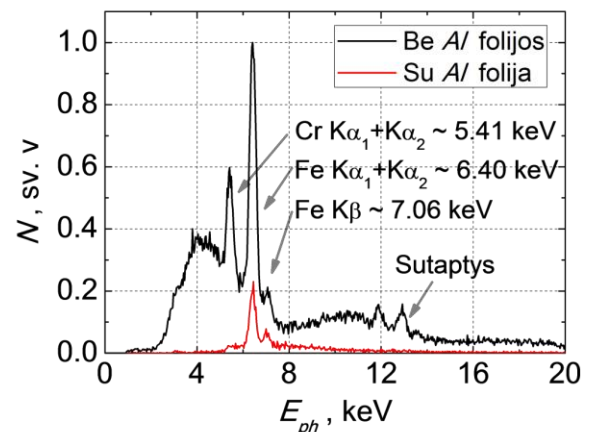
**12 pav.** Išmatuoti (pasitelkiant  $E_p = 300 \mu\text{J}$ ,  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  lazerio impulsus) 1 mm storio Zr taikinio (a) ir 3.5 mm storio plieno lydinio plokštės, sudėtyje turinčios cinko (b) plazminiuose šaltiniuose kurtos rentgeno spinduliuotės spektrai, detekcijų skaičių normuojant pagal didžiausią fiksuotą vertę.

Taip pat išmatuoti skirtingas plieno lydinių rūšis atitinkančių plazminių spinduliuotės šaltinių spektrai. Plieno, turinčio savo sudėtyje cinko, spektre aiškiai matomi su Fe ir Zn  $K\alpha$  bei  $K\beta$  šuoliais sutampantys fotonų srauto maksimumai (žr. 12 pav., b), tuo tarpu Sandvik 7C27MO2 lydinio spektras pasižymi analogiškėmis geležies ir chromo rezonansinėmis linijomis (žr. 13 pav.).

Tirtų taikinių, bei analogiškėmis sąlygomis gautų ir įvertintų Cu rezonansinių  $K\alpha$  ir  $K\beta$  linijų fotonų srautų dydžių vertės pateiktos 2-oje lentelėje. Galima pastebėti, jog beveik visų matavimų metu tiek  $K\alpha$ , tiek  $K\beta$  fotonų kiekis skirtingų taikinių atžvilgiu išlieka panašus – tai nulemia nedideli skirtumai tarp tirtų medžiagų atominių skaičių  $Z$ . Užfiksuotos dvi išimties – mažesni generuojamų fotonų kiekiai cirkonio taikinyje (dėl aukštesnės  $Z$  vertės, reikalaujančios didesnio žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo) bei nedidelis Cr fotonų skaičius, paliekantis Sandvik plieno lydinio plazminį šaltinį – tai galima paaiškinti skaičiavimo netikslumais, atsirandančiais tiriant tik vieną, ištisine komponente pasižymintį spektrą (*bremstrahlung* spinduliuotės mažinimui naudota Al folija sugeria ir Cr  $K\alpha/K\beta$  fotonus – žr. 13 pav., todėl taip koreguotas spektras nebuvo naudingas). Taip pat galima pastebėti, kad šiame spektre Fe- $K\alpha$  ir Cr- $K\beta$  linijos persikloja, todėl bendrą liniją sudarančių fotonų srautas  $2.9 \times 10^7 \text{ fot./s}$  atitinka šių dviejų tipų fotonų srautų sumą (žr. 2-ą lentelę., žymę \*).

**2 Lentelė:** Skirtingų taikinių (ir juos sudarančių elementų) plazminiuose rentgeno spinduliuotės šaltiniuose (kurtuose  $E_p = 300 \mu\text{J}$ ,  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  lazerio impulsais) generuotų rezonansinių  $K\alpha$  ir  $K\beta$  linijų fotonų srautų dydžiai (kairėje).

| Medžiaga        | Elementas | $\phi, \times 10^7 \text{ fot./s}$ |          |
|-----------------|-----------|------------------------------------|----------|
|                 |           | $K\alpha$                          | $K\beta$ |
| Cirkonis        | Zr        | 0.122                              | 0.018    |
| Cink. plienas   | Fe        | 1.267                              | 0.316    |
|                 | Zn        | 1.458                              | 0.206    |
| Sandvik 7C27MO2 | Fe        | 2.902*                             | 0.172    |
|                 | Cr        | 0.806                              | 2.902*   |
| Varis           | Cu        | 2.542                              | 0.218    |



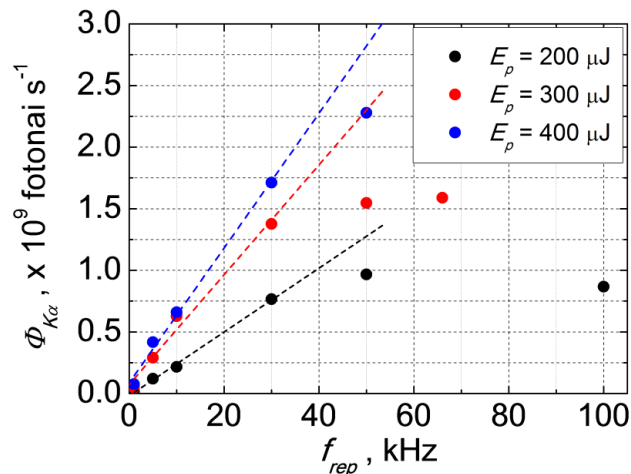
**13 pav.** Išmatuoti 0.5 mm storio Sandvik 7C27MO2 plieno lydinio plokštės plazminiame šaltinyje kurtos (pasitelkiant  $E_p = 300 \mu\text{J}$ ,  $f_{rep} = 10 \text{ kHz}$  impulsus) spinduliuotės spektrai, detekcijų skaičių normuojant pagal didžiausią užfiksuotą vertę (dešinėje).

