

# Laserski inducirana lavinasta ionizacija u atmosferskom plazmenom mlazu helija

---

**Opančar, Aleksandar**

**Master's thesis / Diplomski rad**

**2020**

*Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj:* **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

*Permanent link / Trajna poveznica:* <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:578511>

*Rights / Prava:* [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

*Download date / Datum preuzimanja:* **2024-11-26**



*Repository / Repozitorij:*

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Aleksandar Opančar

LASERSKI INDUCIRANA LAVINASTA  
IONIZACIJA U ATMOSFERSKOM PLAZMENOM  
MLAZU HELIJA

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Aleksandar Opančar**

Diplomski rad

**Laserski inducirana lavinasta  
ionizacija u atmosferskom  
plazmenom mlazu helija**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Slobodan Milošević

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2020.

Ovaj diplomski rad izrađen je u Laboratoriju za lasersku spektroskopiju hladne plazme na Institutu za fiziku u Zagrebu pod mentorstvom dr. sc. Slobodana Miloševića.

Na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno–matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu rad je vodio doc. dr. sc. Željko Skoko

*Zahvaljujem mentoru dr. Slobodanu Miloševiću i dr. Deanu Popoviću što su me srdačno primili u svoj laboratorij, na svojoj pomoći pri izradi ovog rada i savjetima vezanima za fiziku, ali i šire.*

## Sažetak

Ovaj rad bavi se razvijanjem jedne eksperimentalne metode za mjerenje koncentracije elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu helija. Metoda se zasniva na postizanju laserskog sloma unutar plazmenog mlaza fokusiranjem nanosekundnog infracrvenog laserskog pulsa. Laserski puls povećava koncentraciju elektrona s vrijednosti u mlazu  $n_0$ , koju želimo saznati, na vrijednost  $n_f$  koju je lakše izmjeriti standardnim metodama. Ideja metode je iz koncentracije  $n_f$  izračunati koncentraciju  $n_0$ . Za tu potrebu razvijen je model evolucije laserske plazme koji omogućuje povezivanje koncentracija  $n_0$  i  $n_f$  preko energije laserskog pulsa. Korištenjem ove metode dobivena je vremenska ovisnost koncentracije elektrona u jednoj točki atmosferskog plazmenog mlaza helija. Dobivene vrijednosti dobro se uklapaju u vrijednosti iz literature. Korištenjem step motora automatizirano je pomicanje leće koja fokusira laserski puls u plazmeni mlaz. Sposobnost preciznog automatiziranog pomicanja fokusa otvara mogućnosti prostorno ovisnog mjerenja koncentracija u cijelom mlazu. U ovom je radu dobiven kvalitativni izgled koncentracije elektrona duž radijalne osi plazmenog mlaza. Pronađen je karakteristični *donut* oblik u primarnom izboju, ali ne i u sekundarnom izboju.

Ključne riječi: Laserski inducirani slom, atmosferski plazmeni mlaz, dijagnostika plazme, helij

# Laser-induced avalanche ionisation in a helium atmospheric pressure plasma jet

## Abstract

This paper deals with the development of an experimental method for measuring the electron density in a helium atmospheric pressure plasma jet (APPJ). The method is based on achieving a laser induced breakdown within the plasma jet by focusing a nanosecond infrared laser pulse. The laser pulse increases the electron density from the value in the jet  $n_0$ , which we want to find out, to the value  $n_f$ , which is easier to measure by standard methods. The idea of the method is to calculate the electron density  $n_0$  from the electron density  $n_f$ . For this purpose, a model of laser plasma evolution that enables the connection of the electron densities  $n_0$  and  $n_f$  via the laser pulse energy has been developed. Using this method, the time dependence of the electron density at one point of the helium APPJ was obtained. The values obtained fit well with the values from the literature. Using a stepper motor, the movement of the lens that focuses the laser pulse into the plasma jet is automated. The ability of precise automated focal spot translation opens up the possibility of spatially resolved measurement of electron density throughout the jet. In this paper, a qualitative electron density profile along the radial axis of the plasma jet is obtained. A characteristic donut shape was found in the primary discharge, but not in the secondary discharge.

Keywords: Laser induced breakdown, atmospheric pressure plasma jet, plasma diagnostics, helium

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Standardne dijagnostičke metode i nedostaci . . . . .	2
1.2	Metoda laserskog sloma . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Evolucija laserske plazme</b>	<b>5</b>
2.1	Stvaranje prvog slobodnog elektrona . . . . .	5
2.2	Postavke modela rasta laserske plazme . . . . .	7
2.3	Rješavanje modela rasta laserske plazme . . . . .	8
2.4	Izračun koeficijenta ionizacije $\nu_{EAI}$ . . . . .	15
2.5	Parametri modela . . . . .	18
2.6	Rezultati modela . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Opis eksperimenta</b>	<b>26</b>
3.1	Mjerenje širine fokusa . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Rezultati i diskusija</b>	<b>32</b>
4.1	Mjerenje u jednoj točki mlaza . . . . .	32
4.2	Horizontalni sken mlaza . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>42</b>
	<b>Literatura</b>	<b>43</b>



# 1 Uvod

Neravnotežne plazme intenzivno su proučavane u prošlom stoljeću za primjene u mikroelektronici, tretmanu materijala, proizvodnji ozona, u plazma zaslonima i rasvjeti te očuvanju okoliša [1, 2]. U posljednjih dvadesetak godina u fokus istraživanja dolaze atmosferski plazmeni mlazovi zbog raznih bioloških, poljoprivrednih i medicinskih primjena, od već postojećih, kao što su dezinfekcija i zacjeljivanje rana, tretman sjemena, hrane i vode, do onih gdje primjenu tek očekujemo, npr. liječenje nekih tipova raka [3–7].

Atmosferski plazmeni mlazovi su pogodni za takve primjene iz više razloga. Prvi je njihova neravnotežna priroda, tj. činjenica da elektroni i teške čestice (ioni i neutralne čestice) u plazmi imaju drastično različite temperature. Elektroni dostižu temperature oko 10 000 K i time stvaraju bogatstvo kemijskih i fizikalnih reakcija koje pokreću razne biološke procese u tkivu. S druge strane, temperatura teških čestica je tek nešto viša od sobne, što dopušta direktni tretman bez oštećivanja tretiranog tkiva. Drugi razlog za korištenje atmosferskih mlazova je to što plazma nije ograničena elektrodama niti vakuumskom komorom pa time ni dimenzija onog što tretiramo nije ograničena, a i sam uređaj je kompaktniji i pristupačnije cijene.

Za većinu ovih primjena bitna je mogućnost karakterizacije plazmenog mlaza, što podrazumijeva mogućnost određivanja koncentracije i temperature slobodnih elektrona, a to zahtijeva postojanje prikladnih dijagnostičkih metoda. Uz to, bitno je imati i fundamentalno razumijevanje fizikalnih procesa u pozadini stvaranja i propagacije plazmenog mlaza te simulacije koje će teoretske modele provjeravati uspoređivanjem s eksperimentalnim mjerenjima. Na svim tim frontovima ima još puno toga što nije u potpunosti objašnjeno i još i više mogućnosti za poboljšanje postojećih metoda ili istraživanje novih.

Ovaj rad nadovezuje se na članak [8], a bavi se istraživanjem jedne nove dijagnostičke metode koja povezuje laserske i atmosferske plazme te razradom fizikalnih procesa koji se nalaze u pozadini. U ovoj metodi koristimo laserski inducirani slom kako bismo dobili informaciju o koncentraciji slobodnih elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu.

## ***1.1 Standardne dijagnostičke metode i nedostaci***

Neke od standardnih neinvazivnih metoda za mjerenje koncentracije elektrona u plazmi su Thomsonovo raspršenje, Starkovo širenje linija i laserska interferometrija.

Thomsonovo raspršenje opisuje elastično raspršenje upadnog elektromagnetskog vala na slobodnim nabijenim česticama kao što su slobodni elektroni u plazmi [9]. Smatra se zlatnim standardom u određivanju temperature i koncentracije elektrona u niskotemperaturnim plazmama. Snaga raspršenog zračenja proporcionalna je koncentraciji elektrona pa je tako uz prethodnu kalibraciju moguće odrediti koncentraciju elektrona iz snage Thomsonovog signala. Temperatura elektrona određuje se iz Dopplerovog širenja raspršenog signala. Problem s korištenjem Thomsonovog raspršenja kao dijagnostičke metode je to što je dobiveni raspršeni signal izuzetno slab. Ako u ulaznom laserskom snopu ima  $10^{19}$  fotona/s, možemo očekivati da ćemo detektirati tek oko 10 fotona/s u raspršenom signalu. Zato je jako bitno imati vrlo osjetljive detektore i filtere koji blokiraju sav neželjeni šum od ostalih tipova raspršenja te neraspršenog lasera. Kako bi se dobio jači signal može se koristiti jači ulazni laser, no laser ne smije biti dovoljno jak da bitnije poremeti samu plazmu koju dijagnosticiramo.

Interakcija atoma ili molekula u plazmi s električnim poljem koje stvaraju slobodni elektroni uzrokuje efektivno skraćivanje života pobuđenih stanja te pripadno širenje prijelaznih linija koje nazivamo Starkovo širenje. Kada je doprinos elektrona znatno veći od doprinosa iona Starkovo širenje karakterizirano je Lorentzijskim profilom kojemu je širina direktno povezana s koncentracijom slobodnih elektrona. Kako bi ova metoda bila primjenjiva Starkovo širenje linija mora biti usporedivo ili veće od sudarnog i Dopplerovog širenja. Iz tog razloga Starkovo širenje dominantnije je na nižim tlakovima, no uzeto je u obzir u više slučajeva kod analize atmosferskih plazmi [10].

Princip mjerenja koncentracije elektrona laserskom interferometrijom zasniva se na činjenici da indeks loma plazme ovisi o frekvenciji plazme koja je jednostavno povezana s koncentracijom elektrona. Tako se mjerenjem pomaka faze lasera zbog promjene indeksa loma plazme dobiva podatak o koncentraciji elektrona. Problem nastaje u doprinosu promjene indeksa loma zbog Jouleovog zagrijavanja teških čestica laserskim snopom. Odvajanje ta dva doprinosa nužno je za točan izračun koncentracije elektrona.

Osim poteškoća specifičnih za svaku od ovih metoda postoji i zajednički temeljni problem sve tri metode kod primjene na atmosferske plazmene mlazove. Koncentracije elektrona u tipičnim atmosferskim plazmenim mlazovima znatno su manje od koncentracija elektrona u drugim tipovima plazmi. Ispada da sve tri metode imaju donji prag detekcije koncentracije elektrona ispod koje ne mogu pouzdano mjeriti. Za Thomsonovo raspršenje i Starkovo širenje taj prag detekcije iznosi oko  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ([11], str. 52), dok za lasersku interferometriju prag koncentracije elektrona iznosi oko  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [12]. Kao što ćemo vidjeti u poglavlju 4, vrijednosti koncentracija elektrona dobivene u ovom radu te vrijednosti iz literature dobivene indirektnim metodama su znatno niže od navedenih pragova detekcije. Iz tog razloga postoji potreba za novim dijagnostičkim metodama dobro prilagođenim atmosferskim plazmenim mlazovima.

## 1.2 Metoda laserskog sloma

Problem mjerenja malih koncentracija elektrona u atmosferskim plazmenim mlazovima rješavamo koristeći metodu laserskog sloma. Eksperimentalni postav, početna eksperimentalna mjerenja te princip metode predstavljani su u članku [8] dok je u ovom radu razvijen teoretski model nužan za funkcioniranje metode te su poboljšanjem eksperimentalnog postava dobiveni novi eksperimentalni rezultati.

Sa  $n_0$  označavamo koncentraciju elektrona u danoj točki atmosferskog plazmenog mlaza koju pokušavamo izmjeriti. Ideja metode je fokusiranjem laserskog pulsa u tu točku mlaza na poznat način povećati koncentraciju elektrona od  $n_0$  na  $n_f$  kojeg možemo odrediti. Poznat način ovdje podrazumijeva da iz vrijednosti  $n_f$  možemo jednoznačno izračunati početnu vrijednost  $n_0$  koju tražimo. Koncentracija  $n_f$  dovoljno je velika za dijagnosticiranje bilo kojom od standardnih dijagnostičkih metoda.

Laserski puls međudjeluje sa slobodnim i vezanim elektronima u plazmi te povećava koncentraciju elektrona stvarajući lasersku plazmu. Ako je energija laserskog pulsa dovoljno velika, dolazi do laserski inducirano sloma medija (*laser-induced breakdown*). Laserski inducirani slom karakteriziran je pojavom bljeska svjetlosti u fokusu lasera popraćenog karakterističnim zvukom pucketanja. Do toga dolazi kada se postigne kritična koncentracija elektrona  $n_{crit}$  koja uzrokuje značajnu apsorpciju i raspršenje laserske svjetlosti u inače optički transparentom mediju. To uzrokuje brzo

zagrijavanje plina na temperature čak preko  $10^6$  K čija ekspanzija uzrokuje spomenuti bljesak i zvuk. Kritična koncentracija elektrona  $n_{crit}$  u literaturi se najčešće definira kao udio  $\delta = 1/1000$  koncentracije neutralnih atoma [13], što na atmosferskom tlaku iznosi  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

S kritičnom koncentracijom elektrona usko je povezana i eksperimentalno poduprta karakteristika laserskog sloma, a to je prag potrebne energije laserskog pulsa za slom materijala [14]. Taj prag energije nazivamo energija sloma. Za laserske pulseve energije manje od energije sloma konačna koncentracija  $n_f$  manja je od kritične  $n_{crit}$  pa ne dolazi do sloma, tj. ne opažamo bljesak niti zvuk. Za pulseve energije veće od energije sloma konačna koncentracija  $n_f$  veća je od kritične i do sloma konzistentno dolazi pri svakom laserskom pulsu. Točno na energiji sloma do laserskog sloma ponekad dolazi, a ponekad ne, ovisno o malim fluktuacijama izlazne energije laserskog pulsa. Posljedica toga je da ako za metodu laserskog sloma koristimo laserski puls točno energije sloma znamo da je  $n_f \approx n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . U slučaju da je energija pulsa različita od energije sloma za određivanje vrijednosti  $n_f$  treba koristiti neku od standardnih dijagnostičkih metoda.

U poglavlju 2 predstavljen je model rasta laserske plazme koji omogućuje povezivanje koncentracija  $n_0$  i  $n_f$  preko energije laserskog pulsa  $E_L$ . U metodi laserskog sloma koristimo ga kako bismo iz poznate energije pulsa  $E_L$  i  $n_f$  izračunali  $n_0$ . Model dobro funkcionira za slom i u neutralnom heliju i u atmosferskom plazmenom mlazu helija. Ti se slučajevi razlikuju samo u stupnju početne ionizacije  $n_0$ . Energija sloma veća je za neutralni helij nego za plazmeni mlaz helija jer u slučaju plazmenog mlaza koncentracija elektrona već počinje s vrijednosti  $n_0$  dok u slučaju neutralnog helija laser prve takozvane *seed* elektrone treba tek osloboditi. Energiju sloma u neutralnom heliju označavamo  $E_{L0}$ .

U poglavlju 3 opisana je eksperimentalna metoda te su u poglavlju 4 prikazani rezultati dobiveni primjenom modela laserske plazme na eksperimentalna mjerenja.

## 2 Evolucija laserske plazme

U procesu stvaranja laserske plazme dominantna su dva doprinosa: međudjelovanje laserskih fotona sa slobodnim i vezanim elektronima [15]. Međudjelovanje sa slobodnim elektronima odvija se procesom obrnutog zakočnog zračenja (*Inverse Bremsstrahlung*). U tom procesu slobodni elektron apsorbira foton i preuzima njegovu kinetičku energiju. Kao i kod običnog zakočnog zračenja, i ovdje je potrebna treća čestica (najčešće je to drugi atom) kako bi zakoni očuvanja energije i impulsa mogli biti istovremeno zadovoljeni. Tako ubrzani elektroni sudaraju se s atomima koje uz dovoljno kinetičke energije mogu ionizirati i time stvoriti nove slobodne elektrone. Takav se postupak ponavlja i za novooslobođene elektrone dok traje laserski puls. Taj proces naziva se elektronska lavinasta ionizacija (*electron-avalanche ionisation*).

Međudjelovanje vezanih elektrona s laserskim fotonima nedovoljne energije za rezonantno pobuđenje može dovesti do multifotonske ionizacije ili do ionizacije iz već pobuđenih stanja. Multifotonska ionizacija je proces apsorpcije  $N$  fotona u kratkom vremenskom intervalu. Ovdje je  $N = \lceil E_i/(h\nu) \rceil$  broj fotona potreban za ionizaciju atoma koji je jednak omjeru ionizacijskog potencijala atoma i energije fotona zaokruženom na veći cijeli broj. Vremenski interval za multifotonsku ionizaciju dan je duljinom života virtualnih pobuđenih stanja koje iz načela neodređenosti iznose  $\Delta t \approx 1/(r\nu)$ , gdje je  $r$  broj virtualnog pobuđenog stanja ( $r=0, 1, \dots, N-1$ ), a  $\nu$  frekvencija laserskog fotona. Kako je potrebno da se na istom mjestu u kratkom vremenu nađe veći broj fotona, vjerojatnost multifotonske ionizacije jako ovisi o intenzitetu svjetlosti te broju fotona potrebnih za ionizaciju.

Međusobni odnos doprinosa lavinaste ionizacije i multifotonske ionizacije ovisi o broju  $N$ , o broju slobodnih elektrona i duljini trajanja laserskog pulsa. Što je veći broj fotona  $N$  potreban za ionizirati atom i što je dulji laserski puls, veći je doprinos lavinaste ionizacije. Doprinos multifotonske ionizacije bitan je dakle prvenstveno za UV laserske pulseve kraće od nanosekundnih te u početku formiranja laserske plazme kada još nema puno slobodnih elektrona.

### 2.1 Stvaranje prvog slobodnog elektrona

Za slučaj helija i Nd:YAG lasera valne duljine 1064 nm, odnosno energije fotona od 1.17 eV, broj fotona potrebnih za ionizaciju iznosi  $N = \lceil 24.48\text{eV}/1.17\text{eV} \rceil = \lceil 20.9 \rceil = 21$ .

U praksi je taj broj nešto manji zbog moguće djelomične rezonancije jednog od viših virtualnih stanja s nekim od pobuđenih stanja helija. Tada se proces može odvijati u dva koraka; prvo, multifotonsko pobuđenje sa  $N_1$  fotona do pobuđenog stanja, a zatim multifotonska ionizacija sa  $N - N_1$ . Tada je ograničavajuć onaj korak koji zahtijeva najviše fotona. U slučaju helija, to i dalje nije od velike pomoći jer se prvo pobuđeno stanje nalazi tek na 19.66 eV, za što je potrebno 17 fotona. Prilagodбом na eksperimentalna mjerenja za ovu energiju fotona dobiva se  $N_{exp} = (18 \pm 0.3)$  fotona [16].

