

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Cheminės fizikos institutas

Henrikas Vaickus

AUKŠTOS ENERGIJOS SPINDULIUOTĖS GENERAVIMAS FEMTOSEKUNDINIŲ
LAZERIU INDUKUOJAMOJE PLAZMOJE

Pagrindinių studijų baigiamasis darbas

Energetikos fizikos studijų programa

Studentas	H. Vaickus
Leista ginti Darbo vadovas	2018-05-23 dr. J. Reklaitis
Recenzentas	dr.
Instituto direktorius	prof. habil. dr. V. Šablinskas

Vilnius 2018

PADĖKA

Noriu padėkoti Fizinių ir technologijos mokslų centro Branduolinių tyrimų skyriaus darbuotojams už naudingus patarimus, diskusijas ir techninę pagalbą realizuojant eksperimentus ir visą šį darbą. Žinoma, iš visų išskirti būtina darbo vadovą Joną Reklaitį – už savarankiškumo pamokas, lankstų grafiką, paprastą bendravimą ir visą darbo koordinavimą.

Taip pat esu dėkingas Karolinai Varsockajai už kolegiską pagalbą studijose ir rašant šį darbą bei Tomui Jurgučiui, už naudingas naktines diskusijas visais mokslo klausimais.

TURINYS

IVADAS	4
I. LITERATŪROS APŽVALGA.....	5
1. Plazmos fizika	5
1.1. Bendrosios savybės.....	5
1.2. Plazmos dalelių greitis, energija, temperatūra.	6
1.3. Plazmos kvazineutralumas ir virpesiai.	7
1.4. Debajaus ekranavimas (ang. <i>Debye shielding</i>).	9
2. Lazerinės spinduliuotės ir materijos sąveika.....	11
2.1. Fotojonizacija.....	11
2.2. Smūginė sugertis: atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis.....	13
2.3. Rezonansinė sugertis.....	15
2.4. Vakuuminis kaitinimas (Brunelio šildymas).	18
3. Elektromagnetinės spinduliuotės generacija plazmoje. Rentgeno emisija.	20
3.1. Būdingoji linijinė rentgeno spinduliuotė	20
3.2. Stabdomoji spinduliuotė ir rekombinacija – kontinuumo generavimas	22
II. ĮRANGA IR METODAI	23
III. REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS	26
1. Plazmos žadinimas Ar ir Kr inertinėse dujose.	26
1.1. Pirminiai duomenys	26
1.2. Jonizacijos būsenos.....	28
1.3. Emisijos intensyvumas ir įsisotinimas.....	29
1.4. Tunelinė jonizacija ir jos gretimi efektai.	30
1.5. Plazmos temperatūra ir elektronų tankis. Šaltoji plazma.....	32
2. Plazmos žadinimas KBr joniniame kristale.	34
IŠVADOS	37
LITERATŪROS SĄRAŠAS	38
SANTRAUKA	41
SUMMARY	42
PRIEDAS NR. 1	43
PRIEDAS NR. 2	44
PRIEDAS NR. 3	44

IVADAS

5-ajame – 6-ajame dešimtmėčiuose išsivysčius lazerių mokslui, didelį postūmį į priekį gavo elektromagnetinių bangų ir medžiagos sąveikos bei plazmos fizikos šakos, kadangi intensyvi monochromatinė koherentinė spinduliuotė tapo puikiu įrankiu šių sričių tyrimams. 1979 metais Tadžima ir Dosonas savo straipsnyje [1] aprašė lazerinės spinduliuotės ir plazmos sąveiką kaip mechanizmą, tinkantį efektyviam elektronų greitinimui. Pasiūlytas naujas elektronų greitinimo būdas susilaukė daug dėmesio tiek kaip tyrimų laukas, siekiant išsiaiškinti plazmoje vykstančius reiškinius, tiek kaip perspektyva sukurti itin didelės energijos elektronų šaltinį, leidžiantį generuoti lazerio impulso trukmės eilės rentgeno spindulius [2, 3, 4].

Nepaisant to, kad iki šiol atrasta ir paaiškinta daug reiškinių ir mechanizmų [5, 6], vykstančių plazmą veikiant lazeriu, ši sritis ir toliau išlieka svarbiu eksperimentinių tyrimų ir modeliavimų objektu. Praėjusio amžiaus pabaigoje buvo apibrėžta nauja plazmos rūšis – šaltoji plazma [7, 8]. Tai trumpais ir intensyviais lazeriniais spinduliais žadinama plazma, dažniausiai besiremiant tunelinės jonizacijos reiškiniu. Nedidelės temperatūros plazmos gebėjimas išlaikyti atvirkštinę atominių lygmenų užpildą yra labiausiai šios srities tyrinėjimus skatinanti savybė, kadangi ji gali leisti išgauti itin trumpus didelės energijos elektromagnetinių bangų impulsus relaksacijos būdu [9, 10]. Šio tiriamojo darbo metu siekta gauti naujų žinių apie šį kiek mažiau tyrinjamą alternatyvų rentgeno spindulių generacijos būdą, indukuojant plazmą argone, kriptone ir kalio bromide.

Tęsiant praeitame semestre, kursinio darbo metu, pradėtus lazerinės spinduliuotės-plazmos sąveikos tyrinėjimus [11], šiame darbe toliau gilinamasi į šią sritį iš eksperimentinės pusės. Remiantis Fizinių ir technologijos mokslų centro darbuotojų šioje srityje sukauptomis žiniomis [3], patirtimi bei naudojantis centro modernia įranga, atlikta serija eksperimentų ir gautųjų duomenų analizė. Pirminėje darbo stadijoje buvo išsikelti pagrindiniai uždaviniai:

- sukurti plazmą inertinėse Ar bei Kr dujose;
- nustatyti gautojoje plazmoje vykstančius procesus ir pagrindinius parametrus (temperatūrą, tankį);
- gauti aukštos energijos spindulių emisiją iš nemetalo plazmos.

II. LITERATŪROS APŽVALGA

1. Plazmos fizika

1.1. Bendrosios savybės

Plazma – ypatinga kvazineutralių dujų klasė, sudaryta iš didelio skaičiaus elektronų ir jonizuotų atomų bei molekulių, pasižyminti kolektyviniais reiškiniais [6, 12]. Didžiausias skirtumas tarp normalių dujų ir plazmos yra tai, kad plazmos dalelių judėjimą nulemia elektromagnetinės jėgos. Pagrindinė plazmos savybė – tendencija išlaikyti elektrinį kvazineutralumą, t.y. išlaikyti balansą tarp teigiamų ir neigiamų laisvųjų krūvininkų bet kuriame makroskopiniame tūrio elemente [12]. Kolektyviniai plazmos dalelių reiškiniai kyla iš natūralaus Kulono potencialo toliasiėkiškumo $\frac{1}{r}$, todėl net ir nedidelis lokalus krūvio tankio nukrypimas sukelia stiprias elektrostatines jėgas, kurios veikia neutralumo atstatymo kryptimi [6]. Taigi, jeigu išorinis elektrinis laukas pradės veikti plazmą – laisvieji krūvininkai persiskirstys taip, kad didžioji plazmos dalis bus ekranuota nuo veikiančio lauko [12]. Persiskirstant (judant) krūvininkams, bus indukuotas ir magnetinis laukas pagal Ampero dėsnį. Šie susidarę vidiniai elektriniai bei magnetiniai laukai iš esmės ir nulemia plazmos dalelių kolektyvinius reiškinis.

Tam, kad medžiaga galėtų vadintis plazma, ji turi turėti pakankamai didelį laisvųjų krūvininkų skaičių, jog galėtų elektrostatškai ekranuoti save per sluoksnio ilgį, kuris mažesnis už kitus greta vykstančių fizikinių reiškinų dydžius. Šis atstumas vadinamas Debajaus atstumu [12]. Minėtas ekranavimo atstumas proporcingas $n_e^{-1/2}$.

Kalbant apie plazmą, kyla klausimas, kiek plazmos fizikoje yra svarbūs kvantiniai efektai. Dėl didelio atskirų plazmos elektronų judesio kiekio (tačiau silpnai pasireiškiančių gravitacinių jėgų), de Broilio bangos ilgis $\lambda_e = h/p$ šioms dalelėms yra nedidelis: 1 eV energijos elektronui gauname $\lambda_e = 1,2$ nm. Toks de Broilio bangos ilgis yra daug mažesnis už vidutinį atstumą tarp atskirų dalelių plazmoje: netgi prie itin didelio elektronų tankio $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, tarpdalelinį atstumą gauname apie 10^{-4} cm . Taigi, $1,2 \text{ nm} \ll 10^3 \text{ nm}$, o tai reiškia, kad kvantiniai efektai praktiškai nepasireiškia [12].

Dėl aukščiau paminėtų faktų gali pasirodyti, kad paaiškinti plazmoje vykstančius procesus lygtimis yra pakankamai lengva, kadangi klasikinė elektrodinamika yra puikiai išvystyta, taigi, tereikia pasinaudoti Lorencio jėgos bei Maksvelo lygtimis (1 pav.). Deja, dėl dalelių judėjimo, atominių reiškinų (jonizacijos, sužadinimo, rekombinacijos ir krūvio pernašos), Kulono jėgos toliasiėkiamumo, pasireiškiančio aplinkinio magnetinio lauko, bei iš

šių veiksnių kylančių kolektyvinių reiškinių (svyravimai, nestabilumai) šis uždavinys tampa labai komplikuoju.

Pradinės ir kraštinės sąlygos	→	$\left[\begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \end{array} \right]$	←	Pradinės sąlygos
		$\begin{array}{c} \xrightarrow{\mathbf{E}, \mathbf{B}} \\ \xleftarrow{\mathbf{J}, \rho} \end{array} \left[\begin{array}{l} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \\ \rho = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} q_i \\ \mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} q_i \mathbf{v}_i \end{array} \right]$		

1 pav. Fundamentinės lygtys, apibūdinančios plazmos dinamiką su laisvomis, nereliatyvistinėmis dalelėmis [12]. $\mathbf{H}$ – magnetinio lauko stipris, $\mathbf{E}$ – elektrinio lauko stipris, $\mathbf{D}$ – elektrinė indukcija, $\mathbf{B}$ – magnetinė indukcija, $\mathbf{J}$ – elektros srovės tankis, ρ – elektros krūvio tankis, μ – magnetinė skvarba – dielektrinė skvarba, $\mathbf{v}$ – greitis, V – tūris, q – krūvis.

Visgi, didelis kiekis dalelių palengvina statistinių metodų taikymą, aprašant plazmos fiziką [12]. Pavyzdžiui, kinetinė plazmos teorija aprašoma greičio-erdvės pasiskirstymo funkcija. Tačiau šis aprašymo būdas dažnai yra per daug grioždiškas ir talpina savyje daug nereikalingos informacijos, todėl dažniau taikomas plazmos kaip skysčio aprašymas. Sudėjus į vieną skysčių fiziką bei elektrodinamikos pagrindą – Maksvelo lygtis, gauname magnetohidrodinamiką (ang. *MHD*), kuri apibūdina bendresnius plazmos parametrus bei kolektyvinius efektus, kurių dažnai pakanka: tankį, temperatūrą, slėgį.

Plazmai sukurti egzistuoja keli būdai. Pirmasis yra jonizacija, kuri paprastai realizuojama per greitųjų dalelių susidūrimus su medžiagos (taikinio) atomais. Antrasis, kaip jau minėjome, naudojant elektromagnetinę spinduliuotę (fotojonizacija) [6].

1.2. Plazmos dalelių greitis, energija, temperatūra.

Plazma, kaip dujos, esančios termodinaminėje pusiausvyroje ir turinčios bet kokio greičio dalelių, aprašomos tikimybinio Maksvelo – Bolcmano skirstiniu, kuris vienos dimensijos atžvilgiu bus [12]:

$$f(v) = A e^{-\frac{1}{2} m v^2 / k_B T} \quad (1)$$

čia m yra dalelės masė, v dalelės greitis, k_B – Bolcmano konstanta, T – temperatūra, o normavimo koeficientas A priklauso nuo dalelių tankio n [12]:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv \rightarrow A = n \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \quad (2)$$

Tokiu atveju, vidutinė dalelių energija yra:

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m v^2 f(v) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv} \quad (3)$$

Integruojant dalimis, gauname, kad vidutinė sistemos energija, atsižvelgiant į tris dimensijas:

$$E_{av} = \frac{3}{2} k_B T \quad (4)$$

Taigi, turint tokią energijos išraišką, galime nesunkiai patikrinti, jog turint 1 K temperatūrą, gauname vidutinę $2,07 \cdot 10^{-23}$ J energiją vienai dalelei. Plazmos energijos matavimo vienetas, kaip patogesnis, dažnai pasirenkamas elektronvoltas [eV].

Skirtingos dalelių frakcijos plazmoje gali turėti skirtingas energijas [12], kadangi skiriasi elektronų-jonų ir elektronų tarpusavio susidūrimų tikimybė, kuri ir nulemia skirtingą temperatūrą. Esant tam tikroms sąlygoms, netgi vienodos rūšies dalelės gali pasidalinti į skirtingos energijos frakcijas. Taip nutinka, paveikus plazmą intensyviu išoriniu magnetiniu lauku: Lorencio jėga turės skirtingą poveikį dalelėms, kurių greičio vektoriai yra statmeni bei lygiagretūs magnetinio lauko vektoriui. Atitinkamai, dalelių energijos pasiskirstys į $T_{\perp}$ ir $T_{\parallel}$.

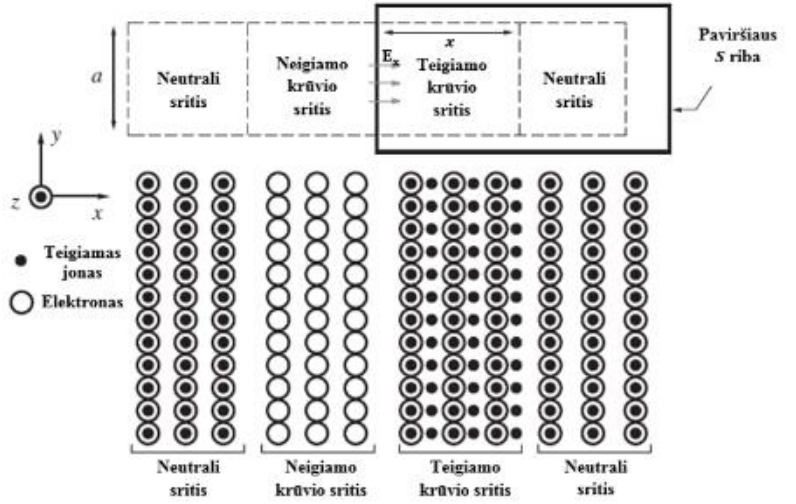
Nors praktikoje dažniausiai pasireiškia ir tiriama aukštos temperatūros plazma, egzistuoja ir itin mažų temperatūrų plazmos, vadinamos šaltosiomis. Nors griežtos ribos nėra, plazma, kurios temperatūra yra iki 1 eV [13, 9], paprastai laikoma šaltąja plazma. Paprastai tokios temperatūros plazma gaunama, kai žadinantysis lazerinis spindulys yra pakankamai intensyvus ir trumpas. Tokiu atveju, medžiagos atomų tunelinė jonizacija (žr. literatūros apžvalgos 2.1. skyrių) įvyksta daug greičiau nei atskirtųjų elektronų smūginė sąveika, kuri lemia spinduliuotės energijos absorbciją plazmoje [10, 7]. Šio tipo plazma yra svarbi palaikant plazmos atominių struktūrų atvirkštinę užpildą. Tuo tarpu atvirkštinė plazmos atomų užpilda (apatiniai lygmenys jonizuoti, viršutiniai/sužadintieji užpildyti) relaksacijos būdu leidžia gauti trumpų impulsų rentgeno arba tolimąją ultravioletinę spinduliuotę [10, 7].

1.3. Plazmos kvazineutralumas ir virpesiai.

Kaip jau minėta, pati svarbiausia plazmos, kaip ketvirtosios medžiagos agregatinės būsenos savybė yra elektrinio neutralumo išlaikymas. Taigi, net ir mažiausias vietinis trikdys dėl krūvio netolygumo sukelia stiprius elektrinius laukus, kurie stengiasi sugrąžinti elektronus į jų pradinės pozicijas, atstatant viso tūrio krūvinį neutralumą. Visgi, atsižvelgiant, kad elektronai turi masę, dėl inercijos jie nesustoja pradinėse pozicijose, o jas „pralekia“. Tada plazmoje susiformuoja priešingos krypties elektrinis laukas, kuris stengiasi vėl sugrąžinti elektroną link pradinės pozicijos. Taip gauname elektronų virpesius plazmoje, kurie dėl mažos masės ir santykinai didelės energijos, yra aukšto dažnio [12].

Norint visa tai aprašyti, įsivaizduokime neutralios pradinės būsenos plazmą, kurios elektronų ir jonų tankis yra visur vienodas, taigi, elektrinio lauko atstojamoji visame tūryje lygi nuliui. Sutrikdykime šią sistemą, kaip parodyta 2 pav., perkeldami dalį elektronų iš vienos srities į kitą (paprastumo dėlei, tai darome tik x ašyje). Gauname dvi sritis: vienoje yra likę jonai su teigiamu elektriniu lauku, tuo tarpu kitoje turime elektronų perteklių. Toks

krūvininkų atskyrimas lemia elektrinio lauko $\mathbf{E}$ atsiradimą. Kadangi elektronų masė yra daug mažesnė nei jonų, o greičiai – daug didesni, galime daryti prielaidą, kad jonai nejuda. Susidaręs elektrinis laukas traukia elektronus į pradinę sritį, o tai, atsižvelgiant į inerciją, sukelia elektronų svyravimus. Jeigu tariame, elektronų sąveika yra tamprioji, toks elektronų svyravimas yra neslopstantis. Mažo tankio plazmose, kur elektronų energijos perdavimas smūgių metu praktiškai nepasireiškia, vyksta panašaus pobūdžio virpesiai.



2 pav. Plazmos neutralios būsenos sutrikdymas, perkeltas dalį elektronų pagal x ašį į gretimą regioną [12].