### 3.3 Rentgeno fotonų generacija naudojant atnaujintą taikinių transportavimo sistemą

Pagal duomenis, gautus apšaudomą taikinį judinant Lisažu figūras atitinkančiomis trajektorijomis (žr. 3.2.2 skyrių), padaryta hipotezė, kad  $\text{Cu-K}\alpha$  fotonų srautas  $\phi_{K\alpha}$  kartu su impulsų pasikartojimo dažniu  $f_{rep}$  augtų tiesiškai ir prie didesnių pasikartojimo dažnio verčių, jei būtų išspręsta taikinio atnaujinimo problema. Tai leido padaryti jau 3.1 skyriuje aprašyta transportavimo metodika, kurios dėka Cu taikinius tapo įmanoma judinti aukštu linijiniu greičiu. Matavimų rezultatai, analogiški 3.2 skyriuje aprašytiems ir gauti dirbant su atnaujinta taikinių transportavimo sistema, pateikti žemiau.

#### 3.3.1 $\text{Cu-K}\alpha$ srauto priklausomybė nuo PH1-20 impulsų energijos ir pasikartojimo dažnio

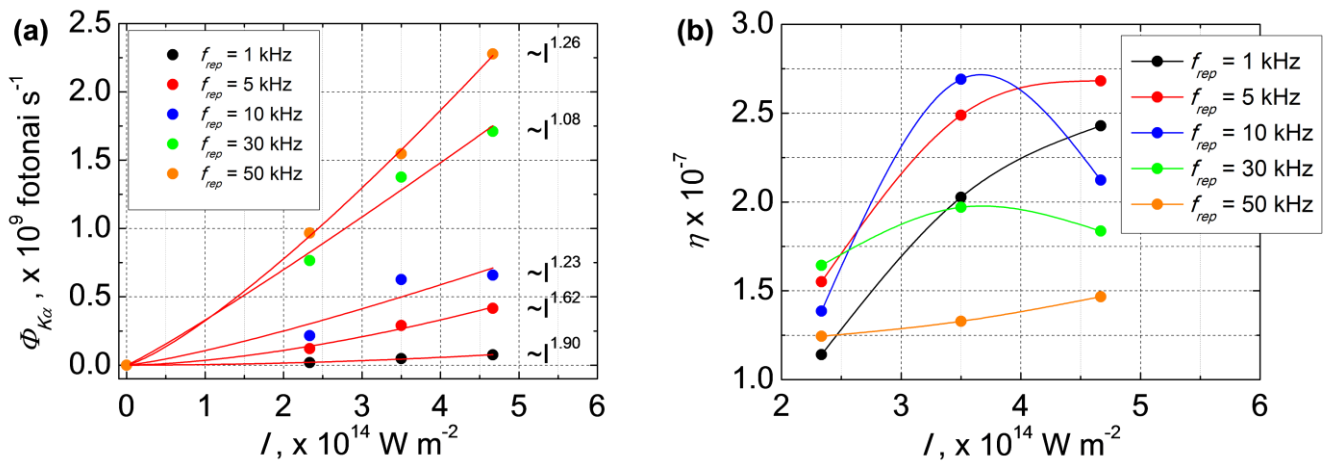
Pirmiausia, dirbant su aukštu linijiniu greičiu taikinius judinančia sistema, vėl išmatuotos 3.2.2 skyriuje pateiktosioms analogiškos  $\text{Cu-K}\alpha$  fotonų srauto  $\phi_{K\alpha}$  dydžių priklausomybės nuo Pharos PH1-20 impulsų energijos (intensyvumo) bei pasikartojimo dažnio (vidutinės galios). Nesunku pastebėti, kad rentgeno fotonų srautai iki pat  $f_{rep} \approx 30 \text{ kHz}$  ribos su pasikartojimo dažnio vertėmis sudaro kvazitiesinį sąryšį (žr. 14 pav.). Visgi, už minėtų ribų srautų verčių augimas lėtėja arba jos ima mažėti – tai potencialiai galima paaiškinti trečiame paveiksle (a ir c dalyse) pavaizduoto laikiklio trūkumais, būtent ties aukšto DC variklio apsisukimų skaičiaus reikalaujančiomis  $f_{rep}$  vertėmis pasireiškiančiais ir stiprėjančiais precesijos ir taikinio pozicinio nestabilumo reiškiniais, nulemiančiais nuolatinį pluošto sąsmaukos padėties kitimą taikinio atžvilgiu.



**14 pav.** Generuojamų  $\text{Cu-K}\alpha$  fotonų srauto dydžio pokyčiai, išmatuoti keičiant lazerio impulsų pasikartojimo dažnį ir energiją (vidutinę galią ir intensyvumą), bei Cu foliją judinant aukštu linijiniu greičiu, apskritimine trajektorija, kartu naudojant  $E_p = 200 - 400 \mu\text{J}$  impulsus. Spalvotos brūkšninės linijos nurodo išmatuotų duomenų tiesines aproksimacijas  $f_{rep} = 0 - 30 \text{ kHz}$  srityje.



Tuo galima įsitikinti ir pažvelgus į fotonų srauto priklausomybes nuo impulsų intensyvumo bei jų aproksimacijas  $\phi_{K\alpha} \sim I^a$  dėsniu (žr. 15 pav., a). Skirtingai nei dirbant su lėtu linijiniu greičiu judinamais Cu taikiniai, parametro  $a$  vertės skirtingų aproksimacijų atvejais ima nebesutapti – tai taip pat lemia aukštas  $f_{rep}$  atitinkantys  $\phi_{K\alpha}$  dydžiai. Taipogi šiek tiek skiriasi ir absoliutinės  $a$  vertės: matome, kad jos artimesnės 1.1 – 1.9 vietoje jau minėtosios 1.87 vertės (žr. skyrių 3.2.2). Tam įtakos turi pakitusios bandymų sąlygos (pvz., pakeistas ne tik taikinių judinimo būdas, tačiau ir naudotas fokusuojantis lęšis F su mažesniu židinio nuotoliu), pastumiančios darbinis impulsų intensyvumo dydžius į aukštesnių verčių sritį. Visgi, aproksimacijomis gauti  $\phi_{K\alpha} \sim I^a$  dėsningumai išlieka artimi jau minėtuose kituose šaltiniuose ir darbuose sutinkamiems [38,40].