Stopa multifotonske ionizacije dana je izrazom  $\nu_{MPI} = \sigma^N I^N / (h^N \nu^{2N-1} (N-1)!)$ , gdje je  $\sigma$  udarni presjek za apsorpciju fotona,  $I$  intenzitet lasera u fokusu,  $h$  Planckova konstanta,  $\nu$  frekvencija laserskog fotona, a  $N$  spomenuti broj fotona potreban za ionizaciju [13]. Kako je multifotonska ionizacija proces  $N$ -tog reda očekujemo da će stopa biti manja što je veći broj  $N$  jer se više fotona mora naći na istom mjestu u vrlo kratkom vremenu. To možemo pokazati i promatrajući omjer stopa multifotonske ionizacije za susjedne  $N$ . Korištenjem izraza za stopu multifotonske ionizacije dobivamo  $\nu_{MPI}(N+1)/\nu_{MPI}(N) = \sigma I / (h \nu^2 N)$ . Uvrštavanjem vrijednosti  $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$  [13],  $I = 10^{11} \text{ W cm}^{-2}$ ,  $\nu = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ , te  $N = 18$  dobivamo omjer  $\nu_{MPI}(N+1)/\nu_{MPI}(N) = 0.01$ . Dakle stopa multifotonske ionizacije relativno brzo pada kako se povećava broj  $N$ . Za slučaj helija pokazuje se da je ta stopa premala za osloboditi elektron dovoljno rano u laserskom pulsu pri intenzitetima koje koristimo. Nadalje, ovisnost intenziteta potrebnog za slom o frekvenciji lasera koju multifotonska ionizacija predviđa nije pronađena eksperimentalno [17]. S druge strane, za nastanak lavinaste ionizacije potrebni su slobodni elektroni pa se postavlja pitanje kako nastaju prvi *seed* elektroni koji pokreću lavinu.

Jedno moguće objašnjenje su slobodni elektroni koji se nalaze prirodno u atmosferi zbog zemaljske radijacije te prolaska UV i kozmičkih zraka. Takvi elektroni se oslobađaju frekvencijom reda veličine  $10 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ , ali se vrlo brzo vežu na elektronegativne atome i molekule stvarajući negativne ione [18]. Ravnotežna koncentracija takvih elektrona i iona je  $\approx 500\text{--}1000 \text{ cm}^{-3}$ , a kako je veličina fokusa lasera  $\approx 10^{-4} \text{ cm}^3$ , dobivamo šansu od tek oko 10% da se jedan slobodni elektron ili ion nađe u fokalnom volumenu za vrijeme trajanja laserskog pulsa. To nije dovoljno za objasniti reproducibilnost laserskog sloma kojeg dobivamo pri skoro svakom laserskom pulsu.

Najvjerojatnije objašnjenje za stvaranje prvog elektrona je prisutnost nečistoća u

heliju koje se multifotonskom ionizacijom mogu ionizirati puno lakše od helija. Na primjer, 1 ppm ugljikovodika u heliju bi zbog puno nižeg ionizacijskog potencijala ( $N \approx 4$ ) oslobodio elektron u prvoj nanosekundi laserskog pulsa [17]. Slično bi se moglo pokazati i za ostale nečistoće, npr. za molekulu dušika je  $N_{N_2} = 14$ , a kisika  $N_{O_2} = 11$ .

Koliko će se točno elektrona osloboditi ovim mehanizmom je od sporedne važnosti jer je stopa lavinaste ionizacije znatno veća već i kod prvog oslobođenog elektrona. Dok se multifotonskom ionizacijom nečistoća oslobodi drugi elektron, lavinasta ionizacija stvorit će znatno više novih slobodnih elektrona, a zbog eksponencijalne karakteristike lavinastog rasta svaki idući multifotonski elektron sve je manje bitan. Ono što je bitno je nastanak prvog *seed* elektrona relativno kratko nakon početka pulsa. Iz tog ćemo razloga nadalje uvijek pretpostavljati jedan slobodni elektron prisutan u fokalnom volumenu na početku pulsa te multifotonsku ionizaciju dalje nećemo uzimati u obzir.

## 2.2 Postavke modela rasta laserske plazme

Model rasta laserske plazme većim se dijelom oslanja na rad [19]. Krećemo od općenite jednadžbe kontinuiteta za koncentraciju elektrona

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\nu_{EAI} + D\nabla^2 n - Rn^2 - \beta nN - \nabla(n\vec{W}), \quad (2.1)$$

gdje je  $n(\vec{r}, t)$  koncentracija slobodnih elektrona u točki prostora  $\vec{r}$  i trenutku  $t$  nakon početka laserskog pulsa, a  $N$  koncentracija neutralnih atoma;  $n\nu_{EAI}$  je ukupna stopa elektronske lavinaste ionizacije;  $D$ ,  $R$  i  $\beta$  su redom koeficijenti elektronske difuzije, rekombinacije i vezanja na atome, a  $\vec{W}$  je driftna brzina elektrona. Ukupnu stopu ionizacije  $\nu_{EAI}$  možemo podijeliti na zbroj dva doprinosa: stopu ionizaciju jednostrukim sudarom elektrona s atomom  $\nu_i$  i stopu ionizacije  $\nu_{ex}$  atoma dovedenih u pobuđeno stanje sudarom elektrona te zatim brzo ioniziranih fotonom. Točni izraz za stopu ionizacije  $n\nu_{EAI}$  izvest ćemo u potpoglavlju 2.4, no za sada je bitno napomenuti da je koeficijent ionizacije na koordinati  $\vec{r}$  proporcionalan trenutnom intenzitetu laserske svjetlosti u danoj točki prostora tj.  $\nu_{EAI}(\vec{r}, t) \propto I(\vec{r}, t)$ .

Uzimajući u obzir da je plin s kojim radimo helij, možemo pojednostaviti jednadžbu 2.1. Plemeniti plinovi imaju zanemarivu stopu vezanja slobodnih elektrona

na atome pa možemo uzeti  $\beta=0$  [20]. Nadalje, kako elektromagnetsko polje lasera brzo oscilira, možemo očekivati da će usrednjena brzina elektrona iščezavati pa stavljamo  $\vec{W}=0$ . To nam ostavlja samo prva tri člana s desne strane jednadžbe 2.1; proizvodnju slobodnih elektrona ionizacijom te gubitke elektrona difuzijom iz fokalnog volumena i rekombinacijom s ionima. Omjeri tih doprinosa ovise o koeficijentima  $\nu_{EAI}$ ,  $D$ ,  $R$  i o koncentraciji elektrona. Ti koeficijenti ovise o plinu s kojim radimo te o tlaku plina. Generalno možemo definirati tri režima tlaka, niskotlačni režim gdje je pritisak plina dovoljno malen da je šansa rekombinacije elektrona i iona zanemariva, a dominantan mehanizam gubitka je difuzija, visokotlačni režim u kojem su rekombinacijski gubici daleko veći od difuzijskih te srednji režim tlaka gdje je postignuta koncentracija na kraju laserskog pulsa ograničena primarno trajanjem pulsa, a ne gubicima.

Kojim točno tlakovima odgovaraju ti režimi ovisi dakle o spomenutim koeficijentima plina kojeg koristimo. U slučaju helija, koeficijent rekombinacije elektrona s ionima  $R$  je vrlo malen ( $R < 4 \cdot 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  pri 300 K [21] te  $R < 2 \cdot 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  pri 1800 K [22], u odnosu na npr. argon, gdje je  $R_{argon} \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  pri 300 K [21]). Zbog toga očekujemo da će se visokotlačni režim pojaviti tek za tlakove znatno veće od atmosferskog. To potvrđuju i eksperimentalna mjerenja iz [19] gdje na tlakovima helija od 21 atm efekt rekombinacije i dalje nije bio značajan. Kako mi radimo na atmosferskom tlaku, možemo u jednadžbi 2.1 zanemariti rekombinacijski član. Što se tiče difuzije, u istom radu eksperimentalno je utvrđeno da difuzija nema značajnu ulogu na tlaku od 2.6 atm, no zbog ograničene snage lasera autori nisu mogli postići slom u heliju na tlakovima manjim od toga. Zbog toga zadržavamo difuzijski član u jednadžbi 2.1, no možemo očekivati da učinak difuzije neće biti drastičan.

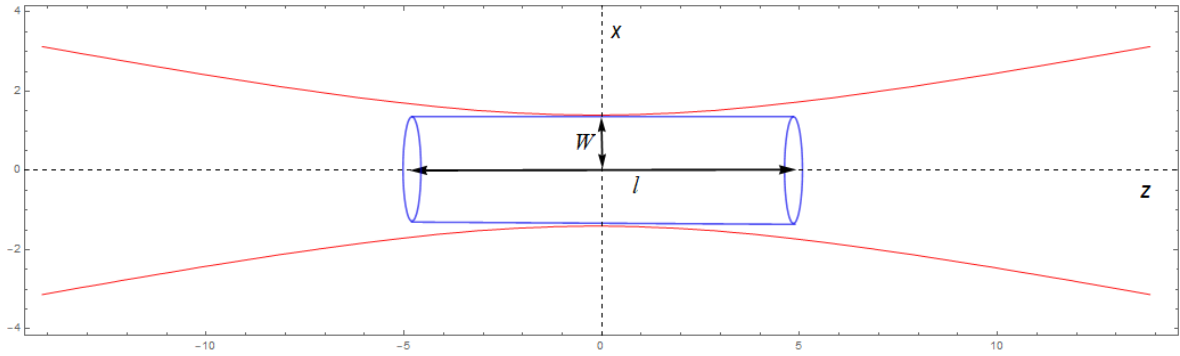
### 2.3 Rješavanje modela rasta laserske plazme

Nakon primijenjenih pojednostavljenja iz prošlog potpoglavlja jednadžba 2.1 reducira se na jednadžbu

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\nu_{EAI} + D\nabla^2 n \quad (2.2)$$

koju treba riješiti. Prostorna distribucija laserske svjetlosti fokusirane kroz jednostavnu konvergentnu leću može se u okolici struka aproksimirati valjkom čija se os podudara s optičkom osi leće tj. smjerom propagacije lasera [23] kao na slici 2.1.



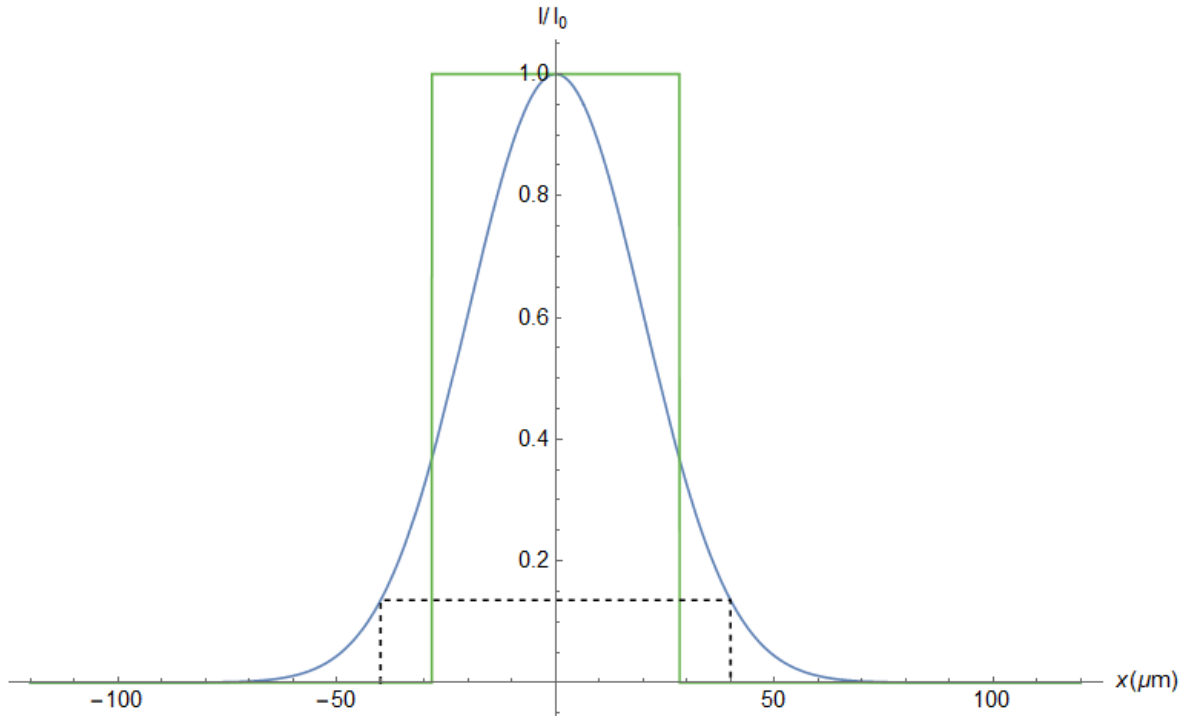


Slika 2.1: Aproksimacija fokalnog volumena lasera valjkom radijusa  $W$  i duljine  $l$ . Laser je prikazan crvenom bojom.

Iz tog razloga koristit ćemo cilindrični sustav za rješavanje jednadžbe 2.2. Duljina valjka  $l$  znatno je veća od promjera valjka  $2W$ , što se može vidjeti iz naših mjerenja dimenzija fokusa prikazanih u dijelu 3.1, a isti zaključak proizlazi i iz teorijske propagacije gaussijanske zrake. Udaljenost od struka do mjesta gdje je površina snopa duplo veća od površine u struku naziva se Rayleigh-eva duljina (*Rayleigh length*) i iznosi  $z_R = W^2\pi/\lambda \approx 0.5$  cm za  $W = 40$   $\mu\text{m}$  te  $\lambda = 1064$  nm. Iz tog razloga možemo zanemariti difuziju kroz baze valjka uzimajući u obzir samo difuziju kroz plašt.

Ako želimo dobiti analitičko rješenje jednadžbe 2.2, koeficijent  $\nu_{EAI}$  mora imati jednostavnu prostornu ovisnost, a kako je on proporcionalan intenzitetu lasera moramo koristiti pojednostavljeni radijalni profil intenziteta. U stvarnosti je radijalni profil lasera najčešće dan fundamentalnim TEM<sub>00</sub> gaussijanskim modom oblika  $I(\vec{r}, t) = I_0(t)e^{-2r^2/W^2}$ . Iz toga slijedi da je  $W$  udaljenost na kojoj intenzitet lasera pada na  $1/e^2$  vrijednosti u sredini kao što je prikazano na slici 2.2 iscrtkanom linijom. Pojednostavljeni profil koji koristimo bit će takozvani *flat top* profil lasera, prikazan zelenom bojom na slici 2.2, za koji je intenzitet jednak  $I_0$  unutar diska radijusa  $a = W/\sqrt{2}$ , a 0 izvan. Intenzitet  $I_0$  biramo zato da za  $r = 0$  što bolje aproksimiramo stvarni gaussijanski profil, dok  $a$  biramo tako da ukupne snage oba lasera budu jednake, tj. da  $P = \int I(\vec{r})dA$  bude isti u oba slučaja. S ovako odabranim radijusom  $a$ , snaga za oba profila iznosi  $P = W^2\pi I_0/2$ . Jednadžbu 2.2 ćemo dakle rješavati analitički koristeći ovakav pojednostavljeni intenzitet i numerički koristeći gaussijanski profil te usporediti rezultate.

Uzimajući pojednostavljeni profil možemo krenuti rješavati jednadžbu 2.2. Zbog pojednostavljenog profila intenziteta i koeficijent  $\nu_{EAI}$  je homogen unutar cilindra radijusa  $a$  te iščezava izvan. Za koeficijent difuzije  $D$  pretpostavljamo da nema pros-



Slika 2.2: Profil lasera duž osi okomite na smjer propagacije lasera. Realistični profil prikazan je plavom bojom, a pojednostavljeni profil zelenom. Iscrtkanom linijom označena je udaljenost  $W$ .

tornu ni vremensku ovisnost. Za koncentraciju elektrona  $n(\vec{r}, t)$  pretpostavljamo da ovisi samo o radijalnoj koordinati  $r$ , a ne i o koordinatama  $\phi$  i  $z$ , dakle postaje  $n(r, t)$ . Raspisivanjem laplasijana u cilindričnim koordinatama i zanemarivanjem derivacija po  $\phi$  i  $z$  te prostorne ovisnosti  $D$  dobivamo

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\nu_{EAI} + D\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{D}{r}\frac{\partial n}{\partial r}. \quad (2.3)$$

Jednadžbu možemo probati separirati koristeći standardni ansatz  $n(r, t) = R(r)T(t)$ . Uvrštavanjem u 2.3 dobivamo

$$R\frac{\partial T}{\partial t} = RT\nu_{EAI} + DT\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{DT}{r}\frac{\partial R}{\partial r}. \quad (2.4)$$

Jednadžbu 2.4 zasebno rješavamo na dijelovima  $r \leq a$  i  $r > a$  jer nam tada na pojedinom dijelu koeficijent  $\nu_{EAI}$  nema prostornu ovisnost. Dobivena rješenja zatim ćemo povezati na kružnici polumjera  $r = a$ . Krenimo prvo za dio  $r \leq a$  dijeljenjem obje strane jednadžbe 2.4 sa  $DRT$  i prebacivanjem člana sa  $\nu_{EAI}$  na lijevu stranu

$$\frac{1}{DT(t)}\frac{\partial T(t)}{\partial t} - \frac{\nu_{EAI}(t)}{D} = \frac{1}{R(r)}\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{R(r)r}\frac{\partial R}{\partial r}. \quad (2.5)$$

Ovisnosti o vremenu i prostoru istaknuli smo eksplicitno da naglasimo kako je na dijelu za koji rješavamo jednadžbu ( $r \leq a$ ) lijeva strana funkcija samo vremena, a desna samo prostora. Kako lijeva i desna strana jednadžbe moraju biti jednake za svaki  $r$  i svaki trenutak  $t$ , zaključujemo da svaka strana mora biti neovisno jednaka konstanti koju definiramo kao  $-\gamma^2$ . Tako iz parcijalne diferencijalne jednadžbe dobivamo dvije obične diferencijalne jednadžbe

$$\frac{1}{DT} \frac{dT}{dt} - \frac{\nu_{EAI}}{D} = -\gamma^2 \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{Rr} \frac{dR}{dr} = -\gamma^2. \quad (2.7)$$

U jednadžbi 2.7 uvodimo supstituciju  $p = \gamma r$  te množenjem s  $R$  i prebacivanjem članova na jednu stranu dobivamo

$$\frac{d^2R}{dp^2} + \frac{1}{p} \frac{dR}{dp} + R = 0, \quad (p = \gamma r). \quad (2.8)$$

Ovo je Besselova jednadžba nultog reda čije rješenje u općem obliku glasi

$$R(r) = C_1 J_0(p) + C_2 Y_0(p), \quad (2.9)$$

gdje su  $J_0$  i  $Y_0$  redom Besselove funkcije nultog reda prve i druge vrste, a  $C_1$  i  $C_2$  kompleksni koeficijenti. Kako funkcija  $Y_0(p)$  divergira u negativnu beskonačnost na osi fokusa ( $r = p = 0$ ) uzimamo da je koeficijent  $C_2 = 0$ , a koeficijent  $C_1$  možemo uzeti da je jednak 1. Dakle rješenje radijalnog dijela jednadžbe 2.3 je

$$R(r) = J_0(\gamma r), \quad 0 \leq r \leq a. \quad (2.10)$$

Jednadžba 2.6 može se jednostavno riješiti separacijom varijabli te integriranjem, čime dobivamo

$$T(t) = C \exp \left( \int_0^t \nu_{EAI}(t') dt' - \gamma^2 Dt \right), \quad (2.11)$$

pri čemu je  $C$  konstanta, a  $\exp()$  označava eksponencijalnu funkciju. Kombiniranjem izraza 2.10 i 2.12 možemo dobiti izraz za koncentraciju elektrona unutar diska polu-

mjera  $a$  kao

$$n_u(r, t) = n_{u0} J_0(\gamma r) \exp\left(\int_0^t \nu_{EAI}(t') dt' - \gamma^2 Dt\right), \quad 0 \leq r \leq a, \quad (2.12)$$

gdje je  $n_{u0}$  koncentracija elektrona u ishodištu u trenutku  $t = 0$ .