Plazmos svyravimų dažnis priklausys nuo atsirandančio elektrinio lauko $\mathbf{E}_x$, kurį sukelia absoliutus krūvis q_e , kuris buvo perkeltas sutrikdant plazmos neutralumą. Taigi, elektrono judėjimo lygtis elektriniame lauke:

$$m_e \ddot{x} = q_e \mathbf{E}_x \quad (5)$$

čia $\ddot{x}$ yra lygiagretus elektriniam laukui, kaip parodyta 2 pav. Pritaikius Gauso dėsnį uždarei $x - y$ plokštumai:

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \frac{Q}{\varepsilon} \quad (6)$$

Čia Q yra visas krūvis S plokštumoje, o ε – dielektrinė konstanta. Jeigu elektronų tankis n_e , tai $Q = Ax n_e q_e$, A yra nagrinėjamas plotas (2 pav., paviršiaus S plotas), o x aprašo pradinį elektronų poslinkį. Jeigu a yra ilgio matas y koordinatėje, o Δz yra gylis, gauname [12]:

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -a \Delta E_x = \frac{Q}{\varepsilon} = \frac{ax \Delta z n_e q_e}{\varepsilon} \rightarrow E_x = -\frac{x n_e q_e}{\varepsilon} \quad (7)$$

Grįžtant prie elektrono judėjimo elektriniame lauke lygties, gauname [12]:

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_e q_e^2}{\varepsilon m_e} x = 0 \rightarrow \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_p^2 x = 0 \quad (8)$$

Šios formulės sprendinys bus laiko atžvilgiu harmoniškas, su dažniu:

$$\omega_p = \sqrt{n_e q_e^2 / (\varepsilon m_e)} \quad (9)$$

arba kitaip tariant bus [12]:

$$x = C_1 \cos(\omega_p t) + C_2 \sin(\omega_p t) \quad (10)$$

Formulėje C_1 ir C_2 yra konstantos, nulemtos pradinių sąlygų. Taigi, su šio supaprastinto modelio pagalba gauname, kad plazmos dažnis, arba tiksliau, elektronų dažnis plazmoje yra [6, 12]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\epsilon m_e}}. \quad (11)$$

Aukščiau aprašytos sistemos plazmos virpesiai nesklinda, kitaip tariant, yra visiškai lokalūs [12]. Realybėje yra priešingai: plazmos virpesiai sklinda visame jos tūryje dėl baigtinės ryšio energijos ir terminių efektų.

Galiausiai, svarbu paminėti, kad elektronų tankiui tam tikrame plazmos sluoksnyje pasiekus kritinį tankį n_c (tokio tankio plazmos elektronai virpa žadinančio lazerinio pluošto bangų dažniu) dėl ją veikiančios elektromagnetinės spinduliuotės, plazma tampa kritine:

$$n_c = \frac{\epsilon m_e}{q_e^2} \omega^2, \quad (12)$$

o elektromagnetinės ω dažnio bangos yra ekranuojamos [14].

1.4. Debajaus ekranavimas (ang. *Debye shielding*).

Veikiant plazmą išoriniu elektriniu lauku, laisvieji plazmos elektronai persiskirsto taip, kad didžioji plazmos dalis būtų ekranuota nuo išorinio lauko [12]. Nusistovėjusi pusiausvira plazmos būseną yra sutrikdoma atstumu r atsiradusio išorinio krūvio Q , kuris kuria potencialą:

$$\Phi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Q}{r} \quad (13)$$

Turint teigiamą krūvį šalia plazmos, elektronai yra pritraukiami arčiau krašto, tuo tarpu jonai yra stumiami tolyn (jų judėjimas, dėl didelės masės yra labai mažas, todėl gali būti nepaisomas). Gauname didesnę elektronų tankį arčiau išorinio krūvio, tuo tarpu jonų tankis lieka toks pats. Minėtą elektronų potencialių pasiskirstymą aprašome Puasono lygtimi [6, 12]:

$$\nabla^2 \Phi(r) = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{q_e(n_e - n_i)}{\epsilon}, \quad (14)$$

atsiradus išoriniam elektrostatiniam potencialui, atsiranda netiesinis elektronų pasiskirstymas, kurio tankis išreiškiamas [6, 12]:

$$n_e(r) = n_0 e^{-q_e \Phi(r)/k_B T} \quad (15)$$

Panaudojus šias formules (14, 15, 16), sferinėje koordinačių sistemoje užrašome [12]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = -\frac{q_e n_0}{\epsilon} \left[\exp \left(\frac{-q_e \Phi(r)}{k_B T} \right) \right], r > 0. \quad (16)$$

Apytikslis sprendimas gali būti gautas padarius prielaidą, kad elektrostatinio potencialo trukdžiai yra silpni: $|q_e \Phi| \ll k_B T$. Šiuo atveju galime išskleisti eksponentę eilute ir naudoti tik pirmus du narius: [12]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) \cong \left[\frac{n_0 q_e^2}{\epsilon k_B T_e} \right] \Phi(r) = 1 \frac{1}{\lambda_D^2} \Phi(r), \quad (17)$$

čia λ_D yra Debajaus ilgis, arba Debajaus ekranavimo ilgis (3 pav.) ir jis išreiškiamas:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T_e}{n_e q_e^2}}, \quad (18)$$

o supaprastintas sprendinys gaunamas [12]:

$$\Phi(r) = \left[\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Q}{r} \right] e^{\frac{-r}{\lambda_D}}. \quad (19)$$

Akivaizdu, kad kai $r \gg \lambda_D$, $\Phi(r) \rightarrow 0$. Kulono jėga, kuri yra toliasiokė, plazmoje veikia tik baigtiniu atstumu, kuris aukščiau buvo pavadintas Debajaus ilgiu (3 pav.).

Iš Debajaus ilgio išvedimi du papildomi plazmos parametrai, nusakantys idealios plazmos savybes. Pirmiausiai, tai dalelių skaičius N_D Debajaus sferoje [6]:

$$N_D = n_e \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 \gg 1, \quad (20)$$

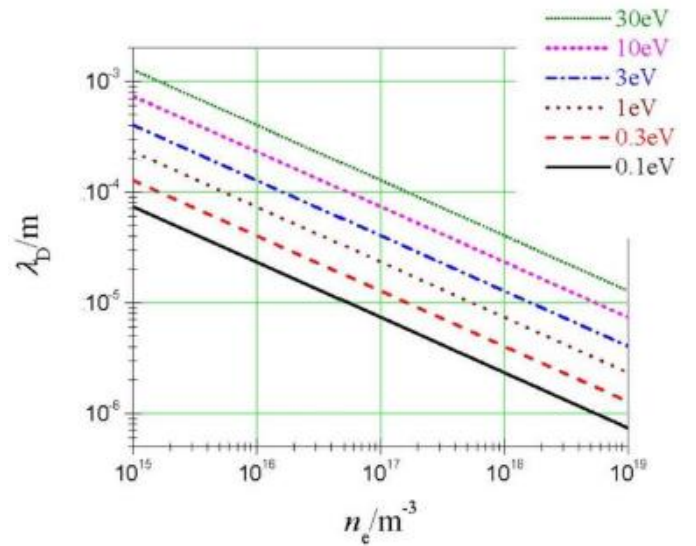
kuriam esant didesniai už vienetą, plazmos dalelių dinamiką lemia kolektyviniai reiškiniai (būdingi plazmai), o ne pavieniai susidūrimai. Lygiagrečiai šiam dydžiui, naudojamas plazmos parametras Λ [6, 12]:

$$\Lambda = n_e \lambda_D^3. \quad (21)$$

Tai bedimensinis dydis, kurio logaritmas $\ln \Lambda$ vadinamas Kulono logaritmu, kuris yra dalelių sąveikos parametras [12]. Klasikinėje plazmos teorijoje daroma prielaida, kad jeigu $\frac{1}{\Lambda} \ll 1$, tai reiškia, kad kaip ir N_D atveju, plazmos dinamikoje kolektyviniai reiškiniai dominuoja prieš dalelių susidūrimus.

Reikia nepamiršti, kad tam tikros būsenos plazmoje gali pasireikšti ir priešinga situacija, kur dalelių susidūrimai nulemia plazmos savybes. Tokiu atveju, pagrindinis fizikinis dydis apibūdinantis plazmą yra elektronų-jonų susidūrimo dažnis ν_{ei} (kadangi elektronų tarpusavio susidūrimų sąveika paprastai laikoma mažareikšme) [6]:

$$\nu_{ei} = \frac{\pi^{3/2} n_e Z e^4 \ln \Lambda}{\sqrt{2} (4\pi\epsilon)^2 m_e^2 v_e^3} s^{-1}. \quad (22)$$



3 pav. Debajaus ilgio priklausomybė nuo plazmos tankio esant skirtingai plazmos temperatūrai [12].

Formulėje (22) Z yra medžiagos atominis skaičius, v_e elektronų greitis, o $\ln \Lambda$ – minėtasis Kulono logaritmas, kurio skaitinė reikšmė dažniausiai yra tarp 10 – 20.

2. Lazerinės spinduliuotės ir materijos sąveika.

Elektromagnetinėms bangos sąveikaujant su materija, pasireiškia keletas sąveikos mechanizmų, per kuriuos yra perduodama fotonų energija medžiagos molekulėms, atomams ir subatominėms dalelėms. Esant mažiems intensyvumams, didėjant fotonų energijai atitinkama tvarka pasireiškia molekulių laisvės laipsnių, tarpatominių ryšių, atomo elektronų sužadinimas, o galiausiai ir jonizacija. Kaip jau minėta, esant dideliems lazerinės spinduliuotės intensyvumams, švitinamas taikiny (naudojami kietieji kūnai, skysčiai, dujos) jonizuojasi (fotojonizacija) ir suformuojama plazma [6]. Plazmą toliau veikiant lazerio pluoštu, vyksta energijos perdavimas iš fotonų į plazmą. Joje formuojasi skersinės (virpėjimas elektromagnetiniame lauke) ir išilginės (dėl ponderomotorinės jėgos (ang. *ponderomotive force*)) bangos [14], pasireiškia atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis (vok. *Bremsstrahlung*), rezonansinė sugertis bei vakuuminis kaitinimas [14, 15]. Šie efektai (ar jų derinys) lemia plazmos fizikines savybes, energijos perdavos efektyvumą ir galiausiai – plazmos elektronų energinius skirstinius bei plazmos elektromagnetinę emisiją. Stipriausiai absorbcijos mechanizmų pasireiškimą lemia plazmos tankis ir temperatūra, kalbant apie lazerio parametrus – intensyvumas, impulso trukmė, kritimo kampas bei poliarizacija [14].

2.1. Fotojonizacija.

Kaip buvo minėta, plazma yra iš dalies arba pilnai jonizuota materija. Veikiant didelio intensyvumo lazeriui, neutralūs medžiagos atomai, jonizacijos metu virsta jonais. Dalis fotonų energijos sunaudojama elektrono išlaisvinimo darbui, o likusi virsta laisvojo elektrono kinetine energija.

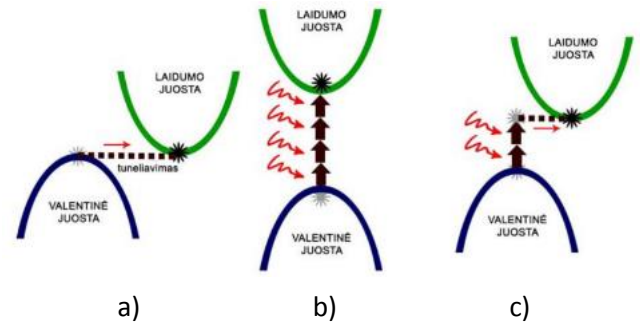
Klasikinėje fizikoje, fotojonizacija aprašoma Einšteino fotoefekto lygtimi:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (23)$$

kurioje Planko konstantos h ir ν medžiagą kritusios elektromagnetinės bangos dažnio ν sandauga atitinka fotono energiją, A elektrono išlaisvinimo darbą, o $\frac{mv^2}{2}$ – susidariusio laisvojo elektrono kinetinę energiją. Tokiame modelyje elektroną išlaisvina vienas fotonas, kurio energija yra didesnė už energijos skirtumą tarp elektrono pradinės būsenos energinio lygmens ir laidumo juostos (kitais tarant – krentanti spinduliuotė turi būti jonizuojančioji). Tai vadinama tiesiogine jonizacija.

Akivaizdu, kad daugumos lazerių spinduliuojami atskiri fotonai negali jonizuoti medžiagos, kadangi jų energijos mažesnės nei jonizuojančiosios spinduliuotės. Visgi, lazerinė

spinduliuotė gali jonizuoti medžiagą, jeigu yra pakankamai intensyvi. Tada pasireiškia daugiafotonė jonizacija (4 pav., b): dviejų, arba rečiau – keleto, fotonų elektrinio lauko atstojamoji yra pakankama (didesnė nei draustinės energijos plotis) perkelti elektroną į laidumo juostą [16, 18]. Atomo jonizaciją dvejais fotonais pirmiausiai numatė



4 pav. Schemas, vaizduojančios jonizacijos tipus [18]: a) Tunelinė jonizacija; b) Daugiafotonė jonizacija; c) Kombinuotas sužadinimas (a ir b derinys).

Gepert-Mejer 1931 m. [16]. Kadangi tokios sąveikos skerspjūvis yra labai mažas, tokį procesą tiesiogiai stebėti tuo metu nebuvo įmanoma. Tačiau sukūrus pirmuosius lazerius – itin didelio intensyvumo elektromagnetinių bangų šaltinius, šis procesas buvo įrodytas ir eksperimentiškai. Reikia pabrėžti, kad daugiafotonės jonizacijos metu, elektronas gali sugerti daugiau fotonų nei reikalinga jonizacijai (ang. *Above-threshold ionization* – ATI) [16] – dėl to eksperimentiniuose elektronų spektruose gali atsirasti iš pirmo žvilgsnio sunkiai paaiškinami energijos maksimumai, kurie įtakos ir rentgeno spinduliuotės energinį pasiskirstymą.

Paprastai laikoma, kad daugiafotonė jonizacija pasireiškia prie intensyvumo, reikalingo jonizuoti vandenilio atomą. Taigi, Boro radiuso atstumu

$$a_B = \frac{\hbar^2}{mq_e^2} = 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}, \quad (24)$$

čia $\hbar$ - redukuota Planko konstanta, m – protono masė, q_e - elektrono krūvis, elektrinio lauko stipris yra:

$$E_a = \frac{q_e}{4\pi\epsilon a_B^2}. \quad (25)$$

Tada ribinis intensyvumas išreiškiamas [17]:

$$I_a = \frac{\epsilon c E_a^2}{2} \simeq 3.51 \cdot 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}. \quad (26)$$

Taigi, lazerio intensyvumui I viršijant I_a , yra laikoma, kad daugiafotonė jonizacija pasireiškė bet kurioje medžiagoje. Žinoma, dalyje medžiagų daugiafotonė jonizacija gali pasireiškia ir prie mažesnių intensyvumų.

Sąveikaujant intensyviu fotonų srautu su medžiaga, egzistuoja ir kitas jonizacijos tipas – tunelinė jonizacija (4 pav., a): kai elektromagnetinės spinduliuotės laukas yra pakankamai didelis, medžiagos energetinių lygmenų sistema gali būti smarkiai iškreipta,

sudarant sąlygas tuneliniam elektrono šuoliui į laidumo juostą [18, 19]. Ji dažniausiai pasireiškia medžiagose, turinčiose plačią draustinę juostą. Daugiafotonės ir tunelinės jonizacijos dedamųjų santykį nusako Keldyšo parametras:

$$\gamma = \frac{\omega}{q_e} \sqrt{\frac{mcn\Delta E \varepsilon}{I}}, \quad (27)$$

čia ω atitinka spinduliuotės dažnį, m ir q_e – elektrono redukuotą masę bei krūvį, c ir n – šviesos greitį bei medžiagos lūžio rodiklį, ε_0 – dielektrinę skvarbą vakuume, ΔE – draustinės energijos tarpą, I – spinduliuotės intensyvumą. Keldyšas parodė, kad jei $\gamma \ll 1$, medžiagoje vyrauja tunelinės jonizacijos režimas, o $\gamma \gg 1$ – daugiafotonė jonizacija [18, 19].

Vėliau, daugiafotonės fotojonizacijos metu išlaisvinti elektronai, per kitus absorbcijos mechanizmus, priklausančius nuo medžiagos ir šviesos impulso savybių, įgyja papildomą energiją ir keičia savo energinį pasiskirstymą [16]. Iš to, dažniausiai, seka ketvirtoji jonizacijos rūšis – griūtinė (ang. *cascade/avalanche*) jonizacija. Plazmos laisvieji elektronai, per toliau aprašomus lazerinio impulso energijos absorbcijos mechanizmus, pereina į didesnės energijos būsenas, todėl smūginės sąveikos metu gali išlaisvinti papildomus elektronus [19].

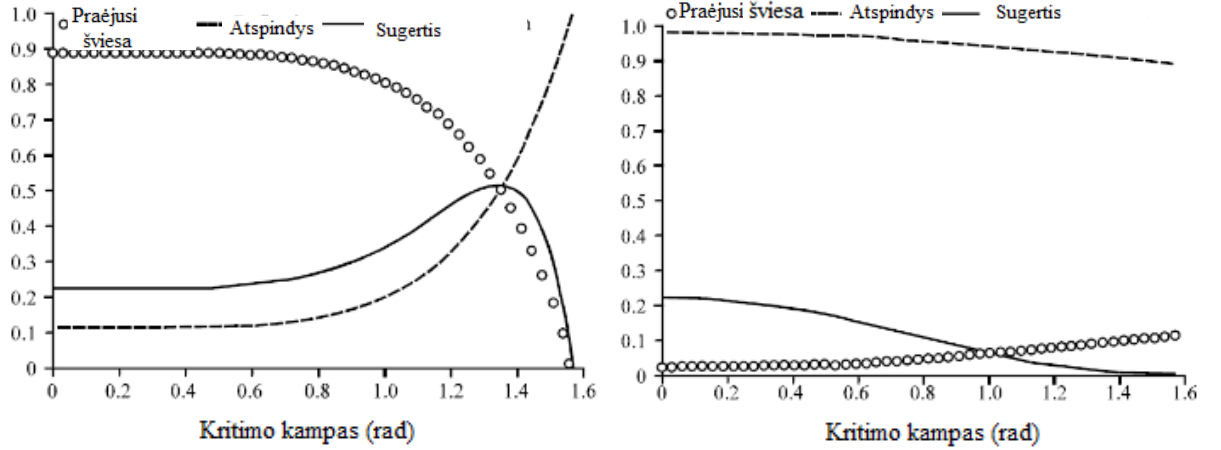
Reikia nepamiršti, kad egzistuoja ir atvirkščias jonizacijai procesas – tai rekombinacija, kurios metu dėl jono kuloninio lauko traukos ir galimai išorinių jėgų poveikio, elektronas sugrįžta į atominę struktūrą.