**15 pav.** Rentgeno spinduliuotės srauto dydžio priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo dėsnio aproksimacijos (a) ir apskaičiuotos rentgeno Cu-K $\alpha$  fotonų kūrimo proceso konversijos našumo priklausomybės nuo lazerio spinduliuotės intensyvumo (b) Cu taikinių judinant aukštu linijiniu greičiu, apskritimine trajektorija.

Pagal gautus duomenis apskaičiuotos ir rentgeno Cu-K $\alpha$  spinduliuotės kūrimo proceso konversijos našumų vertės (žr. 15 pav., b). Galima pastebėti, jog taikinius judinant aukštu linijiniu greičiu gaunamas viena eile didesnis konversijos našumas (siekiantis maždaug  $\eta \approx 2.7 \times 10^{-7}$ ) nei išmatuotas senosios taikinių atnaujinimo sistemos atveju (žr. 9 pav.). Ši vertė atitinka kituose darbuose nurodomas vertes, išgautas dirbant oro aplinkoje, bei atsižvelgiant į neigiamus oro plazmos padarinius [27]. Taip pat reikia atkreipti dėmesį ir į absoliutines Cu-K $\alpha$  fotonų srautų vertes: matome, kad efektyvus taikinio atnaujinimas maksimalią užfiksuotą srauto vertę pakelia nuo anksčiau stebėtos  $\sim 4.5 \times 10^7$  fot./s iki  $\sim 2.3 \times 10^9$  fot./s. Netgi atsižvelgus į skirtingas darbinės impulsų intensyvumo ir vidutinės galios vertes bei jas sulyginus, skirtumas tarp šių dydžių išlieka vienos eilės srityje, t.y. sutampa su konversijos našumų palyginimų rezultatais. Tai nulemia kelios priežastys:



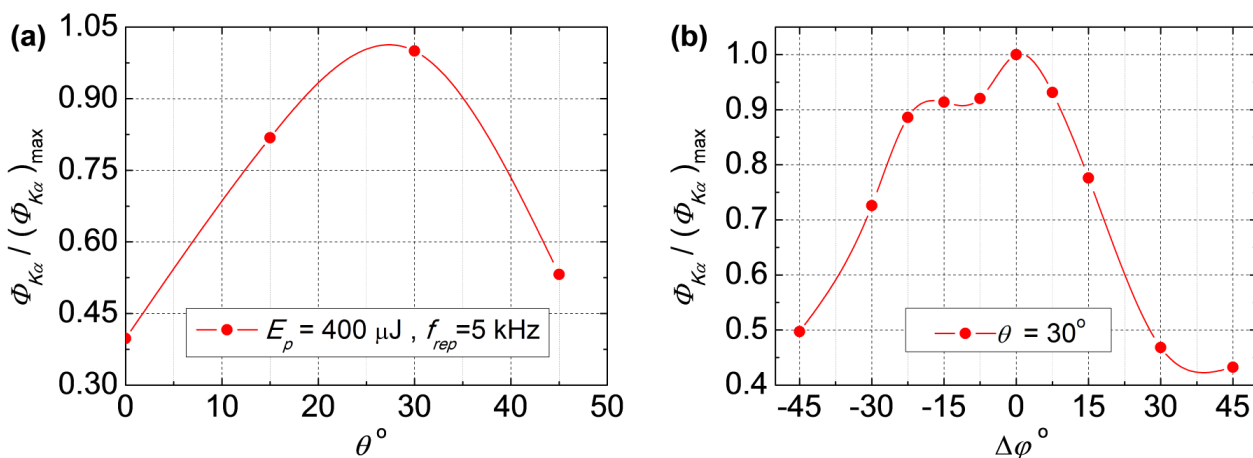
pirma, nors taikiniui judant Lisažu figūros trajektorija impulsų sukelti pažeidimai ir yra teoriškai atskiriami vienas nuo kito, jų persiklojimo aprašytomis darbinėmis sąlygomis neįmanoma išvengti braižomos trajektorijos kraštuose, jai keičiant judėjimo kryptį. Kitaip tariant, atnaujinta taikinio transportavimo metodika išlieka efektyvesnė. Antra, kaip jau minėta, tokį srauto prieaugį potencialiai lemia ir plonesnės Cu folijos naudojimas: storesni taikiniai gali pasižymėti didesne vidine fotonų sugertimi (nulemiama ilgesnio fotonų kelio iš šaltosios taikinio dalies), kurios nebekompensuoja ilgesnis karštojo elektrono kelias [21,22].

Verta paminėti, kad taikinius atnaujinant dideliu greičiu aukščiausios užfiksuotos konversijos našumo ir Cu- $K\alpha$  fotonų srauto vertės, lygios atitinkamai  $\eta \approx 2.7 \times 10^{-7}$  ir  $\phi_{K\alpha} \approx 2.3 \times 10^9 \text{ fot./s}$ , netgi atsižvelgus į plazmos kūrimui naudojamų impulsų parametrų (energijos, pasikartojimo dažnio) skirtumus yra didesnės už 3.2.2 skyriuje minėtoje literatūroje sutinkamas, kurios atitinka darbo sąlygas, panašias į naudotas čia aprašytų eksperimentų metu [25,29]. Galima įsitikinti ir tuo, jog geras taikinio atnaujinimas ir efektyvi fotonų generacija dirbant su aukštomis  $f_{rep}$  vertėmis šiuo atveju leidžia priartėti prie analogiškų Cu- $K\alpha$  fotonų srautų ( $\sim 10^9-10^{10} \text{ fot./s}$ ), išgaunamų naudojantis keliomis eilėmis didesnio intensyvumo lazerio impulsais [10,35,38,44,45], bei matavimus kartu atliekant oro aplinkoje [27]. Apskaičiuotas konversijos našumas yra maždaug eile žemesnis už šiuose darbuose pateiktuosius, tačiau tai galima paaiškinti oro aplinkos ir plazmos daroma įtaka [27]. Svarbu ir tai, jog paprastai laboratoriniai (*table-top*) plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai (analogiškai ir šiame darbe aprašytajam) yra kaupinami  $f_{rep} \approx 1 \text{ kHz}$  spinduliuote, daugiausia dėmesio skiriant impulsų intensyvumo vertėms, labiau nulemiančioms generuojamų fotonų srauto dydį. Šio darbo atveju kuriami daug didesnio pasikartojimo dažnio *ps* eilės trukmės rentgeno spinduliuotės impulsai, kurių kūrimas kitomis metodikomis gali reikalauti aukštos įtampos šaltinių (dirbant su femtosekundiniais impulsais apšaudomais fotokatodais [46]) arba sudėtingų ir brangių lazerinių sistemų [47].