Još trebamo pronaći rješenje za  $r > a$ . Istim postupkom separacije kao i za  $r \leq a$  dobivamo jednadžbe

$$\frac{1}{DT} \frac{dT}{dt} = \eta^2, \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{Rr} \frac{dR}{dr} = \eta^2, \quad (2.14)$$

no u ovom smo slučaju zapisali konstantu separacije kao  $+\eta^2$ . Razlog zašto smo za  $r \leq a$  odabrali negativnu konstantu separacije, a za  $r > a$  pozitivnu može se vidjeti u izrazu 2.11. Na području gdje je  $\nu_{EAI} > 0$  imamo stvaranje slobodnih elektrona, a difuzija predstavlja mehanizam napuštanja elektrona i zato ima negativan predznak. S druge strane na području gdje je  $\nu_{EAI} = 0$  nema stvaranja slobodnih elektrona, a difuzija ima pozitivan predznak jer predstavlja dotok slobodnih elektrona iz unutrašnjeg područja. Koji predznak pretpostavimo naravno neće utjecati na konačni rezultat, no pretpostavljanje fizikalno smislenog predznaka olakšava odabir rješenja radijalnog dijela jednadžbe kao što ćemo sada vidjeti. Uvođenjem supstitucije  $q = \eta r$  u jednadžbu 2.14 dobivamo

$$\frac{d^2 R}{dq^2} + \frac{1}{q} \frac{dR}{dq} - R = 0, \quad (q = \eta r). \quad (2.15)$$

Ovo je modificirana Besselova jednadžba nultog reda kojoj je rješenje

$$R(r) = C_1 I_0(\eta r) + C_2 K_0(\eta r), \quad (2.16)$$

pri čemu su  $I_0$  i  $K_0$  modificirane Besselove funkcije nultog reda prve i druge vrste. Zbog dobrog odabira predznaka separacijske konstante ponovo možemo odbaciti jedno od rješenja. U ovom slučaju to je  $I_0(\eta r)$  koji teži u beskonačno kako  $r$  ide u beskonačno pa uzimamo  $C_1 = 0$  te  $C_2 = 1$ .

Jednadžbu 2.13 ponovno možemo jednostavno riješiti metodom separacije varijabli te kao konačni izraz za koncentraciju elektrona izvan diska polumjera  $a$  dobiti

$$n_i(r, t) = n_{i0} K_0(\eta r) \exp(\eta^2 Dt), \quad r > a. \quad (2.17)$$

Kako je  $n_{u0}$  definiran početnim uvjetom na koncentraciju elektrona u ishodištu, imamo 3 slobodne konstante ( $\gamma, n_{i0}, \eta$ ) za spojiti rješenja. Dvije jednađbe možemo dobiti tako da zahtijevamo neprekidnost funkcije  $n(r, t)$  i derivacije  $dn(r, t)/dr$  za  $r = a$  i  $t = 0$ . Treću jednađbu dobivamo iz uvjeta da funkcija ostane neprekidna u  $r = a$  za svaki  $t$ . Primjenom ovih zahtjeva na izraze 2.12 i 2.17 dobivamo

$$n_{u0} J_0(\gamma a) = n_{i0} K_0(\eta a), \quad (2.18)$$

$$n_{u0} \gamma J_1(\gamma a) = n_{i0} \eta K_1(\eta a), \quad (2.19)$$

$$\int_0^t \nu_{EAI}(t') dt' - \gamma^2 Dt = \eta^2 Dt, \quad (2.20)$$

gdje smo u jednađbi 2.19 iskoristili svojstva deriviranja Besselovih funkcija tj.  $J_0'(r) = -J_1(r)$  te  $K_0'(r) = -K_1(r)$ . Problem nastaje kada pokušamo zadovoljiti jednađbu 2.20. Za proizvoljnu funkciju  $\nu_{EAI}(t)$  jednađba 2.20 može se zadovoljiti samo ako dopustimo da su  $\gamma$  i  $\eta$  funkcije vremena što se protivi našoj početnoj pretpostavci pri separiranju jednađbe 2.3; da je  $R(r)$  funkcija samo prostora, a  $T(t)$  samo vremena. To znači da se općenito jednađba 2.3 ne može dobro povezati u  $r = a$  za svaki  $t$  koristeći separaciju sa ansatzom  $n(r, t) = R(r)T(t)$ , no postoje bar dva načina kako tome doskočiti.

Prvi način je iskorišten u [19] i svodi se na to da pretpostavimo da se na udaljenosti  $r = a$  nalazi uzemljeni plašt koji skuplja i uklanja sve slobodne elektrone koji dođu do njega pa je  $n(r \geq a, t) = 0$ . Slijedi dakle da je  $n_{20} = 0$  te iz rubnog uvjeta za  $n$  možemo dobiti  $J_0(\gamma a) = 0$ . Uzimanjem prve nultočke Besselove funkcije  $J_0$  dobivamo  $\gamma a = 2.4048$ , odnosno  $\gamma = 2.4048/a$ . Ukupno rješenje za koncentraciju elektrona tada je

$$n_1(r, t) = \begin{cases} n_0 J_0\left(\frac{2.4048r}{a}\right) \exp\left(\int_0^t \nu_{EAI}(t') dt' - \left(\frac{2.4048}{a}\right)^2 Dt\right), & r \leq a, \\ 0, & r > a. \end{cases} \quad (2.21)$$

Problem s tim pristupom je što u stvarnosti nemamo uzemljeni plašt na  $r = a$  koji hvata slobodne elektrone. Očekujemo da ćemo koristeći izraz 2.21 precijeniti efekt difuzije, no hoće li to igrati značajnu ulogu ili ne, ovisi o koeficijentu difuzije. Što je veći koeficijent difuzije za isti  $\nu_{EAI}$ , to će veću grešku činiti pretpostavka da je  $n(a, t) = 0$ .

Drugi pristup zasniva se na tome da nam je bitna samo konačna koncentracija elektrona na kraju laserskog pulsa, a ne i točna evolucija do te koncentracije. Imajući to na umu, ako pogledamo izraz 2.12 vidimo da konačna koncentracija ovisi samo o ukupnom integralu  $\int_0^{t_p} \nu_{EAI}(t) dt$ , a ne i o pojedinostima vremenske ovisnosti  $\nu_{EAI}(t)$ . To nam omogućava da  $\nu_{EAI}(t)$  zamijenimo srednjom vrijednosti  $\overline{\nu_{EAI}}$  koju definiramo kao

$$\overline{\nu_{EAI}} = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} \nu_{EAI}(t) dt, \quad (2.22)$$

pri čemu je  $t_p$  vrijeme trajanja laserskog pulsa. Koristeći takav konstantni koeficijent ionizacije jednadžbu 2.20 možemo zadovoljiti s konstantnim  $\gamma$  i  $\eta$ . Iz jednadžbe 2.20 dakle slijedi

$$\eta = \sqrt{\frac{\overline{\nu_{EAI}}}{D} - \gamma^2}. \quad (2.23)$$

Dijeljenjem izraza 2.19 s 2.18 te uvrštavanjem  $\eta$  iz 2.23 dobivamo jednadžbu za  $\gamma$

$$\gamma \frac{J_1(\gamma a)}{J_0(\gamma a)} = \sqrt{\frac{\overline{\nu_{EAI}}}{D} - \gamma^2} \frac{K_1\left(\sqrt{\frac{\overline{\nu_{EAI}}}{D} - \gamma^2} a\right)}{K_0\left(\sqrt{\frac{\overline{\nu_{EAI}}}{D} - \gamma^2} a\right)}. \quad (2.24)$$

Ovu jednadžbu moramo riješiti grafički ili numerički, za što moramo znati iznose  $\overline{\nu_{EAI}}$ ,  $D$  i  $a$ . Uvrštavanjem dobivene vrijednosti za  $\gamma$  u jednadžbu 2.18 možemo izračunati  $n_{i0}$ . Ukupno rješenje za koncentraciju elektrona tada izgleda

$$n_2(r, t) = \begin{cases} n_0 J_0(\gamma r) \exp(\overline{\nu_{EAI}} t - \gamma^2 D t), & r \leq a, \\ n_{i0} K_0\left(\sqrt{\frac{\overline{\nu_{EAI}}}{D} - \gamma^2} r\right) \exp(\overline{\nu_{EAI}} t - \gamma^2 D t), & r > a, \end{cases} \quad (2.25)$$

gdje treba ubaciti izračunate  $\gamma$  i  $n_{i0}$ , dok  $n_0$  biramo iz početnog uvjeta za koncentraciju elektrona.

Prednost ove metode je što smo dobili realističnu radijalnu ovisnost i konačnu koncentraciju elektrona zbog točnijeg računa difuzije u odnosu na izraz 2.21. Za to smo platili nerealističnom vremenskom ovisnosti koncentracije elektrona jer smo

stvarnu ovisnost  $\nu_{EAI}(t)$  zamijenili srednjom vrijednosti za vrijeme pulsa. Također jedan nedostatak ovog pristupa je to što ne možemo napisati potpuni konačni izraz za koncentraciju elektrona jer konstante  $\gamma$  i  $n_{i0}$  moramo izračunati numerički za svaki set parametara  $\overline{\nu_{EAI}}$ ,  $D$  i  $a$ . Treba još napomenuti da je izraz 2.25 valjan samo za vrijeme trajanja pulsa, tj. za  $0 \leq t \leq t_p$ .

U obje ove metode napravljeno je par nužnih pojednostavljenja kako bismo uspjeli dobiti analitičko rješenje. Koliko su ta pojednostavljenja bila opravdana pokazat će usporedba s numeričkim rješenjem jednadžbe 2.3. Recipročna vrijednost konstante  $\gamma$  naziva se karakteristična difuzijska duljina. U izrazu 2.21 ona iznosi  $a/2.4048$ , a u izrazu 2.25 treba je još odrediti. Karakteristična difuzijska duljina predstavlja očekivanu udaljenost koju elektron prođe od svog oslobađanja do izlaska iz područja stvaranja slobodnih elektrona. Kako bismo išli dalje s izrazima 2.19 i 2.25, trebamo izvesti točan izraz za koeficijent ionizacije  $\nu_{EAI}$

## 2.4 Izračun koeficijenta ionizacije $\nu_{EAI}$

Za povezivanje koeficijenta ionizacije  $\nu_{EAI}$  s intenzitetom lasera u fokusu  $I$  postoje dva pristupa: klasični i kvantni. Za naš slučaj, gdje je energija fotona puno manja od ionizacijskog potencijala ( $E_i \approx 21h\nu$ ), oba pristupa daju isti rezultat. Zanimljivo je da klasični pristup daje dobar rezultat čak i kad su energija fotona i energija ionizacije usporedive, što na prvu ne bismo očekivali. Taj fenomen te ekvivalencija kvantnog i klasičnog pristupa razrađeni su u [24]. Kvantni pristup podrazumijeva izračun udarnog presjeka za obrnuto zakočno zračenje, tj. apsorpciju fotona od strane slobodnog elektrona uz prisustvo atoma ili iona. Mi ćemo predstaviti i koristiti klasični pristup u kojem koristimo klasičnu teoriju interakcije elektrona s elektromagnetskim zračenjem.

Kod klasičnog izračuna od velike su pomoći dva koncepta: koncept efektivnog električnog polja te zakon sličnosti (*similarity law*). Ideja efektivnog električnog polja je zamijeniti stvarno oscilirajuće električno polje  $E(t)$  kružne frekvencije  $\omega$  efektivnim statičnim poljem  $E_{eff}$  koje daje jednak prijenos energije na elektrone. Koristeći efektivno polje  $E_{eff}$  možemo koristiti ionizacijske i transportne koeficijente za statično polje koji su više eksperimentalno potkrijepljeni od odgovarajućih koeficijenata za oscilirajuće polje, pogotovo za optičke frekvencije. Teorija efektivnog polja

razrađena je u [25]. Izraz za efektivno polje možemo izvesti počevši od interakcije elektrona s prostorno uniformnim električnim poljem  $\vec{E}(t) = E_0 \sin(\omega t) \hat{x}$ . Koristimo model Lorentzovog oscilatora [26]

$$m(dv/dt) + m\nu_m v = -eE_0 \sin(\omega t), \quad (2.26)$$

gdje je  $m$  masa elektrona,  $e$  naboj elektrona,  $v$  brzina u  $\hat{x}$  smjeru, a  $\nu_m$  frekvencija sudara elektrona s atomima, za koju pretpostavljamo da ne ovisi o energiji elektrona. Član  $m\nu_m v$  predstavlja efektivno viskozno gušenje zbog elastičnih sudara s atomima. Harmonički član  $\omega_0^2 x$  smo ispustili jer promatramo slobodne elektrone pa je  $\omega_0 = 0$ . Uvrštavanjem ansatza  $v(t) = A \cos(\omega t + \phi)$  u jednadžbu 2.26 dobivamo izraz za brzinu nakon što homogeno rješenje odumre

$$v = \frac{eE_0}{m\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \cos(\omega t + \phi), \quad \text{tg}(\phi) = \frac{\nu_m}{\omega}. \quad (2.27)$$

Srednju snagu  $P$  koje električno polje prenosi na elektrone po jedinici volumena možemo izračunati kao

$$P = n \langle -eE \cdot v \rangle = -\frac{ne^2 E_0^2}{m\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \langle \sin(\omega t) \cos(\omega t + \phi) \rangle, \quad (2.28)$$

gdje uglate zagrade označavaju usrednjavanje po periodu. Raspisivanjem kosinusa po adicijskoj formuli i uzimanjem srednjih vrijednosti  $\langle \sin^2(\omega t) \rangle = \langle \cos^2(\omega t) \rangle = 1/2$  te  $\langle \sin(\omega t) \cos(\omega t) \rangle = 0$  dobivamo

$$P = \frac{ne^2 \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m^2)} \frac{E_0^2}{2}. \quad (2.29)$$

Primjećujemo da ako nema elastičnih sudara ( $\nu_m = 0$ ) snaga  $P$  iščezava. To je zato što su u tom slučaju električno polje i brzina u protufazi. Električno polje predaje energiju elektronu samo u tranzijentnom periodu, no nakon što se elektroni jednom ubrzaju nastavljaju harmonički oscilirati jednolikom amplitudom. U ovom modelu elastični sudari su uvedeni kroz kontinuirano viskozno gušenje, što daje dobar izraz za  $P$ , no ne daje dobru intuitivnu sliku. Uloga elastičnih sudara zapravo je ta da u diskretnim trenucima sudara nasumično promijeni fazu između brzine i električnog polja. To dopušta električnom polju da preda još energije elektronu dok se ne pos-



tigne novo ravnotežno stanje, ali sada s većom amplitudom oscilacije, tj. većom kinetičkom energijom. Takav postupak se ponavlja sve dok elektron ne primi dovoljno energije za neelastični sudar s atomom u kojem dolazi do ionizacije ili pobuđenja.

Sad kad smo izveli izraz za srednju snagu koje oscilatorno električno polje predaje elektronima, trebamo još dobiti odgovarajući izraz za statično električno polje. To možemo dobiti iz Drudeovog modela vodljivosti. Snaga  $P_{DC}$  po jedinici volumena  $V$  za DC struju dana je s

$$P_{DC} = \frac{IU}{V} = \frac{JAE d}{V} = JE = \sigma E^2, \quad (2.30)$$

gdje smo iskoristili definicije napona i gustoće struje u drugoj jednakosti, a Ohmov zakon u trećoj. Uvrštavajući Drudeovu vodljivost  $\sigma = ne^2/(m\nu_m)$  u izraz 2.30 dobivamo

$$P_{DC} = \frac{ne^2}{m\nu_m} E^2. \quad (2.31)$$

Primijetimo da bismo dobili krivi rezultat za  $P_{DC}$  za faktor 1/2 da smo samo u izraz za  $P$  uvrstili  $\omega = 0$ . Greška bi nastala kod usrednjavanja trigonometrijskih funkcija jer ranije dani izrazi za srednje vrijednosti ne vrijede za  $\omega = 0$ .

Naposljetku možemo izvesti izraz za efektivno električno polje  $E_{eff}$  tako da zahtijevamo da je snaga koju oscilatorno polje  $E(t)$  predaje elektronima jednaka snazi koju bi predavalo efektivno statično polje  $E_{eff}$ , tj.  $P(E(t)) = P_{DC}(E_{eff})$ . Korištenjem izraza 2.29 i 2.31 dobivamo izraz za efektivno električno polje

$$E_{eff} = \frac{\nu_m}{\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}} \frac{E_0}{\sqrt{2}}. \quad (2.32)$$

Pomoću izraza 2.32 sada možemo koristiti efektivne statičke koeficijente ionizacije i pobuđenja.