2.2. Smūginė sugertis: atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis.

Atvirkštine stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertimi (vok. *inverse bremsstrahlung*) vadiname reiškinį, kai plazmos elektronai, judėdami per jonų ar neutralių atomų kuriamą elektrinį lauką, sugeria fotonus [14, 2, 20]. Kitaip tariant, elektronas elektromagnetinių bangų pluošte pradeda osciliuoti, o tada kuloninės sąveikos metu susidurdamas su jonais/atomais, pastariesiems perduoda energiją – tokiu būdu kaitinama plazma. [14, 17]. Tikimybė, kad fotonas bus sugertas elektrono yra daug didesnė, kai dalyvauja jonas, lyginant su neutraliu atomu [15]. Dėl šios priežasties daugelyje modelių atsižvelgiama

tik į tą atvirkštinio *bremsstrahlung* sąveikos dalį, kurioje dalyvauja jonai, taigi, svarbiu tampa elektronų-jonų susidūrimo dažnis. Smūginė absorbcija vyrauja ties vidutiniu lazerio intensyvumu, t.y. kai intensyvumas I yra $10^{12} - 10^{15} \frac{W}{cm^2}$ [14, 15], ir šiame intensyvumų intervale lemia elektronų pasiskirstymo funkciją, o esant didesniam intensyvumui tampa mažiau svarbia. Pastebėta, kad ta funkcija atitinka Maksvelo pasiskirstymo funkciją, taikomą dujoms, tačiau didinant lazerio intensyvumą, skirstinys išsikraipo ir slenkasi į didesnių energijų pusę [21], kadangi plazmos elektronai greitėja ir darosi mažiau panašūs į idealiąsias dujas,

stiprėja kolektyviniai reiškiniai. Atvirkštinis *bremsstrahlung* priklauso nuo krentančios spinduliuotės kampo ir poliarizacijos (5 pav.).



5 pav. Praėjusios, atspindėtos ir sugertos elektromagnetinės spinduliuotės dalių priklausomybės nuo spinduliuotės kritimo kampo ir poliarizacijos (kairėje – p, dešinėje – s) vykstant smūginei inverse bremsstrahlung sugerčiai [15].

Lazerio spinduliuotės elektromagnetinio lauko sklaidimą per plazmą vykstant smūginei sugerčiai, atsižvelgiant į Maksvelo lygtis, aprašo Helmholtz bangos lygtis [14, 15]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = \frac{\omega \omega_p^2}{c^2(\omega + i\nu_{ei})} \mathbf{E} + \nabla(\nabla \mathbf{E}), \quad (28)$$

čia $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ yra plazmos virpesių dažnis, ω lazerio impulso dažnis, ν_{ei} yra elektronų-jonų susidūrimų dažnis, o i – skaičiaus menamosios dalies žymėjimas. Plokščiajai elektromagnetinei bangai sklindant per plazmą, kuri yra homogeniška, turime, kad $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ [14] (pagrindinė plazmos savybė – išlaikyti kvazineutralumą). Tokiu atveju gauname, kad lazerio impulso bangos vektorius, kuris sudarytas iš atskirų bangų dedamųjų (su dažnių skirstiniu), yra formulės (28) sprendinys [14, 15]:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})} \right). \quad (29)$$

Kadangi ikikritinėje plazmoje, kurioje vyksta smūginė sugertis, sąlyga $\nu_{ei}/\omega \leq 1$ yra išpildoma, galime perrašyti aukščiau esančią formulę, išskleisti Teiloro eilutę ir apytiksliai gauti [15]:

$$k \simeq \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)} \left(1 + i \frac{\nu_{ei}}{2\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - \omega_p^2/\omega^2} \right). \quad (30)$$

Iš šios lygties išplaukia, kad atvirkštinio *bremsstrahlung* metu lazerio impulso energija virs elektronų kinetine energija. Sugerties koeficientas α_{IB} (5 pav.) bus dukart didesnis už k menamąją dalį [14, 15]:

$$\alpha_{IB} = \frac{v_{ei}}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}. \quad (31)$$

Elektromagnetinės bangos intensyvumas mažės:

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha_{IB}(x)I. \quad (32)$$

Kalbant apie plazmos elektronų energinį pasiskirstymą vyraujant smūginei absorbcijai, jo sprendinys gaunamas iš Fokerio-Planko lygties:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{q_e \mathbf{E}}{m_e} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f + C_{ei}(f) + C_{ee}(f). \quad (33)$$

Čia $\mathbf{E}$ yra tiesiškai poliarizuotos elektromagnetinės bangos elektrinio lauko vektorius išilgai z ašies, $C_{ei}(f)$ ir $C_{ee}(f)$ atitinkamai elektronų-jonų ir elektronų-elektronų susidūrimus aprašantys operatoriai [21]. Tai yra netiesinė dalinė diferencialinė lygtis, aprašanti elektronų greičio tikimybinį pasiskirstymą laikui bėgant, kai juos veikia atsitiktinio dydžio jėgos (stochastinė lygtis). Vengas 2009 m. straipsnyje [21] gaunama, kad elektronų spektras, vyraujant atvirkštiniam *bremsstrahlung* (t.y., $I = 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$), atitinka Maksvelo pasiskirstymą, o intensyvumui didėjant, pereina prie super-gausinio pasiskirstymo (atmetus didelės energijos kraštą):

$$f_m = C_m \exp \left[- \left(\frac{a_m v^2}{2v_e^2} \right)^{\frac{m}{2}} \right], \quad (34)$$

kuriame skaitiniai parametrai

$$a_m = \frac{2\Gamma(5/m)}{3\Gamma(3/m)} \quad (35); \quad C_m = \frac{n_e m}{4\pi\Gamma(\frac{3}{m})} \left(\frac{a_m}{2v_e^2} \right)^{3/2}. \quad (36)$$

Lazerio energija gali būti absorbuota ir sąveikos su dalelių atstojamuoju bendru lauku – tai vadinama kolektyvine arba besmūgine absorbcija, apie kurią bus kalbama tolimesniame skirsnyje [20].

2.3.Rezonansinė sugertis.

Kaip minėta, vidutinio spinduliuotės intensyvumo intervale vyrauja atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliavimo sugertis. Didėjant plazmos temperatūrai (tai reiškia – ir elektronų greičiams), kuloninių susidūrimų tikimybė mažėja, kadangi susidūrimo skerspjūvis visada yra atvirkščiai proporcingas dalelių greičiams. Taigi, sumažėjus šios absorbcijos intensyvumui, plazmos laidumas lazerinei spinduliuotei stipriai išauga, jeigu elektronų tankis n_e yra mažesnis už kritinės plazmos tankį n_c , kadangi plazmos virpesių dažnis yra

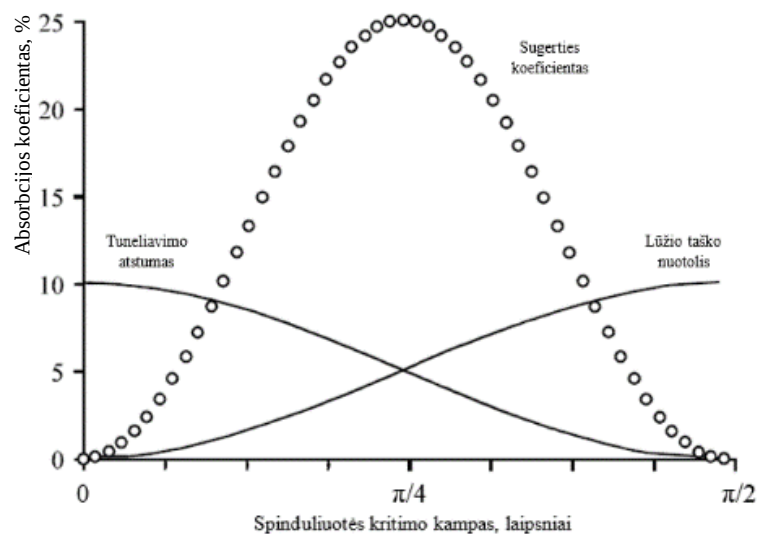
proporcingas plazmos tankiui. Kitu atveju, turint virškritinės plazmos $n_e > n_c$ sluoksnį, nuo jo paviršiaus elektromagnetinė spinduliuotė yra pilnai atspindima.

Būtent čia gali pasireikšti kitas absorbcijos mechanizmas – rezonansinė (arba kitaip – besmūginė (ang. *collisionless*)) sugertis. Esant tinkamam lazerinio šviesos pluošto kritimo kampui (6 pav.), virškritinės plazmos sluoksnio paviršiuje įvyksta rezonansas – elektromagnetinių bangų energija virsta tokio pačio dažnio ω plazmos bangų energija [20]. Sąveika vyksta ne tarp atskirų fotonų ir elektronų, bet tarp elektromagnetinės bangos ir plazmos elektrinio lauko atstojamosios. Pastebėta, kad absorbcija efektyvesnė, turint p poliarizacijos srautą.

Elektromagnetinei spinduliuotei sužadinus didelės energijos bangą plazmos paviršiuje, pastaroji sklisdama greitai nusilpsta ir išnyksta. Tai galima paaiškinti pagrindiniais trimis mechanizmais: elektronų-jonų kulonine sąveika, Landau slopimu ir bangos lūžimo (ang. *wave-breaking*) fenomenu. Dėl šių priežasčių, kaip minėta, kritinės plazmos paviršinė banga slopsta, tuo tarpu pati plazma kaista, elektronų energija didėja, energinis skirstinys kinta.

Landau slopimas atsiranda vykstant energijų mainams tarp sklindančio plazmos virpesio ir atskirų aplinkoje esančių plazmos elektronų. Čia dalyvauja elektronai, kurių greitis v yra artimas sklindančios bangos faziniam greičiui v_{ph} . Jeigu elektrono greitis yra šiek tiek mažesnis už bangos fazinį greitį – jis įgaus papildomą energiją bangos sąskaita. Ir atvirkščiai: jeigu $v_{ph} < v$, plazmoje sklindanti banga įgaus energijos, o elektronas sulėtės. Visgi, kalbant apie didelius lazerio intensyvumus ($I > 10^{16} \text{ W/cm}^2$), žymiai didesnė plazmos elektronų dalis turi kiek mažesnę greitį nei v_{ph} , todėl galutiniame rezultate turime bangos silpimą ir plazmos kaitimą [23].

Bangos lūžimas gerai paaiškintas 7 pav.: plati linija vaizduoja pradinę elektrono judėjimo trajektoriją II regione (mažesnio tankio), priešinga kryptimi link jo juda didesnio elektronų tankio plazmos banga (I regionas). Elektronas patekęs į I regioną yra sulėtinamas, jo judėjimo kryptis tampa priešinga. Taigi, plazmos banga pagauna



6 pav. Elektromagnetinės bangos tuneliavimo atstumo, lūžio taško ir absorbcijos koeficiento priklausomybė nuo bangos kritimo kampo. Vertikalioje ašyje sugerties koeficiento vertė. Taigi, optimaliausias kritimo kampas – 45° [14].

elektroną (ang. *trapped*). Visgi, pagautas elektronas sklindančią bangą lėtina, todėl kažkuriuo momentu, pakankamai prisikaupus tokių elektronų bangoje – ji lūžta ir plazmos paviršius grįžta į kvazipusiausvirą būseną [22]. Laikas, per kurį lūžta plazmos banga:

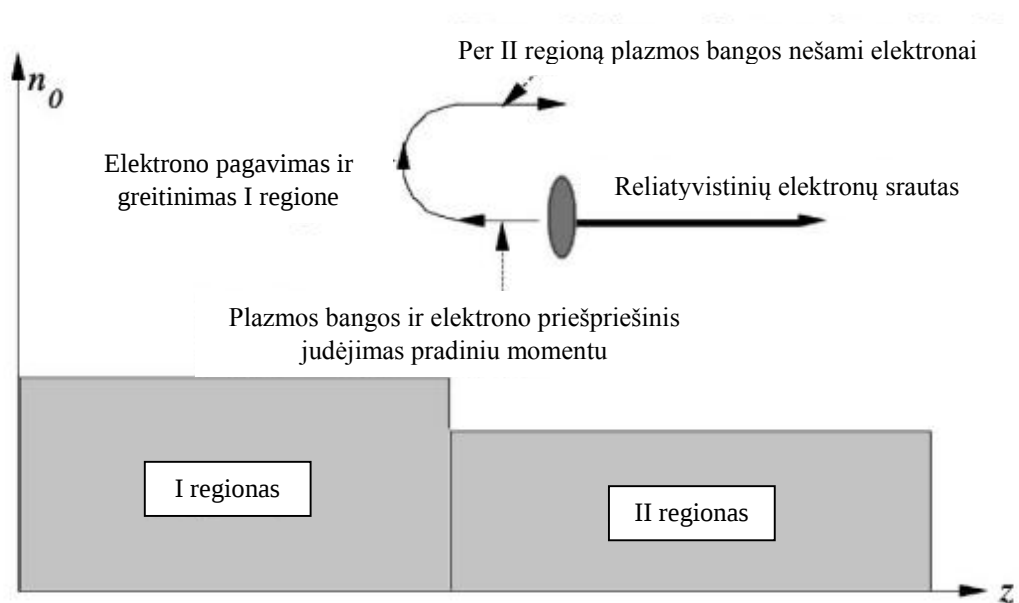
$$\tau = \left(\frac{L m_e}{q_e E_x} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (37)$$

taigi, bangos gyvavimo laikas yra atvirkščiai proporcingas jos kuriamo elektrinio lauko stipriui [14]. Čia L – laisvųjų elektronų tankio kitimo nuotolis (ang. *scale length*), priklausantis nuo lazerinių impulsų dažnio bei trukmės.

Tęsiant toliau apie kritinės plazmos paviršiuje vykstančią rezonansinę absorbciją, jos sukelti plazmos vidiniai elektromagnetiniai virpesiai aprašomi iš Maksvelo ir plazmos elektrostatinės bangos lygčių [14]:

$$\frac{d^2 B_y(z)}{dz^2} - \frac{d\varepsilon_1}{\varepsilon_1 dz} \frac{dB_y(z)}{dz} + k_0(\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_0) B_y(z) = 0. \quad (38)$$

Šioje lygtyje k_0 , ε_1 ir θ_0 atitinkamai yra lazerio spindulio banginis vektorius vakuume, plazmos dialektrinė konstanta ir lazerio spinduliuotės kritimo į virškritinės plazmos paviršių kampas. Virpesiai sklinda koordinatų sistemos z ašimi, magnetinio laukas B_y svyruoja y ašyje. Tuo tarpu plazmos elektrinis laukas užrašomas kaip dviejų dedamųjų (lazerio ir plazmos) atstojamoji [14]:



7 pav. Landau slopimas rezonansinės absorbcijos metu. I regionas – plazmos banga, II regionas – plazmos sritis tarp bangų [22]. Iš šios schemos išplaukia ir bangos lūžimas – bangoje prisikaupus lėtesnių elektronų, ji lūžta.

$$E_z = E_{zL} + E_{zP} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (39)$$

Čia A_z yra vektorinis potencialas, o φ skaliarinis potencialas. Prisimenant, kad magnetinė indukcija $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ ir $E_{zL} = \frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}$, gauname:

$$\frac{dE_{zL}(z)}{dz^2} - k_0^2(\sin^2 \theta_0) E_{zL}(z) = -k_0^2(\sin^2 \theta_0) B_y(z) \nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (40)$$

Turint B_y iš aukščiau esančios formulės, atsižvelgiant į kraštines sąlygas ir Ampero dėsnį:

$$E_{zL} = \sin \theta_0 \frac{B_y}{\varepsilon_1(z)}. \quad (41)$$

Turint tai, galima išvesti plazmos bangų slopimo lygtį:

$$\alpha_{RA} = \frac{\nu}{8\pi I} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{zP}|^2 dz, \quad (42)$$

čia I yra lazerinės spinduliuotės intensyvumas [14]. Kadangi rezonanso bangos amplitudė priklauso nuo ν , o bangos plotis nuo $1/\nu$, todėl gaunasi, kad absorbcijos koeficientas nuo dažnio ν nepriklauso.

Svarbu paminėti, kad lazerio spinduliuotei skverbiantis į plazmą, pagal klasikinę fiziką, elektromagnetinės bangos lūžio taške yra atspindimos. Tačiau dėl kvantinės mechanikos tuneliavimo efekto, dalis spinduliuotės toliau judės gilyn į plazmą ir bus pilnai sugerta ties plazmos kritiniu paviršiumi. Jeigu plazmos tankis:

$$n_e = n_c \left(1 - \frac{z}{L}\right) = n_c \cos^2 \theta, \quad (43)$$

tai lūžio tašką z ir tuneliavimo atstumą Δz galima išreikšti kaip:

$$z = L \sin^2 \theta \quad (44)$$

$$\Delta z = L - L \sin^2 \theta = \cos^2 \theta. \quad (45)$$

Šie du persidengiantys efektai yra pavaizduoti 6 pav. Turime, kad absorbcija efektyviausiai vyksta ties lazerio spinduliuotės kritimo kampų $\theta = \frac{\pi}{4}$, o tolstant nuo šios vertės – stiprėja vienas atskiras efektas, tačiau galutinis absorbcijos rezultatas – mažėja [14].

2.4. Vakuuminis kaitinimas (Brunelio šildymas).

Tobulinant lazerines sistemas ir pasiekus 10^{15} W/cm^2 spinduliuotės intensyvumo eilę, Brunelis [24] 1986 metais pirmasis aprašė naują besmūginį

elektromagnetinių bangų absorbcijos medžiagoje mechanizmą – vakuuminį kaitinimą. Šiuo metu tai yra efektyviausias žinomas elektronų greitinimo mechanizmas.