### 3.3.2 Lazerio spinduliuotės rezonansinės sugerties vario folijos plazmoje analizė

Turint galvoje, jog plazmą kuriančios spinduliuotės intensyvumas siekia  $\sim 4.65 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  vertę, bei atsižvelgiant į skirtingų spinduliuotės sugerties plazmoje mechanizmų savybes (žr. 1.2 skyrių), galima nesunkiai pastebėti, jog didžiausią įtaką spinduliuotės energijos perdavimui plazmai šio darbo tyrimų metu turi smūginiai perdavimo procesai, kitaip tariant, atvirkštinė stabdomoji sugertis. Nors impulsų intensyvumo neužtenka stebėti Brunelio efekto (bei tuo labiau reliatyvistinio  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  šildymo) apraiškoms, didžiausios šio darbo tyrimų metu sutinkamos intensyvumo vertės beveik

pasiekia apatinę rezonansinės spinduliuotės sugerties reikšmingumo ribą, nurodytą 1.2.3 skyriuje. Dėl šios priežasties, naudojant abi taikinio atnaujinimo metodikas nuspręsta patikrinti, ar yra įmanoma stebėti ir užfiksuoti rezonansinės sugerties egzistavimą išduodančias generuojamos rentgeno spinduliuotės charakteristikas, t.y. srauto dydžio priklausomybę nuo lazerio impulsų poliarizacijos bei kritimo kampo  $\theta$  taikinio paviršiaus normalės atžvilgiu, ir ar aukštesnės intensyvumo vertės dirbant su  $f = 75 \text{ mm}$  lęšiu šias charakteristikas išryškina. Tokių tyrimų rezultatų pavyzdys matomas 16-ame paveiksle: čia pateikti duomenys gauti apskritimine trajektorija, aukštu linijiniu greičiu judinamus taikinius veikiant  $f_{rep} = 5 \text{ kHz}$  pasikartojimo dažnio ir  $E_p = 400 \mu\text{J}$  energijos impulsais.



**16 pav.** Generuojamų Cu- $K\alpha$  fotonų srautų  $\phi_{K\alpha}$  dydžių priklausomybės (normuotos pagal didžiausias išmatuotas vertes, bei atitinkančios taikinio judinimą aukštu linijiniu greičiu) nuo lazerio spinduliuotės kritimo kampo  $\theta$  taikinio paviršiaus normalės atžvilgiu (a) ir poliarizacijos (b,  $\Delta\varphi$  – kampas tarp pradinės šviesos poliarizacijos bei fazinės plokštelės FP3 greitosios ašies;  $\Delta\varphi = 0^\circ$  atitinka  $p$  poliarizaciją).

Keičiant taikinio posūkio kampą  $\theta$ , galima pastebėti kad, generuojamas srauto dydis artėja prie maksimalios vertės ties  $\theta = \theta_{opt} \approx 30^\circ$ , kur kuriamų fotonų skaičius maždaug padvigubėja  $\theta = 0^\circ$  pozicijos atžvilgiu. Analogiškas dėsningumas stebimas  $\theta$  vertę padidinus iki  $30^\circ$ , bei keitus lazerio spinduliuotės poliarizaciją (žr. 16 pav., b: čia  $\Delta\varphi$  – kampas tarp pradinės impulsų poliarizacijos bei fazinės plokštelės FP3 greitosios ašies;  $\Delta\varphi = 0^\circ$  atitinka  $p$  poliarizaciją, tuo tarpu  $\Delta\varphi = -45^\circ; 45^\circ$  –  $s$  poliarizaciją taikinio atžvilgiu) Taigi, yra akivaizdžiai matomos rezonansinės sugerties savybės atitinkančios priklausomybės, nulemiančios fotonų srauto padidėjimą 2-3 kartais. Kita vertus, tokių tyrimų rezultatai naudojant abu taikinio judinimo būdus duoda beveik identiškus rezultatus (taikinius judinant žemu greičiu  $\theta_{opt}$  vertė artimesnė  $45^\circ$ ). Tai logiška, turint omenyje faktą, jog netgi aštriau fokusuotos spinduliuotės intensyvumas išlieka mažas (rezonansinės sugerties požiūriu), bei sugerties procese vis dar dominuoja atvirkštinė stabdomoji sugertis. Galima pastebėti ir tai, jog minėtas rentgeno

spinduliuotės prieaugis didžiausią fiksuotą  $K\alpha$  fotonų srautą, lygų  $\sim 2.3 \times 10^9 \text{ fot./s}$ , dar labiau priartintų prie  $\sim 10^{10} \text{ fot./s}$  srauto ribos, gautos su keliomis eilės didesniu impulsų intensyvumu [35].

Svarbu paminėti ir lazerio priešimpulsio (*pre-pulse*) įtaką matavimų rezultatams. Žvelgdami į (14-16) lygtis matome, kad tiek rezonansinės sugerties koeficiento, tiek optimalaus spinduliuotės kritimo kampo reikšmės priklauso nuo laisvųjų plazmos elektronų tankio kitimo nuotolio  $L$  (*scale-length*) dydžio, kuris savo ruožtu yra nulemiamas plazmos formavimasi apibūdinančių parametrų ir lazerio impulsų charakteristikų (pvz., jų trukmės). Akivaizdu, jog prieš pagrindinį sugeriamąjį impulsą pasiuntus plazmą kuriantįjį, bei keičiant pagrindinio impulso vėlavimo laiką bei priešimpulsio energiją, galimą kontroliuoti  $L$  vertę. Šio darbo metu naudotos Pharos PH1-20 sistemos priešimpulsio (atsirandančio dėl regeneratyvinio stiprintuvo Pokelso celių pralaidumo) ir pagrindinio impulso energijų santykis yra mažesnis už 1/1000, o vėlavimo laikas vienas kito atžvilgiu siekia maždaug  $\sim 40 \text{ ns}$  – šios vertės rodo, kad priešimpulsio įtaka pradiniam plazmos formavimui ir galutinei  $L$  vertei yra labai nedidelė (optimaliai rentgeno spinduliuotės generacijai vėlavimo laikas turi būti artimesnis  $ps$  eilės dydžiams [38]). Nors šių tyrimų metu lazerio priešimpulsio charakteristikos nebuvo keistos, yra parodyta, kad naudojant dviejų impulsų sistemas galima valdyti tiek absoliutų generuojamų  $\text{Cu-}K\alpha$  fotonų skaičių, tiek jį atitinkančiojo optimalaus spinduliuotės kritimo kampo  $\theta_{opt}$  dydį [37,48].