Zakon sličnosti pomaže nam povezati različite parametarske prostore kroz pravila skaliranja. Bez ulaženja u detalje, ispada da se u kinetičkim jednadžbama driftna brzina  $W$ , srednja elektronska energija, reducirani ionizacijski koeficijenti i dr. uvijek pojavljuju samo kao funkcije omjera  $E/N$  zvanog reducirano električno polje, gdje je  $E$  električno polje, a  $N$  koncentracija atoma. To znatno olakšava eksperimentalno mjerenje, ali i korištenje eksperimentalnih parametara jer je dovoljno mjeriti ovisnost samo o  $E/N$ , a ne o  $E$  i  $N$  zasebno. Zakon sličnosti dobro funkcionira za široko

područje  $E$  i  $N$ . Dokaz zakona sličnosti može se pronaći u [27] na str. 94.

Koristeći koncept efektivnog električnog polja možemo povezati koeficijent ionizacije za lasersku svjetlost  $\nu_{EAI} = \nu_i + \nu_{ex}$  s koeficijentima ionizacije za statičko električko polje

$$\frac{\nu_{EAI}}{N} = \frac{\nu_i + \nu_{ex}}{N} = \frac{W(\alpha + \theta)}{N}, \quad (2.33)$$

gdje je  $\alpha$  Townsendov primarni ionizacijski koeficijent,  $\theta$  koeficijent pobuđenja,  $N$  je koncentracija atoma, a  $W$  driftna brzina u efektivnom statičnom polju. Zbog zakona sličnosti su driftna brzina  $W$  te reducirani koeficijenti  $\nu_i/N$  i  $\nu_{ex}/N$  otprilike proporcionalni reduciranom električnom polju  $E_{eff}/N$  pa možemo jednadžbu 2.33 napisati kao

$$\frac{\nu_{EAI}}{N} \simeq k \left( \frac{E_{eff}}{N} \right)^2, \quad (2.34)$$

pri čemu je  $k$  koeficijent proporcionalnosti. Eksperimentalna mjerenja iz više izvora objedinjena su u [19] i pokazuju da je izraz 2.34 dobro zadovoljen te za iznos koeficijenta  $k$  daju između  $7 \cdot 10^{20}$  i  $1.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{V}^{-2}$ .

Usrednjavanjem Poyntingovog vektora monokromatskog vala u vremenu dobivamo izraz za intenzitet elektromagnetskog polja [28]

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2, \quad (2.35)$$

gdje je  $E_0$  amplituda električnog polja, a  $c$  i  $\epsilon_0$  su brzina svjetlosti i permitivnost vakuuma. Kombiniranjem izraza 2.32, 2.34 i 2.35 možemo konačno dobiti izraz za koeficijent ionizacije  $\nu_{EAI}$

$$\nu_{EAI}(t) = \frac{k}{N \epsilon_0 c \omega^2 + \nu_m^2} I(t), \quad (2.36)$$

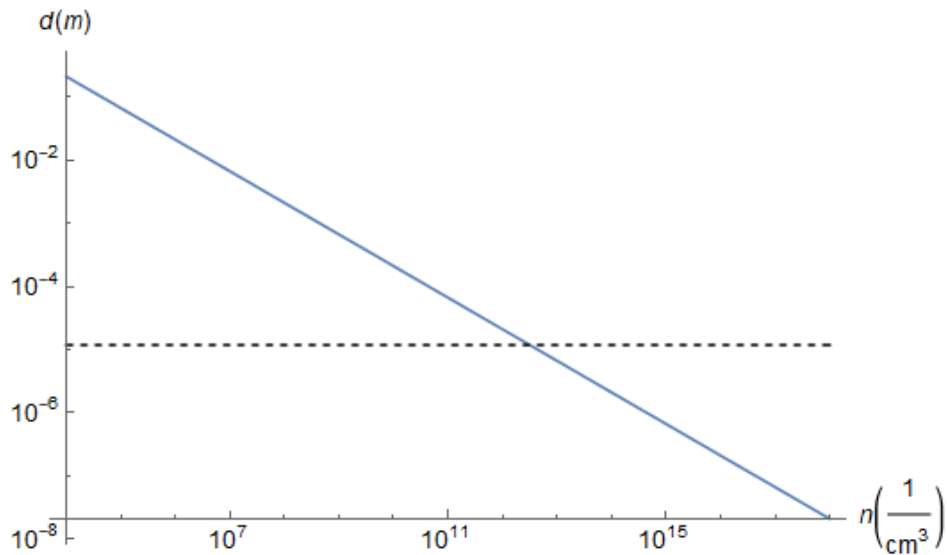
gdje je  $I(t)$  intenzitet laserske svjetlosti u fokusu u trenutku  $t$ .

## 2.5 Parametri modela

Izrazi 2.21 i 2.25 zajedno s izrazom 2.36 imaju niz parametara od kojih su neki već određeni, dok će ostali biti određeni u ovom potpoglavlju. Svi korišteni parametri objedinjeni su u tablici 2.1 na kraju potpoglavlja. Parametre možemo podijeliti na parametre plazme i parametre lasera. Krećemo prvo od parametara plazme.

Kod koeficijenta difuzije  $D$  postavlja se pitanje je li ispravnije koristiti koeficijent ambipolarne difuzije ili slobodne difuzije. Brzine elektrona su znatno veće od brzina iona pa je očito da će slobodni elektroni isprva puno brže napuštati fokalni volumen od iona. Zbog toga se unutar fokalnog volumena stvara ukupna pozitivna gustoća naboja, dok je izvan fokalnog volumena ukupna gustoća naboja negativna. Te gustoće naboja stvaraju električno polje koje nastoji elektrone zadržati u fokalnom volumenu dok pozitivne ione tjera van. Ambipolarna i slobodna difuzija su granični slučajevi djelovanja tog električnog polja na slobodne elektrone i ione. U ambipolarnoj difuziji električno polje je dovoljno jako da se srednje brzine elektrona i iona koji napuštaju područje veće koncentracije (u našem slučaju fokalni volumen) u potpunosti izjednače. Drugi granični slučaj je slobodna difuzija u kojoj je električno polje dovoljno slabo da elektroni nesmetano napuštaju fokalni volumen ostavljajući ione iza sebe. Koeficijent slobodne difuzije tipično je par redova veličine veći od koeficijenta ambipolarne difuzije.

Stvarni koeficijent difuzije nalazi se negdje između ta dva, a kojemu je bliži ovisi o karakterističnoj difuzijskoj duljini te o temperaturi i koncentraciji slobodnih elektrona. Tu je bitan koncept Debyeve duljina  $d$  koja je udaljenost na kojoj električno polje naboja u plazmi biva zasjenjeno za faktor  $1/e$  u odnosu na polje istog naboja u vakuumu. To nam zapravo daje dimenziju unutar koje možemo imati bitnija odstupanja od neutralnosti u plazmi. Ako je karakteristična difuzijska duljina ( $a/2.4048$ ) znatno veća od Debyeve duljina ( $a \gg d$ ), znači da bismo kod slobodne difuziju morali imati narušenje neutralnosti na udaljenosti znatno većoj od Debyeve, što nije moguće. U tom slučaju znači prevladava samo ambipolarna difuzija. U suprotnom slučaju gdje je karakteristična difuzijska duljina manja ili usporediva s Debyevom duljinom ( $a \lesssim d$ ), smijemo imati narušenje neutralnosti pa prevladava slobodna difuzija. Debyeve duljina  $d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{ne^2}}$  uz  $T_e = E_i/3 \approx 8$  prikazana je u ovisnosti o koncentraciji slobodnih elektrona  $n$  na slici 2.3. Iscrtkanom linijom označena je karakteristična difuzijska duljina  $a/2.4048$  za  $a = 20\sqrt{2} \mu\text{m}$ . Vidimo da je za male koncentracije elektrona koje odgovaraju početku laserskog pulsa zadovoljeno  $a \lesssim d$ , što odgovara slobodnoj difuziji. Za veće koncentracije elektrona karakteristične za kraj laserskog pulsa vrijedi  $a \gg d$  pa je difuzija ambipolarna. To znači da koeficijent difuzije  $D$  ima vrijednost koeficijenta slobodne difuzije  $D_e$  na početku laserskog pulsa te se smanjuje za vrijeme trajanja pulsa kako koncentracija elektrona raste sve dok



Slika 2.3: Debyeova duljina  $d$  u ovisnosti o koncentraciji slobodnih elektrona  $n$ . Iscrtkanom linijom označena je karakteristična difuzijska duljina  $a/2.4048$  za  $a = 20\sqrt{2}$   $\mu\text{m}$

ne poprimi vrijednost koeficijenta ambipolarne difuzije  $D_a$  pred kraj laserskog pulsa. Mi ćemo ovdje koristiti koeficijent slobodne difuzije tijekom cijelog pulsa kako bismo dobili gornju ocjenu učinka difuzije na konačnu koncentraciju elektrona. Koeficijent slobodne difuzije uzimamo iz [27] na str. 22 gdje za helij, prilagođeno atmosferskom tlaku, dobivamo  $D_e \approx 260 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ .

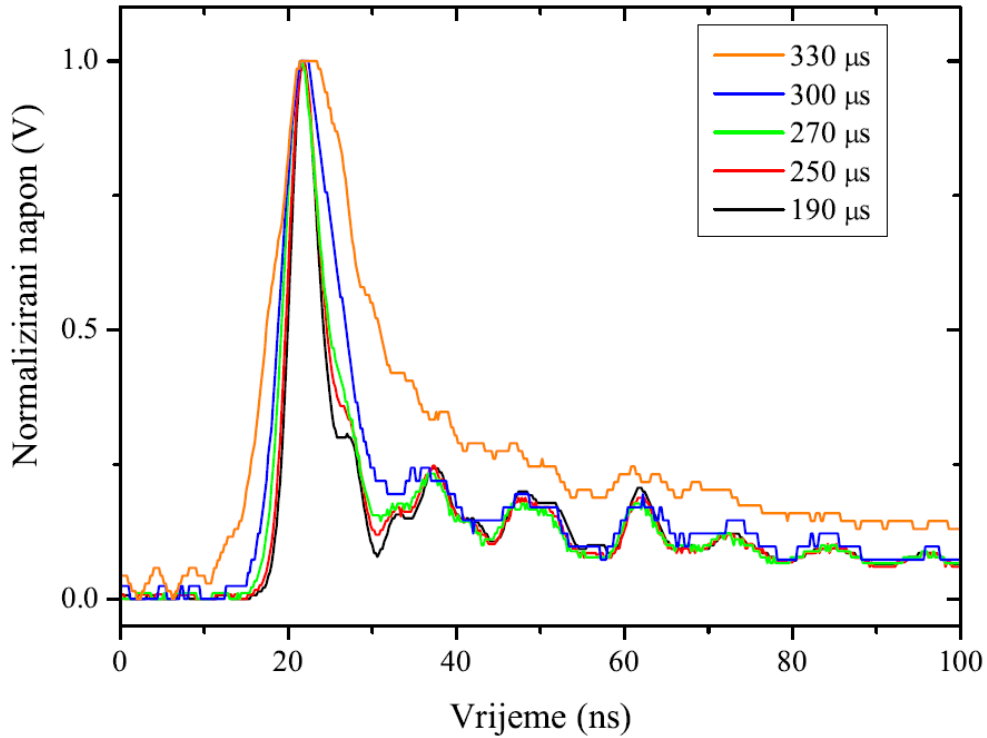
Frekvencija sudara elektrona s atomima  $\nu_m$  na atmosferskom tlaku za helij iznosi  $\nu_m = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  [29] i neovisna je o energiji elektrona za vrlo širok interval energija, što smo koristili kao pretpostavku pri rješavanju 2.26.

Koeficijent  $k$  iz izraza 2.34 uzimamo kao srednju vrijednost dobivenu iz eksperimentalnih podataka  $k = 10^{21} \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{V}^{-2}$  [19]. Koncentraciju neutralnih atoma  $N$  računamo iz jednadžbe stanja idealnog plina  $N = p/(k_b T)$ , uvrštavanjem  $p = 1 \text{ atm}$ , i  $T = 298 \text{ K}$  dobivamo  $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Preostaju nam još parametri lasera. Valna duljina lasera je  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pa za kutnu frekvenciju dobivamo  $\omega = 1.77 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . Polumjer lasera u fokusu  $W$  može znatno varirati između eksperimenata ako je došlo do pomicanja elemenata koji vode laserski snop od izvora do fokusa, tj. prizmi, leće, irisa i djelitelja snopa. Idealno bi bilo izmjeriti parametre fokusa nakon svakog kalibriranja snopa, no taj postupak zahtijeva dosta vremena pa nije uvijek praktičan za provesti. Kao ocjenu koristimo izmjerenu vrijednost  $W = 40 \mu\text{m}$ , tj.  $a = 20\sqrt{2} \mu\text{m}$ .

Problem s nepoznavanjem točnog radijusa lasera u fokusu prenosi se i na problem

određivanja intenziteta lasera. U praksi je najjednostavnije mjeriti ukupnu energiju u laserskom pulsu, a intenzitet dobiti izračunom. Vremenski profil pulsa mjeren brzom fotodiodom i osciloskopom prikazan je na slici 2.4 koja je preuzeta iz [30]. U našem



Slika 2.4: Ovisnost vremenskog profila pulsa o vremenskom razmaku između bljeskalice i *Q-switch-a*. Preuzeto iz [30].

slučaju koristimo postavku vremenskog razmaka između bljeskalice i *Q-switch-a* od 190  $\mu\text{s}$ . Vidimo da se za tu postavku laserski puls može dobro aproksimirati trokutastim pulsom ako zanemarimo sekundarne vrhove koji su dosta slabiji od primarnog vrha. Stoga intenzitet laserskog pulsa u fokusu  $I(t)$  aproksimiramo kao

$$I(t) = \begin{cases} \frac{t}{\tau} I_0, & \text{za } 0 \leq t < \tau \\ (2 - \frac{t}{\tau}) I_0, & \text{za } \tau \leq t < 2\tau \\ 0, & \text{inače,} \end{cases} \quad (2.37)$$

pri čemu je  $2\tau$  ukupno trajanje laserskog pulsa, a  $I_0$  vršni intenzitet pulsa. Sa slike 2.4 možemo očitati da je  $2\tau \approx 8.4$  ns. Vršni intenzitet  $I_0$  određujemo iz uvjeta na ukupnu energiju laserskog pulsa  $E_L$  tako da zahtijevamo da je  $a^2 \pi \int_0^{2\tau} I(t) dt = E_L$ . Integriranjem dobivamo  $I_0 = E_L / (a^2 \pi \tau)$ . Takva definicija  $I_0$  konzistentna je i s gaussijskim

profilom intenziteta korištenim u numeričkom rješenju. Gaussijanski intenzitet ima oblik  $I_g(r, t) = I(t)e^{-\frac{2r^2}{W^2}}$ .

Početnu koncentraciju elektrona u neutralnom heliju biramo tako da se u fokalnom volumenu nalazi jedan slobodni elektron na početku laserskog pulsa kako je navedeno u dijelu 2.1. Iz toga slijedi  $n_0 = 1/(W^2\pi l) \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , pri čemu smo za duljinu  $l$  uzeli da je jednaka  $z_R/2$ , tj.  $l = 0.25 \text{ cm}$ .

Za kritičnu koncentraciju slobodnih elektrona potrebnu za laserski slom uzet ćemo vrijednost koja se najčešće koristi u literaturi, a to je  $\delta = 1/1000$  koncentracije neutralnih atoma [13], što na atmosferskom tlaku iznosi  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Ovo je relativno proizvoljna vrijednost dobivena iz procjene da je taj omjer dovoljan za znatniju apsorpciju i raspršenje laserske svjetlosti koje karakterizira laserski slom. Ispada ipak iz eksperimentalnih mjerenja elektronske koncentracije nakon laserskog sloma da takav kriterij nije daleko od realnosti. U radu [31] autori nalaze da koncentracija dobivena laserskim slomom u heliju na atmosferskom tlaku neposredno nakon sloma iznosi oko  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , no oni ne rade s minimalnom energijom laserskog pulsa potrebnom za slom pa možemo očekivati da je postignuta koncentracija nešto veća od kritične koncentracije potrebne za slom.

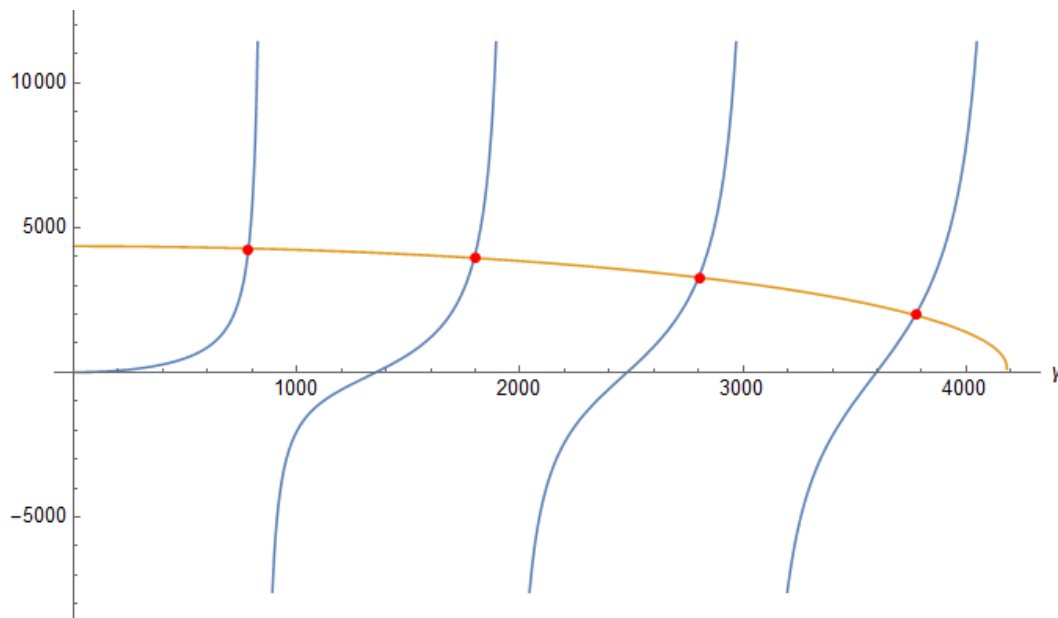
Svi korišteni parametri objedinjeni su u tablici 2.1

Oznaka	Opis	Vrijednost
$D$	Koeficijent difuzije	$260 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$
$\nu_m$	Frekvencija sudara elektrona s atomima	$1.8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$
$k$	Koeficijent proporcionalnosti iz izraza 2.34	$10^{21} \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{V}^{-2}$
$N$	Koncentracija neutralnih atoma	$2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
$\omega$	Kutna frekvencija lasera	$1.77 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$
$W$	Polumjer lasera u fokusu	$40 \text{ }\mu\text{m}$
$a$	Polumjer pojednostavljenog <i>flat top</i> profila lasera u fokusu	$20 \sqrt{2} \text{ }\mu\text{m}$
$\tau$	Trajanje laserskog pulsa (FWHM)	$4.2 \text{ ns}$
$n_0$	Početna koncentracija elektrona u neutralnom heliju	$10^5 \text{ cm}^{-3}$
$n_{crit}$	Kritična koncentracija slobodnih elektrona potrebna za laserski slom	$2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Tablica 2.1: Tablica korištenih parametara