Esant dideliame spinduliuotės intensyvumui, femtosekundinis impulsas suformuoja elektronų tuštumą, į kurią įtraukti elektronai, ten pasireiškiančiame 100 GV/m eilės stiprio elektriniame lauke [2], pagreitėja ir išlekia atgal į aplinkinę plazmą, turėdami iki 200 MeV – 300 MeV energiją [2, 9]. Tam, kad šis mechanizmas pasireikštų, reikalingos kelios sąlygos. Pirmiausia, sufokusuoto lazerinio pluošto radiusas w_0 turi būti suderintas su plazmos bangomis [5, 25]:

$$k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}, \quad (46)$$

čia plazmos bangos vektorius $k_p = \omega_p/c$, o $a_0 = 0.855 \sqrt{I \left[10^{18} \frac{W}{cm^2} \right] \lambda_L^2 [\mu m]}$ [2] – lazerio bedimensinis stiprumo parametras. Taip pat, impulso trukmė τ turi atitikti plazmos pusės bangos λ_p ilgio eilę ($c\tau \sim \lambda_p/2$). Jeigu šie reikalavimai yra patenkinami, minėtoji tuštuma yra suformuojama kaip pavaizduota 8 pav.

Tokią tuštumą suformuoja skersinė ponderomotorinė jėga, atsirandanti itin intensyviame lazerio pluošte sąveikaujant su kritine plazma, kai elektromagnetinio lauko virpesiai tampa nehomogeniškais [12]. Kitaip tariant, dėl lazerio impulso intensyvumo gradiento, elektronai ir jonai yra stumiami iš didesnio intensyvumo regiono:

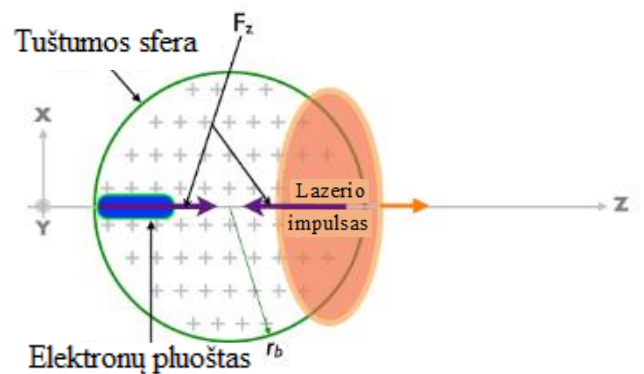
$$\mathbf{F}_p = -\frac{q_e^2}{4m_e\omega^2} \nabla E^2. \quad (47)$$

Elektronai patekę į tuštumą, iki tuštumos vidurio yra greitinami tos pačios ponderomotorinės jėgos, o vėliau pradeda lėtėti. Jeigu lazerio impulso trukmę atitaisysime taip, kad elektronas įveiks tik pusę vakuuminės sferos (vyks greitėjimas iki centro, o stabdymas pasireikšti nebespės), gausime didžiausios energijos elektronus. Tuštumos elektrinio lauko stipris E_m ir spindulys r_b išreiškiami [25]:

$$E_m = \frac{m_e \omega_p c \sqrt{a_0}}{q_e}, \quad (48)$$

$$r_b = w_0 = \frac{2\sqrt{a_0}}{k_p}. \quad (49)$$

Vakuuminis kaitinimas turi tiesioginę priklausomybę nuo intensyvumo ir bangos ilgio: $\alpha_{VH} \sim \sqrt{I\lambda^2}$. Tai reiškia, kad kad kuo lazerio intensyvumas ir bangos ilgis yra didesnis – tuo didesnė pluošto



8 pav. Elektronų greitinimas vakuuminio kaitinimo režime. Lazerio impulso ponderomotorinė jėga sukuria vakuumo sferą su radiusu r_b , kuriame jėga F_z greitina įtrauktus elektronus (iki centro) [2].

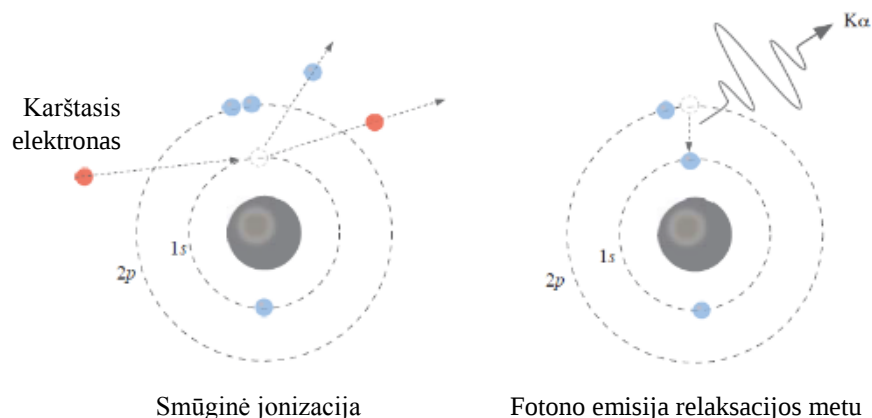
dalį bus absorbuota plazmoje. Ši absorbcija, kaip ir prieš tai buvusios, priklauso nuo sąveikos tarp spinduliuotės ir medžiagos paviršiaus kampo bei spinduliuotės poliarizacijos (efektyviausia – p poliarizacija).

3. Elektromagnetinės spinduliuotės generacija plazmoje. Rentgeno emisija.

Veikiant 3 skyriuje aprašytiems energijos sugerties mechanizms, plazmos jonai įgauna energiją, kuri jiems sąveikaujant plazmos jonais arba aplinkine, santykinai šalta medžiaga, gali virsti plataus spektro elektromagnetine spinduliuote, tame tarpe ir rentgeno (paprastai bangos ilgiuose nuo 0,01 nm iki 10 nm). Svarbu išskirti, jog kai kurių procesų metu yra generuojamas ištisinis elektromagnetinių bangų emisijos spektras, tuo tarpu dėl kitų poveikio – gaunamas linijinis būdingasis (charakteringasis) spektras [17].

3.1. Būdingoji linijinė rentgeno spinduliuotė

Lazeriniais impulsais žadinamoje plazmoje rentgeno spinduliuotė gali būti generuojama per keletą mechanizmų. Vienas iš jų – tai būdingoji (charakteringoji) rentgeno spinduliuotė [17, 26, 27]. Ši spinduliuotė paprastai pasireiškia plazmoje, kai didelės energijos jonas iš atomo vidinių sluoksnių išmuša elektroną, o į susidariusią vakansiją peršoka elektronas iš aukštesnės energijos sluoksnio. Dėl energijos tvermės dėsnio, šio kvantinio šuolio metu emituojamas fotonas, kuris atitinka minėtųjų dviejų sluoksnių energijų skirtumą (9 pav.) [26].



9 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės mechanizmas (K_α emisija) [28].

Būdingoji spinduliuotė klasifikuojama pagal sluoksnius, tarp kurių vyksta elektrono šuolis. Taigi, įvardinant charakteringąją spinduliuotę, pirmiausiai raide pažymima į kurį sluoksnį vyko šuolis (šie sluoksniai, pradedant nuo vidinio, žymimi raidėmis K, L, M, N ir t.t.), o tada pridedamas apatinis indeksas, nurodantis iš kurio sluoksnio įvyko šuolis (α – elektrono šuolis vyko iš L sluoksnio, β – šuolis vyko iš M sluoksnio ir atitinkamai t.t.) [26]. Pagal būdingosios spinduliuotės fotonų energijos vertę (spektrogramoje gaunamą liniją), galima vienareikšmiškai nustatyti, koks elementas ją emitavo. Taip yra dėl Mozlio dėsnio, kuris teigia, kad vykstant elektronų šuoliams į K ir L sluoksnius, emituotos spinduliuotės fotonų energija yra tiesiogiai proporcinga elemento atominio numerio kvadratui, t.y. Z^2 [26].

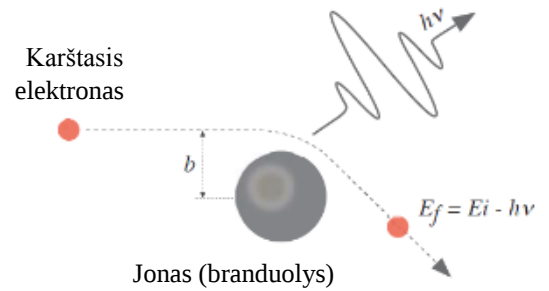
Lazerine spinduliuote žadinant plazmą, dėl pasireiškiančių energijos absorbcijos mechanizmų, plazmoje esantys elektronai yra efektyviai pagretinami. Vyraujant atvirkštinei stabdomojo rentgeno spinduliuotei, elektronai įgauna Maksvelo energinį pasiskirstymą, o tai reiškia, kad dalis elektronų (apie 1% [17]) turi žymiai didesnę energiją, nei likusieji plazmos jonai [4] (žr. šios dalies 1 skyrių). Šie karštieji elektronai, galintys įgauti energiją nuo keleto iki kelių dešimčių keV (Vakuuminio kaitinimo metu gali siekti ir iki kelių šimtų), netampriųjų smūgių metu išmuša atomo K sluoksnio elektronus. Kaip jau minėta, aukštesnės energijos elektronai užpildo šias vakansijas, o šuolio metu emituoja būdingą rentgeno spinduliuotę [4]. Reikia nepamiršti, kad toks mechanizmas galioja ir mažesnės energijos linijinei spinduliuotei (pvz.: optinės srities), kuri pasireiškia išmušant aukštesnių sluoksnių elektronus.

Tokiu būdu gaunamos spinduliuotės impulso trukmė yra tos pačios eilės kaip ir lazerinio impulso trukmė, kadangi elektronai yra greitinami tik tuo metu, kol yra veikiami lazerine spinduliuote. Nutrūkus impulsui, plazmos elektronų energija yra per maža atomų K sluoksnio jonizacijai, todėl nutrūksta ir rentgeno spinduliuotės emisija. Kalbant apie rentgeno spindulių šaltinio dydį (plazmos sferą), jis labiausiai priklauso nuo lazerinės spinduliuotės pluošto pločio fokusuojančio lęšio židinio plokštumoje ir paprastai yra tos pačios eilės [4]. Šaltinio dydžiui turi įtakos aplinkos slėgis: jam mažėjant, plazmos sfera didėja.

Linijinės rentgeno spinduliuotės intensyvumas (tuo pačiu, smailių raiška spektrogramose) didžiaja dalimi priklauso nuo dominuojančio elektronų greitinimo mechanizmo ir jų pasiekiamų energijų. Kaip antraeilius, tačiau taip pat svarbius parametrus, verta paminėti ir keletą aplinkos parametrų. Pirmiausia, intensyvumas priklauso nuo aplinkos slėgio: mažinant natūralų atmosferos slėgį (t.y. 1 atm arba 760 Torr – torai), pastebėtas intensyvumo padidėjimas, geresnis signalo/triukšmo santykis spektrogramose. Tai aiškinama sumažėjusiu Debajaus ekranavimu plazmoje bei jos matmenų padidėjimu [30]. Visgi, mažinant slėgį iki mažiau nei 10 Torr (maždaug 0,00132 atm), intensyvumas mažėja dėl plazmos sklaidymosi [30]. Nustatyta, į priekį emituojamos K_α spinduliuotės intensyvumas priklauso nuo taikinio storio: egzistuoja optimalūs taikinio storiai (pvz.: pereinamiesiems metalams – dešimčių μm) lemiantys didesnę intensyvumą, atsižvelgiant į greitųjų elektronų bei rentgeno spindulių laisvąjį kelią [27]. Tuo tarpu išsklaidytosios galinės emisijos atveju taikinio storis reikšmingas tik santykinai nedidelės energijos karštiesiems elektronams [27]. Galiausiai, atnaujinant taikinį kiekvieno impulso sąveikos metu bei talpinant į sunkiai jonizuojamų dujų aplinką (plazma formuojasi tik taikinyje), intensyvumas abiem atvejais didėja [3].

3.2. Stabdomoji spinduliuotė ir rekombinacija – kontinuumo generavimas

Stabdomoji spinduliuotė (vok. *bremsstrahlung*) pasireiškia, kai laisvasis elektronas praranda kinetinę energiją jono kuriamame kuloniniame lauke (dėl didesnio krūvio, tai lemia branduoliai, turintys teigiamą krūvį Ze) ir dėl energijos tvermės dėsnio emituoja elektromagnetinę bangą (10 pav.) [18, 28].



10 pav. Stabdomoji spinduliuotė [28].

Emituotosios bangos energija priklauso nuo pradinio elektrono greičio E_i , jono krūvio Z bei sąveikos parametro b (kuris gali būti laikomas atstumu tarp elektrono trajektorijos ir branduolio centro). Kadangi sąveikos parametras b gali įgyti bet kokias tolydžias vertes, stabdomosios spinduliuotės spektras taip pat pasireiškia kaip tolydus kontinuumas, teoriškai galinti siekti maksimalią energiją $h\nu_{max} = E_i$ [28]. Tuo tarpu visos spinduliuotės, kylančios dėl šio reiškinio, bendra galia tūrio vienetu išreiškiama [3]:

$$W_B \sim Z^2 n_e n_i T_e^{\frac{1}{2}}. \quad (50)$$

Akivaizdu, kad šio reiškinio intensyvumą lemia plazmos jonų susidūrimų dažnis (žr. šios dalies 1 skyrių) [17].

Rekombinacijos metu laisvasis plazmos elektronas pereina į surištąją būseną viename iš jonizuoto atomo energinių sluoksnių bei išspinduliuoja fotoną. Šiuo atveju, laisvojo elektrono pradinė energija gali būti praktiškai bet kokia (apspręsta greitinimo mechanizmų), todėl emisijos spektras yra tolydus kontinuumas. Tai aprašoma:

$$h\nu = \xi - E_j + \frac{mv^2}{2}, \quad (51)$$

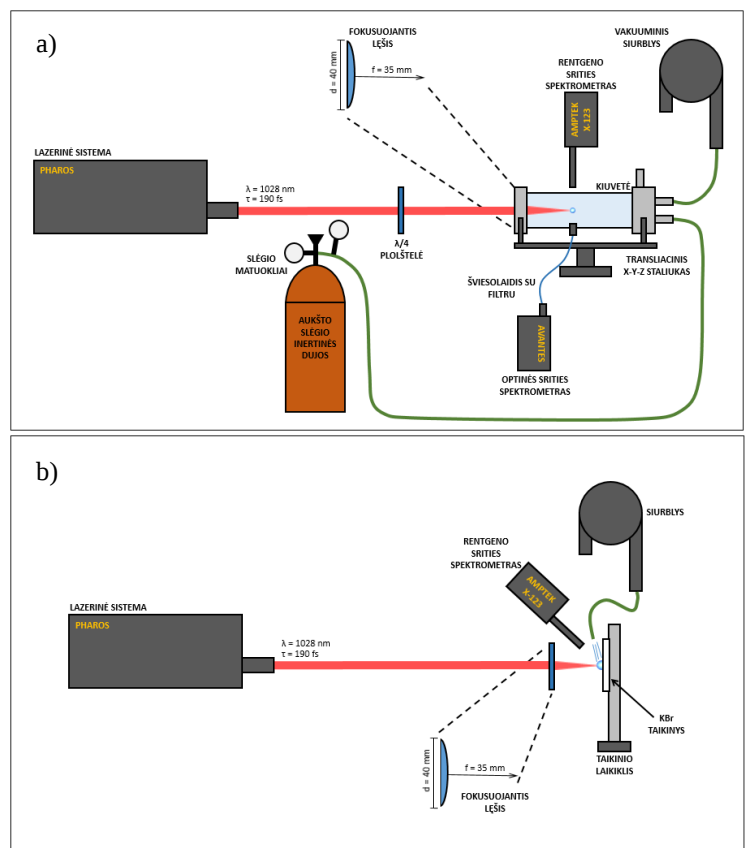
čia $h\nu$ – emituoto fotono energija, ξ – užimtosios būsenos jonizacijos (ryšio) energija, E_j – elektrono energija surištojoje būsenoje, $\frac{mv^2}{2}$ – laisvojo elektrono pradinė energija [19].

II. ĮRANGA IR METODAI

Lazerine spinduliuote metaluose žadinama plazma ir iš to generuojama elektromagnetinių bangų emisija yra pakankamai giliai ir išsamiai išnagrinėta [3, 27]. Tai skatina ieškoti alternatyvių medžiagų, kuriose plazmos, o kartu ir jos emituojamų bangų, generacija vyktų palankesnėmis sąlygomis. Šiame eksperimente darbe, tikintis sukelti didelės energijos fotonų emisiją, trejose skirtingose medžiagose femtosekundiniais impulsais yra žadinama plazma. Remiantis kitų mokslinių grupių tyrimais, žadinant šaltąją plazmą tunelinės jonizacijos režime mažo atominio skaičiaus elementuose (Li – 3 [13,10], C – 6 [7], Ne – 10 [8]), rentgeno spindulių emisiją galima išgauti sukuriant šaltąją plazmą su atvirkštine atominių lygmenų užpilda. Tokiu būdu dėl elektronų relaksacijos generuojama didelio intensyvumo spinduliuotė. Šio tyrimo metu siekta išsiaiškinti, ar žadinant didesnio atominio skaičiaus medžiagų (Ar – 18, Kr – 36) plazmas pagal tą patį principą, pavyks gauti rentgeno spindulių emisiją.

Eksperimento įgyvendinimui naudojome Nacionaliniame fizinių ir technologijos mokslų centre esantį femtosekundinį lazerį „Pharos“ (bangos ilgis $\lambda = 1028$ nm, impulso trukmė $\tau = 190$ fs) [29]. Eksperimento metu naudotas 4 kHz impulsų dažnis, kadangi didesnis veikimo dažnis neturėtų tiesioginio poveikio plazmos gyvavimo trukmei (tokiomis sąlygomis impulso sužadinta plazma gyvuoja iki 1 μ s [30], tuo tarpu sekantis impulsas, parinkus didžiausią galimą 10 kHz lazerio dažnį, pasiektą plazmą tik po 100 μ s – sužadinimas bet kuriuo atveju vyktų iš naujo). Be to, dėl techninių apribojimų didesnio dažnio režime impulso energija būtų mažesnė. Pasirinktas Gauso formos pluoštas, tyrimai atlikti impulso energijos intervale nuo minimalios 0,225 mJ iki maksimalios 1,5 mJ energijų, tiesinėje poliarizacijoje.

Pagrindinėje eksperimento dalyje (11 pav., a) plazmos žadinimas atliktas hermetiškoje organinio stiklo kiuvetėje (cilindro formos,



11 pav. Eksperimento schemas: a) Inertinių dujų tyrimas; b) KBr kristalo tyrimas.