## Rezultatų apibendrinimas ir aptarimas

Apibendrinant trečioje šio darbo dalyje aprašytus ir analizuotus matavimų rezultatus, galime teigti, kad skyriuje 3.2.2 iškelta hipotezė, jog generuojamo Cu- $K\alpha$  fotonų srauto vertės kartu su lazerio impulsų vidutine galia auga tiesiškai ir prie aukštų pasikartojimo dažnio  $f_{rep}$  verčių iš dalies pasitvirtino: beveik tiesiškas srauto augimas naudojant efektyvią pažeistos taikinio dalies atnaujinimo metodiką, t.y. taikinį judinant aukštu linijiniu greičiu apskritimine trajektorija, fiksuojamas iki pat  $f_{rep} = 30 \text{ kHz}$  ribos. Galima pastebėti, kad kartu optimizavus lazerio impulsų parametrų vertes bei nustatius optimalią taikinio padėtį fokusuojančio lęšio atžvilgiu, kuriamas Cu- $K\alpha$  fotonų srautas, esant  $\sim 4.65 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  impulsų intensyvumui, yra artimas  $\sim 2.3 \times 10^9 \text{ fot./s}$  dydžiui, kuris už gautąjį  $\sim 4.5 \times 10^7 \text{ fot./s}$  taikinius judinant žemu greičiu yra beveik dvejomis eilėmis (iš kurių maždaug vieną galima priskirti efektyvaus taikinio tiekimo impulsams įtakai) didesnis. Konversijos našumas  $\eta$  taip pat išauga viena eile neefektyviai atnaujinamo taikinio metodikos atžvilgiu ir pasiekia  $2.7 \times 10^{-7}$  vertę. Turint galvoje skyriuje 3.3.2 aprašytą rezonansinės lazerio spinduliuotės sugerties Cu plazmoje įtaką, maksimalus  $\phi_{K\alpha}$  dydis gali priartėti prie  $\sim 10^{10} \text{ fot./s}$  ribos.

Šios vertės ne tik lenkia (netgi atsižvelgus į plazmos kūrimui naudojamų impulsų parametrų skirtumus) literatūroje nurodomas vertes, gautas analogiškais eksperimentų sąlygomis [25,29], tačiau ir priartėja prie Cu- $K\alpha$  fotonų srautų dydžių, išgaunamų dirbant su keliomis eilėmis didesnio intensyvumo lazerio impulsais (šiek tiek mažesnis konversijos našumas gali būti paaiškintas neigiama oro plazmos įtaka) [10,27,35,38,44,45]. Taip pat svarbus ir faktas, jog paprastai analogiški plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai yra kaupinami vos  $f_{rep} \approx 1 \text{ kHz}$  siekiančiais impulsais: šio darbo atveju generuojami daug didesnio pasikartojimo dažnio,  $ps - fs$  eilės trukmės rentgeno spinduliuotės impulsai, kurių kūrimas kitomis metodikomis gali reikalauti aukštos įtampos šaltinių [46] arba sudėtingų ir brangių lazerinių sistemų [47].

Savaime suprantama, jog šiame darbe aprašomi plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai nėra tiesiogiai pritaikomi praktinėms reikmėms – tai lemia greitas darbinės Cu medžiagos sunaudojimas (prie  $f_{rep} = 50 \text{ kHz}$  siekiantis maždaug  $\sim 13 \text{ s}$ ), reikalaujantis kitokios, pvz. čiurkšlinės taikinio atnaujinimo sistemos, naudojančios įvairių medžiagų tirpalus arba net vandenį [49,50]. Visgi, gautieji rezultatai parodo, jog efektyviai išnaudojama aukšta ( $\sim 20 \text{ W}$ ) lazerio vidutinė galia gali ne tik kompensuoti spinduliuotės intensyvumo trūkumus, tačiau ir prisidėti prie gana nesudėtingo aukšto pasikartojimo dažnio ultratrumpų rentgeno spinduliuotės impulsų šaltinių kūrimo.

## Išvados

Išanalizavus plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių, kurtų oro aplinkoje esančius metalų taikinius apšviečiant aukšto pasikartojimo dažnio femtosekundiniais Pharos PH1-20 lazerio impulsais, charakteristikas parodyta, kad:

1. Optimalių vario plazmos ir rentgeno spinduliuotės generacijos sąlygų išrinkimas ir pritaikymas leidžia sukurti  $\sim 2.3 \times 10^9 \text{ fot./s}$  pilname erdviniam kampe siekiantį Cu- $K\alpha$  fotonų srautą  $\phi_{K\alpha}$ , konversijos našumui  $\eta$  viršijant  $10^{-7}$  ribą.
2. Užtikrinant nepažeisto taikinio pateikimą kiekvienam lazerio impulsui, Cu- $K\alpha$  fotonų srautas išlieka beveik tiesiškai proporcingas lazerinės spinduliuotės vidutinei galiai, kol impulsų pasikartojimo dažnis neviršija  $f_{rep} \approx 30 \text{ kHz}$  ribos. Aukštesnės  $f_{rep}$  vertės mažina taikinio pozicijos stabilumą dėl augančios vibracijų įtakos judinant taikinį dideliais greičiais. Dėl šios priežasties, aproksimuojant rentgeno fotonų srautą laipsnine funkcija  $\phi_{K\alpha} \sim I^a$ , parametro  $a$  vertė didinant dažnį  $f_{rep}$  kinta nuo  $\sim 1.1$  iki  $\sim 1.9$ .
3. Dėl rezonansinės lazerio spinduliuotės impulsų sugerties vario plazmoje įtakos, stebimos generuojamų Cu- $K\alpha$  fotonų srauto dydžio priklausomybės nuo spinduliuotės kritimo kampo  $\theta$  taikinio plokštumos atžvilgiu ir impulsų poliarizacijos, kurių maksimumai atitinka  $\theta_{opt} = 30 - 45^\circ$  vertes bei  $p$  tipo poliarizaciją ir lemia 2 – 3 kartų srauto padidėjimą, potencialiai maksimalų užfiksuotą  $\phi_{K\alpha}$  priartinantį prie  $\sim 10^{10} \text{ fot./s}$  ribos.
4. Dirbant su žemu greičiu taikinius judinančia sistema didelis ir sunkiai įvertinamas artefaktų kiekis išmatuotuose *bremsstrahlung* spektruose nulėmė apskaičiuotos karštųjų elektronų temperatūros  $T_h$  varyje priklausomybės nuo impulsų intensyvumo  $I$  verčių aproksimacijos  $T_h \sim I^{1.23}$  nesutapimą su kituose darbuose pateiktosiomis.
5. Tiriant vario ir plieno taikinių plazminius rentgeno spinduliuotės šaltinius, dėl panašių tirtų medžiagų atominio skaičiaus  $Z$  dydžių, stebėti nedaug besiskiriantys  $K\alpha$  bei  $K\beta$  fotonų srautai - cirkonio atveju užfiksuotas srautų sumažėjimas yra nulemiamas aukštesnės  $Z$  vertės.

## Santrauka

### RENTGENO FOTONŲ GENERACIJA FEMTOSEKUNDINIAIS AUKŠTO PASIKARTOJIMO DAŽNIO ŠVIESOS IMPULSAIS KURIAMOJE PLAZMOJE

Artūras Baguckis

Šiame darbe detaliai charakterizuojami plazminiai rentgeno spinduliuotės šaltiniai, kurti įvairių metalų taikinius, esančius oro aplinkoje, apšviečiant aukšto pasikartojimo dažnio femtosekundiniais lazerinės spinduliuotės impulsais. Darbas pagal turinį gali būti išskirstytas į tris dalis. Pirmojoje aptariami lazerinės spinduliuotės impulsų sąveiką su medžiagų plazma apibrėžiantys dydžiai (plazmos dažnis, spinduliuotės įsiskverbimo gylis, laisvųjų elektronų tankio kitimo nuotolis ir t.t.), bei trumpai apibūdinami įvairūs spinduliuotės energijos perdavimo plazmai mechanizmai. Antrojoje dalyje pristatomi rentgeno spinduliuotės generacijos plazmoje principai: aptariama karštųjų elektronų sąvoka, ištisinio ir linijinio spektro spinduliuotės atsiradimas bei įvertinama oro įtaka generacijos procesui. Trečioji, ilgiausioji dalis skirta metalų plazminių rentgeno spinduliuotės šaltinių kūrimo Pharos PH1-20 lazeriu sąlygų, besiremiančių lėto ir greito pažeistų taikinių atnaujinimo sistemomis, pristatymui bei šaltinių charakterizavimo darbų rezultatų aptarimui: generuojamų rentgeno fotonų srautų dydžių priklausomybių nuo lazerio impulsų intensyvumo, pasikartojimo dažnių verčių apibūdinimui, fotonų kiekio variacijų keičiant spinduliuotės poliarizaciją, bangos ilgį, bei kritimo kampą taikinių atžvilgiu pristatymui, bei apskaičiuotų plazmos karštųjų elektronų temperatūrų verčių analizei. Gautieji duomenys lyginami su analogiškais sutinkamaisiais kitų autorių darbuose. Eksperimentų rezultatai rodo, kad efektyviai išnaudojama aukšta lazerio vidutinė galia gali ne tik kompensuoti spinduliuotės intensyvumo trūkumus, tačiau ir prisidėti prie gana nesudėtingo aukšto pasikartojimo dažnio ultratrumpų rentgeno spinduliuotės impulsų šaltinių kūrimo.

## Summary

### X-RAY PHOTON GENERATION IN A HIGH REPETITION RATE FEMTOSECOND LASER PULSE DRIVEN PLASMA SOURCE

Artūras Baguckis

In this work high repetition rate femtosecond laser pulse driven x-ray plasma sources, created in an air environment using metal targets, are thoroughly examined and characterized. Due to contents of this work, it can be split into three distinct parts. In the first part, characteristics defining laser radiation and plasma relations (plasma frequency, pulse penetration depth, plasma density scale-length etc.) are described, along with the various mechanisms of pulse-to-plasma energy transfer. The second part of this work is dedicated to the principles of x-ray photon creation in a plasma source: the concept of hot electrons is introduced, as well is the generation of line and continuous spectra matching radiation. The influence of air environment to photon generation process is also discussed. The most extensive third part is used to present the creation of x-ray plasma sources of metal targets (via application of Pharos PH1-20 femtosecond pulse laser and two, slow and fast target renewal systems) and to describe and discuss the results of performed experiments (specifically, measurements of generated photon flux dependence on laser pulse energy, repetition rate, polarization, wavelength and angle of incidence in respect to target), as well as to compare said results to those found in other authors' works. The data presented in this study demonstrates that high pulse energy lasers typically used for plasma X-ray sources can be efficiently replaced by high average power laser radiation, as a way to increase both the brightness and the repetition rate of the generated X-ray pulses.