## 2.6 Rezultati modela

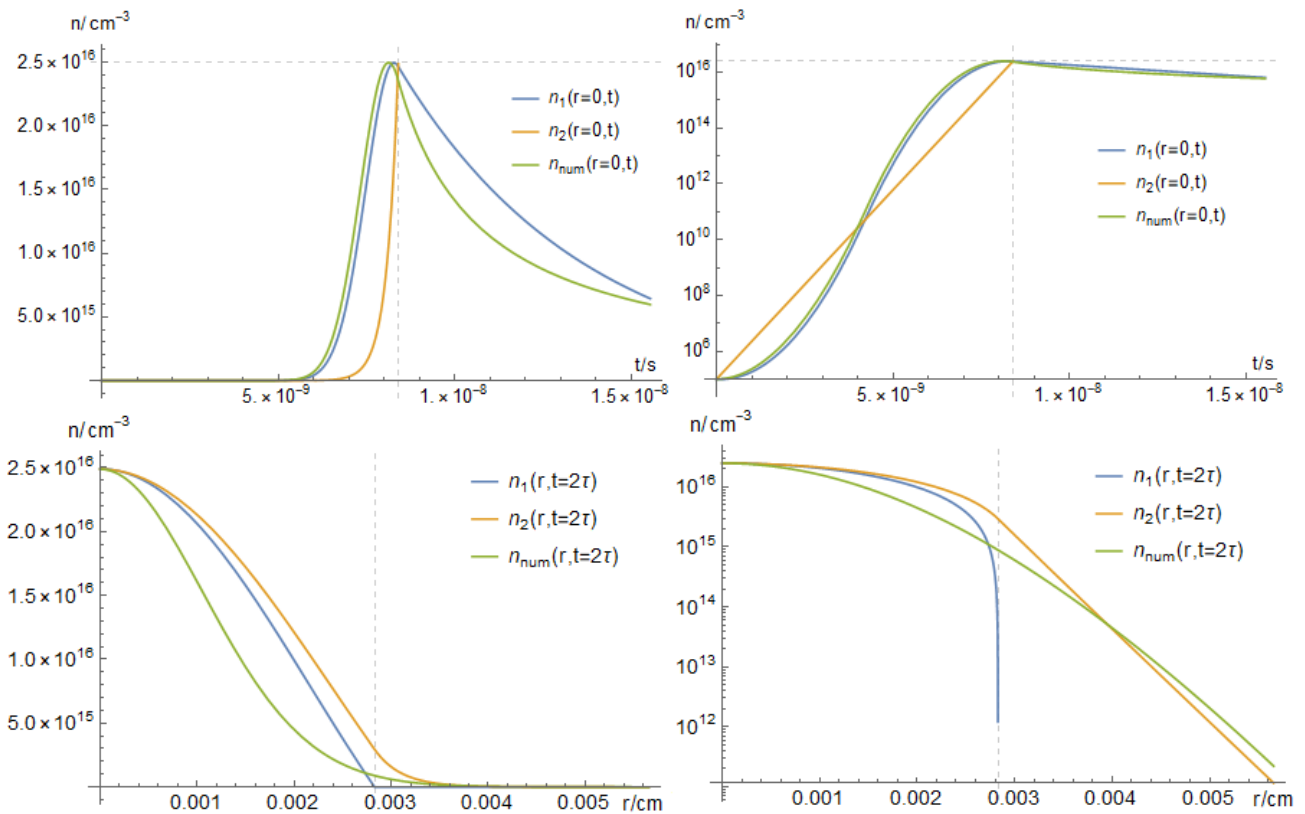
Uvrštavanjem parametara iz prošlog potpoglavlja možemo grafički riješiti jednadžbu 2.24, na slici 2.5 prikazane su lijeva i desna strana jednakosti u ovisnosti o  $\gamma$ . Vidimo



Slika 2.5: Grafičko rješenje jednadžbe 2.24 za energiju laserskog pulsa od 40 mJ. Plavom bojom prikazana je ovisnost lijeve strane, a žutom desne strane jednadžbe o  $\gamma$ . Očitavanjem dobivamo  $\gamma = 780.56 \text{ cm}^{-1}$

da postoji više vrijednosti  $\gamma$  koje zadovoljavaju jednadžbu 2.24. Iako bismo mogli sa svakom od tih vrijednosti povezati rješenja, samo najmanja vrijednost dat će nam koncentraciju elektrona koja je svugdje pozitivna pa biramo nju. Za različite energije lasera dobivamo različite vrijednosti za  $\gamma$ . U limesu beskonačne energije lasera dobivamo vrijednost koja odgovara vrijednosti dobivenoj u izrazu 2.21, a kako smanjujemo energiju i vrijednost  $\gamma$  isto pada. To je konzistentno s našim predviđanjem da će izraz 2.21 biti opravdan kad je stvaranje slobodnih elektrona znatno veće od gubitaka elektrona difuzijom. Za energiju laserskog pulsa od 40 mJ dobivamo  $\gamma = 780.56 \text{ cm}^{-1}$ . Uvrštavanjem te vrijednosti u izraz 2.18 dobivamo vrijednost  $n_{i0} = 30400n_0$ .

Na slici 2.6 prikazana su rješenja izraza 2.21 ( $n_1$ ), 2.25 ( $n_2$ ) te numeričko rješenje ( $n_{num}$ ) za koncentraciju elektrona. Numeričko rješenje dobiveno je koristeći program napisan u softveru Wolfram Mathematica 11.2. Na slici 2.6 gore su prikazane evolucije koncentracije slobodnih elektrona u vremenu za  $r = 0$ , a dolje su prikazane prostorne ovisnosti koncentracije slobodnih elektrona pred kraj laserskog pulsa. Lijevo su prikazane ovisnosti na linearnoj skali, a desno na logaritamskoj. Energija laserskog



Slika 2.6: Vremenske (gore) i prostorne (dolje) ovisnosti koncentracije slobodnih elektrona dobivene iz izraza 2.21 ( $n_1$ ), 2.25 ( $n_2$ ) te numeričkim rješavanjem ( $n_{num}$ ) koristeći softver Wolfram Mathematica 11.2. Energije lasera odabrane su tako da maksimalne koncentracije u  $r = 0$  iznose  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (horizontalna iscrtkana linija). Vertikalne iscrtkane linije označavaju trajanje pulsa i polumjer  $a$ .

pulsa odabrana je tako da maksimalna postignuta koncentracija u  $r = 0$  odgovara kritičnoj koncentraciji za slom  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Te energije odgovaraju energijama laserskog sloma  $E_{L0}$  i iznose 44.85 mJ, 44.42 mJ i 49.69 mJ redom za  $n_1$ ,  $n_2$  te  $n_{num}$ . Energija sloma nešto je veća za  $n_1$  nego za  $n_2$  zbog realističnijeg tretmana difuzije koji daje  $\gamma \lesssim 2.4048/a$ . Od obje te vrijednosti još je nešto veća energija sloma za numeričko rješenje  $n_{num}$ . Razlog je realističniji gausijanski radijalni profil lasera koji je manje koncentriran oko  $r = 0$  nego pojednostavljeni profil lasera. To se odražava i na radijalnoj ovisnosti gdje vidimo da koncentracija elektrona brže opada s udaljenosti nego kod rješenja dobivenih za pojednostavljeni profil. Očekivano rješenje  $n_1$  daje realističniju vremensku ovisnost, dok rješenje  $n_2$  daje realističniju prostornu ovisnost koncentracije.

Za metodu laserskog sloma imamo zadanu energiju lasera  $E_L$  te konačnu koncentraciju  $n(0, 2\tau) = n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , a tražimo početnu koncentraciju elektrona



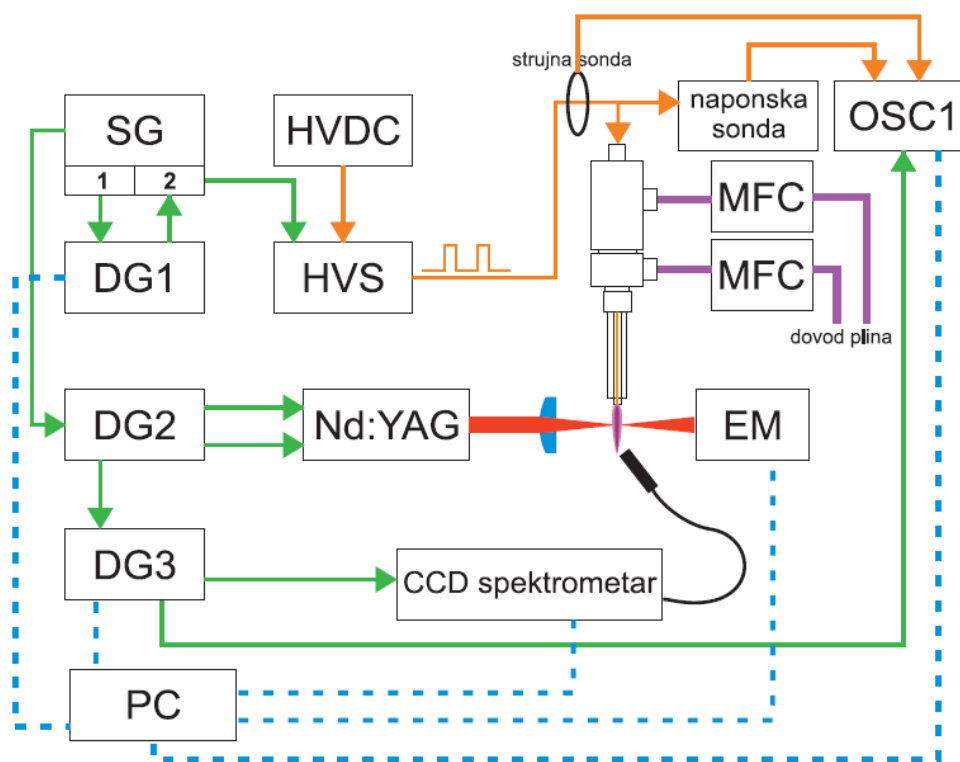
$n_0$ . Iz izraza 2.21 možemo dobiti izraz za početnu koncentraciju elektrona

$$n_0 = \frac{n_{crit}}{\exp\left(\frac{k}{N\epsilon_0 c} \frac{\nu_m^2}{\omega^2 + \nu_m^2} \frac{E_L}{a^2 \pi} - 2 \left(\frac{2.4048}{a}\right)^2 D\tau\right)}. \quad (2.38)$$

Primarno zbog nepoznavanja točnog polumjera laserskog snopa u fokusu, ali i nekog od drugih parametara nije za očekivati da će se energije sloma izračunate teoretski i izmjerene eksperimentalno u potpunosti slagati. Odstupanje za neki faktor je očekivano i nije kobno za ovu metodu. Rješenje se nalazi u tome da eksperimentalne energije lasera uzimamo kao omjer  $x = E_{Lexp}/E_{L0exp}$  pri čemu je  $E_{Lexp}$  eksperimentalna vrijednost energije laserskog pulsa, a  $E_{L0exp}$  eksperimentalna vrijednost energije sloma u neutralnom heliju. Tada početnu koncentraciju  $n_0$  u izrazu 2.38 možemo pronaći tako da za energiju laserskog pulsa uvrstimo vrijednost  $E_L = xE_{L0}$ , pri čemu je  $E_{L0}$  teoretski izračunata energija sloma u neutralnom heliju.

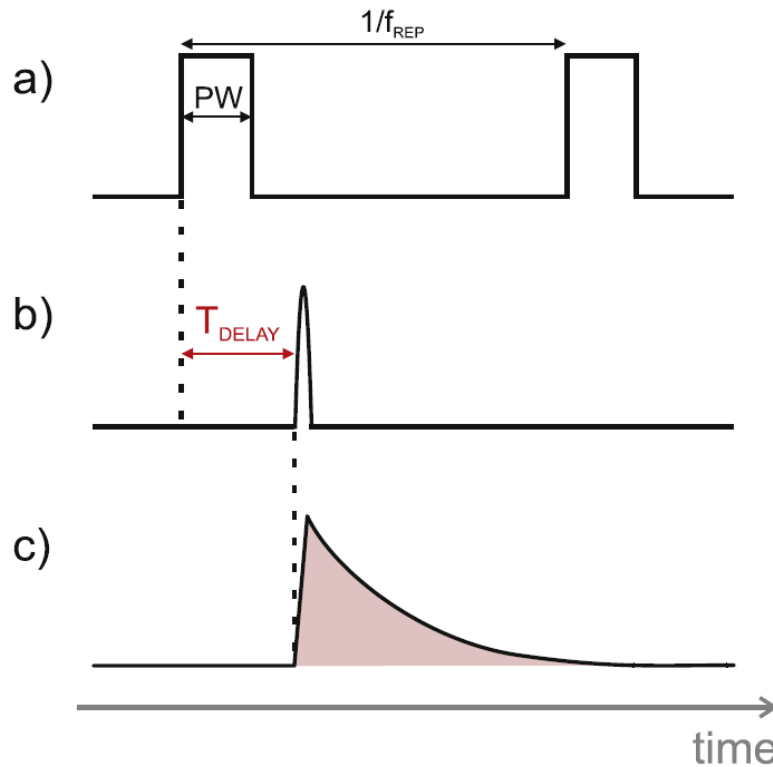
### 3 Opis eksperimenta

Eksperimentalni postav većim je dijelom isti kao u radu [8]. Nadogradnja u ovom radu primarno je u vidu automatizacije eksperimenta. Konkretno, pomoću programa napisanog u LabVIEW-u sinkronizirano je pomicanje fokusa lasera uz pomoć step motora i translatora, te mjerenje optičkog emisijskog intenziteta iz laserski inducirane plazme. Takva kontrola eksperimenta omogućuje brža, preciznija i reproducibilnija mjerenja. Također uz malu promjenu postava omogućuje nam mjerenje širine fokusa što je prikazano u potpoglavlju 3.1. Shema eksperimentalnog postava prikazana je na slici 3.1.



Slika 3.1: Shema eksperimentalnog postava. SG - generator signala, DG - generator kašnjenja signala, HVDC - izvor visokog (DC) napona, HVS - visokonaponska sklopka, Nd:YAG - nanosekundni laser, MFC - mjerac protoka plina, OSC - osciloskop, PC - računalo, EM - detektor za mjerenje energije laserskog pulsa. Preuzeto iz [32].

Izvor visokog DC napona spojen je na visokonaponsku sklopku koja prekidanjem DC napona stvara visokonaponske pulseve prikazane na slici 3.2 a). Frekvencija repeticije pulseva je  $f_{REP} = 10 \text{ kHz}$  dok je vrijeme trajanja jednog pulsa  $PW = 10 \mu\text{s}$ . Amplituda naponskog pulsa je 4 kV. Takav napon dolazi na jednopolnu bakrenu elektrodu koja se nalazi unutar staklene kapilare kojom teče helij i stvara atmosferski



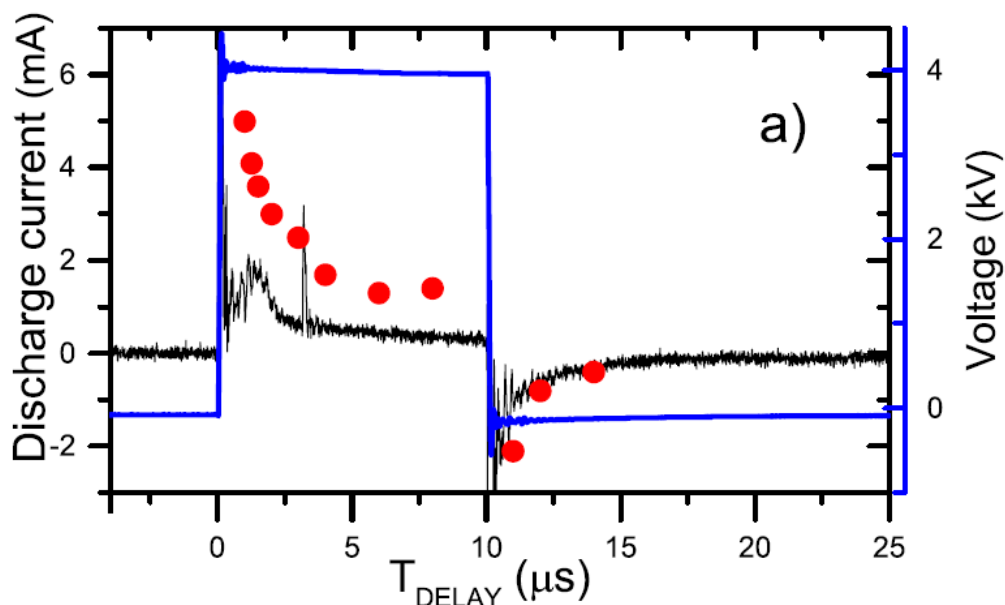
Slika 3.2: Prikaz vremenskih ovisnosti: a) napona nakon visokonaponske sklopke,  $f_{REP} = 10\text{kHz}$ ,  $PW = 10\mu\text{s}$ , amplituda 4 kV, b) laserskog pulsa i c) emisije svjetlosti iz laserske plazme. Preuzeto iz [8].

plazmeni mlaz helija. Unutarnji promjer kapilare je 2 mm, a vanjski 3.5 mm. Mjerač protoka plina osigurava jednolik protok helija koji je namješten na vrijednost 2 slpm. Napon se preko naponske sonde mjeri osciloskopom.

Generator signala stvara trigger signal za visokonaponsku sklopku, laserski puls te spektrometar. Pomoću generatora kašnjenja stvaramo vremenski razmak  $T_{DELAY}$  između naponskog pulsa i laserskog pulsa prikazanog na slici 3.2 b). Prikaz vremenske ovisnosti intenziteta svjetlosti emitirane iz laserske plazme nalazi se na slici 3.2 c).

Leća koja fokusira laser i leća koja skuplja svjetlost u spektrometar pričvršćene su na postolje koje pomoću translatora možemo precizno horizontalno pomicati. Na translator je priključen step motor koji omogućuje automatizirano pomicanje postolja u koracima od  $5\mu\text{m}$ . Tako vrtnjom step motora, odnosno translacijom postolja između laserskih pulseva možemo dobiti prostorno ovisna mjerenja. Vremensku evoluciju plazmenog mlaza promatramo mijenjanjem vremenskog razmaka između napona i laserskog pulsa  $T_{DELAY}$ .