23,5 cm ilgio, 5 pločio). Lazerinio pluošto įėjimui skirtoje priekinėje sienelėje įmontuotas fokusuojantis išgaubtasis 40 mm skersmens lęšis su 35 mm židinio nuotoliu. Eksperimento metu kiuvetė buvo pritvirtinta prie specialiai tam tikslui pagaminto staliuko, reguliuojamo x, y, z kryptimis. Prieš užpildant kiuvetę, joje buvo sukurtas vakuumas (iki $1 \text{ Torr} = \frac{1}{760} \text{ atm}$, vakuuminiu siurbliu „Elnor“) ir tik tada atliktas užpildymas inertinėmis dujomis. Taikinio dujų slėgis pakeltas iki kiuvetės ribinio slėgio – 2 atm, kadangi yra žinoma, jog lazeriu žadinant plazmą dujose, didesnis slėgis lemia plazmos formavimąsi prie mažesnio intensyvumo, didesnę elektronų temperatūrą bei fotonų emisiją [30]. Taigi, fokusuoto didelio dažnio ir intensyvumo šviesos pluošto taikinyje buvo gryno argono/kriptono dujos, padidintame slėgyje.

Nepavykus sužadinti rentgeno spindulių emisijos inertinių dujų plazmoje, pasirinkome atlikti eksperimentą su kalio bromido kristalu. Šiame junginyje esantys bromo atomai savo sudėtimi yra pakankamai panašūs į kriptoną: bromas, kaip anijonas, pritraukia vienintelį kalio išorinio sluoksnio elektroną ir sudaro joninį ryšį. Tokiu būdu bromas gauna 36-ąjį elektroną, pilnai užpildydamas ketvirtąjį elektroninį sluoksnį – elektronų konfigūracija atitinka kriptono atvejį. Išliekantys skirtumai – vienu elementariuoju krūviu didesnis kriptono branduolio krūvis bei trimis atominiais vienetais didesnė masė.

Buvo iškelta hipotezė, kad inertinėse dujose nepavyko atlikti pilnos jonizacijos ir sužadinti rentgeno spinduliuotės dėl mažo medžiagos tankio. Šiai hipotezei patikrinti ir buvo tyrimui pasirinktos dideliu tankiu ir panašumu į Kr pasižyminčios KBr tabletės.

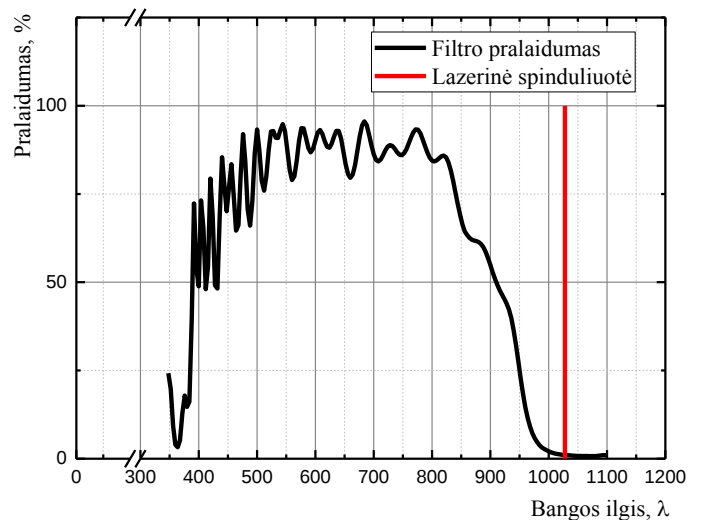
Taigi, antroji eksperimento dalis buvo atlikta siekiant suprasti, kodėl nepavyko gauti rentgeno spindulių emisijos inertinių dujų atveju. Naudota kitokia eksperimento schema, kadangi kiuvetė šiam tikslui nebetinka: KBr tabletė buvo pritvirtinta prie x, y, z ašyse reguliuojamo laikiklio (11 pav., b). Į taikinį per lęšį sufokusuotas lazerinis pluoštas 90° kampų (lęšio židinio nuotolis – 35 mm). Pats taikinyje buvo suformuotas presu suspaudžiant KBr druską į cilindro formos tabletę – maksimalus suspaudimas atitiko 11 tonų. Vykstant plazmos žadinimui, naudotas 120 W galios siurblys pūtimo režime – žarnele pūstas oras į sąveikos sritį. Tokiu būdu užtikrintas mažesnis garų ir smulkiųjų dalelių kiekis lazerinio pluošto kelyje, sumažinta sklaida. Pagrindinis metodikos trūkumas – greita KBr tablečių degradacija, todėl atliktas nedidelis eksperimentų skaičius.

Sužadintų inertinių dujų plazmų emisijos spektrų fiksavimui du skirtingų darbinių intervalų spektrometrai. „Avantes“ spektrometru fiksuota elektromagnetinė spinduliuotė nuo ultravioletinės srities 320 nm iki infraraudonųjų 885 nm ilgio bangų, turint iki 0,1 nm detektoriaus raišką. Detektoriaus langelio matmenys – 200 μm ilgis ir 7 μm plotis, kaupimo

laikas matavimuose – 1 sekundė. Tuo tarpu rentgeno spindulių detektavimui naudotas „Amptek X-123“ spektrometras, turintis termoelektriškai Peltier elementu šaldomą silicio – PIN sandūros detektorį (plotas – 25 mm^2 , storis – $0,5 \text{ mm}$). Fotonai, prieš patekdami į sandūros sluoksnį, pereina apsauginį $25 \text{ }\mu\text{m}$ storio berilio langelį. Optimalus darbinis spektras – nuo 1 keV iki 40 keV , tačiau 90% efektyvumas pasireiškia tik $2 \text{ keV} - 13 \text{ keV}$ intervale. Pasirinkta matavimo trukmė - 100 s. Atliekant eksperimentą su dujomis, detektoriai buvo pritvirtinti statmenai kiuvetės šonuose, siekiant, kad detektorius atsidurtų kuo arčiau plazmos. KBr eksperimento metu buvo naudojamas tik „Amptek“ rentgeno spindulių detektorius, jis buvo pastatytas 45° kampu į taikinio paviršių. Matavimų metu, detektorių atstumas iki plazmos buvo 6 cm .

Visų matavimų metu optinis detektorius buvo naudojamas kartus su filtru, siekiant apsaugoti nuo galimų lazerinės spinduliuotės atspindžių žalos. Siekiant įsitikinti filtro kokybiškumu, t.y. pralaidumu tik nuo artimosios ultravioletinės spinduliuotės iki artimosios infraraudonosios spinduliuotės, buvo atliktas filtro pralaidumo matavimas, kurio rezultatai pateikti 12 pav.

Apdorojant gautus spektrinius duomenis, pradiniais duomenimis laikomi smailių plotai ir jo priklausomybė nuo eksperimento sąlygų. Duomenų apdorojimui naudota analizės ir grafinio vaizdavimo komercinė programa „OriginPro 9“. Optiniuose spektruose atsižvelgta į aplinkos triukšmus – tam tikslui atlikti trys fono spektro matavimai, o jų vidurkis atimtas iš kiekvieno dujų spektro. Rentgeno spektro fonas nevertintas dėl labai mažos įtakos. Integruojant smailių plotus bei siekiant tiksliausio rezultato, kiekvienos smailės apatinė riba (ang. *baseline*) pažymėta rankiniu būdu. Tada, naudojantis „NIST“ duomenų baze [31], sugeneruoti atitinkami Ar ir Kr teoriniai spektrai lyginimui su eksperimento rezultatais, tolimesniems skaičiavimams panaudoti tos pačios duomenų bazės atominių struktūrų duomenys.



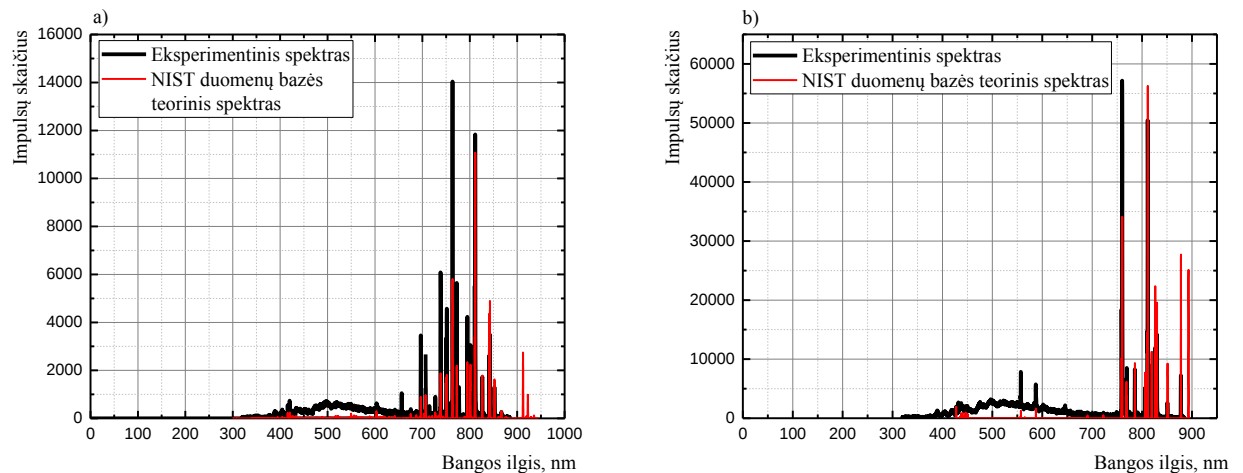
12 pav. „Avantes“ detektoriaus filtro pralaidumas optiniame spektre.

III. REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

1. Plazmos žadinimas Ar ir Kr inertinėse dujose.

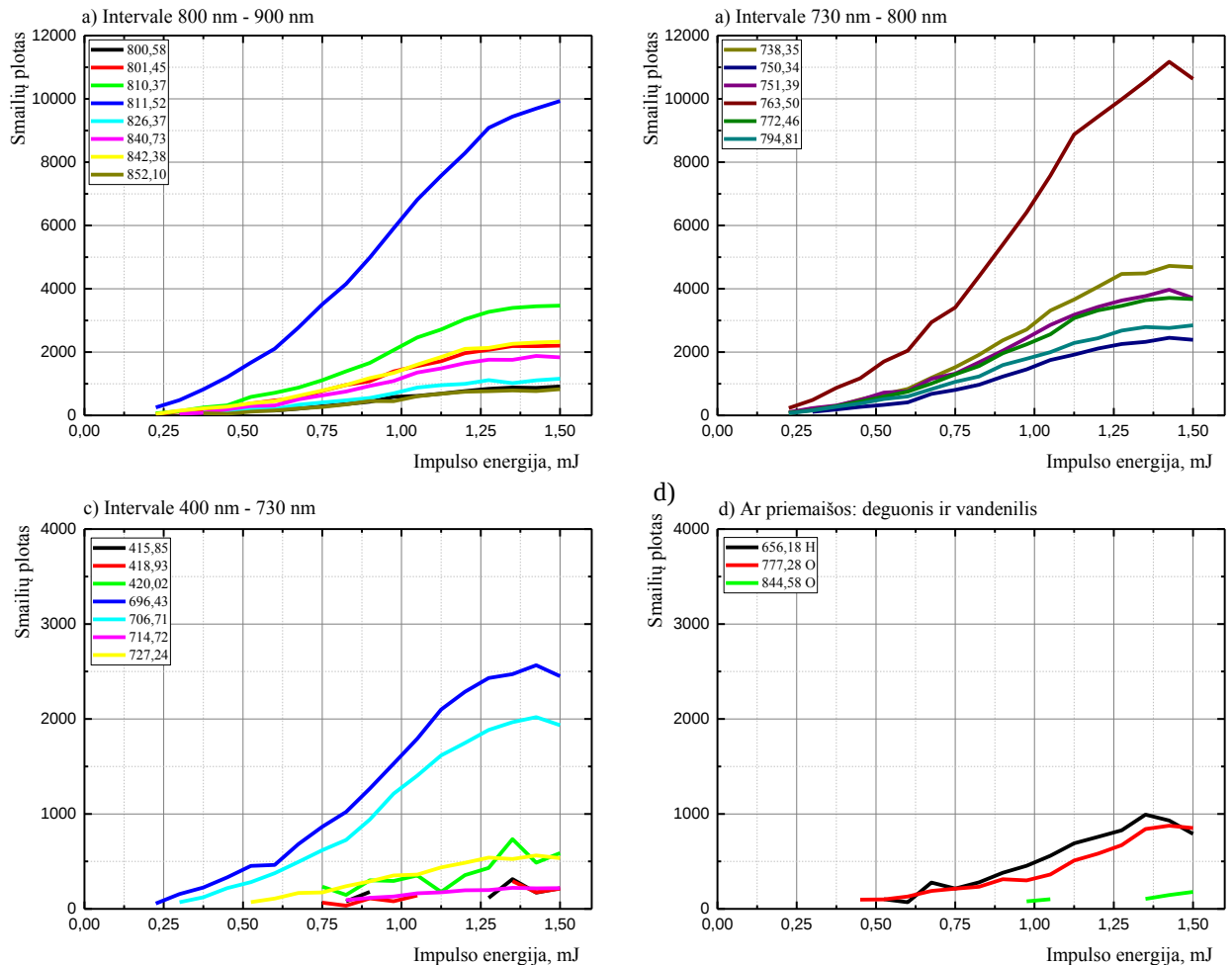
1.1. Pirminiai duomenys

Ištirta argono ir kriptono spektrų priklausomybė nuo lazerinio impulso energijos, tolygiai didinant energiją intervale nuo 0,3 mJ iki 1,5 mJ, iš viso sugeneruota 20 spektrų kiekvienoms dujoms (13 pav.). Rentgeno spinduliuotės emisijos žadinamoje plazmoje abiem atvejais užfiksuoti nepavyko net prie didžiausios galimos impulso energijos. Visgi, gautieji didelės raiškos optinio diapazono spektrai leidžia nustatyti sugeneruotų plazmų savybes bei numatyti vykusius fizikinius procesus.



13 pav. Lazeriu žadinamos argono plazmos spektras. a) Argono plazma; b) Kriptono plazma.

Sulyginus gautų spektrų smailių centrus (bangos ilgius) su šio elemento charakteringųjų smailių sąrašu iš „NIST“ duomenų bazės, pastebėta, kad didžioji dalis smailių (Ar atveju – 22 iš 25, Kr atveju – 26 iš 26) atitinka nurodytus teorinius charakteringuosius bangos ilgius. Linijos, kurios argono atveju neatitiko šio elemento charakteringųjų linijų, parodė, jog dujos kiuvetėje visgi nebuvo pakankamai grynos: Ar gautuose spektruose 656,18 nm smailė atitinka neutralaus vandenilio charakteringąją liniją, tuo tarpu 777,28 nm ir 844,58 nm smailės atitinka neutralaus deguonies linijas. Kadangi Kr matavimuose priemaišinių elementų linijų nebuvo pastebėta, kiuvetės nesandarumo veiksnys atmestas ir padaryta prielaida, kad priemaišų linijų pasireiškimą nulėmė Ar talpoje esančios priemaišos. Taip pat nustatyta, kad visos spektruose užfiksuotos linijos, viršijusios 2% ribą virš fono, yra neutralaus Ar (ir jo priemaišų) ir neutralaus Kr linijos, tuo tarpu jonizuotų atomų linijos neviršija fono. Remiantis teoriniais „NIST“ duomenimis, nustatyta, kad argono 415,85 nm, 418,93 nm ir 420,02 nm linijos atitinka šuolį iš 5p į 4s sluoksnius, o visų kitų linijų fotonai buvo sugeneruoti vykstant kvantiniam šuoliui iš 4p į 4s sluoksnį (14 pav., 1 priedas). Kriptono atveju nustatyta daugiau šuolių variantų: vyraujantys yra šuoliai iš 6p į 5s bei iš 5p į 5s sluoksnius, tačiau taip pat užfiksuoti fotonai, įrodantys šuolį iš 5d į 5p, iš 6d į 5p ir iš 7s į 5p

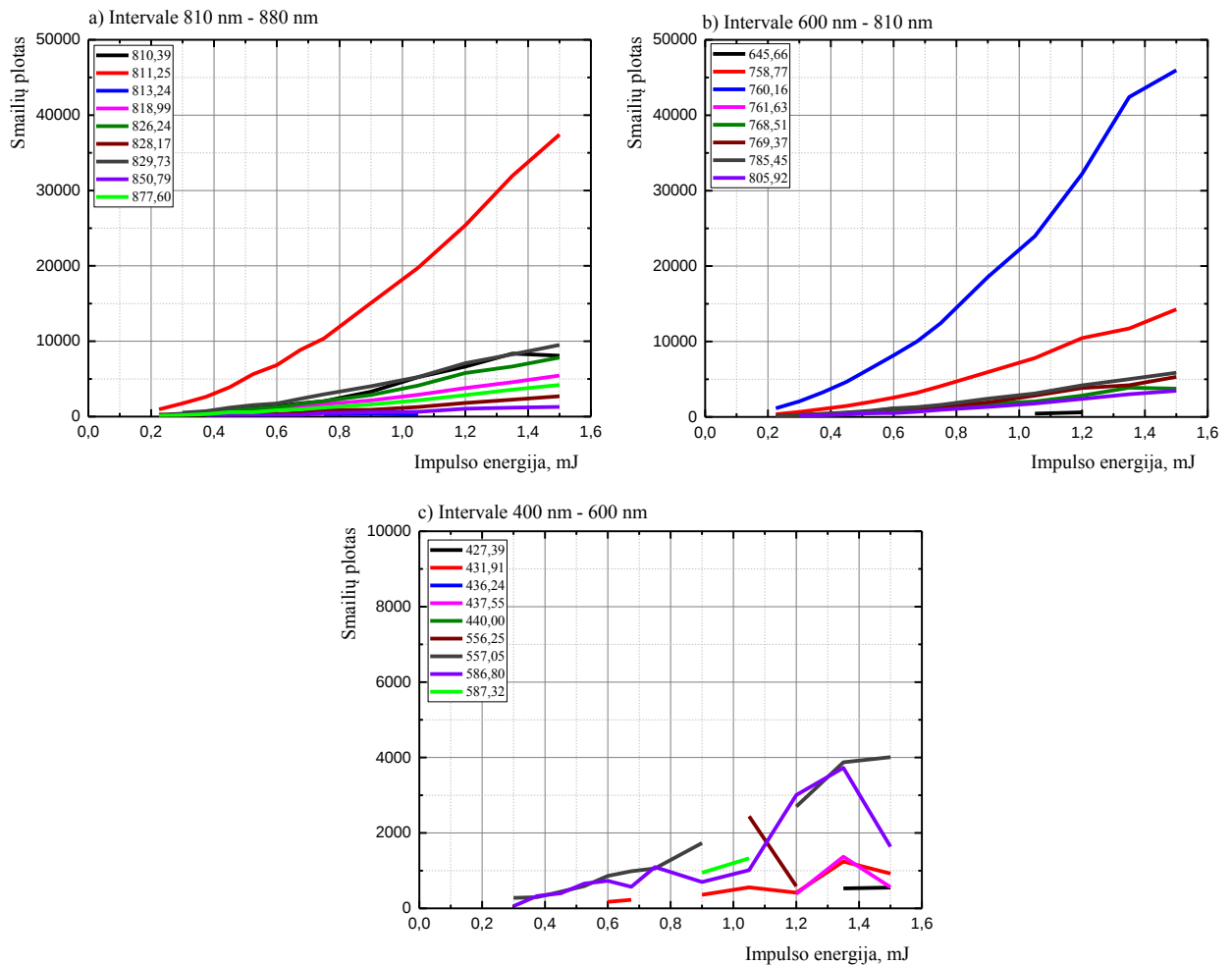


14 pav. Emisijos linijų intensyvumo priklausomybė nuo lazerinio impulso energijos argono plazmoje. Dėl aiškesnio vaizdavimo, spektras suskirstytas į intervalus skirtinguose grafikuose. Argono priemaišų linijos pavaizduotos atskirai.

egzistavimą sužadintos Kr plazmos atomuose (15 pav., 2 priedas). Taigi, eksperimento metu žadintoje plazmoje, Ar ir Kr atvejais, elektronų šuoliai vyravo tarp neutralių atomų sužadintųjų sluoksnių. Vadinasi, prieš linijinę emisiją, plazmoje esančio neutralaus Ar ir Kr pagrindinės būsenos elektronai, yra sužadinami į aukštesnius lygmenis. Išsitiesinis spinduliavimas (kontinuumas) abiejų medžiagų atveju pastebėtas 400 nm – 600 nm intervale. Tai pagrindžia, jog eksperimento metu pasireiškė į aplinkinę medžiagą patekusių plazmos elektronų *bremsstrahlung* stabdymas.