## Literatūra

- [1] P. Beiersdorfer, Laboratory X-Ray Astrophysics, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41, 343-390 (2003).
- [2] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, K. Hirano, Phase-contrast X-ray computed tomography for observing biological soft tissues, *Nature Medicine* 2, 473-475 (1996).
- [3] R. Neutze, R. Wouts, D. van der Spoel, E. Weckert, J. Hajdu, Potential for biomolecular imaging with femtosecond X-ray pulses, *Nature* 406, 752-757 (2000).
- [4] A. H. Chin, R. W. Schoenlein, T. E. Glover, P. Balling, W. P. Leemans, and C. V. Shank, Ultrafast structural dynamics in InSb probed by time-resolved X-ray diffraction, *Phys. Rev. Lett.* 83, 336 (1999).
- [5] M. Chergui, A.H. Zewail, *Electron and X-Ray Methods of Ultrafast Structural Dynamics: Advances and Applications*, *ChemPhysChem.* 10(1), 28-43 (2009).
- [6] A. M. March, A. Stickrath, G. Doumy, E. P. Kanter, B. Krässig, S. H. Southworth, K. Attenkofer, C. A. Kurtz, L. X. Chen, L. Young, Development of high-repetition-rate laser pump/x-ray probe methodologies for synchrotron facilities, *Rev. Sci. Instrum.* 82, 073110 (2011).
- [7] F. A. Lima, C. J. Milne, D. C. V. Amarasinghe, M. H. Rittmann-Frank, R. M. van der Veen, M. Reinhard, V.-T. Pham, S. Karlsson, S. L. Johnson, D. Grolimund, C. Borca, T. Huthwelker, M. Janousch, F. van Mourik, R. Abelaand, M. Chergui, A high-repetition rate scheme for synchrotron-based picosecond laser pump/x-ray probe experiments on chemical and biological systems in solution, *Rev. Sci. Instrum.* 82, 063110 (2011).
- [8] M. Kozina , T. Hu, J. S. Wittenberg, E. Szilagyi, M. Trigo, T. A. Miller, C. Uher, A. Damodaran, L. Martin, A. Mehta, J. Corbett, J. Safranek, D. A. Reis, A. M. Lindenberg, Measurement of transient atomic displacements in thin films with picosecond and femtometer resolution, *Struct. Dyn.* 1, 034301 (2014).
- [9] T Pfeifer, C Spielmann, G Gerber, Femtosecond x-ray science, *Reports on Progress in Physics* 69(2), 443-505 (2006).
- [10] F. Zamponi, Z. Ansari, C. V. Korff Schmising, P. Rothhardt, N. Zhavoronkov , M. Woerner, T. Elsaesser, M. Bargheer, T. Trobitzsch-Ryll, M. Haschke, Femtosecond hard X-ray plasma sources with a kilohertz repetition rate, *Appl. Phys. A* 96, 51-58 (2009).
- [11] A. Ya. Faenov, J. Colgan, S. B. Hansen, A. Zhidkov, T. A. Pikuz, M. Nishiuchi, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, J. Abdallah, H. Sakaki, A. Sagisaka, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, Y. Fukuda, M. Kanasaki, N. Hasegawa, M. Nishikino, M. Kando, Y. Watanabe, T. Kawachi, S. Masuda, T. Hosokai, R. Kodama, K. Kondo, Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser, *Scientific Reports* 5, 13436 (2015).



- [12] A. Dubietis, *Netiesinė optika*, 180 p. (Ciklonas, Vilnius, 2011).
- [13] D. Giulietti, L. A. Gizzi, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas, *La Rivista del Nuovo Cimento* 21(1), 104 p. (1998).
- [14] A. G. Mordovanakis, X-Ray and Electron Generation in the relativistic Lambda-cubed Regime (PhD dissertation), University of Michigan (2008).
- [15] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interaction*, (Westview Press, Boulder Co, 2003).
- [16] P. M. Koester, A study of fast electron transport in high-intensity laser-matter interactions through X-ray imaging and spectroscopy (PhD dissertation), University of Pisa (2009).
- [17] W. L. Kruer, K. Estabrook, J $\times$ B heating by very intense laser light, *Phys. Fluids* 28, 430 (1985).
- [18] P. Mulser, D. Bauer, *The Laser Plasma: Basic Phenomena and Laws / High Power Laser–Matter Interaction*, Springer Tracts in Modern Physics 238, 5–89 (2010).
- [19] J. Dawson, C. Oberman, Effect of Ion Correlations on High-Frequency Plasma Conductivity, *Phys. Fluids* 6, 394 (1963).
- [20] K. Hatanaka, K. Yomogihata, H. Ono, K. Nagafuchi, H. Fukumura, M. Fukushima, T. Hashimoto, S. Juodkasis, H. Misawa, Hard X-ray generation using femtosecond irradiation of PbO glass, *Journal of Non-Crystalline Solids* 354(52-54), 5485-5490 (2008).
- [21] D. Salzmann, Ch. Reich, I. Uschmann, E. Förster, Theory of Ka generation by femtosecond laser-produced hot electrons in thin foils, *Physical Review E* 65, 036402 (2002).
- [22] X. Chen, X. Li, Y. Ma, Z. Wu, J. Li, W. Zhu, Optimization of a femtosecond laser generated x-ray source for pulsed radiography, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 806, 378-382 (2016).
- [23] P. M. Nilson, J. R. Davies, W. Theobald, P. A. Jaanimagi, C. Mileham, R. K. Jungquist, C. Stoeckl, I. A. Begishev, A. A. Solodov, J. F. Myatt, J. D. Zuegel, T. C. Sangster, R. Betti, D. D. Meyerhofer, Time-Resolved Measurements of Hot-Electron Equilibration Dynamics in High-Intensity Laser Interactions with Thin-Foil Solid Targets, *Phys. Rev. Lett.* 108, 085002 (2012).
- [24] W. Xiao-Lei, Z. Nan, Z. You-Bo, L. Zhi-Lei, Z. Hong-Chen, Z. Xiao-Nong, Determination of air ionization threshold with femtosecond laser pulses, *Acta Phys. Sin.* 57(1), 354-357 (2008).
- [25] C. A. Pikuz, O. V. Chefonov, S. V. Gasilov, P. S. Komarov, A. V. Ovchinnikov, I. Yu. Skobelev, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, A. Ya. Faenov, Radiograph X-ray Source Based on Interaction of Femtosecond Laser Pulse with Solid-state Targets in an Air Medium, *High Temperature* 48(6), 772-776 (2010).