Posebno su nam zanimljivi trenuci oko porasta i pada napona koji odgovaraju pri-



Slika 3.3: Tipične naponske (plavo) i struje (crno) karakteristike. Crvene točkice prikazuju maksimalni doprinos struje zbog laserskog pulsa. Preuzeto iz [8].

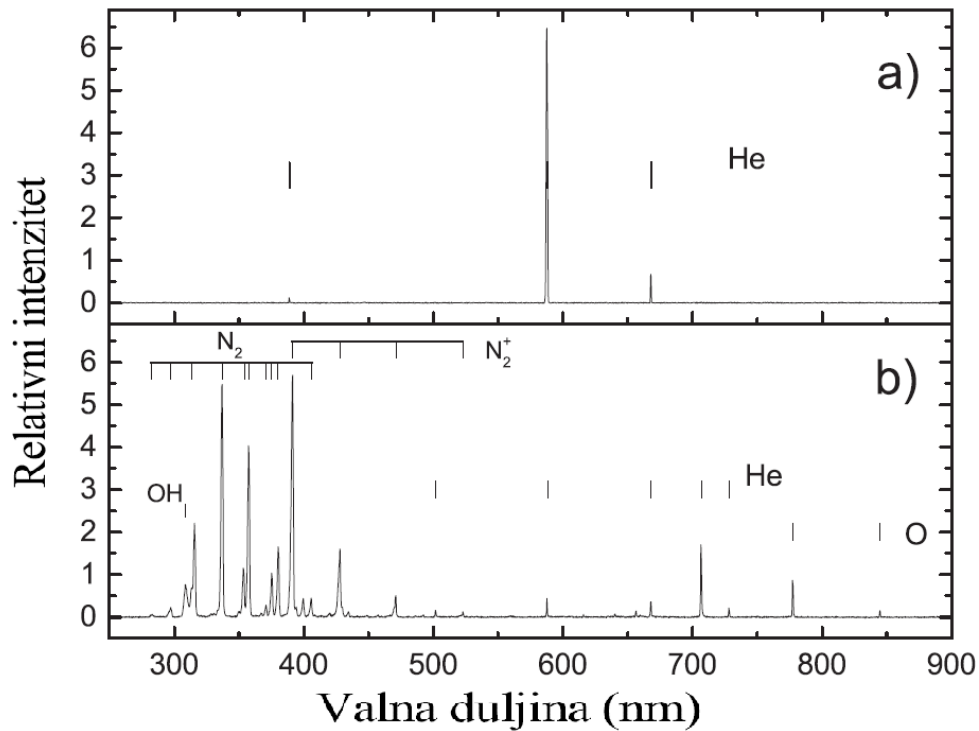
marnom i sekundarnom izboju. Tipične naponske i strujne karakteristike prikazane su na slici 3.3. Približno 100 ns nakon početka rasta napona ( $T_{DELAY} \approx 100$  ns) dolazi do paljenja primarnog izboja, što se može opaziti i u porastu struje izboja. Tada je koncentracija elektrona u plazmi najveća. Za vrijeme trajanja pulsa izbojna struja i koncentracija elektrona u plazmi brzo trnu. Približno 100 ns nakon početka pada napona dolazi do paljenja sekundarnog izboja, što se također može opaziti u porastu struje izboja, ali negativne vrijednosti. Nastala plazma opet vrlo brzo trne u vremenu zbog difuzije i rekombinacije slobodnih elektrona.

Sveukupno imamo tri parametra koja mijenjamo: energiju laserskog pulsa  $E_L$ , poziciju fokusa leće i vremenski razmak  $T_{DELAY}$ . Energiju laserskog pulsa možemo kontrolirati pomoću polarizirajućeg djelitelja snopa. Pozicija fokusa leće te  $T_{DELAY}$  kontroliraju se na računaru preko programa napisanog u LabVIEW-u. Eksperimentalno mjerimo optički emisijski spektar laserske plazme u ovisnosti o ta tri parametra. Tipično radimo dvije vrste eksperimenta: mjerenje u jednoj točki (poglavlje 4.1) te prostorni sken mlaza (poglavlje 4.2).

Kod mjerenja u jednoj točki fokus leće držimo fiksnim te mjerimo optički emisijski spektar laserske plazme u ovisnosti o vremenu  $T_{DELAY}$ . Takav eksperiment možemo ponavljati za različite energije lasera. Kada radimo prostorni sken mlaza mjerimo optički emisijski spektar laserske plazme u ovisnosti o položaju fokusa držači  $T_{DELAY}$

konstantnim. U jednom skenu fokus leće u koracima po 5  $\mu\text{m}$  automatizirano prebriše cijeli mlaz širine oko 3 mm. Kako bismo dobili vremensku ovisnost možemo takav eksperiment provesti za različite  $T_{DELAY}$ . Energiju lasera držimo konstantnom.

Iz izmjerenog spektra očitavamo intenzitete pojedinih linija. Primjer izmjerenog emisijskog spektra prikazan je na slici 3.4. U spektru laserske plazme očitavamo liniju



Slika 3.4: Spektar optičke emisije: a) laserske plazme unutar mlaza helija i b) atmosferskog mlaza helijeve plazme. Preuzeto iz [8].

He( $2p^3P^0-3d\ 3^3D$ ) na 588 nm unutar plazmenog mlaza te dušikovu ionsku liniju na 501 nm pri rubovima i izvan mlaza koju tvori par nerazlučenih prijelaza. Značajni intenzitet helijeve linije na 588 nm ukazuje nam da je došlo do laserskog sloma u heliju.

### 3.1 Mjerenje širine fokusa

Eksperimentalni postav za mjerenje širine fokusa dobivamo tako da na mjesto gdje je inače plazmeni mlaz helija učvrstimo video senzor iz kamere. U našem slučaju koristimo CMOS senzor iz web kamere kojoj smo uklonili leću. Najteži dio je ostvariti potpuno poravnanje svih optičkih elemenata, lasera, leće i senzora, koje je nužno za

točno mjerenje profila lasera. Laser je potrebno maksimalno atenuirati kako ne bi došlo do spaljivanja senzora.

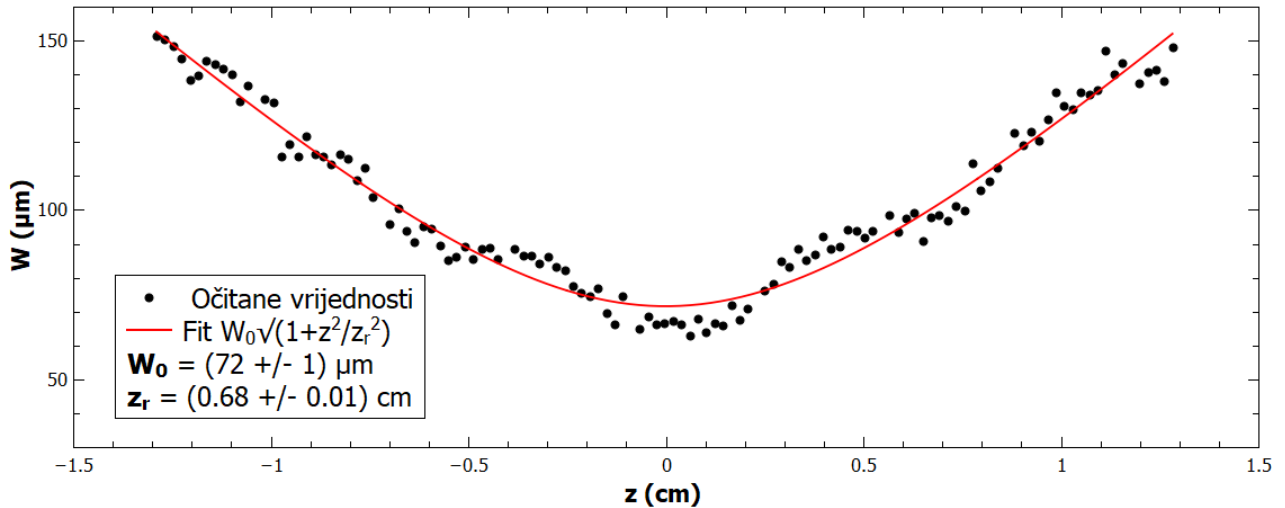
Slika laserskog snopa u fokusu prikazana je na slici 3.5. Širina senzora je 3 mm,



Slika 3.5: Slika laserskog snopa u fokusu

a rezolucija je 640x480 px. Dakle jedan *pixel* na slici odgovara stvarnoj udaljenosti od 4.7  $\mu\text{m}$ . Koristeći step motor možemo između laserskih pulseva jednoliko pomicati leću uzduž optičke osi  $z$  i tako snimiti profil lasera oko fokusa. Iz dobivene snimke očitavamo polumjer fokusa u ovisnosti o udaljenosti od struka lasera. Rezultati dobiveni očitavanjem sa snimke u programu Tracker 5.1.5 prikazani su na slici 3.6. Na vrijednosti očitane sa snimke prilagođena je teoretska krivulja za polumjer gaussijanske zrake  $W(z) = W_0 \sqrt{1 + z^2/z_r^2}$  gdje je  $W_0$  polumjer snopa u struku, a  $z_r$  je Rayleigh-eva duljina (*Rayleigh length*). Prilagodбом dobivamo vrijednosti  $W_0 = (72 \pm 1) \mu\text{m}$  te  $z_r = (0.68 \pm 0.01) \text{cm}$ .

Pri očitavanju problem stvaraju male distorzije oblika zbog nesavršenog poravnjanja optičkih elemenata. To znači da položaj lasera na snimci putuje iz sredine ekrana prema rubu kako pomičemo leću, a sama točkica poprima blago iskrivljeni oblik. Iz tog razloga oko struka dobivamo značajnije odstupanje od teoretske krivulje. To bi se moglo izbjeći boljim poravnanjem optičkih elemenata, no to je vrlo teško postići



Slika 3.6: Ovisnost polumjera laserskog snopa o udaljenosti duž optičke osi  $z$ . Crvena krivulja prikazuje prilagodbu na funkciju  $W(z) = W_0\sqrt{1 + z^2/z_r^2}$ .

eksperimentalno zbog vrlo malih dimenzija senzora kamere. Odstupanja manja od milimetra na senzoru mogu na snimci uzrokovati značajniji odmak od sredine i distorziju točkice.

Za provjeru metode možemo iz izraza za Rayleigh-eva duljinu  $z_R = W_0^2\pi/\lambda$  izračunati valnu duljinu lasera. Uvrštavanjem dobivenih vrijednosti za  $W_0$  i  $z_r$  dobivamo  $\lambda = (2400 \pm 80) \text{ nm}$ . Izračunata vrijednost dvostruko je veća od stvarne vrijednosti od 1064 nm. Jedan mogući razlog nepodudaranja je korištenje irisa za rezanje laserskog snopa. Profil većim rezanjem počinje znatnije odudarati od gausijana pa nije ni za očekivati da će izraz za Rayleigh-eva duljinu vrijediti. Unatoč tome, odstupanje za faktor 2 potvrđuje nam da su redovi veličina vrijednosti izmjerenih ovom metodom fizikalno smisleni.

## 4 Rezultati i diskusija

Model iz poglavlja 2 možemo iskoristiti za izračun koncentracija elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu helija metodom laserskog sloma opisanoj u potpoglavlju 1.2. Metodu ćemo prvo primijeniti u jednoj točki mlaza za različite energije laserskog pulsa manje od energije sloma te ćemo tako dobiti ovisnost koncentracije elektrona o vremenu. Pomicanjem točke u koju fokusiramo laser možemo dobiti ideju o prostornoj ovisnosti koncentracije elektrona.

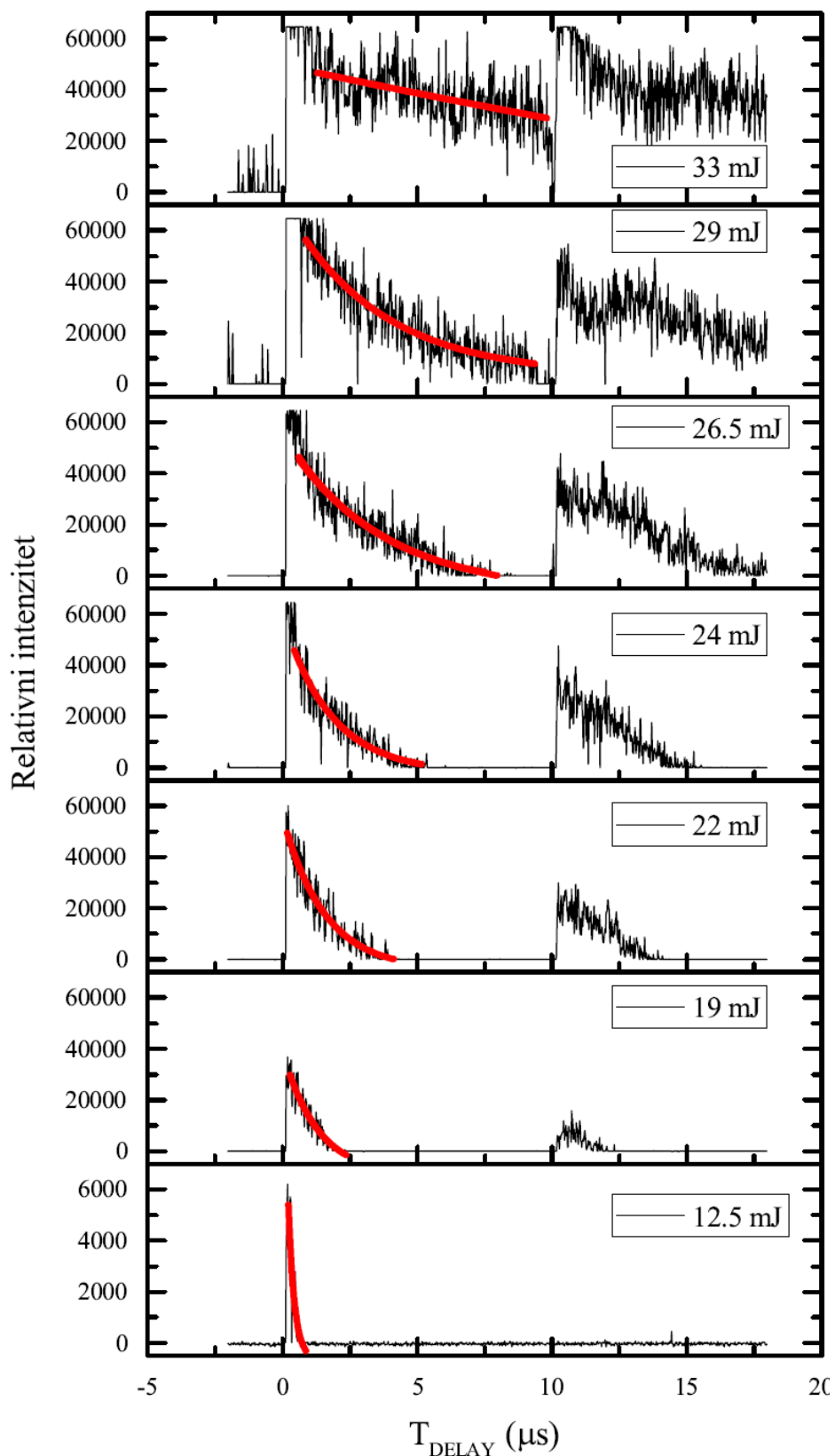
### 4.1 Mjerenje u jednoj točki mlaza

Eksperimentalne podatke za energiju sloma unutar plazmenog mlaza helija uzimamo iz rada [32], odnosno članka [8], gdje je mjerena ovisnost optičke emisije iz laserske plazme u ovisnosti o vremenu  $T_{DELAY}$  za različite energije laserskih pulseva. Laser je fokusiran u centar mlaza, 2 mm ispod otvora kapilare. Eksperimentalni rezultati iz [32] prikazani su na slici 4.1. Energija sloma za neutralni helij iznosila je  $E_{L0} = 33$  mJ. Vidimo na slici 4.1 da za tu energiju dolazi do sloma neovisno o vremenu  $T_{DELAY}$ .

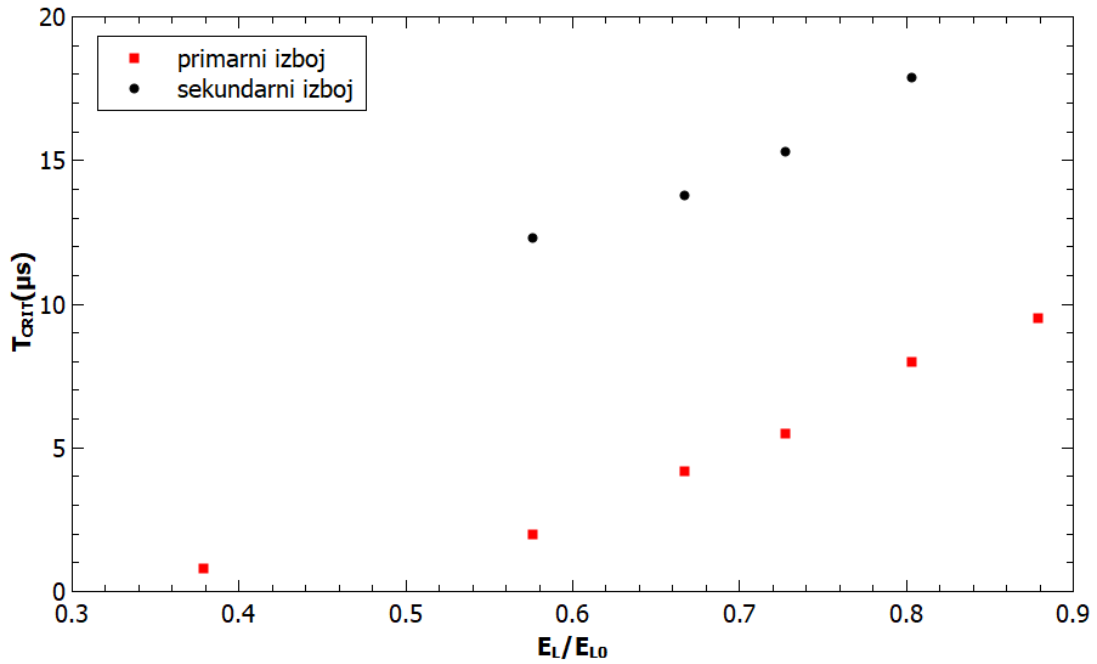
Nas zanima najveći  $T_{DELAY}$  za koji još dobivamo laserski slom za pojedinu energiju. Takav  $T_{DELAY}$  za energiju pulsa  $E_L$  nazivamo  $T_{CRIT}(E_L)$  i sa slike 4.1 ga možemo očitati kao vrijednost  $T_{DELAY}$  u kojoj krivulja relativnog intenziteta pada na 0.  $T_{CRIT}(E_L)$  nam je značajan jer je odgovarajuća elektronska koncentracija u mlazu  $n_0(T_{CRIT})$  takva da je za nju  $E_L$  upravo energija sloma. To znači da će elektronska koncentracija na kraju laserskog pulsa  $n_f$  odgovarati točno kritičnoj elektronskoj koncentraciji za slom  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Na slici 4.2 prikazane su vrijednosti  $T_{CRIT}$  u ovisnosti o energiji laserskog pulsa očitane sa slike 4.1. Na slici 4.2 energiju laserskog pulsa normalizirali smo na energiju sloma u neutralnom heliju  $E_{L0} = 33$  mJ. Uvrštavanjem omjera  $E_L/E_{L0}$  za odgovarajući  $T_{CRIT}$  sa slike 4.2 u model iz poglavlja 2 i uzimajući za konačnu koncentraciju na kraju laserskog pulsa  $n_{crit} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  možemo pronaći koncentraciju elektrona u mlazu  $n_0(T_{CRIT})$ . Dobivene koncentracije elektrona prikazane su na slici 4.3. Vidimo da se vrijednosti dobivene koristeći 2.21 ( $n_1$ ), 2.25 ( $n_2$ ) te numeričkim rješavanjem ( $n_{num}$ ) međusobno dobro slažu. To je dobar znak jer znači da metoda nije previše osjetljiva na to koji se točno model evolucije laserske plazme koristi. Vidimo da isprva koncentracija vrlo brzo pada s vrijednosti  $2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  u trenutku