Taigi, stipriai pasireiškiantis savaiminis spinduliavimas iš sužadintųjų lygmenų rodo, kad turime šaltąją plazmą su atvirkštine atominių lygmenų užpilda. Priešingu atveju, didelės energijos elektronai sužadintųjų lygmenų elektronus lengvai išmuštų dėl nedidelės pastarųjų ryšio energijos.

Lyginant eksperimentinius spektrus su „NIST“ duomenų bazėje generuojamais spektrais, matosi akivaizdus linijų centrų atitikimas, tačiau linijų aukščiai smarkiai skiriasi (13 pav.). Tai galima paaiškinti tuo, jog „NIST“ spektrai yra generuojami remiantis prielaida, kad



15 pav. Emisijos linijų intensyvumo priklausomybė nuo lazerinio impulso energijos kriptono plazmoje. Dėl aiškesnio vaizdavimo, spektras suskirstytas į intervalus skirtinguose grafikuose.

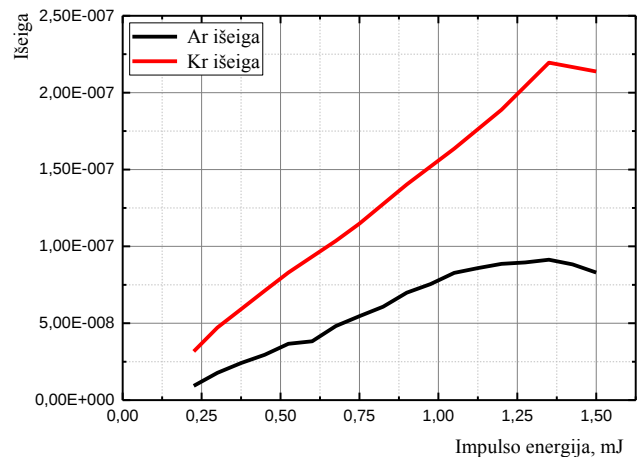
plazmos atominių lygmenų užpildą atitinka Bolcmano skirstinį, t.y. daugiausiai elektronų yra apatiniuose sluoksniuose, tuo tarpu link sužadintųjų lygmenų populiacija mažėja. Kadangi argono ir kriptono atveju turime šaltąją plazmą su atvirkštine atominių lygmenų užpildą, Bolcmano skirstinys tokiam modeliui simuliuoti nėra iki galo tinkamas [31].

1.2. Jonizacijos būsenos.

Eksperimento metu didžiausios energijos užfiksuoti šuoliai argono atveju įvyko iš minėtųjų 5p į 4s lygmenis, tuo tarpu kriptone – iš 6p į 5s lygmenis, naudojant didesnius nei 0,75 mJ energijos impulsus. Didelės energijos (1 – 40 keV) rentgeno spinduliuotės emisijos iš lazeriu žadinamos plazmos neužfiksavome. Tai leidžia daryti išvadą, jog eksperimento atveju, pirmojo (K) sluoksnio elektronai nebuvo išmušti, kadangi Ar atveju, šio sluoksnio jonizacijos energija yra 3,2 keV, o Kr atveju – 14,3 keV (3 priedas). Kitaip tariant, K sluoksnyje nebuvo vakansijų, į kurias galėtų šokti elektronai iš aukštesnių lygių, emituodami minėtų energijų fotonus. Kriptono atveju, ta pati logika galioja ir L sluoksnio elektronams, kurių ryšio energija yra tarp 1678,8 eV ir 1921 eV (3 priedas). Vadinasi, tunelinės jonizacijos efektas pasireiškė per silpnai (per maža impulso energija), o susiformavusios plazmos laisvieji elektronai buvo per žemos temperatūros, kad netampriųjų smūgių metu jonizuotų vidinį K

sluoksnį. Apie aukštesnių argono L, M ir kriptono M, N sluoksnių jonizaciją vienareikšmiškų išvadų daryti negalime, kadangi jų ryšio energija, Ar atveju, svyruoja nuo 15,7 eV iki 326,3 eV, o Kr atveju nuo 14,1 eV iki 292,8 eV. Tai reiškia, kad jeigu šie sluoksniai buvo jonizuoti ir į juos vyko rekombinacija arba šuoliai iš aukštesnių lygių, šuolius turėjo lydėti išlekiantys fotonai, turintys bent 14,1 eV energiją (arba iki 87,93 nm

bangos ilgį). Tai reiškia, kad ši tolimoji ultravioletinė spinduliuotė buvo už mūsų spektrometrų fiksuojamų ribų. Visgi, galima padaryti svarbią išvadą, jog bent dalinė Ar L, M ir Kr M, N lygių jonizacija arba sužadinimas įvyko. Tai pagrindžia pačios plazmos ir jos kritinio tankio sluoksnio susiformavimas, į kurį bus gilinamasi žemiau.

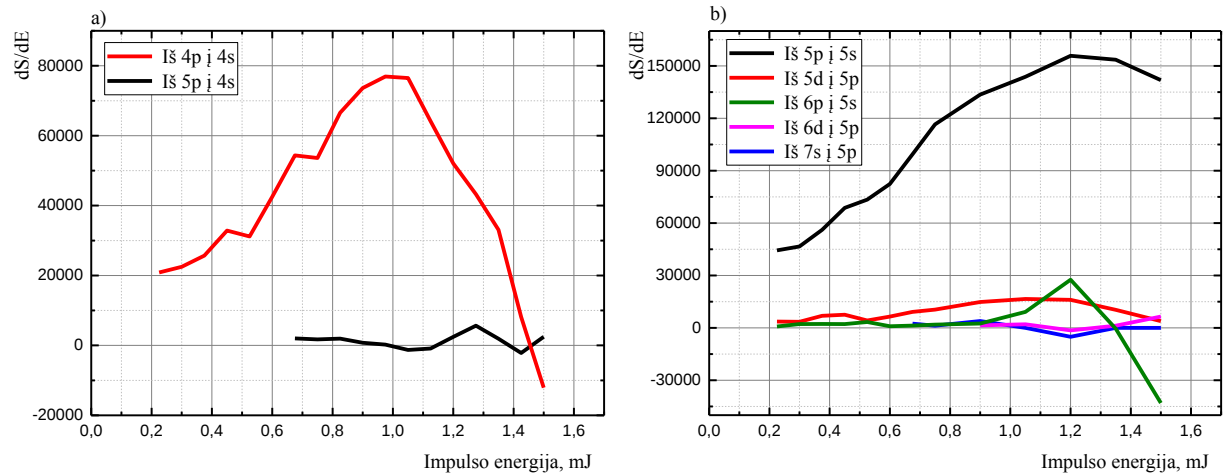


16 pav. Plazmos emisijos optinėje srityje išėiga. Lyginama lazerinės ir emituojamos spinduliuočių galių santykiai.

Palyginus Ar ir Kr plazmos išėigą pagal lazerinio pluošto ir emituojamų fotonų galių santykį, gaunasi, jog kriptono išėiga yra ~2 kartus didesnė, o optimaliausia impulso energija yra 1,35 mJ (16 pav.). Išėigos skirtumą paaiškina Kr ir Ar jonizacijos energijų skirtumai aukštesniuose sluoksniuose (žr. priedą Nr. 1 ir priedą Nr. 2): Kr yra kur kas daugiau santykinai mažesnės jonizacijos energijos lygmenų, taigi, Kr dujos buvo stipriau sužadintos/jonizuotos, o tai nulėmė didesnę kiekį kvantinių šuolių iš sužadintųjų lygmenų. Toks santykis rodo, kad didesnio atominio skaičiaus medžiagos gali būti tinkamesnės atvirkštinės užpildos formavime. Tai reiškia didesnę intensyvumą didelės energijos bei trumpos impulsų trukmės spinduliuotės generavime rekombinacijos būdu (žr. literatūros apžvalgos 1.2. skyrių). Žinoma, tam reikalinga ir pilna atomo jonizacija, kuri su dabartinėmis technologijomis yra nepasiekiamą didesnio atominio skaičiaus elementų plazmose. Skaičiavimai atlikti pagal: detektoriaus langelio plotą (žr. Įrangos ir metodų dalį), pamatuotą langelio atstumą iki plazmos – 6 cm, daryta prielaida, kad detektorius veikia be nuostolių, o skaičiuojant langelio užimamą erdvinį kampą, į sferos paviršiaus ploto išlinkimą neatsižvelgta.

1.3. Emisijos intensyvumas ir įsisotinimas

Išėigos grafike (16 pav.) matėsi, jog plazmos emisijoje egzistuoja įsisotinimas. Siekiant tai paaiškinti, suskaičiuota intensyvumo išvestinė pagal laiką (17 pav.), leidžianti įvertinti spinduliuotės intensyvumo dinamiką pagal impulso energiją.

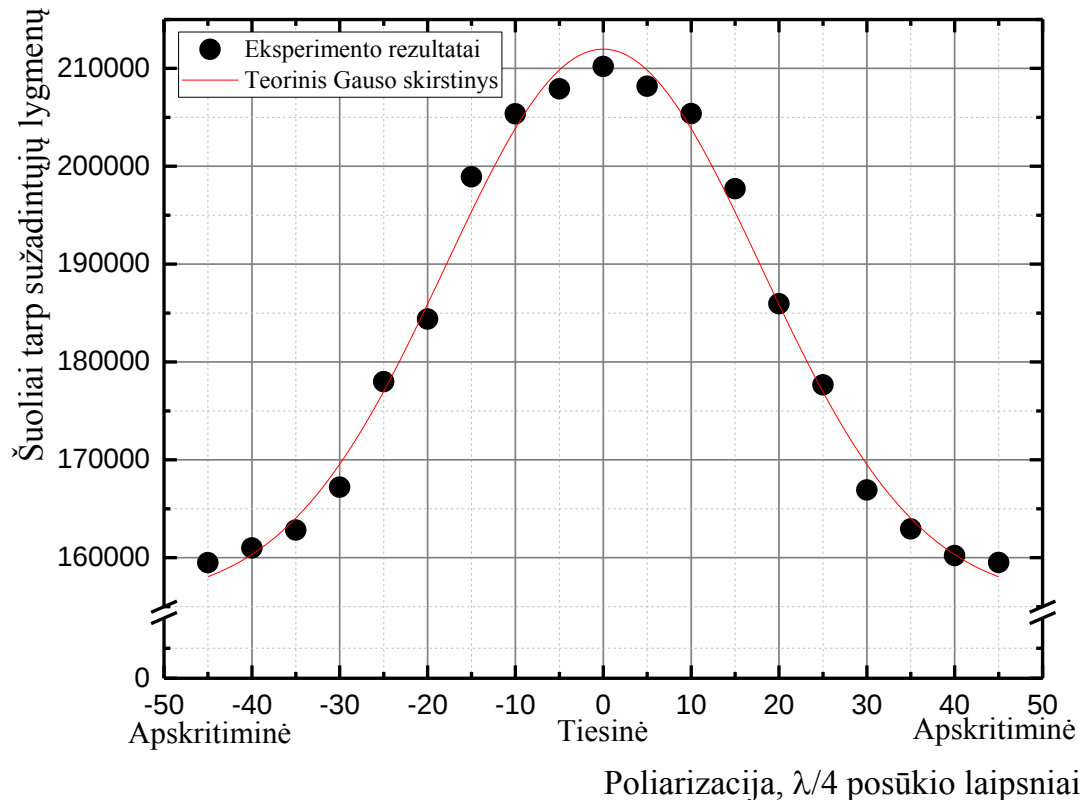


17 pav. Plazmos emisijos intensyvumo pokyčio priklausomybė nuo lazerio impulso energijos. a) Argono plazmoje b) Kriptono plazmoje.

Didinant impulso energiją, didėja plazmos jonizacija (atitinkamai ir laisvųjų elektronų skaičius plazmoje). Remiantis teorija (žr. literatūros apžvalgos 1.3. skyrių), galime daryti prielaidą, kad eksperimento metu susidarė kritinio tankio plazmos sluoksnis, kuris, didėjant impulso energijai, vis efektyviau ekranavo plazmą. Dėl šios priežasties stiprėjo lazerinės spinduliuotės sklaidymas ir atspindėjimas, o kartu – silpnėjo jonizacijos bei relaksacijos procesai. 17 pav. grafikuose matomas netolygus jonizacijos greičio augimas (ypač argono atveju) – šie „laipteliai“ atsiranda į jonizacijos procesą įsijungiant papildomų sluoksnių elektronams. Argono atveju elektronų tankis pasiekė kritinę ribą ties 0,975 mJ impulso energija, kriptono atveju - 1,2 mJ.

1.4. Tunelinė jonizacija ir jos gretimi efektai.

Pasinaudojus Keldyšo parametru (27), kuris buvo aprašytas literatūros dalyje, galime nesunkiai išsiaiškinti, kuris jonizacijos tipas vyravo eksperimento metu: tunelinė ar daugiafotonė jonizacija. Remiantis gausine optika bei žinant eksperimento parametrus, aprašytus metodikos dalyje, gauname, kad eksperimento metu buvo pasiektas $5,9 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ spinduliuotės intensyvumas. Medžiagos parametrai taip pat yra žinomi: abejais atvejais lūžio rodiklį laikome $n = 1$, o draustinės juostos plotis išorinio sluoksnio elektronams argone yra $\Delta E = 15,76 \text{ eV}$, tuo tarpu kriptone $\Delta E = 14 \text{ eV}$. Gauname, kad Keldyšo parametras yra atitinkamai $\gamma = 0,058$ argono ir $\gamma = 0,055$ kriptono dujoms. Taigi, abejais atvejais $\gamma \ll 1$. Vadinasi, eksperimento metu, argono ir kriptono dujoms sąveikaujant su ultraintensyviu lazeriniu pluoštu, absoliučiai dominavo tunelinė jonizacija, o daugiafotonės jonizacijos įtaka buvo maža ir į ją neatsižvelgsime. Tai galime paaiškinti samprotavimai: turint didesnį bangos ilgio spinduliuotę (šiuo atveju 1028 nm), lazerinio impulso atstojamojo lauko sąveika su elektronu truks ilgiau [19], todėl padidės elektrono tuneliavimo į aukštesnį sluoksnį tikimybė. Taip pat, didesnis bangos ilgis lems mažesnę fotonų energiją (šiuo atveju 1,21 eV), o tai savo ruožtu lemia mažesnę daugiafotonės jonizacijos tikimybę, kadangi tam pačiam elektronui



19 pav. Plazmos emisijos priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės poliarizacijos. Lazerio impulso energija – 1 mJ.

jonizuoti reikės didesnio kiekio fotonų. Galiausiai, turimi eksperimento parametrai yra panašūs į literatūroje nurodomus eksperimentus, kuriuose vyravo tunelinis jonizacijos tipas [32, 33].

Kalbant apie tunelinę jonizaciją mūsų darytame eksperimente, ji neatsiejama nuo pakartotinio išsklaidymo (ang. *rescattering*) mechanizmo [32]. Vykstant daugiafotoniams reiškiniams (tame tarpe ir mūsų eksperimento metu dominuojančiai tunelinei jonizacijai), elektronas nebūtinai iš karto yra pilnai išmušamas iš atomo aplinkos. Yra nemaža tikimybė, kad elektronas išliks jono aplinkoje dar keletą žadinančios bangos periodų [32, 33], dideliais greičiais osciliuodamas dėl jono ir lazerinio srauto kuriamų elektrinių ir magnetinių laukų (šis judėjimas buvo plačiau išnagrinėtas ankstesniame darbe [11]). Iš to gali kilti pakartotinė sklaida.

Neįprastai didelę atomų sužadintųjų sluoksnių užpildą eksperimento metu lėmė vienas iš sklaidos būdų – neišpildyta tunelinė jonizacija (ang. *frustrated tunneling ionization*). Kaip sufleruoja pats pavadinimas, jeigu neįvyksta pilna tunelinė jonizacija ir elektronas osciliuodamas jono aplinkoje neįgauna pilnai jonizacijai reikalingos energijos, laikui bėgant, jono kuloninis laukas elektroną gali sugrąžinti į surištają būseną, kuri, tikėtina, bus sužadintoji. Taigi, turime įvykių seką, kuri vedą į neutralaus sužadinto jono atsiradimą [32].