- [26] M. Hagedorn, J. Kutzner, G. Tsilimis, H. Zacharias, High-repetition-rate hard X-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulses, *Applied Physics B* 77(1), 49-57 (2003).
- [27] M. Hada, J. Matsuo, Effects of ambient pressure on Cu  $K\alpha$  X-ray radiation with millijoule and high-repetition-rate femtosecond laser, *Applied Physics B* 99, 173-179 (2010).
- [28] A. G. Zhidkov, S. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, O. V. Chefonov, A. V. Ovchinnikov, M. B. Agranat, A. Zigler, Generation of hard x rays by femtosecond laser pulse interaction with solid targets in atmosphere, *Optics Letters* 37(5), 884-886 (2012).
- [29] S. A. Pikuz, O. V. Chefonova, S. V. Gasilova, P. S. Komarova, A. V. Ovchinnikova, I. Yu. Skobeleva, S. Yu. Ashitkova, M. V. Agranata, A. Ziglera, A. Ya. Faenova, Micro-radiography with laser plasma X-ray source operating in air atmosphere, *Laser and Particle Beams* 28(3), 393-397 (2010)
- [30] Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, Angular distribution of x-ray emission from a copper target irradiated with a femtosecond laser, *Appl. Phys. Lett.* 77, 4110 (2000).
- [31] B. Hou, A. Mordovanakis, J. Easter, K. Krushelnick, J. A. Nees, Directional properties of hard x-ray sources generated by tightly focused ultrafast laser pulses, *Applied Physics Letters* 93(20), 201503 (2008).
- [32] J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients, National Institute of Standards and Technology (1996).
- [33] J. Weisshaupt, V. Juvé, M. Holtz, S. A. Ku, M. Woerner, T. Elsaesser, S. Alisauskas, A. Pugzlys, A. Baltuska, High-brightness table-top hard X-ray source driven by sub-100-femtosecond mid-infrared pulses, *Nature Photonics* 8, 927–930 (2014).
- [34] Y. Danon, B. Sones, R. Block, Dead time and pileup in pulsed parametric X-ray spectroscopy, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 524, 287–294 (2004).
- [35] M. Iqbal, Z. Urrehman, H. Im, J. G. Son, O. Seo, H. Stiel, P. V. Nickles, D. Y. Noh, K. A. Janulewicz, Performance improvement of a K source by a high-resolution thin-layer-graphite spectrometer and a polycapillary lens, *Appl. Phys. B*, 116:305311 (2014).
- [36] V. Arora, P. A. Naik, U. Chakravarty, H. Singhal, B. S. Rao, J. A. Chakera, M. P. Singh, P. D. Gupta, A comparative study of the inner-shell and the ionic line radiation from ultra-short laser-produced magnesium plasma, *Phys. Scr.* 89, 115601 (2014).
- [37] W. Lu, M. Nicoul, U. Shymanovich, A. Tarasevitch, P. Zhou, K. Sokolowski-Tinten, D. von der Linde, Optimized K- $\alpha$  x-ray flashes from femtosecond-laser-irradiated foils, *Physical Review E* 80, 026404 (2009).
- [38] C. L. Rettig, W. M. Roquemore, J. R. Gord, Efficiency and scaling of an ultrashort-pulse high-repetition-rate laser-driven X-ray source, *Applied Physics B* 93, 365-372 (2008).

- [39] Z. Zhang, M. Nishikino, H. Nishimura, T. Kawachi, A. S. Pirozhkov, A. Sagisaka, S. Orimo, K. Ogura, A. Yogo, Y. Okano, S. Ohshima, A. Sunahara, S. Fujioka, H. Kiriya, K. Kondo, T. Shimomura, S. Kanazawa, Efficient multi-keV x-ray generation from a high-Z target irradiated with a clean ultra-short laser pulse, *Optics Express* 19(5), 4560-4565 (2011).
- [40] J Badziak, J Makowski, P Parys, L Ryc, J Wolowski, E Woryna, A B Vankov, Intensity-dependent characteristics of a picosecond laser-produced Cu plasma, *Journal of Physics D: Applied Physics* 34(12), 1885-1891 (2001).
- [41] M. Schnürer, M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte, P. Ambrosi, Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas, *Phys. Plasmas* 2, 3106 (1995).
- [42] Y. Jiang, T. Lee, C. G. Rose-Petruck, Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate, *Journal of the Optical Society of America B* 20(1), 229-237 (2003).
- [43] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas, *Phys. Rev. A* 42, 7401 (1990).
- [44] S. Lee, I. W. Choi, I. Sohn, K. Lee, G. I. Shim, Y. U. Jeong, B. H. Han, W. J. Ryu, H. Kim, H. Cha, Femtosecond Laser-driven Intense Cu  $K\alpha$  X-ray Source with a Novel Film Target Driver, *Journal-Korean Physical Society* 67(5), 800-806 (2015).
- [45] B. Hou, J. Easter, A. Mordovanakis, K. Krushelnick, J. A. Nees, Vacuum-free x-ray source based on ultrashort laser irradiation of solids, *Optics Express* 16(22), 17695-17705 (2008).
- [46] A. Egbert, B. N. Chichkov, High-repetition rate compact ultrashort x-ray source and applications, *Proc. SPIE* 4978, Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast Lasers III, 92 (2003).
- [47] D. Papp, R. Polanek, Z. Lecz, L. Volpe, A. P. Conde, A. A. Andreev, A Proposed 100-kHz fs Laser Plasma Hard X-Ray Source at the ELI-ALPS Facility, *IEEE Transactions on Plasma Science* 44(10), 2382 - 2392 (2016).
- [48] S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quoi, G. Hamoniaux, A. Antonetti, J. -C. Gauthier, Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths, *Phys. Rev. E* 56(6), 7179 (1997).
- [49] W. Fullagar, M. Harbst, S. Canton, J. Uhlig, M. Walczak, C.-G. Wahlström, V. Sundström, A broadband laser plasma x-ray source for application in ultrafast chemical structure dynamics, *Rev. Sci. Instrum.* 78, 115105 (2007).
- [50] L. Miaja-Avila, G. C. O'Neil, J. Uhlig, C. L. Cromer, M. L. Dowell, R. Jimenez, A. S. Hoover, K. L. Silverman, J. N. Ullom, Laser plasma x-ray source for ultrafast time-resolved x-ray absorption spectroscopy, *Structural Dynamics* 2, 024301 (2015).