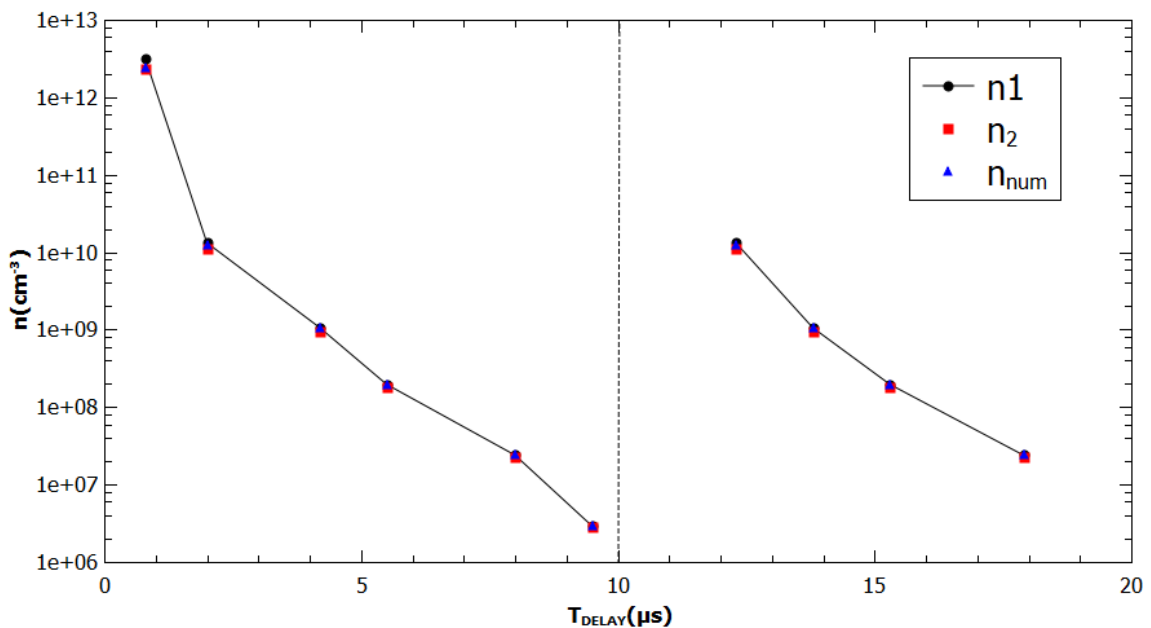




Slika 4.1: Intenzitet optičke emisije laserske plazme na 588 nm u ovisnosti o vremenskom razmaku između laserskog i naponskog pulsa  $T_{DELAY}$  za različite energije laserskog pulsa. Preuzeto iz [32].



Slika 4.2: Ovisnost  $T_{CRIT}$  o energiji laserskog pulsa normaliziranoj na energiju sloma u neutralnom heliju  $E_{L0} = 33$  mJ. Prikazane su vrijednosti za primarni i sekundarni izboj. Vrijednosti su dobivene očitavanjem sa slike 4.1.



Slika 4.3: Ovisnost koncentracije elektrona o vremenu nakon naponskog pulsa. Prikazani su rezultati dobiveni iz 2.21 ( $n_1$ ), 2.25 ( $n_2$ ) te numeričkim rješavanjem ( $n_{num}$ ). Iscrtkanom linijom označen je kraj naponskog pulsa.

0.8  $\mu s$  nakon porasta napona na vrijednost  $1.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  u trenutku 2  $\mu s$  nakon porasta napona. Iza toga koncentracija otprilike eksponencijalno trne u vremenu s poluvremenom života 0.627  $\mu s$ . Slično ponašanje vidimo i kod sekundarnog izboja.

Bilo bi poželjno imati više mjerenja u intervalu od  $0.8 \mu\text{s}$  do  $2 \mu\text{s}$  kako bi se jasnije mogao vidjeti taj prijelaz iz strmog u blaži pad.

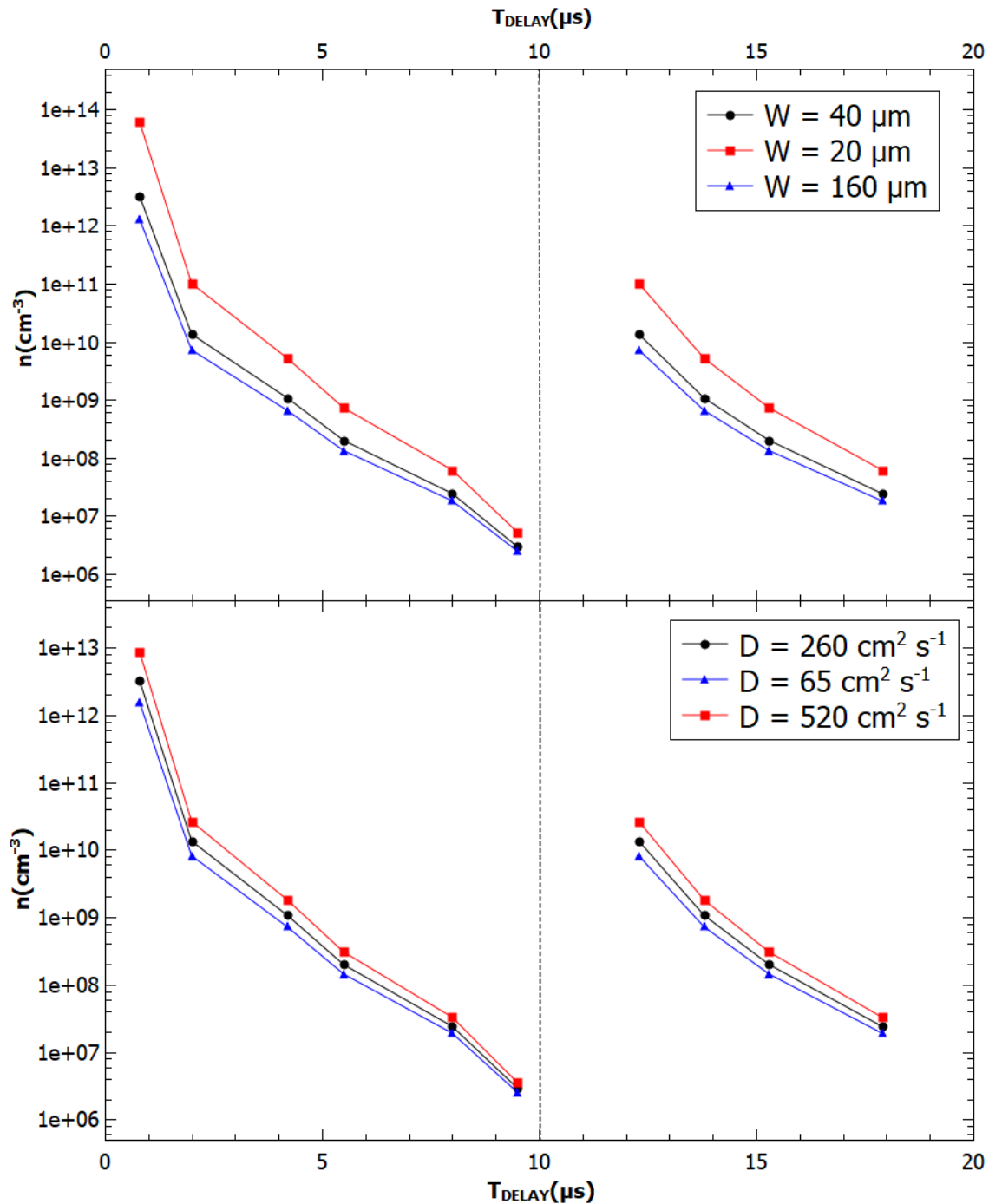
U literaturi možemo pronaći neke ocjene za koncentraciju elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu helija dobivene različitim indirektnim metodama. Mjerenjem potencijala glave strimera može se dobiti struja koja teče strimerskim kanalom, a iz nje koncentracija elektrona. Tom metodom je u [33] dobivena koncentracija do  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Druga indirektna metoda zasniva se na mjerenju električnog polja uzduž osi mlaza optičkom emisijskom spektroskopijom. Tako je u radu [34] dobivena koncentracija elektrona između  $10^{11}$  i  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Treća metoda su numeričke simulacije plazmenog mlaza. U radu [35] numeričkim modelom pulsnog DC helijevog plazmenog mlaza dobivena je koncentracija elektrona u rasponu između  $10^{12}$  i  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Simulacije također predviđaju da promjer cjevčice ima značajan učinak na elektronsku koncentraciju. Smanjivanjem promjera cjevčice s  $1 \text{ mm}$  na  $0.2 \text{ mm}$  sužava se i promjer kanala helija pa elektronska gustoća raste na vrijednost između  $10^{12}$  i  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  [35].

Uzevši sve to u obzir, maksimalna koncentracija elektrona dobivena u ovom radu metodom laserskog sloma dobro se slaže s vrijednostima iz literature. Prednost ove metode su dobra vremenska i prostorna razlučivost elektronske koncentracije. Vremenska razlučivost ograničena je trajanjem laserskog pulsa koje je vrlo kratko u odnosu na vremensku skalu na kojoj se bitnije mijenja koncentracija elektrona ( $6 \text{ ns}$  u odnosu na  $0.6 \mu\text{s}$ ). Prostorna razlučivost ograničena je dimenzijom fokusa lasera.

Kako bismo ocijenili pogrešku metode možemo pogledati koliko bi se promijenile dobivene vrijednosti ako variramo vrijednosti korištenih parametara. Glavni doprinos grešci činit će parametri s najvećim relativnim pogreškama. Kao što je bilo diskutirano u dijelu 2.5, to su širina snopa u fokusu  $W$  te koeficijent difuzije  $D$ . Kod koeficijenta difuzije primarno nas interesira koliko smo potencijalnu grešku napravili koristeći koeficijent slobodne difuzije.

Na slici 4.4 prikazani su dobiveni rezultati ako variramo parametre  $W$  i  $D$ , a ostale parametre držimo fiksnim na vrijednostima navedenim u tablici 2.1. Radi preglednosti grafova prikazano je samo rješenje  $n_1$  jer se rješenja  $n_2$  i  $n_{num}$  samo neznatno razlikuju.

Sa slike 4.4 (gore) vidimo da za polumjere snopa  $W$  između  $40 \mu\text{m}$  i  $160 \mu\text{m}$  imamo relativno malu promjenu dobivene koncentracije elektrona. Za polumjere



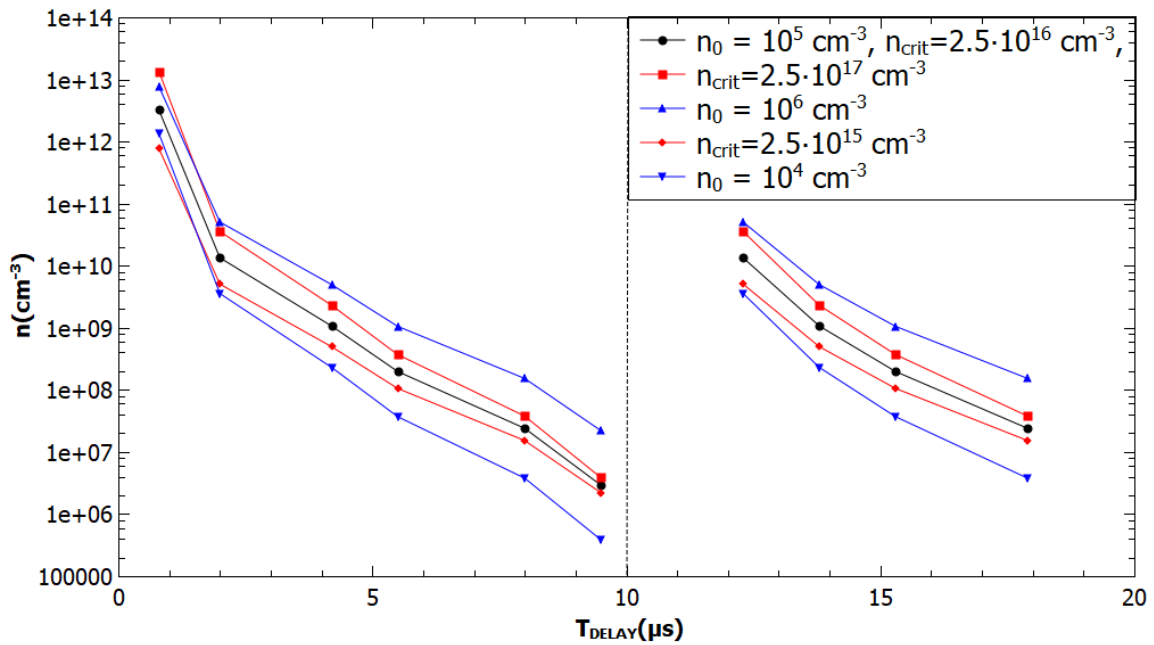
Slika 4.4: Rješenja za koncentraciju elektrona  $n_1$  u vremenu za različite vrijednosti parametara  $W$  (gore) te  $D$  (dolje). Crne linije odgovaraju parametrima iz tablice 2.1.

snopa između  $20 \mu\text{m}$  i  $40 \mu\text{m}$  imamo značajniju promjenu koncentracije elektrona. Ako uzmemo u obzir rezultate mjerenja širine fokusa iz dijela 3.1 gdje je dobiveno  $W \approx 70 \mu\text{m}$  možemo pretpostaviti da širina fokusa vrlo vjerojatno nije značajno manja od  $40 \mu\text{m}$ . S druge strane za vrijednosti promjera veće od  $40 \mu\text{m}$  promjena u dobivenoj koncentraciji elektrona ne bi bila pretjerano velika.

Kod koeficijenta difuzije sa slike 4.4 (dolje) vidimo da promjene između  $D = 65$

$\text{cm}^2\text{s}^{-1}$  i  $D = 520 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  ne bi uzrokovale drastične promjene izračunate koncentracije elektrona. Ovdje nam je pogotovo bitno da se rezultat ne mijena drastično kako smanjujemo koeficijent difuzije zbog aproksimacije koeficijenta difuzije koeficijentom slobodne difuzije. Sa slike 4.4 vidimo da tom aproksimacijom nismo učinili veliku grešku.

Možemo zaključiti da metoda dobro trpi neodređenosti u parametrima  $W$  i  $D$  koji imaju najveće relativne pogreške. Ostali parametri koji bi mogli značajnije promijeniti dobiveni rezultat su  $n_0$  u neutralnom heliju i  $n_{crit}$ . Rezultati dobiveni variranjem parametara  $n_0$  i  $n_{crit}$  za faktor 10 na više i niže u odnosu na vrijednosti iz tablice 2.1 prikazani su na slici 4.5. Primjećujemo da variranje  $n_{crit}$  čini veću promjenu za



Slika 4.5: Rješenje za koncentraciju elektrona  $n_1$  u vremenu za različite vrijednosti parametara  $n_0$  i  $n_{crit}$ . Crna linija odgovara parametrima iz tablice 2.1.

velike koncentracije elektrona, a smanjuje se pri manjim koncentracijama. Kod variranja  $n_0$  je ponašanje obratno, tj. promjena je relativno mala za velike koncentracije elektrona, a drastična za male koncentracije. Treba primijetiti da za oba parametra i pri svim koncentracijama promjena parametra za faktor 10 uzrokuje promjenu koncentracije za faktor manji od 10. To znači da metoda nije pretjerano osjetljiva na variranje parametara  $n_{crit}$  i  $n_0$ .