Šis sklaidos būdas, (kaip ir kiti aptartieji būdai literatūros apžvalgoje), yra stipriai priklausomas nuo spinduliuotės poliarizacijos: didžiausia sąveikos su jonu tikimybė yra

tiesinėje poliarizacijoje, tuo tarpu mažiausia – apskritiminės poliarizacijos atveju [32]. Žinant šį faktą, eksperimento metu ištyrėme, kaip pasireiškia šis sklaidos būdas didesnio atominio skaičiaus elementų plazmoje bei kokią mažiausią kiekybinę dedamąją turi neišpildytoji tunelinė jonizacija bendroje atvirkštinėje atomų sluoksnių užpildoje. Naudodami ketvirčio bangos ilgio plokštelę, tolygiai keitėme krintančios spinduliuotės poliarizaciją iš tiesinės į apskritiminę, tuo pačiu mažindami šios sklaidos tikimybę (19 pav.). Rezultatai parodė, jog neišpildytoji tunelinė jonizacija priklauso nuo poliarizacijos kaip Gauso skirstinys. Turint apskritiminę poliarizaciją, kvantinių šuolių iš sužadintųjų lygmenų per 1 s užfiksuojama apie 16000, tuo tarpu esant tiesinei poliarizacijai tomis pačiomis sąlygomis – apie 21000. Taigi, neišpildytosios tunelinės jonizacijos metu gaunama apie 24 % visų sužadintųjų elektronų.

Taigi, tunelinė jonizacija ir aprašytasis vadinamasis trijų žingsnių modelis (nemomentinė tunelinė jonizacija, elektrono greitinimas osciliuojant jono aplinkoje, pakartotinė sklaida) yra tinkami paaiškinti ir didesnio atominio skaičiaus elementų plazmų fiziką iš kokybinės pusės. Svarbu, jog tai galioja net ir mūsų atveju, kai turime tik dalinę plazmos atomų jonizaciją, nors daugelyje literatūros šaltinių tai pabrėžtinai taikoma tik lengvųjų elementų pilnos jonizacijos atveju [8, 9, 10, 13].

1.5. Plazmos temperatūra ir elektronų tankis. Šaltoji plazma.

Kaip jau minėta šios dalies 1.1. skyriuje, gautieji Ar ir Kr plazmos spektrai rodo, kad buvo suformuota mažos temperatūros plazma. Tai įrodo užfiksuota fotonų emisija, atitinkanti tarp sužadintųjų būsenų įvykusius šuolius. Vykstant tunelinei jonizacijai, lazerinis impulsas buvo pakankamai intensyvus, kad dalinai jonizuotų atomus, tačiau trumpesnis už laikotarpį, per kurį pasireiškia išlaisvintųjų elektronų tarpusavio sąveika ir spinduliuotės absorbcijos mechanizmai [10]. To pasekoje, plazmos elektronų energija liko pakankamai maža, t.y. mažesnė už sužadintųjų lygmenų ryšio energiją.

Tikslesnį gautųjų plazmų vidutinės temperatūros įvertinimą galėtume atlikti pritaikę Vietinės termodinaminės pusiausvyros modelį (ang. *Local thermal equilibrium - LTE*) [34, 35], kuris leidžia nustatyti plazmos temperatūrą pagal pasirinktų dviejų spektro linijų plotų santykį. Šis modelis gali būti taikomas, kai plazmos parametrus lemia smūginė sąveika. Kitaip tariant, sužadintųjų elektronų šuoliai į žemesnius lygius pagrinde turi vykti dėl netampriųjų smūgių su laisvaisiais plazmos elektronais [34]. Iš to išplaukia, kad yra reikalingas tam pakankamas plazmos elektronų tankis [34, 35], todėl pagrindinis reikalavimas, kurį turi atitikti plazma šiame modelyje yra:

$$n_e \geq 1,6 \cdot 10^{12} T^{\frac{1}{2}} (\Delta E)^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (52)$$

Čia n_e yra plazmos tankis, T (eV) – remiantis Vietinės termodinaminės pusiausvyros modeliu apskaičiuotoji plazmos temperatūra, o ΔE (eV) yra energijos skirtumas tarp skaičiavimuose naudotų dviejų linijų [35].

Kadangi, kaip įsitikinome, mūsų darbe eksperimente vyrauja priešingas procesas – elektronų šuoliai į žemesnius lygmenis pagrinde vyksta savaiminio spinduliavimo metu, energijų intervale iki kritinės plazmos susiformavimo pusiausvyros modelio taikyti negalime. Tačiau, kaip matome iš (17 pav.) vaizduojamos plazmos emisijos išvestinės pagal impulso energiją, maždaug nuo 1,35 mJ lazerio impulso energijos žadinamoje plazmoje pradeda formotis kritinio tankio sritis. Joje, tikėtina, elektronų tankis bus pakankamas (žr. literatūros apžvalgos skyrių 1.3.), kad galėtume įvertinti plazmos temperatūrą remiantis Vietinės termodinaminės pusiausvyros modeliu ir, tuo pačiu, tenkinti jai keliamą reikalavimą (52 formulė). Taigi, turime pagal prielaidos sąlygas apskaičiuoti plazmos temperatūrą ir tankį – pagal gautus rezultatus žinosime, ar reikalavimas tenkinamas.

Kritinės plazmos elektronų tankis pagal (12) formulę, kuri priklauso tik nuo lazerio dažnio (viena reikšmė abiejų dujų plazmoms):

$$n_c = \frac{\varepsilon m_e}{q_e^2} \omega^2.$$

Pagal eksperimento duomenis (1 lentelė) ir „NIST“ duomenų bazę, gauname, kad elektronų tankis yra $2,69 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Tada, pagal dviejų linijų plotų santykį apskaičiuojame abiejų plazmų temperatūrą T_e [35]:

$$kT_e = \frac{E' - E}{\ln \left(\frac{I \lambda^3 g' A'}{I' \lambda'^3 g A} \right)}. \quad (53)$$

Šioje formulėje I yra pilnas linijos plotas, λ – linijos bangos ilgis, g – statistinis svertinis koeficientas, A – šuolio tikimybė (Einšteino koeficientas), E – šuolio pradinio lygmens energija.

Atitinkami žymėjimai su apostrofomis žymi antrosios linijos parametrus.

1 lentelė. Plazmos temperatūros skaičiavimo parametrai, kai lazerio impulso energija yra 1,5 mJ (susiformavęs kritinio tankio sluoksnis).

	Bangos ilgis, nm	Linijos plotas	Statistinis svertinis koef.	Lygmens gyvavimo trukmė, s	Šuolio pradinis lygmuo, eV	Energijos skirtumas tarp šuolio lygmenų, eV
Argonas	763,5	10631,1	0,214	$4,08 \cdot 10^{-8}$	11,543	25,82
	811,52	9930,91	0,458	$3,02 \cdot 10^{-8}$	11,55	
Kriptonas	760,16	45964,55	0,27	$3,23 \cdot 10^{-8}$	9,92	24,27
	811,25	37424,92	0,5	$2,78 \cdot 10^{-8}$	9,915	

Gauname, kad argono plazmoje, susiformavus kritinio tankio sluoksniui, plazmos temperatūra yra 1,72 eV, tuo tarpu kriptono plazmoje – 1,19 eV. Atlikus Vietinės termodinaminės pusiausviros modelio sąlygos patikrinimą (52), gauname, jog argono atveju, kai $n_e = 2,69 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $n_e \gg 3,62 \cdot 10^{16}$, o kriptono atveju $n_e \gg 2,50 \cdot 10^{16}$. Modelis pritaikytas korektiškai.

Taigi, veikiant dujas lazerine spinduliuote, plazmos temperatūra buvo 1,72 eV argono atveju ir 1,19 eV kriptono atveju (esant didžiausiai impulso energijai – 1,5 mJ). Gautuosius duomenis galime palyginti su *bremsstrahlung* stabdomąja spinduliuote, matoma 12 pav. Jos metu, plazmos elektronų kinetinė energija virto atitinkamos energijos elektromagnetine spinduliuote. Kaip matome, argono atveju tai buvo apytiksliai 400 nm – 620 nm bangos ilgio spinduliuotė, o kriptono atveju 400 nm – 700 nm. Atitinkamai gauname, jog argono atveju stabdomosios spinduliuotės elektronų temperatūra buvo 2 eV – 3,1 eV, kriptono atveju buvo 1,78 eV – 3,1 eV. Taigi, įvertinus temperatūrą dviem nepriklausomais metodais, gauname labai panašias absoliutines vertes, taip pat, abiem atvejais kriptono temperatūra gaunama šiek tiek mažesnė.

Lazeriniam pluoštui veikiant inertinių dujų plazmą, teorijoje aptarti energijos absorbcijos mechanizmai nepasireiškė. Atvirkštinė stabdomojo rentgeno spinduliuotė yra smūginis absorbcijos mechanizmas. Kaip jau buvo minėta, mūsų eksperimento metu impulso trukmė buvo daug trumpesnė už laiką, kuris reikalingas smūginės sąveikos pasireiškimui plazmoje. Nesmūginiai sugerties mechanizmai, kaip matėme, turi specifinių reikalavimų, kurie nebuvo išpildyti. Rezonansinės absorbcijos atveju optimaliausia, kai lazerinė spinduliuotė krenta į taikinio paviršių 45° kampu, tačiau mūsų atveju taikinyje yra dujos, todėl sąlyga lieka visiškai neišpildyta (sąveikos kampas visada 90° laipsnių). Norint gauti efektyvų vakuuminį kaitinimą, reikalinga suderinti lazerio spinduliuotės dažnį ir spindulio plotį su plazmos parametrais (žr. literatūros apžvalgos 2.4. skyrių) – sąlyga taip pat neišpildyta.

2. Plazmos žadinimas KBr joniniame kristale.

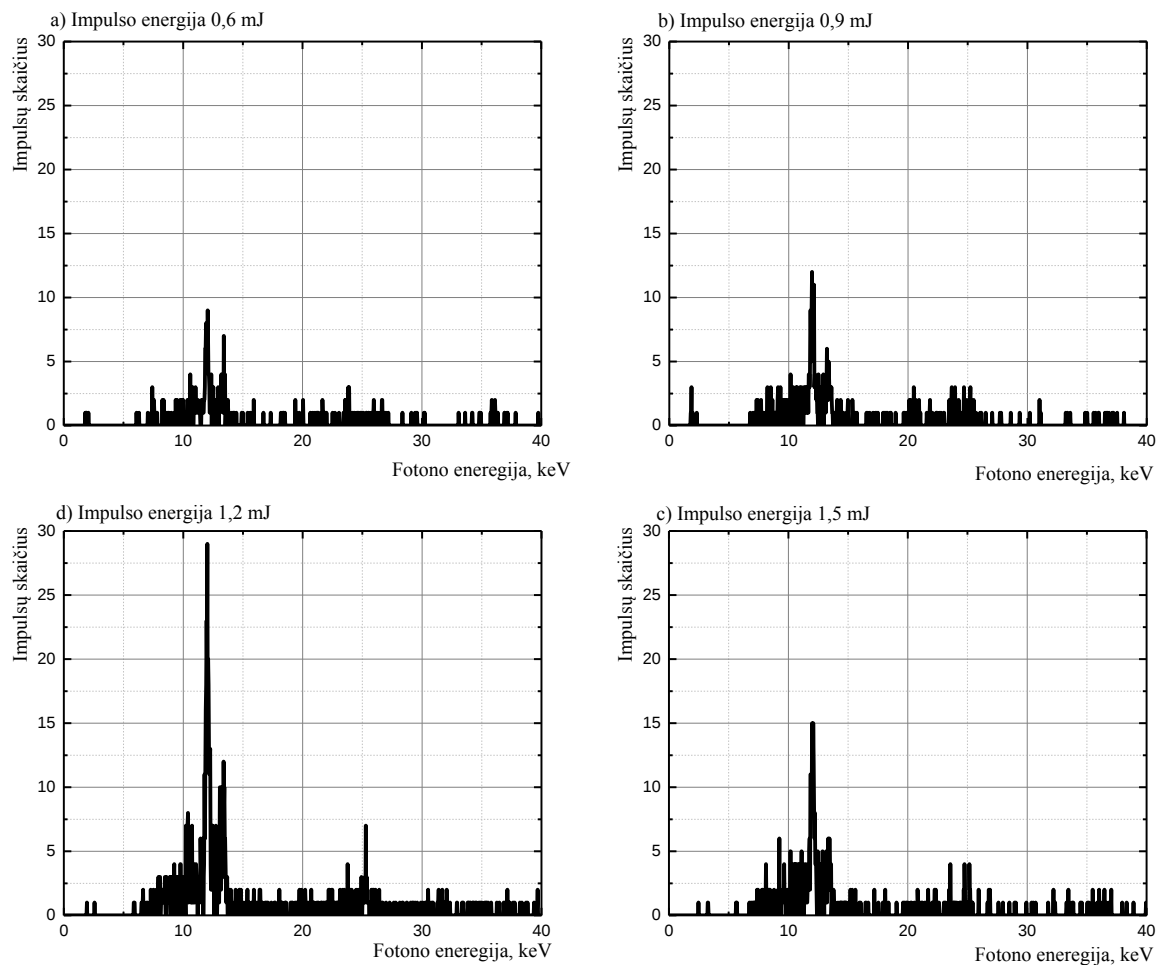
Eksperimentas pavyko – didelio tankio kalio bromido tabletę veikiant lazerinę spinduliuotę buvo gauta rentgeno spinduliuotės emisija.

Detektoriumi užfiksuota linijinė spinduliuotė bei ištisinis spektras (20 pav.). Pagal „NIST“ [31] duomenis, užfiksavome ryškias bromo K_α (kairioji ryškiausia smailė (20 pav.) – 11,92 keV) ir K_β linijas (pasislinkę į didesniųjų energijų pusę nuo K_α , ties 13,29 keV) (žr. literatūros apžvalgos 3.1. skyrių). Ištisinis spektras – *bremsstrahlung* stabdomoji spinduliuotė, kurią sukėlė dešimčių keV energijos elektronai. Taip pat, didesniųjų energijų pusėje, virš kontinuumo, matome nedideles smailes, kurios yra detektoriaus sutaptys [26]. Priklausomai

nuo detektoriaus laukimo laikotarpio, egzistuoja tikimybė, kad per tą laiką į detektorių pateiks ne vienas rentgeno spindulys (tačiau suminė impulsų energija bus užfiksuota kaip vieno fotono). Dėl to turimos sutaptys ir yra maždaug dvigubai didesnės energijos, negu intensyviausios smailės [26].

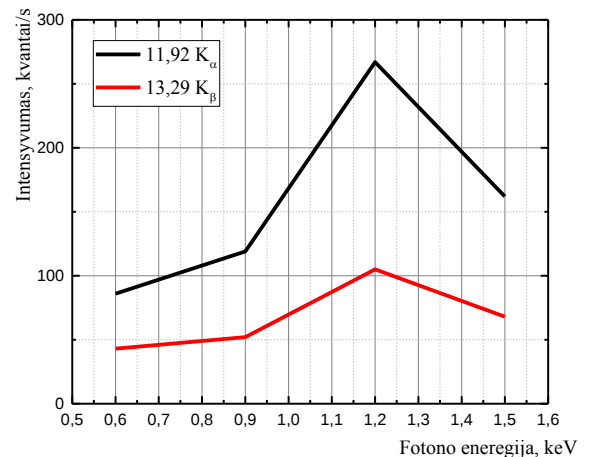
Remiantis Keldyšo parametru (27 formulė), vėl įvertiname, daugiafotonės ir tunelinės jonizacijų reikšmę. KBr išorinio elektronų sluoksnio jonizacijos energija laikome 8,11 eV (tai yra vidurkis iš pateiktų skirtingais metodais apskaičiuotų jonizacijos energijų „NIST“ duomenų sistemoje[31]). Gauname, kad šioje eksperimento dalyje $\gamma = 0,42$. Iš to išplaukia, kad jonizacija buvo mišri (nors tunelinė jonizacija pasireiškė stipriau).

Daugiafotonės jonizacijos metu, dėl perteklinės fotonų sugerties (ang. *above-threshold ionization*), veikusiai buvo sugeneruoti pirminiai greitieji plazmos elektronai, kurie iniciavo griūtinę (žr. literatūros apžvalgos 2.1, skyrių) jonizaciją, o vėliau ir teorijoje aprašytuosius lazerinės spinduliuotės energijos sugerties mechanizmus. Tokiu būdu paaiškinamas ištisinis didelės energijos stabdomosios spinduliuotės spektras. Linijinė rentgeno spinduliuotė taip pat kilo iš greitųjų elektronų keliamos smūginės jonizacijos, kurią lydi susietųjų atomo elektronų savaiminiai šuoliai į atsiradusias vakansijas.



20 pav. KBr plazmos Rentgeno spindulių emisijos priklausomybė nuo impulso energijos (a-d). Detektoriaus integravimo trukmė – 100 sekundžių (normuota).

Šioje eksperimento dalyje didžiausias pasiektas rentgeno spindulių emisijos intensyvumas buvo 267 K_{α} ir 105 K_{β} detektuoti kvantai per sekundę, ties 1,2 mJ impulso energija (21 pav.). KBr plazmoje taip pat susiformavo kritinės plazmos sluoksnis, kadangi didinant impulso energiją virš 1,2 mJ, rentgeno spindulių intensyvumas pradėjo mažėti – plazma pradėjo ekranuoti žadinančiąją spinduliuotę.



21 pav. KBr plazmos rentgeno spindulių linijinės emisijos intensyvumo priklausomybė nuo impulso energijos.

Taigi, šioje eksperimento dalyje turėjome plazmos kaitinimą ir rentgeno spinduliuotę gavome per „tradicinius“ mechanizmus, kadangi mažesnė KBr aukščiausiojo sluoksnio jonizacijos energija nulėmė daugiafotonės jonizacijos masto išaugimą ir plazmos kaitinimą.