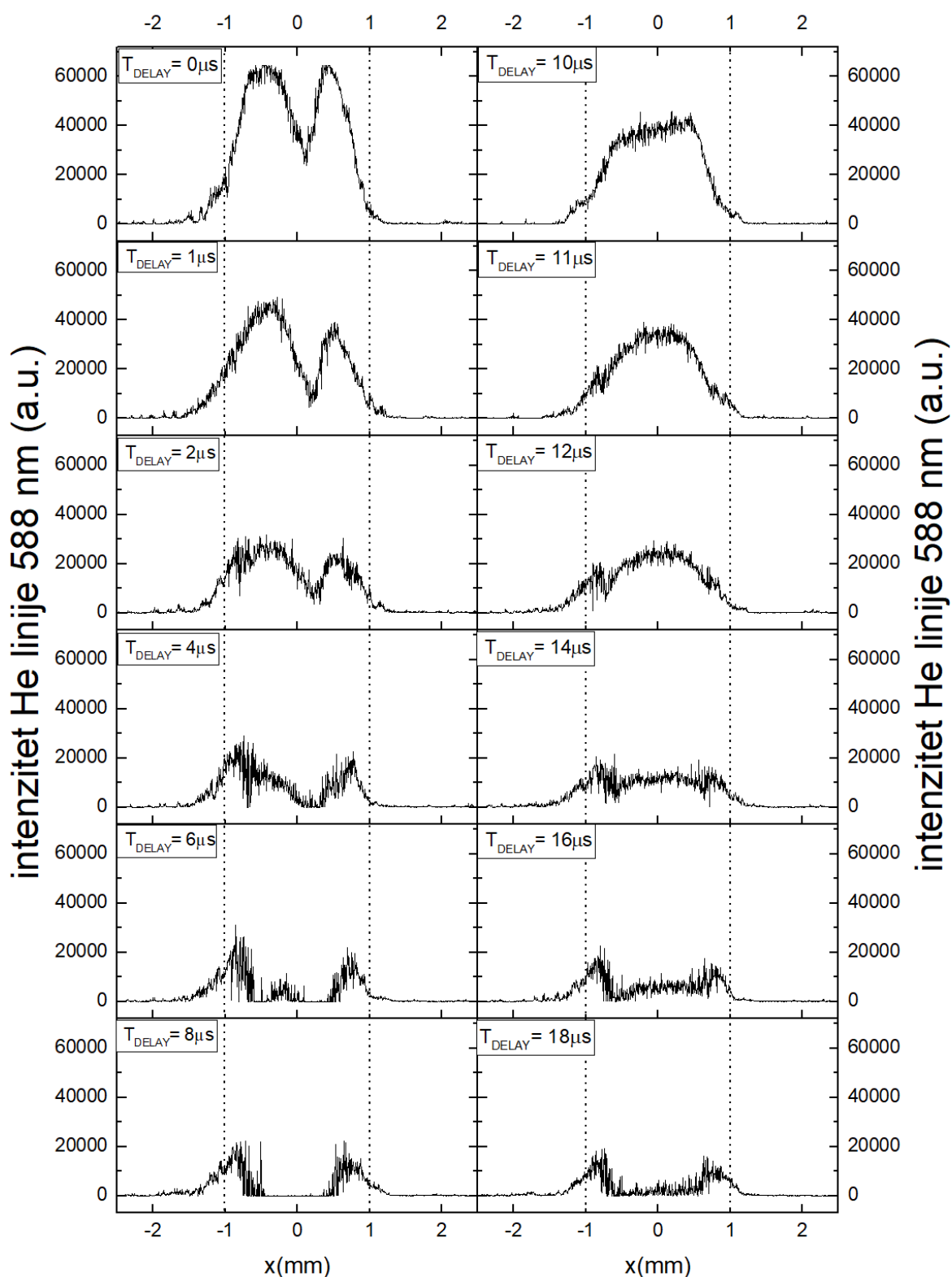
Ukupna pogreška metode ovisit će naravno o relativnim pogreškama svih parametara, no uzimajući ovu diskusiju u obzir nije nerealistično očekivati točnost koncentracije elektrona do na dobiveni red veličine.

## 4.2 Horizontalni sken mlaza

Kod mjerenja koncentracije u jednoj točki u prošlom potpoglavlju koristili smo se činjenicom da za energiju pulsa koja odgovara energiji sloma konačna koncentracija elektrona na kraju pulsa  $n_f$  odgovara kritičnoj koncentraciji  $n_{crit}$ . Kod horizontalnog skena mlaza ne možemo se poslužiti tim trikom jer ne znamo dovoljno precizno ovisnost optičke emisije o  $T_{DELAY}$  za različite energije. Takav eksperiment zahtijevao bi iznimno velik broj mjerenja jer bi morala mjeriti ovisnost optičke emisije o  $T_{DELAY}$  za svaku točku mlaza. Iz tog razloga koncentraciju  $n_f$  u ovom slučaju trebalo bi odrediti nekom od standardnih metoda za određivanje koncentracije elektrona. Naš trenutni eksperimentalni postav nam to ne dopušta. Bez podatka o  $n_f$  ne možemo kvantitativno odrediti koncentraciju elektrona, no iz optičke emisije možemo dobiti neke kvalitativne rezultate.

Uspoređivanjem rezultata za koncentraciju elektrona sa slike 4.3 s optičkom emisijom iz laserske plazme sa slike 4.1 primjećujemo kvalitativnu sličnost grafova. Veća koncentracija elektrona u mlazu uzrokuje veću emisiju iz laserske plazme za istu energiju laserskog pulsa. Iz tog razloga možemo koristiti optičku emisiju iz laserske plazme kao kvalitativni pokazatelj koncentracije elektrona u plazmenom mlazu. Osim toga, ovaj eksperiment služi i kao testiranje provedene automatizacije pomicanja fokusa za potencijalna kvantitativna mjerenja ako bi se eksperimentalni postav modificirao tako da omogućava mjerenje koncentracije  $n_f$ .

Na slici 4.6 prikazana je ovisnost intenziteta helijeve linije na 588 nm o položaju fokusa za različite  $T_{DELAY}$ . X os je okomita na os mlaza i prolazi kroz središte plazmenog mlaza 1 mm ispod otvora kapilare široke 2 mm. Energija laserskog pulsa namještena je na 19 mJ. Lijeva strana slike 4.6 predstavlja primarni izboj, a desna sekundarni izboj. U primarnom izboju primjećujemo oblik koji se u literaturi naziva *donut* oblik, a karakterizira ga lokalni minimum koncentracije elektrona u sredini mlaza. Smatra se da takav oblik nastaje zbog difuzije zraka u protok helija i Penning ionizacije. Zanimljivo je kako u sekundarnom izboju ne primjećujemo naznake *donut* oblika. To bi moglo ukazivati na različit mehanizam formacije plazmenog mlaza u primarnom i sekundarnom izboju. Primjećujemo da je kao i na slici 4.1 primarni izboj nešto intenzivniji od sekundarnog izboja. Također je zanimljiva blaga asimetrija signala koja je izraženija kod primarnog izboja nego kod sekundarnog izboja. Jedno moguće objašnjenje je da elektroda koja stvara plazmeni mlaz nije savršeno

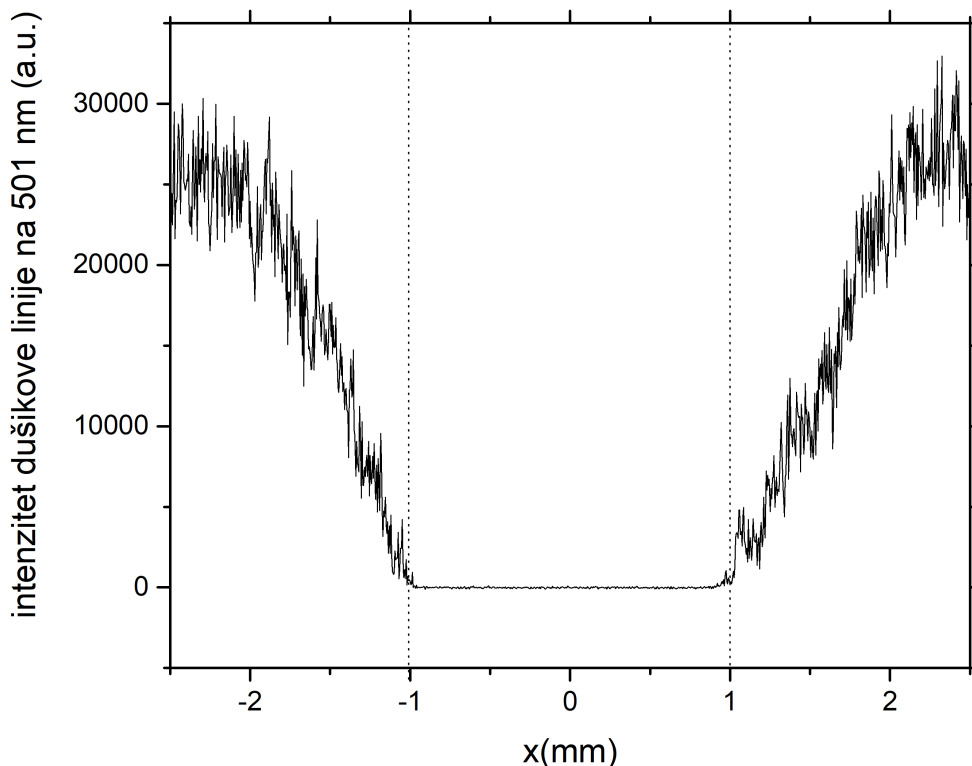


Slika 4.6: Intenzitet helijeve linije na 588 nm iz optičke emisije laserske plazme u ovisnosti o položaju fokusa duž osi lasera za različite  $T_{DELAY}$ . Iscrtkana linija predstavlja položaj unutarnjih rubova kapilare. Energija laserskog pulsa namještena je na 19 mJ

centrirana unutar kapilare. U tom slučaju čini se da je primarni izboj osjetljiviji na položaj elektrode od sekundarnog. Bilo bi zanimljivo testirati ovu hipotezu pomicanjem elektrode unutar kapilare.

I u primarnom i sekundarnom izboju signal trne u vremenu kako raste  $T_{DELAY}$  kao i na slici 4.1, no primjećujemo da za veće  $T_{DELAY}$  pri rubu mlaza ostaju *krila* signala koja ne utrnju. Objašnjenje se može pronaći u miješanju helija sa zrakom pri rubovima mlaza. Mala primjesa zraka dovoljna je za spustiti energiju sloma ispod energije laserskog pulsa i tako omogućiti laserski slom pri rubu mlaza, ali ne i u sredini.

U prilog tom objašnjenju ide i graf emisije dušikove linije na 501 nm prikazan na slici 4.7. Primjećujemo da na položaju na kojem se nalaze *krila* helijeve emisije dolazi do značajnijeg smanjenja dušikove emisije. Razlog tome je što udio dušika kreće naglo padati kako ulazimo u helijev mlaz.



Slika 4.7: Intenzitet dušikove linije na 501 nm iz optičke emisije laserske plazme u ovisnosti o položaju fokusa duž osi lasera. Iscrtkana linija predstavlja položaj unutarnjih rubova kapilare. Energija laserskog pulsa namještena je na 19 mJ



Prirodni nastavak ovog istraživanja bio bi unaprjeđivanje eksperimentalnog postava na način koji omogućuje mjerenje koncentracije  $n_f$ , što bi dozvolilo kvantitativno određivanje koncentracije elektrona u plazmenom mlazu. Drugo unaprjeđenje bilo bi ugrađivanje i automatizacija vertikalnog translatora čime bismo dobili mogućnost mjerenja koncentracije u 2D presjeku mlaza. Rezultati dobiveni takvim postavom bili bi zanimljivi grupama koje se bave modeliranjem plazmenih mlazova jer bi rezultate svojih modela mogli usporediti s dobivenim eksperimentalnim mjerenjima. Osim toga, s takvim postavom pokušalo bi se opaziti i odrediti svojstva plazmenih metaka koja još uvijek nisu sasvim poznata.

## 5 Zaključak

U ovom radu razrađena je jedna nova metoda za mjerenje koncentracije elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu helija koja se zasniva na laserskom slomu unutar plazmenog mlaza. Ideja metode potiče iz članka [8], a u ovom radu iznesena je teorija u pozadini metode te razvijen model laserskog sloma nužan za korištenje metode.

Primjenom tog modela na eksperimentalne podatke iz članka [8] dobivena je koncentracija elektrona u atmosferskom plazmenom mlazu u ovisnosti o vremenu. Dobivena je maksimalna koncentracija slobodnih elektrona  $2.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  kratko nakon porasta visokog napona koji stvara mlaz. Nakon toga koncentracija elektrona brzo trne u vremenu za vrijeme trajanja visokonaponskog pulsa. Dobivene vrijednosti koncentracije dobro se slažu s vrijednostima koje se mogu pronaći u literaturi za slične mlazove. Diskutirane su prednosti i nedostaci ove metode te je dana procjena očekivane pogreške.

Osim toga unaprijeđen je eksperimentalni postav iz članka [8] u vidu automatizacije pomicanja leće koja fokusira laserski puls korištenjem step motora. To nam omogućava preciznije prostorno mjerenje na atmosferskom mlazu te mjerenje profila laserskog snopa u blizini fokusa. Koristeći taj postav izmjeren je profil lasera i u fokusu dobiven polumjer snopa  $72 \text{ }\mu\text{m}$ . Mjerenjem optičke emisije iz laserske plazme duž radijalne osi plazmenog mlaza dobiven je kvalitativni izgled prostorne ovisnosti koncentracije elektrona. Primijećena je prisutnost *donut* oblika u primarnom izboju pri porastu visokog napona, ali ne i u sekundarnom izboju pri padu napona.

## Bibliography

- [1] Samukawa, S., Hori, M., Rauf, S., Tachibana, K., Bruggeman, P., Kroesen, G., ... & Kortshagen, U. (2012). The 2012 plasma roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(25), 253001.
- [2] Kogelschatz, U. (2003). Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma chemistry and plasma processing*, 23(1), 1-46.
- [3] Mateu-Sanz, M., Tornín, J., Brulin, B., Khlyustova, A., Ginebra, M. P., Layrolle, P., & Canal, C. (2020). Cold plasma-treated ringer's saline: A weapon to target osteosarcoma. *Cancers*, 12(1), 227.
- [4] Speranza, G., Liu, W., & Minati, L. (2019). *Applications of Plasma Technologies to Material Processing*. CRC Press.
- [5] Labay, C., Hamouda, I., Tampieri, F., Ginebra, M. P., & Canal, C. (2019). Production of reactive species in alginate hydrogels for cold atmospheric plasma-based therapies. *Scientific reports*, 9(1), 1-12.
- [6] Gierczik, K., Vukušić, T., Kovács, L., Székely, A., Szalai, G., Milošević, S., ... & Galiba, G. (2020). Plasma-activated water to improve the stress tolerance of barley. *Plasma Processes and Polymers*, 17(3), 1900123.
- [7] Kutasi, K., Popović, D., Krstulović, N., & Milošević, S. (2019). Tuning the composition of plasma-activated water by a surface-wave microwave discharge and a kHz plasma jet. *Plasma Sources Science and Technology*, 28(9), 095010.
- [8] Popović, D., Bišćan, M., & Milošević, S. (2019). Laser induced breakdown in pulsed helium atmospheric pressure plasma jet. *Plasma Sources Science and Technology*, 28(5), 055009.
- [9] Kempkens, H., & Uhlenbusch, J. (2000). Scattering diagnostics of low-temperature plasmas (Rayleigh scattering, Thomson scattering, CARS). *Plasma Sources Science and Technology*, 9(4), 492.
- [10] Nikiforov, A. Y., Leys, C., Gonzalez, M. A., & Walsh, J. L. (2015). Electron density measurement in atmospheric pressure plasma jets: Stark broadening of

hydrogenated and non-hydrogenated lines. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(3), 034001.

- [11] Lu, X., Reuter, S., Laroussi, M., & Liu, D. (2019). *Nonequilibrium atmospheric pressure plasma jets: Fundamentals, diagnostics, and medical applications*. CRC Press.
- [12] Choi, J. Y., Takano, N., Urabe, K., & Tachibana, K. (2009). Measurement of electron density in atmospheric pressure small-scale plasmas using CO<sub>2</sub>-laser heterodyne interferometry. *Plasma Sources Science and Technology*, 18(3), 035013.
- [13] Morgan, C. G. (1975). Laser-induced breakdown of gases. *Reports on Progress in Physics*, 38(5), 621.
- [14] Dumitrache, C., Limbach, C. M., & Yalin, A. P. (2016). Threshold characteristics of ultraviolet and near infrared nanosecond laser induced plasmas. *Physics of Plasmas*, 23(9), 093515.
- [15] Chen, K. R., Leboeuf, J. N., Wood, R. F., Geohegan, D. B., Donato, J. M., Liu, C. L., & Poretzky, A. A. (1996). Laser-solid interaction and dynamics of laser-ablated materials. *Applied surface science*, 96, 45-49.
- [16] Agostini, P., Barjot, G., Bonnal, J., Mainfray, G., Manus, C., & Morellec, J. (1968). Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 4(10), 667-669.
- [17] Young, M., & Hercher, M. (1967). Dynamics of laser-induced breakdown in gases. *Journal of applied physics*, 38(11), 4393-4400.
- [18] Tozer, B. A. (1965). Theory of the ionization of gases by laser beams. *Physical Review*, 137(6A), A1665.
- [19] Morgan, F., Evans, L. R., & Morgan, C. G. (1971). Laser beam induced breakdown in helium and argon. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 4(2), 225.
- [20] J. D. Cobine, *Gaseous Conductors* (Dover Publications, Inc., New York, 1958), 2nd ed.
- [21] Oskam, H. J., & Mittelstadt, V. R. (1963). Recombination coefficient of molecular rare-gas ions. *Physical Review*, 132(4), 1445.

- [22] Collins, C. B., & Robertson, W. W. (1965). Comments on Collisional—Radiative Recombination of He<sup>2+</sup> into Dissociative States. *The Journal of Chemical Physics*, 43(11), 4188-4188.
- [23] Evans, L. R., & Morgan, C. G. (1969). Lens aberration effects in optical-frequency breakdown of gases. *Physical Review Letters*, 22(21), 1099.
- [24] Browne, P. F. (1965). Mechanism of gas breakdown by lasers. *Proceedings of the Physical Society*, 86(6), 1323.
- [25] Brown, S. C. (1959). *Basic Data of Plasma Physics* John Wiley & Sons. Inc., New York.
- [26] Brown, S. C. (1951). High-frequency gas-discharge breakdown. *Proceedings of the IRE*, 39(12), 1493-1501.
- [27] Raizer, Y. P., & Allen, J. E. (1997). *Gas discharge physics*. Berlin: Springer.
- [28] Griffiths, D. (2017). *Introduction to Electrodynamics* (4th ed.). Cambridge: Cambridge University Press. Str. 398-399.
- [29] MACDONALD, A. D., 1966, *Microwave Breakdown in Gases* (New York: Wiley).
- [30] Bišćan, M. (2013). Utjecaj atomskih i molekularnih plinova na laserski proizvedene plazme (Doctoral dissertation, University of Zagreb. Faculty of Science. Department of Physics.).
- [31] Monfared, S. K., Graham, W. G., Morgan, T. J., & Hüwel, L. (2011). Spectroscopic characterization of laser-produced atmospheric pressure helium microplasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 20(3), 035001.
- [32] Popović, D. (2019). Dijagnostika i primjena pulsnih hladnih atmosferskih plazma (Doctoral dissertation, University of Zagreb. Faculty of Science. Department of Physics.).
- [33] Shashurin, A., Shneider, M. N., & Keidar, M. (2012). Measurements of streamer head potential and conductivity of streamer column in cold nonequilibrium atmospheric plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 21(3), 034006.

- [34] Begum, A., Laroussi, M., & Pervez, M. R. (2013). Atmospheric pressure He-air plasma jet: Breakdown process and propagation phenomenon. *AIP Advances*, 3(6), 062117.
- [35] Liu, X. Y., Pei, X. K., Lu, X. P., & Liu, D. W. (2014). Numerical and experimental study on a pulsed-dc plasma jet. *Plasma Sources Science and Technology*, 23(3), 035007.
- [36] Cheng, H., Lu, X., & Liu, D. (2015). The Effect of Tube Diameter on an Atmospheric-Pressure Micro-Plasma Jet. *Plasma Processes and Polymers*, 12(12), 1343-1347.
- [37] Naidis, G. V. (2011). Modelling of plasma bullet propagation along a helium jet in ambient air. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 44(21), 215203.