IŠVADOS

- I. Įrodyta, jog Ar ir Kr plazmoje, tunelinės jonizacijos režime, atvirkštinė plazmos atomų sluoksnių užpilda pasireiškia ir dalinės jonizacijos būsenoje.
- II. Nustatyta eksperimento metu gautos šaltosios plazmos temperatūra ir tankis: argono plazmos temperatūra 1,72 eV, kriptono plazmos temperatūra 1,19 eV. Plazmos tankis, susiformavus kritinio tankio sluoksniui: $n_e = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.
- III. Ištirti tunelinės ir daugiafotonės jonizacijų mechanizmai lazerio-materijos sąveikos metu, remiantis Keldyšo parametru. Gauta: Ar ($\gamma_{Ar} = 0,055$), Kr ($\gamma_{Kr} = 0,058$) plazmose dominavo tunelinė jonizacija, tuo tarpu KBr nustatyta kombinuotoji jonizacija ($\gamma_{KBr} = 0,42$).
- IV. Gauta rentgeno spindulių emisija kalio bromido plazmoje (taikinio tankis : $\rho_{KBr} = 1,883 \text{ g/cm}^3$), maksimalus intensyvumas – 267 K_α ir 105 K_β kvantai per sekundę.
- V. Nustatyta, jog rentgeno spindulių generacija Ar bei Kr dujose yra įmanoma šaltojoje plazmoje, relaksacijos būdu, padidinus taikinio slėgį tankį (eksperimente turėjome dujų tankius $\rho_{Ar} = 0,0035 \text{ g/cm}^3$; $\rho_{Kr} = 0,0074 \text{ g/cm}^3$).

LITERATŪROS SĄRAŠAS

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson. Laser Electron Accelerator, *Physical Review Letters*, 1979, **43**, 267–270.
- [2] S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck and E. Lefebvre, Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators, *Reviews of Modern Physics*, 2013, **85**, 1.
- [3] A. Baguckis, Rentgeno fotonų generacija femtosekundiniais aukšto pasikartojimo dažnio šviesos impulsais kuriamoje plazmoje, magistrantūros studijų baigiamasis darbas, Vilniaus universitetas, 2017.
- [4] F. Zamponi, Z. Ansari, C. v. Korff Schmising, P. Rothhardt, N. Zhavoronkov, M. Woerner, T. Elsaesser, M. Bargheer, T. Trobitzsch-Ryll and M. Haschke, Femtosecond hard X-ray plasma sources with a kilohertz repetition rate, *Applied Physics A*, 2009, **96**, 51–58.
- [5] R. Rozman, I. Grabec and E. Govekar, Influence of absorption mechanisms on laser-induced plasma plume, *Applied Surface Science*, 2008, **254**, 3295–3305.
- [6] R. Fitzpatrick, *Introduction to Plasma Physics*. Austin: University of Texas at Austin, 1998.
- [7] N. H. Burnett and P.B. Corkum, Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization, *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, **6**, 1195–1199.
- [8] S. C. Rae and K. Burnett, Possible production of cold plasmas through optical-field-induced ionization, *Physical Review A*, 1992, **46**, 2077–2083.
- [9] K. Midorikawa, Y. Nagata, S. Kubodera, M. Obara and K. Toyoda, An Optical Field-Induced Ionization X-Ray Laser Using a Preformed Plasma Scheme, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1995, **1**, 931–940.
- [10] G. J. Pert, Recombination and population inversion in plasmas generated by tunneling ionization, *Physical Review E*, **73**, 066401.
- [11] H. Vaickus. Lazeriniais impulsais generuojamos plazmos elektronų energinio spektro modeliavimas, pagrindinių studijų kursinis darbas, Vilniaus universitetas, 2018.
- [12] U. Inan and M. Golkowski, *Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists*. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.

- [13] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda, Production of an extremely cold plasma by optical-field-induced ionization, *Physical Review A*, 1995, **51**, 1415–1419.
- [14] M. Mahdavi and S. F. Ghazizadeh, Linear Absorption Mechanisms in Laser Plasma Interactions, *Journal of Applied Sciences*, 2012, **12**, 12–21.
- [15] Sheng Zheng-Ming, Weng Su-Ming, Yu Lu-Le, Wang Wei-Min, Cui Yun-Qian, Chen Min and Zhang Jie, Absorption of ultrashort intense lasers in laser–solid interactions, *Chinese Physics B*, 2015, **24**, 015201.
- [16] G. Mainfray and C. Manus, Multiphoton ionisation of atoms, *Reports on Progress in Physics*, 1991, **54**, 1333–1372.
- [17] D. Giulietti and L. A. Gizzi, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas, *La Rivista del Nuovo Cimento*, 1998, **21**, 1] D. Giulietti and L. A. Gizzi, X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas, *La Rivista del Nuovo Cimento*, **21**, 1–93.
- [18] D. Paipulas, Lūžio rodiklio modifikavimas stikluose ir kristaluose veikiant ultratrumpaisiais lazerio impulsais, daktaro disertacija, Vilniaus universitetas, 2011.
- [19] S. M. Angel, S. Buckley, D. A. Cremers, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs, C. T. Garten Jr., J. J. Gonzalez, D. Hahn, A. Kumar, B. Lal, X. L. Mao, M. Martin, A. V. Palumbo, U. Pannem A. K. Rai, V. N. Rai, D. K. Rai, R. E. Russo, M. Sabsabi, L. St-Onge, J. Scaffidi, J. P. Singh (ed.), M. T. Taschuk, S. N. Thakur (ed.), Y. Y. Tsui and S. D. Wullschleger, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*. Elsevier Science, 2007.
- [20] E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Reviews of Modern Physics*, 2009, **81**, 1229–1285.
- [21] S. M. Weng, Z. M. Sheng and J. Zhang, Inverse bremsstrahlung absorption with nonlinear effects of high laser intensity and non-Maxwellian distribution, *Physical Review E*, 2009, **80**, 056406.
- [22] R. J. England, J. B. Rosenzweig and N. Barov, Plasma electron fluid motion and wave breaking near a density transition, *Physical Review E*, 2002, **66**, 016501.
- [23] B. Tsurutani and G. Lakhina, Some basic concepts of wave–particle interactions in collisionless plasmas. *Reviews of Geophysics*, 1997, **35**, 491–502.
- [24] F. Brunel, Not-So-Resonant, Resonant Absorption, *Physical Review Letters*, 1986, **59**, 52-55.

- [25] W. Lu, M. Tzoufras and C. Joshi. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime, *Physical Review Special Topics – accelerators and beams*, 2007, **10**, 061301.
- [26] A. Poškus, *Eksperimentinė branduolio fizika*. Vilnius: Vilniaus Universitetas, 2014.
- [27] D. Salzmann, Ch. Reich, I. Uschmann and E. Forster, Theory of Ka generation by femtosecond laser-produced hot electrons in thin foils, *Physical Review E*, 2002, **65**, 036402.
- [28] A. G. Mordovanakis, X-ray and Electron Generation in the Relativistic Lambda-Cubed Regime, doctoral dissertation, The University of Michigan, 2008.
- [29] MGF „Šviesos konversija“, internetinis puslapis, www.lightcon.com, [žiūrėta 2018-05-18].
- [30] A. J. Effenberger Jr. and J. R. Scott, Effect of Atmospheric Conditions on LIBS Spectra, *Sensors*, **10**, 4907–4925.
- [31] National Institute of Standards and Technology (NIST), data base, www.nist.gov/data [žiūrėta 2018-05-18].
- [32] T. Nubbemeyer, K. Gorling, A. Saenz, U. Eichmann and Sandner, Strong-Field Tunneling without Ionisation, *Physical Review Letters*, 2008, **101**, 233001.
- [33] P. B. Corkum, Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionisation, *Physical Review Letters*, 1993, **71**, 1994–1997.
- [34] S. S. Harilal, C. V. Bindhu, R. C. Issac, V. P. N. Nampoori and Vallabhan, Electron density and temperature measurements in a laser produced carbon plasma, *Journal of Applied Physics*, 1997, **82**, 2140.
- [35] Garamoon, Spectroscopic Study of Argon DC Glow Discharge, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2007, **35**, 1.
- [36] „X-Ray Data Booklet“, Center for X-ray Optics and Advanced Light Source Lawrence, Berkeley National Laboratory, data base, <http://xdb.lbl.gov>, [žiūrėta 2018-05-23].

SANTRAUKA

Šiame darbe gilinamasi į alternatyvius (mažiau ištirtus) didelės energijos spinduliuotės generacijos būdus, indukuojant plazmą lazeriniais impulsais. Eksperimentų metu buvo naudota lazerinė sistema „Pharos“: bangos ilgis $\lambda = 1028$ nm, impulso trukmė $\tau = 190$ fs, impulsų dažnis $\nu = 4$ kHz. Plazma žadinta $I = 5,9 \cdot 10^{18}$ W/cm² intensyvumo spinduliuote. Tyrimo objektais pasirinktos Ar ir Kr inertinės dujos bei KBr joninis kristalas.

Šiame darbe yra detaliai išnagrinėti plazmos fizikos pagrindai, aprašyti pagrindiniai lazerinės spinduliuotės-medžiagos sąveikos mechanizmai, pateiktas mechanizmų išvedimas/pagrindimas juos aprašančiomis lygtimis. Trumpai nusakomi kitų mokslinių grupių pasiekimai šioje srityje.

Darbe analizuojama skirtingų jonizacijos tipų – tunelinės ir daugiafotonės – įtaka didelės energijos spindulių generavimui, aprašytos ir išnagrinėtos šaltosios plazmos savybės kriptono ir argono dujose. Daug dėmesio skiriama šaltojoje plazmoje pasireiškiančiam atvirkštinės atominių sluoksnių užpildos fenomenui, parodoma, jog tokia užpilda gali formuotis plazmoje dar neįvykus pilnutinei pagrindinių lygmenų jonizacijai.

Tyrimų metu buvo gauta rentgeno spindulių generacija KBr kristale. Iškeliama idėja, jog tolimesnis Kr ir Ar plazmų tyrinėjimas yra perspektyvus esant dideliame taikinio slėgiui.

SUMMARY

In this work we are paying attention to mechanisms of high energy radiation generation in laser-induced plasma. During our experiments, we used laser system “Pharos”, which is located in the Center for Physical Sciences and Technology (FTMC). The main parameters of this system are: wavelength $\lambda = 1028$ nm, pulse duration $\tau = 190$ fs, frequency $\nu = 4$ kHz. The best intensity we achieved was $I = 5,9 \cdot 10^{18}$ W/cm², which was used during our experiments.

Here You can find a detail description of basic plasma physics. In addition, a laser-matter interaction mechanisms, as well as high energy generation mechanisms are analysed. Some achievements of other scientific groups in this area briefly mentioned.

A lot of attention we are paying for research of ionization mechanisms approach in generation of high energy radiation sources. As one of the promising alternative ways for X-rays generation, we investigate a plasma in a cold state (low energy plasma). As it is known, cold plasma may lead to inverse distribution in energy levels of plasma atoms. Due to this distribution, relaxation of electrons becomes possible, which is may be follow by high energy rays emission. We make a point in this work, that inverse distribution of atomic levels in plasma is possible even without a full ionisation of lower levels.

During our research, we managed to generate plasma in KBr ionic crystal, as well as to show a perspective of future research in Ar and Kr plasmas.

PRIEDAS NR. 1

1 lentelė. Argono linijų duomenys iš „NIST“ duomenų bazės [31].

Elementas	λ , nm	Teorinis bangos ilgis, nm	Eksperimentinis bangos ilgis, nm	Apatinis lygmuo				Viršutinis lygmuo			
				E_k , eV	Konfigūracija	Termas	J konst.	E_k , eV	Konfigūracija	Termas	J konst.
Ar I	1400000	415,859	415,85	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	14,528913	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5p$	$2[3/2]$	2
Ar I	280000	419,071	418,93	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	14,506068	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5p$	$2[1/2]$	2
Ar I	967000	420,067	420,02	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	14,499054	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 5p$	$2[5/2]$	3
Ar I	6390000	696,5430	696,43	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,327857	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[1/2]$	1
Ar I	3800000	706,7217	706,71	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,302227	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	2
Ar I	625000	714,7041	714,72	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,282639	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	1
Ar I	1830000	727,2935	727,24	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	1	13,327857	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[1/2]$	1
Ar I	8470000	738,3980	738,35	11,828071	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	1	13,302227	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	2
Ar I	44500000	750,3868	750,34	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	1	13,479887	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[1/2]$	0
Ar I	40200000	751,4651	751,39	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	1	13,273038	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[1/2]$	0
Ar I	24500000	763,5105	763,5	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	2	13,171778	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[3/2]$	2
Ar I	5180000	772,3760	772,46	11,72316	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,153144	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[3/2]$	1
Ar I	11700000	772,4207		11,72316	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	0	13,327857	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[1/2]$	1
Ar I	18600000	794,8176	794,81	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	0	13,282639	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	1
Ar I	4900000	800,6156	800,58	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	1	13,171778	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[3/2]$	2
Ar I	9280000	801,4785	801,45	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,094872	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[5/2]$	2
Ar I	25000000	810,3692	810,37	11,548354	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	1	13,153144	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[3/2]$	1
Ar I	33100000	811,5311	811,52	11,828071	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	2	13,075716	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[5/2]$	3
Ar I	15300000	826,4521	826,37	11,828071	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	1	13,327857	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[1/2]$	1
Ar I	22300000	840,8209	840,73	11,623593	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	1	13,302227	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	2
Ar I	21500000	842,4647	842,38	11,828071	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4s$	$2[3/2]^{\circ}$	1	13,094872	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{3/2}) 4p$	$2[5/2]$	2
Ar I	13900000	852,1441	852,1	11,828071	$3s^2 3p^5 (^2P^{\circ}_{1/2}) 4s$	$2[1/2]^{\circ}$	1	13,282639	$3s^2 3p^5 (2P^{\circ}_{1/2}) 4p$	$2[3/2]$	1
H I	44101000	656,279	656,18	9,1460911	$2s$ ($2S^{\circ}$)	$2[1/2]^{\circ}$	-	9,7492304	$3p$ ($2P^{\circ}$)	$2[1/2]^{\circ}$	-
O I	36900000	777,194	777,28	9,1460911	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$5S^{\circ}$	2	10,740931	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$5P$	3
O I	36900000	777,417		9,1460911	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$5S^{\circ}$	2	10,740476	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$5P$	2
O I	36900000	777,539		9,5213637	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$5S^{\circ}$	2	10,740225	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$5P$	1
O I	32200000	844,625	844,58	9,5213637	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$3S^{\circ}$	1	10,988881	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$3P$	0
O I	32200000	844,636		9,5213637	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$3S^{\circ}$	1	10,988862	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$3P$	2
O I	32200000	844,676		9,5213637	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3s$	$3S^{\circ}$	1	10,988792	$2s^2 2p^3 (4S^{\circ}) 3p$	$3P$	1

PRIEDAS NR. 2

2 lentelė. Kriptono linijų duomenys iš „NIST“ duomenų bazės [31].

Elementas	A, s ⁻¹	Teorinis bangos ilgis, nm	Eksperimentinis bangos ilgis, nm	Apatinis lygmuo				Viršutinis lygmuo			
				E _a , eV	Konfigūracija	Termas	J konst.	E _k , eV	Konfigūracija	Termas	J konst.
Kr I	2600000	427,396943	427,39	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	12,81533054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6p	² [³ / ₂]	2
Kr I	-	431,95795	431,91	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	12,78470916	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6p	² [⁵ / ₂]	3
Kr I	840000	436,264157	436,24	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	12,75638612	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6p	² [¹ / ₂]	1
Kr I	5600000	437,612159	437,55	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	12,86480286	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6p	² [¹ / ₂]	0
Kr I	2000000	439,996634	440	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	13,46068769	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})6p	² [³ / ₂]	2
Kr I	280000	556,222534	556,25	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	12,14365284	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	2
Kr I	2100000	557,028944	557,05	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	12,14042683	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [¹ / ₂]	1
Kr I	-	586,675017	586,8	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	12,75638612	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6p	² [¹ / ₂]	1
Kr I	1800000	587,091599	587,32	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	12,14365284	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	2
Kr I	-	645,628888	645,66	11,44304726	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [⁵ / ₂]	3	13,36287994	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})6d	² [⁷ / ₂] ^o	4
Kr I	51000000	758,74136	758,77	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	11,66602805	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [¹ / ₂]	0
Kr I	31000000	760,15457	760,16	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	11,54582268	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [³ / ₂]	2
Kr I	-	761,564	761,63	12,14365284	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	2	13,77123	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})7s	² [¹ / ₂] ^o	1
Kr I	49000000	768,52459	768,51	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	12,25646649	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [¹ / ₂]	0
Kr I	5600000	769,45401	769,37	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	11,52611581	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [³ / ₂]	1
Kr I	23000000	785,48233	785,45	10,56241421	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	0	12,14042683	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [¹ / ₂]	1
Kr I	19000000	805,95048	805,92	10,56241421	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	0	12,10035123	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	1
Kr I	-	810,402	810,39	11,44304726	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [⁵ / ₂]	3	12,972537	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5d	² [⁷ / ₂] ^o	4
Kr I	13000000	810,43660		9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	11,44465625	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [⁵ / ₂]	2
Kr I	36000000	811,29012	811,25	9,91523221	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	2	11,44304726	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [⁵ / ₂]	3
Kr I	-	813,298	813,24	12,14365284	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	2	13,6676982	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5d	² [⁵ / ₂] ^o	3
Kr I	11000000	819,00566	818,99	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	11,54582268	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [³ / ₂]	2
Kr I	35000000	826,32426	826,24	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	12,14365284	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	2
Kr I	19000000	828,10522	828,17	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	12,14042683	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [¹ / ₂]	1
Kr I	32000000	829,81099	829,73	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	11,52611581	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [³ / ₂]	1
Kr I	24000000	850,88728	850,79	10,64363477	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5s	² [¹ / ₂] ^o	1	12,10035123	4s ² 4p ⁵ (² P° _{1/2})5p	² [³ / ₂]	1
Kr I	27000000	877,67505	877,6	10,03240054	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5s	² [³ / ₂] ^o	1	11,44465625	4s ² 4p ⁵ (² P° _{3/2})5p	² [⁵ / ₂]	2

PRIEDAS NR. 3

3 lentelė. Argono ir kriptono atominių sluoksnių jonizacijos energijos [36].

	K - 1s	L ₁ - 2s	L ₂ - 2p _{1/2}	L ₃ - 2p _{3/2}	M ₁ - 3s	M ₂ - 3p _{1/2}	M ₃ - 3p _{3/2}	M ₄ - 3d _{3/2}	M ₅ - 3d _{5/2}	N ₁ - 4s	N ₂ - 4p _{1/2}	N ₃ - 4p _{3/2}
Ar	3205,9	326,3	250,6	248,4	29,3	15,9	15,7	-	-	-	-	-
Kr	14326	1921	1730,9	1678,4	292,8	222,2	214,4	95	93,8	27,5	14,1	14,1